



HAL
open science

Hydrodynamique d'une colonne à bulles en régime hétérogène : nouvelles données expérimentales, mécanismes et lois d'échelle

Yann Mezui M'Obiang

► **To cite this version:**

Yann Mezui M'Obiang. Hydrodynamique d'une colonne à bulles en régime hétérogène : nouvelles données expérimentales, mécanismes et lois d'échelle. Autre. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2021. Français. NNT : 2021GRALI060 . tel-03553781

HAL Id: tel-03553781

<https://theses.hal.science/tel-03553781v1>

Submitted on 3 Feb 2022

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Yann Mezui

Thèse dirigée par **Alain CARTELLIER**, et
codirigée par **Martin OBLIGADO**

préparée au sein du **Laboratoire des Écoulements
Géophysiques et Industriels**
dans l'**École Doctorale I-MEP 2**

Hydrodynamique d'une colonne à bulles en régime hétérogène: Nouvelles données expérimentales, Mécanismes, et lois d'échelle

Thèse soutenue publiquement le **29 Juin 2021**
devant le jury composé de :

Mme, Henda DJERIDI

Professeure, Grenoble INP, Présidente du jury

Mme, Anne-Marie BILLET

Professeure, Toulouse INP, Rapporteur

M., Huai-Zhi LI

Professeur, Université de Lorraine, Rapporteur

M., Mickaël BOURGOIN

Directeur de Recherche, ENS Lyon, Examineur

M., Alain CARTELLIER

Directeur de Recherche, Université Grenoble Alpes, Directeur de thèse

M., Martin OBLIGADO

Maître de Conférence, Université Grenoble Alpes, Co-Directeur de thèse

M., Frédéric AUGIER

Ingénieur de Recherche (HDR), IFP Énergies Nouvelles, Invité



Remerciements

En préambule à ce mémoire, je souhaitais adresser mes remerciements les plus sincères à tous ceux qui m'ont apporté leur aide, leur soutien et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire de thèse.

Je tiens à remercier sincèrement Alain CARTELLIER, mon Directeur de thèse, et Martin OBLIGADO, mon co-directeur de thèse qui se sont toujours montrés patients, disponibles tout au long de la réalisation de ce doctorat, ainsi que pour l'aide et le temps qu'ils ont bien voulu me consacrer durant la thèse, surtout lors la phase de rédaction.

Je tiens à remercier ma famille, sans qui rien n'aurait été possible. Je remercie ma mère, mon frère et mon père pour leur soutien indéfectible tout au long de ma vie. Vous êtes ce que j'ai de plus précieux.

Je tiens aussi à remercier A2PS pour leur disponibilité et leur réactivité durant notre collaboration. Je remercie tout particulièrement Anthony LEFEBVRE et Stéphane GLUCK pour leur disponibilité, les conseils et l'aide qu'ils m'ont apporté durant cette thèse.

Je voudrais également remercier les services technique, informatique et administratif du LEGI qui m'ont permis de résoudre rapidement les problèmes annexes à ma thèse. Ils m'ont permis de mieux me concentrer sur l'aspect recherche.

Je voudrais aussi adresser mes remerciements aux permanents du LEGI avec qui j'ai pu avoir des discussions intéressantes. Je vous remercie pour tous les conseils sur le déroulement de la thèse et sur l'après-doctorat.

Mon expérience au LEGI n'aurait pas été la même sans les doctorants et les post-doctorants. Je remercie ceux qui m'ont accueilli au LEGI: Mon premier co-bureau JB, Sofien, Yves, Flavia, Pierre, Camille, Guillaume, Antoine Martin, Antoine Mathieu, Antoine Campagne. Je remercie les doctorants de ma génération: Daniel (merci pour les cours d'anglais mon ami), Christophe, Cyrille, Mathieu G, Jérémie. Mention spéciale à ceux que j'ai rencontrés en cours de thèse et en fin de thèse: Lucas, Géraldine, Miguel, Cruz, Luis, Lionel, Ivan, Clément, Mathieu Alonzo, Helder, Claudine, Eduardo, Enzo, Amélie, Umair, Oliver, Quentin, Sarah, Sara, Costanza, Benjamin, Mohammad, Arman, Hassan, Eduard, Aurélie, Jason, Wessel. Je n'oublierai jamais les très bons moments que nous avons passés ensemble au sein et en dehors du LEGI.

Contents

1	Introduction	1
1.1	État de l'art	1
1.2	Problématique	7
1.3	Stratégie expérimentale	7
2	Dispositif expérimental	11
2.1	Colonne à bulles	11
2.2	Techniques de mesures locales	12
2.3	Qualification de la colonne à bulles	37
2.4	Conclusion	43
3	Nouvelle technique de mesure optique : Sonde conique Doppler (M2)	47
3.1	Principe	48
3.2	Élaboration d'une nouvelle sonde optique	50
3.3	Conditions de collecte d'un signal Doppler et conséquences sur la vitesse détectée	54
3.4	Traitement du signal, sensibilité aux paramètres de traitement et performances des capteurs	72
3.5	Conclusion	115
4	Résultats expérimentaux	117
4.1	Écoulement quasi-établi?	117
4.2	Fraction de vide	117
4.3	Étude de la phase liquide	134

4.4	Étude de la phase gazeuse	170
5	Analyse et mise en échelle/Couplage des phases liquide et gaz	207
5.1	Mesure directe de la vitesse relative	207
5.2	Mise en échelle: Pertinence de l'échelle de vitesse $(gD\alpha)^{1/2}$	211
5.3	Origine de la vitesse relative effective observée	223
5.4	Conclusion	230
6	Conclusion and perspectives	233
	Conclusion	233
6.1	Conclusion	233
6.2	Perspectives	235

List of Figures

1.1	Schéma représentant les différents régimes observables dans une colonne à bulles et l'évolution typique de la fraction de vide en fonction de la vitesse superficielle du gaz. Source: Forret [10].	2
1.2	Extrait d'un tableau récapitulatif des corrélations de la fraction de vide globale. Cet extrait est issu de la review de Kantarci [12]	3
2.1	Gauche: Photo de la colonne à bulles Phi400 utilisée durant cette thèse. Droite: Schéma de la colonne à bulles présentant les définitions de H_s et H_0	12
2.2	Schéma présentant les différentes configurations de tubes de Pavlov utilisées durant cette thèse. Dans la configuration en "L", les tubes de Pavlov sont fixés à une barre de type Elcom de section carrée de 3 cm de côté. Les tubes de Pavlov sont renforcés en deux points afin de réduire les vibrations au maximum. Les tubes de Pavlov "droits" sont introduits dans la colonne par l'intermédiaire des orifices se trouvant sur les côtés de la colonne.	15
2.3	Zoom de l'extrémité immergée des tubes de Pavlov. Dans la configuration en "L", le diamètre extérieur d_{ext} des tubes est de 6 mm, le diamètre intérieur d_{int} est de 5 mm. Deux trous de 0.5 mm sont percés à distance L_e de 5.5 cm de l'extrémité des tubes. La distance entre les deux trous est de 12 mm. Pour les tubes de Pavlov "droits", le diamètre extérieur d_{ext} des tubes est de 4 mm, le diamètre intérieur d_{int} est de 3 mm. Deux trous de 0.18 mm sont percés à une distance L_e de 1 cm de l'extrémité des tubes. La distance entre les deux trous est de 8 mm.	15
2.4	Capteurs de pressions utilisés lors des essais. Le capteur GE Druck LP1000 est représenté à gauche. Le capteur Rosemount 2051 CD21 est représenté à droite.	16
2.5	Gauche: Photo d'un Picoscope 5443A. Droite: Photo d'une carte d'acquisition NI-6356.	17
2.6	Schéma du positionnement des tubes de Pavlov à l'aide d'un dispositif composé de plusieurs barres Elcom. Deux barres parallèles servant de guides sont fixes lorsqu'une troisième est réglable dans deux directions (x et y). Les flèches en traits discontinus correspondent à des déplacements potentiels de la barre réglable selon x et y	18

- 2.7 Tension de sortie en fonction de la pression différentielle ΔP imposée par l'étalonneur. Lors de chaque essai, seul un des connecteurs est connecté à l'étalonneur. Les points rouges correspondent au cas où seul le connecteur « HI » est branché à l'étalonneur, l'autre situation est représentée par les points bleus. 20
- 2.8 Schéma des tubes de Pavlov soumis à un écoulement monophasique (jet d'eau). 22
- 2.9 Signal typique obtenu lorsque les tubes de Pavlov sont soumis à un jet d'eau de débit $Q=280$ l/h. 22
- 2.10 Statistiques de vitesses liquides calculées à partir des données obtenues par le capteur GE LP Druck 1000 à différentes v_{sl} et H_{buse} lorsque les tubes de Pavlov sont soumis à un jet d'eau. L'étude de la similitude entre $\langle v_L \rangle$ obtenues grâce au capteur et v_{sl} est présenté à gauche. L'écart-type des vitesses liquides calculées à partir des données obtenues par le capteur à différentes v_{sl} et H_{buse} est présentée sur la figure de droite. 23
- 2.11 Taux de turbulence des vitesses liquides calculées à partir des données obtenues par le capteur à différentes v_{sl} et H_{buse} présentées sur la figure 2.10. 23
- 2.12 Gauche: Signal de sortie bruité obtenu par le capteur LP1000 à $v_{sg} = 19,5$ cm/s. Droite: Évolution de la vitesse liquide en fonction du temps. La courbe bleue correspond à la vitesse obtenue à l'aide du signal brut. La courbe rouge correspond aux vitesses liquides calculées à partir du signal filtré à $F_c = 50$ Hz. 24
- 2.13 Densités spectrales de puissance des signaux bruts obtenus à différentes vitesses superficielles de gaz obtenues à l'aide du capteur LP1000. La pente $-5/3$ représente la loi de turbulence de Kolmogorov. 25
- 2.14 Évolution des moyennes et des écarts-types de vitesse liquide verticale en fonction de v_{sg} obtenus à l'aide du capteur LP1000. Les cercles bleus correspondent aux vitesses liquides obtenues à partir du signal brut. Les carrés rouges correspondent aux vitesses calculées à partir du signal filtré à une fréquence de coupure de 50 Hz. 26
- 2.15 Signaux typiques obtenus à l'aide du capteur LP1000. Les cartes d'acquisition utilisées sont un picoscope 5446A (gauche) et un National Instrument NI-6356 (droite). On remarque que ce dernier présente moins de bruit que celui obtenu à l'aide du picoscope. 27
- 2.16 Densités spectrales de puissances des signaux bruts obtenus à différentes vitesses superficielles du gaz obtenues à l'aide du capteur Rosemount 2051 CD21. La pente $-5/3$ représente la loi de turbulence de Kolmogorov. 28

- 2.17 Évolutions de la moyenne et de l'écart-type des vitesses liquides en fonction de v_{sg} . Ces données sont obtenues à l'aide du capteur LP1000. Les cercles bleus correspondent aux vitesses liquides obtenues à partir du signal brut et les carrés rouges correspondent aux vitesses calculées à partir du signal filtré à une fréquence de coupure de 50 Hz. 29
- 2.18 Signal de tension de sortie obtenue à l'aide du capteur de pression Rosemount CD21 pour $v_{sg}=16.25$ cm/s. Les tubes de Pavlov sont placés au centre de la colonne à une hauteur de 1.45 m au-dessus des injecteurs. On peut observer les différentes phases de la mesure: La phase (A) qui permet de mesurer la tension de référence. Le décalage de la tension de référence est représenté par la courbe rouge. La phase (B) permet l'établissement et la stabilisation du débit de gaz injecté. La tension de sortie instantanée est obtenue lors de la phase (C). 30
- 2.19 Visualisation d'un signal obtenu par une sonde optique POP lors du perçage d'une bulle grâce au logiciel SO6. La ligne jaune correspond au seuil liquide, les deux lignes oranges correspondent à l'intervalle du bruit et la ligne bleue correspond au seuil gaz. Source:A2 Photonic Sensors. 32
- 2.20 Visualisation d'un signal obtenu par une sonde optique POP lors du perçage de plusieurs bulles grâce au logiciel SO6. Cette figure présente des signaux de type T1 et de type T2. Source: A2 Photonic Sensors. 32
- 2.21 Schéma simplifié de la sonde optique parallèle utilisée durant cette thèse. 33
- 2.22 Corrélation analytique se basant sur 2.12. Source: Raimundo et al. (CES 2016) . 35
- 2.23 Schéma présentant les interactions entre les sondes et une bulle dans le modèle analytique. Source: Raimundo et al. (CES 2016) 36
- 2.24 Formes de bulles ellipsoïdales considérées lors des simulations Monte-Carlo. Une bulle aplatie est représentée à gauche. Une bulle allongé est représentée à droite. 36
- 2.25 Schéma d'un périscope immergé dans une colonne à bulles. Ce dispositif est couplé à une caméra d'une résolution de 23 mégapixels. 38
- 2.26 Évolution de la fraction de vide locale sur l'axe en fonction de H_0/D obtenue à l'aide de la sonde M2. La fraction de vide locale est stable à 15 % près quelque soit le régime d'exploitation pour $2,5 \leq H_0/D \leq 6$ 39
- 2.27 Sensibilité des distributions des cordes par rapport à la hauteur de mesure H_s/D en régimes homogène ($v_{sg} = 1,43$ cm/s) et hétérogène ($v_{sg} = 8,45$ cm/s). Les données proposées ont été obtenues avec une sonde POP. 41

- 2.28 Gauche: Évolution du diamètre de Sauter vertical obtenu à l'aide d'une sonde conique classique. Droite: Évolution du diamètre de Sauter horizontal en fonction de v_{sg} obtenu à l'aide d'une sonde parallèle à corrélation. Nos mesures sont comparées aux valeurs obtenues par Raimundo [22] dans une colonne similaire à la nôtre mais avec une qualité d'eau différente. 43
- 2.29 Excentricité et diamètre équivalent D_{eq} en fonction de v_{sg} . Les marqueurs ronds et les marqueurs noirs correspondent respectivement à nos données et à celles obtenues par Raimundo [22]. 44
- 2.30 Vitesse terminale d'une bulle isolée en fonction de son diamètre équivalent pour différents nombres de Morton. Maxworthy et al.[41]. 44
- 2.31 Forme d'une bulle isolée en fonction Eo et Mo . Clift et al. [42] 45
- 2.32 Photo obtenue lors de l'utilisation du périscope. Les traits noirs correspondent aux diamètres des bulles sélectionnées. Ces diamètres varient entre 6 mm et 8 mm. 46
- 3.1 A gauche: Schéma représentant un émetteur/récepteur fixe (sonde) émettant une onde lumineuse qui interagit avec un réflecteur mobile (interface) et qui revient à sa source. À droite: Image d'une sonde Doppler interagissant avec une bulle en mouvement. 50
- 3.2 Signal typique d'une bulle détectée par une sonde Doppler. Un signal Doppler est présent en sortie de bulle avant la détection de phase. 51
- 3.3 a) Exemple d'une pointe conique fabriquée à partir d'une fibre optique monomode. Les deux images correspondent à la même sonde à des grossissements différents. b) Distributions d'intensité lumineuse mesurées à différentes distances de l'extrémité de la fibre et détermination de l'ouverture numérique NA pour les extrémités clivées (0C) et coniques (1C). La taille de la tâche pour 1σ et la distance r sont proportionnelles. Le rapport de ces derniers, qu'il faut multiplié par 2 pour avoir 2σ , nous donne la tangente de l'angle d'éclairage Θ . Ainsi, on obtient les valeurs de NA présentées sur la figure à l'aide de l'équation $NA=\sin(\Theta)$. c) Temps de démouillage T_m mesuré en fonction de la vitesse d'interface V_i pour la sonde conique: la longueur de latence telle que définie entre les seuils à 10% et à 90% de l'amplitude totale du signal est de $L_S = T_m V_i \approx 6\mu m$. Cette relation est représentée par la ligne en pointillés. 54

- 3.4 Signal typique d'une bulle enregistré avec le prototype de sonde optique monomode conique dans la colonne de la bulle décrite à la section 3. Une tension basse (ici, environ 20 mV) correspond à une pointe de sonde se trouvant dans l'eau, tandis qu'une tension haute (ici, environ 0,45 Volt) correspond à une pointe de sonde se trouvant dans le gaz. Les événements caractéristiques, c'est-à-dire le temps d'arrivée T_A , le temps de sortie T_E et le temps de séjour de la sonde dans une bulle T_G sont indiqués sur le signal de type créneau. Les signaux Doppler collectés avant que la sonde n'atteigne la bulle (signal à gauche) et lorsque la sonde quitte la bulle (signal à droite) sont agrandis pour plus de clarté. 55
- 3.5 Intensité lumineuse émise I sortant de la pointe conique de la fibre dans l'air (en haut) et dans l'eau (en bas) normalisée par l'intensité lumineuse maximale à la largeur ("waist") du faisceau I_0 . La couleur représente $\log_{10}(I/I_0)$. Les contours de la iso-valeur (lignes pleines) sont fournis pour $I/I_0=10^{-1}$, 10^{-2} et 10^{-3} . Le nombre de franges correspond au nombre de périodes Doppler qui seraient idéalement collectées pour une interface se déplaçant de l'emplacement actuel à la pointe de la sonde localisée à l'origine. 58
- 3.6 Les signaux recueillis à partir d'une interface air-eau plane s'approchant d'une sonde conique à vitesse constante (1 cm/s pour le signal du haut, 59 cm/s pour le signal du bas) sont tracés en fonction de la distance entre l'interface et la pointe de la sonde. La transition se fait de l'air vers l'eau, et la vitesse de déplacement de l'interface est dirigée le long de l'axe de la fibre optique. 59
- 3.7 Signaux d'une sonde clivée droite (signal bleu) et d'une sonde conique (signal orange) collectés simultanément à partir de la même interface air-eau plane. Les figures du haut et du milieu présentent les mêmes signaux avec des grossissements différents. La figure du bas indique la vitesse de déplacement de l'interface en fonction du temps, mesurée à partir des périodes du signal Doppler délivré par chaque sonde. 60
- 3.8 Gauche: Émission schématisée de l'extrémité d'une fibre optique et conditions angulaires pour la détection d'une interface en approche. Droite: Angle maximal de collecte $\beta/2$ autorisé pour former un signal Doppler en fonction de la distance r pour divers diamètres d_c de l'extrémité de la sonde (cette dernière est approximée comme une zone circulaire plane). 61
- 3.9 Incertitude maximale (en pourcentage) sur l'amplitude de la vitesse de déplacement de l'interface projetée le long de l'axe de la sonde en fonction de l'ouverture numérique (NA) pour une sonde dans l'air (bleu et jaune) ou dans l'eau (orange et violet). 63

- 3.10 Signaux bruts obtenus à l'aide d'une sonde Doppler lors d'une transition air-eau pour différents angles d'inclinaison α entre la normale à l'interface et l'axe de la sonde. Les signaux en volts en fonction du temps ont été transformés en volts en fonction de la distance à la pointe de la sonde en utilisant la vitesse d'interface mesurée avec la fréquence Doppler. Les lignes en pointillés correspondent à une amplitude de signal fixe égale au niveau de gaz statique plus $9(\pm 1)$ fois l'écart-type du bruit. 66
- 3.11 Évolution avec l'angle α entre la normale à l'interface et l'axe de la sonde, de l'amplitude Doppler maximale (en Volts) atteinte lorsque l'interface touche presque la sonde, du nombre de périodes Doppler successives dans le signal (#) et de la distance (en μm) pour laquelle l'amplitude Doppler reste supérieure à $9(\pm 1)$ fois l'écart-type de la distribution du bruit 67
- 3.12 Sur la carte d'intensité de la figure 3.5, des symboles ouverts ont été tracés pour représenter le nombre de franges (c'est-à-dire de périodes Doppler) mesurées lors d'expériences contrôlées en faisant varier l'angle entre l'axe de la fibre et la normale à l'interface gaz-liquide planaire entrante. La limite définie par ces points correspond à des signaux Doppler de même amplitude absolue. Des trajectoires de bulles extrêmes sont également illustrées (lignes pointillées rouges) pour un nombre de périodes égal à 20. 68
- 3.13 Inclinaison maximale des trajectoires d'inclusion éligibles par rapport à l'axe optique en fonction du nombre de périodes enregistrées lors d'une transition air-eau. Ici, les périodes Doppler ne sont prises en compte que lorsque l'amplitude Doppler dépasse un seuil donné. 69
- 3.14 Réponse de la sonde lors de la traversée d'une interface air-eau ou eau-air avec une sonde orientée le long ou à l'encontre de la vitesse du bouchon de gaz : a) et b) les situations correspondent respectivement à l'entrée et à la sortie d'une bulle pour une bulle s'approchant par l'avant de la sonde. La situation c) - respectivement la situation d) - correspond à une entrée - respectivement une sortie - de bulle pour une bulle s'approchant par l'arrière de la sonde. 70
- 3.15 Signaux bruts recueillis par des sondes optiques dans le même flux de bulles. À gauche: signal de la sonde Doppler ($L_S=6 \mu\text{m}$, fréquence d'échantillonnage 3,7 MHz). Au milieu: signal provenant d'une sonde optique conique ($L_S=48 \mu\text{m}$, fréquence d'échantillonnage 3.3 MHz). À droite: PDFs de tension correspondante pour les deux sondes construites sur 60 secondes. 74

- 3.16 Illustration de la routine à double seuil appliquée à un signal de pleine amplitude délivré par la sonde Doppler ($f_{sampling} = 10$ MHz). Les signatures Doppler qui se produisent avant que les transitions de phase sont agrandies dans les images de gauche et de droite. 75
- 3.17 Exemples de signaux d'amplitude partielle recueillis avec la sonde optique Doppler dans une colonne à bulles fonctionnant en régime homogène ($v_{sg} = 3,3$ cm/s). Notez que leur amplitude est comprise entre 0,05 V et 0,12 V. Dans cet enregistrement, le plateau au niveau du gaz était situé à 0,35 V. 76
- 3.18 Validation d'un signal Doppler obtenu. Pour n et ϵ donnés, on cherche la portion du signal répondant le mieux aux conditions imposées. Sur une bouffée Doppler filtrée en passe-bande (courbe bleue) observée avant une transition gaz-liquide, des franges sont identifiées (points noirs) et se voient attribuer une valeur de fréquence instantanée (courbe rouge). La partie en gras de cette dernière courbe correspond à $n=30$ franges consécutives et dont la période est la même dans $\pm 8\%$. La recherche de franges consécutives commence entre 0 et 5 franges à partir du contact sonde-interface: ce contact correspond à l'extrême droite du signal. La partie en gras de la courbe de fréquence qui correspond ici à 30 franges est exploitée pour calculer la fréquence moyenne puis la vitesse de la bulle. . . . 78
- 3.19 Exemple de signature d'une bulle (en haut) et évolution de la fraction de vide mesurée par rapport au seuil supérieur pour deux valeurs du seuil inférieur (en bas). Le signal a été recueilli dans la colonne de bulles à $v_{sg} = 19,5$ cm/s et pendant 348 secondes. Caractéristiques du signal: le niveau du liquide est de 7mV, le niveau du gaz est de 1 V, l'amplitude du bruit crête à crête au niveau du liquide est de 23 mV, les overshoots atteignent 1,5 V. 80
- 3.20 Distributions des temps de séjour du gaz extraites du même enregistrement que celui utilisé pour la figure 3.19 pour différents seuils supérieurs et inférieurs. Sensibilité au seuil supérieur pour un seuil inférieur fixe est égale à 50 mV (à gauche). Sensibilité au seuil inférieur (fixé à 25 mV et à 50 mV) pour trois seuils supérieurs différents égaux à 1,02, 2 et 4 fois l'amplitude du seuil inférieur (droite). 81

- 3.21 Gauche: Illustration de la convergence de la fraction de vide locale moyenne sur l'axe de la colonne pour $v_{sg}=19,5$ cm/s et pour un enregistrement de 3 minutes (mêmes caractéristiques de signal que celles utilisées pour la figure 3.19): les fluctuations à long terme de la fraction de vide moyenne restent dans un intervalle de convergence de $\pm 0,0044$ en valeur absolue (à gauche). Droite: Fraction de vide locale sur l'axe de la colonne en fonction de la vitesse superficielle du gaz v_{sg} mesurée par la sonde Doppler et par la sonde optique classique. Les barres d'incertitude représentent les intervalles de convergence correspondants. La région de v_{sg} élevée est agrandie dans l'encart pour faciliter la lecture. 83
- 3.22 Distribution des temps de séjour des gaz détectés par une sonde Doppler et une sonde classique. La différence entre ces deux distributions est indiquée en noir (a et b). Contributions à la fraction de vide local par classe de temps de séjour du gaz pour les deux sondes (b et e) avec la différence entre la sonde Doppler et la sonde classique indiquée en noir. Fraction de vide cumulée telle que détectée par chaque sonde en fonction du temps de séjour du gaz (c et f). La rangée supérieure (a, b et c) correspond à des conditions homogènes ($v_{sg} = 1,3$ cm/s) et la rangée inférieure (d, e et f) à des conditions hétérogènes ($v_{sg} = 19,5$ cm/s). . . . 84
- 3.23 Tableau de sensibilité des moyennes et des écart-types de vitesses par rapport à n et ε en régime homogène. Pour chaque variable statistique, nous avons sur le tableau du haut les valeurs de celle-ci pour chaque paramètre. Le tableau du bas correspond aux écarts (%) par rapport à la valeur de référence choisie ($n=20$ et $\varepsilon=10\%$). Si la cellule du tableau est blanche alors celle-ci présente un écart inférieur à 5 %. Si l'écart est inclus entre 5 et 10%, la cellule sera gris clair. Enfin lorsque cet écart est supérieur à 10%, la cellule est gris foncé. 88
- 3.24 Tableau de sensibilité des moyennes et des écart-types de vitesses par rapport à n et ε en régime hétérogène. Pour chaque variable statistique, nous avons en haut les valeurs de celle-ci pour chaque paramètre. Le tableau du bas correspond aux écarts (%) par rapport à la valeur de référence choisie ($n=20$ et $\varepsilon=10\%$). La règle sur le code couleur est la même que celle de la figure 3.23. 89
- 3.25 Taux de validation de la vitesse en pourcentage par rapport au nombre n de périodes Doppler pour diverses valeurs de l'écart maximal entre les périodes (ε est indiqué en pourcentage dans la légende), pour les signaux acquis sur l'axe de la colonne dans le régime homogène ($v_{sg}=1,3$ cm/s, à gauche) et dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s, à droite) - caractéristiques du signal comme indiqué dans le tableau 3.2. 90

- 3.26 Évolution des distributions des vitesses détectées en fonction des paramètres de traitement n et ε en régime homogène ($v_{sg} = 1,3$ cm/s). Gauche: Impact du nombre de périodes n de 10 à 100 pour un écart autorisé fixe $\varepsilon=10\%$. Droite: Impact de l'écart autorisé ε de 2% à 25% pour un nombre fixe de périodes $n=20$ - Caractéristiques du signal comme indiqué dans le tableau 3.2. 92
- 3.27 Évolution des distributions des vitesses détectées en fonction des paramètres de traitement n et ε en régime hétérogène ($v_{sg} = 16,25$ cm/s). Gauche: Impact du nombre de périodes n de 10 à 100 pour un écart autorisé fixe $\varepsilon=10\%$. Droite: Impact de l'écart autorisé ε de 2% à 25% pour un nombre fixe de périodes $n=20$ - Caractéristiques du signal comme indiqué dans le tableau 3.2. 93
- 3.28 Vitesse détectée en fonction de l'amplitude normalisée du pic de la transformée de Fourier lorsque ε passe de 10% (colonne de gauche) à 25% (colonne de droite), tous les autres paramètres étant maintenus constants ($n=20$, caractéristiques du signal comme dans le tableau 3.2). La ligne supérieure correspond au régime homogène ($v_{sg} = 1,3$ cm/s). La ligne inférieure correspond au régime hétérogène ($v_{sg} = 16,25$ cm/s). Les flèches indiquent l'emplacement dans le plan (v_g , TF peak) des signaux présentés sur la Figure 3.29. 94
- 3.29 Exemples de signaux bruts avant la transition gaz-liquide, de leur FFT et de leur étape de traitement final après filtrage adaptatif pour les événements localisés par les flèches de la figure 3.28. Rangée du haut: régime homogène, Rangée du bas: régime hétérogène. Les signaux de la colonne de gauche présentent un net maximum de leur FFT: ils fournissent une mesure valable de la vitesse de la bulle lorsque ε est fixé à 10% ou plus: Les signaux de la colonne de droite proviennent du bruit: ils présentent un large maximum dans leur FFT, et ils ne sont pas validés pour $\varepsilon=10\%$. Cependant, ils fournissent une donnée de vitesse incorrecte si ε est fixé à 25% ($n=20$, caractéristiques du signal comme dans le tableau 3.2). 95
- 3.30 Évolution de la vitesse détectée v_{sg} dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s) avec la fréquence passe-bas f_{LP} du filtre passe-bande, tous les autres paramètres étant maintenus constants ($f_{HP}=30$ kHz, $n=20$, $\varepsilon=10\%$, caractéristiques du signal comme dans le tableau 3.2). 96
- 3.31 Évolution des distributions de vitesse détectées avec la fréquence de coupure du filtre passe-haut (pour des paramètres de traitement fixes $n=20$ et $\varepsilon=10\%$). Á gauche: régime homogène, $v_{sg}=1,3$ cm/s. Á Droite: régime hétérogène, $v_{sg}=16,25$ cm/s. 96

- 3.32 La colonne de gauche fournit des iso-contours codés par couleur de la vitesse maximale normalisée détectée (rangée du haut), de la vitesse minimale (rangée du milieu) et de la dynamique de vitesse (rangée du bas) en fonction du filtre passe-bas f_{LP} normalisé par la plus grande fréquence Doppler f_{Dmax} dans le signal, et de la dynamique du filtre (f_{LP}/f_{HP}) normalisée par la dynamique de vitesse réelle (ou de façon équivalente la fréquence Doppler) dans le signal DR_0 . La colonne de droite donne l'évolution des mêmes quantités avec la dynamique du filtre (f_{LP}/f_{HP}) normalisée par DR_0 pour des rapports fixes f_{LP}/f_{Dmax} égaux à 1,3, 0,8 et 0,5. Régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s). 98
- 3.33 Impact du rapport entre la gamme dynamique du filtre et la gamme dynamique de fréquence réelle sur la vitesse maximale normalisée, la vitesse minimale et la dynamique de vitesse dans les régimes homogène (HoR) et hétérogène (HeR) pour $f_{LP}/f_{Dmax}= 0,5, 0,8$ et $1,3$ 99
- 3.34 Évolution des distributions de cordes brutes (c'est-à-dire sans interpolation de la vitesse) en fonction du paramètre de traitement n pour une valeur fixe $\varepsilon=10\%$ dans le régime homogène ($v_{sg}=1,3$ cm/s, gauche) et dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s, droite). Caractéristiques du signal telles qu'indiquées dans le tableau 3.2 avec $f_{LP}=92$ kHz, $f_{HP}=1,005$ MHz pour le régime homogène, et avec $f_{LP}=146$ kHz, $f_{HP}=3,751$ MHz pour le régime hétérogène. 102
- 3.35 Exemple d'un signal collecté dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s) qui correspond à une corde de $62 \mu\text{m}$. Comme prévu pour une corde plus longue que la longueur de latence de la sonde, le signal présente un net plateau au niveau gaz avec une modulation Doppler nette avant la transition gaz-liquide. 102
- 3.36 Tableau de sensibilité des moyennes et des écart-types de cordes par rapport à n et ε en régime homogène. Pour chaque variable statistique, nous avons en haut les valeurs de celle-ci pour chaque paramètres. Le tableau du bas correspond aux écarts par rapport à la valeur de référence choisi ($n=20$ et $\varepsilon=10\%$). Les règles sur le code couleur sont les mêmes que celles de la figure 3.23 103
- 3.37 Tableau de sensibilité des moyennes et des écart-types de cordes par rapport à n et ε en régime hétérogène. Pour chaque variable statistique, nous avons en haut les valeurs de celle-ci pour chaque paramètres. Le tableau du bas correspond aux écarts par rapport à la valeur de référence choisi ($n=20$ et $\varepsilon=10\%$). Les règles sur le code couleur sont les mêmes que celles de la figure 3.23 104
- 3.38 Distributions des temps de résidence T_G sur l'axe à différentes hauteurs H_s en régime homogène ($v_{sg} = 2,6$ cm/s) et en régime hétérogène ($v_{sg} = 22,75$ cm/s). . . 106

- 3.39 Exemples de signaux correspondant à de longues cordes de gaz collectées en régime homogène : a) corde = 11 mm à une vitesse = 0,43 m/s, et en régime hétérogène: b) corde = 43 mm à une vitesse $\approx 1,6$ m/s et c) corde = 84 mm à une vitesse $\approx 1,4$ m/s. 107
- 3.40 Les distributions cumulées sont fonction de la corde détectée et de leur contribution au flux de gaz local, telle qu'elle est évaluée à partir des données brutes, c'est-à-dire sans interpolation de la vitesse. Rangée du haut: Régime homogène ($v_{sg}=1,3$ cm/s) - Rangée du bas: Régime hétérogène ($v_{sg} = 16,25$ cm/s). 108
- 3.41 Illustration de la routine d'interpolation dans le régime homogène (à gauche : $v_{sg} = 1,3$ cm/s, taux de validation=66,4%) et dans des conditions hétérogènes (à droite : $v_{sg} = 16,25$ cm/s, taux de validation=46,2%). Les points noirs correspondent aux mesures directes de la vitesse à partir des signaux Doppler validés, tandis que les points rouges représentent les valeurs interpolées pour les autres bulles détectées. Les caractéristiques du signal sont indiquées dans le tableau 3.2 avec $f_{LP}=92$ kHz, $f_{HP}=1,005$ MHz pour la condition homogène, et avec $f_{LP}=146$ kHz, $f_{HP}=3,751$ MHz pour le régime hétérogène. 110
- 3.42 Comparaison entre les distributions de vitesse brutes (lignes continues) et interpolées (lignes pointillées) en conditions homogènes (figure de gauche, $v_{sg} = 1,3$ cm/s, taux de réussite=66,4%) et en conditions hétérogènes (figure de droite, $v_{sg} = 16,25$ cm/s, taux de réussite=46,2%). Les caractéristiques du signal sont celles indiquées dans le tableau 2 avec $f_{LP}=98$ kHz, $f_{HP}=1,082$ MHz pour la condition homogène, et avec $f_{LP}=168$ kHz, $f_{HP}=4,665$ MHz pour la condition hétérogène, $n=20$, $\tau=10\%$ 111
- 3.43 Comparaison entre les distributions brutes (lignes continues) et interpolées (lignes pointillées) des cordes dans des conditions homogènes (à gauche, $v_{sg} = 1,3$ cm/s) et hétérogènes (à droite, $v_{sg} = 16,25$ cm/s). Mêmes caractéristiques de signaux et mêmes paramètres de traitement que pour la figure 3.42. 112
- 3.44 Profils radiaux du flux vertical ascendant net de gaz mesurés avec la sonde Doppler à des vitesses superficielles comprises entre 3cm/s et 22.75cm/s. Le flux local est évalué ici à partir de la combinaison des données brutes (sans interpolation) collectées avec une sonde dirigée vers le bas et une sonde dirigée vers le haut. 115

- 3.45 Gauche: Débit de gaz ascendant mesuré avec la sonde Doppler en fonction du débit de gaz injecté. Les cercles correspondent aux débits estimés en utilisant les mesures sur l'axe de la colonne avec l'équation 3.3 et 3.4 selon le régime. Les carrés correspondent aux débits de gaz estimés par intégration spatiale des flux de gaz locaux de la figure 3.44: La ligne continue est la bissectrice. Droite: Écart relatif entre les débits de gaz mesurés et injectés en fonction de v_{sg} 116
- 4.1 Gauche: Évolution verticale de la fraction de vide locale sur l'axe obtenue à l'aide de la sonde M2 (carrées) et de la sonde POP (ronds). En régimes homogène et hétérogène, le taux de vide évolue linéairement avec H_s/D compris entre 1 et 6. Droite: Évolution des gradients de fraction de vide en fonction v_{sg} . . 118
- 4.2 Surface libre agitée sous l'effet du gaz injecté à haut débit. La photo a été prise en régime hétérogène à $v_{sg} = 22,75$ cm/s. On constate la présence d'une couche bulleuse plus ou moins épaisse au niveau de la surface libre. 120
- 4.3 Évolution de la fraction de vide globale en fonction de la vitesse superficielle de gaz v_{sg} . Les marqueurs rouges correspondent aux données acquises lors de nos essais, les autres correspondent à des valeurs issues de la littérature. Les barres d'erreurs correspondent à la hauteur maximale atteinte par la surface libre et la hauteur minimale atteinte par la base de cette couche superficielle bulleuse que l'on peut observer sur la figure 4.2. 120
- 4.4 Influence de H_s/D sur les profils radiaux du taux de vide local obtenus à $v_{sg} = 9,1$ cm/s et $v_{sg} = 16,25$ cm/s avec la sonde M2. 121
- 4.5 Profils radiaux de fraction de vide locale normalisés par α_{3G} . Ces profils obtenus en régime hétérogène ont été comparés à l'équation 4.2. 123
- 4.6 Profils radiaux de fraction de vide locale normalisés par α_0 . Les données présentées ont été obtenues avec une sonde M2. Les marqueurs ronds correspondent aux valeurs obtenues durant nos essais. Les marqueurs noirs correspondent aux données issues de la littérature. Les pointillées correspondent à la relation 4.3. . . 124
- 4.7 Évolution de la fraction de vide locale mesurée sur l'axe de la colonne à bulles en fonction de la vitesse superficielle de gaz v_{sg} dans une colonne à bulles de diamètre D égal à 40 cm. Les mesures ont été effectuées dans la zone d'écoulement quasi-établi. Les marqueurs rouges correspondent aux données obtenues à l'aide d'une sonde conique classique (POP). Les marqueurs bleus ont été obtenus à l'aide de la sonde optique Doppler (M2). Les marqueurs noirs correspondent à des valeurs issues de la littérature. 125

- 4.8 Évolution de la fraction de vide locale en fonction de la vitesse superficielle de gaz v_{sg} à $x/R=0$ et $x/R=0,7$. Ces données ont été obtenues l'aide de la sonde optique Doppler M2 placée à une hauteur $H_s=145$ cm. 126
- 4.9 Comparaison des évolutions de α_0 , $\alpha_{0-0,7}$ et α_G en fonction de v_{sg} . Ces données ont été obtenues l'aide de la sonde optique Doppler M2 placée à une hauteur $H_s=145$ cm. 128
- 4.10 Gauche: α_0 et $\alpha_{0-0,7}$ en fonction de α_G . Droite: α_G et $\alpha_{0-0,7}$ en fonction de α_0 . Les relations déterminées à partir de régressions linéaires sont représentées sur cette figure. Ces relations sont représentées en pointillées. 129
- 4.11 Régressions linéaires obtenues à l'aide des données présentées sur la figure 4.10 en régimes homogène et hétérogène. 129
- 4.12 Régressions linéaires obtenues à l'aide de l'évolution de $\alpha_{0-0,7}(\alpha_0)$ présentée sur la figure 4.10-droite. Des relations ont été établies en fonction du régime. . . 130
- 4.13 Comparaison entre nos données expérimentales et les corrélations proposées dans le tableau 4.4. Ces dernières sont représentées par des traits discontinus de couleurs. Les traits discontinus noirs correspondent aux corrélations établies à l'aide de nos données. 131
- 4.14 Détermination des lois de puissances mettant en relation α et v_{sg} . Ces relations ont été obtenues à partir des courbes de la figure de gauche. Ces dernières sont représentées par des traits discontinus de couleurs. Les traits discontinus noirs correspondent aux corrélations établies à l'aide des données de Forret [21] et de Raimundo [22]. 133
- 4.15 Histogramme des vitesses liquides obtenues sur l'axe à $v_{sg}=13$ cm/s. 135
- 4.16 Histogrammes des vitesses liquides à différentes positions radiales pour $v_{sg}=1,3$ cm (à gauche) et $v_{sg}=22,75$ cm/s (à droite). 136
- 4.17 Profils radiaux de vitesses liquides moyennes obtenus à différents hauteurs H_s et à différentes v_{sg} 137
- 4.18 Profils radiaux normalisés obtenus expérimentalement à différents v_{sg} . Ils sont comparés à la corrélation $v_L(x/R)/v_L(0)$ représentée en pointillé noir découlant de l'équation 4.20. 140
- 4.19 Profils radiaux des écarts-types de vitesses liquides à différentes hauteurs H_s et à différentes v_{sg} 142

4.20	Profils radiaux de fluctuations de vitesses obtenus à différents hauteurs et à différentes v_{sg}	143
4.21	Validation de la corrélation proposée par Raimundo et al. [23] entre la fluctuation maximale et la vitesse moyenne liquide sur l'axe. Deux définitions de la fluctuation maximale sont proposées. On a d'abord considéré que les fluctuations maximales se trouvent à la position $x/R=0,7$ (cas représentés par des ronds). On a ensuite pris en compte les fluctuations maximales observées sur chaque profil obtenu quelque soit la position x/R (cas représentés par des carrés).	144
4.22	Étude de similitude entre l'équation 4.21 et les profils de fluctuations de vitesses obtenus à différentes v_{sg} pour une hauteur de mesure fixée à $H/D=3,625$	145
4.23	Histogrammes de vitesse liquide sur l'axe (à gauche) et à $x/R=0,7$ (à droite) pour différentes v_{sg}	146
4.24	Évolution de la proportion des écoulements ascendants et descendants en fonction de v_{sg} pour plusieurs positions radiales.	147
4.25	Évolution de la vitesse moyenne liquide sur l'axe de la colonne en fonction de v_{sg} au sein d'une colonne de diamètre $D=0,4$ m. Les résultats obtenus lors des essais (courbe rouge) sont comparés à des résultats expérimentaux obtenus par Forret et al. [21] et Raimundo[22] dans une colonne à bulles du même type (marqueurs noirs).	148
4.26	Évolution des fluctuations de vitesses liquides axiales et à $x/R=0,7$ en fonction de v_{sg}	149
4.27	Évolution de la vitesse moyenne liquide sur l'axe de la colonne en fonction de v_{sg} au sein d'une colonne de diamètre $D=0,4$ m comparée à différentes corrélations issues de la littérature.	151
4.28	Évolution des fluctuations de vitesses liquides sur l'axe et à $x/R=0,7$ en fonction de v_{sg} . La figure de gauche montre la loi de puissance obtenue à partir des essais effectués en régime hétérogène. La figure de droite compare les lois de puissance obtenues par Raimundo [22] et par nous à la position $x/R=0,7$	152
4.29	Profils radiaux de vitesses moyennes conditionnelles obtenus à différents hauteurs et à différentes v_{sg} . Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux vitesses ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux vitesses non conditionnelles.	154

4.30	Profils radiaux des fluctuations de vitesses conditionnelles obtenus à différents hauteurs et à différentes v_{sg} . Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux vitesses ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux vitesses non conditionnelles.	155
4.31	Évolution des moyennes et des écarts-types de vitesses liquides conditionnées par l'orientation de l'écoulement à $x/R=0$ (figures du haut) et $x/R=0,7$ (figures du bas). Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux vitesses ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux vitesses non conditionnelles.	156
4.32	Évolution du débit liquide net avec v_{sg} à gauche - Évolution de $Q_{Lup}/[D^2(gD)^{0,5}]$ avec v_{sg} à droite.	158
4.33	Débit liquide ascendant au cœur de la colonne en fonction du diamètre D	159
4.34	Profil radial du pseudo-taux de turbulence $v'_{L,all}/\langle v_{L,all}(0) \rangle$ à $Hs/D=3,625$ et à différent v_{sg}	160
4.35	Profil radial des pseudo-taux de turbulence $v'_{L,up}/\langle v_{L,up}(0) \rangle$ et $v'_{L,down}/\langle v_{L,down}(0) \rangle$ à $Hs/D=3,625$ et à différents v_{sg}	161
4.36	Taux de turbulence liquide en fonction de v_{sg}	161
4.37	Gauche: Spectres des signaux de vitesse liquide à différents v_{sg} .- Droite: Évolution de $\frac{E}{\langle v_L^2 \rangle .L}$ en fonction de Lk	163
4.38	Auto-corrélations des signaux de vitesse liquide à différents v_{sg}	164
4.39	Échelle intégrale de temps (à gauche) et d'espace (à droite) en fonction de v_{sg}	165
4.40	Exemple d'un signal temporel de la vitesse liquide en fonction du temps.	166
4.41	Tailles des structures liquides en fonction de l'orientation de l'écoulement. Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent au cas où l'écoulement est ascendant (resp. descendant).	167
4.42	Distributions des tailles de structures liquides ascendante L_+ et descendante L_- obtenues à différentes positions radiale x/R en régime homogène et hétérogène.	168
4.43	Tailles des structures liquides en fonction de l'orientation de l'écoulement. Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent au cas où l'écoulement est ascendant (resp. descendant).	168

- 4.44 Tailles normalisées par le rayon R de la colonne des structures liquides. Celle-ci ont été définies grâce aux intervalles de temps Δt_+ et Δt_- sur lesquelles la vitesse liquide $v_L(t)$ est respectivement supérieure et inférieure à la vitesse liquide moyenne locale $\langle v_L \rangle$. Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent au cas où l'écoulement est ascendant (resp. descendant). . . . 169
- 4.45 Profils radiaux de vitesses gaz obtenues à différents H_s et à $v_{sg} = 9$ cm/s et $v_{sg} = 16,25$ cm/s. 171
- 4.46 Distributions des vitesses gaz à différentes positions radiales pour $v_{sg} = 3$ cm/s (à gauche) et $v_{sg} = 23$ cm/s (à droite). 172
- 4.47 Profils radiaux de vitesses moyennes gaz conditionnées par l'orientation de la sonde M2. Ils ont été obtenus à $H_s/D = 3,625$ et à différents v_{sg} . Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux vitesses ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux vitesses nettes. 174
- 4.48 Profils radiaux de la vitesse gaz nette normalisée par la vitesse gaz nette obtenue sur l'axe. Ils ont été obtenus expérimentalement à différents v_{sg} . Ces données sont comparées à la littérature dont les valeurs sont représentées par des marqueurs ouverts. 175
- 4.49 Profils radiaux de la vitesse gaz nette normalisée par la vitesse gaz nette obtenue sur l'axe comparés à la relation 4.38. Ces profils sont issus de nos travaux et de la littérature. 175
- 4.50 Profils radiaux des écarts-types de vitesses gaz à $H_s/D = 3,625$ et à différents v_{sg} 177
- 4.51 Étude de l'auto-similarité de profils radiaux normalisés de la moyenne et de l'écart-type des vitesses gaz à $H_s/D = 3,625$ et à différents v_{sg} 178
- 4.52 Profils radiaux du taux de turbulence gaz à différentes hauteurs H_s et à différents v_{sg} 179
- 4.53 Distributions de v_G à différents v_{sg} sur l'axe et à $x/R = 0,7$ 180
- 4.54 Évolution de la moyenne et de l'écart-type des vitesses gaz axiales en fonction de v_{sg} . Ces données sont conditionnées par l'orientation de la sonde M2. 181
- 4.55 Évolution de la moyenne et de l'écart-type de vitesses gaz à $x/R = 0,7$ en fonction de v_{sg} . Ces données sont conditionnées par l'orientation de la sonde M2. 181
- 4.56 Évolutions des taux de turbulence gaz $v'_G / \langle v_G \rangle$ et liquide $v'_L / \langle v_L \rangle$ avec v_{sg} obtenus pour des vitesses ascendantes, descendantes et nettes. 183

- 4.57 Évolution des moyennes et fluctuations de vitesses gaz axiales en fonction de v_{sg} en log-log. La figure montre les lois de puissances obtenues à partir des essais effectués en régime hétérogène. 184
- 4.58 Profils radiaux de cordes obtenus à différents H_s et à $v_{sg}=9$ cm/s et $v_{sg}=16,3$ cm/s. 187
- 4.59 Distributions de cordes à $x/R=0$ (gauche) et $x/R=0,7$ (droite). Ces figures ont été obtenues à $v_{sg}=16,3$ cm/s. 187
- 4.60 Profils radiaux de cordes moyennes conditionnés par l'orientation de la sonde M2. Ils ont été obtenus à $H_s/D=3,625$ et à différents v_{sg} . Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux bulles ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux cas non conditionné par l'orientation de la sonde. 189
- 4.61 Profils radiaux des écarts-types de cordes à différentes hauteurs H_s et à différents v_{sg} 190
- 4.62 Évolution des statistiques de cordes sur l'axe en fonction de v_{sg} . Ces données sont conditionnées par l'orientation de la sonde M2. 191
- 4.63 Évolution des diamètres de Sauter verticaux sur l'axe en fonction de v_{sg} . Ces données sont conditionnées par l'orientation de la sonde M2. 191
- 4.64 Diagramme de Voronoï en 2D 194
- 4.65 Diagramme de Voronoï en 1D défini à partir du signal temporel brut. Le centre d'une bulle est identifié comme le milieu d'un plateau gaz. La "largeur" temporelle des cellules de Voronoï est calculée à partir de la relation 4.47. 195
- 4.66 PDF des tailles normalisées des cellules de Voronoï v comparées à la RPP (traits discontinus). Ces distributions ont été obtenues à l'aide d'une sonde POP placée sur l'axe de la colonne à $H_s/D = 3,625$ 196
- 4.67 PDF des tailles normalisées des cellules de Voronoï v comparées à la RPP. Ces distributions ont été obtenues à l'aide d'une sonde M2 placée sur l'axe de la colonne à $H_s/D = 3,625$ 197
- 4.68 Gauche: Évolution de l'écart-type des distributions de v avec v_{sg} . Droite: Évolution de l'écart-type des distributions de $v_{structure}$ avec v_{sg} 197
- 4.69 Seuils cluster $v_{cluster}$ et seuil vide v_{void} en fonction de v_{sg} . Ces valeurs correspondent aux points d'intersections entre la courbe de la RPP et la distribution de v 198

4.70	Gauche: Rapport entre le nombre de bulles incluses dans une structure gazeuse et le nombre total de bulles détectées en fonction v_{sg} . Droite: Contribution à la fraction de vide moyenne des bulles incluses dans les structures gazeuses.	198
4.71	Diagramme de Voronoï présentant des clusters et des zones de vides en 1D.	199
4.72	Distribution du nombre de bulles dans un cluster et dans une zone de vide.	199
4.73	Évolution du nombre moyen de bulles dans un cluster et dans une zone de vide en fonction de v_{sg}	200
4.74	Distributions des concentrations gazeuses des clusters lorsque $n_B \geq 1$ et $n_B \geq 2$	200
4.75	Distributions des concentrations gazeuses au sein des clusters ($n_B \geq 2$) et des zones de vides à différents v_{sg}	201
4.76	Schéma représentant un cas où le temps de la cellule de Voronoï est plus faible que le temps de résidence T_G au sein de la cellule.	201
4.77	Évolution des concentrations moyennes en gaz au sein des clusters, des zones intermédiaires et des zones de vides en fonction de v_{sg} . Celle-ci sont comparées à l'évolution de la concentration moyenne sur l'axe α_0	202
4.78	Distributions des tailles de clusters lorsque $n_B \geq 1$ et $n_B \geq 2$	203
4.79	Distributions de tailles verticales clusters ($n_B \geq 2$) et de zones de vide à différents v_{sg}	204
4.80	Évolution des tailles moyennes des clusters, des zones intermédiaires et des zones de vide à différents v_{sg}	204
4.81	PDF de vitesses gaz conditionnées aux structures gaz avec $n_B=2$. Les PDFs ont été obtenues en homogène (3 cm/s) et en hétérogène (24,7 cm/s).	205
4.82	Statistiques de vitesses conditionnelles en fonction de v_{sg}	206
5.1	Évolution des vitesses verticales moyennes de la bulle $\langle v_G \rangle$ et du liquide $\langle v_L \rangle$ ainsi que de leurs écarts types v'_G pour le gaz et v'_L pour le liquide avec la vitesse superficielle du gaz v_{sg} . Toutes les mesures ont été effectuées dans une colonne de $D=0,4$ m, sur l'axe de la colonne à $H/D=3,625$. La vitesse du gaz a été mesurée avec une sonde Doppler et la vitesse du liquide avec un tube de Pavlov.	208
5.2	Évolution de la vitesse relative $v_G - v_L$ avec v_{sg} . La différence entre les vitesses ascendantes (marqueurs triangulaires) est représentée en orange. La différence entre les vitesses nettes (marqueurs carrés) est représentée en bleu.	209

5.3	Évolution de la vitesse relative U_r calculée à partir de la relation 5.2 en fonction de v_{sg} . L'estimation de U_r proposée par Raimundo [23] est représentée par un trait discontinu.	210
5.4	Détermination d'une possible relation entre $\sqrt{gD\alpha}$ et les statistiques de vitesses gaz et liquides. Lorsque la moyenne et l'écart-type est divisé par $\sqrt{gD\alpha}$, on remarque que ces deux ratios sont constants en régime hétérogène.	216
5.5	Évolution de $\langle v_L \rangle / (gD\alpha)^{1/2}$ et $v'_L / (gD\alpha)^{1/2}$ où $\langle v_L \rangle$ et v'_L sont mesurés sur l'axe de la colonne en fonction de la vitesse du gaz superficiel à partir des données citées dans le tableau 5.6.	217
5.6	Liste des références et des conditions d'écoulement correspondantes exploitées pour extraire la vitesse liquide et la fraction de vide locale mesurée sur l'axe de la colonne	218
5.7	Évolution de $\langle v_G \rangle / (gD\alpha)^{1/2}$ et $v'_G / (gD\alpha)^{1/2}$ où $\langle v_G \rangle$ et v'_G sont mesurés sur l'axe de la colonne en fonction de la vitesse du gaz superficiel à partir des données citées dans le tableau 5.8.	221
5.8	Liste des références et des conditions d'écoulement correspondantes exploitées pour extraire la vitesse du gaz et la fraction de vide locale mesurée sur l'axe de la colonne	222
5.9	Vitesses relatives conditionnées par les structures gaz.	224
5.10	Évolution avec v_{sg} des produits $\langle L_{cluster}[\alpha_{cluster} - \alpha_0] \rangle$ et $\langle L_{void}[\alpha_{void} - \alpha_0] \rangle$ avec v_{sg} . Mesures effectuées dans une colonne de $D=0,4$ m, sur l'axe de la colonne à $H/D=3,625$	225
5.11	Lois d'échelles des vitesses relatives conditionnées aux structures gazeuses. La vitesse relative $v_G - v_L$ en fonction de v_{sg} est présentée à titre de comparaison. . .	226
5.12	Tentative de représentation de l'organisation structurale de l'écoulement au sein de la colonne. Les cercles fléchés représentent des tourbillons qui entraînent les bulles lors de leurs ascensions	231

List of Tables

2.1	Tableau récapitulatif des outils de mesures utilisés en fonction des paramètres mesurés	13
2.2	Tableau récapitulatif des caractéristiques techniques des capteurs de pressions utilisés	16
2.3	Table de données de calibration effectuée par Emerson	20
2.4	Tableau du coefficient de corrélation en fonction de la forme des bulles.	36
3.1	Mesures des ouvertures numériques et des angles d'éclairage correspondants dans l'air et dans l'eau.	56
3.2	Conditions de mesure exploitées pour étudier la sensibilité des mesures de vitesse aux paramètres de traitement. Le seuil supérieur a été fixé à 65% (colonne de droite) et à 72% (colonne de gauche) de la dynamique du signal.	87
3.3	Sensibilité de diverses variables par rapport au choix du filtre passe-haut. (Régime hétérogène $v_{sg}=16,25$ cm/s, mesures sur l'axe de la colonne, 9143 bulles détectées au total, pas d'interpolation sur la vitesse).	105
3.4	Caractéristiques de l'eau courante utilisée à 25°C.	106
3.5	Valeur moyenne et écart-type des vitesses et des distributions de cordes présentées sur les figures 3.42 et 3.43: comparaison entre les ensembles de données brutes et interpolées.	111
3.6	Comparaison des tailles moyennes des bulles mesurées avec différentes techniques. Mesures prises sur l'axe à $H/D=3,625$. La moyenne de la corde $\langle C_G \rangle$ donnée ici est obtenue à partir d'une sonde dirigée vers le bas avec des mesures directes de la vitesse uniquement (pas d'interpolation).	113
4.1	Tableau récapitulatif des gradients de la fraction de vide verticaux lorsque H_s/D varie entre 1 et 6.	118
4.2	Tableau des écarts relatifs entre les profils de fraction de vide locale et l'équation 4.2.	122
4.3	Tableau récapitulatif des relations établies durant nos essais.	128

4.4	Diverses corrélations issues de la littérature	132
4.5	Tableau récapitulatif des exposants affiliés à v_{sg} issus du tableau 4.4.	134
4.6	Écarts (en m/s) entre les profils de v_L mesurés à $H_s/D=2,625$ et à $H_s/D=4,875$ pour différentes positions radiales x/R et différents v_{sg}	138
4.7	Écarts (en m/s) entre les profils de fluctuations des vitesses obtenus à $H_s/D=2,625$ et $H_s/D=4,875$ pour différentes positions radiales et pour différents v_{sg}	141
4.8	Corrélations des vitesses moyennes liquides sur l'axe	150
4.9	Tableau récapitulatif des dépendances à v_{sg} obtenues lors de cette thèse.	151
4.10	Tableau récapitulatif des exposants affiliés au diamètre D et à v_{sg}	152
4.11	Tableau récapitulatif des relations entre la moyenne et l'écart-type des vitesses liquide ascendante, descendante et nette.	156
5.1	Caractéristiques moyennes des structures à méso-échelle et pré-facteurs corre- spondants pour la vitesse relative des bulles dans les structures à méso-échelle par rapport au mélange lorsqu'elles sont mises à l'échelle par $(gD\alpha_0)^{1/2}$ selon l'équilibre inertie-flottabilité. D'après des mesures effectuées dans une colonne de $D=0.4\text{m}$, sur l'axe de la colonne et à $H/D=3,625$	227

Nomenclature

\prime	Fluctuation d'un ensemble
$\langle . \rangle$	Moyenne temporelle d'un ensemble
α	Fraction de vide/Concentration gazeuse
α_0	Fraction de vide locale sur l'axe
$\alpha_{0,7}$	Fraction de vide à $x/R=0,7$
$\alpha_{0-0,7}$	Fraction de vide entre $x/R=0$ et $x/R=0,7$
α_{axis}	Concentration gazeuse sur l'axe
α_{center}	Concentration gazeuse moyenne au coeur de la colonne
$\alpha_{cluster}$	Concentration gazeuse dans un cluster
$\alpha_{intermediate}$	Concentration gazeuse dans une zone intermédiaire
α_{local}	Concentration gazeuse locale
α_{moyen}	Concentration gazeuse moyenne
α_{void}	Concentration gazeuse dans une zone faiblement concentrée en bulles
α_G	Fraction de vide globale
β	Fraction gaz du débit de l'écoulement diphasique
α	Angle d'incidence entre \mathbf{n} et l'axe de la sonde
β	Angle de collecte du signal
ΔP	Différentielle de pression mesurée à l'aide des tubes de Pavlov
$\Delta P_{attendue}$	Différentielle de pression attendue
$\Delta P_{incertitude}$	Incertitude sur ΔP
δT	Durée d'une cellule de Voronoï
Δt_+	Intervalle de temps sur lequel la vitesse liquide $v_L(t)$ est supérieure à la vitesse liquide moyenne locale

Δt_-	Intervalle de temps sur lequel la vitesse liquide $v_L(t)$ est inférieure à la vitesse liquide moyenne locale
$\delta T_{cluster}$	Somme des durées des cellules de Voronoï affiliées à un cluster
Δt_{cut}	Temps de latence seuil en-dessous duquel l'interpolation est possible
Δt_{down}	Intervalle de temps dans lequel l'écoulement liquide est descendant
Δt_{up}	Intervalle de temps dans lequel l'écoulement liquide est ascendant
δT_{void}	Somme des durées des cellules de Voronoï affiliées à une zone faiblement concentrée en bulles
$\Delta Vitesse$	Incertitude sur les vitesses liquides mesurées
ε	Homogénéité des n périodes lors du post-traitement
λ	Longueur d'onde dans le milieu de propagation ayant un indice de réfraction n_{ext}
λ_0	Longueur d'onde de la lumière cohérente émise vers la pointe de la sonde
μ_L	Viscosité dynamique du liquide
v	Largeur normalisée d'une cellule de Voronoï 1D
$v_{cluster}$	Seuil permettant de définir l'appartenance d'une bulle à un cluster
v_f	Viscosité du fluide
v_{void}	Seuil permettant de définir l'appartenance d'une bulle à une zone faiblement concentrée en bulles
\tilde{f}_i	Fréquence instantanée d'une période du signal Doppler
Π	Coefficient de la production d'énergie
ρ	Densité volumique
ρ_G	Densité volumique du gaz
ρ_L	Densité volumique du liquide
σ	Écart-type
$\sigma_{v,RPP}$	description
σ_v	Écart-type des largeurs normalisées des cellules de Voronoï en 1D v

$\sigma_{eau-air}$	Tension de surface d'une interface eau-air
Θ	Angle d'éclairage
θ	Angle entre \mathbf{k} et l'axe de la sonde
Θ_{eff}	Angle d'éclairage effectif
Υ	Coefficient du transfert d'énergie entre deux nombres d'onde k
C	Coefficient de la masse proposé par Vejrazka et al.
$C_{G,all}$	Corde des bulles ascendantes et descendantes
$C_{G,down}$	Corde des bulles descendantes
$C_{G,up}$	Corde des bulles ascendantes
C_G	Corde d'une bulle
CC	Corrélation croisée normalisée des signaux obtenues par chacune des pointes de la sonde à corrélation
D	Diamètre de la colonne à bulles
d_c	Diamètre de la pointe de la sonde
D_b	Diamètre d'une bulle
D_{eq}	Diamètre équivalent obtenu à partir des diamètres de Sauter verticale et horizontale
d_{ext}	Diamètre extérieur d'un tube de Pavlov
$D_{h,32}$	Diamètre de Sauter horizontale
d_{int}	Diamètre intérieur d'un tube de Pavlov
D_{sonde}	Diamètre de la sonde
d_s	Distance entre les sondes mono-fibres en parallèle composant la sonde à corrélation
$D_{v,32}$	Diamètre de Sauter verticale
DR_0	Rapport entre la vitesse maximale réelle et la vitesse minimale réelle
DR_{filter}	Rapport entre les fréquences passe-haut et passe-bas
$DR_{measured}$	Rapport entre les vitesses maximale et minimale obtenues après le post-traitement

DSP	Densité spectrale de puissance
E	Énergie
e	Largeur de la tache lumineuse lors des tests de détermination de NA
Ecc	Excentricité
EO	Nombre de Eötvös
f_0	Fréquence de la lumière cohérente émise vers la pointe de la sonde
f_D	Fréquence du signal Doppler
f_B	Fréquence de détection de bulles
f_{Dmax}	Fréquence du signal Doppler maximale
f_{Dmin}	Fréquence du signal Doppler minimale
f_{HP}	Fréquence du filtre passe-haut
f_{LP}	Fréquence du filtre passe-bas
$f_{sampling}$	Fréquence d'échantillonnage
g	Accélération de la gravité
H_0	Hauteur d'eau initiale avant injection du gaz
H_s	Hauteur de mesure
H_{buse}	Hauteur de la buse par rapport à la surface libre de l'eau lors des tests en monophasique
I	Intensité lumineuse émise sortant de la pointe
I_0	Intensité lumineuse injectée dans la fibre
I_1	Intensité lumineuse réfléchie à la pointe de la fibre
I_2	Intensité lumineuse retournant dans la fibre après réflexion sur l'interface mobile
L	Échelle intégrale de longueur
L_+	Longueur liquide obtenue pour ascendante par rapport à la moyenne
L_-	description
L_{down}	Longueur liquide descendante

L_G	Longueur de gaz vu par une sonde optique
L_s	Longueur de latence d'une sonde optique
L_{up}	Longueur liquide ascendante
M	Nombre de Weber modifié
$M2$	Sonde optique conique Doppler produite par A2PS
Mo	Nombre de Morton
n	Nombre de périodes du signal Doppler pris en compte lors du post-traitement
$n1$	Indice de réfraction du milieu 1
$n2$	Indice de réfraction du milieu 2
n_B	Nombre de bulles minimum pris en compte dans un cluster
$N_{cluster}$	Part des bulles comprises dans un cluster
n_{eff}	Indice de réfraction efficace de la fibre optique composant la sonde
n_{ext}	Indice de réfraction du milieu extérieur à la sonde optique
$N_{intermediate}$	Part des bulles comprises dans une zone intermédiaire
N_{void}	Part des bulles comprises dans une zone faiblement concentrée en bulles
POP	Sonde optique conique classique produite par A2PS
$Q_{G,injected}$	Débit gaz injecté
$Q_{G,up}$	Débit gaz ascendant
Q_G	Débit gaz
$Q_{L,up}$	Débit liquide ascendant au coeur de la colonne
Q_L	Débit liquide
R	Rayon de la colonne à bulles
$R_{a/b}$	Coefficient de réflexion entre le milieu a et le milieu b
Re_p	Nombre de Reynolds particulière
$S_{0-0,7}$	Section pour x/R compris entre 0 et 0,7

S_{center}	Section au centre de la colonne
T	Échelle intégrale temporelle
$T1$	Bulle dont le signal présente un plateau bien défini
$T2$	Bulle dont le signal ne présente pas un plateau bien défini
T_A	Temps d'arrivée d'une bulle interagissant avec une sonde optique
T_{exp}	Durée totale de l'expérience
T_E	Temps de sortie d'une bulle interagissant avec une sonde optique
T_G	Temps de résidence d'une sonde dans une bulle
T_k	Temps d'arrivée d'un centre de masse d'une k-ième bulle
T_m	Temps de montée du signal d'une bulle entre le niveau liquide et le niveau gaz
u_b	Vitesse d'approche d'une bulle
$U_{r,cluster}$	Vitesse relative des clusters par rapport à l'écoulement moyen
$U_{r,intermediate}$	Vitesse relative des zones intermédiaires par rapport à l'écoulement moyen
$U_{r,void}$	Vitesse relative des zones faiblement concentrées en bulles par rapport à l'écoulement moyen
U_r	Vitesse relative
U_T	Vitesse terminale d'une bulle isolée
V_i	Vitesse d'une interface mouvante
V_L	Vitesse de l'écoulement liquide moyen
V_{axis}	Vitesse de déplacement de l'interface projetée le long de l'axe optique
$v_{G,all}$	Vitesse nette des bulles
$v_{G,down}$	Vitesse des bulles descendante
$v_{G,up}$	Vitesse des bulles ascendante
V_G	Vitesse moyenne de la phase gazeuse
v_G	Vitesse des bulles

$v_{L,all}$	Vitesse liquide nette
$v_{L,down}$	Vitesse liquide descendante
$v_{L,up}$	Vitesse liquide ascendante
v_L	Vitesse liquide
V_{max0}	Vitesse maximale réelle
V_{max}	Vitesse maximale obtenue après le post-traitement
V_{min0}	Vitesse minimale réelle
V_{min}	Vitesse minimale obtenue après le post-traitement
$v_{mixture}$	Vitesse de la mixture
V_{output}	Tension de sortie d'un dispositif de mesure
v_{sg}	Vitesse superficielle du gaz
v_{sl}	Vitesse liquide en sortie de la buse
k	Vecteur du nombre d'onde
n	Vecteur normal à l'interface mouvante
DFB	Distributed feedback laser=Laser à rétroaction répartie
FFT	Transformée de Fourier
HeR	Régime hétérogène
HoR	Régime homogène
NA	Ouverture numérique
PDF	Fonction de la densité de probabilité
r	Distance entre la pointe de la sonde et l'interface mouvante
RPP	Distribution aléatoire de Poisson
TF Peak	Pic de la transformée de Fourier
x/R	Position radiale normalisée par le rayon par rapport à l'axe de la colonne à bulles

Introduction

Une colonne à bulles est un container cylindrique rempli de liquide à la base duquel on injecte une phase gazeuse. Ce processus permet de produire l'agitation, le mélange et l'apport de gaz nécessaire à la conduite de diverses réactions chimiques industrielles telles que la réaction Fischer-Tropsch, les oxydations d' α -oléfinés pour la production de carburants liquides, ou encore des réactions de fermentation aérobie. Les avantages industriels de ces dispositifs reposent principalement sur la qualité de mélange liquide-gaz élevé sans aucune pièce mobile et sa maintenance peu contraignante. Les colonnes à bulles conviennent pour réaliser des réactions fortement exothermiques et/ou limitées par le transfert de masse. Les tailles typiques de ces réacteurs industriels sont de 2 à 8 m de diamètre et de l'ordre de la dizaine mètres de hauteur.

1.1 État de l'art

Les colonnes à bulles peuvent être exploitées sur différents régimes qui dépendent fortement de la vitesse superficielle du gaz v_{sg} et de la fraction de vide α . Le régime homogène apparaît à faible valeur de v_{sg} . Il apparaît à des vitesses superficielles de gaz inférieur à 2 cm/s selon Bukur et al.[1], à 4 cm/s selon Hyndman[2] et à 5 cm/s selon Hills [3] et Shumpe et al.[4]. Comme on peut le voir sur la figure 1.1, ce régime se caractérise par une relation quasi-linéaire entre la fraction de vide α et la vitesse superficielle du gaz v_{sg} . Dans cette configuration, les bulles générées se déplacent verticalement avec une faible oscillation axiale ou transverse lors de leur transit. Ces bulles ont peu d'interactions entre elles durant leur ascension et ne sont pas sujettes à des phénomènes tels que la coalescence et la brisure de bulles (Hyndman [2]). Au sein de la colonne à bulles, la population des inclusions gazeuses est uniformément distribuée. Les profils radiaux de fraction de vide et de vitesse liquide sont plats au centre de la colonne.

La transition n'est pas clairement définie dans la littérature. La baisse du taux d'accroissement de la fraction de vide avec v_{sg} indiquerait que nous sommes en pleine transition. Ce taux peut être négatif à certains v_{sg} (voir la figure 1.1). Cette caractéristique serait le signe de la présence de coalescence (Krishna[5] et Besagni [6]).

Les colonnes à bulles sont communément exploitées en régime hétérogène à des vitesses superficielles gaz importantes. Dans ces conditions, la fraction de vide croît moins vite qu'en régime homogène lorsque v_{sg} augmente et peut atteindre des valeurs supérieures à 20%. Ce régime se

caractérisé par un écoulement à bulles agité et chaotique. Contrairement au régime homogène, la distribution des tailles de bulles n'est plus uniforme. En effet deux types de bulles font leur apparition: Les bulles de grandes tailles, qui se concentrent majoritairement au centre de la colonne à bulles et qui présentent une grande vitesse d'ascension et des bulles de petites tailles présentes proches des parois qui se meuvent à faible vitesse. Durant leur transit, les bulles transfèrent de la quantité de mouvement au liquide et tendent à imposer leur dynamique à la phase continue, mais leur mouvement est fortement contraint par l'inertie du liquide. L'équilibre dynamique qui en résulte est difficile à saisir car il implique un échange de quantité de mouvement non trivial ainsi que des processus de production et de dissipation de turbulence. Cette dynamique donne lieu à des structures d'écoulement complexes: dans une colonne cylindrique, des mouvements secondaires se superposent à la recirculation moyenne qui se produit à l'échelle du réacteur. Ces mouvements sont décrits comme "chaotiques" par Noël De Nevers qui remarquait en 1968 [7] que "dans les systèmes non perturbés, ces circulations sont instables et changent de taille, de forme et d'orientation de façon chaotique. Ces circulations chaotiques constituent le principal mode de transport vertical des bulles dans les colonnes dans une large gamme de conditions de fonctionnement". Ces mouvements instables se produisent non seulement à l'échelle de la colonne, mais aussi à des échelles de temps et de longueur plus petites en raison de la formation de tourbillons (par exemple, Chen et al.[8], Ruzicka et al.[9]).

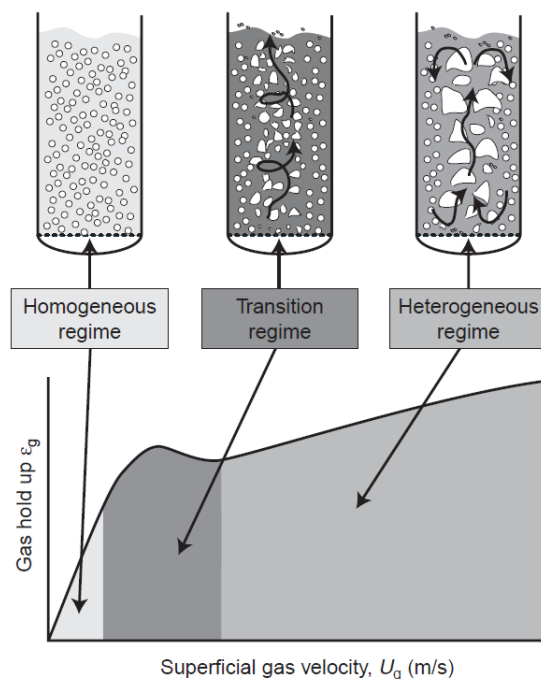


Figure 1.1 – Schéma représentant les différents régimes observables dans une colonne à bulles et l'évolution typique de la fraction de vide en fonction de la vitesse superficielle du gaz. Source: Forret [10].

La complexité de telles structures dynamiques dépasse encore notre compréhension. En effet, depuis le milieu du 20ème siècle, plus de 8000 articles ont été publiés en relation avec les colonnes de bulles et leur hydrodynamique, avec un flux actuel de plus de 500 nouvelles contributions par an. Ces chiffres montrent que l'exploitation des colonnes à bulles dans l'ingénierie des procédés est en pleine expansion, notamment dans les biotechnologies émergentes. Ils démontrent également que, malgré une production scientifique continue et soutenue depuis plus de 70 ans, l'hydrodynamique des colonnes à bulles fonctionnant en régime hétérogène n'est pas encore maîtrisée. En particulier, il n'y a toujours pas de consensus sur la mise à l'échelle de variables clés telles que la fraction de vide, la vitesse moyenne du liquide, les fluctuations de vitesse... En effet, les revues successives et assez exhaustives de Joshi et al.[11], Kantarci et al.[12], Rollbusch et al. [13], Kikukawa[14] et Besagni et al. [6] citent typiquement plus de dix corrélations différentes pour une même variable. Dans l'exemple présenté sur la figure 1.2, on note qu'une corrélation de la fraction de vide globale peut dépendre de 8 paramètres différents. Malgré les progrès de la modélisation bi-fluide, la simulation numérique des colonnes de bulles

Gas holdup correlations for bubble columns

Research group	Correlation
Joshi and Sharma [99]	$\varepsilon_g = \frac{V_g}{0.3+2V_g}$
Lockett and Kirkpatrick [65]	$V_g(1 - \varepsilon_g) + V_l \varepsilon_g = V_b \varepsilon_g (1 - \varepsilon_g)^{2.39} (1 + 2.55 \varepsilon_g^3)$
Koide et al. [79]	$\varepsilon_g = \frac{V_g}{31+\beta(1-e)\sqrt{V_g}}, \quad \beta = 4.5 - 3.5 \exp(-0.064D_T^{1.3}); \quad e = -\frac{0.18V_g^{1.8}}{\beta}$
Sada et al. [69]	$\varepsilon_g = 0.32(1 - \varepsilon_g)^4 Bo^{0.21} Ga^{0.086} Fr(\rho_g/\rho_l)^{0.068}$
Kumar et al. [100]	$\varepsilon_g = 0.728U' - 0.485U'^2 + 0.0975U'^3, \quad U' = V_g[\rho_l^2/\{\sigma_1(\rho_l - \rho_g)g\}]^{1/4}$
Grover et al. [101]	$\varepsilon_g = \left(\frac{1+aP_v}{bP_v}\right) \left(\frac{V_g \mu_l}{\sigma_1}\right)^{0.76} \left(\frac{\mu_l^4 g}{\rho_l \sigma_1^3}\right)^{-0.27} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.09} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.35}, \quad a = 1.1 \times 10^{-4} \text{ and } b = 5 \times 10^{-4}$
Zou et al. [102]	$\varepsilon_g = 0.17283 \left(\frac{\mu_l^4 g}{\rho_l \sigma_1^3}\right)^{-0.15} \left(\frac{V_g \mu_l}{\sigma_1}\right)^{0.58} \left(\frac{P+P_v}{P}\right)^{1.61}$

Figure 1.2 – Extrait d'un tableau récapitulatif des corrélations de la fraction de vide globale. Cet extrait est issu de la review de Kantarci [12]

n'est pas maîtrisée comme le montre la récente revue de Shu et al. [15]. De telles simulations nécessitent des ajustements ad-hoc: ces derniers peuvent notamment porter sur la taille des bulles pour moduler la vitesse relative (e.g. Ekambara et al.[16]), sur le coefficient de traînée en fonction de la fraction de vide locale pour représenter un échange de quantité de mouvement effectif entre les phases qui conduit soit à une diminution (cf Roghair et al. [17]) ou à une augmentation de la vitesse relative due à un effet de foisonnement (McClure et al.[18], Gemello et al.[19])... Par ailleurs, la question de la production de turbulence et de sa modélisation n'est pas réglée.

Récemment, certaines perspectives nouvelles sont apparues grâce à des expériences bien contrôlées réalisées sur une gamme étendue de diamètres de colonne (de 0,1 à 3 m) et de vitesses superficielles du gaz, ainsi qu'à l'aide d'une nouvelle technique de mesure qui fournit le diamètre moyen de Sauter des bulles évalué dans la direction horizontale (Maximiano Raimundo

et al.[20]). Plusieurs caractéristiques ont été identifiées à partir de ces expériences. Le design des systèmes d'injection et la présence d'impuretés dans l'eau utilisée permettent de réduire la coalescence des bulles. Contrairement à la vision classique, ce phénomène n'est pas obligatoirement à l'origine de la transition entre le régime homogène et hétérogène. Elle serait uniquement due à l'instabilité de l'écoulement au sein de la colonne à bulles. Une autosimilarité des structures d'écoulements en matière de fraction de vide α et de vitesses liquides v_L en régime hétérogène a été confirmée par Forret [21] et Raimundo [22] lorsque les rapports d'aspect H_0/D et H_s/D sont assez grands (avec la hauteur d'eau initiale H_0 et la hauteur de mesure H_s). La présence de puissants mouvements instationnaires a été confirmée à toutes les échelles de la colonne: ces mouvements conduisent à des intensités turbulentes d'environ 25-30% sur l'axe de la colonne qui augmentent jusqu'à 70% à une distance radiale égale à 0,7 rayon de la colonne (Maximiano Raimundo et al.[23]). Ces fortes fluctuations sont une caractéristique clé du régime hétérogène par rapport au régime homogène. Des régions avec des fractions de vide locales allant jusqu'à dix fois la fraction de vide moyenne (appelées clusters) et jusqu'à 0,1 fois la fraction de vide moyenne (appelées vides) ont été récemment détectées dans des colonnes à bulles fonctionnant dans le régime hétérogène (Maximiano Raimundo [22], Maximiano Raimundo et al. [23]). La présence de tels gradients de concentration a de nombreuses conséquences. Comme ces gradients de concentration entre structures à méso-échelles induisent des fluctuations de la flottabilité, ils sont susceptibles de favoriser un cisaillement localisé et donc d'entraîner la production de turbulence dans les colonnes à bulles. Raimundo et al. ont également suggéré que ces fluctuations augmentent la vitesse relative apparente entre les phases, car les bulles sont préférentiellement rencontrées dans les amas, tandis que la phase liquide est surtout présente dans les zones vides en bulles. Une telle augmentation a effectivement été détectée dans les expériences (voir par exemple Maximiano Raimundo [22], Maximiano Raimundo et al. [23]). Des tentatives de modélisation visant à capturer les structures méso-échelles et leur impact sur la dynamique commencent à apparaître (e.g. Capecelatro et al.[24]). Une vitesse relative effective est maintenant prise en compte dans les simulations (par exemple Maximiano Raimundo [22], Gemello et al. [19]), notamment en introduisant un facteur de foisonnement pour corriger la force de traînée, comme celui proposé par Simonnet et al. [25] et McClure et al. [18] qui ont récemment proposé d'autres facteurs de foisonnement ayant la particularité de dépendre à la fois de la fraction de vide et de la taille moyenne des bulles. La prise en compte d'une telle dynamique collective pour les bulles permet aux modèles à deux fluides de mieux représenter les échanges de quantité de mouvement interfaciaux. En particulier, la fraction de vide et la vitesse du liquide sur l'axe de la colonne sont en accord à $\pm 15\%$ avec les expériences avec très peu d'ajustements ad-hoc (Maximiano Raimundo [22], Gemello et al. [19]) et sur une gamme significative de conditions d'écoulement (à savoir pour un diamètre de colonne de 0,15 à 3 m et pour une vitesse superficielle de 3 à 35 cm/s). En outre, il a été démontré que la vitesse relative apparente dépasse la vitesse terminale des bulles individuelles d'un facteur allant jusqu'à 3 ([22, 23]), ce qui indique que la vitesse terminale des bulles ne contrôle pas l'échelle de vitesse. En effet, Raimundo et al. [22, 23] ont démontré que la quantité $(gD)^{1/2}$ est une échelle de vitesse naturelle pour la phase liquide

dans les colonnes à bulles et, en tant que telle, elle devrait apparaître dans les règles de mise à l'échelle [23]. Une telle échelle rappelle les écoulements turbulents entraînés par la convection, une caractéristique qui souligne davantage la similitude entre la convection turbulente confinée et les colonnes à bulles dans le régime hétérogène [23].

On se propose de poursuivre l'analyse du rôle des structures méso-échelles sur la dynamique des colonnes à bulles en régime hétérogène. En particulier, on souhaite savoir comment les vitesses des bulles et /ou du liquide sont connectées à la concentration locale.

Pour mener à bien ce programme d'analyse, il faut disposer des outils de mesures adaptés. Ici, les écoulements en régime hétérogène sont complexes et les limitations des techniques de mesures sont un frein aux avancées. Faisons un rapide état de l'art des techniques envisagées.

La caractérisation de l'hydrodynamique au sein d'une colonne à bulles nécessite un grand nombre de données fiables. Cela requiert l'utilisation de méthodes de mesures la plus fiable possible. De nombreuses techniques de mesures, intrusives et non-intrusives, ont été utilisées dans le but de mieux comprendre la dynamique des écoulements présents au sein des colonnes à bulles.

Les techniques de mesures non-intrusives telles que l'anémométrie laser Doppler(LDA), la vélocimétrie par image de Particules (PIV) et la tomographie ont l'avantage de ne pas perturber l'écoulement étudié. L'anémométrie laser Doppler ou vélocimétrie laser (LDA) utilise l'effet Doppler pour calculer des champs de vitesses d'un fluide ensemené. Lors de la mesure, deux faisceaux laser sont émis de telle sorte que ceux-ci se coupent à leur point focal. Des franges d'interférences sont générées par l'interaction des deux faisceaux lumineux. Quand une particule traverse cette zone d'interférence, une partie du laser est réfléchi, collectée et focalisée en direction d'un photo-détecteur. Ayant une vitesse propre, le passage d'une particule génère un signal Doppler dont la fréquence est directement liée à la vitesse de déplacement dans la direction générée par les deux faisceaux. La méthode LDA présente les avantages de ne pas avoir besoin de calibration et d'avoir une réponse directionnelle bien définie. Cette technique présente aussi une bonne résolution spatiale et temporelle. Il est donc possible d'obtenir des informations en trois dimensions simultanément. Par contre, la transparence du fluide est primordiale lors d'une mesure de champ de vitesses. Mudde et al. [26] ont utilisé cette technique pour caractériser les mouvements des bulles pour une fraction de vide inférieur à 25%. Au-dessus de cette valeur, ils ont constaté que le panache de bulle est trop dense et opaque pour utiliser la méthode (LDA).

Souvent utilisée lors de la visualisation d'écoulements, la vélocimétrie par image de Particules (PIV) est une technique optique en 2D dans laquelle les particules d'un fluide ensemené sont illuminées et photographiées sur une zone spécifique à un intervalle de temps donné. Lorsque que deux images sont prises, le changement de position d'une particule donnée est déterminé. Cette variation de position en fonction du temps permet de déterminer le champ de vitesse. Tout comme la méthode LDA, la qualité de la PIV est directement liée à la concentration en particules. Une forte concentration ne permet pas de déceler clairement le changement de position d'une particule, altérant ainsi la qualité de la mesure du champs de vitesse.

La tomographie est une technique non destructive qui permet la reconstruction d'images « en coupe » d'un objet à trois dimensions. Utilisée par Chaouki et al [27], Hubers et al. [28], Fran-

solet et al. [29] et Jin et al. [30] pour étudier la fraction de vide au sein d'une colonne à bulle, son principe repose sur l'analyse multidirectionnelle de l'interaction d'un faisceau électromagnétique (électron ou rayons X par exemple) avec la matière, par enregistrement du rayonnement transmis après la traversée d'un objet. À l'aide de ces données, une image numérique est calculée et reconstruite mathématiquement en niveaux de gris ou de couleurs à partir du coefficient d'atténuation local du faisceau incident. Cette méthode nécessite une calibration et un étalonnage préalable. La qualité et la finesse de la mesure dépend de la densité en particule et du nombre de capteurs utilisés.

Des mesures locales peuvent être obtenues à l'aide de techniques de mesures intrusives. Des capteurs de vibration piézoélectrique sont utilisés pour la mesure de quantité fluctuante d'un écoulement. Quand un capteur piézoélectrique est placé au sein d'un écoulement, les fluctuations de pression, de vitesse et d'énergie cinétique sont détectées par celui-ci. Le signal de tension fluctuante obtenu est proportionnel aux forces de contraintes détectées par le capteur. De par cette caractéristique, le capteur piézoélectrique est considéré comme un excellent outil de mesure de l'intensité turbulente au sein d'un écoulement (Meng [31]). Malgré le fait que ce dispositif soit très bien adapté aux contraintes fluctuantes, il ne peut-être utilisé lors de la mesure d'une force statique. En effet, le circuit électrique du capteur piézoélectrique n'a pas une impédance infinie. Cela engendre une décharge qui a pour conséquence de rendre nul la tension de sortie. Il est donc impossible d'obtenir une vitesse moyenne locale avec ce dispositif.

Nécessitant un étalonnage préalable, l'anémomètre à fil chaud mesure une vitesse instantanée d'un fluide en déterminant la chaleur dissipée par celui-ci quand un fil chaud est chauffé par un courant constant ou maintenu à une température constante. Dans les deux cas, la chaleur perdue par convection est une fonction de la vitesse du fluide. Cependant, Suzanne et al. [32] signalent que l'anémomètre à fil chaud a deux inconvénients: la difficulté d'obtenir une courbe d'étalonnage stable et l'effet inconnu des traversées à bulles sur le transfert de chaleur du film. La tension de sortie enregistrée dans un flux de bulles présentant un pic du signal caractérise la présence d'une bulle sur le fil. Il est aussi possible d'observer un plus grand pic juste après le passage de la bulle. Selon Suzanne et al. [32], jusqu'à maintenant, il n'a pas été admis que ce pic est représentatif de la vitesse réelle de la phase liquide.

Des techniques utilisant la mesures de pression telles que les sondes Pitot et les tubes de Pavlov (Hills [3], Forret[21] et Raimundo [20, 22]) permettent de mesurer la vitesse d'un fluide. Prenant la forme d'un ou plusieurs tubes percés, ces dispositifs mesurent la pression statique au niveau de ce ou ces orifices. Ainsi, on obtient la vitesse instantanée du fluide grâce à l'équation de Bernoulli. Ces techniques présentent les avantages d'être peu coûteuses et de fournir une vitesse du fluide précise. Par contre, la qualité de la mesure peut être altérée si l'un des orifices servant de point de mesure est bouché. De plus, pour les tubes de Pavlov, la résolution spatiale de la mesure dépend des dimensions du dispositif. Plus les dimensions des tubes sont faibles, meilleure est la résolution spatiale.

Des sondes optiques ont été utilisées dans le but d'extraire des données sur la phase gazeuse. Elles peuvent posséder une ou plusieurs pointes sensibles (par exemple la bisonde, la quadrisonde,

les sondes coniques 1C,2C,3C,...). Les techniques de sonde optique utilisent une ou plusieurs fibres optiques et des photomultiplicateurs pour détecter les transitions dans les signaux de lumière réfléchi par une interface au voisinage de la sonde. Cette technique a été largement utilisée pour mesurer la fraction de vide et les caractéristiques des bulles telles que la vitesse et la taille des bulles dans des écoulements turbulents diphasiques. En régime hétérogène, ces sondes peuvent fournir des fractions de vide locales et des vitesses moyennes de bulles fiables mais des distributions de vitesses erronées (Chaumat et al. [33] et Raimundo et al. [20]).

1.2 Problématique

Les résultats antérieurs soulèvent quelques questions auxquelles nous tenterons de répondre:

- Quelle prédiction turbulente peut-on faire au sein de la colonne à bulles? Quelles sont les échelles intégrales spatiale et temporelle qui en découlent? Peut-on estimer correctement le taux de dissipation dans ces conditions?
- Quelles échelles de vitesses liquides et gazeuses sont pertinentes? Quelles relations relient v_G , v_L et v_{sg} ?
- La différence entre la vitesse relative U_r et la vitesse terminale U_T a déjà été observée. D'ailleurs lorsque des écoulements à bulles sont simulés numériquement, la différence entre U_r et U_T est modélisée par un coefficient de foisonnement $f(\alpha)$ dépendant de la fraction de vide tel que $U_r = f(\alpha).U_T$. L'origine de cette différence est encore inconnue. Alors d'où vient-elle? La concentration locale est-elle à l'origine de cette différence? Comment caractériser les clusters de bulles et les zones de vides? Quelles vitesses conditionnées à la concentration locale obtient-on? Ces meso-échelles seraient-elles à l'origine des vitesses relatives observées au sein de la colonne?
- Des données fiables concernant les statistiques de vitesses gazeuses sont quasiment inexistantes dans la littérature. Comment peut-on les obtenir?

1.3 Stratégie expérimentale

La problématique précédemment citée va orienter notre stratégie expérimentale. On souhaite repartir d'une situation bien référencée dans la littérature et affiner les informations déjà collectées. Le choix s'est porté sur une colonne à bulles de taille moyenne présentant un diamètre D de 0,4 m. Le même type de colonne (avec les mêmes injecteurs) a été utilisé lors de la thèse de mon prédécesseur Raimundo. Les informations sur la phase liquide ($\langle v_L \rangle, v'_L$) seront obtenues

à l'aide des tubes de Pavlov. L'extraction des informations sur les caractéristiques de bulles se fera à l'aide des sondes optiques. La sonde conique classique permettra d'obtenir des informations sur la fraction de vide et sur les temps de résidences (définis dans le chapitre 2). On a eu l'opportunité de tester la sonde Doppler fabriquée par A2PS avec qui nous avons pu travailler à son amélioration. La sonde Doppler est un détecteur de phase combiné à un vélocimètre Doppler. Elle est donc destinée à fournir des informations sur la fraction de vide, les vitesses et les tailles de bulles. Cette sonde sera testée et qualifiée dans le chapitre 3. La sonde optique à deux pointes nous donnera une indication sur les tailles moyennes horizontales des bulles observables au sein de la colonne.

Bien que la colonne utilisée lors de nos essais présente le même design qu'une des colonnes utilisée par Raimundo, il faut s'assurer de l'absence de coalescence au sein de la colonne à bulles. Pour cela, on caractérisera la qualité de l'eau utilisée. On étudiera les distributions des temps de résidence T_G et les cordes moyennes obtenues à l'aide d'une sonde classique et d'une sonde Doppler en fonction de la hauteur H_s/D .

On cherchera ensuite à identifier une zone d'autosimilarité de la fraction de vide en fonction de H_0 lorsque H_s est fixée. Après avoir fixé H_0 , on définira ensuite en fonction de H_s cette zone dans laquelle les profils de la fraction de vide, de la vitesse liquide et de la vitesse des bulles sont autosimilaires.

Après s'être assuré de l'autosimilarité et de l'absence de coalescence, on se concentrera sur la qualité des données extraites lors de nos essais:

- on cherchera à fiabiliser la mesure des vitesses liquides. Cette mesure n'est pas aussi simple qu'il n'y paraît. Le mouillage au niveau du point mesure et l'interaction des bulles avec les tubes de Pavlov peuvent influencer la mesure de la vitesse liquide. On mettra en place un protocole afin de minimiser les effets de ces phénomènes sur la mesure.
- on vérifiera la véracité des mesures du taux de vide et on cherchera à fiabiliser la mesure des vitesses de bulles à l'aide de la nouvelle sonde optique Doppler. Une étude de sensibilité sera effectuée afin de déterminer les paramètres seuils optimaux permettant une mesure fiable de la vitesse v_G et de la fraction de vide α . Les taux de vide obtenus seront comparés à ceux acquis à l'aide d'une sonde conique classique.

On entamera ensuite la phase d'extraction des données de la phase liquide et de la phase gazeuse. À l'aide des tubes de Pavlov, on cherchera à obtenir les profils des moyennes et des fluctuations de vitesses liquides à différentes v_{sg} . On en déduira le taux de turbulence ainsi que les échelles intégrales au sein de la colonne à bulles. Ces statistiques de vitesse liquide seront comparées à la valeur $(gD)^{1/2}$. La sonde Doppler nous permettra d'acquérir des profils de fraction de vide et de vitesses de bulles au sein de la colonne à différentes vitesses superficielles

de gaz. On obtiendra aussi des statistiques sur les tailles de bulles. Toutes ces informations seront comparées avec des données issues de la littérature.

Enfin en se basant sur ces données extraites, on établira de nouvelles corrélations faisant intervenir la fraction de vide, les moyennes et les fluctuations des vitesses liquides et gazeuses. On cherchera à identifier et caractériser les clusters et les zones de vides (vide en bulles). On aura une idée de leur dimension et des vitesses conditionnées à ces structures.

Enfin, on proposera une nouvelle mise en échelle des vitesses liquide et gaz. On tentera d'estimer et de déterminer l'origine des vitesses relatives apparentes entre les phases U_r observées au sein de la colonne. On proposera et testera un modèle élémentaire pour estimer la fraction de vide à partir des débits liquides et gaz.

Dispositif expérimental

2.1 Colonne à bulles

Comme indiqué dans le chapitre précédent, la colonne à bulles utilisée durant cette thèse a les mêmes caractéristiques que l'une des colonnes à bulles installée à l'Institut Français du Pétrole et des Énergies Renouvelables (IFPEN) à Solaize et utilisée par Forret [10] et par Raimundo ([20, 22, 23]). Il s'agit d'une colonne de 0,4 m de diamètre et de 3 m de haut. Elle se compose de 2 parties (cf figure 2.1). La partie principale se compose de 2 tronçons cylindriques en Plexiglas de 0,4 m de diamètre et d'une hauteur 1,50 m. La combinaison verticale de ces deux pièces permet d'obtenir une colonne de 3 m de hauteur. La partie principale dispose de 6 orifices de 8 mm de diamètre dans le but d'y introduire des dispositifs de mesures. Séparés d'un intervalle de 0.5 m, ces orifices sont placés à des hauteurs comprises entre 0,25 m et 2,75 m par rapport aux injecteurs. La partie principale repose sur une seconde section en Plexiglas qui fait office de chambre à air. Comme la première section, cette chambre à air est un cylindre de 0,4 m de diamètre qui a une hauteur de 0,2 m. Quatre buses de 12 mm de diamètre font office de points d'entrée. Une plaque perforée ayant une épaisseur de 10 mm sert d'injecteur. Elle est placée entre la section principale et la chambre à air. Elle présente 391 orifices de 1 mm de diamètre disposés en pas triangulaire de 15 mm. Ils permettent d'obtenir une porosité de 0,2%. Cet injecteur peut être utilisé à des vitesses superficielles de gaz allant jusqu'à 35 cm/s. Avant chaque essai, la colonne à bulles est préalablement remplie avec de l'eau courante à une hauteur initiale H_0 . Un système d'injection d'air comprimé à 10 bars permet d'alimenter la chambre à air de la colonne à bulles à l'aide d'un contrôleur de débit Brooks 5853S. Ce dernier permet d'injecter un débit d'air sur une gamme allant de 0 l/min à 2000 l/min avec une précision de $\pm 0,7\%$ du débit d'air injecté auquel on ajoute $\pm 0,2\%$ de la gamme de débit d'air du dispositif. La précision est de $\pm 1\%$ de la gamme de débit du débitmètre, lorsque le débit d'air injecté est supérieur à 1100 l/min. Aucun flux net liquide n'est imposé durant l'exploitation de la colonne. On dit qu'elle est "batch mode". La colonne à bulles est stabilisée par une armature métallique permettant de réduire drastiquement les vibrations observées durant son exploitation.

À 25°C, l'eau courante utilisée présente une tension de surface σ_L de 67 mN/m, une conductivité incluse entre 350 et 450 $\mu\text{S}/\text{cm}$ et un pH compris entre 7,7 et 7,9. La concentration de résidus solide est comprise entre 175 mg/L et 225 mg/L.

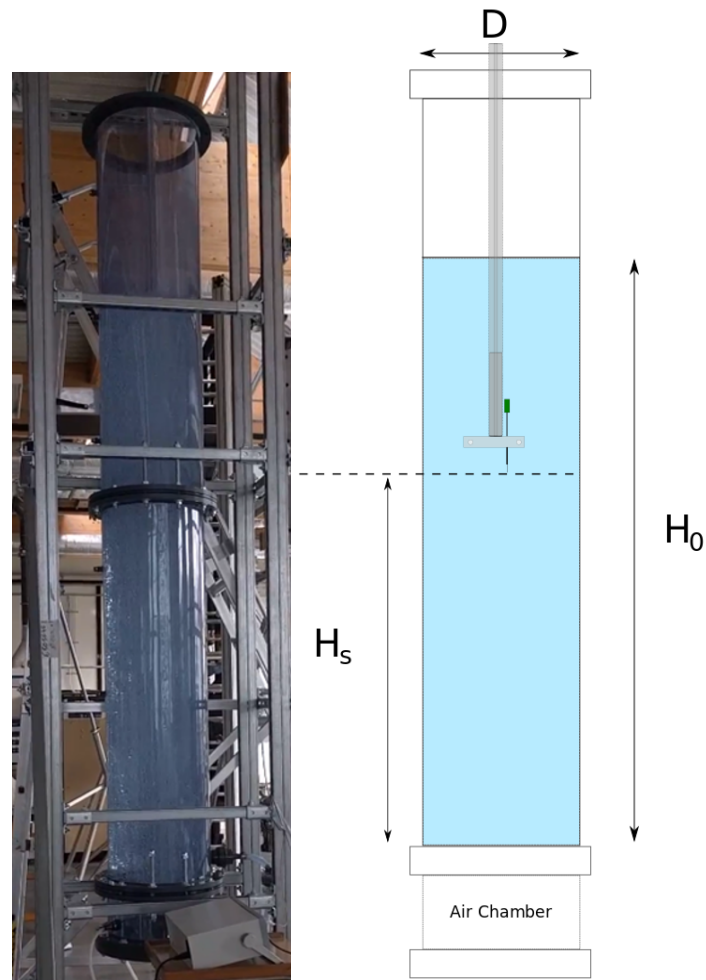


Figure 2.1 – Gauche: Photo de la colonne à bulles Phi400 utilisée durant cette thèse. Droite: Schéma de la colonne à bulles présentant les définitions de H_s et H_0 .

2.2 Techniques de mesures locales

Dans cette section, nous présenterons les différents outils de mesures qui permettront d'extraire les données lors de notre étude. Le tableau 2.1 présente les outils de mesures utilisés en fonction des paramètres étudiés.

Table 2.1 – Tableau récapitulatif des outils de mesures utilisés en fonction des paramètres mesurés

Paramètres	Outils de mesures
Vitesses liquides v_L	Tubes de Pavlov
Fraction de vide α , Temps de résidences T_G	Sonde optique conique classique
Diamètre de sauter vertical $D_{v,32}$, Cordes C_G	Sonde Doppler (M2)
Diamètre de sauter horizontal $D_{h,32}$	Sonde parallèle à corrélation
Vitesses gaz v_G	Sonde Doppler (M2)

2.2.1 Extraction des statistiques des vitesses liquides à l'aide des tubes de Pavlov

2.2.1.1 Principe

Les tubes de Pavlov se composent de deux sections, chacune percée d'un trou. Ces orifices sont orientés verticalement mais dans des sens opposés. Ces deux sections sont reliées à un capteur de pression différentielle. Les voies connectant le capteur de pression avec les extrémités des tubes de Pavlov doivent être remplies d'eau afin d'assurer une transmission quasi instantanée de la fluctuation de pression au capteur. Par la mesure de la pression différentielle ΔP , les tubes de Pavlov permettent d'obtenir la vitesse instantanée $v(t)$ d'un fluide de masse volumique ρ_l dans lequel ils sont immergés. La vitesse instantanée est obtenue grâce à la formule suivante,

$$v(t) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2|\Delta P(t)|}{\rho_l}}, & \text{si } \Delta P(t) \geq 0 \\ -\sqrt{\frac{2|\Delta P(t)|}{\rho_l}}, & \text{si } \Delta P(t) < 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

Certains auteurs se sont intéressés à l'influence des bulles lorsque celles-ci impactent les tubes au niveau de l'orifice durant la mesure liquide. Des corrections prenant en compte la fraction de vide locale ont été proposées. Une de ces corrections a été proposée par Bosio et Malnes [34]. Elle a été discutée par Reimann et al. [35]. Selon cette correction, la différence de prédiction de la vitesse reste inférieure à 3% lorsque la fraction de vide est inférieure à 35%. D'autre part, ces corrections considèrent que la pression dynamique recueillie dans les tubes de Pavlov dans les écoulements diphasiques est associée à la densité et à la vitesse du mélange. Cependant, dans les écoulements à bulles, les orifices des tubes de Pavlov semblent toujours mouillés, ce qui signifie que la phase gazeuse n'est jamais détectée en tant que telle. Par conséquent, la pression d'arrêt locale détectée par ces capteurs fournit une mesure de la vitesse locale du liquide même lorsque le capteur est à proximité d'une bulle, et aucune correction n'est nécessaire. Toutes les mesures présentées par la suite sont calculées à partir de l'équation 2.1.

2.2.1.2 Tubes de Pavlov utilisés

Les tubes de Pavlov utilisés ont été fabriqués à l'aide de tubes en laiton. Ils permettent de mesurer la vitesse liquide verticale. Deux configurations ont été utilisées durant cette thèse (voir la figure 2.2). La raison de l'utilisation de ces deux configurations sera expliquée dans la section 2.2.1.6:

- La configuration des tubes en forme de "L" est obtenue en soudant deux tubes en laiton ayant un diamètre extérieur de 6 mm et un diamètre intérieur de 5 mm. Les tubes de Pavlov sont fixés à une barre de type Elcom de section carrée de 3 cm de côté. Ils sont renforcés en deux points à l'aide d'équerres afin de réduire les vibrations au maximum. Ces deux tubes sont prolongés par des tubes en polyamide transparent de 6 mm de diamètre intérieur et 8 mm de diamètre extérieur. Ces tubes permettent la connexion entre les tubes de Pavlov et le capteur.
- Une autre configuration que l'on nommera tubes de Pavlov "droits" prend la forme d'un embout vissé avec 2 tubes en laiton cote à cote. Cet embout peut être inséré dans les différentes prises présentes sur la colonne à bulles. Ce dispositif est composé d'une vis à tête hexagonale en laiton percée de 2 trous pour laisser passer deux tubes en laiton ayant un diamètre intérieur $d_{int} = 3 \text{ mm}$ et un diamètre extérieur $d_{ext} = 4 \text{ mm}$. Les deux tubes sont ont été soudés à la vis dans le but d'assurer l'étanchéité. Cette vis est accompagnée d'un écrou et d'un contre-écrou permettant de positionner les tubes de Pavlov horizontalement lors de sa mise en place.

2.2.1.3 Capteurs de pression

Deux capteurs de pression et deux cartes d'acquisitions ont été utilisés durant cette thèse. La raison de l'utilisation de ces différents dispositifs est expliquée dans la section 2.2.1.6:

- Un capteur de pression LP 1000 GE Druck qui dispose de deux prises de pression (une prise « high pressure » (HI) et « low pressure » (LO)). Il mesure une différence de pression incluse dans une gamme de $\pm 50 \text{ mbar}$ correspondant à une gamme de vitesse liquide de $\pm 3,1 \text{ m/s}$. L'incertitude de la mesure est de $\pm 0.25\%$ de la gamme de pression du capteur, ce qui correspond à un $\Delta P_{incertitude}$ de l'ordre de $\pm 0.12 \text{ mbar}$ (correspondant à $\pm 0.15 \text{ m/s}$). En réponse à la différence de pression mesurée, le capteur débite une tension de sortie V_{output} incluse entre 0 V à 5 V. L'amortissement du capteur ("damping") est réglable sur une gamme de temps allant de 10 millisecondes à 2 secondes. L'amortissement a été réglé à 10 ms.

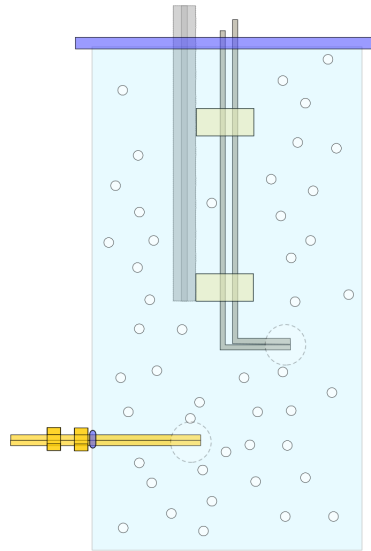


Figure 2.2 – Schéma présentant les différentes configurations de tubes de Pavlov utilisées durant cette thèse. Dans la configuration en "L", les tubes de Pavlov sont fixés à une barre de type Elcom de section carrée de 3 cm de côté. Les tubes de Pavlov sont renforcés en deux points afin de réduire les vibrations au maximum. Les tubes de Pavlov "droits" sont introduits dans la colonne par l'intermédiaire des orifices se trouvant sur les côtés de la colonne.

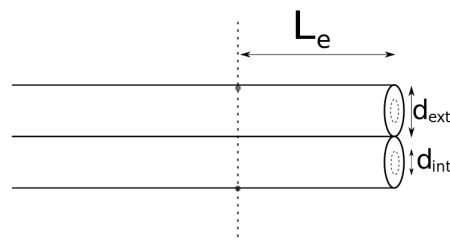


Figure 2.3 – Zoom de l'extrémité immergée des tubes de Pavlov. Dans la configuration en "L", le diamètre extérieur d_{ext} des tubes est de 6 mm, le diamètre intérieur d_{int} est de 5 mm. Deux trous de 0.5 mm sont percés à distance L_e de 5.5 cm de l'extrémité des tubes. La distance entre les deux trous est de 12 mm. Pour les tubes de Pavlov "droits", le diamètre extérieur d_{ext} des tubes est de 4 mm, le diamètre intérieur d_{int} est de 3 mm. Deux trous de 0.18 mm sont percés à une distance L_e de 1 cm de l'extrémité des tubes. La distance entre les deux trous est de 8 mm.

- Un capteur Rosemount 2051 CD2 qui dispose lui aussi de deux prises de pression. Il mesure une différence de pression incluse dans une gamme de ± 150 mbar correspondant à une gamme de vitesse liquide de $\pm 5,5$ m/s. L'incertitude de la mesure est de $\pm 0.065\%$ de la gamme de pression du capteur, ce qui correspond à un $\Delta P_{incertitude}$ de l'ordre de ± 0.1 mbar (soit $\Delta v_{\approx} \pm 0.14$ m/s). En réponse à la différence de pression mesurée, le capteur

débite une tension de sortie V_{output} sur une gamme allant de 1 V à 5 V. Ce capteur de pression présente un temps de réponse de 130 ms et une fréquence de mise à jour de 22 Hz.

Table 2.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques techniques des capteurs de pressions utilisés

Capteur	Gamme			Incertitudes	
	ΔP (mbar)	V_{output} (V)	Vitesse (m/s)	ΔP (mbar)	$\Delta Vitesse$ (m/s)
GE LP Druck 1000	± 50	0 -5	± 3.2	± 0.12	± 0.15
Rosemount 2051 CD21	± 150	1 -5	± 5.5	± 0.1	± 0.14

2.2.1.4 Cartes d'acquisitions

- Le Picoscope 5443 A est un oscilloscope numérique pouvant faire office de carte d'acquisition. Il dispose de 2 voies, d'une mémoire de 64 MS et d'une résolution de 16 bits.
- La carte d'acquisition National Instrument NI-6356 USB est un module d'acquisition de données multifonction, à échantillonnage simultané. Il est doté d'entrées et de sorties (E/S) analogiques, d'entrées et de sorties numériques et de quatre compteurs 32 bits pour la modulation de largeur d'impulsion, le codage, la fréquence, le comptage d'événements. La NI-6356 est adaptée à de nombreuses applications tels que de simples enregistrements de données ou l'automatisation du contrôle/commande.



Figure 2.4 – Capteurs de pressions utilisés lors des essais. Le capteur GE Druck LP1000 est représenté à gauche. Le capteur Rosemount 2051 CD21 est représenté à droite.



Figure 2.5 – Gauche: Photo d'un Picoscope 5443A. Droite: Photo d'une carte d'acquisition NI-6356.

2.2.1.5 Positionnement des tubes de Pavlov lors de la mesure

Le positionnement des tubes de Pavlov s'effectue à l'aide d'un dispositif monté à partir de plusieurs barres de type Elcom. Il se compose de deux barres parallèles et horizontales reposant en haut de la structure stabilisatrice de la colonne à bulles. La barre stabilisant les tubes de Pavlov (voir la figure 2.2) est fixée perpendiculairement à une troisième barre horizontale reposant sur les deux barres précédemment citées. Elle fait office de barre réglable. Le positionnement radial des tubes de Pavlov s'effectue à l'aide de cette barre réglable qui peut se déplacer selon deux directions (voir la figure 2.6). Après avoir été placée à la position voulue, celle-ci est fixée aux deux autres barres par l'intermédiaire d'équerres. On identifie l'axe de la colonne à l'aide d'un tube en laiton introduit de 20 cm (qui correspond au rayon de la colonne) par l'intermédiaire d'un des orifices présents sur la colonne à bulle. Ainsi la position de référence de la barre réglable qui permet de faire correspondre les orifices des tubes de Pavlov et l'axe de la colonne est identifiée. Lors du positionnement des tubes de Pavlov, on se déplace généralement dans une seule direction. En se basant sur la position de référence, le réglage s'effectue à l'aide d'un mètre. De ce fait l'incertitude sur la position radiale R est ne devrait pas excéder le centimètre.

2.2.1.6 Mesures de la vitesse liquide

Le manque de connaissances concernant les caractéristiques hydrodynamiques est en partie dû aux conditions difficiles rencontrées au sein des colonnes à bulles. Obtenir une mesure fiable de la vitesse liquide à l'aide des tubes de Pavlov n'est pas si simple lorsque ceux-ci sont soumis à un écoulement turbulent à bulles. Dans cette section, on cherchera à établir un protocole expérimental permettant d'obtenir des résultats fiables et reproductibles dans ces conditions.

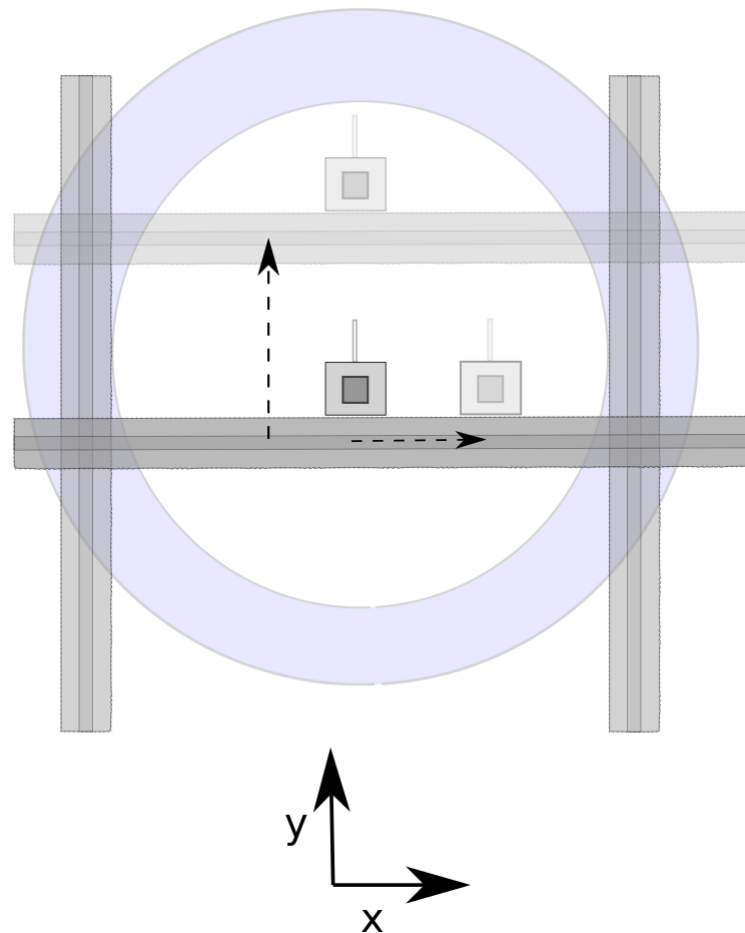


Figure 2.6 – Schéma du positionnement des tubes de Pavlov à l'aide d'un dispositif composé de plusieurs barres Elcom. Deux barres parallèles servant de guides sont fixes lorsqu'une troisième est réglable dans deux directions (x et y). Les flèches en traits discontinus correspondent à des déplacements potentiels de la barre réglable selon x et y .

Tests des lois d'étalonnage

Dans un premier temps, on a cherché à s'assurer du bon fonctionnement des capteurs de pression utilisés durant ces expériences. On a vérifié si les tensions de sortie fournies par le capteur de pression LP1000 sont en accord avec les spécifications fournies par le constructeur lorsque différents ΔP sont imposés. Pour cela, un étalonneur de pression GE Druck DPI 610 a été utilisé. Connecté au capteur de pression, il nous a permis d'imposer une différence de pression contrôlée. Durant l'expérience, le capteur de pression est connecté à un voltmètre permettant la lecture de la tension de sortie. Lors des essais, le capteur de pression est connecté à l'étalonneur par l'intermédiaire d'une seule de ces voies, l'autre étant laissée à l'air libre. Afin d'obtenir la meilleure relation entre ΔP et V_{output} , nous avons effectué deux vérifications de la loi

d'étalonnage du constructeur. La première a été effectuée à l'aide du connecteur de pression « HI » branché seul à l'étalonneur. La seconde a été effectuée lorsque l'autre connecteur est branché seul à l'étalonneur de pression. Pour chaque vérification, une dizaine de ΔP ont été imposées au capteur de pression dans la gamme d'exploitation fournie par le constructeur. La figure 2.7 présente les différentes tensions de sortie $V_{out\ put}$ obtenues pour les différences de pressions ΔP imposées durant les calibrations. Les points rouges correspondent au cas où seul le connecteur « HI » est branché à l'étalonneur, l'autre situation est représentée par les points bleus.

$$\Delta P(HI) = 2065.3 * V_{out\ put} - 4908.4 \text{ (en Pa)}, \quad (2.2)$$

$$\Delta P(LO) = 2105.7 * V_{out\ put} - 5885.7 \text{ (en Pa)}, \quad (2.3)$$

$$\Delta P_{attendue} = 2000 * V_{out\ put} - 5000 \text{ (en Pa)}. \quad (2.4)$$

On remarque que les tensions de sortie $V_{out\ put}$ obtenues correspondent aux limites de la gamme de tension de sortie fournie par le constructeur. À $\Delta P = 0$ mbar, les tensions obtenues (2.592 V et 2.745 V) sont relativement proches de 2.5 V correspondant au milieu de gamme de la tension de sortie de capteur de pression. La raison de la différence de $V_{out\ put}$ observé à $\Delta P = 0$ lors de ces deux essais est inconnue. Ces résultats indiquent que la mesure d'une pression différentielle nulle est imparfaite. On obtient des relations linéaires raisonnablement proches de la loi du constructeur attendue. En effet, la relation 2.2 présente un écart moyen relatif de 10% par rapport à la relation 2.4. La relation 2.3 présente un écart moyen relatif de 14% par rapport à la relation attendue. Par la suite, ΔP sera déterminée à partir de la relation 2.4 lorsque le capteur LP1000 sera utilisé.

Lors des essais, on a utilisé un capteur Rosemount 2051 CD21 neuf. La calibration du capteur a été préalablement effectuée par le constructeur Emerson. Les données de calibration sont présentées dans le tableau 2.3. Celle-ci permet d'obtenir la fonction de calibration suivante:

$$\Delta P = 7499.1 * V_{out\ put} - 22497 \text{ (en Pa)}, \quad (2.5)$$

$$\Delta P_{attendue} = 7500 * V_{out\ put} - 22500 \text{ (en Pa)}. \quad (2.6)$$

L'écart relatif moyen entre les relations 2.5 et 2.6 est inférieur à 1%.

Tubes de Pavlov soumis à un écoulement monophasique

Après s'être assuré du bon fonctionnement des capteurs de pressions, on cherche à vérifier si les courbes d'étalonnage obtenues permettent de calculer des vitesses correctes. Pour cela, les tubes de Pavlov en "L" ont été soumis à un écoulement stationnaire monophasique à débit fixe. Comme sur la figure 2.8, on immerge les tubes de Pavlov à une profondeur e (≈ 1 cm) dans une cuve remplie d'eau. On le soumet à un jet d'eau au niveau de l'orifice supérieur à l'aide d'un tuyau placé à une hauteur variable H_{buse} allant de 3 cm à 12 cm. La variation de cette hauteur

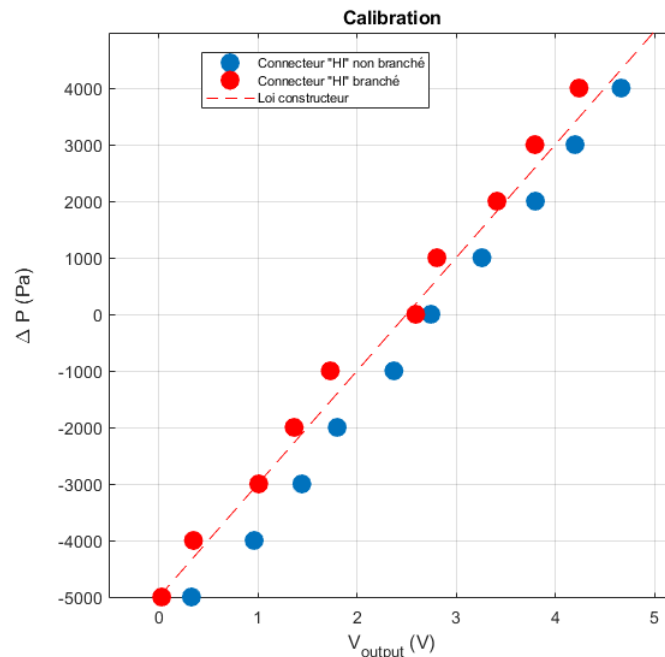


Figure 2.7 – Tension de sortie en fonction de la pression différentielle ΔP imposée par l'étalonneur. Lors de chaque essai, seul un des connecteurs est connecté à l'étalonneur. Les points rouges correspondent au cas où seul le connecteur « HI » est branché à l'étalonneur, l'autre situation est représentée par les points bleus.

Table 2.3 – Table de données de calibration effectuée par Emerson

Pression Appliquée [mbar]	Tension de sortie [V]	Erreur sur la gamme [%]
149,9612	4,99918	0,0080
89,9767	4,20024	0,01350
30,0110	3,40072	0,1800
-30,0110	2,59972	0,0070
-89,9767	1,79974	0,0140
-149,9612	1,00042	0,0020

nous permet de s'assurer que l'écoulement soit bien établi. La buse a un diamètre intérieur de 7,4 mm de diamètre et un diamètre extérieur de 30 mm. Des mesures de vitesses liquides de 100 secondes ont été effectuées à différents débits liquides $Q_{liquide}$ allant de 0 l/h à quasiment 500 l/h. Cette gamme de débit correspond à des vitesses liquides débitantes allant de 0 m/s à 3,2 m/s en sortie du tuyau (ces dernières s'obtiennent à l'aide de la formule $v = Q_{liquide}/S_{buse}$). L'incertitude de la mesure du débit liquide est de ± 20 l/h, ce qui correspond à une incertitude de $\pm 0,13$ m/s sur la vitesse liquide débitante. Les tubes de Pavlov sont couplés au capteur LP1000

lors des essais. Chaque tube de Pavlov préalablement rempli d'eau, est branché à un connecteur de pression présent sur le capteur. Le tube de Pavlov supérieur est branché au connecteur haute pression "HI", le tube inférieur est connecté au connecteur basse pression "LO". Le signal de sortie du capteur de pression est enregistré par un picoscope 5443A à une fréquence de 1000 Hz. Le signal typique obtenu par les tubes de Pavlov soumis à un écoulement monophasique est présenté sur la figure 2.9. Ce signal sert de base à l'obtention du signal de la vitesse liquide en fonction du temps. Les vitesses liquides ont été calculées à partir de la relation 2.4 fournie par le constructeur. Ces vitesses liquides sont ensuite comparées aux vitesses du jet d'eau en sortie de la buse (v_{sl}). Les vitesses liquides moyennes mesurées par le capteur en fonction des vitesses liquides en sortie de buse sont présentées sur la figure 2.10-gauche. La courbe en pointillés rouge représente la correspondance parfaite entre les deux vitesses liquides précédemment citées. Lorsque v_{sl} est nulle, la vitesse liquide moyenne mesurée pour des hauteurs H_{buse} de 4,6 cm et 12 cm est assez important (≈ 1.1 m/s). Une tension de sortie assez différente des 2,5 Volts attendus qu'on a pu observer lors de l'obtention des relations de calibrations 2.2 et 2.3 peut expliquer ces résultats. Lorsque v_{sl} est non nulle, la correspondance entre la vitesse liquide débitante et la vitesse liquide moyenne mesurée à l'aide des tubes de Pavlov est plutôt bonne pour H_{buse} fixée à 3 cm et 4,6 cm. On a un écart relatif moyen de l'ordre de 12% lorsque v_{sl} est supérieur à 1,5 m/s. On observe une correspondance plus faible quand on fixe la hauteur H_{buse} à 12 cm. Un écart relatif moyen de 22% a été obtenu.

L'écart-type en fonction de la vitesse liquide débitante v_{sl} en sortie de la buse est présentée sur la figure 2.10-droite. Des valeurs assez faibles oscillant entre 0.01 m/s et 0.06 m/s sont mesurées. Ce résultat est en adéquation avec le fait que la vitesse débitante imposée soit théoriquement constante durant la mesure. L'écart-type des vitesses liquides normalisé par la moyenne ($v'_l / \langle v_l \rangle$) en fonction de la vitesse liquide débitante v_{sl} est présentée sur la figure 2.11. Ces valeurs sont plutôt faibles. Quelle que soit la vitesse débitante, les $v'_l / \langle v_l \rangle$ observées sont inférieures à 3%.

On peut conclure que les tubes de Pavlov permettent d'obtenir une mesure de la vitesse liquide raisonnablement fiable quand ceux-ci sont soumis à un écoulement monophasique. Pour $H_{buse} < 5$ cm, la vitesse moyenne est mesurée à 12% près.

Tubes de Pavlov soumis à un écoulement diphasique

Les tubes de Pavlov sont capables de nous fournir des moyennes et des écart-types de vitesses liquides assez fiables dans le cas d'un écoulement monophasique. On a décidé d'effectuer des essais de mesure de vitesses liquides dans des conditions diphasiques au sein de la colonne à bulle Phi400. Le but de ces essais est d'élaborer un protocole de mesures de vitesses liquides reproductible. De plus, on souhaite s'assurer que les statistiques de vitesses obtenues soient fiables et que la turbulence potentiellement présente au sein de la colonne à bulle soit détectable lors des mesures. Pour cela, les tubes de Pavlov en "L" ont été installés au centre de la colonne

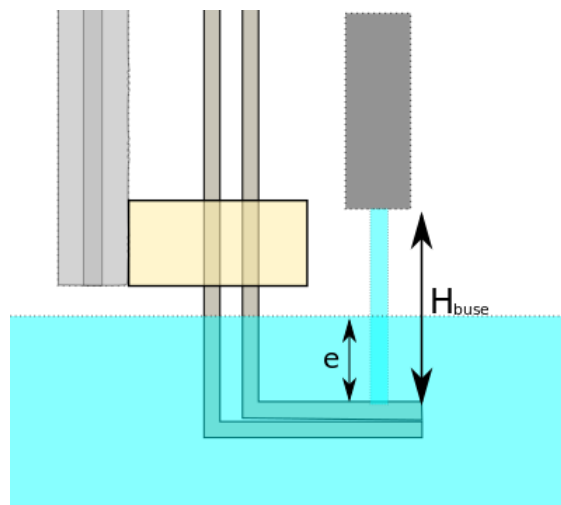


Figure 2.8 – Schéma des tubes de Pavlov soumis à un écoulement monophasique (jet d'eau).

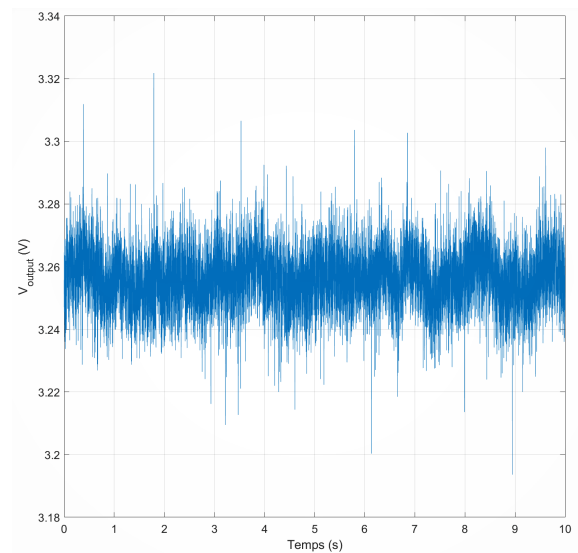


Figure 2.9 – Signal typique obtenu lorsque les tubes de Pavlov sont soumis à un jet d'eau de débit $Q=280$ l/h.

de telle sorte que chaque orifice présent sur chacun des tubes se trouve sur l'axe de la colonne à bulles. La mesure de la vitesse liquide s'est faite à une hauteur $H_s=1,45$ m. Pour rappel, les deux tubes composant le dispositif de mesure sont remplis d'eau. Les mesures de vitesses liquides ont été effectuées à différentes vitesses superficielles allant de 0 à 19,5 cm/s. Le capteur LP1000 est couplé au oscilloscope 5443A durant ces premiers essais. Nous nous sommes intéressés aux signaux temporels fournis par le capteur de pression lorsque la fréquence d'acquisition est réglée à 2000 Hz. Sur la figure 2.12, on peut observer un signal typique obtenu à $v_{sg}=19,5$ cm/s à l'aide des tubes de Pavlov. On peut voir que le signal présenté est fortement bruité. Ce bruit

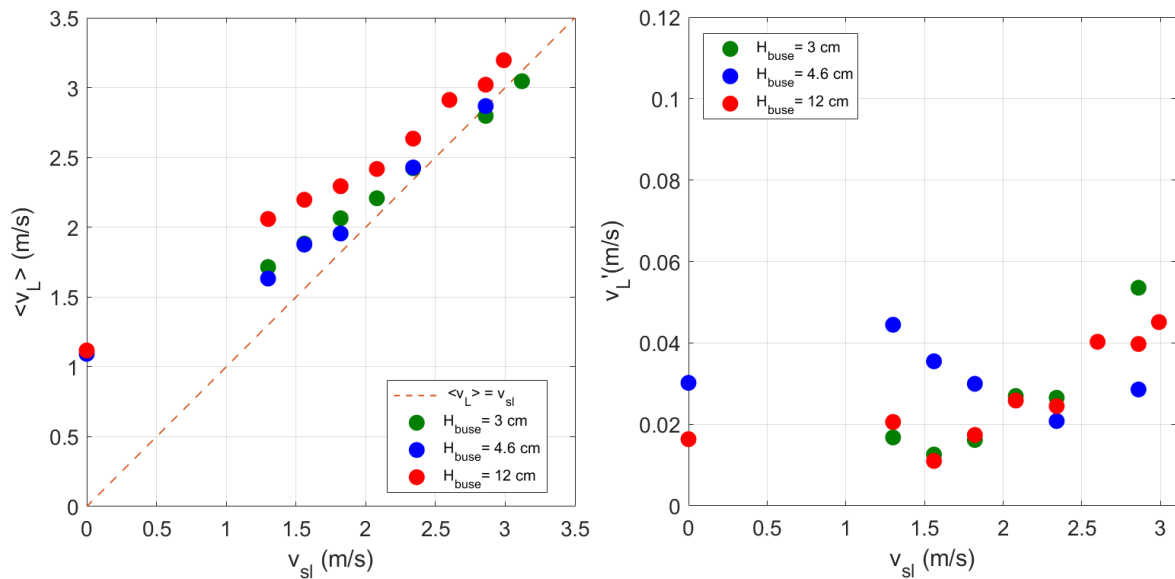


Figure 2.10 – Statistiques de vitesses liquides calculées à partir des données obtenues par le capteur GE LP Druck 1000 à différentes v_{sl} et H_{buse} lorsque les tubes de Pavlov sont soumis à un jet d'eau. L'étude de la similitude entre $\langle v_L \rangle$ obtenues grâce au capteur et v_{sl} est présenté à gauche. L'écart-type des vitesses liquides calculées à partir des données obtenues par le capteur à différentes v_{sl} et H_{buse} est présentée sur la figure de droite.

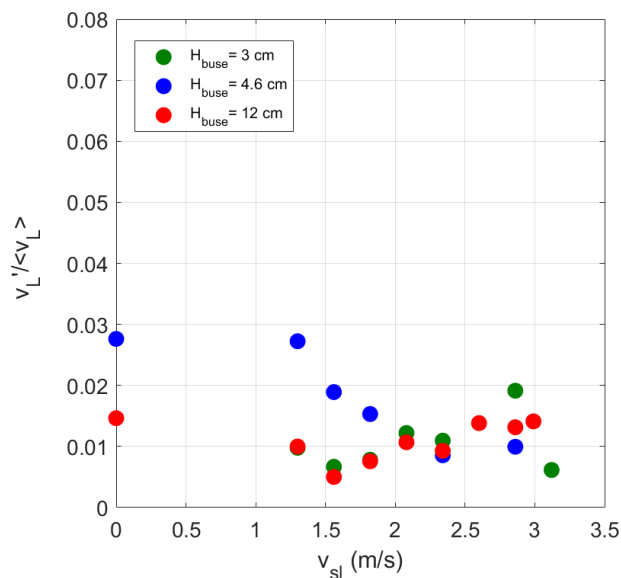


Figure 2.11 – Taux de turbulence des vitesses liquides calculées à partir des données obtenues par le capteur à différentes v_{sl} et H_{buse} présentées sur la figure 2.10.

se manifeste par l'apparition de nombreux pics de tension au cours du temps. Dans le but de

mieux comprendre l'origine de ce bruit, on s'est intéressé aux composantes spectrales du signal. La figure 2.13 présente les différentes densités spectrales de puissance des signaux bruts obtenues lors des essais au sein de la colonne à bulles. En régime hétérogène, on constate que la courbe des densités spectrales de puissance semble suivre une loi en $-5/3$ caractéristique de la turbulence selon Kolmogorov lorsque la fréquence spectrale est inférieure à 20 Hz. Cependant, il faut prendre cette information avec précaution. Ces données ne permettent en aucun cas de caractériser pleinement la turbulence localement. En effet, la turbulence au sein d'une colonne à bulle est multidirectionnelle et anisotrope. Or, ces courbes de densités spectrales de puissance (DSP) nous donnent des informations uniquement dans la direction verticale. Bien que ces densités spectrales de puissance semblent suivre une loi en $-5/3$, cette tendance indique juste que des phénomènes turbulents ont été décelés localement. On s'intéresse ensuite aux fréquences spectrales supérieures à 20 Hz. On remarque que l'amplitude des fluctuations de ces densités spectrales de puissance est assez importante. Si on intègre en fonction du temps la densité spectrale de puissance, l'amplitude des fluctuations de ces DSP correspond à la variance de l'énergie du signal brut. Plus cette amplitude est importante, plus le signal brut présente de fortes fluctuations. Cette caractéristique peut être mise en relation avec le bruit observable sur le signal brut.

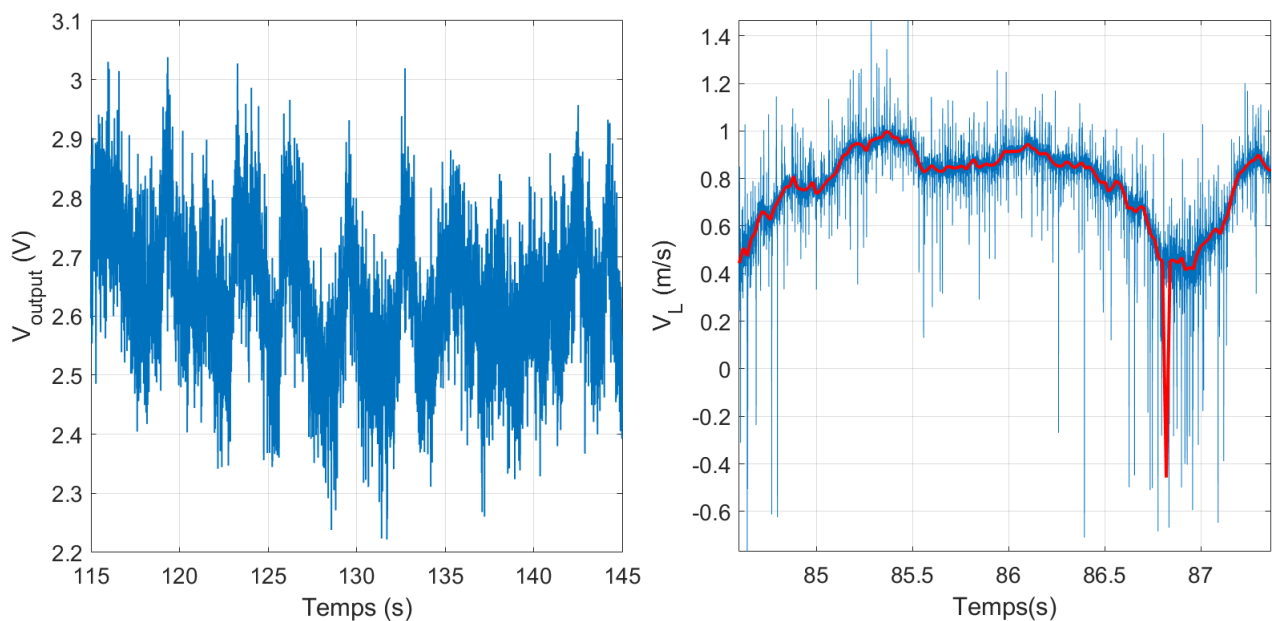


Figure 2.12 – Gauche: Signal de sortie bruité obtenu par le capteur LP1000 à $v_{sg} = 19,5$ cm/s. Droite: Évolution de la vitesse liquide en fonction du temps. La courbe bleue correspond à la vitesse obtenue à l'aide du signal brut. La courbe rouge correspond aux vitesses liquides calculées à partir du signal filtré à $F_c = 50$ Hz.

Après s'être intéressé au signal brut obtenu, on s'est concentré sur les statistiques de vitesses

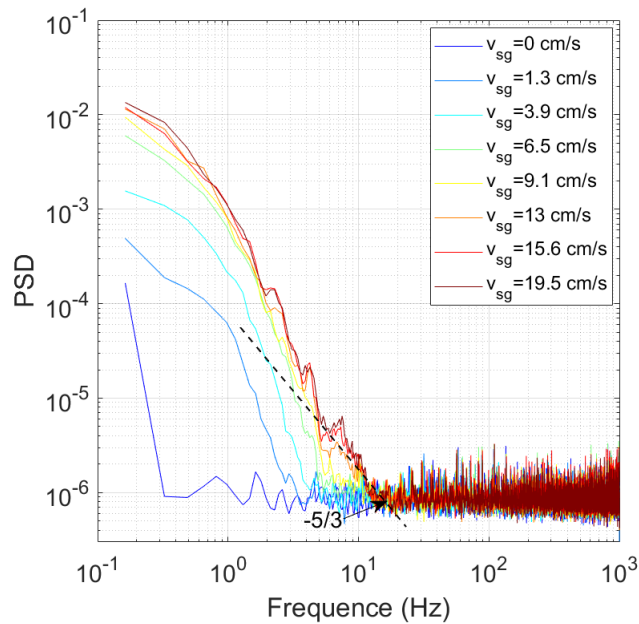


Figure 2.13 – Densités spectrales de puissance des signaux bruts obtenus à différentes vitesses superficielles de gaz obtenues à l’aide du capteur LP1000. La pente $-5/3$ représente la loi de turbulence de Kolmogorov.

liquides qui en découlent. La figure 2.14 présente les moyennes et les écarts-types des vitesses liquides mesurées à différentes vitesses superficielles gazeuses. En s’intéressant à l’évolution de la vitesse liquide moyenne, on observe une valeur non nulle lorsque la phase liquide est inerte. Cette moyenne augmente comme attendu lorsque v_{sg} augmente. La pente d’accroissement de cette courbe varie en fonction du régime d’exploitation. La vitesse moyenne liquide augmente plus vite en régime homogène qu’en régime hétérogène. En étudiant les différents écarts-types obtenus, on constate que les fluctuations à v_{sg} nulle sont anormalement hautes (de l’ordre de 0.3 m/s). Les données correspondant au régime homogène présentent des valeurs inférieures à celle obtenue à débit nul. En régime hétérogène, l’écart-type des vitesses liquides se stabilise à une trentaine de centimètres par seconde correspondant à la valeur obtenue pour une phase liquide inerte. Il semblerait que le bruit observé soit à l’origine des valeurs non-nulles des statistiques de vitesses à débit nul et de la stagnation des écarts-types en régime hétérogène. Les effets avérés du bruit sur les statistiques de vitesses liquides nous ont amené à tenter de réduire son influence. Pour cela, on a décidé de filtrer les signaux bruts à une fréquence de coupure F_c de 50 Hz. L’effet du filtrage sur un signal brut est présenté sur la figure 2.12. On peut y voir que le bruit est fortement réduit par ce filtrage mais que ce processus présente quelques imperfections. En effet, certaines fluctuations dues aux bruits sont conservées, ce qui peut altérer le signal filtré. L’influence de cette procédure sur les statistiques de vitesses liquides est présentée sur la figure 2.14. On remarque que le filtrage a peu d’influence sur la vitesse liquide moyenne calculée. Cette procédure réduit de moitié la fluctuation observée pour un débit nul de gaz injecté. Pour les v_{sg}

inférieur à 0.14 m/s, le filtrage réduit légèrement l'écart-type de la vitesse liquide. Lorsque v_{sg} est supérieure à 0.14 m/s, les signaux filtrés présentent des fluctuations supérieures à celles obtenues pour les signaux bruts.

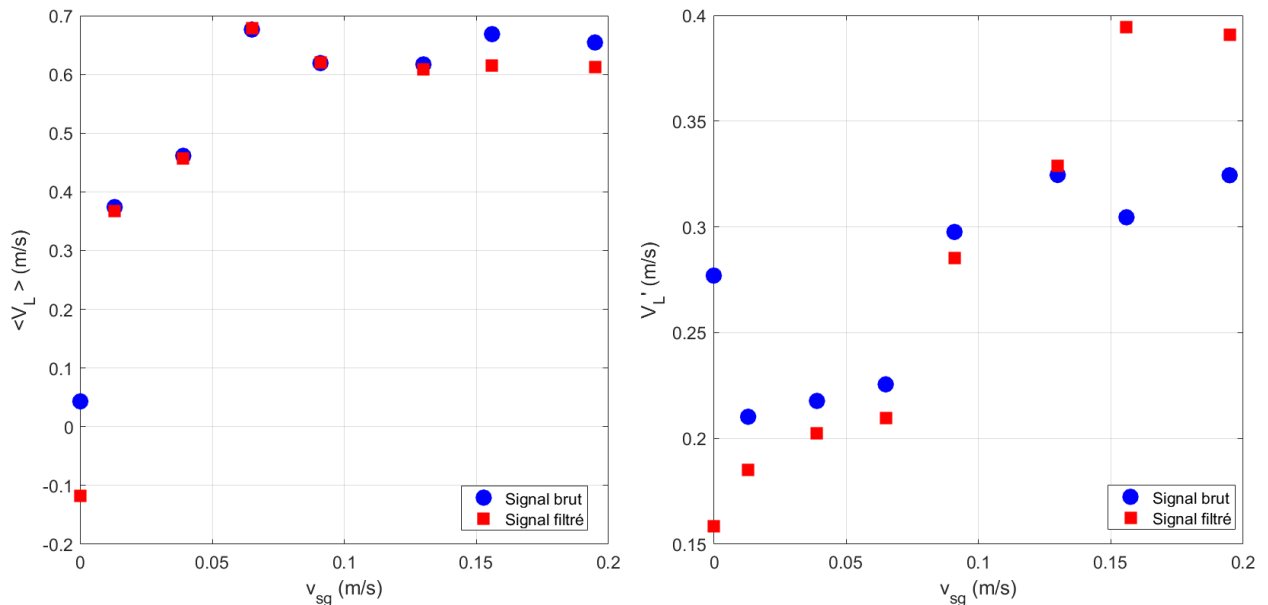


Figure 2.14 – Évolution des moyennes et des écarts-types de vitesse liquide verticale en fonction de v_{sg} obtenus à l'aide du capteur LP1000. Les cercles bleus correspondent aux vitesses liquides obtenues à partir du signal brut. Les carrés rouges correspondent aux vitesses calculées à partir du signal filtré à une fréquence de coupure de 50 Hz.

Le filtrage peut régler en partie le problème du bruit observé sur le signal. Cependant ce processus change la dynamique du signal. Il faut donc trouver d'autres solutions afin de réduire ces perturbations. Pour cela, il faut identifier l'origine de ce phénomène. Le bruit peut avoir diverses origines allant de la vibration du dispositif de mesure jusqu'au bruit électronique généré par les composants électriques du dispositif de mesures. La vibration des tubes de Pavlov en "L" a été atténuée à l'aide de deux équerres. De plus, des tubes de Pavlov "droits" ont été usinés dans ce même but. Étant moins volumineux que la précédente configuration, ils présentent l'avantage d'avoir une surface de contact plus faible. Ainsi les différentes phases interagissent moins avec les tubes. Les bruits dus aux composants électriques peuvent être générés au niveau de l'alimentation des capteurs de pressions ou au niveau de la carte d'acquisition. Des tests ont été effectués au niveau de l'alimentation du capteur de pression. Lors de ces essais, on a essayé d'identifier l'influence de celle-ci sur le bruit généré. Malgré ce changement, on a remarqué que l'alimentation du capteur a peu d'effet sur le bruit généré. On s'est ensuite concentré sur la carte d'acquisition. Durant les essais préliminaires, on a utilisé le oscilloscope 5443 A pour enregistrer le signal. Ce dispositif est alimenté par l'ordinateur sur lequel il est connecté. L'alimentation par voie USB peut s'avérer imparfaite. On pense que cela peut conduire à l'apparition de bruit

électrique. On a décidé de changer le oscilloscope au profit d'une carte d'acquisition National Instrument NI-6356 USB (voir figure 2.5) qui est alimentée directement par le réseau électrique. Ces nouveaux signaux ont été obtenus à une fréquence d'acquisition de 500 Hz. La figure 2.15 montre le signal typique obtenu par chacune des cartes d'acquisitions utilisées lors des essais. On peut voir que le bruit est fortement réduit lorsque la carte d'acquisition NI-6356 est utilisée. On se concentre ensuite sur les densités spectrales de puissance. Comme on peut le voir sur la figure 2.16, la carte d'acquisition NI-6356 permet d'obtenir des spectres mieux convergés que ceux obtenus à l'aide du oscilloscope (2.13). On peut remarquer aussi que le bruit a été réduit sur les spectres présentés.

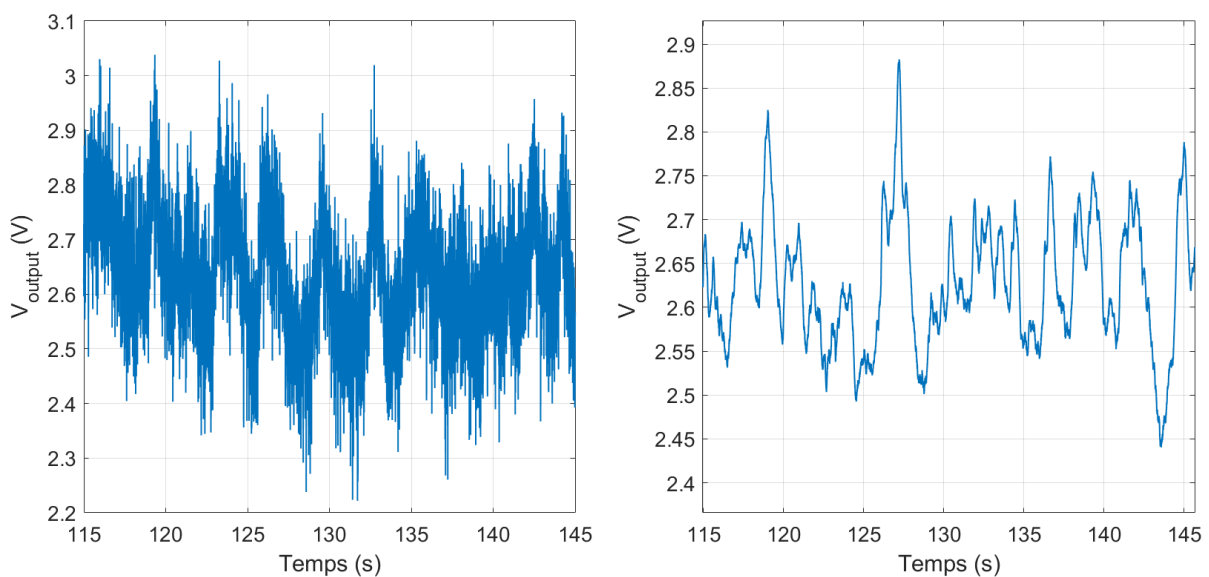


Figure 2.15 – Signaux typiques obtenus à l'aide du capteur LP1000. Les cartes d'acquisition utilisées sont un oscilloscope 5446A (gauche) et un National Instrument NI-6356 (droite). On remarque que ce dernier présente moins de bruit que celui obtenu à l'aide du oscilloscope.

On s'intéresse ensuite aux statistiques de vitesses liquides obtenues avec la carte d'acquisition NI-6356 avec et sans filtrage du signal à une fréquence de coupure de 50 Hz. Celles-ci sont présentées sur la figure 2.17. En s'intéressant à l'évolution de la vitesse liquide moyenne en fonction de v_{sg} , on remarque toujours une augmentation de la vitesse liquide en régime homogène. Par contre la vitesse moyenne se stabilise en régime hétérogène. De plus le filtrage n'influence toujours pas la moyenne. On observe toujours une vitesse anormalement haute à $v_{sg}=0$ m/s. En se concentrant sur les fluctuations de vitesses liquides obtenues à l'aide des signaux bruts, on constate que l'écart-type est plutôt faible lorsque la phase liquide est inerte. Cette réduction est sûrement à mettre au crédit de la réduction du bruit obtenue grâce au changement de la carte d'acquisition. Comme pour la moyenne, le filtrage à 50 Hz influe peu sur l'écart-type contrairement aux fluctuations obtenues grâce au oscilloscope. Malgré toutes les procédures effectuées pour

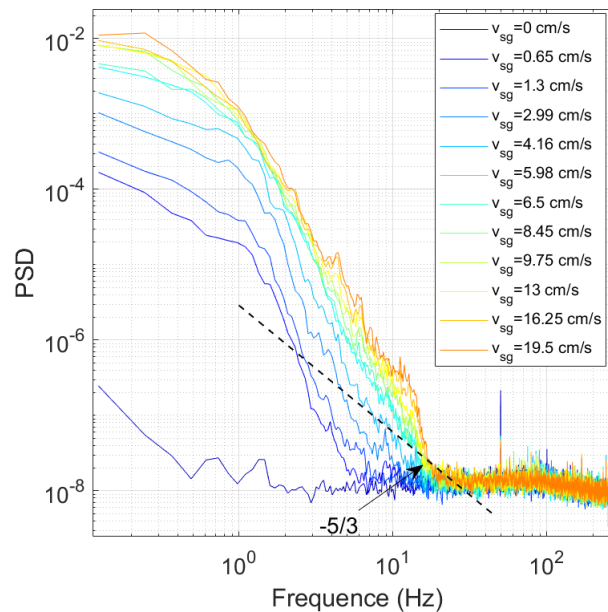


Figure 2.16 – Densités spectrales de puissances des signaux bruts obtenus à différentes vitesses superficielles du gaz obtenues à l’aide du capteur Rosemount 2051 CD21. La pente $-5/3$ représente la loi de turbulence de Kolmogorov.

fiabiliser la mesure de la vitesse liquide durant ces essais, la mesure de vitesse lorsque la phase liquide est inerte est toujours imparfaite. De plus lors de ces essais, on a constaté un décalage de la tension de sortie de référence durant l’expérience. On a aussi constaté que des bulles d’air peuvent s’immiscer dans les tubes de Pavlov. Bien que le lien entre ces deux phénomènes n’ait pas été clairement établi, on pense que l’intrusion des bulles d’air peut être à l’origine de ce décalage. Il est donc nécessaire de faire en sorte que ce décalage de tension de sortie à l’origine soit négligeable ou qu’il ait peu d’influence sur les vitesses liquides obtenues. Pour cela, on purge avant chaque nouvelle mesure les tubes de Pavlov par injection d’eau à l’aide d’une seringue. Sous l’effet de la pression induite par ce procédé, les bulles d’air s’échappent par l’intermédiaire des deux orifices. Durant cette procédure, la tension de sortie de référence est surveillée. On a cherché systématiquement à avoir la même tension de référence pour tous les points expérimentaux effectués. Malgré les précautions prises, la purge des tubes de Pavlov connectés au capteur LP1000 peut s’avérer imparfaite. En effet, durant un essai, une bulle d’air peut remonter jusqu’au capteur et rentrer dans la cellule de mesure de pression. Malheureusement, la conception du capteur LP1000 ne permet pas de purger aisément ce compartiment. Pour régler ce problème, on a utilisé un capteur Rosemount 2051 CD21. En plus d’avoir une gamme de pression de mesure plus large, il permet de purger la cellule de mesure de la pression par l’intermédiaire de deux ouvertures à vis percées. Ainsi on peut s’assurer qu’il n’y ait que de l’eau dans tous les tubes de Pavlov et dans la cellule de mesure. Pour réduire l’effet d’un potentiel décalage de la tension de référence au cours d’un essai, la vitesse liquide est maintenant déterminée à partir de la différence entre la tension de sortie obtenue lorsque v_{sg} est nulle et la tension de sortie instantanée

mesurée lorsque d'un débit de gaz est imposé. Une mesure de vitesse liquide typique se compose de trois phases. Elles sont représentées sur la figure 2.18. Une première étape correspondant à la phase(A) se compose de deux périodes de 30 à 60 secondes permettant l'obtention de la tension de sortie lorsque la phase liquide est inerte. Elles s'effectuent au début et à la fin de la mesure. Cette période permet d'identifier un potentiel décalage de la tension de sortie de référence durant l'expérience. Si une différence est avérée entre la première mesure et la dernière mesure, on considère que ce décalage se fait linéairement dans le temps. Une phase transitoire (B) permet le passage entre le débit d'injection de gaz voulu et le débit nul. Afin de s'assurer que le débit d'injection voulu est atteint et stable, celle-ci doit être assez longue. Enfin la phase (C) est consacrée à la mesure de la vitesse instantanée au débit de gaz choisi. La durée de cette phase est choisie de telle sorte que la convergence des moyennes et des écarts-types de la vitesse liquide soit assurée.

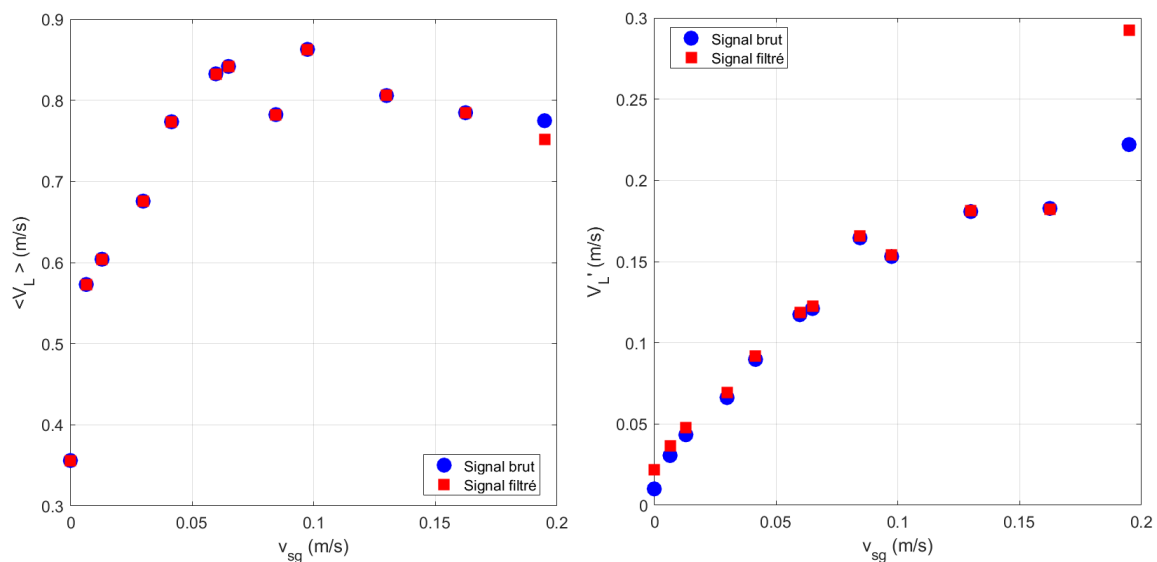


Figure 2.17 – Évolutions de la moyenne et de l'écart-type des vitesses liquides en fonction de v_{sg} . Ces données sont obtenues à l'aide du capteur LP1000. Les cercles bleus correspondent aux vitesses liquides obtenues à partir du signal brut et les carrés rouges correspondent aux vitesses calculées à partir du signal filtré à une fréquence de coupure de 50 Hz.

2.2.2 Extraction des données issues de la phase gazeuse

2.2.2.1 Sonde conique classique (POP)

Une sonde conique mono-fibre de type 1C produite par A2 Photonic Sensors a été utilisée durant cette thèse. Elle a été produite à partir d'une fibre optique de $130 \mu\text{m}$ de diamètre qui est

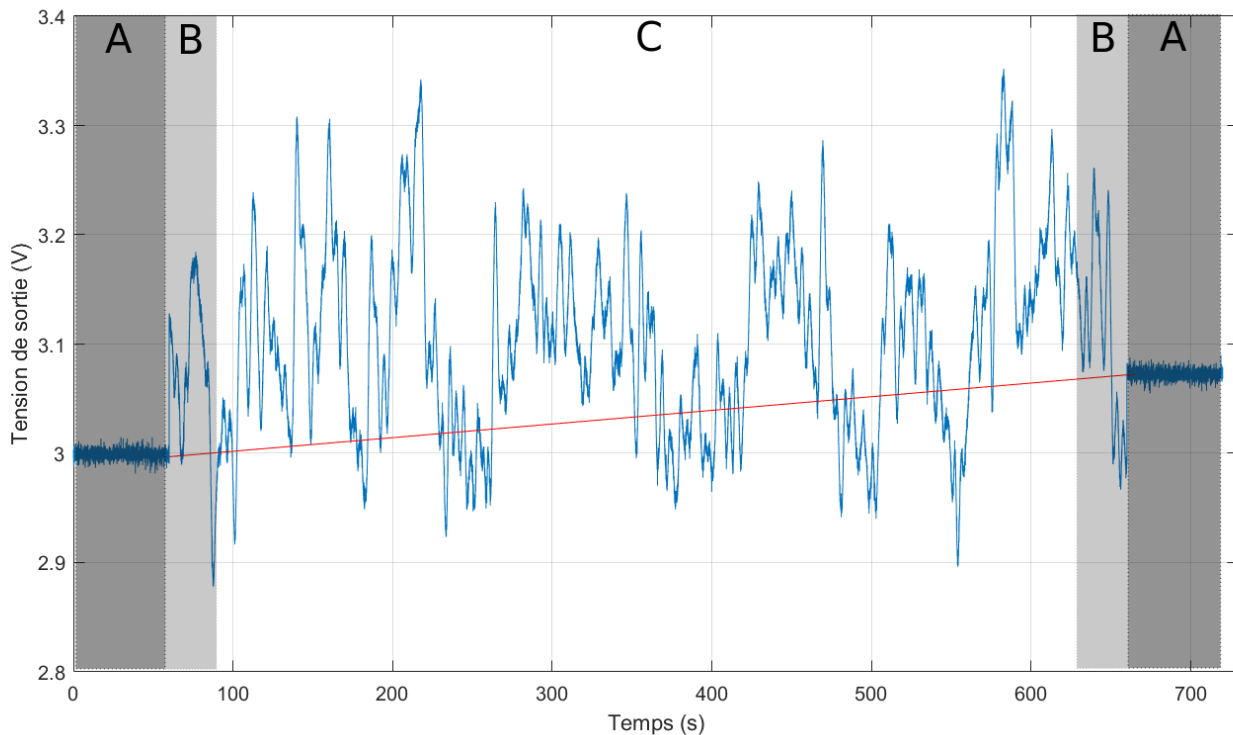


Figure 2.18 – Signal de tension de sortie obtenue à l’aide du capteur de pression Rosemount CD21 pour $v_{sg}=16.25$ cm/s. Les tubes de Pavlov sont placés au centre de la colonne à une hauteur de 1.45 m au-dessus des injecteurs. On peut observer les différentes phases de la mesure: La phase (A) qui permet de mesurer la tension de référence. Le décalage de la tension de référence est représenté par la courbe rouge. La phase (B) permet l’établissement et la stabilisation du débit de gaz injecté. La tension de sortie instantanée est obtenue lors de la phase (C).

affinée à l’une de ses extrémités afin d’obtenir la pointe sensible de la sonde. Cette fibre est maintenue par un tube inoxydable de 1 mm de diamètre. La sonde POP présente à son autre extrémité un connecteur optique permettant d’interagir avec un module optoélectronique. Ce dispositif permet d’émettre un faisceau laser vers la pointe sensible. Lors de la détection d’une inclusion gazeuse, le faisceau émis est réfléchi vers la pointe et le module optoélectronique. Ce dispositif convertit ce signal lumineux en signal électrique par l’intermédiaire d’une photodiode. Cette information est ensuite stockée et envoyée à un oscilloscope numérique de type Picoscope 5443A produit par Picotech. Les données enregistrées sont traitées à l’aide du logiciel SO6 fourni par A2 Photonic Sensors. Il inspecte le signal venant de la sonde et détecte toutes les portions correspondant aux bulles qui interagissent avec la pointe sensible. Les signaux correspondant à une bulle prennent la forme d’un créneau (voir la figure 2.19). Dans le but d’identifier correctement les bulles, il faut au préalable ajuster différents seuils pris en compte par le logiciel:

- Le seuil liquide correspondant à la tension de sortie obtenue lorsque la sonde est en milieu liquide. Ce seuil correspond à la ligne jaune sur la figure 2.19;
- Un intervalle centré autour du seuil liquide. Il permet de contenir les éventuelles fluctuations du signal lorsque la sonde est dans le liquide. Si le signal de sortie se trouve dans cet intervalle, le logiciel considérera que le milieu extérieur détecté par la sonde est liquide; Cette intervalle est représenté sur le logiciel par les deux lignes oranges;
- Le seuil gaz correspondant à la tension de sortie lorsque la pointe sensible se trouve en milieu gazeux. Quand la tension de sortie correspondant au signal de la sonde se trouve au-dessus de ce seuil, alors le logiciel considère que la sonde se trouve en milieu gazeux. Ce seuil correspond à la ligne bleue sur la figure 2.19.

Lorsque tous les ajustements sont faits, le logiciel peut déterminer pour chaque bulle:

- Le temps d'arrivée T_a de la bulle détectée obtenu lorsque la tension de sortie atteint la borne supérieure de l'intervalle défini précédemment lors de sa montée;
- Le temps de résidence T_G durant lequel la pointe sensible est dans la bulle. Ce temps correspond à l'intervalle de temps entre le temps d'arrivée T_a et le temps de sortie de bulle obtenu lorsque la tension de sortie repasse en-dessous du seuil gaz. Ce paramètre permet d'obtenir la fraction de vide locale α , donnée par la somme des différents T_G rapportée à la durée de la mesure: $\alpha = \sum T_G / T_{exp}$;
- Le temps de montée T_m (ou temps de transition) entre la phase liquide et la phase gazeuse. Il correspond à l'intervalle de temps entre T_a et le temps correspondant au moment où la tension de sortie atteint le seuil gaz lors de sa montée. Avec ce paramètre, il est possible d'obtenir des informations sur la vitesse des inclusions gazeuses selon l'axe de la sonde. La vitesse d'une bulle est obtenue par le ratio entre le temps de montée T_m et la longueur sensible de la sonde L_s définie dans (Cartellier [36]). Dans notre cas, L_s est de 47 μm . Ces temps sont mesurés à 10% près.

En régime hétérogène, l'écoulement au sein de la colonne à bulles présente de nombreux changements de directions. Les bulles entraînées peuvent interagir frontalement ou tangentiellement avec la sonde. Dans le premier cas, on obtient un signal avec un plateau bien défini permettant une mesure fiable de T_m . Les bulles présentant cette caractéristique sont nommées "T1" (Cartellier [37]). Selon Raimundo et al. [20], ces bulles représentent plus de 94 % de la population totale au sein de la colonne à bulles lorsque v_{sg} est comprise entre 3 cm/s et 35 cm/s. Une interaction tangentielle d'une bulle avec la sonde entraîne un mouillage partiel. Dans ces conditions, le signal ne présente pas un plateau bien défini qui ne permet pas la mesure du temps de montée T_m ni celle de la vitesse associée. Ces bulles sont nommées "T2". Des signaux T1 et T2 sont présentés sur la figure 2.20.

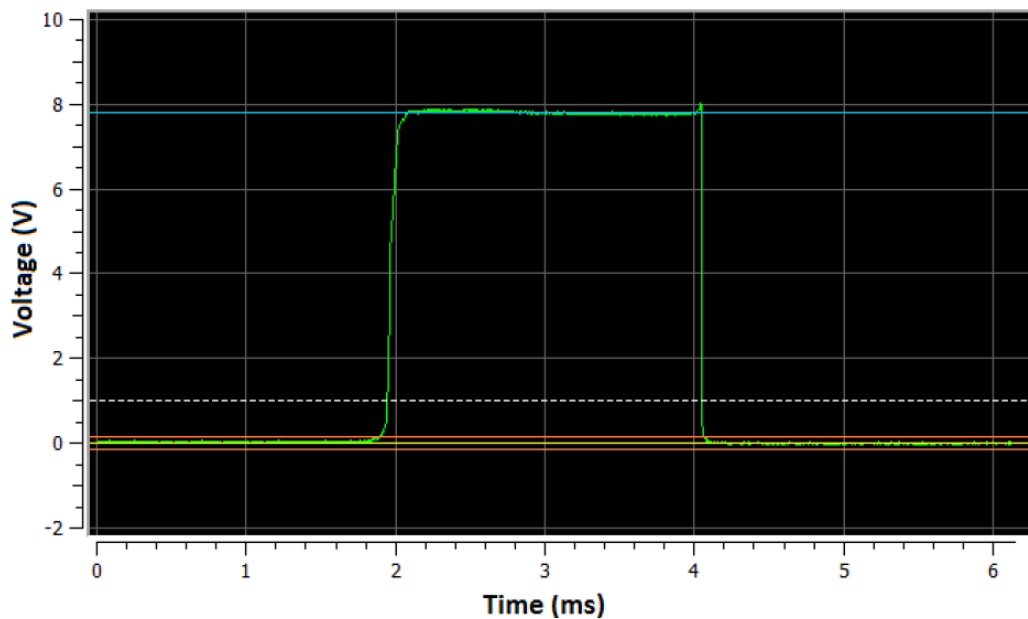


Figure 2.19 – Visualisation d’un signal obtenu par une sonde optique POP lors du perçage d’une bulle grâce au logiciel SO6. La ligne jaune correspond au seuil liquide, les deux lignes oranges correspondent à l’intervalle du bruit et la ligne bleue correspond au seuil gaz. Source: A2 Photonic Sensors.

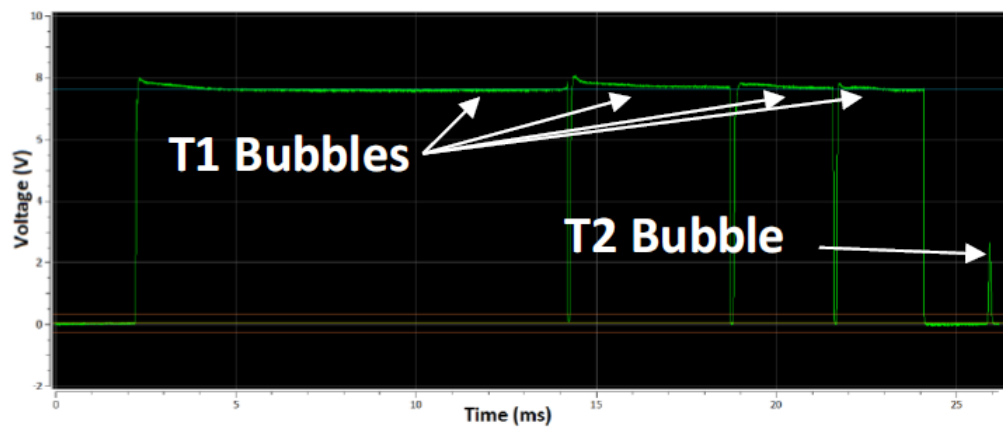


Figure 2.20 – Visualisation d’un signal obtenu par une sonde optique POP lors du perçage de plusieurs bulles grâce au logiciel SO6. Cette figure présente des signaux de type T1 et de type T2. Source: A2 Photonic Sensors.

2.2.2.2 Sonde parallèle à corrélation

Un sonde optique mono-fibre fournit des informations unidimensionnelles. En effet, les approximations de cordes sont obtenues uniquement dans la direction verticale. Aucune information dans la direction horizontale n'est fournie. Pour y remédier, il est possible de combiner deux sondes mono-fibres en parallèle et séparées d'une distance d_s . La sonde parallèle à corrélation utilisée durant cette thèse est produite par A2 Photonic Sensors. Cette sonde se compose de deux fibres optiques de plus de 9 m de long. Les pointes sont séparées d'une distance de $775 \mu\text{m}$. L'une des pointes est placée $21 \mu\text{m}$ en retrait par rapport à l'autre pointe. Ces fibres optiques sont maintenues dans des tubes en acier inoxydable de $700 \mu\text{m}$, eux-mêmes maintenus dans un autre tube en acier inoxydable de 3 mm. La sonde parallèle à corrélation présente à son autre extrémité deux connecteurs optiques permettant d'interagir avec deux modules optoélectroniques. De la même manière que la sonde POP, les signaux obtenus par chacune des pointes sont stockés et envoyés à un oscilloscope numérique de type Picoscope 5443A produit par Picotech. La sonde parallèle à corrélation est représentée sur la figure 2.21. Les données enregistrées sont traitées à

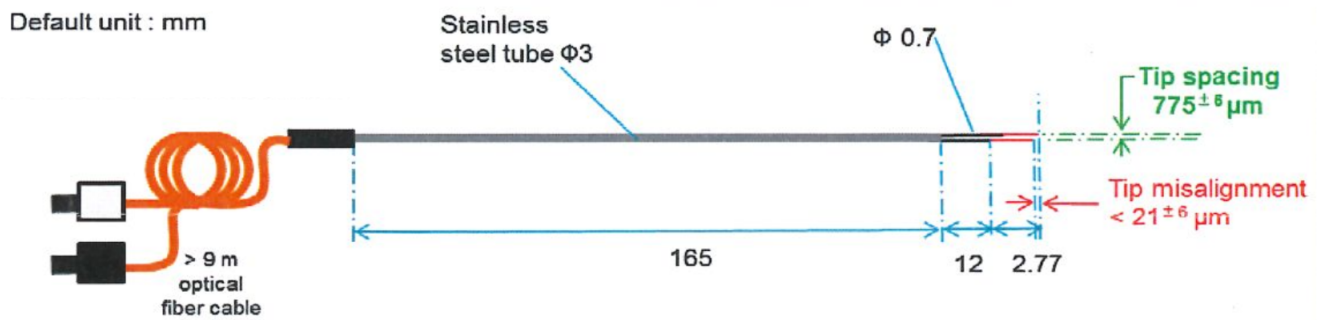


Figure 2.21 – Schéma simplifié de la sonde optique parallèle utilisée durant cette thèse.

l'aide du logiciel SO6 adapté pour la sonde parallèle à corrélation et fourni par A2 Photonic Sensors. Il inspecte le signal venant de chacune des pointes sensibles et détecte toutes les portions correspondant aux bulles qui interagissent avec ces mêmes pointes. Lorsque la sonde parallèle est orientée verticalement, on effectue la corrélation croisée des signaux obtenus par chacune des pointes sensibles. Cette opération quantifie la similarité entre les deux signaux enregistrés simultanément. Si on considère un signal A et un signal B, la corrélation croisée normalisée CC s'écrit:

$$CC = \frac{\int_0^{T_{exp}} Signal_A(t) * Signal_B(t) dt}{\int_0^{T_{exp}} Signal_A(t) dt} \quad (2.7)$$

Un modèle a été élaboré afin d'obtenir des informations sur les cordes à partir des corrélations croisées. Raimundo et al. [20] ont élaboré un modèle analytique en 3 dimensions pour un écoulement à bulles. Deux sondes A et B non perturbatrices par rapport à l'écoulement sont placées côte à côte. Elles sont séparées d'une distance d. Un repère (x,y,z) dont l'origine se

trouve sur la pointe de la sonde A est défini. L'axe horizontal x est défini par les deux pointes de sondes, l'axe z correspond à l'axe verticale de la sonde A. Enfin, l'axe y est perpendiculaire à l'axe x de tel sorte que \vec{x} et \vec{y} forment un plan horizontal. La corrélation croisée normalisée CC correspond à la probabilité conditionnelle de détecter une bulle en A lorsque du gaz a été détecté en B. Cela implique que:

$$CC = \frac{P(A,B)}{P(A)} \quad (2.8)$$

Pour évaluer ces probabilités, on considère que les distributions de cordes sont mono-disperses et que les bulles ont une forme ellipsoïdale aplatie avec un rayon horizontal R_h et un rayon vertical $R_v = \text{Excentricité} * R_h = \text{Ecc} * R_h$. On considère que les bulles transitent verticalement vers les deux sondes avec une probabilité uniforme P_0 de couper le plan horizontal. La figure 2.23 représente les différentes interactions sonde/bulles prises en compte dans le modèle analytique en 3D. Les cordes L_A et L_B détectées respectivement par la sonde A et la sonde B sont dépendantes du rayon horizontal R_h et de la distance d . Pour une sonde A placée à $x=0$ et $y=0$ on a une corde $L_A = 2Ecc\sqrt{R_h^2 - r^2}$. Pour une sonde B placée $x=d$ et $y=0$ on a $L_B = 2Ecc\sqrt{R_h^2 - (r-d)^2}$. La probabilité de détecter du gaz par une sonde est l'intégrale des cordes pour des centres de bulles situés à une distance r par rapport à la sonde A inférieure à R_h c'est à dire

$$P(A) = \int_{|r| \leq R_h} L_A(R_h, x, y) \cdot P(x, y) \, dx dy = \int_{|r| \leq R_h} L_A(R_h, x, y) \cdot P_0 \, dx dy = \frac{4}{3} \pi Ecc R_h^3 P_0 \quad (2.9)$$

La probabilité $P(A,B)$ de détecter du gaz par les deux sondes correspond au cas où la distance des centres de bulles est inférieure à R_h . Ces événements correspondent à l'intersection des deux cercles visibles sur la figure 2.23. Lors de la détection d'une bulle, seule la plus petite des deux cordes mesurées compte. Si $r < d/2$ alors L_B sera pris en compte. Dans le cas contraire, c'est L_A qui compte. Par conséquent, il faut considérer deux fois l'intégrale impliquant la corde L_A pour x évoluant entre $d/2$ et R_h et pour y entre $-y_{max}$ et y_{max} avec $y_{max}^2 + x^2 = R_h^2$. En prenant en compte la comptabilisation des symétries par rapport à l'axe x , on a:

$$P(A) = \int_{|r| \leq R_h, |r-d| \leq R_h} \text{Min}(L_A, L_B) \cdot P_0 \, dx dy = \int_{d/2}^{R_h} dx \int_0^{y_{max}} P_0 \, dy \quad (2.10)$$

$$P(A) = \int_{|r| \leq R_h, |r-d| \leq R_h} \text{Min}(L_A, L_B) \cdot P_0 \, dx dy = 2\pi Ecc R_h^3 P_0 \left[\frac{2}{3} - \frac{d}{2R_h} + \frac{1}{3} \left(\frac{d}{2R_h} \right)^3 \right] \quad (2.11)$$

En utilisant 2.9 et 2.11, on obtient la corrélation croisée CC suivante:

$$CC = 1 - \frac{3d}{R_h} + \frac{1}{16} \left(\frac{d}{R_h} \right)^3 \quad (2.12)$$

En traçant CC en fonction de d/R_h (figure 2.22), on constate que la corrélation entre les deux sondes est nulle pour d supérieur à $2R_h$. En se limitant au terme linéaire, il est possible de prédire la corde moyenne des bulles si R_h est fixé pour $d < R_h$. Afin de perfectionner ce modèle

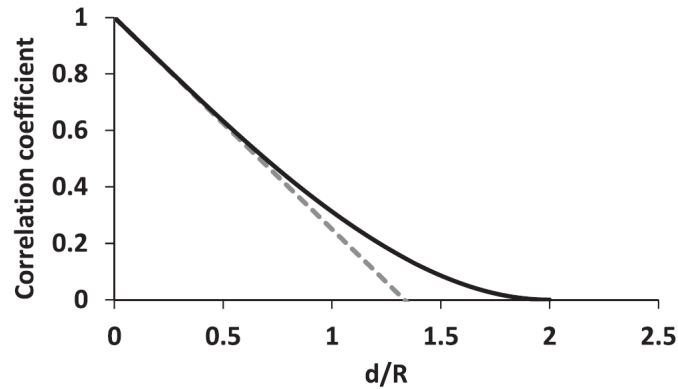


Figure 2.22 – Corrélation analytique se basant sur 2.12. Source: Raimundo et al. (CES 2016)

des simulations ont été effectuées dans le but de prendre en compte la trajectoire de la bulle et son excentricité. Pour cela Raimundo et al. [22] ont effectué des simulations Monte-Carlo dans lesquelles une bulle fixe interagit avec deux sondes en mouvement. Cette bulle peut prendre une forme ellipsoïdale aplatie ou allongée (voir les figures 2.23 et 2.24). La bulle est discrétisée à l'aide d'un maillage assez fin pour prendre en compte le volume total de l'inclusion. Durant ces simulations, la sonde A est positionnée successivement aux différents nœuds du maillage de coordonnées (x_1, y_1, z_1) . Pour chaque position, la sonde B est positionnée au point (x_2, y_2, z_2) tel que:

$$x_2 = x_1 + d \cos \alpha \sin \theta$$

$$y_2 = y_1 + d \sin \alpha \sin \theta$$

$$z_2 = z_1 + d \cos \theta$$

Les angles α et θ définis sur la figure 2.24 varient aléatoirement à chaque position de la sonde A. Cela permet de simuler des trajectoires non verticales caractéristiques des écoulements à bulles turbulent observables dans les colonnes à bulles industrielles. La corrélation entre les deux sondes est déterminée à toutes les positions simulées de la sonde A. Cette étude a permis d'obtenir une prédiction du rayon moyen horizontal de la bulle qui dépend à la fois de l'excentricité et de la trajectoire de la bulle lors de son interaction avec les deux sondes:

$$D_h = 2 * R_h = A \frac{d}{CC - 1} \quad (2.13)$$

Les différents coefficients de corrélation A obtenues en fonction de la forme de la bulle sont présentés dans le tableau suivant. Par la suite, nous considérerons que le coefficient A est égale à -1,5978.

Raimundo et al. [20, 22] se sont intéressés à l'impact des bulles sur la fraction de vide locale. Ils ont proposé une approche dans laquelle les bulles sont rangées selon N classes. Ils ont défini une itération i correspondant aux bulles ayant un diamètre horizontal $D_{h,i}$, un diamètre vertical

Table 2.4 – Tableau du coefficient de corrélation en fonction de la forme des bulles.

Forme de la bulle	Sphérique	Allongée	Aplatie Ecc=0.7
Coefficient A	-1.472	-1.5978	-1.7
Déviaton par rapport au cas sphérique	0%	8.54%	15.5%

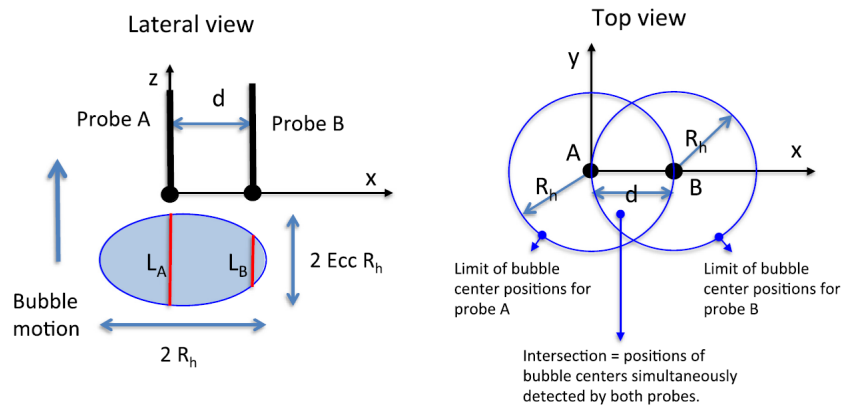


Figure 2.23 – Schéma présentant les interactions entre les sondes et une bulle dans le modèle analytique. Source: Raimundo et al. (CES 2016)

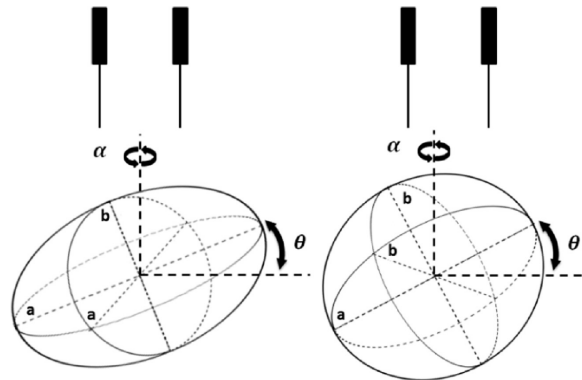


Figure 2.24 – Formes de bulles ellipsoïdales considérées lors des simulations Monte-Carlo. Une bulle aplatie est représentée à gauche. Une bulle allongée est représentée à droite.

$D_{v,i}$ et une fraction de vide locale α_i . En se basant sur l'équation 2.7, chacun des signaux mesurés peut s'exprimer de la façon suivante:

$$Signal_A(t) \cdot Signal_B(t) = \sum_i Signal_A(i,t) \sum_j Signal_B(j,t). \quad (2.14)$$

Ils ont considéré qu'une seule bulle peut être détectée à la fois par la bi-sonde, ce qui implique

que si i est différent de j alors:

$$Signal_A(i,t).Signal_B(j,t) = 0 \quad (2.15)$$

$$Signal_A(t).Signal_B(t) = \sum_i Signal_A(i,t) \sum_i Signal_B(i,t). \quad (2.16)$$

En utilisant les relations 2.7 et 2.16, on a:

$$CC = \frac{\int_0^{T_{exp}} \sum_i Signal_A(i,t) * Signal_B(i,t) dt}{\int_0^{T_{exp}} Signal_A(i,t) dt} = \frac{\sum_i \int_0^{T_{exp}} Signal_A(i,t) * Signal_B(i,t) dt}{T_{exp} \alpha} = \frac{\sum_1^N \alpha_i . CC_i}{\alpha} \quad (2.17)$$

où CC_i est le coefficient de corrélation de la classe i .

On exprime CC à l'aide de la relation 2.7 et en introduisant le volume ellipsoïdal des bulles:

$$CC = \frac{\sum_1^N \left[1 + a \frac{d}{D_{h,i}} \right] D_{h,i}^2 D_{v,i}}{\sum_1^N D_{h,i}^2 D_{v,i}} = \frac{\sum_1^N \left[1 + a \frac{d}{D_{h,i}} \right] D_{h,i}^3 Ecc_i}{\sum_1^N D_{h,i}^3 Ecc_i} = 1 + ad \frac{\sum_1^N D_{h,i}^2}{\sum_1^N D_{h,i}^3} = 1 + a \frac{d}{D_{h,32}}. \quad (2.18)$$

On obtient ainsi une relation entre CC et le diamètre moyen de Sauter horizontal $D_{h,32}$.

2.2.2.3 Périscope

Un périscope a été utilisé dans le but d'identifier les tailles maximales attendues lors des mesures de cordes. On souhaitait vérifier si les grandes cordes que l'on présentera dans la section 4.4.2 étaient ou non réelles. Le périscope a été fabriqué à partir d'un tube en plexiglas de longueur L égale à 56 cm ayant un diamètre interne de 6 mm et un diamètre externe de 7 mm. L'extrémité inférieure de ce dispositif a été taillée en biseau avec un angle de 45° . Ce périscope est couplé avec une caméra d'une résolution de 23 mégapixels. Lors de l'acquisition de données, la caméra acquiert 30 images par secondes. Le schéma du dispositif est présenté sur la figure 2.25.

2.3 Qualification de la colonne à bulles

Dans cette section, on cherchera à déterminer une gamme de hauteur d'eau initiale pour laquelle l'hydrodynamique locale est indépendante à H_0 . Par la suite, la coalescence au sein de la colonne sera caractérisée. On s'intéressera aux tailles de bulles générées par la colonne. Celles-ci seront comparées aux données obtenues par Raimundo et al. [20, 22] dans les mêmes conditions.

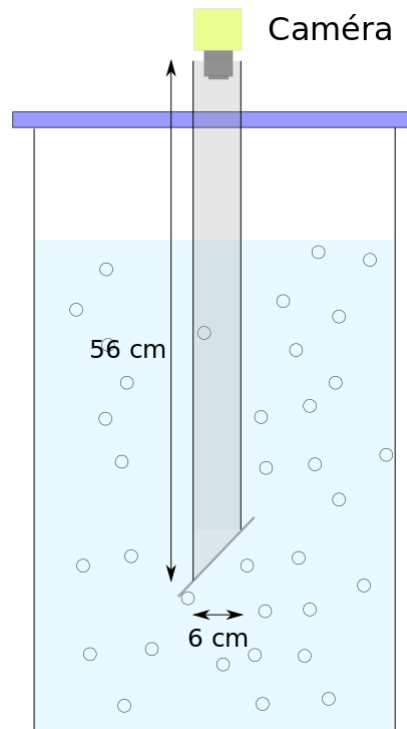


Figure 2.25 – Schéma d'un périscope immergé dans une colonne à bulles. Ce dispositif est couplé à une caméra d'une résolution de 23 mégapixels.

2.3.1 Sensibilité par rapport à la hauteur d'eau initiale H_0

La gamme de la hauteur d'eau initiale H_0 pour laquelle l'hydrodynamique locale est indépendante de H_0 n'est pas définie de façon claire dans la littérature. De nombreux auteurs ont cherché à la définir dans différentes tailles de colonne à bulles. Joshi et al. [11] ont identifié que pour un rapport d'aspect $H_0/D > 4-5$, la fraction de vide n'est plus affectée. Besagni et al. [38] ont observé que la fraction de vide reste inchangée pour $H_0/D > 5$. Forret et al. [21] ont observé que la fraction de vide atteint un plateau lorsque $H_0/D > 3$. Guan et al [39] ont défini une zone pour une colonne de diamètre $D = 0,8$ m. Lorsque H_0/D est comprise entre 2 et 4, ils ont remarqué que la fraction de vide varie faiblement. Ils soulignent que cette zone dépend aussi du diamètre de la colonne.

Pour identifier la zone d'écoulement établi au sein de la colonne à bulles utilisée durant cette thèse, des mesures de fraction de vide ont été effectuées à l'aide d'une sonde conique. Dans un premier temps, on s'intéresse à l'influence de la hauteur d'eau initiale H_0 sur la zone quasi-développée. Pour cela, des mesures de fraction de vide ont été effectuées sur l'axe de la colonne à deux hauteurs H_s différentes (105 cm et 144 cm) censées se trouver dans la zone d'écoulement

quasi-établi (voir la section 4.1). Pour chaque H_s , on a fait varier la hauteur d'eau initiale H_0/D entre 2 et 6. Ces mesures ont été effectuées en régimes homogène et hétérogène sur une gamme de v_{sg} allant de 1 cm/s à 23 cm/s. Les résultats sont présentés sur la figure 2.26. Quel que soit le régime, on constate que la fraction de vide locale α varie peu avec H_0/D lorsque ce rapport reste compris entre 2,5 et 6. Pour chaque v_{sg} présenté sur la figure 2.26, les fractions de vide locales présentent un écart relatif maximum de 15%.

Par la suite, la hauteur d'eau initiale H_0 sera choisie de telle sorte que H_0/D soit compris entre 4,5 et 6.

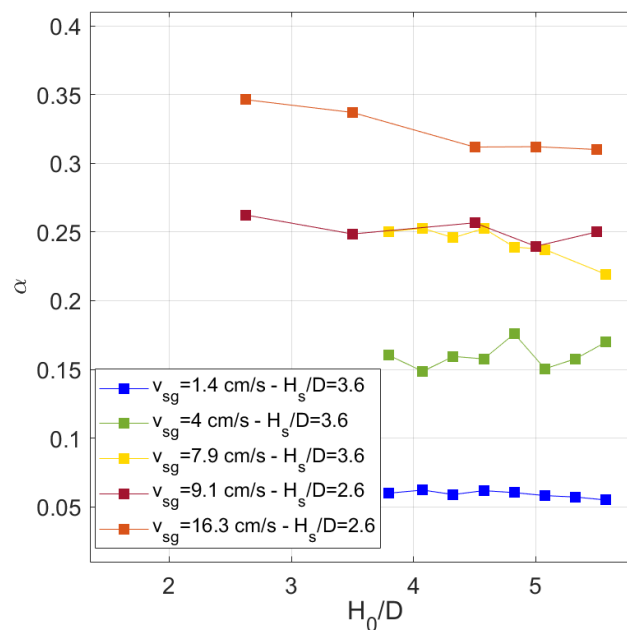


Figure 2.26 – Évolution de la fraction de vide locale sur l'axe en fonction de H_0/D obtenue à l'aide de la sonde M2. La fraction de vide locale est stable à 15 % près quelque soit le régime d'exploitation pour $2,5 \leq H_0/D \leq 6$.

2.3.2 Coalescence

Dans la littérature, il est souvent mentionné que l'apparition de bulles induites par la coalescence s'effectue lors de la transition entre le régime homogène et hétérogène. De nombreux auteurs considèrent que la coalescence est le moteur de la transition entre le régime homogène et hétérogène (Schumpe [4], Krishna [5], Besagni [40]). Par contre, Raimundo et al. [22, 23] ont observé une transition sans coalescence. Ils ont déduit que cette transition n'est pas nécessairement liée à la coalescence des bulles mais peut être due à une instabilité convective au sein de la colonne.

Dans le but d'identifier l'origine des phénomènes hydrodynamiques observés au sein de la colonne à bulles, on cherchera à effectuer nos expériences dans des conditions contrôlées en absence de coalescence.

L'étude de la distribution verticale des tailles de bulles obtenue à l'aide des sondes optiques permet d'identifier la présence ou l'absence de coalescence. Plusieurs mesures ont été effectuées sur l'axe de la colonne à différentes hauteurs de mesure H_s . Cette étude a été faite à deux vitesses superficielles de gaz v_{sg} différentes, correspondant au régime homogène ($v_{sg}=1,4$ cm/s) et au régime hétérogène ($v_{sg}=8,4$ cm/s). Le niveau d'eau initial H_0 est de 231 cm et de 202 cm pour respectivement le régime homogène et le régime hétérogène. Toutes ces données ont été obtenues au centre de la colonne à bulles à l'aide d'une sonde conique classique. Les distributions de cordes obtenues en régime homogène et hétérogène sont présentées sur la figure 2.27. On constate que les PDFs de cordes sont très peu sensibles à la variation de la hauteur de mesure H_s entre 1,6D et 6,2D. En particulier, les cordes maximales et minimales détectées varient peu avec la hauteur H_s .

Si on considère les résultats présentés sur la figure 2.27, on peut considérer que la coalescence est faiblement présente voir quasi-inexistante dans nos conditions expérimentales. Comme pour les essais effectués par Raimundo et al. [23], la faible coalescence est probablement due à la qualité de l'eau utilisée.

2.3.3 Tailles de bulles

Dans cette section, on cherche à estimer les tailles des inclusions gazeuses générées au sein de notre colonne à bulles. Nous avons estimé le diamètre de Sauter à l'aide de sondes optiques à différentes v_{sg} et à une hauteur H_s fixée à 145 cm sur l'axe de la colonne. Le diamètre de Sauter vertical $D_{v,32}$ et horizontal $D_{h,32}$ sont obtenus respectivement à l'aide d'une sonde optique classique (POP) et d'une sonde parallèle à corrélation. Sur la figure 2.28, les tailles moyennes de bulles obtenues sont comparées à celles de Raimundo [20, 22]. L'évolution du diamètre de Sauter vertical en fonction de v_{sg} a été obtenue grâce à la relation $D_{v,32} = \frac{3}{2} \langle C_G \rangle$, avec $\langle C_G \rangle$ étant la corde moyenne verticale. Cette dernière est obtenue en moyennant les produits des temps de résidence T_G avec les vitesses de bulles v_G obtenues à l'aide du temps de montée défini dans la section 2.2.2.1. On constate une différence de monotonie de $D_{v,32}$ en fonction de v_{sg} quand on compare nos résultats avec ceux de Raimundo. Pour v_{sg} comprise entre 1 cm/s et 20 cm/s, $D_{v,32}$ est de l'ordre de 6,5 mm. Raimundo a constaté que $D_{v,32}$ augmente avec v_{sg} . Lorsque v_{sg} est comprise entre 3 cm/s et 35 cm/s, on passe de 3 mm à 6,5 mm. On constate que nos $D_{v,32}$ et ceux de Raimundo sont du même ordre lorsque v_{sg} est supérieure à 10 cm/s.

L'évolution du diamètre de Sauter horizontal a été obtenu à l'aide de la relation 2.13 avec un

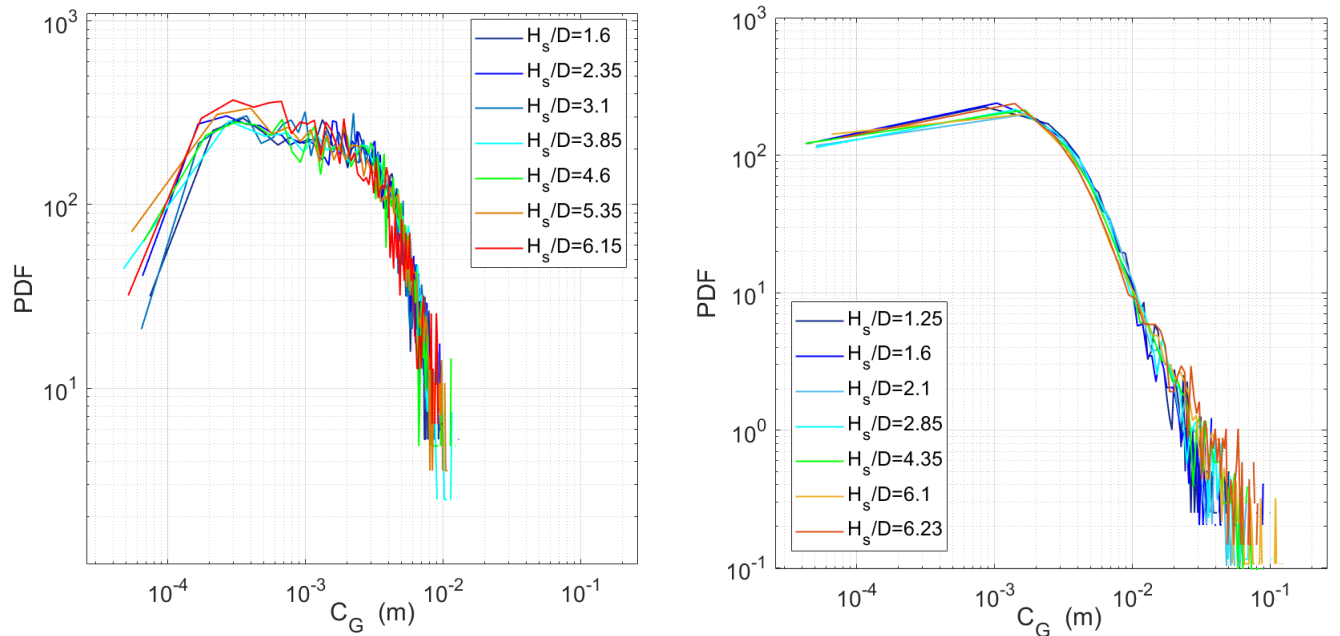


Figure 2.27 – Sensibilité des distributions des cordes par rapport à la hauteur de mesure H_s/D en régimes homogène ($v_{sg} = 1,43$ cm/s) et hétérogène ($v_{sg} = 8,45$ cm/s). Les données proposées ont été obtenues avec une sonde POP.

coefficient A égal à $-1,5978$. On constate que $D_{h,32}$ augmente légèrement avec v_{sg} . Nos valeurs et celles de Raimundo sont similaires (écart relatif de l'ordre de 10%). On obtient des valeurs incluses entre 6 mm et 8 mm.

On s'intéresse ensuite à l'excentricité Ecc qui découle des données présentées sur la figure 2.28. Elle est calculée selon la relation $Ecc = D_{v,32}/D_{h,32}$. La figure 2.29 compare l'excentricité calculée à partir de nos données et celles de Raimundo. On constate que la monotonie de notre excentricité et celle de Raimundo n'est pas la même. En effet, notre excentricité diminue quand v_{sg} est comprise entre 1 et 10 cm/s quand Ecc obtenue par Raimundo augmente dans les mêmes conditions. La différence observée entre nos données et celles de Raimundo est surprenante. Nos résultats laissent penser que les bulles obtenues pour v_{sg} compris entre 1 et 10 cm/s sont sphériques. Or, on s'attendrait à observer des bulles aplaties avec une excentricité inférieure à 1. L'origine de cet écart est inconnue. Une stabilisation de Ecc à une valeur de l'ordre de 0,8 est constatée quand v_{sg} est supérieure à 10 cm/s. Dans ces conditions, nos Ecc et celles de Raimundo sont du même ordre. Au vu de ces résultats on s'attend à observer des bulles aplaties au sein de notre colonne à bulles en régime hétérogène.

À l'aide des diamètres de Sauter horizontal et vertical, il est possible d'estimer le volume d'une bulle. On définit un volume équivalent V_{eq} tel que:

$$V_{eq} = \frac{4\pi D_{v,32}}{3} \cdot \frac{D_{h,32}^2}{4} = \frac{4\pi}{3} \cdot \left(\frac{D_{eq}}{2}\right)^3. \quad (2.19)$$

On obtient donc un diamètre équivalent:

$$D_{eq} = \sqrt[3]{D_{v,32} \cdot D_{h,32}^2}. \quad (2.20)$$

L'évolution du diamètre équivalent D_{eq} en fonction de v_{sg} est présentée sur la figure 2.29. Les résultats affichés sur cette figure ont été calculés à partir des données présentées sur la figure 2.28. Lors de nos essais, le diamètre équivalent D_{eq} est stable quel que soit v_{sg} . On obtient un D_{eq} égal à 7 mm à 10 % près. En comparaison, Raimundo obtient un D_{eq} qui croît entre v_{sg} compris entre 0 cm/s et 15 cm/s avant de se stabiliser à une valeur de l'ordre de 7 mm lorsque v_{sg} est supérieur à 15 cm/s.

De nombreuses études se sont intéressées à l'ascension d'une bulle isolée au sein d'un liquide. Elles ont permis de corréler certaines propriétés d'une bulle isolée avec les nombres adimensionnés de Eötvös et de Morton qui se définissent par:

$$Eo = g\rho_L D_{eq}^2 / \sigma \quad (2.21)$$

$$Mo = g\mu_L^4 / (\rho_L \sigma^3) \quad (2.22)$$

avec la masse volumique du liquide ρ_L , la constante gravitationnelle g , la tension superficielle σ et la viscosité dynamique μ_L .

Maxworthy et al.[41] ont étudié l'évolution de la vitesse terminale d'une bulle isolée lors de leur ascension en fonction de la taille de la bulle et en fonction du nombre de Morton Mo (voir la figure 2.30). Au vu des D_{eq} que nous avons obtenu dans cette section, on s'attend à ce que la vitesse terminale U_T soit de l'ordre de 0.22 m/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds particulière Re_p d'environ 1500.

Clift et al. [42] ont établi une corrélation graphique (voir la figure 2.31) mettant en relation la forme d'une bulle isolée avec Eo et Mo . Ainsi il est possible de déduire le nombre de Reynolds particulière Re_p qui se définit par:

$$Re_p = U_T D_{eq} / \nu_L. \quad (2.23)$$

À partir des nombres de Eötvös et de Morton, il est donc possible de prédire la forme d'une bulle isolée ainsi que sa vitesse terminale par l'intermédiaire de Re_p . Dans nos conditions expérimentales, $Mo=2.65 \cdot 10^{-11}$. En se basant sur les D_{eq} présentés sur la figure 2.29, on obtient un nombre de Eötvös compris entre 5,95 et 7,34, ce qui correspond à une gamme de Re_p incluse entre 1800 et 2150. Au vu de ces résultats, on s'attend à obtenir des bulles de forme allongée avec une interface qui oscille durant leur ascension et une vitesse terminale comprise entre 0,24 et 0,26 m/s si on se base sur la figure 2.30.

Durant cette thèse, on a été amené à utiliser une nouvelle sonde permettant de mesurer les cordes d'une bulle grâce à l'effet Doppler (voir le chapitre 3). Afin d'obtenir un point de comparaison, on souhaite vérifier directement les dimensions et la forme des bulles générées au sein

de notre colonne. On a effectué des courtes acquisitions (≈ 30 s) à l'aide d'un périscope couplé à une caméra sur l'axe de la colonne. Ces expériences ont été faites en régime hétérogène ($v_{sg} = 23$ cm/s). La figure 2.32 présente une image acquise durant ces tests. Lors de l'étude de ces acquisitions, on a constaté que le diamètre de bulle maximum observé est de l'ordre de 9 mm. Les dimensions de bulles observées oscillent entre 3 mm et 9 mm. De plus, ces bulles présentent des formes aplaties. Ces résultats sont en accord avec les Ecc obtenues et présentées sur la figure 2.29.

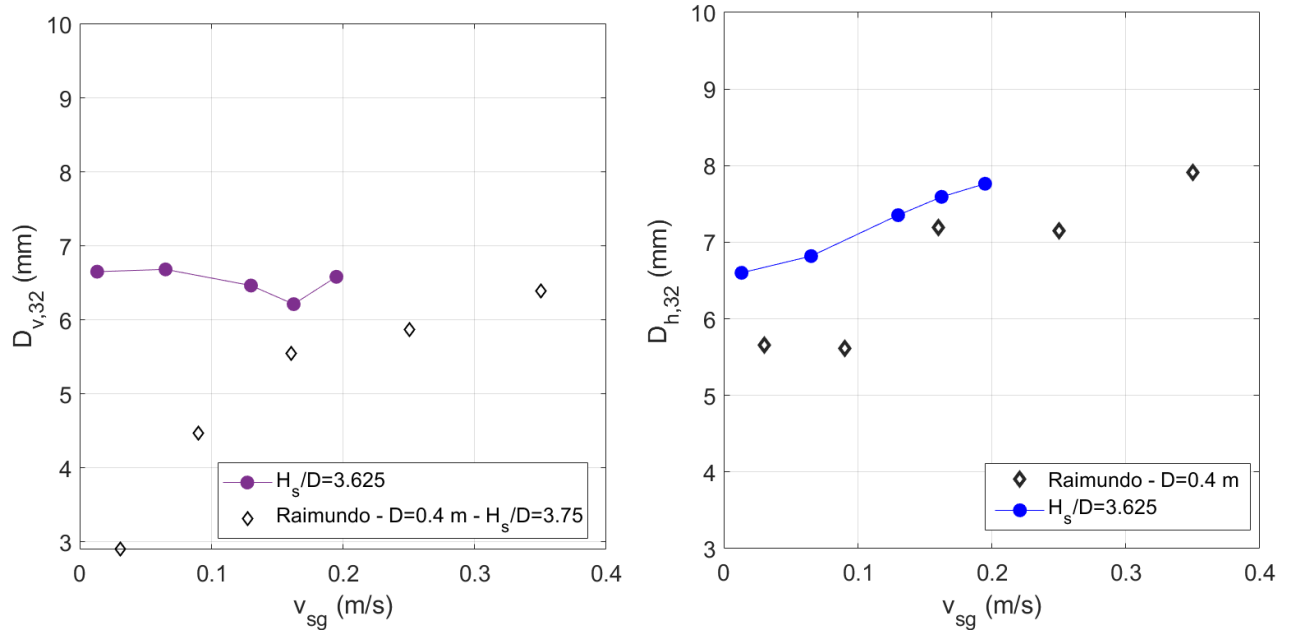


Figure 2.28 – Gauche: Évolution du diamètre de Sauter vertical obtenu à l'aide d'une sonde conique classique. Droite: Évolution du diamètre de Sauter horizontal en fonction de v_{sg} obtenu à l'aide d'une sonde parallèle à corrélation. Nos mesures sont comparées aux valeurs obtenues par Raimundo [22] dans une colonne similaire à la nôtre mais avec une qualité d'eau différente.

2.4 Conclusion

La colonne à bulles utilisée a été qualifiée. Nous avons défini les hauteurs d'eau initiales pour lesquelles la fraction de vide locale n'est quasiment pas sensible à H_0 . La coalescence au sein de cette colonne est très faible voire inexistante. L'excentricité et la taille des bulles générées par cette colonne ont été estimées. Ce dispositif génère des bulles de forme aplatie dont les diamètres de Sauter D_{32} varient entre 6 mm et 8 mm. On obtient des diamètres équivalents de l'ordre de 7 mm. Les statistiques de vitesses liquides peuvent être obtenues de façon reproductible grâce aux tubes de Pavlov bien qu'il ait été assez difficile de les obtenir. Les tests préliminaires montrent

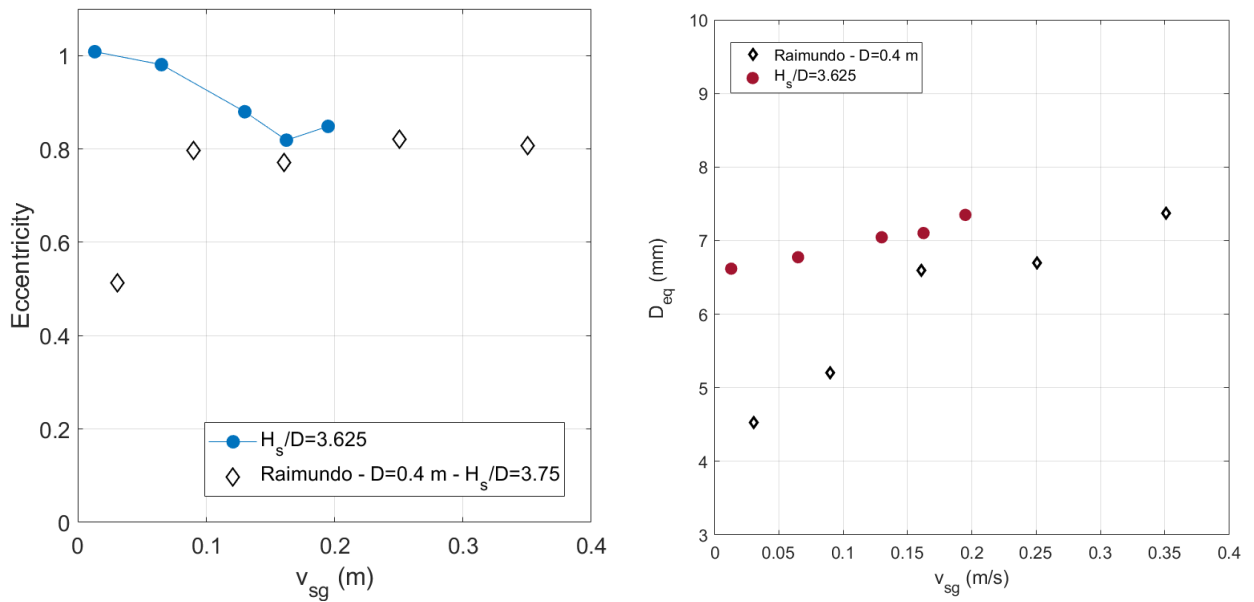


Figure 2.29 – Excentricité et diamètre équivalent D_{eq} en fonction de v_{sg} . Les marqueurs ronds et les marqueurs noirs correspondent respectivement à nos données et à celles obtenues par Raimundo [22].

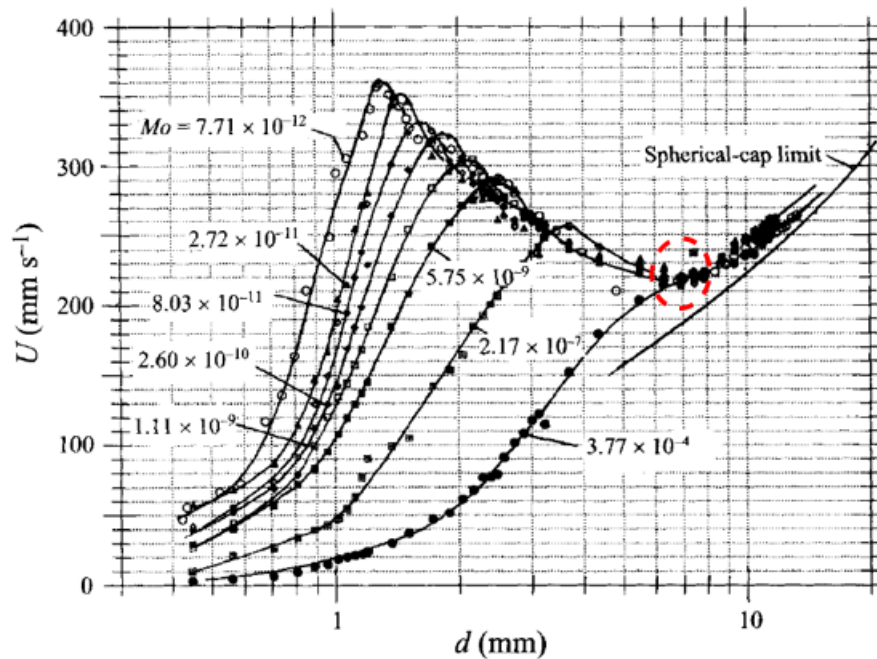


Figure 2.30 – Vitesse terminale d'une bulle isolée en fonction de son diamètre équivalent pour différents nombres de Morton. Maxworthy et al.[41].

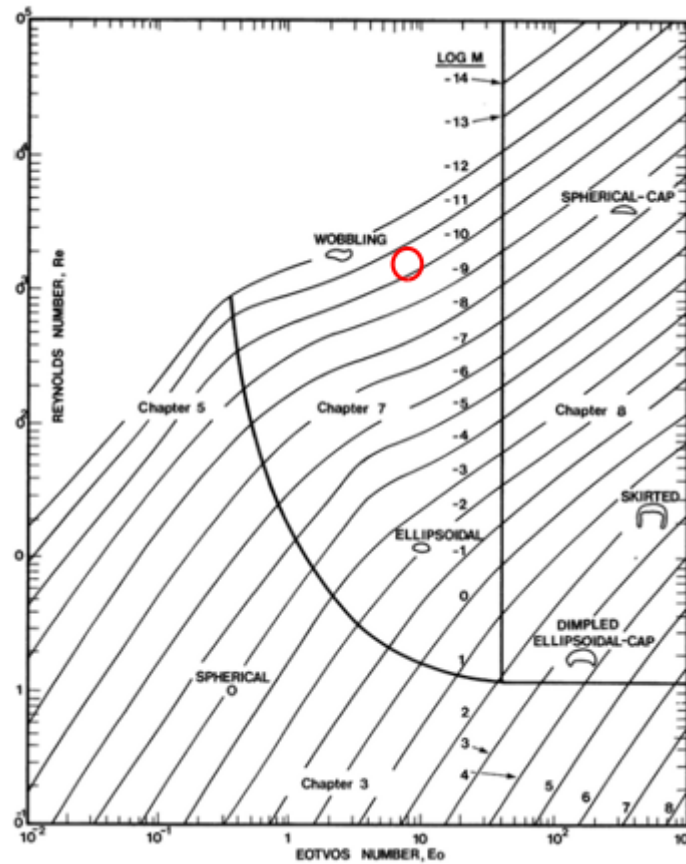


Figure 2.31 – Forme d’une bulle isolée en fonction E_o et Mo . Clift et al. [42]

que les moyennes et les écarts-types mesurés sont raisonnablement fiables à conditions de prendre les précautions décrites dans la section 2.2.1.

Il est possible d’extraire des données de la phase gazeuse à l’aide de sondes optiques coniques. À l’aide de ces dispositifs, on peut mesurer le taux de vide local et les temps de résidences T_G de façon fiable. Ces sondes coniques peuvent aussi fournir des moyennes de vitesses gaz v_G et de tailles de bulles C_G . On sait que les sondes coniques ne permettent pas d’obtenir des distributions fiables de vitesses et/ou de tailles de bulles ([20, 22]). Cela nous a poussé à utiliser un nouveau type de sonde qui peut potentiellement fournir la fonction indicatrice de phase ainsi que la vitesse d’une bulle v_G grâce à l’effet Doppler. Cette sonde a été conçue par A2PS avec qui nous avons collaboré pour l’amélioration de ce dispositif en matière de traitement du signal et de post-traitement des données. La description et les tests de validation de cette technique sont présentées dans le chapitre 3.

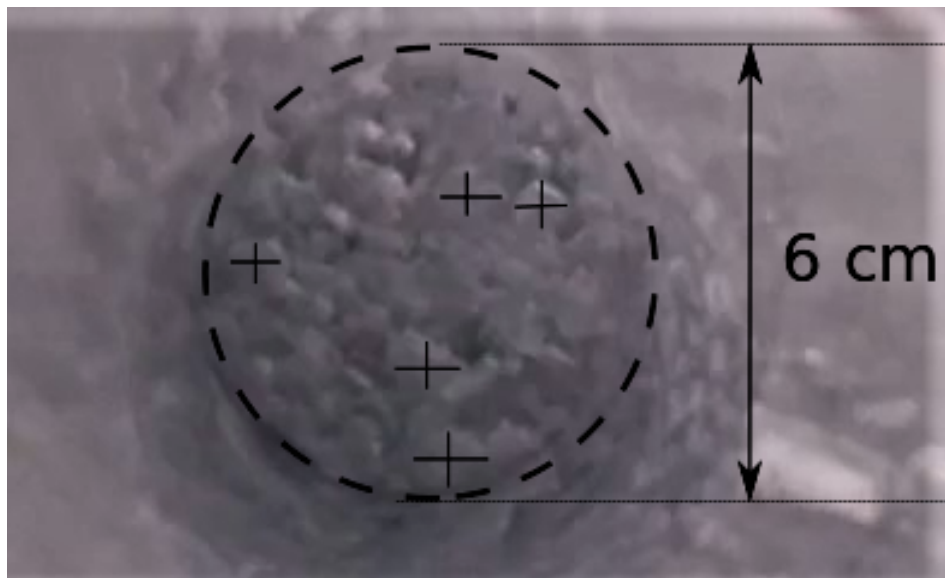


Figure 2.32 – Photo obtenue lors de l'utilisation du périscope. Les traits noirs correspondent aux diamètres des bulles sélectionnées. Ces diamètres varient entre 6 mm et 8 mm.

Nouvelle technique de mesure optique : Sonde conique Doppler (M2)

¹ Le manque actuel d'informations sur l'hydrodynamique au sein des colonnes à bulles résulte des limites des techniques de mesure disponibles. Comme les techniques d'imagerie ou les techniques laser ne sont pas adaptées à l'étude des flux de bulles denses, des tentatives antérieures ont exploité des capteurs intrusifs. Les sondes optiques simples et doubles fournissent des distributions de vitesse erronées lorsqu'elles sont utilisées dans un régime hétérogène en raison des bulles qui arrivent des côtés ou de l'arrière de la sonde. En effet, les trajectoires inclinées induisent de faibles temps de démouillage sur les sondes mono-fibre (Raimundo et al. [20]) et de faibles temps de vol entre les deux extrémités des sondes doubles (Chaumat et al. [33], Xue et al [43]) induisant des vitesses d'interface importantes et non physiques. Les techniques ci-dessus sont donc trop sensibles à la trajectoire de la bulle. Les sondes à quatre pointes ont été conçues pour mieux distinguer les trajectoires. Elles fournissent trois temps de vol correspondant aux déplacements de l'interface entre la pointe centrale et chacune des trois autres pointes. La comparaison de ces temps de vol permet de reconnaître et d'éliminer les trajectoires de bulles selon un angle par rapport à la direction axiale de la sonde. Les sondes à quatre pointes sont soumises à deux limitations principales. Premièrement, elles sont efficaces sur des bulles plus grandes que le double de la distance latérale entre les pointes de la sonde. D'ailleurs, des efforts ont donc été déployés pour réduire cette distance latérale à environ 0,5-0,6 mm (Xue [43] par exemple) et même 0,25 mm (Sakamoto [44]). Lorsque les sondes à quatre pointes sont utilisées dans des flux élémentaires (par exemple une bulle isolée, un train de bulles...), la dimension verticale minimale des bulles correctement détectées jusqu'à présent est d'environ 1,4 à 1,6 mm. Lorsqu'une bulle de taille inférieure à ces limites est détectée dans des écoulements diphasiques plus réalistes, elle est généralement écartée des statistiques (Mudde [45]). Pour les écoulements diphasiques réels, une deuxième limite se pose en relation avec le traitement de l'information. Idéalement, des temps de vol identiques correspondent à des bulles centrées sur la sonde et dont la vitesse est dirigée le long de l'axe de la sonde. Ainsi, l'application d'un critère fort sur la similarité des temps de vol diminue drastiquement la fraction de bulles détectées et comptabilisées dans la mesure (Guet [46]): cette diminution peut atteindre 99% (Xue et

¹ Ce chapitre fera l'objet d'un article en cours de finalisation. Auteurs: Anthony Lefebvre (A2PS), Yann Mezui (LEGI), Martin Obligado (LEGI), Stéphane Gluck(A2PS), Alain Cartellier (LEGI)

al. [47]). En pratique, le critère de similarité est assoupli et sa valeur est généralement choisie comme un équilibre entre l'augmentation du taux de collecte des données et l'incertitude croissante. Cependant, l'assouplissement de ce critère entraîne un certain biais statistique difficile à évaluer dans la mesure où la population de la bulle n'est pas examinée de manière uniforme. Diverses améliorations ont été apportées au traitement du signal afin de contourner ces inconvénients. En particulier, pour démoduler correctement les informations collectées, il faut tenir compte de la courbure, de la forme de la bulle ainsi que ces éventuelles oscillations, de son orientation, de sa position et de sa trajectoire par rapport à la sonde. Par conséquent, toutes ces variables contribuent également aux sources d'incertitude, venant s'ajouter aux incertitudes découlant des interactions bulle-sonde. Ces dernières comprennent la décélération de la bulle, la déformation de l'interface et les distorsions de la trajectoire, notamment en raison du "crawling". Harteveld [48] a soigneusement étudié les sources d'incertitude des sondes à quatre pointes et a conclu que la vitesse moyenne de la bulle est généralement bien évaluée, mais la fiabilité de la mesure des fluctuations de vitesse du gaz est loin d'être assurée. En raison de la discussion ci-dessus, il n'est pas surprenant que les sondes à quatre pointes aient été principalement utilisées dans des écoulements quasi unidimensionnels où l'incertitude due à la trajectoire de la bulle reste limitée. À notre connaissance, la seule exception est l'étude des conditions de turbulence en régime hétérogène dans une colonne à bulles de 0,16 m de diamètre intérieur par Xue et al. [43, 47]. Ces auteurs ont pris en compte une large gamme de vitesses superficielles (de 2 à 60 cm/s) conduisant à des fractions de vides locales allant jusqu'à 80%. À une position donnée dans la colonne, un capteur à quatre pointes (avec une distance latérale de 0,6 mm entre les pointes) a été orienté verticalement vers le haut pour recueillir les vitesses descendantes des bulles, puis verticalement vers le bas pour recueillir les vitesses ascendantes des bulles. Par conséquent, les distributions de vitesse du gaz reconstituées présentaient deux pics correspondant aux mouvements ascendants et descendants des bulles. Les distributions de longueur de corde ainsi que les corrélations de vitesse de corde ont également été collectées. Comme les distributions incluaient une vitesse nulle, Xue et al [49] soutiennent qu'un biais significatif peut se produire à proximité de la vitesse nulle lorsque le temps de séjour du gaz augmente et peut devenir plus important que l'échelle de temps associée au changement de direction du flux. De plus, une partie de l'incertitude des mesures de vitesse a été attribuée aux oscillations de l'interface car de grosses bulles, jusqu'à quelques centimètres de taille, étaient présentes dans l'écoulement. En dehors de ces deux commentaires, l'incertitude n'a pas été quantifiée, mais les auteurs montrent que les résultats originaux qu'ils ont obtenus suivent des tendances cohérentes lorsqu'on fait varier la vitesse superficielle du gaz.

3.1 Principe

Pour illustrer le principe de mesure de vitesse, considérons une fibre optique dont une des extrémités est immergée dans un écoulement diphasique. Une lumière cohérente d'une fréquence

f_0 et d'une longueur d'onde dans le vide λ_0 est injectée dans la fibre. La fraction réfléchie de la lumière émise au niveau de l'extrémité immergée dépend de l'indice de réfraction du milieu qui l'entoure. Ce principe est exploité pour la détection de phase lors de l'utilisation de sondes optiques (e.g. Cartellier et al [50, 51]). De plus, pour accéder à la vitesse d'interface V , on peut utiliser le signal Doppler formé en combinant l'onde réfléchie à l'extrémité de la fibre ayant la même fréquence que la source lumineuse et l'onde réfléchie par l'interface d'approche dans le milieu extérieur, qui réintègre la fibre et dont la fréquence a été décalée par effet Doppler. Considérons la situation idéalisée d'une onde plane qui rencontre un réflecteur s'approchant à une vitesse V le long de la direction de propagation du faisceau lumineux (voir la figure 3.1). La fréquence de l'onde réfléchie est égale à $f_0 - 2V/\lambda$ où $\lambda = \lambda_0/n_{ext}$ correspond à la longueur d'onde dans le milieu de propagation ayant un indice de réfraction n_{ext} . Le battement des deux ondes de fréquences f_0 et $f_0 - 2V/\lambda$ fournit au récepteur un signal modulé à la fréquence Doppler $f_D = 2V/(\lambda_0/n_{ext})$. Ainsi, on peut déduire la vitesse du réflecteur en mesurant la fréquence précédemment citée. Notons que l'indice de réfraction n_{ext} est celui du milieu dans lequel la lumière se propage. En effet, lorsque l'interface en amont d'une bulle s'approche et fournit un décalage Doppler, il faut prendre l'indice de réfraction du liquide. Pour une sonde sortant d'une bulle de gaz, l'indice de réfraction de la phase gazeuse sera pris en compte. Lorsque la vitesse du réflecteur en approche fait un angle avec la direction de propagation de la lumière, la composante de vitesse à prendre en compte est la projection de la vitesse de déplacement de l'interface (qui est par définition dirigée le long de la normale \mathbf{n} à l'interface) sur le nombre d'onde \mathbf{k} de l'onde entrante, c'est-à-dire $V|\mathbf{n}\cdot\mathbf{k}| = V\cos(\alpha)$. Ainsi, la fréquence Doppler s'exprime comme suit :

$$f_D = 2 \frac{V|\mathbf{n}\cdot\mathbf{k}|}{\lambda_0/n_{ext}} \quad (3.1)$$

Cette technique a été exploitée à plusieurs reprises lors d'études d'écoulements multiphasiques. En utilisant des fibres optiques monomodes et multimodes clivées, Podkorytov et al. [52] ont détecté des signaux Doppler dus à l'approche d'interfaces lors de leur étude de l'ébullition dans les fluides cryogéniques. Les signaux Doppler délivrés par une fibre multimode (diamètre du cœur $50 \mu m$) ont été exploités par Sekoguchi et al. [53] pour recueillir la vitesse de bouchons de gaz dans des conduits verticaux. Wedin et al. [54, 55] ont utilisé les signatures Doppler pour accéder à la vitesse des bulles de $O(100)$ micromètres avec une fibre monomode (diamètre du cœur $9 \mu m$): dans ce cas, la vitesse mesurée des bulles a été corrigée pour tenir compte de la décélération subie par les inclusions de gaz à l'approche de la sonde. La technique Doppler a été exploitée sur des ondes capillaires à l'interface gaz-liquide pour la caractérisation des propriétés rhéologiques de tensioactifs à partir de l'atténuation des ondes (Davoust et al. [56]). Plus récemment, Chang et al [57] ont mesuré la vitesse des particules solides ($15 \mu m$) transportées dans un jet d'eau en utilisant une fibre monomode (diamètre du cœur $8 \mu m$). Par la suite, le même capteur a été utilisé sur des bulles de taille millimétrique dans des flux homogènes jusqu'à 10% de fraction de vide (Lim et al.[58]) ainsi que sur de grosses (quelques millimètres) gouttelettes d'huile en suspension dans l'eau (Do et al.[59]). Malgré des résultats probants, cette technique de mesure de la vitesse a été

peu exploitée. Cela peut s'expliquer par les limites technologiques au moment de ces essais. En effet, une vitesse de bulle de 1 m/s correspond à une fréquence Doppler de l'ordre de 1,3 Mhz. Les faibles capacités de stockage ne permettaient sûrement pas de traiter des hautes fréquences de ce type. De nos jours, des convertisseurs à haut débit (supérieur à 500MHz) avec une grande capacité de stockage (typiquement 512 MHz à 12 ou 16 bits, 1GHz à 8bits) sont disponibles à des prix raisonnables, rendant la technique Doppler plus intéressante. En outre, la technique Doppler n'a pas été expérimentée dans des écoulements à bulles complexes tels que ceux rencontrés dans les colonnes à bulles fonctionnant en régime hétérogène où l'intensité de la turbulence est importante (jusqu'à 70%), où les trajectoires des bulles peuvent être fortement inclinées par rapport à la verticale, et où la vitesse d'écoulement peut être ascendante et descendante. À notre connaissance, la seule exception est due à Chen et al. [60] qui ont utilisé une sonde fournie par Kanomax pour étudier la dynamique des bulles dans trois colonnes de bulles (200, 400 et 800 mm de diamètre intérieur) à des vitesses superficielles pouvant aller jusqu'à 9 cm/s (début du régime hétérogène). Ces auteurs ont utilisé une fibre dont l'extrémité est clivée droite et dont le diamètre a été réduit de 5 mm à $350 \mu\text{m}$. Ils fournissent des profils radiaux de la fraction de vide, de la vitesse moyenne des bulles et de la fréquence moyenne d'arrivée des bulles pour une sonde dirigée vers le bas (c'est-à-dire face au flux moyen) ainsi que quelques données pour une sonde dirigée vers le haut. Bien qu'ils fournissent également quelques distributions de vitesse de bulle, les auteurs n'expliquent pas comment les signaux bruts ont été traités, ils ne discutent pas de la sensibilité au traitement ni des performances des capteurs et ils n'expliquent pas comment sont construites les distributions obtenues à partir des deux séries de données collectées avec une sonde orientée vers le haut et une sonde orientée vers le bas.

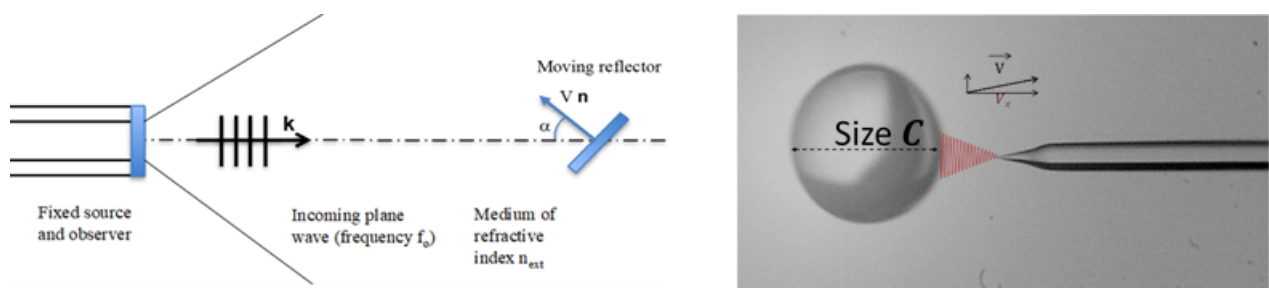


Figure 3.1 – A gauche: Schéma représentant un émetteur/récepteur fixe (sonde) émettant une onde lumineuse qui interagit avec un réflecteur mobile (interface) et qui revient à sa source. À droite: Image d'une sonde Doppler interagissant avec une bulle en mouvement.

3.2 Élaboration d'une nouvelle sonde optique

Nous avons donc revisité cette technique dans le but de produire des données fiables sur la vitesse des bulles dans des conditions d'écoulement difficiles. A2 Photonic Sensors a fait

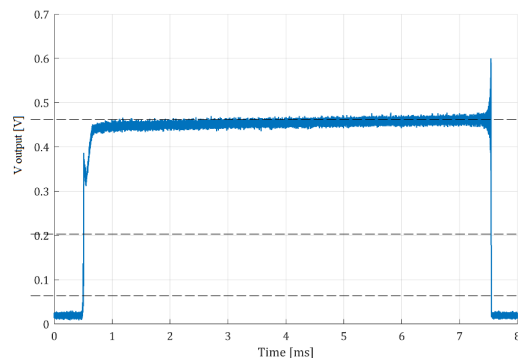


Figure 3.2 – Signal typique d'une bulle détectée par une sonde Doppler. Un signal Doppler est présent en sortie de bulle avant la détection de phase.

le pari que les conditions de collecte de la lumière réfléchiée par une interface dans une fibre optique devraient être suffisamment strictes pour permettre de discriminer les trajectoires des bulles: l'efficacité de cette distinction sera examinée dans la section 3.3. De plus, une nouveauté supplémentaire sur la conception du capteur a été introduite pour résoudre un autre problème. En effet, toutes les tentatives précédentes d'exploitation de la technique Doppler ont été faites en utilisant des pointes clivées. Ces fibres optiques présentant des diamètres extérieurs importants (généralement $100\ \mu\text{m}$) sont loin d'être satisfaisantes en ce qui concerne la détection de phase. Des perturbations importantes sont apparues sur les signaux bruts traités par Cartellier [61]. Ayant pour objectif de mesurer simultanément le temps de séjour du gaz et la vitesse pour chaque bulle détectée (ces deux informations sont nécessaires pour accéder au flux de gaz local [58]), l'extrémité de la sonde doit être affinée pour améliorer la fiabilité de la détermination du temps de résidence du gaz (Vejrazka et al. [62]). Le défi est de fabriquer des sondes pointues qui offrent un bon contraste entre l'eau et l'air et qui sont capables de détecter des signaux Doppler d'une amplitude suffisamment importante. Cet objectif n'est pas simple du fait que l'amplitude Doppler est maximisée pour les pointes clivées et elle devrait s'affaiblir lors de l'affûtage de la pointe de la sonde. Faits rassurants, de bons contrastes entre les réponses de l'air et de l'eau ont été observés pour des pointes affûtées (Cartellier et al. [63]) qui sont en outre bien adaptées pour un perçage en douceur des interfaces entrantes. Grâce à A2 Photonic Sensor, un équilibre entre ces contraintes opposées a finalement été trouvé en ajustant la courbure à l'extrémité des pointes coniques (figure 3.3). En ajustant cette courbure, les pointes affûtées ont pu être rendues aussi réfléchissantes que des fibres clivées, optimisant ainsi la détection de phase.

Les prototypes illustrés sur la figure 3.3 ont été fabriqués par la société A2PS à l'aide d'une technologie brevetée. Des fibres monomodes Corning® SMF28 d'un diamètre de $8,2\ \mu\text{m}$ au cœur, entourées d'une gaine de $125\ \mu\text{m}$, ont été utilisées. Ces fibres présentent un indice de réfraction efficace $n_{eff}=1,47$ à la longueur d'onde de fonctionnement (n_{eff} correspond à la moyenne pondérée des indices de réfraction du cœur et de la gaine de la fibre). La fibre op-

tique est alimentée, via un circulateur optique, à l'aide d'une lumière laser de longueur d'onde $\lambda_0 = 1550$ nm émise par un laser à rétroaction répartie (DFB) de 10 mW: la largeur spectrale étroite de ce dispositif garantit une longueur de cohérence supérieure à 5 mm. La sortie du circulateur est connectée à un photodétecteur d'une largeur de bande de 250 MHz. La fibre optique est maintenue dans un tube en acier inoxydable de 0,9 mm de diamètre extérieur et de 30 mm de long: l'extrémité de la fibre est située à environ 7 mm de l'extrémité du tube métallique afin de minimiser la perturbation induite dans l'écoulement. Les signaux bruts ont été numérisés par un convertisseur analogique-numérique de 12 bits avant de subir un traitement supplémentaire. Afin d'échantillonner avec précision les impulsions Doppler à haute fréquence, le convertisseur analogique-numérique doit avoir une fréquence d'acquisition élevée (généralement des dizaines de MHz) et une mémoire suffisamment importante. La figure 3.4 présente un signal typique recueilli dans un écoulement eau/bulles d'air avec le prototype illustré sur la figure 3.3). Le signal présente à la fois un contraste net entre l'eau (≈ 20 mV) et l'air ($\approx 0,45$ V) et un bruit limité (environ 10 mV d'amplitude) de sorte que les événements correspondant à l'entrée et à la sortie des bulles peuvent être facilement identifiés. En outre, le signal présente des oscillations Doppler d'amplitude significative à la fois aux transitions gaz-liquide et liquide-gaz. L'amplitude de ces oscillations Doppler est nettement plus importante (de 50 à 300 mV) à la transition gaz-liquide qu'à la transition liquide-gaz (de 20 à 90 mV). Cette caractéristique est due à l'amplitude du coefficient de Fresnel R_{12} qui fournit l'intensité réfléchie par rapport à l'intensité entrante I_0 : on a $R_{12} = [(n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)]^2$ sous incidence normale à la limite entre deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 . Le coefficient de réflexion à l'interface entre la pointe de la fibre et le milieu extérieur s'élève à 3,6% dans l'air et à 0,25% dans l'eau. Le fort contraste entre ces deux valeurs constitue la base de la capacité de détection de phase des sondes optiques. Concernant l'amplitude Doppler, elle est liée à l'intensité $(I_1 I_2)^{1/2}$ du battement cohérent entre les deux ondes de retour, où I_1 désigne l'intensité lumineuse réfléchie à la pointe de la fibre (c'est-à-dire $I_1 = R_{fibre/ext} I_0$, où I_0 est l'intensité lumineuse injectée dans la fibre) et I_2 l'intensité lumineuse retournant dans la fibre après réflexion sur l'interface mobile. Cette dernière onde subit une transmission de la fibre vers le milieu extérieur que l'on nommera $n^\circ 1$, le coefficient de transmission étant alors $T = 1 - R_{fibre/ext1}$, une réflexion à l'interface mobile (coefficient $R_{ext1/ext2}$ en supposant une diffusion spéculaire) et une rétrotransmission du milieu extérieur dans la fibre (coefficient $T = 1 - R_{fibre/ext1}$), de sorte que l'intensité de retour est donnée par $I_2/I_0 = R_{ext1/ext2}(1 - R_{fibre/ext1})^2$. Ainsi, I_2/I_0 a presque la même valeur quel que soit le milieu externe puisque les coefficients de transmission sont presque les mêmes pour l'air et pour l'eau. Par conséquent, l'amplitude Doppler, qui est proportionnelle à $(R_{fibre/ext} R_{ext1/ext2})^{1/2}(1 - R_{fibre/ext1}) I_0$, est contrôlée par l'intensité réfléchie à la pointe de la fibre I_1 , c'est-à-dire par le coefficient de réflexion $R_{fibre/ext1}$. Cette caractéristique explique pourquoi les amplitudes des signaux Doppler sont plus importantes lorsque la sonde est dans l'air que lorsqu'elle est dans l'eau. Pour l'exemple de la figure 3.4, le rapport entre les amplitudes Doppler maximales enregistrées respectivement à la transition gaz-liquide et à la transition liquide-gaz est d'environ 3,4, ce qui est proche de la valeur attendue, à savoir

$(R_{\text{fibre/air}}/R_{\text{fibre/eau}})^{1/2} = (3,6/0,25)^{1/2} \approx 3,8$. Ce résultat est valable pour le cas d'une interface très proche de la fibre qui maximise l'amplitude Doppler. À plus grande distance, il faut tenir compte de la distribution spatiale de l'intensité lumineuse (voir la figure 3.5) ainsi que des conditions de collecte de la lumière. Ces deux facteurs induisent une diminution de l'amplitude Doppler à mesure que la distance à la fibre augmente, comme le montre la figure 3.4. Il est clair que les signaux Doppler s'étendent beaucoup plus loin avant la transition de phase de l'air vers l'eau que de l'eau vers l'air: pour une amplitude Doppler fixe d'environ 40 mV, la première s'étend jusqu'à 33 μm tandis que la seconde ne s'étend que jusqu'à 10 μm . Cette caractéristique est directement liée à l'amplitude du coefficient de réflexion évoqué ci-dessus, et elle est donc assez générale. Globalement, les signaux Doppler ayant la plus grande amplitude sont collectés soit lorsque la sonde sort d'une bulle de gaz, soit lorsque la sonde entre dans une goutte. Ces deux situations correspondent également à des signaux Doppler plus longs (c'est-à-dire avec plus de périodes). Pour revenir à l'exemple de la figure 3.4, l'équation 3.1 est valable pour les deux signaux Doppler, de sorte que deux vitesses peuvent être estimées pour la même bulle. La fréquence Doppler avant la transition liquide-gaz est d'environ 500 kHz et elle correspond à 29 cm/s. À la transition gaz-liquide, la fréquence Doppler est d'environ 330 kHz et elle fournit une vitesse d'environ 26 cm/s. Ces estimations de vitesse sont cohérentes à 10 % près. Dans cet exemple, la deuxième transition (c'est-à-dire de gaz à liquide) correspond à la sortie de la bulle par une sonde : elle fournit une vitesse légèrement inférieure à celle de l'entrée de la bulle (c'est-à-dire de liquide à gaz) en raison de la décélération de la bulle induite par l'interaction sonde-bulle, comme cela a été discuté et quantifié dans Vejrazka et al. [62]. L'impact de la décélération sur la fiabilité des mesures de vitesse sera quantifié dans la section suivante.

Un nouveau capteur qui fournit des informations sur la vitesse de l'interface d'approche et qui assure également une détection de phase efficace a été conçu par A2PS. Sa longueur de latence L_s (Cartellier [36]) qui quantifie la résolution du capteur sur la détermination de la position de l'interface se trouve être assez petite, proche de 6 μm (figure 3.3-c). Une telle résolution est nettement meilleure que celle des fibres optiques multimodes classiques pour lesquelles la longueur de latence est généralement comprise entre 30 et 60 μm . En outre, aucun étalonnage du capteur n'est nécessaire: une fois que la longueur d'onde de la lumière dans le milieu de propagation est connue, la vitesse est déterminée uniquement par la fréquence Doppler à l'aide de l'équation 3.1. Enfin le procédé de fabrication présente une bonne reproductibilité. Examinons maintenant plus en détail les performances de ce nouveau capteur appelé sonde Doppler dans la suite de ce chapitre.

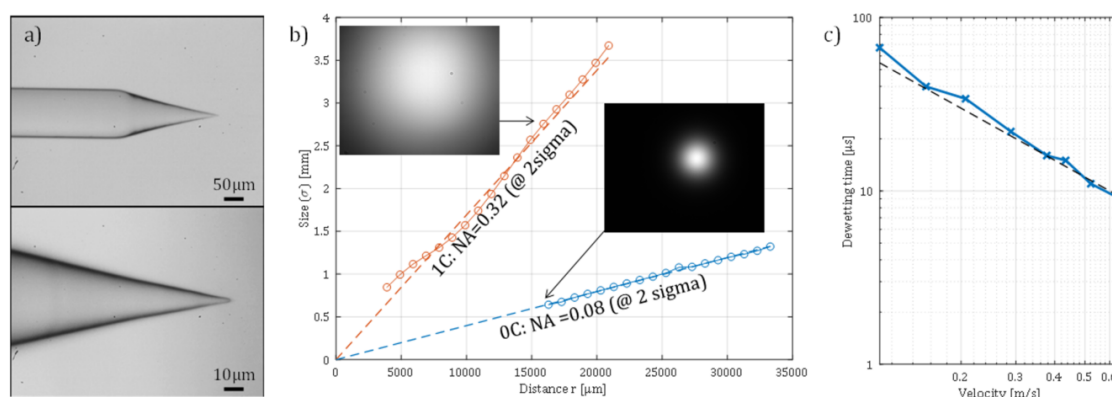


Figure 3.3 – a) Exemple d’une pointe conique fabriquée à partir d’une fibre optique monomode. Les deux images correspondent à la même sonde à des grossissements différents. b) Distributions d’intensité lumineuse mesurées à différentes distances de l’extrémité de la fibre et détermination de l’ouverture numérique NA pour les extrémités clivées (0C) et coniques (1C). La taille de la tâche pour 1σ et la distance r sont proportionnelles. Le rapport de ces derniers, qu’il faut multiplié par 2 pour avoir 2σ , nous donne la tangente de l’angle d’éclairage Θ . Ainsi, on obtient les valeurs de NA présentées sur la figure à l’aide de l’équation $NA = \sin(\Theta)$. c) Temps de dé-mouillage T_m mesuré en fonction de la vitesse d’interface V_i pour la sonde conique: la longueur de latence telle que définie entre les seuils à 10% et à 90% de l’amplitude totale du signal est de $L_S = T_m V_i \approx 6 \mu m$. Cette relation est représentée par la ligne en pointillés.

3.3 Conditions de collecte d’un signal Doppler et conséquences sur la nature de la vitesse détectée

Étant donné que différentes vitesses peuvent être associées à une inclusion ou à son interface, il est important de déterminer la nature de la vitesse détectée. Une telle analyse a été faite pour la vélocimétrie Doppler laser appliquée aux grandes inclusions (Cartellier [64]). Une analyse similaire est nécessaire pour les capteurs à fibre monomode qui sont développés ici. L’équation 3.1 indique que la technique fournit la vitesse de déplacement de l’interface qui est, par nature, dirigée le long de la normale à l’interface. Cet argument est valable pour les interfaces propres et seules ces dernières (qui fournissent une diffusion spéculaire) sont considérées ici. Si de petites particules solides sont attachées à l’interface, la sonde peut éventuellement devenir sensible au déplacement de ces particules, et donc à leur composante de vitesse tangente à l’interface. Cela se produit si la diffusion de la lumière par les particules solides est suffisamment intense pour concurrencer la diffusion spéculaire. Une telle situation n’a jamais été rencontrée dans les expériences que nous avons réalisées en utilisant de l’eau courante non filtrée. Pour identifier la nature de la vitesse mesurée, il faut tenir compte des conditions nécessaires à la collecte d’un signal Doppler. Les deux principales contraintes sont les suivantes:

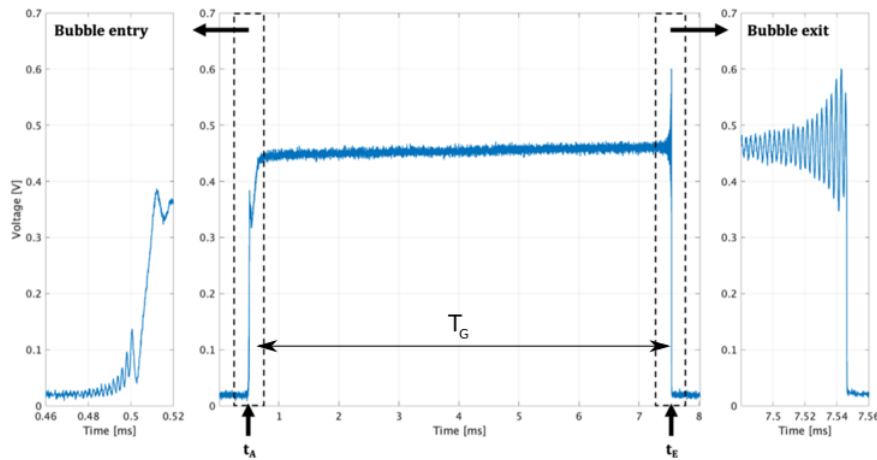


Figure 3.4 – Signal typique d'une bulle enregistré avec le prototype de sonde optique monomode conique dans la colonne de la bulle décrite à la section 3. Une tension basse (ici, environ 20 mV) correspond à une pointe de sonde se trouvant dans l'eau, tandis qu'une tension haute (ici, environ 0,45 Volt) correspond à une pointe de sonde se trouvant dans le gaz. Les événements caractéristiques, c'est-à-dire le temps d'arrivée T_A , le temps de sortie T_E et le temps de séjour de la sonde dans une bulle T_G sont indiqués sur le signal de type créneau. Les signaux Doppler collectés avant que la sonde n'atteigne la bulle (signal à gauche) et lorsque la sonde quitte la bulle (signal à droite) sont agrandis pour plus de clarté.

- premièrement, l'interface en approche doit être située dans la zone éclairée par la fibre,
- deuxièmement, l'interface en approche doit être orientée de telle sorte que la lumière réfléchie à l'interface mobile pénètre à nouveau dans la fibre.

3.3.1 Zone éclairée en amont de la sonde

Cette zone est en partie contrôlée par l'ouverture numérique (NA) de la fibre optique. NA fournit l'éclairage Θ par rapport à l'axe optique dans un milieu externe d'indice de réfraction n_{ext} tel que $n_{ext} \sin(\Theta) = NA$. L'ouverture numérique dépend de la conception de la fibre et de la forme de la pointe. En effet, l'ouverture numérique augmente lorsque la pointe s'affine. De ce fait, les pointes affinées présentent une ouverture numérique plus grande par rapport aux extrémités clivées. Les ouvertures numériques ont été mesurées directement à partir de cartes d'intensité (comme illustré sur la figure 3.3-b) enregistrées dans l'air à différentes distances de la sortie de la fibre. À chaque distance, une gaussienne normalisée par le maximum local d'intensité (c'est-à-dire le maximum pour cette distance) a été ajustée et sa largeur totale à $1/e^2$ (± 2 écarts types) a été tracée en fonction de la distance par rapport à la sonde pour donner accès à l'ouverture numérique: ce processus est illustré à la figure 3.3-b pour des extrémités clivées

Table 3.1 – Mesures des ouvertures numériques et des angles d'éclairage correspondants dans l'air et dans l'eau.

	Sonde clivée mesuré à 1% NA=0.12	Sonde conique mesuré à $1/e^2$ NA=0.32	Sonde conique mesuré à 1% NA=0.45
Dans l'air	$\Theta \approx 8^\circ$	$\Theta \approx 19^\circ$	$\Theta \approx 27^\circ$
Dans l'eau	$\Theta \approx 6^\circ$	$\Theta \approx 14^\circ$	$\Theta \approx 20^\circ$

et pour des pointes coniques. Les ouvertures numériques correspondantes sont indiquées dans le tableau 3.1. Pour la pointe clivée, NA est d'environ 0,12 lorsque celle-ci est définie pour un seuil de 1% d'intensité (ce seuil correspond à une largeur de 3 écarts-types sur la distribution gaussienne de l'intensité), ce qui est proche de la valeur donnée par le fabricant de la fibre (0,14). Pour la pointe conique, NA est plus grande : elle va de 0,32 lorsqu'elle est définie à un seuil d'intensité de $1/e^2 \approx 0,13$ (ce dernier correspond à une largeur d'environ 2 écarts-types sur la distribution gaussienne de l'intensité), jusqu'à 0,45 pour un seuil d'intensité fixé à 1%. Pour NA=0,45, l'angle d'émission Θ est égal à 27° dans l'air et 20° dans l'eau. Ces angles d'émission fournissent une estimation approximative des limites latérales de la zone d'éclairage à courte distance de la pointe de la fibre. Des conditions supplémentaires doivent être prises en considération pour identifier la zone active du capteur. En effet, dans la direction axiale, la lumière sortant de la pointe de la fibre peut être considérée comme une onde sphérique, et son intensité diminue fortement avec la distance r à l'extrémité de la fibre. Ainsi, tout seuil de détection absolu, fixé soit par les caractéristiques du détecteur, soit par une valeur définie par l'utilisateur, contrôlera la distance de travail maximale de la sonde. Pour évaluer cette distance, l'intensité lumineuse émise par une pointe de fibre conique a été simulée comme un faisceau gaussien avec une ouverture numérique donnée par la NA mesurée (par conséquent, la dimension de la taille est fixée pour une longueur d'onde donnée). Les contours d'iso-intensité normalisés par l'intensité maximale I_0 sont représentés sur la figure 3.5. À proprement parler, les résultats présentés sur la figure 3.5 ne correspondent pas à l'amplitude Doppler réelle: ils tiennent compte de la décroissance de l'intensité entrante en fonction de la distance de la pointe de la sonde, mais pas des coefficients de réflexion et/ou de transmission, ni des conditions nécessaires pour récupérer une partie de la lumière dans la fibre. Cependant, elles restent significatives pour la présente discussion car l'amplitude Doppler reste proportionnelle à l'intensité entrante, comme le montre la figure 3.5. Pour une intensité entrante absolue égale à 1% de I_0 , l'étendue axiale du volume de la sonde dans l'air est d'environ 42-43 μm le long de l'axe optique. L'extension radiale de cette zone est maximale à une distance $r \approx 25\mu\text{m}$ et elle est égale à 6-7 μm . Ainsi, l'angle d'éclairage effectif (pour collecter de façon optimale les signaux Doppler) Θ_{eff} défini pour un seuil d'intensité absolu égal à 1% de I_0 se trouve au maximum à environ 15° dans

l'air (cf figure 3.5 haut): il est donc sensiblement plus petit que l'angle d'éclairage Θ déduit de l'ouverture numérique (voir dernière colonne du tableau 3.1). Cette diminution drastique de l'ouverture numérique est principalement due à la forte diminution de l'intensité lumineuse en fonction de la distance à la sonde. Ce résultat indique également que l'angle d'éclairage effectif Θ_{eff} peut être contrôlé par le traitement du signal en fixant un minimum sur l'amplitude Doppler. Pour une pointe de sonde immergée dans l'eau (figure 3.5 en bas), une intensité égale à 1% de I_0 est atteinte à une distance de $80 \mu\text{m}$ le long de l'axe, et à une étendue latérale maximale d'environ $7-8 \mu\text{m}$ à une distance de $45 \mu\text{m}$: l'angle d'éclairage effectif correspondant dans l'eau se trouve être $\Theta_{eff} \approx 10^\circ$, ce qui est légèrement moins que dans l'air pour le même seuil d'intensité.

Pour consolider l'analyse ci-dessus basée sur l'optique gaussienne, nous avons mesuré la distance de travail de la sonde en recueillant les signaux bruts des interfaces planaires air-eau obtenues en remplissant ou en vidant un grand tube cylindrique (5 cm de diamètre intérieur). Pour ces tests, la sonde conique était centrée dans le tube, son axe optique était perpendiculaire à l'interface entrante, et le mouvement de l'interface était contrôlé et régulier (c'est-à-dire à vitesse constante). Pour comparer les signaux recueillis à différentes vitesses d'interface, l'échelle de temps a été transformée en distance r entre l'interface et l'extrémité de la sonde en utilisant la vitesse de l'interface en mouvement telle que mesurée par la technique Doppler. Les signaux bruts délivrés par une sonde 1C fonctionnant à une intensité de source constante et à un gain de détecteur fixe, sont présentés à la figure 3.6 pour deux vitesses d'interface, à savoir 1 cm/s et 59 cm/s. Sur les deux signaux, les distances de travail dans l'air et le long de l'axe optique sont d'environ $30 \mu\text{m}$ pour un seuil fixé à 5% de l'amplitude Doppler maximale. Ces distances sont comparables à la valeur de $\approx 19 \mu\text{m}$ déterminée à partir des distributions de l'intensité lumineuse émise, comme le montre la figure 3.5. Ces distances de travail dépendent uniquement de l'amplitude Doppler: elles ne varient pas avec la vitesse d'interface. De plus, elles ne sont pas limitées par la cohérence de la lumière puisque la longueur de cohérence de la diode (environ 5 mm) est toujours beaucoup plus grande que le chemin optique. Signalons également que, pour une interface se déplaçant sur une distance L , le nombre de périodes Doppler successives est égal à $2 n_{ext}L/\lambda_0$. C'est en effet ce que l'on observe sur la figure 3.6, où 26 périodes Doppler sont enregistrées sur une distance de $20 \mu\text{m}$ dans l'air. Dans l'eau, le nombre de périodes atteint une valeur de 34.

Il est utile à ce stade de comparer les réponses des pointes clivées (0C) et des pointes coniques (1C). La figure 3.7 présente des signaux typiques: ces signaux ont été acquis simultanément par des sondes 0C et 1C situées côte à côte et faisant face à la même interface plane. Les axes optiques des deux sondes étaient normaux par rapport à l'interface. En outre, une intensité de source et un gain de détecteur comparables ont été utilisés sur les deux sondes. Il est clair que la sonde clivée a une distance de travail beaucoup plus longue que la sonde conique. La fibre clivée est en effet capable de détecter des signaux Doppler jusqu'à un millimètre en avant de sa pointe alors que, pour la sonde conique, cette distance est de l'ordre de $50-100 \mu\text{m}$. Ceci est dû à l'ouverture numérique plus petite de la fibre clivée qui induit un taux de décroissance de

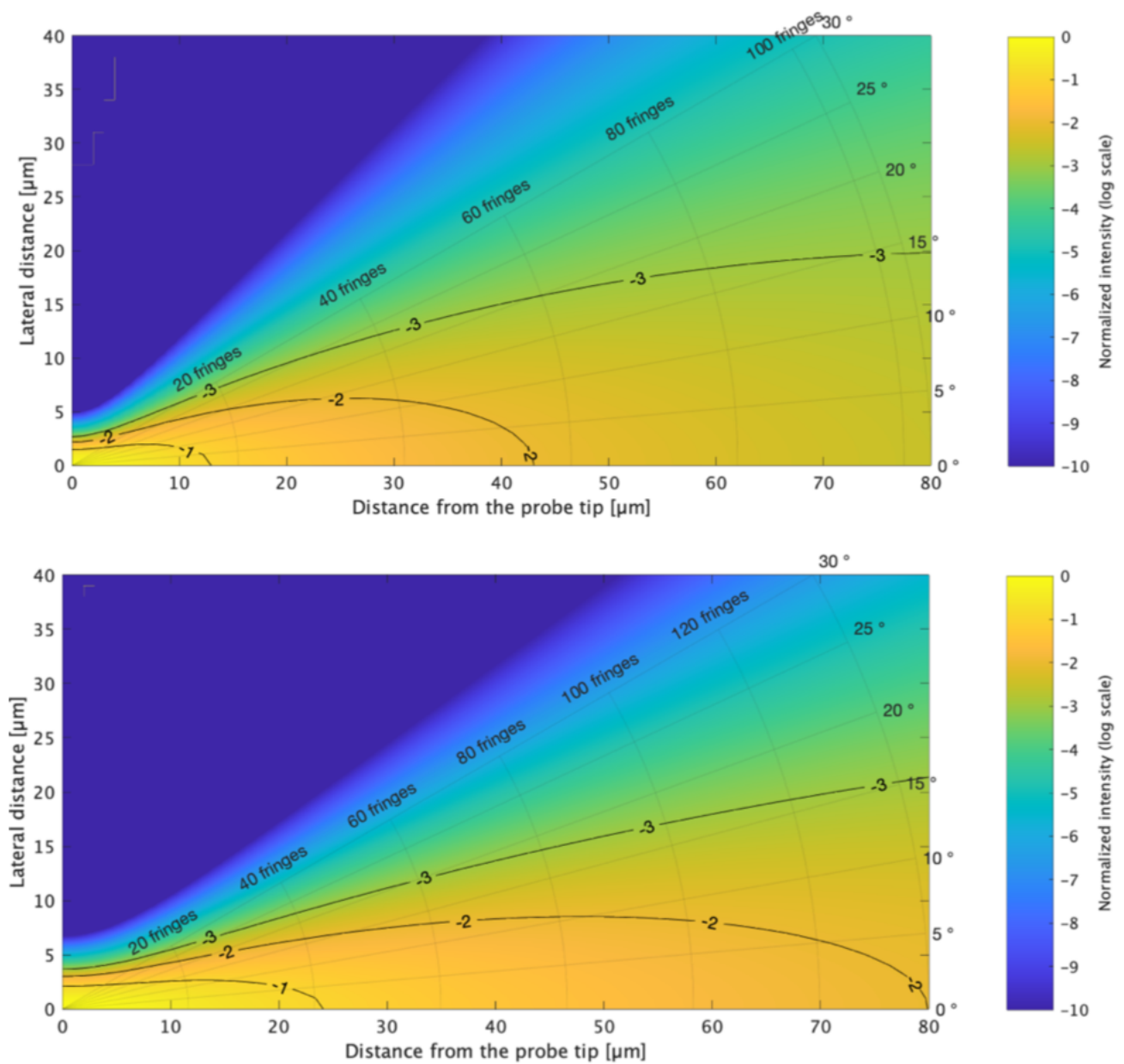


Figure 3.5 – Intensité lumineuse émise I sortant de la pointe conique de la fibre dans l'air (en haut) et dans l'eau (en bas) normalisée par l'intensité lumineuse maximale à la largeur ("waist") du faisceau I_0 . La couleur représente $\log_{10}(I/I_0)$. Les contours de la iso-valeur (lignes pleines) sont fournis pour $I/I_0=10^{-1}$, 10^{-2} et 10^{-3} . Le nombre de franges correspond au nombre de périodes Doppler qui seraient idéalement collectées pour une interface se déplaçant de l'emplacement actuel à la pointe de la sonde localisée à l'origine.

l'intensité entrante plus faible avec la distance à la pointe de la sonde. Cela est également dû à l'ouverture disponible pour collecter la lumière réfléchie qui est beaucoup plus grande (d'un fac-

3.3. Conditions de collecte d'un signal Doppler et conséquences sur la nature de la vitesse détectée

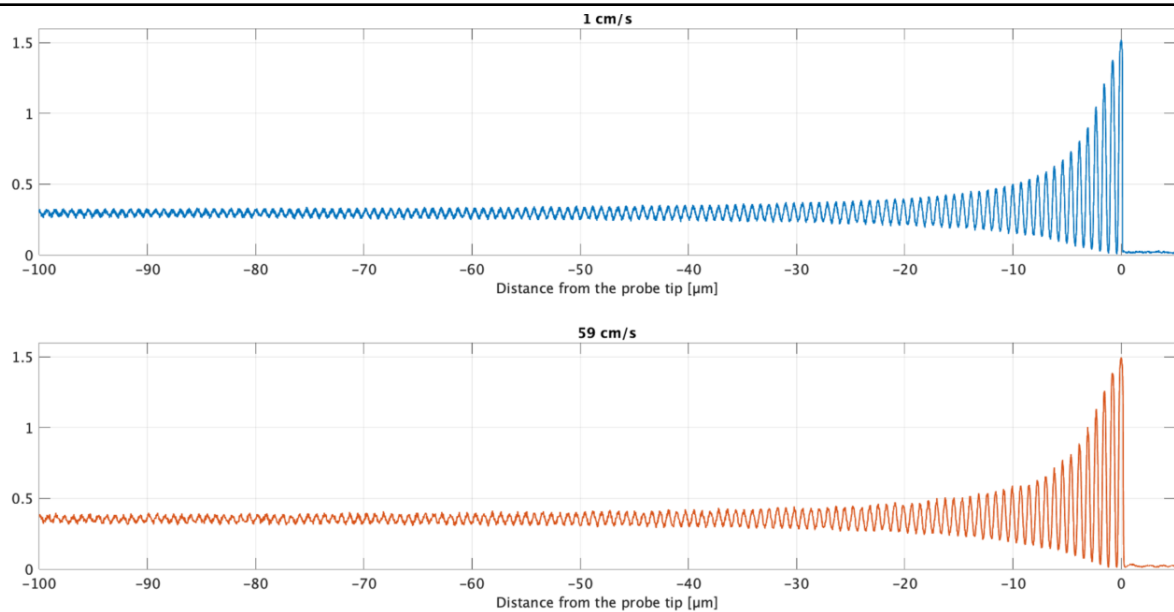


Figure 3.6 – Les signaux recueillis à partir d’une interface air-eau plane s’approchant d’une sonde conique à vitesse constante (1 cm/s pour le signal du haut, 59 cm/s pour le signal du bas) sont tracés en fonction de la distance entre l’interface et la pointe de la sonde. La transition se fait de l’air vers l’eau, et la vitesse de déplacement de l’interface est dirigée le long de l’axe de la fibre optique.

teur proche de 10) pour la fibre clivée par rapport à la pointe conique. Par conséquent, le nombre de périodes Doppler enregistrées est généralement 100 fois plus important dans ce dernier cas. Une première différence est donc que les sondes coniques fournissent des informations fortement localisées par rapport aux fibres clivées. De plus, et bien que des signaux plus longs et de plus grande amplitude soient collectés avec des pointes clivées, les sondes coniques restent mieux adaptées aux mesures dans des écoulements dispersés car elles induisent des perturbations beaucoup plus faibles de l’interface d’entrée et/ou de l’inclusion à l’impact. En termes de détection de la vitesse, l’influence de la forme de la pointe sur la déformation locale de l’interface avant le perçage est en effet visible sur la figure 3.7 du bas: la vitesse mesurée à l’interface reste presque constante jusqu’au contact avec la sonde conique alors que pour la fibre clivée, la vitesse diminue fortement 5 à 10 μm avant le contact. En outre, les extrémités clivées ont été abandonnées très tôt dans le développement des capteurs de détection de phase (Cartellier [51]) en raison des divers défauts qu’elles induisent, notamment de fortes déformations locales de l’interface pendant le perçage qui produisent des signaux déformés difficiles à traiter, ainsi que de fortes altérations de la trajectoire de la bulle avec des erreurs ultérieures sur la distribution des cordes détectées et sur les mesures du flux de gaz. Pour toutes ces raisons, nous avons sélectionné des fibres à pointes coniques pour développer la technique Doppler et l’utiliser dans des écoulements diphasiques dispersés. La géométrie du capteur étant définie, la discussion sur la nature de la vitesse détectée peut être poursuivie. Les iso-contours présentés à la figure 3.5 définissent la région dans laque-

Ille l'interface doit être située pour collecter un signal Doppler d'amplitude donnée. Quel que soit le seuil choisi entre 0,1% et 10% de I_0 , le volume qu'il définit a une étendue assez limitée, de l'ordre de quelques dizaines de micromètres : cela confirme que l'information sur la vitesse provient d'une très petite région à l'interface de l'inclusion en approche.

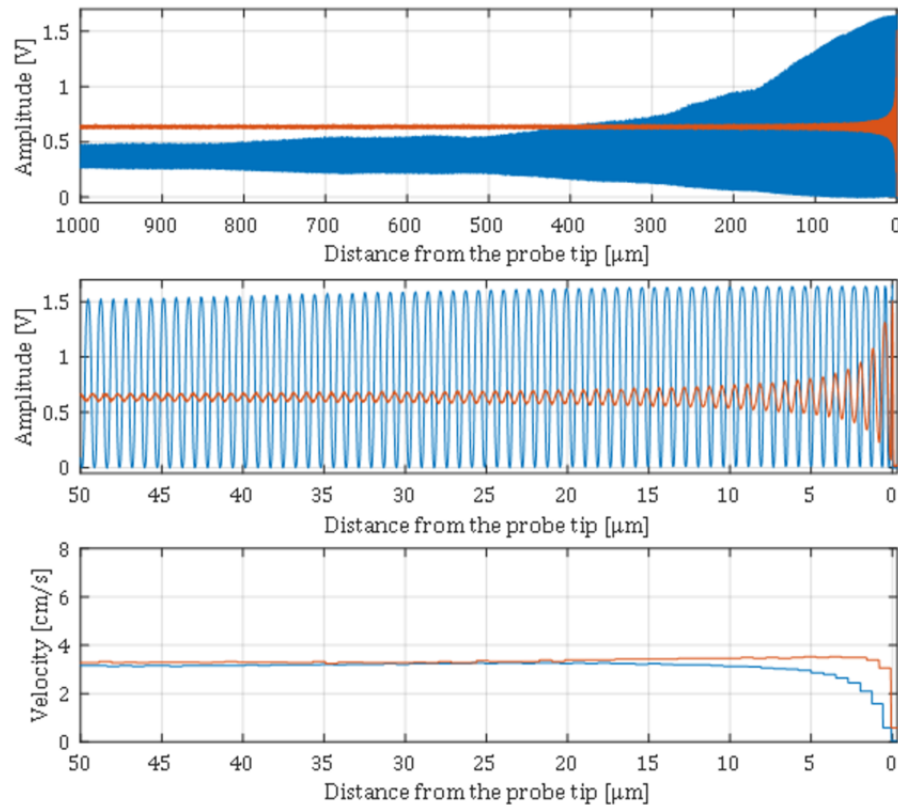


Figure 3.7 – Signaux d'une sonde clivée droite (signal bleu) et d'une sonde conique (signal orange) collectés simultanément à partir de la même interface air-eau plane. Les figures du haut et du milieu présentent les mêmes signaux avec des grossissements différents. La figure du bas indique la vitesse de déplacement de l'interface en fonction du temps, mesurée à partir des périodes du signal Doppler délivré par chaque sonde.

3.3.2 Orientation de l'interface et conditions de collecte de la lumière réfléchie

Examinons maintenant la deuxième contrainte requise pour former un signal Doppler concernant la collecte de la lumière réfléchie dans la fibre. Cette contrainte induit des conditions angulaires strictes. D'une part, l'ouverture numérique fournit l'angle maximum possible pour la collecte de la lumière externe en retour dans la fibre. D'autre part, la lumière réfléchie par

3.3. Conditions de collecte d'un signal Doppler et conséquences sur la nature de la vitesse détectée 61

l'interface entrante doit rentrer dans la fibre en frappant le cœur de la fibre à son extrémité. Ce dernier est assez petit: pour les fibres monomodes utilisées ici, le diamètre du cœur d est de $8,2 \mu\text{m}$ et la taille de la pointe d_c est encore plus petite en raison de l'affûtage de la fibre. Par conséquent, comme le montre la figure 3.8, dans le cas d'une interface approchant la pointe selon un vecteur d'onde incident quelconque \mathbf{k} , le rayon réfléchi doit former un angle inférieur à $\beta/2$ avec $\tan(\beta/2)=d_c/(2r)$ par rapport au vecteur d'onde incident \mathbf{k} . Cela signifie que la normale locale à l'interface \mathbf{n} doit faire au maximum un angle $\pm\beta/2$ avec \mathbf{k} . La figure 3.8 donne aussi la magnitude de $\beta/2$ en fonction de la distance r pour différentes tailles de pointe, à savoir $d_c=2, 5$ et $8 \mu\text{m}$. Pour estimer l'angle β , la forme conique de l'extrémité de la fibre n'a pas été prise en compte, et nous avons plutôt considéré une zone de collecte circulaire de diamètre d_c . L'angle résultant $\beta/2$ reste assez petit (moins de 10°) à "grande" distance de l'extrémité de la fibre (disons au-dessus de $20\text{-}30 \mu\text{m}$). Il augmente nettement lorsque le réflecteur (interface) se rapproche de la fibre, notamment sur une gamme de distances où l'amplitude Doppler devient importante (voir la figure 3.7). Cependant, $\beta/2$ est strictement inférieur à Θ puisque cet angle correspond à la plus grande incidence par rapport à l'axe de la fibre permettant la transmission de la lumière en retour dans la fibre. Par conséquent, la condition pour collecter une partie de la lumière réfléchie dans la fibre écrit $\mathbf{k}\cdot\mathbf{n} \leq \cos [\text{Min} (\pm\beta/2, \Theta)]$. Le raisonnement ci-dessus

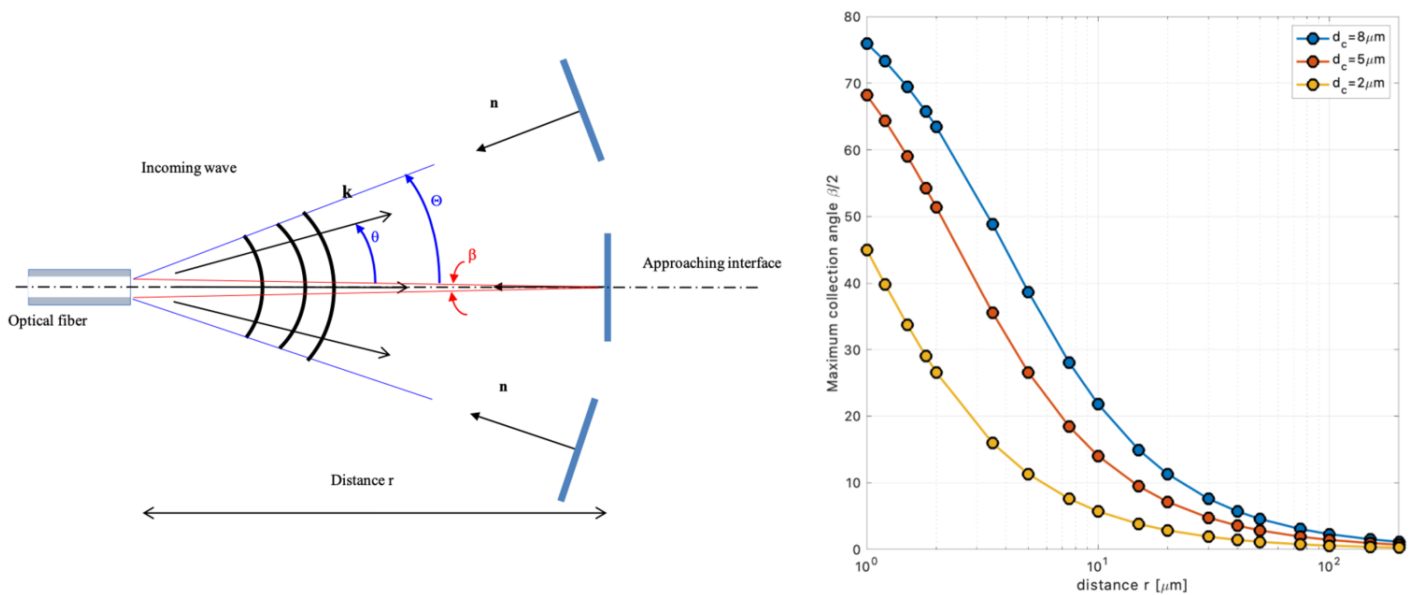


Figure 3.8 – Gauche: Émission schématisée de l'extrémité d'une fibre optique et conditions angulaires pour la détection d'une interface en approche. Droite: Angle maximal de collecte $\beta/2$ autorisé pour former un signal Doppler en fonction de la distance r pour divers diamètres d_c de l'extrémité de la sonde (cette dernière est approximée comme une zone circulaire plane).

est strictement valable pour un vecteur d'onde dirigé le long de l'axe optique (c'est-à-dire $\theta=0$). Pour un vecteur d'onde \mathbf{k} faisant un angle θ avec l'axe optique (avec θ dans l'intervalle $\pm\Theta$),

l'incidence de l'onde réfléchi sur la pointe de la fibre doit être comprise dans l'angle de collecte qui conduit à la condition $\theta \pm \beta/2$ inférieur à Θ . Par conséquent, à mesure que θ augmente, la plage des angles β conduisant à un signal Doppler se rétrécit, de sorte que dans la limite $\theta = \Theta$, le seul rayon actif restant correspond au vecteur de l'onde incidente \mathbf{k} . Globalement, pour que les signaux Doppler apparaissent, l'inclinaison maximale de la normale \mathbf{n} à l'interface entrante avec l'axe optique devrait être $\pm\Theta$. Ce résultat et la discussion ci-dessus ont deux conséquences:

- premièrement, l'inclinaison maximale $\beta/2$ de la vitesse de déplacement de l'interface par rapport au vecteur d'onde actif est $\pm\Theta$. Par conséquent, une première source d'incertitude sur la quantification de la vitesse de déplacement est due à la gamme des inclinaisons d'interface admissibles pour un vecteur d'onde fixe \mathbf{k} . En d'autres termes, l'angle entre \mathbf{n} et \mathbf{k} impliqué dans l'équation 3.1 varie de 0 à Θ , de sorte que l'incertitude correspondante sur la grandeur de la vitesse s'élève au maximum à $\cos(\Theta)$. Il convient de noter qu'il s'agit d'une estimation quelque peu prudente, car la plage des angles β pourrait être nettement inférieure à Θ pour les pointes très fines (c'est-à-dire les petits d_c), comme le montre la figure 3.8.
- Deuxièmement, le vecteur d'onde actif \mathbf{k} peut varier lorsque l'interface s'approche de la pointe de la fibre, et il faut tenir compte de ce changement lors de la formation d'un signal Doppler. Pour discuter de cet aspect, introduisons la vitesse de déplacement de l'interface projetée le long de l'axe optique, noté V_{axis} . Selon la discussion ci-dessus, la vitesse détectée à l'aide de l'équation 3.1 peut évoluer entre V_{axis} (pour un vecteur d'onde actif tel que $\theta=0$) et $V_{axis}\cos(\theta)\cos(\theta - \beta/2)$ ou $V_{axis}\cos(\theta)\cos(\theta + \beta/2)$ lorsque le vecteur d'onde est modifié dans les limites acceptables. En prenant ce dernier comme $\pm\Theta$ et puisque la condition $\theta \pm \beta/2 < \Theta$ tient toujours, l'écart maximum par rapport à V_{axis} est donc $V_{axis}\cos^2(\Theta)$. Une estimation plus réaliste considérerait que les limites acceptables pour l'inclinaison du vecteur d'onde correspondent à l'angle d'éclairage effectif Θ_{eff} introduit ci-dessus, auquel cas la déviation maximale par rapport à V_{axis} s'élève à $V_{axis}\cos(\Theta)\cos(\Theta_{eff})$.

Dans l'ensemble, l'angle d'observation (éventuellement combiné à sa valeur effective) contrôle l'incertitude sur la vitesse lorsque celle-ci est interprétée en terme de vitesse de déplacement de l'interface projetée le long de l'axe optique de la sonde. La figure 3.9 donne l'ampleur de cette incertitude en fonction de l'ouverture numérique, soit en utilisant l'estimation prudente $\cos^2(\Theta)$, soit en utilisant l'estimation plus réaliste $\cos(\Theta)\cos(\Theta_{eff})$. Selon la figure 3.9, l'incertitude sur la vitesse augmente avec l'ouverture numérique. En termes d'optimisation des capteurs, les fibres clivées offrent de petites ouvertures (voir tableau 3.1) mais, comme nous l'avons déjà dit, ces géométries ne conviennent pas à la détection de phase. Il faut plutôt préférer les pointes coniques. Pour les capteurs coniques que nous avons fabriqués, NA va de 0,32 à 0,45 (selon le seuil considéré, voir tableau 3.1). De ce fait, les incertitudes typiques vont de 10 à 20% dans l'air, et de 6 à 12% dans l'eau. En utilisant l'estimation plus réaliste liée à l'ouverture effective Θ_{eff} basée sur le contour d'iso intensité à 10^{-2} , on obtient des incertitudes de l'ordre de 8,4% à

13,7% dans l'air et de 4,3% à 7,2% dans l'eau. Globalement, les incertitudes sont inférieures à 14% pour une sonde dans l'air, et à 7% pour une sonde dans l'eau: elles sont donc acceptables. Il convient de souligner que l'angle effectif Θ_{eff} , et donc l'incertitude, pourrait être encore réduit en sélectionnant des signaux Doppler de plus grande amplitude, mais éventuellement au prix d'une baisse du débit de données.

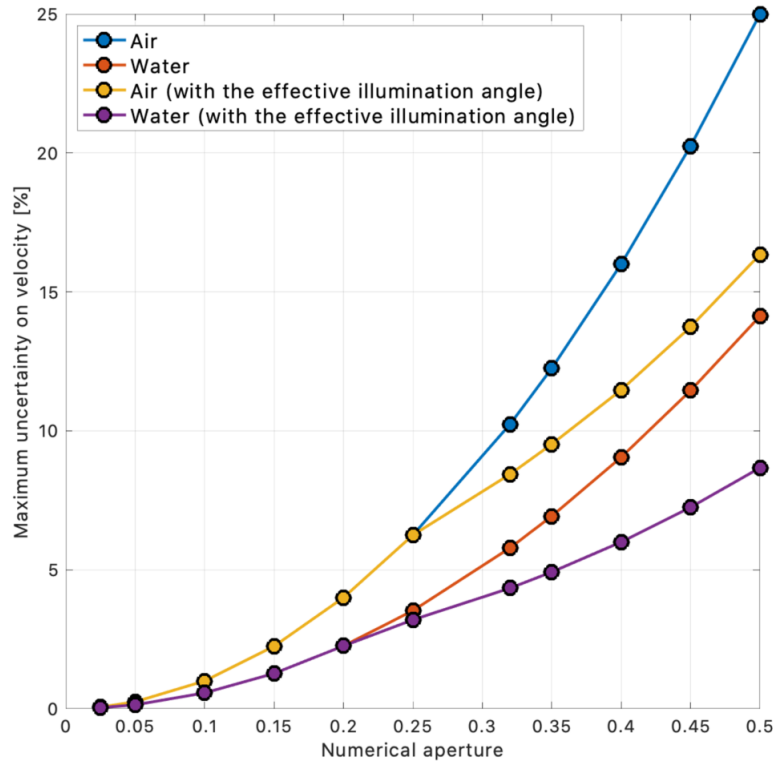


Figure 3.9 – Incertitude maximale (en pourcentage) sur l'amplitude de la vitesse de déplacement de l'interface projetée le long de l'axe de la sonde en fonction de l'ouverture numérique (NA) pour une sonde dans l'air (bleu et jaune) ou dans l'eau (orange et violet).

Selon les conditions requises pour la collecte d'un signal Doppler, le capteur proposé fournit donc la vitesse de déplacement de l'interface projetée le long de l'axe optique de la sonde. En outre, plus l'ouverture numérique est petite, plus l'incertitude sur la grandeur de la vitesse mesurée est faible. La question complémentaire à considérer maintenant est de comment relier cette information de vitesse de déplacement d'interface avec la vitesse de translation de l'inclusion prise dans son ensemble. Nous avons déjà vu que le volume sondé par cette technique est assez petit, avec des dimensions longitudinales de l'ordre de quelques dizaines de micromètres et une étendue latérale de l'ordre de la dizaine de microns. Cela signifie que seule une partie minime de l'interface des bulles ou des gouttes entrantes est scannée par cette technique. Nous avons également vu que des conditions strictes s'appliquent à l'orientation de l'interface afin d'observer les signaux Doppler. En effet, les informations sur la vitesse ne sont recueillies que pour les interfaces dont la normale fait un angle de $\pm\Theta$ avec l'axe optique de la sonde. Cette

plage angulaire est encore réduite à $\pm \text{Min}(\Theta, \Theta_{eff})$, où Θ_{eff} est contrôlé en sélectionnant les signaux Doppler dont l'amplitude dépasse un seuil donné. Pour le capteur proposé qui touche une interface air-eau, et pour une amplitude de $10^{-2}I_0$, Θ_{eff} s'avère être d'environ 15° dans l'air et 10° dans l'eau. Par conséquent, les informations sur la vitesse proviendront du voisinage immédiat du sommet de l'interface avant (ou arrière) des bulles. Pour les sphères, les ellipsoïdes ainsi que pour les bulles déformées et ondulantes (voir la classification de Clift et al. [42]), la vitesse d'interface dans ces zones est très proche de la vitesse de translation de l'inclusion: la différence qui est déterminée par le cosinus de l'angle est inférieure à 3% dans l'eau et inférieure à 5% dans l'air. On peut donc conclure que le capteur proposé donne accès à la vitesse de translation de l'inclusion projetée le long de l'axe optique de la sonde. Soulignons qu'un raisonnement similaire a déjà été utilisé pour interpréter les vitesses déduites du temps de démouillage mesuré par les sondes optiques multimodes. Les conditions angulaires requises pour recueillir des informations sur la vitesse avec le nouveau capteur sont encore plus strictes ($\pm 10^\circ$ dans l'eau, $\pm 15^\circ$ dans l'air) que celles des sondes optiques multimodes. En effet, rappelons que ces dernières sont basées sur la relation temps/vitesse de démouillage: cette relation reste valable à 10% près jusqu'à un angle d'incidence d'environ 20° pour les sondes coniques (Cartellier [65]) et jusqu'à environ 40° pour les sondes 3C (c'est-à-dire coniques-cylindriques-coniques) [63]. Au-delà de ces angles, le temps de montée augmente fortement avec l'incidence et il n'est plus possible d'évaluer la vitesse de façon fiable. La technique Doppler étant une méthode absolue, les conditions angulaires d'impact entre l'inclusion et la sonde n'affectent pas les mesures de vitesse, et il n'y a donc aucune incertitude ou biais sur la vitesse mesurée due à l'incidence. La seule limitation vient du fait que la fréquence Doppler est sensible au mouvement radial de l'interface, de sorte que la mesure de la vitesse pourrait être perturbée par des oscillations locales de la surface ou par l'expansion (ou la déflation) radiale de l'inclusion. En effet, une inclusion dont le rayon a varie dans le temps (en augmentant ou en diminuant) à un taux da/dt générerait un signal Doppler dont la fréquence est égale à $2 \cdot da/dt / (\lambda_0 / n_{ext})$. Par conséquent, la fréquence Doppler enregistrée avec le capteur proposé est sensible à la fois à la vitesse de translation de l'inclusion V_i et à son mouvement radial da/dt , et il n'y a aucun moyen de démêler ces deux contributions avec un seul capteur. Toutefois, les situations expérimentales pour lesquelles da/dt atteint des valeurs comparables à celle de la vitesse de translation ne sont pas courantes : cela peut éventuellement se produire lors d'un changement de phase (cavitation, ébullition, condensation), ou avec des oscillations d'interface forcées à haute fréquence (par exemple en raison d'un forçage acoustique) ou lors de phénomènes interfaciaux rapides tels que la récession d'un bord mince, la rupture d'un film lors de la coalescence... Lorsque ces déformations rapides de l'interface sont absentes, la fréquence Doppler mesurée par le nouveau capteur fournit la vitesse de translation de l'inclusion projetée le long de l'axe optique de la sonde.

3.3.3 Sensibilité à la trajectoire des inclusions

En vue d'appliquer la technique proposée aux colonnes à bulles fonctionnant en régime hétérogène, il convient d'examiner sa capacité à répondre à diverses trajectoires d'inclusion. En particulier, il est important de déterminer comment le capteur réagit aux inclusions provenant du côté ou de l'arrière de la sonde. Pour cela, des expériences contrôlées sur des interfaces planes de diverses inclinaisons par rapport à la sonde ont été entreprises. Nous avons vu que les transitions air-eau ainsi que eau-air peuvent être exploitées pour les mesures de vitesse. Nous avons également vu que les transitions eau-air sont avantageuses en termes d'incertitude sur la vitesse. Malgré cet avantage, les transitions air-eau seront désormais prises en compte car cette situation fournit la plus grande amplitude pour les signaux Doppler. Pour vérifier la sensibilité angulaire du capteur, des tests ont été effectués sur la même installation qu'auparavant en inclinant le tube (avec la sonde, toujours alignée sur l'axe du tube, et inclinée également) afin de faire varier l'angle d'incidence α entre l'axe de la sonde et la normale à l'interface planaire. Les signaux bruts correspondants recueillis aux transitions entre l'air et l'eau sont donnés à la figure 3.10.

Tous les signaux de la figure 3.10 ont été acquis avec la même intensité de la source lumineuse, avec la même amplification à la détection et dans des conditions de numérisation identiques : ils peuvent donc être comparés en termes d'amplitude et de durée. Pour analyser ces signaux, nous avons considéré la position de l'interface de telle sorte que l'amplitude Doppler atteigne une valeur fixe, égale au niveau statique du gaz (c'est-à-dire la tension de sortie du capteur lorsque sa pointe est dans l'air) plus 9(± 1) écarts types de la distribution du bruit du signal. Pour chaque angle d'incidence, la position correspondante de l'interface est représentée par un trait discontinu sur la figure 3.10. Sa distance L à la pointe de la sonde est tracée en fonction de l'angle d'incidence de la figure 3.11, ainsi que le nombre de périodes successives (#) enregistrées sur cette distance (le nombre de périodes est égal à $2n_{ext}L/\lambda_0$ comme prévu). La figure 3.11 indique également l'amplitude Doppler maximale enregistrée pour une interface touchant presque la sonde en fonction de α . L'amplitude Doppler maximale diminue légèrement en fonction de α . À l'inverse, la distance L à l'interface pour laquelle l'amplitude Doppler atteint un seuil donné diminue fortement lorsque l'inclinaison dépasse 5° . En d'autres termes, le signal se raccourcit nettement lorsque l'incidence augmente au-dessus de $\approx 10^\circ$, jusqu'à disparaître pour une incidence supérieure à 30° . Si l'on inclut un nombre minimum de périodes Doppler égal, par exemple, à 20 dans les critères de traitement, alors aucun signal Doppler ne sera validé lorsque l'incidence devient supérieure à $12-13^\circ$. Par conséquent, on récupère un angle de collecte effectif inférieur à 15° , de sorte que l'incertitude maximale sur les mesures de vitesse reste inférieure à 14%, comme indiqué dans la section précédente. De même, en fonction de l'amplitude du signal, l'angle de collecte effectif peut être encore réduit en utilisant un critère plus strict sur le nombre minimum de périodes Doppler présentes dans le signal. Ainsi, un critère basé sur le nombre de franges est assez efficace pour limiter la plage d'inclinaison de l'interface par rapport à l'axe optique. En outre, un tel critère induit également des limites sur l'inclinaison maxi-

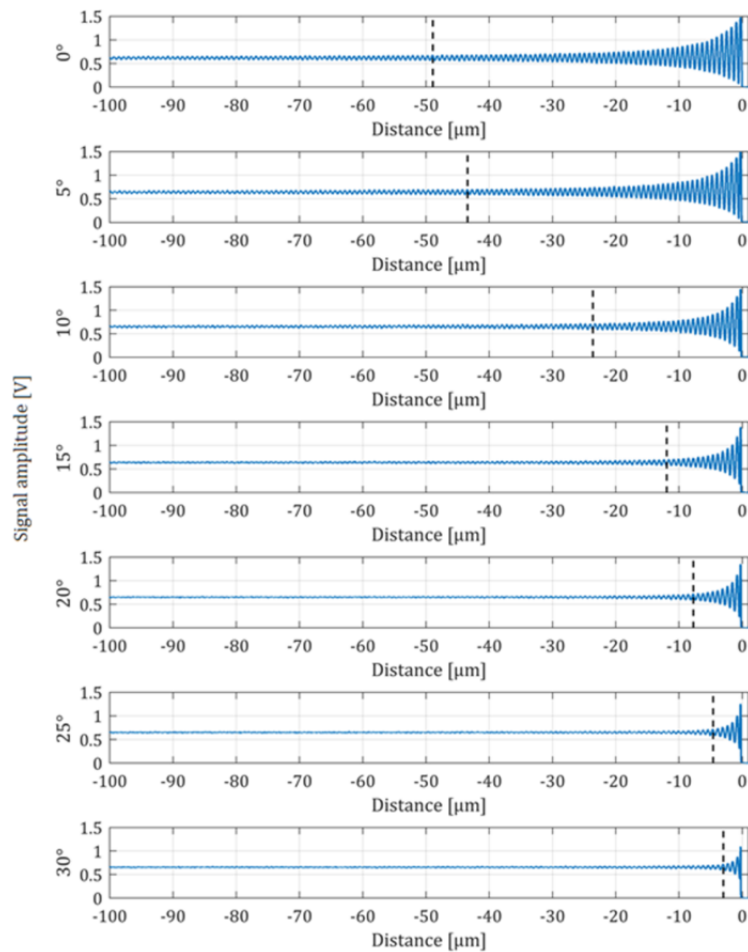


Figure 3.10 – Signaux bruts obtenus à l’aide d’une sonde Doppler lors d’une transition air-eau pour différents angles d’inclinaison α entre la normale à l’interface et l’axe de la sonde. Les signaux en volts en fonction du temps ont été transformés en volts en fonction de la distance à la pointe de la sonde en utilisant la vitesse d’interface mesurée avec la fréquence Doppler. Les lignes en pointillés correspondent à une amplitude de signal fixe égale au niveau de gaz statique plus $9(\pm 1)$ fois l’écart-type du bruit.

male des trajectoires d’inclusion : c’est ce dont il est question maintenant. En effet, les résultats expérimentaux des figures 3.10 et 3.11 peuvent être exploités davantage pour identifier les trajectoires de bulles éligibles. Pour cela, le nombre de périodes Doppler enregistrées en fonction de l’inclinaison de l’interface a été représenté par un nombre de franges en fonction de l’angle α sur la carte d’intensité de la figure 3.5: la figure 3.12 indique que la limite résultante est assez proche de l’iso-contour 10^{-2} en intensité. Cette limite contrôle les trajectoires compatibles avec une extension maximale donnée des signaux Doppler, ou de manière équivalente avec un nombre donné de périodes Doppler. Il ressort clairement de la figure 3.12 que seule une inclusion se déplaçant le long de l’axe optique peut produire un signal d’une durée de 60 périodes. Si l’on considère

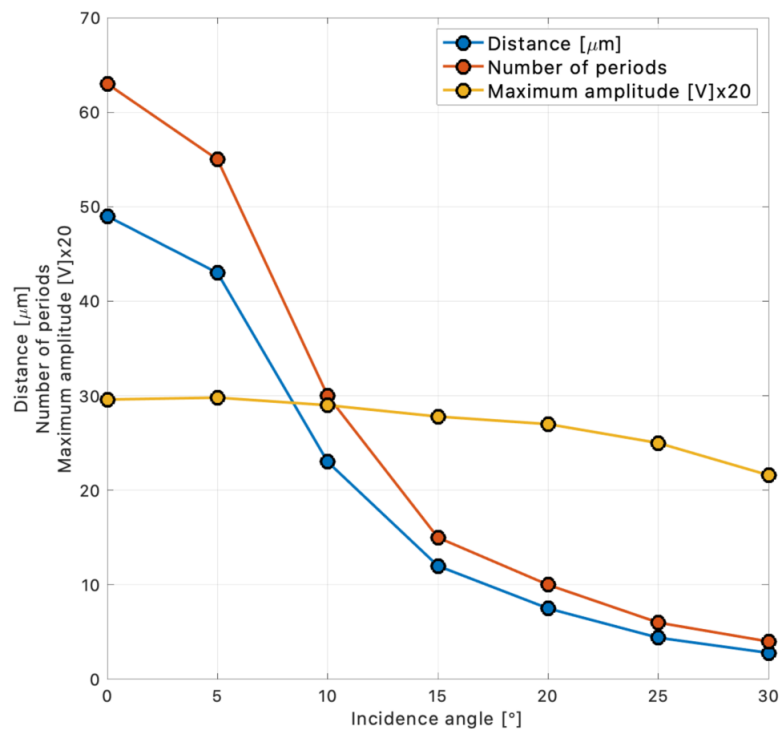


Figure 3.11 – Évolution avec l'angle α entre la normale à l'interface et l'axe de la sonde, de l'amplitude Doppler maximale (en Volts) atteinte lorsque l'interface touche presque la sonde, du nombre de périodes Doppler successives dans le signal (#) et de la distance (en μm) pour laquelle l'amplitude Doppler reste supérieure à $9(\pm 1)$ fois l'écart-type de la distribution du bruit

maintenant des signaux plus courts qui ont au moins n périodes, les trajectoires éligibles sont telles que i) elles sont entièrement à l'intérieur de l'iso-contour de la ligne en pointillés (qui fixe une amplitude minimale des signaux Doppler) et ii) leur projection le long de l'axe optique (ici horizontal) est au moins de n franges : l'exemple de la figure 3.12 correspond à des signaux d'au moins 20 périodes. Notons que la projection est nécessaire car la composante de vitesse normale à l'axe optique ne contribue pas au décalage Doppler. Les deux conditions ci-dessus fournissent une limite supérieure pour l'inclinaison des trajectoires d'inclusion par rapport à l'axe optique: l'inclinaison maximale est tracée en fonction du nombre de périodes Doppler de la figure 3.13 (pour l'amplitude Doppler sélectionnée). Il est clair qu'à mesure que le nombre minimum de périodes requises augmente, les trajectoires de bulles éligibles s'alignent de plus en plus sur l'axe optique. Cette sélection de trajectoire n'a aucune conséquence sur l'incertitude de mesure car, comme nous l'avons déjà mentionné, celle-ci est contrôlée par l'inclinaison de l'interface et par l'orientation du vecteur d'onde actif. Cependant, cette sélection de trajectoire peut avoir quelques conséquences sur les statistiques de vitesse. En effet, selon la figure 3.13, si l'on fixe un minimum de 10 franges, la trajectoire de l'inclusion doit faire un angle de $\pm 44^\circ$ avec l'axe optique. Pour un minimum de 20 franges, cette plage angulaire diminue à $\pm 28^\circ$. Des effets

similaires sont présents en vélocimétrie laser Doppler (LDV en abrégé), et comme pour la LDV, nous montrerons dans la section 3.2.1 (phase détection) que la distribution des vitesses mesurées par la nouvelle sonde est en effet quasi insensible aux paramètres de traitement du signal lorsque ces derniers sont correctement sélectionnés.

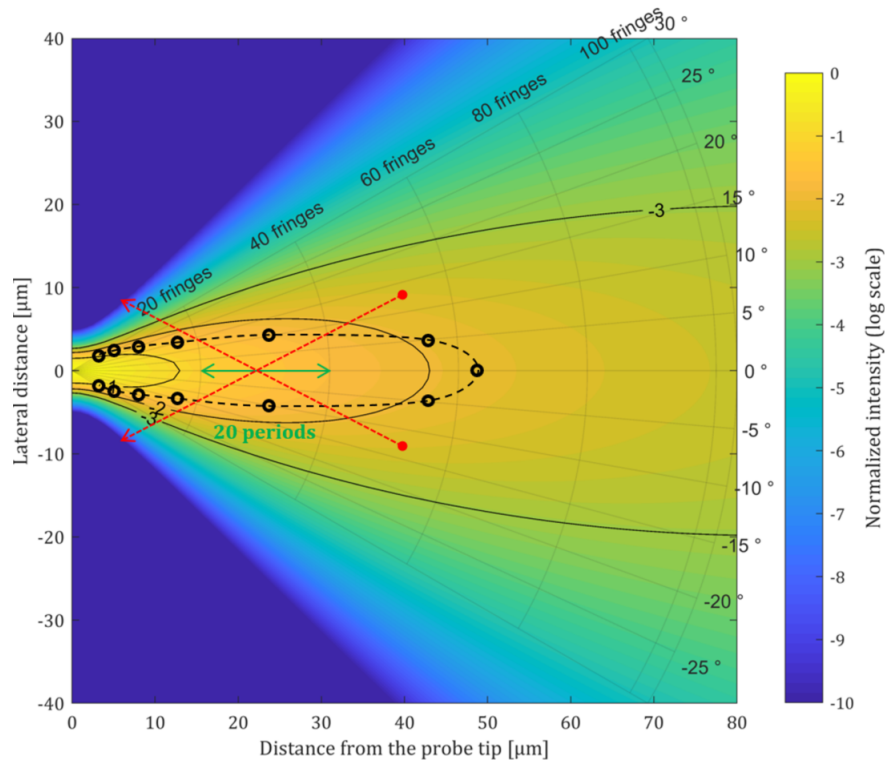


Figure 3.12 – Sur la carte d’intensité de la figure 3.5, des symboles ouverts ont été tracés pour représenter le nombre de franges (c’est-à-dire de périodes Doppler) mesurées lors d’expériences contrôlées en faisant varier l’angle entre l’axe de la fibre et la normale à l’interface gaz-liquide planaire entrante. La limite définie par ces points correspond à des signaux Doppler de même amplitude absolue. Des trajectoires de bulles extrêmes sont également illustrées (lignes pointillées rouges) pour un nombre de périodes égal à 20.

Une autre question liée aux mesures de vitesse qui mérite d’être discutée concerne la capacité du capteur à détecter des vitesses positives (c’est-à-dire pour une inclusion approchant la pointe de la fibre sur le devant) ou négatives (c’est-à-dire pour une inclusion approchant la pointe de la fibre par l’arrière). Cette question est pertinente puisque une inversion de l’écoulement est couramment rencontrée dans les colonnes à bulles fonctionnant en régime hétérogène. Cette caractéristique a incité les utilisateurs à reconstruire les pdfs à partir de deux séries de données enregistrées à la même position dans l’écoulement, l’une acquise pour un capteur pointant vers le haut et l’autre à partir d’un capteur pointant vers le bas (Xue et al. [43, 49], Chen et al [60]). Pour ces reconstructions, il est généralement avancé que les sondes locales ne détectent pas les inclusions de gaz arrivant par l’arrière en raison de la présence d’un support de sonde (épais). Pourtant,

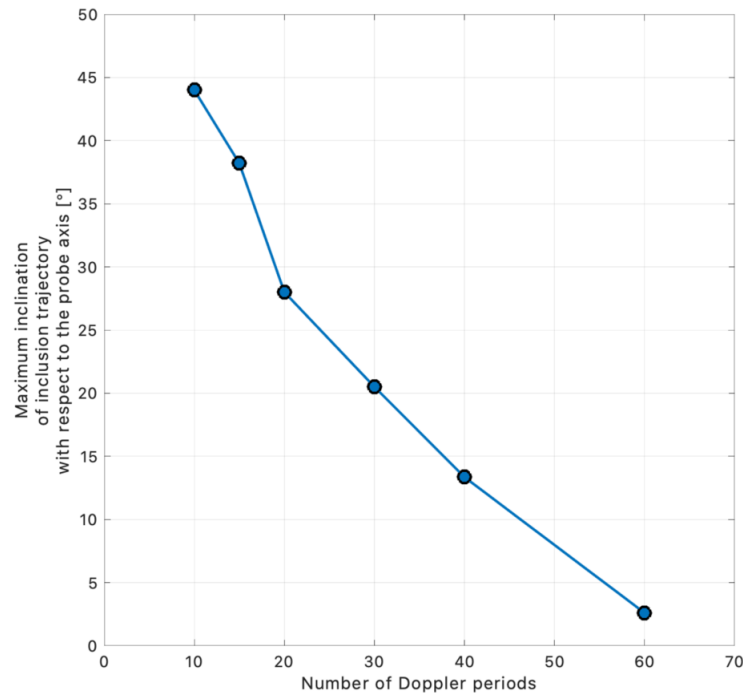


Figure 3.13 – Inclinaison maximale des trajectoires d'inclusion éligibles par rapport à l'axe optique en fonction du nombre de périodes enregistrées lors d'une transition air-eau. Ici, les périodes Doppler ne sont prises en compte que lorsque l'amplitude Doppler dépasse un seuil donné.

les preuves expérimentales de ce comportement sont rares. Dans cette perspective, nous avons examiné si les bulles arrivant de l'arrière de la sonde produisent ou non des signatures Doppler exploitables et significatives. Un objectif complémentaire consistait à quantifier une éventuelle erreur dans l'interprétation du signal. Deux séries d'expériences ont été entreprises dans cette perspective. Une première série a été réalisée sur des interfaces quasi-planaires, une situation équivalente à des bulles suffisamment longues pour assurer le démouillage complet du support de la sonde. La figure 3.14 présente les signaux enregistrés par une sonde dirigée vers le bas en interaction avec une interface ascendante: les signaux indiqués dans la rangée supérieure (cas a et b) correspondent à la situation standard d'une sonde heurtant une bulle s'approchant par l'avant. Dans la rangée inférieure, la figure 3.14 fournit les signaux recueillis par la même sonde lorsqu'elle est dirigée vers le haut et lorsqu'une bulle ascendante la traverse: cette situation inversée correspond à une bulle s'approchant de la sonde par l'arrière (signaux c et d). Comparons les signaux collectés dans ces deux situations. Aux transitions liquide-gaz (colonne de gauche de la figure 3.14), un faible signal Doppler est présent avant la transition dans la situation standard (cas a). Lorsque la direction de la sonde est inversée, un signal Doppler est toujours présent à la transition liquide-gaz mais il est maintenant situé après la transition de phase (cas c). Concernant le passage du gaz au liquide, un signal Doppler se produit avant la transition dans la situation standard (cas b) mais aucun n'est enregistré par une sonde dirigée vers le haut (cas d). Par con-

séquent, pour les bulles plus grosses que le support de la sonde (ici un tube en acier inoxydable de 0,9 mm de diamètre et d'environ 30 mm de long) qui sont donc capables de démouiller le support de la sonde, il n'y a pas de risque de mal interpréter la situation puisque le traitement sélectionnera les signaux Doppler se produisant au niveau du gaz et précédant la transition gaz-liquide (c'est-à-dire les signaux correspondant au cas b de la figure 3.14).

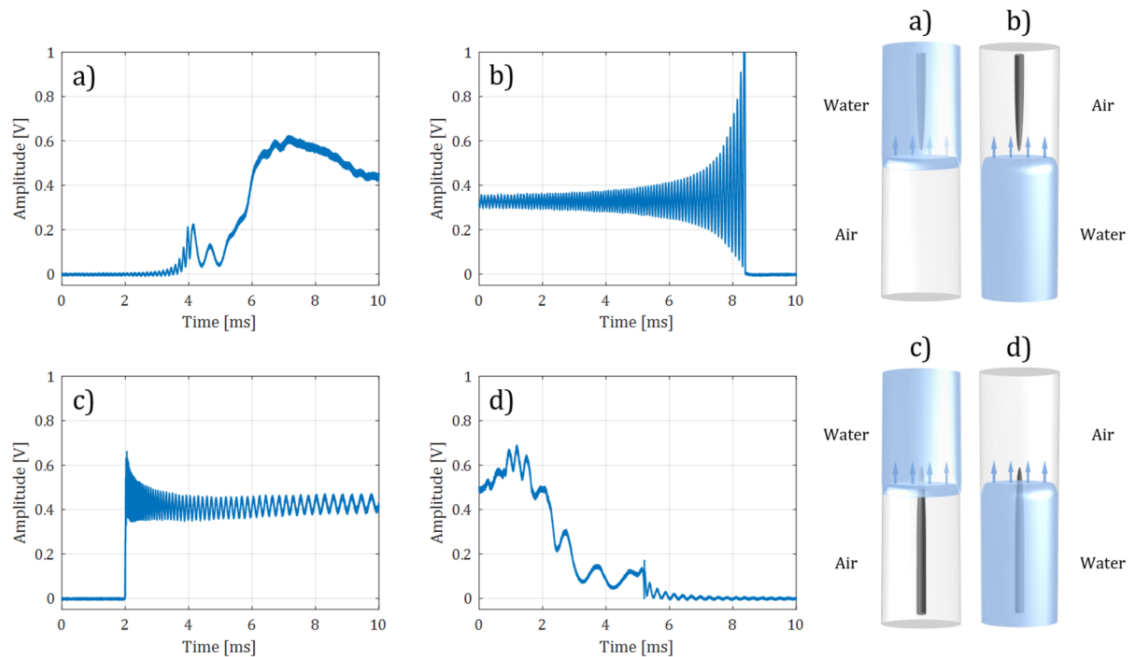


Figure 3.14 – Réponse de la sonde lors de la traversée d'une interface air-eau ou eau-air avec une sonde orientée le long ou à l'encontre de la vitesse du bouchon de gaz : a) et b) les situations correspondent respectivement à l'entrée et à la sortie d'une bulle pour une bulle s'approchant par l'avant de la sonde. La situation c) - respectivement la situation d) - correspond à une entrée - respectivement une sortie - de bulle pour une bulle s'approchant par l'arrière de la sonde.

Une deuxième série d'expériences a été réalisée dans un écoulement à bulles quasi unidirectionnel produit dans un tube confiné d'un diamètre interne égal à 50 mm. Les vitesses étaient comprises entre 0,5 et 1 m/s et la taille des bulles était de l'ordre de quelques millimètres (environ 1 à 4 mm). Ces dimensions sont beaucoup plus petites que celles du support de la sonde, de sorte qu'il était peu probable que le support de la sonde soit complètement démouillé. Les statistiques de vitesse ont été recueillies pour une sonde orientée face au flux principal et pour la même sonde orientée à 180° de la direction du flux principal. Dans ce dernier cas, aucun signal Doppler n'a été détecté avant les transitions gaz-liquide (et donc au niveau du gaz), de sorte que pas une seule donnée de vitesse n'a été acquise avec une sonde orientée à 180° de la direction principale de l'écoulement. Notons que quelques signaux Doppler ont été détectés dans cette position de sonde se sont tous produits après la transition gaz-liquide. De ce fait, ils n'ont pas

été pris en compte par le programme de traitement. Par conséquent, quelle que soit la taille de la bulle par rapport aux dimensions du support de la sonde (plus ou moins grande), le nouveau capteur ne détecte que les vitesses positives, c'est-à-dire celles qui correspondent à la vitesse d'une inclusion s'approchant de la fibre et à la direction allant de la pointe de la sonde au support de la sonde: cette situation correspond à la situation a) de la figure 3.14.

3.3.4 Influence de l'interaction bulle-sonde sur les mesures de vitesse

Comme l'interface de la bulle arrière a été choisie pour analyser les signaux Doppler, il est intéressant d'évaluer l'impact de l'interaction sonde-bulle sur la modification de la vitesse de la bulle. L'interaction sonde-bulle a été analysée pour les fibres coniques utilisées pour la détection de phase (Vejrazka et al. [62]). Il a été démontré que l'incertitude résultante sur la corde et sur les mesures de concentration est contrôlée par un nombre de Weber modifié, à savoir $M = [\rho_L D_b u_b^2 / \sigma] (D_b / D_{sonde})$ où u_b est la vitesse d'approche de la bulle par rapport à la sonde, D_{sonde} le diamètre de la sonde, D_b le diamètre de la bulle, ρ_L la densité du liquide et σ la tension superficielle air-eau (Vejrazka et al. [62]). En règle générale, l'incertitude sur la fraction de vide reste inférieure à 10% pour M supérieur à 50. Une telle condition est facilement remplie dans les colonnes à bulles industrielles. En effet, celles-ci sont généralement exploitées à des vitesses superficielles importantes de sorte que les vitesses axiales du fluide dépassent $\approx 0,2$ m/s sur la majeure partie de la section transversale de la colonne. En outre, les bulles produites par les disperseurs industriels ont généralement un diamètre supérieur à 2 mm (Chaumat [33], Kantarci [12], Besagni [6]), de sorte que leur vitesse relative est d'au moins 0,2 m/s dans les fluides ayant une viscosité égale ou inférieure à celle de l'eau. Ces conditions correspondent à des vitesses de bulles par rapport à la sonde fixe d'au moins 0,4 m/s et donc à M supérieur à 50. Il est à noter que ces conditions sont valables pour la colonne à bulles de 0,4 m de diamètre intérieur. Le nombre M de Weber modifié est également un paramètre clé contrôlant la décélération de la bulle en raison de son interaction avec la sonde. Plus précisément, l'ampleur de la variation de la vitesse de la bulle Δu_b au moment où la sonde a déjà percé l'interface avant de la bulle et touche l'interface arrière de la bulle, comparé à la vitesse de la bulle non perturbée u_b s'est révélé être $\Delta u_b / u_b \approx -6 / [CEcc^{2/3}M]$, où le rapport d'aspect de la bulle Ecc est défini comme l'axe majeur divisé par l'axe mineur, et où C est le coefficient de masse ajouté Vejrazka et al. [62]. Notons que le changement de vitesse diminue avec le rapport d'aspect en raison de la forte diminution du coefficient de masse ajouté avec Ecc . Dans les systèmes air-eau, $\Delta u_b / u_b$ reste en dessous de 15% à condition que la quantité $CEcc^{2/3}M$ dépasse 40. Cette condition est en effet remplie dans les colonnes à bulles parce que M est égal à 50 (au moins) comme indiqué ci-dessus, et aussi parce que Ecc est supérieur à 1,2 dès que les bulles dépassent 1,1-1,2 mm de taille. Dans l'ensemble, l'impact de la sonde sur le ralentissement de la bulle est au maximum de -15%. Cette estimation doit être revue pour les fluides plus visqueux que l'eau.

Pour résumer les analyses présentées dans cette section, le capteur proposé assure une détec-

tion de phase précise grâce à sa pointe conique et à sa longueur de latence assez faible. Il fournit également des informations sur la vitesse dérivée des signaux Doppler formés à l'interface gaz-liquide et se produisant juste avant que l'extrémité du capteur ne sorte de la bulle. La vitesse mesurée correspond à la vitesse de translation de l'inclusion de gaz projetée le long de l'axe optique de la sonde. De plus, comme les bulles arrivant par l'arrière sont écartées du traitement des signaux Doppler, seules les vitesses positives correspondant aux inclusions s'approchant de l'avant du capteur sont détectées. L'incertitude globale sur la mesure de la vitesse a été évaluée à 15% au plus, si l'on considère à la fois les conditions de détection optique et les interactions entre la sonde et les bulles. Pour cette dernière, notre estimation est fondée sur une vitesse de phase porteuse de 0,2 m/s: des vitesses de liquide plus importantes sont généralement rencontrées dans les colonnes à bulles, de sorte que la décélération des bulles devrait être sensiblement réduite. Par exemple, pour une vitesse de phase porteuse de 0,4 m/s, le nombre M de Weber modifié est doublé et la variation de la vitesse de la bulle diminue jusqu'à -8% au lieu de -15%. En ce qui concerne les conditions optiques, nous avons montré que l'imposition d'un seuil plus élevé pour l'amplitude Doppler ou l'ajout d'une exigence sur le nombre minimum de périodes Doppler modifie les contraintes optiques et diminue encore l'incertitude sur la vitesse. Sur ces bases, une routine de traitement du signal a été développée pour extraire les variables d'intérêt. Ce traitement est présenté dans la section suivante, ainsi que la sensibilité des variables mesurées aux critères de validation introduits dans ce traitement.

3.4 Traitement du signal, sensibilité aux paramètres de traitement et performances des capteurs

Pour développer le traitement et tester la fiabilité des performances de la sonde, des données ont été acquises dans des écoulements à bulles obtenus dans une colonne à bulles de 3 m de haut et d'un diamètre interne $D=0,4$ m. La colonne a été remplie d'eau courante à une hauteur initiale de liquide $H_0=2,02$ m. De l'air sec a été injecté à travers une plaque perforée de 391 orifices (les orifices ont un diamètre de 1 mm et une longueur de 10 mm) uniformément répartis sur la section transversale de la colonne. Le débit de gaz injecté Q_G a varié de 20 à 1900 NI/min, et les vitesses superficielles correspondantes v_{sg} , définies comme Q_G divisé par la section transversale de la colonne, vont de quelques cm/s à 27 cm/s. Toutes les données ont été recueillies à une hauteur $H_s=1,45$ m au-dessus des injecteurs, soit $H/D=3,62$. Cette position se situe dans la région quasi développée ([23]). Sauf indication contraire, la sonde Doppler était verticale avec une pointe orientée vers le bas. La sonde (y compris son mince support de tube de 0,9 mm de diamètre intérieur) était fixée à un support en forme de coin de 10 mm d'épaisseur, 30 mm de haut et 120 mm de long. Ce support était fixé à l'extrémité d'une barre métallique de section carrée (largeur 20 mm) immergée dans la colonne par le haut. Pour tous les essais présentés ici, la sonde a été placée à l'extrémité du support cunéiforme, c'est-à-dire à 55 mm de la barre métallique, et

parallèlement à celle-ci. De plus, la pointe de la sonde était située 76 mm en avant du support. Les dimensions de ces pièces supportant la sonde ont été choisies pour éviter les vibrations des sondes tout en minimisant autant que possible la perturbation de l'écoulement.

3.4.1 Traitement du signal

La figure 3.15 présente un ensemble de signaux typiques recueillis par la nouvelle sonde Doppler dans la colonne à bulles à $v_{sg}=13$ cm/s (c'est-à-dire en régime hétérogène) par rapport aux signaux délivrés par une sonde optique classique. Pour cette comparaison, nous avons utilisé des fréquences d'échantillonnage similaires, d'environ quelques MHz, qui étaient suffisamment élevées pour résoudre les bouffées Doppler. Le signal de la sonde Doppler est constitué d'une succession de modulations en forme de créneaux, chacune correspondant à une bulle percée par la sonde. Le but du traitement est de déterminer le temps d'arrivée T_A , le temps de sortie T_E et le temps de résidence T_G de chaque bulle détectée (voir la figure 3.4) et, chaque fois que cela est possible, d'évaluer sa vitesse à partir de la modulation Doppler. Comme le montre la figure 3.15, ces signaux de type créneaux sont très similaires à ceux délivrés par les sondes optiques classiques. Certaines différences entre les deux sondes peuvent être remarquées concernant la présence et/ou l'amplitude des overshoots lors des transitions d'une phase à l'autre. En effet, on sait que l'ampleur des overshoots délivrés par les fibres optiques de détection de phase est étroitement liée à la forme de leur extrémité: elles sont donc sensibles aux techniques de fabrication des sondes et peuvent différer d'une sonde à l'autre. D'autre part, dans la figure 3.15-gauche, de forts overshoots se produisent à la fin des créneaux qui correspondent aux transitions gaz-liquide: ils sont tous dus à des signaux Doppler. Les histogrammes d'amplitudes correspondants sont comparés sur la figure 3.15-droite. Dans les deux cas, le pic au niveau du liquide est net (sa largeur est contrôlée par l'amplitude du bruit). Le niveau moyen du gaz est d'environ 0,75-0,8 V pour les deux sondes, avec des excursions allant jusqu'à environ 0,9 V pour la sonde classique, et jusqu'à 1,0 V pour la sonde Doppler: ces dernières sont dues aux signaux Doppler apparaissant lors des transitions gaz-liquide. La principale différence se situe au niveau de la hauteur des plateaux intermédiaires situés entre les deux pics: elle montre que la probabilité que le signal atteigne une amplitude à l'intérieur de ce plateau est nettement plus faible pour la sonde Doppler que pour la sonde classique. En d'autres termes, la probabilité que l'amplitude du signal reste intermédiaire est plus faible pour la sonde dont la longueur de latence est la plus courte. Ceci est normal car, lorsqu'une interface mouille la pointe sur une distance L_s , le signal réalise la majeure partie de sa transition du niveau liquide vers le niveau gaz. Des arguments similaires sont valables pour le processus de démouillage. Comme les amplitudes intermédiaires sont moins probables, la détection des bulles et les mesures de la fraction de vide deviennent beaucoup moins sensibles à la sélection du seuil (Cartellier [65]): cette caractéristique des sondes Doppler est confirmée et quantifiée dans ce qui suit. En raison de la forte similitude des signaux délivrés par les deux types de sondes, nous avons donc utilisé le traitement du signal développé pour les sondes op-

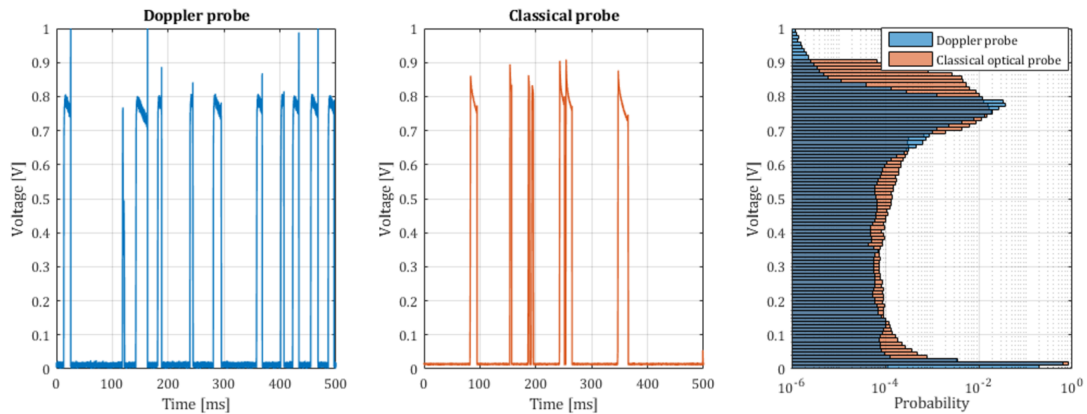


Figure 3.15 – Signaux bruts recueillis par des sondes optiques dans le même flux de bulles. À gauche: signal de la sonde Doppler ($L_S=6 \mu\text{m}$, fréquence d'échantillonnage 3,7 MHz). Au milieu: signal provenant d'une sonde optique conique ($L_S=48 \mu\text{m}$, fréquence d'échantillonnage 3.3 MHz). À droite: PDFs de tension correspondante pour les deux sondes construites sur 60 secondes.

tiques classiques et déjà testé dans diverses conditions d'écoulement (Barrau et al [66]) pour identifier les bulles successives qui frappent la sonde. Comme le signal au niveau du liquide est toujours assez stable, l'idée de base est encore une fois de considérer tout signal dépassant le bruit au niveau du liquide comme la contribution d'une inclusion de gaz. Par conséquent, la routine de détection est basée sur un seuil absolu en amplitude: ce seuil dit inférieur est généralement fixé au niveau du liquide plus la moitié de l'amplitude du bruit crête à crête. Cette routine doit être adaptée pour traiter les modulations Doppler, car ces oscillations ne doivent pas être interprétées comme des inclusions de gaz supplémentaires. Dans cette perspective, un algorithme à double seuil impliquant un seuil inférieur et un seuil supérieur en amplitude a été mis au point, comme le montre la figure 3.16: il est détaillé ci-dessous. Nous avons vu dans la section 3.2 que la dynamique d'amplitude du signal de détection de phase est fixée par le coefficient de réflexion de Fresnel R multiplié par l'intensité lumineuse I_0 injectée dans la fibre. Le niveau de liquide correspond à une sonde entièrement mouillée pour laquelle $R_{fibre/eau} \approx 0.0025$. En outre, le plateau au niveau du gaz est atteint lorsque toute la longueur de latence a été parcourue (voir figure 3.4): il correspond à $R_{fibre/eau} \approx 0,036$. La dynamique du signal s'élève donc à $0,033 I_0$. Entre-temps, et comme indiqué au point 3.2, l'amplitude des signaux Doppler lors d'une transition eau-air correspond à $0,007 I_0$, soit environ 21% de la dynamique du signal. Lors d'une transition air-eau, l'amplitude Doppler est plus importante: elle s'élève à $0,026 I_0$, soit environ 77% de la dynamique du signal. Ces estimations sont assez optimistes car nous avons supposé des incidences normales, et nous n'avons tenu compte d'aucun facteur géométrique lié à la diffusion de la lumière sur l'interface et à la collecte de la lumière en retour dans la fibre. Les amplitudes Doppler réelles devraient donc être nettement inférieures aux chiffres ci-dessus. En ce qui concerne la détection de bulles, lorsqu'un signal Doppler se produit avant la transition eau-air comme sur la figure 3.4-gauche, son amplitude maximal correspond à 21% de la

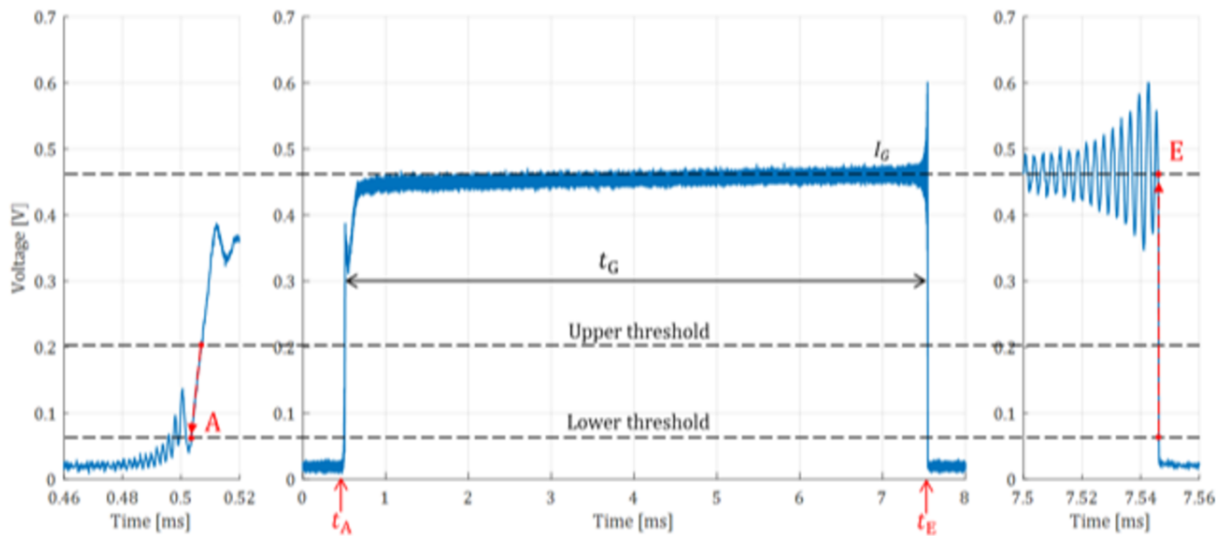


Figure 3.16 – Illustration de la routine à double seuil appliquée à un signal de pleine amplitude délivré par la sonde Doppler ($f_{sampling}= 10$ MHz). Les signatures Doppler qui se produisent avant que les transitions de phase sont agrandies dans les images de gauche et de droite.

dynamique du signal. Ainsi, fixer un seuil supérieur au-dessus de cette limite garantit la détection de l'inclusion de gaz sans interpréter les franges Doppler comme des bulles. Le temps précis d'arrivée T_A de l'inclusion de gaz est alors trouvée en remontant dans le temps jusqu'au premier événement dont l'amplitude est proche du seuil inférieur. Ce processus est représenté par la flèche rouge de la figure 3.16-gauche. Aux transitions gaz-liquide (figure 3.16-droite), l'amplitude Doppler est plus forte ($\approx 77\%$ de la dynamique du signal) mais elle n'est jamais assez grande pour atteindre le niveau du liquide. Par conséquent, le seuil supérieur ou inférieur peut être utilisé pour identifier la forte transition gaz-liquide. Pour identifier précisément le temps T_E correspondant à la sortie de la bulle, il faut remonter dans le temps jusqu'au premier événement où cette amplitude atteint le plateau de gaz. La flèche rouge de la figure 3.16-droite représente cette recherche. Ainsi, les oscillations Doppler ne sont pas prises en compte dans la détection de gaz, et chaque bulle i peut se voir attribuer son temps de séjour réel dans le gaz T_{Gi} comme étant la différence entre les temps de sortie T_E et d'entrée T_A . Cette méthode de détection de phase est bien adaptée aux signaux présentant un plateau clair au niveau du gaz, comme celui de la figure 3.16. Comme la longueur de latence de la sonde Doppler est très faible par rapport aux tailles habituelles des bulles (dans la plupart des procédés industriels, ces dernières ont généralement un diamètre supérieur à 0,5 mm), presque toutes les signatures de bulles atteignent un plateau au niveau du gaz. Pour quantifier cela, nous avons analysé en détail un enregistrement acquis dans la colonne de bulles à $v_{sg}=3,3$ cm/s. Nous avons constaté que 98,6% des signatures de bulles ont atteint le plateau au niveau du gaz.

Ce pourcentage est assez important ; il figure même parmi les chiffres les plus élevés jamais

enregistrés. En effet, pour les sondes optiques classiques ayant une plus grande longueur de latence ($\approx 30\text{-}50\mu\text{m}$), cette proportion est généralement de l'ordre de 80-90% ; elle peut atteindre 97% lorsqu'il s'agit de très grosses bulles (généralement d'une taille supérieure à 3-4 mm Raimundo et al. [20]) mais elle peut également diminuer jusqu'à 70% lorsqu'il s'agit de bulles plus petites (environ d'une taille inférieure à 2-3 mm et plus proches d'une forme sphérique, Liju et al. [67]). Soulignons également que tous les signaux présentant un plateau clair au niveau du gaz ne fournissent pas une modulation Doppler: cela est dû aux contraintes angulaires discutées dans la section 3.3.3 (voir la figure 3.10 et le texte correspondant). Les 1,4% restants de toutes les signatures recueillies par la sonde correspondent à des signaux de très faible amplitude: des exemples de ces signatures sont fournis à la figure 3.17. De tels événements se produisent lorsque l'extrémité de la sonde n'est pas complètement démouillée lors du passage d'une inclusion gazeuse. Comme pour les écoulements étudiés ici, la taille de la bulle est toujours beaucoup plus grande que la longueur de latence, toutes les signatures de bulles d'amplitude réduite correspondent à des interactions tangentiels, c'est-à-dire à de très petites cordes de l'ordre de la longueur de latence coupant des inclusions plus grandes (par exemple Cartellier [65]). Pour ces signaux d'amplitude limitée, l'entrée de gaz est détectée comme décrit ci-dessus. Pour la sortie du gaz, comme ces signaux décroissent la plupart du temps en douceur dans le temps après avoir atteint leur amplitude maximale, la sortie du gaz est généralement considérée comme étant le moment de l'occurrence du pic. Dans le cas de la sonde optique Doppler, il arrive que ces signaux de faible amplitude apportent une contribution négligeable à la fraction de vide: dans le cas présent, ils s'élèvent à $9 \cdot 10^{-5}$ en valeur absolue à comparer avec la fraction de vide moyenne d'environ 0,15 ! Deuxièmement, ces signatures de faible amplitude, qui représentent généralement jusqu'à 30-40 % de la dynamique totale du signal, ne fournissent jamais de signaux Doppler. Par conséquent, seule la fraction de ces signaux dont l'amplitude maximale reste inférieure au seuil supérieur est éliminée par le traitement. Dans l'ensemble, grâce à ces caractéristiques, les sondes Doppler sont très peu sensibles à la sélection du seuil supérieur: cette faible sensibilité sera quantifiée au point 3.4.2.1. Une fois que les bulles individuelles sont iden-

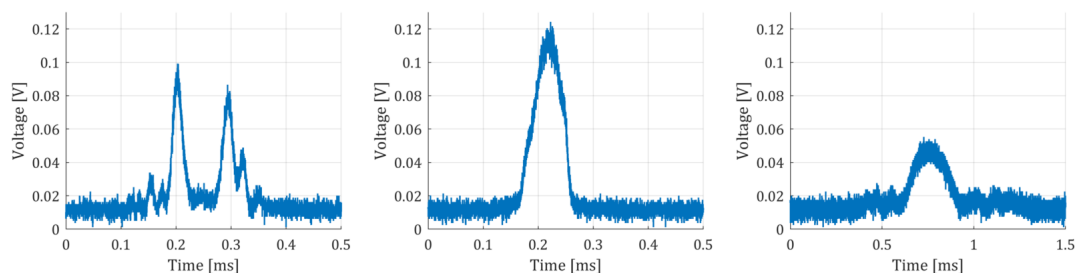


Figure 3.17 – Exemples de signaux d'amplitude partielle recueillis avec la sonde optique Doppler dans une colonne à bulles fonctionnant en régime homogène ($v_{sg}=3,3$ cm/s). Notez que leur amplitude est comprise entre 0,05 V et 0,12 V. Dans cet enregistrement, le plateau au niveau du gaz était situé à 0,35 V.

tifiées dans le signal, les bouffées Doppler doivent être détectées et caractérisées. Les signaux bruts sont numérisés à une fréquence d'échantillonnage $f_{sampling}$. Cette dernière doit être au moins deux fois (en raison du critère de Nyquist) la fréquence Doppler maximale f_{Dmax} qui correspond à la plus grande vitesse dans l'écoulement. En pratique, la fréquence d'échantillonnage est souvent fixée à cinq fois f_{Dmax} . Les signaux Doppler sont recherchés avant chaque transition d'une phase à l'autre. Cette recherche est effectuée sur une fenêtre de temps évaluée à partir d'une estimation a priori de la vitesse minimale attendue dans l'écoulement et pour un nombre de périodes donné. L'étendue de la fenêtre de recherche est également limitée par l'événement de transition précédent (soit le temps de sortie de la bulle précédente pour un Doppler survenant lors d'une transition liquide-gaz, soit le temps d'entrée de la bulle suivante pour un Doppler survenant lors d'une transition gaz-liquide). La valeur par défaut de la vitesse minimale est fixée à $f_{sampling}/500$: elle correspond à environ 1/100 de la vitesse maximale lors de l'utilisation de $f_{sampling} \approx 5f_{Dmax}$. Cette vitesse minimale définit également la plus basse fréquence Doppler f_{Dmin} pouvant être détectée. L'opérateur peut choisir une autre valeur pour la vitesse minimale, ou une valeur équivalente pour f_{Dmin} . Une transformée de Fourier est alors effectuée sur la fenêtre de travail pour identifier les bouffées Doppler potentielles dans l'intervalle de fréquence $[f_{Dmin}, f_{Dmax}]$. Pour cela, on utilise un filtre de Butterworth d'ordre 2 dont la largeur de bande à -3dB est $[f_{HP}, f_{LP}]$. Les valeurs par défaut de ce filtre passe-bande correspondent à la dynamique $[f_{Dmin}, f_{Dmax}]$, c'est-à-dire $f_{LP} = f_{sampling}/5$ pour la fréquence passe-bas et $f_{HP} = f_{sampling}/500$ pour la fréquence passe-haut. f_{LP} et f_{HP} peuvent être sélectionnés à volonté: leur impact sera examiné au point 3.4.2.2. Dans le cas d'une véritable bouffée Doppler, un maximum est trouvé dans la transformée de Fourier et sa fréquence est extraite. Pour l'analyse finale, on revient au signal temporel dans le temps. Tout d'abord, le signal brut est filtré en passe-bande autour de cette fréquence de crête à l'aide d'un filtre de Butterworth étroit d'ordre 2; la largeur de bande de -3dB est fixée à 0,2 et 1,8 fois la fréquence de crête. Cela permet d'éliminer les composantes du bruit à des hautes fréquences et de supprimer la tension de base aux basses fréquences: un exemple d'un tel signal Doppler filtré est donné à la figure 3.18. Sur ce signal temporel filtré, les franges successives sont ensuite identifiées par une recherche de maxima locaux. Une période instantanée est calculée pour chaque période k comme le temps écoulé Δt_k entre les maxima locaux successifs k et k+1. Le critère de validation est basé sur deux paramètres: le nombre de périodes successives n et leur similarité. En effet, la bouffée Doppler n'est validée que si l'on peut trouver au moins n périodes consécutives $\Delta t_k = 1/f_k$, dont les valeurs sont identiques à $\varepsilon\%$ près. ε est typiquement compris entre 5 à 20%. Une fois qu'une bouffée Doppler est validée, la vitesse de la ième bulle v_i est calculée comme suit : $v_i = \tilde{f}_i \frac{\lambda_0}{2n_{ext}}$ à partir de la fréquence

moyenne $\tilde{f}_i = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n f_{k,i}$ des n "fréquences instantanées" détectées sur la ième signature Doppler. La sélection de valeurs appropriées pour n et ε sera examinée au point 3.4.2.2. Des expériences menées sur divers écoulements à bulles ont montré que la fréquence Doppler diminue souvent de manière significative à l'approche d'une interface eau/air, peut-être en raison de l'inertie du liquide et de la déformation localisée de l'interface qui en résulte. Rappelons qu'avec les fibres

optiques standard, la déformation d'une interface eau-air est de l'ordre de 7 à 11 μm pour des vitesses comprises entre 1 et 10 m/s, comme l'ont montré Liju et al. [67]: une telle ampleur est compatible avec les observations actuelles puisque cette diminution de fréquence est généralement observée sur quelques franges (voir la figure 3.6). Pour s'en débarrasser, on recherche les n périodes successives à partir du contact de l'interface de la sonde et jusqu'à cinq périodes à l'écart du contact. En outre, tous les résultats présentés à partir de maintenant n'exploiteront que la modulation Doppler détectée aux transitions air-eau (c'est-à-dire avec $n_{ext} = 1$).

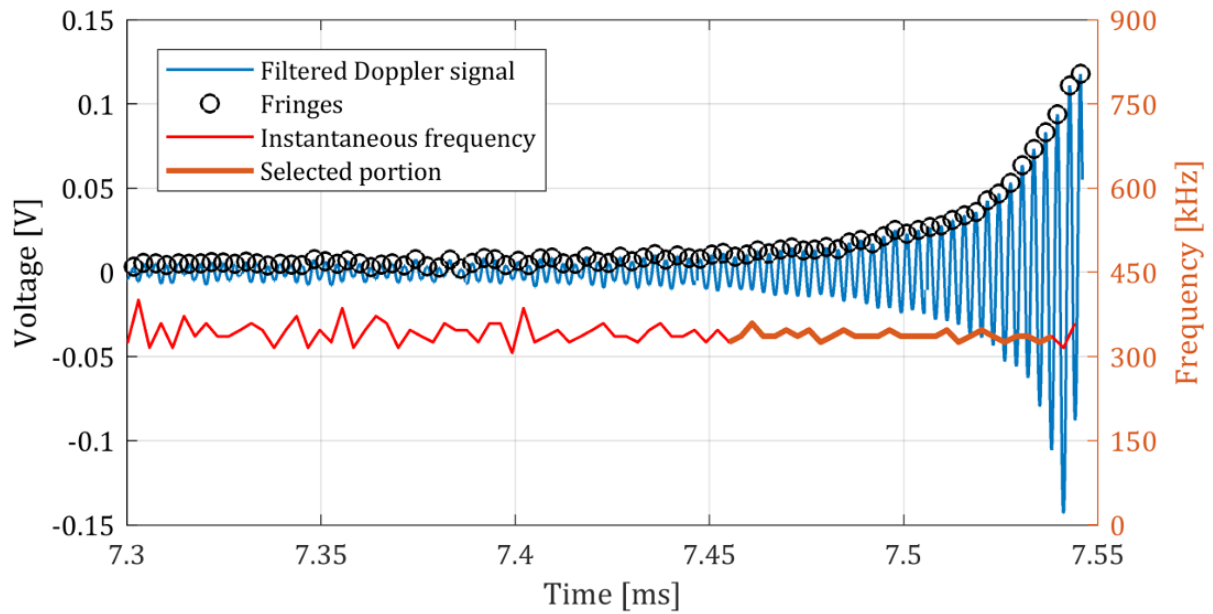


Figure 3.18 – Validation d'un signal Doppler obtenu. Pour n et ε donnés, on cherche la portion du signal répondant le mieux aux conditions imposées. Sur une bouffée Doppler filtrée en passe-bande (courbe bleue) observée avant une transition gaz-liquide, des franges sont identifiées (points noirs) et se voient attribuer une valeur de fréquence instantanée (courbe rouge). La partie en gras de cette dernière courbe correspond à $n=30$ franges consécutives et dont la période est la même dans $\pm 8\%$. La recherche de franges consécutives commence entre 0 et 5 franges à partir du contact sonde-interface: ce contact correspond à l'extrême droite du signal. La partie en gras de la courbe de fréquence qui correspond ici à 30 franges est exploitée pour calculer la fréquence moyenne puis la vitesse de la bulle.

Ainsi, l'information finale fournie par le traitement du signal comprend le temps d'arrivée et le temps de séjour de toutes les inclusions de gaz détectées, plus la vitesse pour un sous-ensemble de ces bulles. Ce sont exactement les mêmes informations que celles fournies par les sondes à fibres classiques. Par conséquent, le même post-traitement peut être appliqué pour extraire les variables d'intérêt, notamment la concentration, la densité numérique, les flux et l'aire interfaciale (Cartellier [37]). En particulier, la fraction de vide est donnée par $\alpha = \sum T_{G_i} / T_{exp}$,

où la somme prend en compte toutes les bulles détectées pendant la durée de mesure T_{exp} et où T_{Gi} est le temps de résidence du gaz de la $i^{\text{ème}}$ bulle. En outre, pour calculer le flux de gaz, une vitesse doit être attribuée à toutes les bulles, y compris celles qui n'en ont pas. Dans les flux de bulles, en raison de la grande inertie de la phase porteuse, il est habituel de s'appuyer sur une interpolation temporelle pour déterminer les vitesses manquantes (Barrau et al. [66]). Une fois cette interpolation réalisée, tous les temps de séjour du gaz peuvent être convertis en cordes ($C_i = v_i \cdot T_{Gi}$ pour la i_{me} bulle) : à partir de ces cordes, on peut déduire la distribution des tailles de bulles (sous certaines hypothèses, Cartellier [51]). En outre, le flux de gaz local est donné par $j_G = \sum_i C_i / T_{exp}$ où la somme porte à nouveau sur toutes les bulles détectées pendant T_{exp} . La densité numérique et le flux de densité numérique sont également accessibles après le traitement (Barrau [66]).

3.4.2 Fiabilité des mesures : sensibilité aux paramètres de traitement

3.4.2.1 Détection de phase : répartition de la fraction de vide et du temps de séjour du gaz

Evaluons d'abord la sensibilité de la mesure de la fraction de vide aux seuils supérieur et inférieur sélectionnés. La figure 3.19 présente l'évolution de la fraction de vide locale par rapport au seuil supérieur. La durée de la mesure a été suffisamment longue (≈ 348 secondes) pour assurer la convergence de la fraction de vide à $\pm 0,0044$ de vide (la convergence pour cette série est illustrée sur la figure 3.21). Dans cet enregistrement, le niveau du liquide était à 7 mV avec un bruit crête à crête autour du niveau du liquide d'environ 23 mV. Le niveau de gaz était d'environ 1 volt juste après le perçage et il a diminué progressivement jusqu'à sa valeur plateau (≈ 0.8 volts) en raison de l'amincissement du film liquide qui reste attaché à la pointe de la sonde. Comme le montre la figure 3.18, ces signaux ont subi de fortes hausses, jusqu'à 1,5-1,6 V, à la transition gaz-liquide. Le signal a d'abord été analysé en utilisant un seuil inférieur fixé à 25 mV (c'est-à-dire proche du minimum fixé par le bruit) et pour un seuil supérieur variant de 26 mV à 1,5 V. L'analyse a été répétée pour un seuil inférieur fixé à 55 mV (soit environ le double du minimum) et pour un seuil supérieur variant de 100 mV à 1,5 V. Comme le montre la figure 3.19, pour chacun des deux seuils inférieurs considérés, la fraction de vide est pratiquement insensible au seuil supérieur lorsque ce dernier est modifié sur une large plage. Quantitativement, la différence maximale s'élève à $1,5 \cdot 10^{-3}$ en fraction de vide absolue (c'est-à-dire moins de 0,4% en valeur relative) lorsque le seuil supérieur augmente de la tension du seuil inférieur jusqu'à 1,2 V. Notons que ces 1,2 V représentent environ 75 à 80% de la dynamique du signal. Pour un seuil supérieur à 1,2 V, de plus en plus de bulles échappent à la détection car la probabilité d'occurrence d'un dépassement diminue continuellement avec son amplitude (voir la figure 3.15), et la fraction de vide diminue nettement. En ce qui concerne le nombre de bulles détectées, il reste le même à 1% près lorsque le seuil supérieur évolue de 200 mV à 1,2 V. Au-dessus de 1,2 V, ce nombre

diminue nettement comme prévu. En dessous de 200 mV, ce nombre augmente en raison de la prise en compte d'un plus grand nombre de signaux d'amplitude partielle et aussi du fait que les modulations Doppler sont parfois interprétées comme des bulles. Le nombre de bulles détectées augmente de 10 à 20% lorsque le seuil supérieur passe en dessous de 20% de la dynamique du signal : un tel niveau correspond en effet à l'amplitude Doppler maximale. Enfin, si le seuil supérieur est fixé à sa valeur minimale (c'est-à-dire juste au-dessus du seuil inférieur, ce dernier représentant moins de 3% de la dynamique du signal), le nombre de bulles détectées augmente nettement (il est multiplié par 2 à 10): cela indique clairement que des bulles fantômes sont détectées soit à partir du bruit, soit à partir des modulations Doppler. Dans l'ensemble, la fraction de vide et le nombre de bulles détectées sont presque insensibles au seuil supérieur lorsque ce dernier est sélectionné dans un large intervalle, allant généralement de 20 % à 75-80 % de la dynamique du signal (cette dernière est définie ici entre les tensions minimales et maximales enregistrées). En outre, ces résultats sont valables pour un seuil inférieur fixé à son minimum recommandé ou au double de ce minimum: ce comportement est dû à la netteté du pic au niveau du liquide dans l'histogramme d'amplitude de la sonde Doppler, comme le montre la figure 3.15.

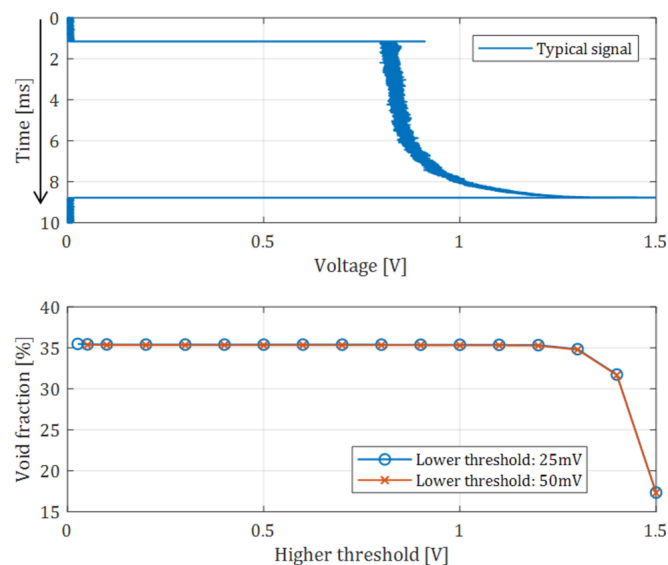


Figure 3.19 – Exemple de signature d'une bulle (en haut) et évolution de la fraction de vide mesurée par rapport au seuil supérieur pour deux valeurs du seuil inférieur (en bas). Le signal a été recueilli dans la colonne de bulles à $v_{sg} = 19,5$ cm/s et pendant 348 secondes. Caractéristiques du signal: le niveau du liquide est de 7mV, le niveau du gaz est de 1 V, l'amplitude du bruit crête à crête au niveau du liquide est de 23 mV, les overshoots atteignent 1,5 V.

Outre la fraction de vide moyen, il convient également de considérer la sensibilité de la distribution du temps de séjour du gaz en fonction de la sélection des seuils. Ces distributions ont été mesurées sur le même enregistrement et pour différents seuils supérieurs et inférieurs sont

indiquées sur la figure 3.20. Pour tous les seuils, la convergence a été bonne en raison du grand nombre d'événements considérés (au moins 42000). Les conclusions sont les mêmes que pour la fraction de vide, à savoir que toutes les distributions s'effondrent lorsque le seuil supérieur varie entre 20% et 75-80% de la dynamique du signal. Les distributions sont également insensibles à la sélection du seuil inférieur lorsque ce dernier est fixé à son minimum ou au double de ce minimum. La seule exception concerne un seuil supérieur proche de la plus grande amplitude du signal ($\approx 1,5$ volts): comme le montre la figure 3.20-gauche, la forme de la distribution est la même que les autres mais seulement environ 40% des signatures de bulles sont détectées. Par ailleurs, certaines différences entre les distributions apparaissent dans le premier cas, qui correspond à des durées de gaz dans l'intervalle $[0, 0,2 \text{ ms}]$. Nous avons déjà vu que le nombre total d'événements détectés est sensible à la sélection du seuil supérieur lorsque ce dernier descend en dessous de 20% de la dynamique du signal. Il se trouve que la grande majorité de ces changements de nombre se produisent dans le premier cas: cela est en effet compréhensible car le bruit ou les modulations Doppler ont un contenu en haute fréquence, et donc, lors de la détection, ils produisent de très petits intervalles de temps. Quant à la fraction de vide et à la fréquence d'arrivée des bulles, les statistiques sur le temps de séjour du gaz restent insensibles à la sélection des seuils supérieur et inférieur lorsque ces derniers restent dans les intervalles recommandés. Par conséquent, la fiabilité de la détection de phase par les sondes Doppler est vérifiée. En plus

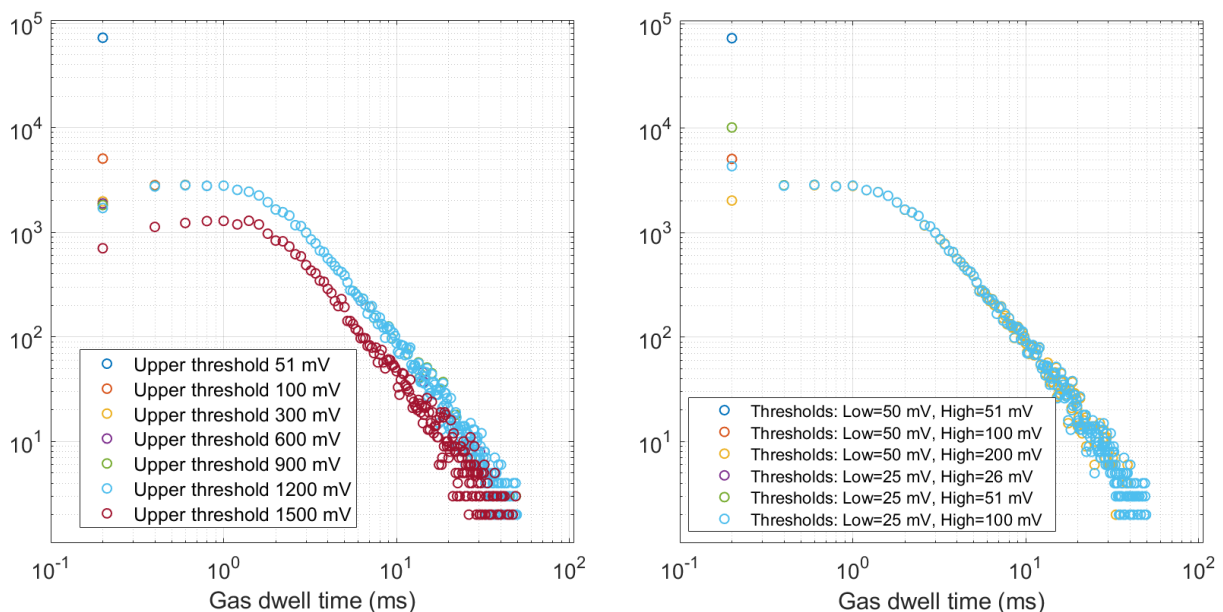


Figure 3.20 – Distributions des temps de séjour du gaz extraites du même enregistrement que celui utilisé pour la figure 3.19 pour différents seuils supérieurs et inférieurs. Sensibilité au seuil supérieur pour un seuil inférieur fixe est égale à 50 mV (à gauche). Sensibilité au seuil inférieur (fixé à 25 mV et à 50 mV) pour trois seuils supérieurs différents égaux à 1,02, 2 et 4 fois l'amplitude du seuil inférieur (droite).

de l'analyse de sensibilité ci-dessus, il convient également de tenir compte des incertitudes de mesure. Les performances des sondes optiques coniques en termes de mesure de la fraction de vide sont largement discutées dans la littérature (voir par exemple [23, 62] et les références qui s'y rapportent). Cependant, comme la longueur de latence du capteur Doppler ($=6 \mu\text{m}$) est nettement inférieure à celle des sondes classiques, nous avons saisi l'occasion pour comparer la réponse de ces deux types de sondes en ce qui concerne la détection des gaz. Pour cela, la fraction de vide a été mesurée sur l'axe de la colonne à bulles à différentes vitesses superficielles du gaz à l'aide de la sonde Doppler, puis à l'aide de la sonde classique. Cette dernière était une sonde conique multimode avec une longueur de latence de $48 \mu\text{m}$ définie entre les seuils 10% et 90% (Cartellier [36, 61]). Pour les deux sondes, la dynamique du signal était bonne (généralement de 0,4 volt pour le niveau de liquide à 1,8 volt pour le niveau de gaz) avec un rapport signal/bruit supérieur à 100. Pour la sonde Doppler, le seuil supérieur a été fixé à 70%. De longues séries de données, de 2 à 40 minutes selon les conditions d'écoulement, ont été envisagées pour assurer une bonne convergence. Dans l'ensemble du régime homogène, les fractions de vides convergées étaient stables à $\pm 6 \cdot 10^{-4}$ maximum autour du taux de vide moyen. Dans le régime hétérogène, la fraction de vide reste stable dans une fourchette maximale de $\pm 4,4 \cdot 10^{-3}$ autour de la moyenne : ce maximum a été obtenu à partir d'un enregistrement de six minutes à $v_{sg}=19,5 \text{ cm/s}$ comme le montre la figure 3.21 à gauche. Les fractions de vide locales (bien convergées) détectées par les deux sondes sont comparées figure 3.21-droite. L'accord est excellent dans le régime homogène (c'est-à-dire jusqu'à $v_{sg} \approx 4 - 5 \text{ cm/s}$) avec des différences de 0,004 de vide au maximum. Pour les v_{sg} supérieures à 10 cm/s , la différence est légèrement plus importante avec un maximum d'environ 0,02 de vide. Globalement, la différence de fraction de vide en valeur relative entre les deux capteurs est en moyenne de 3% avec un maximum de 6%.

Pour étudier plus en détail l'origine de ces petits écarts, les distributions des temps de séjour du gaz détectés par chaque sonde sont comparées sur la figure 3.22-gauche dans les régimes homogène ($v_{sg}=1,3 \text{ cm/s}$) et hétérogène ($v_{sg}=19,5 \text{ cm/s}$) respectivement. Pour les deux sondes, les signaux ont été acquis sur la même durée, à savoir 950 secondes dans le régime homogène et 350 secondes dans le régime hétérogène. Ces durées assurent une convergence satisfaisante des distributions des temps de séjour du gaz. De légères différences entre les deux sondes sont perceptibles, en particulier pour les petits temps de séjour du gaz. En régime hétérogène, le nombre d'événements détectés par la sonde Doppler dépasse le nombre vu par le capteur multimode sur toute la gamme des temps de séjour du gaz, à quelques exceptions près. Dans le régime homogène, la sonde Doppler détecte plus d'événements sur les deux premières classes (c'est-à-dire pour $T_G \approx 0,1 \text{ ms}$) alors que pour des temps de résidences T_G plus importants, la différence de comptage est soit positive soit négative, et aucune tendance claire n'apparaît dans les données. La figure 3.22-milieu fournit, pour chaque sonde, la contribution à la fraction de vide de chaque classe de temps de résidence du gaz. Là encore, les différences de contribution des deux sondes sont indiquées en noir: des différences significatives entre les distributions apparaissent sur toute la gamme des temps de séjour du gaz, ce qui indique que la différence n'est pas liée à une position relative spécifique entre la sonde et le centre de la bulle. La figure 3.22-droite fournit la fonction

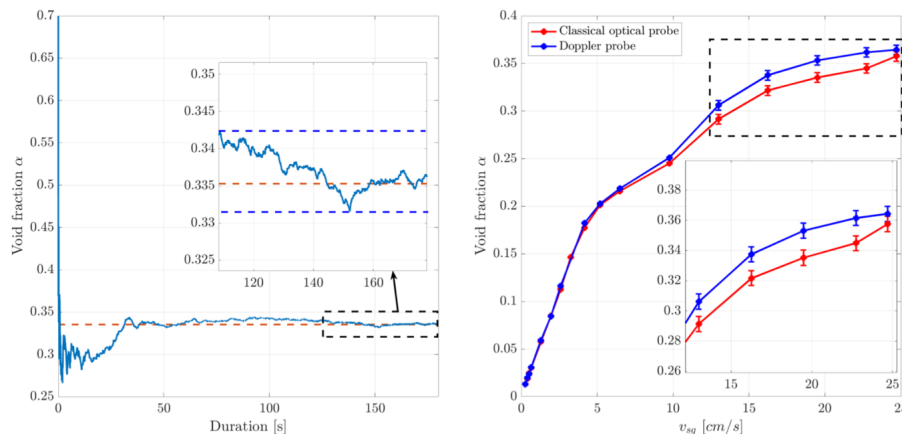


Figure 3.21 – Gauche: Illustration de la convergence de la fraction de vide locale moyenne sur l’axe de la colonne pour $v_{sg}=19,5$ cm/s et pour un enregistrement de 3 minutes (mêmes caractéristiques de signal que celles utilisées pour la figure 3.19): les fluctuations à long terme de la fraction de vide moyenne restent dans un intervalle de convergence de $\pm 0,0044$ en valeur absolue (à gauche). Droite: Fraction de vide locale sur l’axe de la colonne en fonction de la vitesse superficielle du gaz v_{sg} mesurée par la sonde Doppler et par la sonde optique classique. Les barres d’incertitude représentent les intervalles de convergence correspondants. La région de v_{sg} élevée est agrandie dans l’encart pour faciliter la lecture.

cumulative correspondante. Bien que des différences significatives entre les distributions apparaissent à de faibles temps de séjour du gaz (disons inférieurs à 1 ms), elles ne contribuent pas à la différence de la fraction de vide. Les principales contributions à la différence de la fraction de vide proviennent des temps de séjour du gaz intermédiaires (1 à 10 ms) et surtout des temps de séjour du gaz importants (10 à 50 ms). Dans l’ensemble, et comme le montre la figure 3.21, la sonde Doppler détecte un vide légèrement supérieur (et parfois égal) à celui observé par la sonde classique.

Il est intéressant d’essayer d’exploiter ces résultats pour comprendre l’origine de la différence dans les mesures de la fraction de vide à l’aide de ces deux capteurs. Comme ces deux capteurs ont le même diamètre extérieur de fibre, l’analyse de l’incertitude de détection basée sur le nombre M de Weber modifié, comme proposé par Vejrazka [62] et discuté dans la section 3.3.4, devrait conduire à la même erreur. On peut provisoirement penser que la différence observée dans les fractions de vide entre les deux sondes provient de la différence des longueurs de latence. Dans le régime homogène, et sur 949 secondes, la sonde Doppler a détecté 10422 inclusions de gaz (fréquence de détection moyenne = 11,0 Hz) alors que la sonde classique a détecté 10004 inclusions de gaz (fréquence de détection moyenne = 10,5 Hz). En régime hétérogène, la sonde Doppler a détecté 36227 inclusions de gaz en 348 secondes (fréquence de détection moyenne=104 Hz) alors que la sonde classique a détecté 32995 inclusions de gaz (fréquence de détection moyenne=95 Hz). La fréquence de détection plus élevée de la sonde Doppler est

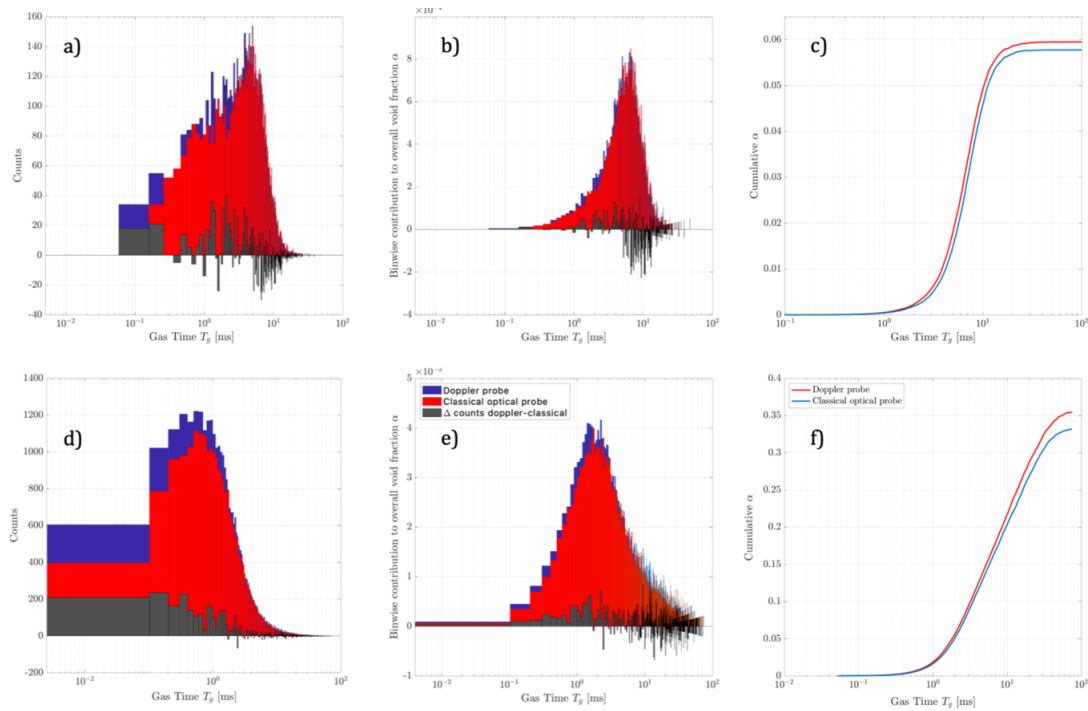


Figure 3.22 – Distribution des temps de séjour des gaz détectés par une sonde Doppler et une sonde classique. La différence entre ces deux distributions est indiquée en noir (a et b). Contributions à la fraction de vide local par classe de temps de séjour du gaz pour les deux sondes (b et e) avec la différence entre la sonde Doppler et la sonde classique indiquée en noir. Fraction de vide cumulée telle que détectée par chaque sonde en fonction du temps de séjour du gaz (c et f). La rangée supérieure (a, b et c) correspond à des conditions homogènes ($v_{sg} = 1,3 \text{ cm/s}$) et la rangée inférieure (d, e et f) à des conditions hétérogènes ($v_{sg} = 19,5 \text{ cm/s}$).

probablement due à sa plus petite longueur de latence. En effet, la longueur de latence affecte la détection des bulles d'air d'au moins trois façons. Premièrement, une sonde résoudre la fine couche de liquide entre deux bulles très proches si cette couche est plus épaisse que sa longueur de latence. Dans le cas contraire, le signal diminue à partir du niveau de gaz mais n'atteint pas le niveau de liquide. Dans ce cas, le traitement détecte une bulle au lieu de deux, et le temps de séjour du gaz de cette bulle est presque la somme des deux temps de séjour du gaz. Un tel comportement explique en partie pourquoi le nombre de bulles détectées par la sonde Doppler est, la plupart du temps, de 4 à 9% supérieur au nombre d'inclusions de gaz vues par la sonde classique. Deuxièmement, une longueur de latence plus faible permet en principe de détecter des cordes plus courtes lors du perçage d'une grande bulle. Cependant, les interactions sonde-bulle en cas d'impacts tangentiels consistent principalement en une grande déformation de l'interface et en un changement significatif de la trajectoire de la bulle (Vejrazka et al [62]). De telles interactions sont apparemment principalement régies par le diamètre extérieur de la fibre optique: la longueur de latence, qui est inférieure au diamètre de la fibre pour les sondes modernes, devrait

jouer un rôle négligeable à cet égard. Un troisième aspect doit être pris en compte. En effet, la longueur de latence étant une mesure de la résolution spatiale de la sonde, elle représente également la précision spatiale avec laquelle une interface est détectée. Pour chaque interface détectée, on s'attend à un déplacement de la position de l'interface telle que détectée par les deux sondes. Supposons que ce décalage soit de l'ordre de la différence des longueurs de latence ΔL_s , soit ici environ 42 micromètres. Pour une mesure sur une durée T_{exp} , la longueur totale L_G passée par une sonde en phase gazeuse est la somme des cordes détectées sur T_{exp} , soit $L_G = V_G \cdot T_{exp}$, où V_G désigne la vitesse moyenne de la phase. La différence entre les longueurs de gaz ΔL_G vues par les deux sondes équivaudrait donc à la différence entre les longueurs de latence ΔL_s multipliée par la fréquence de détection des bulles f_B multipliée par T_{exp} . Notons que, bien que la fréquence de détection des bulles corresponde à deux interfaces, seule la transition liquide-gaz est prise en compte ici car la déformation de l'interface aux transitions gaz-liquide est beaucoup plus faible et peut être négligée Liju et al [67]. Comparons les chiffres pour deux conditions d'écoulement sélectionnées. Dans le régime homogène à $v_{sg} = 1,3$ cm/s, on a $\alpha \approx 0,058$, $f_B \approx 10,5$ Hz et la vitesse moyenne du gaz détectée par la sonde Doppler est $V_G \approx 0,4-0,5$ m/s. La différence entre les longueurs de gaz cumulées détectées par les deux sondes ΔL_G est d'environ 0,41 mètre à comparer à la longueur totale de gaz coupée par chaque sonde $L_G = V_G T_{exp}$, soit environ 24,8 m: la différence s'élève à 1,7% en valeur relative. Cette différence est inférieure à la différence relative constatée entre les fractions moyennes de vide (cette dernière est égale à 5,3% pour ces conditions). Il est clair que l'argument de la résolution spatiale ne contribue qu'à une fraction de la différence entre les réponses des deux sondes. La même conclusion s'applique au régime hétérogène. À $v_{sg} = 19,5$ cm/s, on a $T_{exp} = 348$ s, $\alpha \approx 0,34$, $f_B \approx 100$ Hz et la vitesse moyenne du gaz est $V_G \approx 1$ m/s selon la sonde Doppler. Ainsi, la différence entre les longueurs de gaz détectées par les deux sondes ΔL_G est de 1,52 mètres, à comparer avec $L_G = V_G \cdot T_{exp} = 118,3$ m. La différence relative entre les deux sondes pour les longueurs de gaz cumulées est d'environ 1,2%: là encore, c'est moins que la différence relative des fractions de vide moyennes qui est égale à 6,6% dans ces conditions d'écoulement. Il convient de noter que les estimations ci-dessus reposent sur l'hypothèse que chaque impact apporte la même contribution à la fraction de vide. Si c'est le cas, on devrait observer une différence dans les fractions de vide telles que détectées par les deux sondes, plutôt uniformément réparties sur toutes les classes de temps de séjour du gaz. La figure 3.21 montre que ce n'est pas le cas. Même pour les plus grands temps de séjour du gaz qui correspondent à un impact sur le diamètre d'une bulle, la différence entre les réponses des deux sondes est plus chaotique que régulière. Ainsi, et bien que, la plupart du temps, la sonde Doppler détecte plus d'événements que la sonde classique dans les deux régimes, les valeurs ci-dessus indiquent que la différence entre les fractions de vide détectées par les deux sondes n'est pas seulement liée à la question de la résolution spatiale. La différence observée dans leurs réponses provient peut-être d'impacts tangentiels qui sont connus pour apporter des distorsions significatives dans les distributions de temps de séjour du gaz en raison de la déformation complexe de l'interface et du changement de trajectoire (Vejrazka et al. [62]). Cette discussion montre qu'il n'est pas simple de corrélérer la précision de la fraction de vide avec la

valeur de la longueur de latence, et des recherches supplémentaires sont nécessaires pour identifier l'origine de la différence de la fraction de vide telle que détectée par les deux capteurs. Cependant, cette différence observée reste faible, et on peut conclure sans risque que le nouveau capteur Doppler est tout à fait fiable en termes de détection de la phase gazeuse.

3.4.2.2 Mesures de vitesses de bulles

La capacité de détection de phase du capteur Doppler a été examinée dans la section précédente. Nous examinons maintenant sa capacité en terme de détection de la vitesse et nous analysons également la sensibilité des mesures de vitesse aux paramètres de traitement. Rappelons tout d'abord qu'une sonde orientée à 180° par rapport à la direction du flux ne délivre aucune mesure de vitesse d'interface. Au contraire, cette sonde Doppler ne détecte que les inclusions à vitesse positive, une situation correspondant à des inclusions s'approchant de la tête de la sonde. De plus, selon la figure 3.10, l'inclinaison des trajectoires de bulles admissibles par rapport à l'axe optique est contrôlée par le nombre n de périodes Doppler successives considérées: pour $n=20$, cet intervalle angulaire est de $\pm 30^\circ$. En plus de ces caractéristiques, il arrive que les signaux Doppler ne soient pas observés sur les signaux d'amplitude partielle. En effet, les signaux d'amplitude partielle proviennent de bulles hors axe qui roulent autour de la pointe de la sonde. De telles situations impliquent de fortes déformations de l'interface et également de grandes inclinaisons de l'interface par rapport à l'axe optique, et nous avons vu au point 3.3.3, que dès que cette inclinaison dépasse $\pm 15^\circ$ pour une transition air-eau, aucun signal Doppler ne peut être formé. Par conséquent, les modulations Doppler et (potentiellement) la mesure de la vitesse ne sont disponibles que pour les signaux présentant un plateau clair au niveau du gaz. Concernant la sensibilité des mesures de vitesse aux paramètres de traitement, commençons par le nombre n de périodes Doppler successives qui sont analysées, et la stabilité de la période Doppler quantifiée par l'écart maximum (en %) autorisé sur ces n périodes. Pour cette analyse de sensibilité, deux vitesses superficielles ont été considérées, 1,3 cm/s qui correspond au régime homogène et 16,25 cm/s qui correspond au régime hétérogène. Les enregistrements ont été suffisamment longs pour assurer une convergence satisfaisante: dans le régime homogène (respectivement hétérogène), 9315 (respectivement 9143) bulles ont été détectées sur une durée d'acquisition d'environ 837 secondes (respectivement 95 secondes). Les conditions de mesure étaient celles indiquées dans le tableau 3.2. Notons que la limite inférieure de la bande de fréquence du filtre a été fixée à 140 kHz: la sensibilité à ce paramètre est examinée à la fin de la section.

De plus, les mesures de vitesse ne sont disponibles que pour une fraction des bulles détectées. Pour cette analyse de sensibilité, nous considérons les statistiques construites sur l'ensemble des vitesses détectées sans introduire aucun schéma d'interpolation pour évaluer les données de vitesse manquantes. Cette analyse de sensibilité a été effectuée sur la vitesse moyenne de la bulle et sur son écart-type pour un nombre de périodes allant de 10 à 100 et pour un écart

3.4. Traitement du signal, sensibilité aux paramètres de traitement et performances des capteurs

87

Table 3.2 – Conditions de mesure exploitées pour étudier la sensibilité des mesures de vitesse aux paramètres de traitement. Le seuil supérieur a été fixé à 65% (colonne de droite) et à 72% (colonne de gauche) de la dynamique du signal.

Condition de mesures	Homogène $v_{sg}=1.3$ cm/s	Hétérogène $v_{sg}=16.25$ cm/s
Niveau Liquide	10 mV	10 mV
Niveau Gaz	0.86 V	1.02 V
Amplitude pic à pic du bruit au niveau liquide	10 mV	15 mV
Amplitude pic à pic du bruit au au niveau gaz	50 mV	50 mV
Seuil bas de détection	50 mV	50 mV
Seuil haut de détection	0.56 V	0.68 V
Fréquence d'acquisition	62.5 MHz	62.5 MHz
Fréquence passe-haut f_{HP} - Fréquence passe-bas f_{LP}	140 kHz - 2137 kHz	140 kHz - 6250 kHz
Dynamique f_{LP}/f_{HP}	15.3	44.6

maximum entre les périodes dans l'intervalle de 2 à 25 %. Le tableau représenté sur la figure 3.23 (respectivement le tableau représenté sur la figure 3.24) correspond à un régime homogène (respectivement hétérogène). Les valeurs de référence sont définies pour $n=20$ et $\varepsilon=10\%$: ces paramètres de traitement correspondent aux valeurs standard utilisées dans les techniques de comptage développées pour la vélocimétrie laser Doppler. Dans les tableaux 3.23 et 3.24, l'écart est codé par couleur: les données blanches sont à $\pm 5\%$ de la référence, les données grises sont à $\pm 10\%$ et les données gris foncé correspondent à des écarts supérieurs à $\pm 10\%$. Globalement, quelles que soient les conditions d'écoulement ou la variable considérée, il existe toujours une gamme importante de paramètres de traitement pour lesquels les mesures restent pratiquement les mêmes. En effet, dans le régime homogène, la vitesse moyenne des bulles reste identique à $\pm 5\%$ pour ε allant de 2 à 15% et pour n variant entre 10 et 100 périodes. En régime hétérogène, des écarts sur la vitesse moyenne inférieurs à $\pm 5\%$ sont observés pour ε allant de 10 et 20% et pour n de 20 à 75 franges. Sans surprise, la sensibilité aux paramètres de traitement est plus importante en régime hétérogène qu'en régime homogène en raison de la plus forte variabilité des formes et des trajectoires des bulles dans les précédentes conditions d'écoulement. Des résultats similaires sont obtenus sur l'écart-type de la vitesse à la fois dans le régime homogène et dans le régime hétérogène, mais sur des intervalles légèrement réduits pour n et pour ε . Ainsi, des mesures fidèles sont assurées à condition que n et ε restent dans les intervalles mentionnés ci-dessus. Il convient également de souligner que les écarts importants, par exemple supérieurs à 15-20%, ne se produisent que pour les valeurs extrêmes de n et ε . Cela se produit lorsque ε est trop faible ($\leq 2\%$), ce qui entraîne une sélection trop stricte des signaux Doppler "parfaitement stables", ou lorsque ε est trop important ($\geq 25\%$), auquel cas le bruit dans le signal est plus facilement interprété comme des signatures Doppler. Cela se produit également lorsque n devient inférieur à 20: dans ce cas, la recherche de signaux Doppler courts favorise la validation du bruit (voir

la discussion sur les pdfs de vitesse). Les pires cas sont enregistrés pour un petit nombre de périodes ($n=10$) et pour ε dans la partie supérieure de sa plage (c'est-à-dire $\approx 20-25\%$) : l'écart augmente jusqu'à 30-60% pour la vitesse moyenne et il peut dépasser 100% pour l'écart-type.

$$\langle V_G \rangle$$

ε n	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	0.56	0.49	0.45	0.44	0.44	0.44
20	0.47	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44
30	0.45	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44
40	0.45	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44
50	0.45	0.44	0.44	0.44	0.44	0.45
75	0.45	0.44	0.44	0.44	0.44	0.43
100	0.44	0.44	0.44	0.44	0.45	0.43

ε n	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	25.68	10.30	1.45	0.23	0.51	0.61
20	6.86	0.63	0.06	0.00	0.18	0.76
30	2.21	0.49	0.36	0.34	0.39	0.07
40	1.26	0.29	0.10	0.09	0.35	0.06
50	0.90	0.31	0.02	0.03	0.53	1.36
75	0.85	0.31	0.39	0.41	0.54	1.78
100	0.45	0.33	0.57	0.26	1.21	1.61

$$V_G'$$

ε n	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	0.46	0.32	0.19	0.15	0.15	0.14
20	0.27	0.16	0.15	0.15	0.15	0.14
30	0.18	0.15	0.15	0.15	0.14	0.14
40	0.16	0.15	0.15	0.14	0.14	0.14
50	0.15	0.14	0.14	0.14	0.14	0.13
75	0.15	0.15	0.14	0.14	0.14	0.12
100	0.15	0.14	0.14	0.14	0.14	0.13

ε n	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	215.36	118.91	27.90	3.64	0.53	1.49
20	84.38	8.26	0.05	0.00	0.24	3.30
30	23.36	0.05	0.17	0.17	1.53	6.03
40	11.08	0.57	0.58	0.86	1.67	6.56
50	3.45	0.62	0.98	1.29	2.57	9.67
75	0.11	0.07	1.34	1.60	5.77	14.62
100	0.25	1.22	2.39	3.84	6.68	10.88

Figure 3.23 – Tableau de sensibilité des moyennes et des écart-types de vitesses par rapport à n et ε en régime homogène. Pour chaque variable statistique, nous avons sur le tableau du haut les valeurs de celle-ci pour chaque paramètre. Le tableau du bas correspond aux écarts (%) par rapport à la valeur de référence choisie ($n=20$ et $\varepsilon=10\%$). Si la cellule du tableau est blanche alors celle-ci présente un écart inférieur à 5 %. Si l'écart est incluse entre 5 et 10%, la cellule sera gris clair. Enfin lorsque cet écart est supérieur à 10%, la cellule est gris foncé.

$\langle V_G \rangle$

$\frac{\epsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	1.92	1.54	1.28	1.21	1.17	1.01
20	1.55	1.25	1.21	1.20	1.16	0.95
30	1.37	1.22	1.20	1.19	1.13	0.92
40	1.30	1.19	1.18	1.15	1.12	0.93
50	1.22	1.18	1.16	1.16	1.13	0.93
75	1.20	1.17	1.15	1.15	1.12	0.86
100	1.20	1.15	1.13	1.13	1.13	0.84

$\frac{\epsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	60.03	28.64	6.33	0.67	2.17	16.15
20	29.09	4.46	0.88	0.00	3.02	20.82
30	14.41	1.51	0.07	0.64	5.63	23.57
40	7.99	0.57	1.73	4.09	6.30	22.10
50	1.82	1.42	2.91	3.39	6.21	22.48
75	0.19	2.48	3.81	4.19	6.69	28.72
100	0.07	3.97	5.46	5.97	5.81	29.85

V_G'

$\frac{\epsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	1.734	1.343	0.866	0.688	0.626	0.482
20	1.34	0.79	0.68	0.65	0.63	0.42
30	1.07	0.72	0.68	0.65	0.61	0.37
40	0.92	0.69	0.67	0.64	0.59	0.36
50	0.77	0.69	0.67	0.64	0.58	0.33
75	0.73	0.66	0.65	0.62	0.55	0.28
100	0.73	0.67	0.64	0.60	0.56	0.28

$\frac{\epsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	166.48	106.40	33.09	5.64	3.74	25.95
20	106.28	21.88	4.49	0.00	3.81	35.69
30	64.07	11.26	4.50	0.60	6.98	42.60
40	41.91	6.56	2.23	1.49	9.06	44.49
50	18.58	5.71	2.39	2.26	11.59	48.82
75	11.88	2.07	0.10	4.21	14.86	56.64
100	12.23	3.38	0.94	7.86	14.31	56.75

Figure 3.24 – Tableau de sensibilité des moyennes et des écart-types de vitesses par rapport à n et ϵ en régime hétérogène. Pour chaque variable statistique, nous avons en haut les valeurs de celle-ci pour chaque paramètre. Le tableau du bas correspond aux écarts (%) par rapport à la valeur de référence choisie ($n=20$ et $\epsilon=10\%$). La règle sur le code couleur est la même que celle de la figure 3.23.

Sur les mêmes enregistrements, nous avons également évalué le taux de validation qui correspond à la fraction de bulles détectées pour lesquelles des informations sur la vitesse sont directement disponibles. C'est une grandeur importante à considérer, notamment pour effectuer des mesures de flux. Le taux de validation est illustré sur la figure 3.25 en fonction des paramètres

de traitement n et ε (les autres caractéristiques du signal et/ou du traitement correspondent à celles indiquées dans le tableau 3.2). Le taux de validation diminue de manière monotone avec le nombre de périodes, c'est-à-dire en augmentant la durée minimale requise des bouffées Doppler. En outre, quel que soit n , le taux de validation n'est pratiquement pas affecté par ε entre 10 et 20 %. Cependant, il chute radicalement lorsque la stabilité de la période Doppler est imposée à 5% ou plus. Ces tendances sont similaires à celles observées dans la réponse de la LDV (Durst [68]). Comme nous avons cherché à maximiser le taux de validation tout en assurant une bonne fidélité, la sélection de $n=20$ périodes avec $\varepsilon=10\%$ pour le traitement semble être un choix optimal. Pour de telles valeurs des paramètres de traitement, le taux de validation atteint environ 66% dans des conditions homogènes. Il diminue légèrement, jusqu'à environ 50% dans des conditions hétérogènes, probablement en raison des trajectoires complexes des bulles présentes dans cette dernière situation. Rappelons que tous les résultats présentés dans cette section correspondent à une sonde dirigée vers le bas, c'est-à-dire qui ne détecte que les bulles se déplaçant vers le haut. La détection de bulles s'écoulant vers le bas sera examinée par la suite.

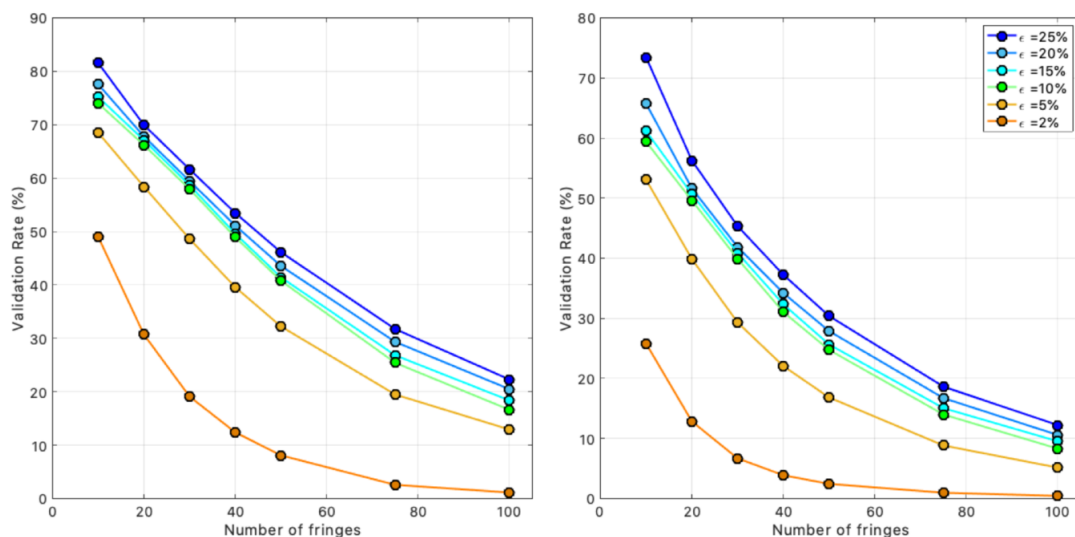


Figure 3.25 – Taux de validation de la vitesse en pourcentage par rapport au nombre n de périodes Doppler pour diverses valeurs de l'écart maximal entre les périodes (ε est indiqué en pourcentage dans la légende), pour les signaux acquis sur l'axe de la colonne dans le régime homogène ($v_{sg}=1,3$ cm/s, à gauche) et dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s, à droite) - caractéristiques du signal comme indiqué dans le tableau 3.2.

Jusqu'à présent, l'analyse de sensibilité s'est concentrée sur deux aspects des distributions de vitesse, et il est intéressant de comparer les distributions de vitesse elles-mêmes. Celles-ci sont données sur une gamme significative des paramètres de traitement n et ε sur la figure 3.26 pour le régime homogène, et sur la figure 3.27 pour le régime hétérogène. Dans la partie gauche des figures 3.26 et 3.27, ε est fixée à 10 % et le nombre de périodes successives évolue de 10 à

100. Comme, pour une durée d'enregistrement donnée, le nombre de vitesses détectées diminue sensiblement avec n (voir figure 3.25), les distributions sont plus lisses pour les faibles n . Pour la même raison, la dynamique des pdfs augmente lorsque n diminue: elle atteint 2,5 décades pour $n=10$. Ces tendances se maintiennent aussi bien dans le régime hétérogène que dans le régime homogène, le nombre total de bulles détectées étant presque le même dans les deux cas. En dehors de ces effets, toutes les distributions de vitesse pour un régime donné se trouvent être presque identiques lorsqu'on fait varier le nombre de périodes. Dans la partie droite des figures 3.26 et 3.27, le nombre de périodes successives est fixé à 20 et la déviation maximale ε évolue de 2 % à 25 %. Là encore, toutes les distributions se superposent raisonnablement bien pour un régime donné, à l'exception de l'apparition d'une probabilité finie de détecter les grandes vitesses lorsque ε dépasse 20 %. Ces vitesses se situent dans l'intervalle 2-3 m/s en condition homogène (courbe rouge) et dans l'intervalle 4-7 m/s en condition hétérogène (courbes marron et rouge): elles sont bien au-delà de l'ensemble principal des vitesses détectées. En fait, ces vitesses élevées correspondent à la validation du bruit en tant que signaux Doppler. Pour montrer cela, examinons sur la figure 3.28 l'amplitude normalisée de la transformée de Fourier des signaux bruts correspondant à chaque vitesse détectée. Il arrive qu'au fur et à mesure que l'on augmente la vitesse, une deuxième population de données se présente, qui se distingue nettement de la première population enregistrée à faible ε . Les vitesses détectées dans cette deuxième population sont toujours supérieures à celles de la première. De plus, l'amplitude maximale de leur transformée de Fourier est soit inférieure à celle de la première population (figure 3.28 pour le cas homogène), soit comparable aux plus petites amplitudes observées sur la première population (figure 3.28 pour le cas hétérogène). En revenant aux signaux bruts correspondants, il apparaît clairement que cette deuxième série provient de bruits indûment validés comme des bouffées Doppler. En effet, la figure 3.29 compare les signaux Doppler relatifs à chacune des deux populations: ces signaux correspondent aux événements situés aux extrémités des flèches de la figure 3.28. Dans chaque régime homogène ou hétérogène, ces signaux ont des amplitudes similaires pour leurs pics de FFT, mais les formes de leurs FFT sont très différentes. Pour les signaux relatifs à la première population, comme l'illustre la colonne de gauche de la figure 3.28, leurs FFT ont un maximum clair, et une mesure de la vitesse est effectuée avec succès aussi bien que ε est grand ($\approx 10\%$) que quand ε est petit ($\approx 10\%$). Ces signaux fournissent des données valables sur la vitesse des bulles. Les signaux de la deuxième population sont illustrés dans la colonne de droite de la figure 3.29: leurs FFT ont un large maximum, et une mesure de la vitesse n'est disponible que lorsque ε est suffisamment grand (disons environ 20-25%). Ils disparaissent des statistiques lorsque ε devient plus petit, généralement autour de $\approx 10\%$. Ces signaux fournissent des données erronées sur la vitesse de la bulle. Ces signaux de la deuxième série sont donc responsables du pic secondaire apparaissant dans les pdfs de vitesse (figure 3.26 et 3.27), ainsi que des énormes écarts observés dans les tableaux 3.23 et 3.24 lorsque n est petit et ε est grand. En conclusion de l'analyse de sensibilité ci-dessus, la gamme recommandée de paramètres de traitement correspond à $10\% \leq \varepsilon \leq 15\%$ et $n=20$. Cette gamme assure une faible ($\approx 5\%$) incertitude relative sur la vitesse moyenne et sur son écart-type ainsi qu'une assez bonne

reproductibilité des pdfs de vitesse avec un taux de validation optimisé.

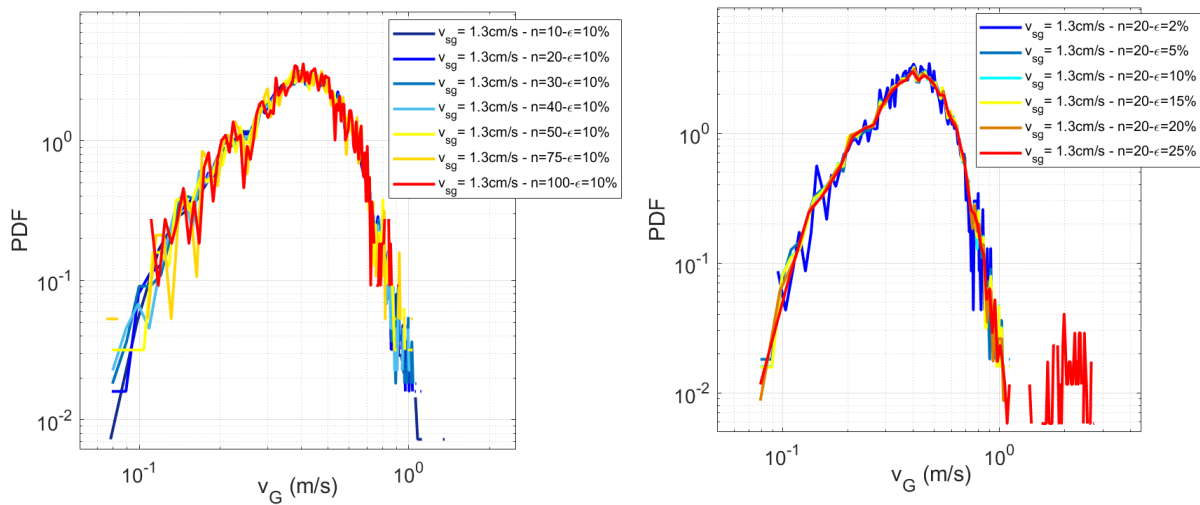


Figure 3.26 – Évolution des distributions des vitesses détectées en fonction des paramètres de traitement n et ε en régime homogène ($v_{sg}=1,3$ cm/s). Gauche: Impact du nombre de périodes n de 10 à 100 pour un écart autorisé fixe $\varepsilon=10\%$. Droite: Impact de l'écart autorisé ε de 2% à 25% pour un nombre fixe de périodes $n=20$ - Caractéristiques du signal comme indiqué dans le tableau 3.2.

Après avoir défini les paramètres n et ε utilisés pour la validation de la vitesse, il est intéressant de revenir sur la réponse du système au filtre passe-bande $[f_{HP}; f_{LP}]$. Comme déjà mentionné, les valeurs par défaut sont $f_{HP}=f_{sampling}/500$ et $f_{LP}=f_{sampling}/5$: ces paramètres correspondent à une dynamique en fréquence de 100. Pourtant, nous venons de voir que, dans certaines circonstances, certains bruits peuvent être validés comme des modulations Doppler entraînant des données de vitesse incorrectes. Il est donc intéressant d'examiner la sensibilité des mesures de vitesse au choix fait sur f_{HP} et sur f_{LP} . Commençons par la limite supérieure de la vitesse qui est contrôlée par la fréquence passe-bas f_{LP} . L'évolution de la vitesse pdf lors du changement de f_{LP} est illustrée par la figure 3.30 pour le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s). La principale caractéristique est que l'augmentation de f_{LP} de 6,2 à 24 MHz ne modifie pas le comportement global de la queue de la PDF à grande vitesse. Plus précisément, la vitesse maximale est correctement détectée lorsque la fréquence du filtre passe-bas f_{LP} est supérieure à environ 0,8 fois la fréquence Doppler la plus élevée de l'enregistrement (le fait que ce coefficient de 0,8 soit légèrement inférieur à l'unité est dû à la forme du filtre). Des observations et conclusions similaires sont valables pour le régime homogène. À ce stade, il est intéressant de commenter les valeurs extrêmes de la vitesse mesurée. Sur un enregistrement comprenant 4500 mesures de vitesse valables en conditions hétérogènes, deux données sont à environ 7m/s. Si l'on met ces données à part, la vitesse suivante la plus élevée détectée tombe à environ 5m/s, une valeur qui correspond à la limite visuelle des queues de la pdf illustrée à la figure 3.30. Nous avons

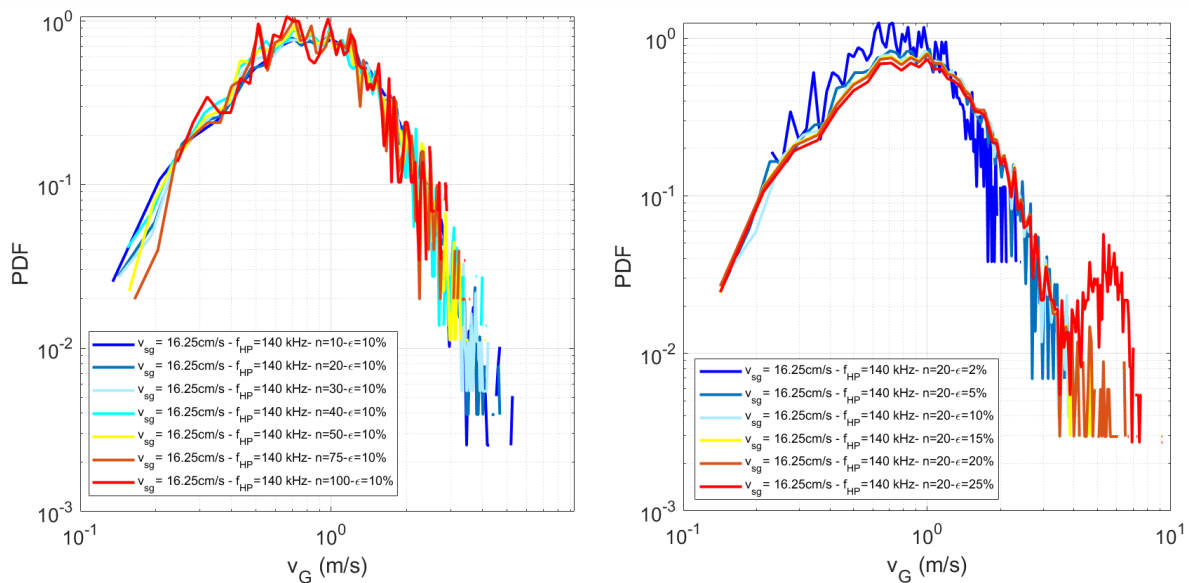


Figure 3.27 – Évolution des distributions des vitesses détectées en fonction des paramètres de traitement n et ϵ en régime hétérogène ($v_{sg} = 16,25$ cm/s). Gauche: Impact du nombre de périodes n de 10 à 100 pour un écart autorisé fixe $\epsilon = 10\%$. Droite: Impact de l'écart autorisé ϵ de 2% à 25% pour un nombre fixe de périodes $n = 20$ - Caractéristiques du signal comme indiqué dans le tableau 3.2.

vérifié que les deux données autour de 7 m/s correspondent bien à des signaux Doppler de bonne qualité et donc, qu'il ne s'agit pas d'artefacts. Il semble étrange de détecter des vitesses près de 10 fois supérieures à la moyenne. Il est probable que de tels événements proviennent d'une déformation interfaciale localisée qui peut se produire, par exemple, à cause de l'oscillation de la forme d'une bulle ou lors d'un événement de coalescence isolé. Dans de tels cas, la vitesse mesurée est fixée par la vitesse de déplacement de l'interface géométrique da/dt comme discuté dans la section 3.3.2, et cette dernière peut en effet être assez importante lorsque sa dynamique est contrôlée par l'inertie et la tension de surface et lorsqu'elle implique une petite masse de liquide. Dans le régime homogène, nous avons également observé des événements rares mais les vitesses maximales enregistrées restent beaucoup plus modérées, environ deux fois la moyenne. Par conséquent, ces dernières données de vitesse élevée pourraient bien représenter des vitesses de translation de bulles au lieu de déplacements interfaciaux localisés et rapides.

Concernant maintenant la limite inférieure de vitesse, la figure 3.31 compare la vitesse pdfs lors du changement de la fréquence passe-haut f_{HP} , tous les autres paramètres étant les mêmes (ici le filtre passe-bas a été réglé à 6,25 MHz). Sans surprise, les vitesses les plus basses disparaissent progressivement de la pdfs à mesure que la f_{HP} augmente. Les coupures nettes qui apparaissent sur la figure 3.31 correspondent à une fréquence proche de $\approx 0.8-0.9$ fois f_{HP} , en accord avec les caractéristiques du filtre de Butterworth. Lorsque la fréquence passe-haut f_{HP} devient inférieure à environ 20 - 30 kHz, la queue à faible vitesse de la pdfs devient presque in-

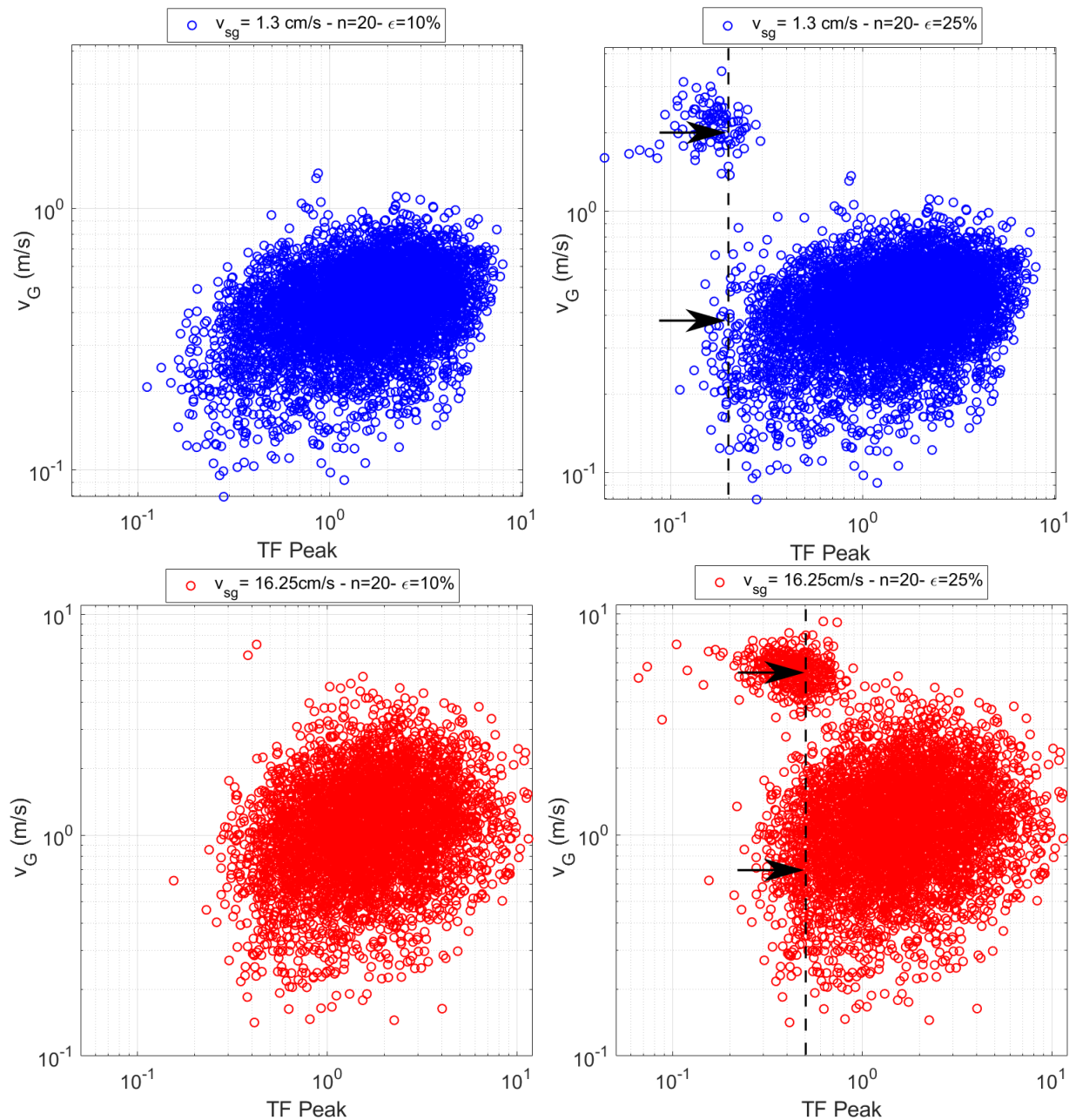


Figure 3.28 – Vitesse détectée en fonction de l’amplitude normalisée du pic de la transformée de Fourier lorsque ϵ passe de 10% (colonne de gauche) à 25% (colonne de droite), tous les autres paramètres étant maintenus constants ($n=20$, caractéristiques du signal comme dans le tableau 3.2). La ligne supérieure correspond au régime homogène ($v_{sg} = 1,3 \text{ cm/s}$). La ligne inférieure correspond au régime hétérogène ($v_{sg} = 16,25 \text{ cm/s}$). Les flèches indiquent l’emplacement dans le plan (v_g , TF peak) des signaux présentés sur la Figure 3.29.

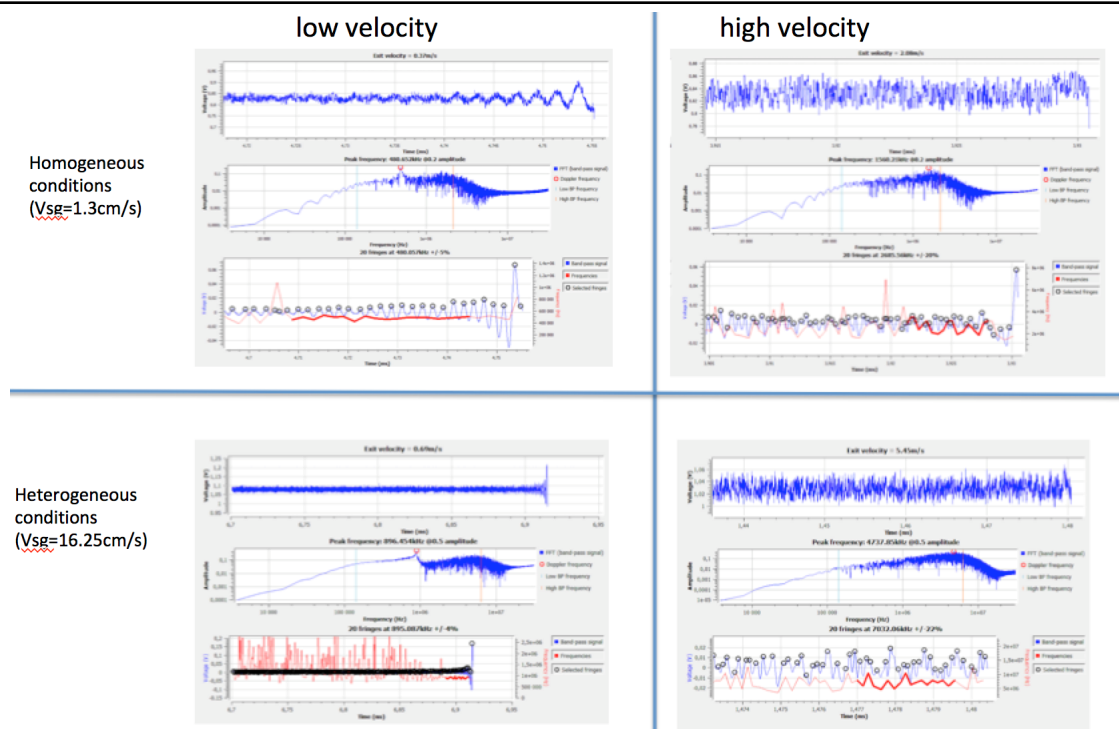


Figure 3.29 – Exemples de signaux bruts avant la transition gaz-liquide, de leur FFT et de leur étape de traitement final après filtrage adaptatif pour les événements localisés par les flèches de la figure 3.28. Rangée du haut: régime homogène, Rangée du bas: régime hétérogène. Les signaux de la colonne de gauche présentent un net maximum de leur FFT: ils fournissent une mesure valable de la vitesse de la bulle lorsque ϵ est fixé à 10% ou plus: Les signaux de la colonne de droite proviennent du bruit: ils présentent un large maximum dans leur FFT, et ils ne sont pas validés pour $\epsilon=10\%$. Cependant, ils fournissent une donnée de vitesse incorrecte si ϵ est fixé à 25% ($n=20$, caractéristiques du signal comme dans le tableau 3.2).

sensible à la f_{HP} . Dans ce cas, la vitesse minimale détectée n'est plus contrôlée par la seule f_{HP} : elle devient une fonction de la gamme dynamique de fréquence. Cette affirmation est également confirmée par la figure 3.30 où la f_{HP} est fixe et la f_{LP} variable: les données à faible vitesse sont mieux détectées lorsque la f_{LP} est la plus petite, c'est-à-dire lorsque la dynamique des filtres f_{LP}/f_{HP} n'est pas trop grande, sinon les signaux à faible vitesse deviennent trop bruyants et ne sont pas validés. Pour quantifier ce comportement, nous avons examiné comment les valeurs maximale (V_{max}) et minimale (V_{min}) de la vitesse détectée par la sonde ainsi que la dynamique de vitesse mesurée $DR_{measured} = V_{max}/V_{min}$ évoluent en fonction des deux paramètres de fréquence clés, à savoir i) le rapport du filtre passe-bas f_{LP} à la fréquence Doppler maximale f_{Dmax} dans l'enregistrement (selon l'équation 3.1, f_{Dmax} est fixé par V_{max}), et ii) la plage dynamique du filtre dénommée $DR_{filter} = f_{LP}/f_{HP}$ par rapport à la plage dynamique réelle dans le signal. Le but étant de déterminer dans quelles circonstances le traitement est capable de récupérer le contenu réel du signal, nous avons normalisé les grandeurs mesurées par leurs valeurs réelles (in-

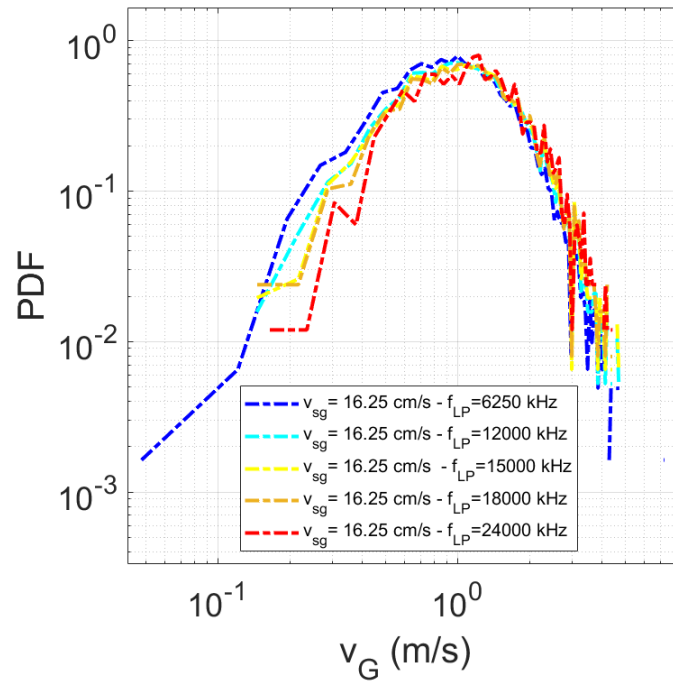


Figure 3.30 – Évolution de la vitesse détectée pdfs dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s) avec la fréquence passe-bas f_{LP} du filtre passe-bande, tous les autres paramètres étant maintenus constants ($f_{HP}=30$ kHz, $n=20$, $\varepsilon=10\%$, caractéristiques du signal comme dans le tableau 3.2).

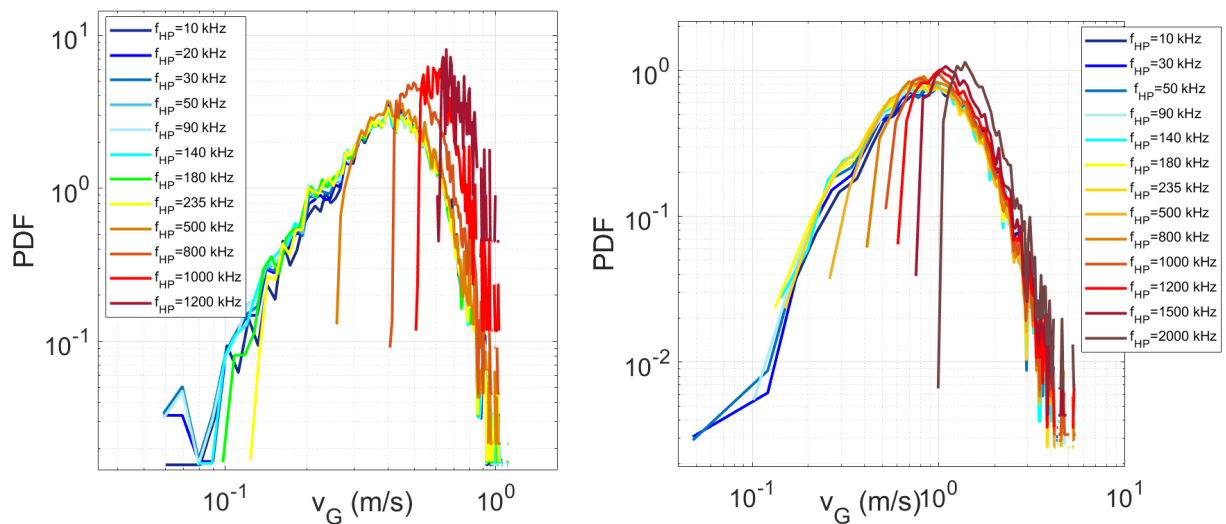


Figure 3.31 – Évolution des distributions de vitesse détectées avec la fréquence de coupure du filtre passe-haut (pour des paramètres de traitement fixes $n=20$ et $\varepsilon=10\%$). À gauche: régime homogène, $v_{sg}=1,3$ cm/s. À Droite: régime hétérogène, $v_{sg}=16,25$ cm/s.

dépendamment des paramètres de traitement), à savoir V_{max0} pour la vitesse maximale et V_{min0} pour la vitesse minimale. De même, nous avons introduit la dynamique de la vitesse réelle dans le signal $DR_0 = V_{max0}/V_{min0}$, qui est également égale à la dynamique dans les fréquences Doppler puisque $DR_0 = V_{max0}/V_{min0} = f_{Dmax}/f_{Dmin}$. Notons que pour ces estimations de vitesse, 0,1% (1/1000) des données de vitesse sont rejetées à chaque extrémité de la PDF afin d'éviter l'influence trompeuse de données très rares et isolées. Les résultats d'un signal long (avec 4000 bulles détectées et plus de 2000 avec une vitesse mesurée) recueillis dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s) sont présentés dans la figure 3.32. Pour cet enregistrement, $V_{min0} = 12,1$ cm/s (avec seulement 2 données en dessous de V_{min0} , le minimum absolu étant égal à 8,7cm/s). La gamme dynamique en vitesse est $DR_0=40$. La colonne de gauche donne les iso-contours de la vitesse maximale sans dimension (V_{max}/V_{max0}), de la vitesse minimale (V_{min}/V_{min0}) et de la dynamique de vitesse (DR_{mesure}/DR_0) dans un plan ($DR_{filter}/DR_0 ; f_{LP}/f_{Dmax}$). La colonne de droite présente l'évolution de ces variables avec la dynamique normalisée DR_{filter}/DR_0 pour trois valeurs fixes du filtre passe-bas, à savoir $f_{LP}/f_{Dmax} = 0,5, 0,8$ et $1,3$. Les tendances suivantes peuvent être identifiées à partir de la figure 3.32.

- La détection de la vitesse maximale est assez simple. Comme le montre la première ligne de la figure 3.32, et quelle que soit la dynamique du filtre par rapport à la vitesse réelle, la vitesse maximale est déterminée avec succès à condition que le filtre passe-bas soit tel que $f_{LP}/f_{Dmax} \approx 1$ afin que les vitesses les plus élevées dans le signal ne soient pas rejetées. Plus précisément, $f_{LP}/f_{Dmax} \geq 0,8$ suffit pour une détection précise du véritable maximum V_{max0} . Notons également que la f_{LP} ne doit pas être trop augmentée car la détection de la vitesse maximale se détériore si la fréquence passe-bas dépasse de plus de trois fois environ la fréquence Doppler maximale dans le signal,
- La détection de la vitesse minimale est illustrée dans la ligne centrale de la figure 3.32: elle est précise sur la plupart du domaine. Cependant, elle se détériore lorsque la fréquence passe-bas devient trop élevée par rapport à la fréquence Doppler maximale, par exemple pour $f_{LP}/f_{Dmax} \geq 1,3$. De même, les données de basses vitesses commencent à être perdues lorsque, pour un filtre passe-bas donné, la dynamique du filtre passe-bande devient trop petite par rapport à la dynamique réelle. Pour $f_{LP}/f_{Dmax} = 0,8$, cette limite est proche de $DR_{filter}/DR_0 \approx 1$, ce qui signifie que la dynamique du filtre doit être au moins égale à celle du signal pour que la vitesse minimale soit correctement détectée.

Selon les deux caractéristiques ci-dessus, et comme le montrent clairement les iso-contours de la ligne inférieure de la figure 3.32, la détection correcte de la dynamique réelle est limitée à une zone dans le plan ($DR_{filtre}/DR_0, f_{LP}/f_{Dmax}$): les paramètres optimaux du filtre correspondent à $f_{LP}/f_{Dmax} \approx 0,8$ et à $DR_{filtre}/DR_0 \geq 1$. Soulignons que la carte des iso-contours pour la dynamique n'est pas la simple superposition des iso-contours pour V_{min} et V_{max} . Cette caractéristique est due à la grande sensibilité de la dynamique à V_{min} puisque cette dernière apparaît au dénominateur, et à la résolution limitée des iso-contours sélectionnés. La même analyse a été ef-

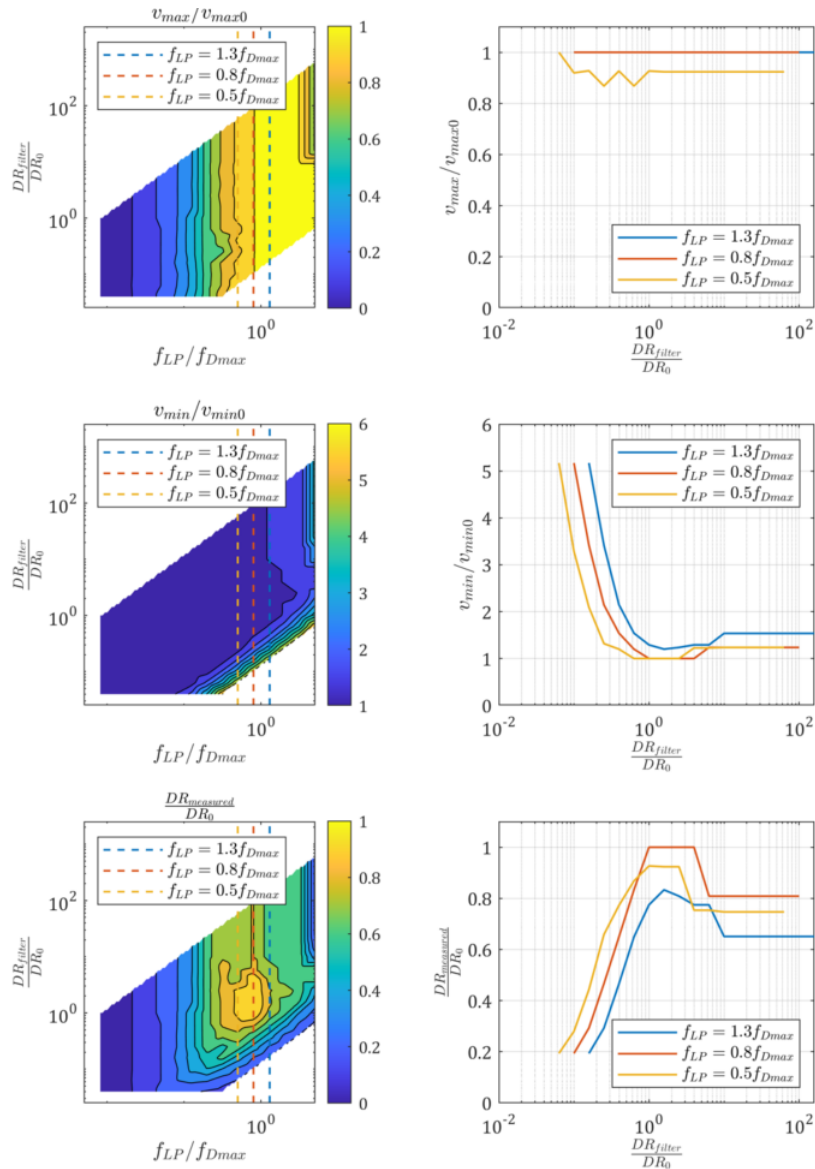


Figure 3.32 – La colonne de gauche fournit des iso-contours codés par couleur de la vitesse maximale normalisée détectée (rangée du haut), de la vitesse minimale (rangée du milieu) et de la dynamique de vitesse (rangée du bas) en fonction du filtre passe-bas f_{LP} normalisé par la plus grande fréquence Doppler f_{Dmax} dans le signal, et de la dynamique du filtre (f_{LP}/f_{HP}) normalisée par la dynamique de vitesse réelle (ou de façon équivalente la fréquence Doppler) dans le signal DR_0 . La colonne de droite donne l'évolution des mêmes quantités avec la dynamique du filtre (f_{LP}/f_{HP}) normalisée par DR_0 pour des rapports fixes f_{LP}/f_{Dmax} égaux à 1,3, 0,8 et 0,5. Régime hétérogène ($v_{sg}=16,25$ cm/s).

fectuée dans le régime homogène à $v_{sg}=1,3$ cm/s sur un ensemble de données comprenant 2287 bulles détectées et 1643 données de vitesse valides. La dynamique en vitesse dans ce régime

était proche de 11 (c'est-à-dire environ 4 fois plus petite que dans le régime hétérogène), et $V_{min0} = 9,2$ cm/s avec seulement deux données en dessous de V_{min0} , le minimum absolu étant de 7,6 cm/s. Ces vitesses minimales sont similaires à celles détectées dans le régime hétérogène (pour lequel $V_{min0} \approx 12,1$ cm/s et le minimum absolu = 8,7cm/s). La diminution de la dynamique est donc principalement due à une baisse de la vitesse maximale (définie ici en écartant 0,1% des valeurs les plus élevées), cette dernière étant d'environ 1,0 m/s en régime homogène et de 4,8 m/s en régime hétérogène. Les mesures en régime homogène et en régime hétérogène sont comparées sur la figure 3.33. Pour faciliter la comparaison, nous utilisons des quantités normalisées et nous considérons trois valeurs de filtres passe-bas, à savoir f_{LP}/f_{Dmax} égal à 0,5, 0,8 et 1,3. Globalement, les réponses sont assez similaires dans les régimes homogènes et dans les régimes hétérogènes. Nous retrouvons la première conclusion selon laquelle les vitesses maximales et minimales réelles ainsi que la véritable dynamique sont récupérées lorsque le filtre passe-bas f_{LP} est réglé à environ 80% de la fréquence Doppler maximale et lorsque la dynamique du filtre est égale ou supérieure à la dynamique réelle sur des fréquences Doppler présentes dans le signal. Lorsque les recommandations ci-dessus sont respectées, le taux de validation est maximisé. Nous

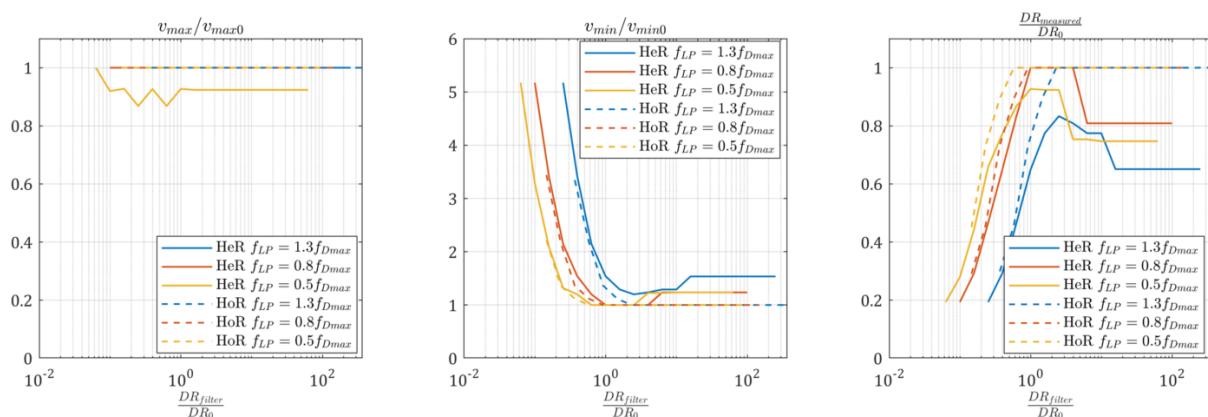


Figure 3.33 – Impact du rapport entre la gamme dynamique du filtre et la gamme dynamique de fréquence réelle sur la vitesse maximale normalisée, la vitesse minimale et la dynamique de vitesse dans les régimes homogène (HoR) et hétérogène (HeR) pour $f_{LP}/f_{Dmax}= 0,5, 0,8$ et $1,3$.

avons également vérifié que la moyenne $\langle V \rangle$ et l'écart-type V' de la distribution des vitesses ne sont pratiquement pas affectés par les paramètres du filtre lorsque ces derniers sont correctement choisis. Par exemple, pour un filtre passe-bas réglé à $f_{LP}/f_{Dmax}=0,8$ et pour un filtre dont la plage dynamique est comprise entre 1 et 10 fois la plage dynamique du signal DR_0 , la variation est de 0,25% sur $\langle V \rangle$ et de 1,4% sur V' dans le régime homogène. De même, en régime hétérogène, la variation est de 4,9 % sur $\langle V \rangle$ et de 1,55 % sur V' . Soulignons également que la discussion sur l'impact des paramètres n et ε a été faite pour une fréquence passe-haut f_{HP} fixée à 140 kHz (voir tableau 3.2). D'après les résultats présentés dans les figures 3.32 et 3.33 concernant l'impact des paramètres des filtres, ce choix reste dans le cadre des recommandations puisque la dynamique du filtre était 1,36 fois pour le régime homogène (respectivement 1,1 fois pour le

régime hétérogène) la dynamique réelle du signal. Par conséquent, les valeurs recommandées pour n et ε correspondent effectivement à des valeurs optimales, et elles ne dépendent pas du filtre.

Dans l'ensemble, l'analyse présentée dans cette section indique que le traitement du signal est robuste et qu'il gère avec succès une dynamique de vitesse d'une demi décade en une seule étape de traitement. La capacité du traitement actuel en termes de plage dynamique maximale pouvant être traitée en une seule étape n'a pas encore été identifiée. Dans le cas de signaux dont la dynamique est trop importante par rapport à la limite du système, il faudrait éventuellement recourir à un traitement passe-bande multiple utilisant des filtres passe-bande déplacés vers des fréquences plus basses afin de détecter avec précision les vitesses les plus faibles. En pratique, les caractéristiques du signal ne sont généralement pas connues a priori. Il est donc recommandé de régler d'abord le filtre passe-bas pour détecter correctement les plus grandes fréquences Doppler présentes dans le flux, puis de régler le filtre passe-haut jusqu'à ce que la gamme dynamique du filtre corresponde à celle du signal. Avec un tel traitement, la résolution sur les mesures de la période Doppler est d'environ $f_D/(nf_{sampling})$. Comme n est réglé sur 20, et que $f_{sampling}$ est au moins 5 fois f_{Dmax} , la résolution sur la vitesse est d'environ 1/100 de la plus grande vitesse. Enfin, il est intéressant de commenter les performances du système en termes de vitesse minimale pouvant être détectée. En effet, dans tout vélocimètre laser à effet Doppler (LDV), la fréquence Doppler est en relation linéaire avec la vitesse mesurée. Par conséquent, lorsque la vitesse approche de zéro, la fréquence Doppler devient de plus en plus difficile à mesurer, car la période Doppler augmente sans limite. C'est pourquoi les systèmes LDV intègrent généralement un décalage de fréquence de l'onde lumineuse sur un faisceau (par exemple en utilisant des cellules de Bragg ou de Pockels) de sorte que le zéro de la fréquence Doppler est décalé d'une quantité fixe. Dans ces circonstances, il est possible d'identifier des vitesses positives, négatives et nulles dans le repère fixe du laboratoire. Avec la sonde Doppler proposée, la fréquence de la lumière n'est pas décalée. Par conséquent, cette sonde sera incapable de distinguer les vitesses positives et négatives. Cette sonde sera également incapable de mesurer des vitesses trop proches de zéro. Notons qu'il n'y a pas de limite absolue à la vitesse minimale détectable dans la mesure où le rapport signal Doppler/bruit reste important et où les signaux Doppler sont suffisamment longs. Par exemple, des vitesses aussi faibles que 1 cm/s ont été facilement détectées sur des interfaces localisées (voir figure 3.6). Cependant, lorsque le capteur est utilisé dans la colonne à bulles, le rapport signal Doppler/bruit diminue, et à un certain moment, l'amplitude Doppler devient de l'ordre du bruit de détection. Pour les enregistrements exploités dans la section ci-dessus, la vitesse minimale détectée était de l'ordre de 7-8 cm/s mais cette limite était clairement fixée par le débit et non par une limite dans le traitement.

3.4.2.3 Mesures de cordes

Comme indiqué ci-dessus, toutes les inclusions frappant la sonde sont détectées grâce à une sélection appropriée de seuils, et chaque événement détecté n°i est associé à un temps de séjour du gaz T_{G_i} . De plus, la vitesse V_i de l'inclusion gazeuse n°i est déterminée chaque fois qu'un signal Doppler de bonne qualité est détecté. Lorsque ces deux informations sont collectées pour le même événement i, on peut déduire la corde $C_i = V_i.T_{G_i}$ vue par la sonde lors de son passage à travers la bulle. L'ensemble de ces cordes fournit ce que l'on appelle la distribution des cordes brutes. Dans la section suivante, un processus d'interpolation sera introduit afin de fournir une vitesse pour chaque inclusion détectée, et donc une distribution de cordes interpolés sera disponible. Pour l'instant, l'analyse se concentre sur les distributions de cordes brutes. Cette analyse a été effectuée sur les mêmes enregistrements avec les mêmes seuils de détection que ceux déjà exploités pour l'étude de la sensibilité sur la vitesse. De plus, nous avons pris en compte les paramètres de filtrage optimaux tels que déterminés dans la section précédente. En ce qui concerne les tailles de bulles, il existe une gamme de paramètres de validation n et ε sur laquelle la corde moyenne et son écart-type restent pratiquement les mêmes. Comme on peut le voir sur les figures 3.36 et 3.37, la corde moyenne reste la même à $\pm 5\%$ pour une valeur de ε comprise entre 5% et 15% et de n compris entre 10 et 50. La même conclusion s'applique à l'écart-type si on est en régime homogène et que l'on considère une variation d'environ 10%. En régime hétérogène, l'écart-type est stable à $\pm 15\%$ pour ε compris entre 10% et 15% et n compris entre 10 et 30. Ces chiffres sont à peu près les mêmes que pour la vitesse. C'est d'ailleurs ce que l'on attend puisque les distributions des temps de séjour du gaz ne dépendent pas de n ni de ε . Cependant, le fait que nous obtenions des comportements de sensibilité similaires pour les cordes et pour les vitesses signifie également qu'il n'y a pas de corrélation significative entre les mesures de vitesse et de temps de séjour du gaz. En d'autres termes, il ne faut pas s'attendre à un biais de la sonde Doppler dans les statistiques sur la vitesse du gaz. Les distributions de cordes brutes sont données à la figure 3.34 pour n variant entre 10 et 75 à un niveau fixe $\varepsilon=10\%$, car les distributions de cordes brutes sont presque insensibles à ε . La figure de gauche correspond au régime homogène tandis que la figure de droite correspond au régime hétérogène. Toutes les courbes pour un régime donné sont presque identiques lorsque l'on fait varier le nombre de périodes Doppler. En particulier, les valeurs maximales sont les mêmes à quelques % près. Une certaine différence apparaît aux valeurs de petites cordes où la probabilité de trouver des petites cordes augmente légèrement lorsque n diminue. En outre, la corde minimum qui peut être détectée augmente avec le nombre n de périodes. On s'y attend car une mesure de vitesse valide nécessite un nombre minimum n de périodes successives, c'est-à-dire une durée minimale du signal: cette durée correspond à une longueur $L = n\lambda_0 / (2n_{ext})$ passée par la sonde dans la phase gazeuse. Par conséquent, cette longueur minimale représente également la corde minimale qui peut être directement détectée. Cette tendance apparaît clairement dans l'exemple de la figure 3.34-droite: la corde minimale détectée est proche de 19,4 microns lorsque n=10, c'est-à-dire qu'elle est presque égale à la valeur attendue. La corde minimale augmente jusqu'à 54

microns lorsque $n=20$, et jusqu'à 105 microns pour $n=50$: là encore, ces valeurs sont conformes aux attentes. Tous ces chiffres sont supérieurs à la longueur de latence $L=6 \mu\text{m}$, de sorte que les signaux correspondants présentent effectivement un plateau au niveau du gaz ainsi qu'une modulation Doppler nette: une telle signature correspondant à une corde de $62 \mu\text{m}$ est illustrée à la figure 3.35. En conclusion, et en ce qui concerne la vitesse, les paramètres de traitement recommandés assurent une incertitude raisonnable sur la corde moyenne et sur son écart-type ainsi qu'une bonne reproductibilité des pdfs de cordes brutes.

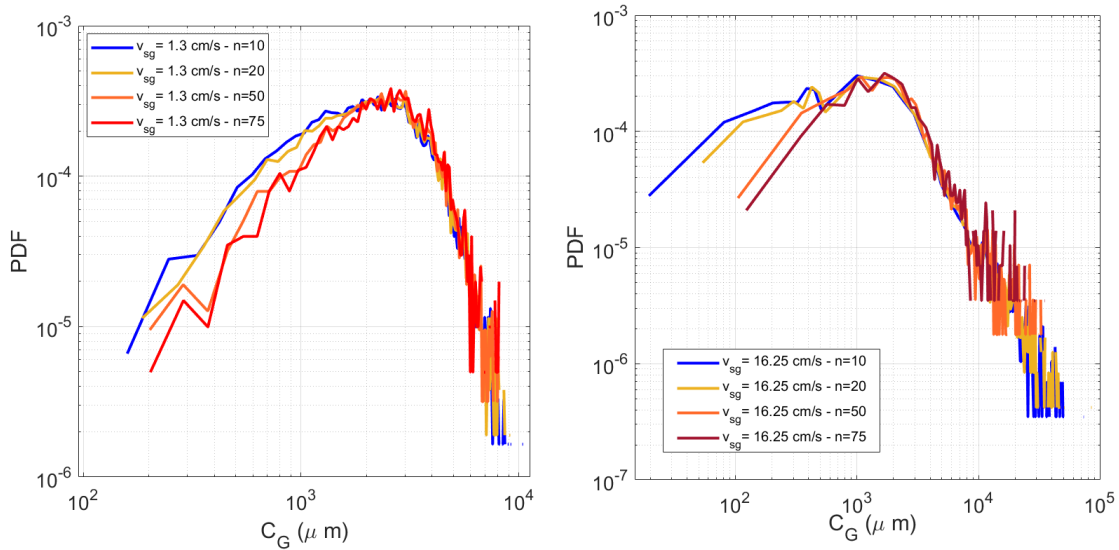


Figure 3.34 – Évolution des distributions de cordes brutes (c'est-à-dire sans interpolation de la vitesse) en fonction du paramètre de traitement n pour une valeur fixe $\varepsilon=10\%$ dans le régime homogène ($v_{sg}=1,3 \text{ cm/s}$, gauche) et dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25 \text{ cm/s}$, droite). Caractéristiques du signal telles qu'indiquées dans le tableau 3.2 avec $f_{LP}=92 \text{ kHz}$, $f_{HP}=1,005 \text{ MHz}$ pour le régime homogène, et avec $f_{LP}=146 \text{ kHz}$, $f_{HP}=3,751 \text{ MHz}$ pour le régime hétérogène.

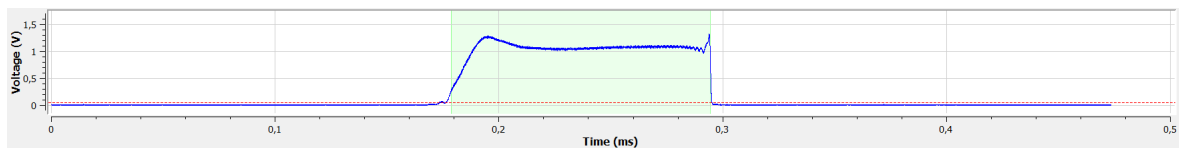


Figure 3.35 – Exemple d'un signal collecté dans le régime hétérogène ($v_{sg}=16,25 \text{ cm/s}$) qui correspond à une corde de $62 \mu\text{m}$. Comme prévu pour une corde plus longue que la longueur de latence de la sonde, le signal présente un net plateau au niveau gaz avec une modulation Doppler nette avant la transition gaz-liquide.

La sensibilité à la dynamique du filtre a été vérifiée une nouvelle fois. Le filtre passe-bas a été fixé à 0,8 fois la fréquence Doppler maximale (évaluée à la limite de 0,1%) tandis que le

$\langle C_G \rangle$

$\frac{\varepsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	2912	2781	2683	2676	2705	2805
20	2816	2729	2727	2726	2768	2888
30	2793	2774	2775	2777	2818	2956
40	2832	2815	2817	2819	2861	2993
50	2865	2857	2850	2851	2904	3000
75	2906	2906	2912	2919	2973	2997
100	2961	2970	2964	2980	3027	2990

$\frac{\varepsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	6.79	1.99	1.60	1.85	0.79	2.89
20	3.31	0.10	0.02	0.00	1.52	5.94
30	2.44	1.75	1.79	1.84	3.38	8.41
40	3.89	3.27	3.31	3.41	4.93	9.77
50	5.09	4.79	4.54	4.58	6.51	10.02
75	6.61	6.60	6.80	7.06	9.05	9.92
100	8.60	8.94	8.71	9.32	11.02	9.68

C'_G

$\frac{\varepsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	2543	2057	1430	1375	1354	1332
20	2097	1356	1352	1349	1348	1292
30	1478	1342	1337	1337	1331	1279
40	1477	1336	1334	1335	1316	1248
50	1462	1327	1315	1314	1310	1247
75	1320	1312	1302	1302	1284	1187
100	1302	1301	1283	1289	1266	1165

$\frac{\varepsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	88.47	52.46	6.02	1.90	0.38	1.27
20	55.43	0.49	0.17	0.00	0.07	4.24
30	9.55	0.57	0.87	0.93	1.37	5.17
40	9.50	0.96	1.09	1.06	2.45	7.51
50	8.36	1.65	2.56	2.58	2.89	7.54
75	2.20	2.77	3.53	3.48	4.86	11.99
100	3.50	3.55	4.88	4.45	6.17	13.63

Figure 3.36 – Tableau de sensibilité des moyennes et des écart-types de cordes par rapport à n et ε en régime homogène. Pour chaque variable statistique, nous avons en haut les valeurs de celle-ci pour chaque paramètres. Le tableau du bas correspond aux écarts par rapport à la valeur de référence choisi ($n=20$ et $\varepsilon=10\%$). Les règles sur le code couleur sont les mêmes que celles de la figure 3.23

filtre passe-haut f_{HP} a été modifié. Comme le montre le tableau 3.3, la dynamique du filtre a évolué de 1 à 15 fois la dynamique de vitesse réelle (toujours évaluée à la limite 0,1%) avec un impact limité sur les quantités d'intérêt. En effet, le taux de validation reste presque le même. La moyenne ainsi que l'écart-type de la vitesse et de la corde changent de moins de 5 à 6%.

$\frac{\varepsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	6705	5538	4596	4339	4179	3710
20	5537	4563	4350	4340	4168	3508
30	5061	4466	4428	4336	4046	3465
40	4905	4531	4509	4265	4191	3549
50	4557	4421	4456	4260	4173	3459
75	4639	4397	4404	4365	4136	3043
100	4629	4549	4552	4503	4269	3767

$\frac{\varepsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	54.48	27.61	5.89	0.03	3.72	14.51
20	27.56	5.14	0.23	0.00	3.98	19.18
30	16.61	2.91	2.03	0.10	6.78	20.16
40	13.02	4.41	3.88	1.74	3.44	18.23
50	5.01	1.86	2.67	1.85	3.86	20.30
75	6.89	1.30	1.47	0.56	4.71	29.88
100	6.65	4.82	4.88	3.76	1.63	13.20

$\frac{\varepsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	15203	12740	10301	9266	7958	6317
20	12714	10299	9334	9345	7336	4753
30	11829	9988	9805	7805	6862	4150
40	11325	10241	10286	7670	7137	4129
50	10576	10310	10614	7252	6939	3771
75	10679	7139	7211	7029	5597	2758
100	7747	7614	7713	7401	5623	3448

$\frac{\varepsilon}{n}$	25%	20%	15%	10%	5%	2%
10	62.68	36.33	10.22	0.85	14.84	32.40
20	36.05	10.21	0.12	0.00	21.50	49.14
30	26.58	6.88	4.91	16.48	26.57	55.59
40	21.19	9.58	10.06	17.92	23.63	55.82
50	13.17	10.32	13.58	22.40	25.75	59.65
75	14.28	23.61	22.84	24.78	40.11	70.49
100	17.10	18.53	17.47	20.81	39.83	63.11

Figure 3.37 – Tableau de sensibilité des moyennes et des écarts-types de cordes par rapport à n et ε en régime hétérogène. Pour chaque variable statistique, nous avons en haut les valeurs de celle-ci pour chaque paramètres. Le tableau du bas correspond aux écarts par rapport à la valeur de référence choisi ($n=20$ et $\varepsilon=10\%$). Les règles sur le code couleur sont les mêmes que celles de la figure 3.23

En revanche, les valeurs extrêmes de la vitesse et de la corde (à la limite de 0,1 %) sont stables à environ 10%. Cette caractéristique inclut la corde minimum; dont les 20% de variation sont simplement dus à l'absence de détection d'une seule bulle lorsque la dynamique du filtre est la plus grande (c'est-à-dire $DR_{\text{filtre}}/DR_0 \approx 15$). Nous avons également considéré le flux de gaz

3.4. Traitement du signal, sensibilité aux paramètres de traitement et performances des capteurs

Table 3.3 – Sensibilité de diverses variables par rapport au choix du filtre passe-haut. (Régime hétérogène $v_{sg}=16,25$ cm/s, mesures sur l’axe de la colonne, 9143 bulles détectées au total, pas d’interpolation sur la vitesse).

f_{HP} (kHz)	10	50	80	100	168	Différence max (%)
Taux de validation(%)	45	45	51	51	52	-
DR_{filtre}/DR_0	14,78	3,29	2,06	1,66	0,98	-
V_{max} (m/s)	4,64	4,64	4,62	4,59	4,62	11
V_{min} (m/s)	0,15	0,16	0,16	0,16	0,16	11,6
$\langle V_G \rangle$ (m/s)	1,25	1,21	1,20	1,19	1,18	5,8
V'_G (m/s)	0,65	0,64	0,64	0,63	0,63	2,4
C_{max} (μm)	99325	99325	92814	92883	88088	12,0
C_{min} (μm)	75	62	62	62	62	18,2
$\langle C_G \rangle$ (μm)	3950	4138	4108	4084	4024	4,6
C'_G (μm)	7095	7086	7009	6959	6790	4,4
Flux Gaz locale (m/s) (Sans interpolation)	0,177	0,206	0,208	0,209	0,209	16,4

local évalué comme la somme des cordes sur la durée de la mesure: il varie de 16 % mais sa variation tombe à 1,2 % si l’on écarte la dynamique de filtre la plus importante. Des sensibilités faibles similaires ont été observées dans des conditions homogènes. Le seul résultat déroutant du tableau 3.3 concerne la corde maximale détectée. Cette dernière atteint presque 10 cm dans le régime hétérogène à $v_{sg}=16,25$ cm/s, à comparer avec la corde moyenne qui est d’environ 4 mm. Dans le régime homogène à $v_{sg}=1,3$ cm/s, la corde maximale détectée est d’environ 1,1 cm alors que la corde moyenne est de 2,7 mm. Ces grandeurs ne changent pas sensiblement avec les paramètres de traitement n , ϵ , ni avec les limites des filtres. Le point essentiel est qu’aucune bulle de taille correspondant à ces maxima n’était présente dans la colonne. En effet, nous avons observé directement l’écoulement près de la paroi et également dans l’axe de la colonne en immergeant le périscope présenté dans la section 2.2.2.3. Quelques images recueillies de cette façon sont données ci-dessous. Aucune bulle de diamètre supérieur à 9 mm n’a été détectée y compris à des grandes vitesses superficielles (≈ 25 cm/s).

La coalescence s’est révélée absente (ou du moins très faible) dans nos conditions d’écoulement. Comme le montre la figure 3.38, les distributions des temps de séjour du gaz recueillies avec une sonde Doppler sur l’axe de la colonne et à différentes hauteurs au-dessus de l’injection, sont presque identiques de $H/D=1,3$ jusqu’à $H/D=6,3$. Ce résultat est valable pour des vitesses superficielles du gaz variant sur une décade (de 2,6 cm/s à 22,7 cm/s). Il indique que la distribution de la taille des bulles ne change pas sensiblement avec la hauteur. Un comportement similaire a été observé par Raimundo et al.[22, 23]. Les caractéristiques de l’eau courante utilisée ici (voir le tableau 3.4) sont telles que la coalescence est bloquée ou du moins fortement entravée.

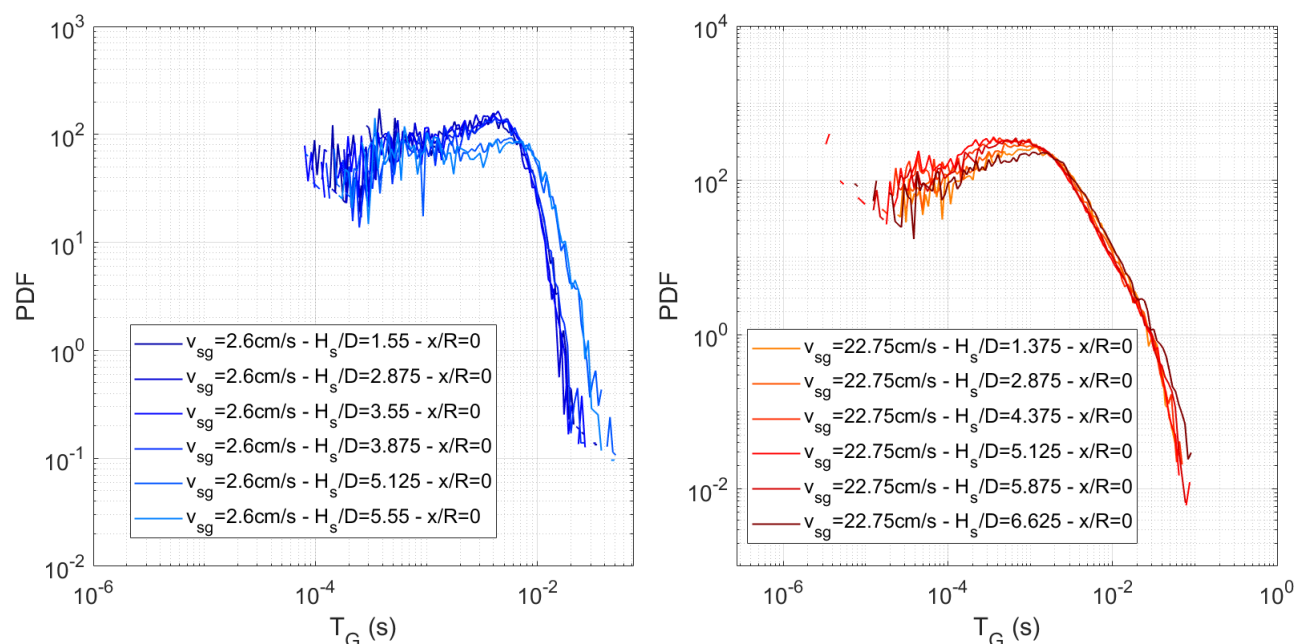


Figure 3.38 – Distributions des temps de résidence T_G sur l'axe à différentes hauteurs H_s en régime homogène ($v_{sg} = 2,6$ cm/s) et en régime hétérogène ($v_{sg} = 22,75$ cm/s).

Table 3.4 – Caractéristiques de l'eau courante utilisée à 25°C.

Tension de surface	67 mN/m
Conductivité	350-450 mS/cm
Résidus solides	175-225 mg/L
pH	7,7-7,9

Nous avons donc recherché d'autres origines possibles de ces événements. Tout d'abord, la détection de grandes cordes reste rare. Un exemple typique recueilli dans le régime homogène est illustré sur la figure 3.39 a). Ces grandes cordes sont très rares car ils représentent généralement 0,1-0,2 % de la population. En outre, ces cordes ne sont pas si grandes. Elles correspondent à 3-4 fois la corde moyenne. Dans le régime hétérogène, les "grandes" cordes sont plus nombreux car ils ne représentent que quelques % de la population totale. Elles sont également beaucoup plus grandes puisqu'elles peuvent atteindre 10 cm de long. L'examen attentif des signaux associés indique que plus de 60% de ces signaux présentent sans ambiguïté des bulles multiples, comme le montre la figure 3.39 b) et c). En effet, les bulles séparées par un film liquide plus fin que la longueur de latence de la sonde Doppler fournissent un signal qui n'atteint pas le niveau du liquide: lors de la détection, deux temps de séjour successifs du gaz sont alors combinés en un seul événement dont la durée est la somme des deux temps de séjour gaz. Dans les exemples de la figure 3.39, ce processus associe 3 bulles dans le signal b) et 6 bulles (et peut-être plus) dans le signal c). Il n'est en effet pas facile de distinguer toutes les bulles contributives, car la

perturbation de l'amplitude du signal peut être comparable au niveau de bruit. Il est donc très probable que les énormes cordes détectées dans des conditions hétérogènes proviennent de bulles proches qui ne sont pas détectées individuellement par la sonde (et non pas à cause d'une analyse erronée par le traitement). La question complémentaire est donc de savoir d'où proviennent ces bulles proches? Il est probable que ces événements correspondent à des bulles piégées au cœur de tourbillons intenses qui se forment dans les régions fortement cisailées de l'écoulement, ces dernières étant la conséquence de mouvements instables à grande échelle se produisant dans le régime hétérogène ([23]). De telles structures sont clairement visibles à la paroi.

Comme ces tourbillons rassemblent de nombreuses bulles dans leur noyau ([23]), nous avons en effet montré que des zones de fractions de vide élevées, jusqu'à dix fois la fraction de vide moyenne, existent dans le régime hétérogène), il est plausible que les films liquides entre les bulles deviennent suffisamment fins pour échapper à la détection de la sonde (la longueur de latence de la sonde est de $6 \mu\text{m}$).

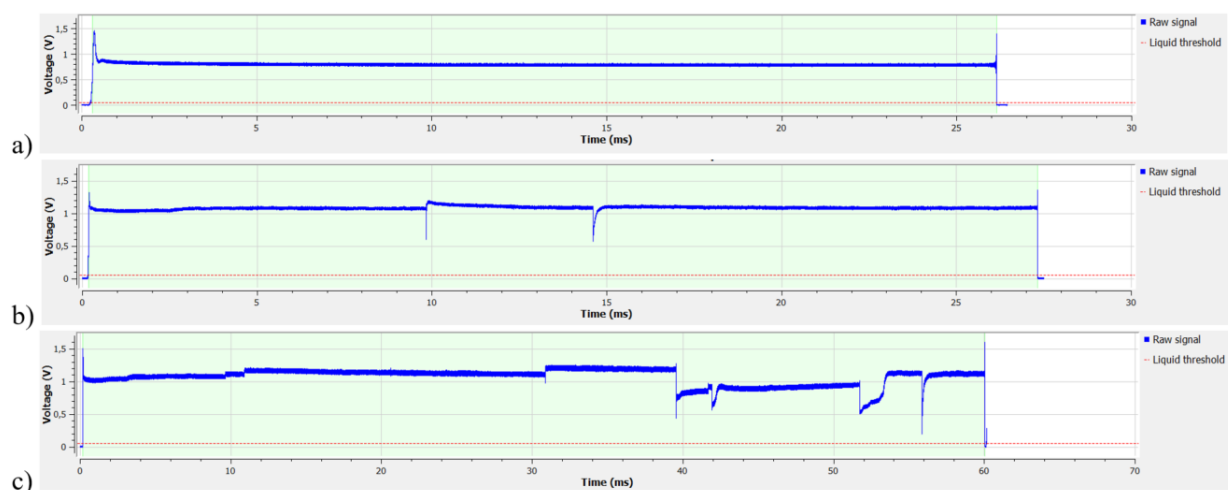


Figure 3.39 – Exemples de signaux correspondant à de longues cordes de gaz collectées en régime homogène : a) corde = 11 mm à une vitesse = 0,43 m/s, et en régime hétérogène: b) corde = 43 mm à une vitesse $\approx 1,6$ m/s et c) corde = 84 mm à une vitesse $\approx 1,4$ m/s.

La détection de grandes cordes reste assez rare, de sorte qu'elles ne modifient pas de manière significative la corde moyenne. Cependant, ces grandes cordes contribuent de manière significative à l'écart-type. Ces caractéristiques sont illustrées sur la figure 3.40 pour les régimes homogène et hétérogène. Elles sont valables pour les distributions brutes des cordes ainsi que pour les ensembles de données interpolées qui sont examinés dans la section suivante. Pour donner quelques ordres de grandeur concernant l'influence de ces grandes cordes, considérons la contribution des cordes plus grandes que leur valeur moyenne plus deux écarts types. Dans le régime homogène, la corde moyenne est de 2,7 mm et l'écart-type de 1,3 mm : les cordes supérieures à la moyenne plus deux écarts-types, c'est-à-dire supérieures à environ 5 mm, représentent 6 % de la population. Leur contribution à la corde moyenne est de 6% alors que leur contribu-

tion à l'écart-type est importante, jusqu'à 56%. De même, dans le régime hétérogène, la corde moyenne est d'environ 4 mm et l'écart-type est de 7,6 mm: les cordes supérieures à la moyenne plus deux écarts-types, soit environ 20 mm, représentent 3% de la population. Leur contribution à la corde moyenne est de 3% alors que leur contribution à l'écart-type est de 20%.

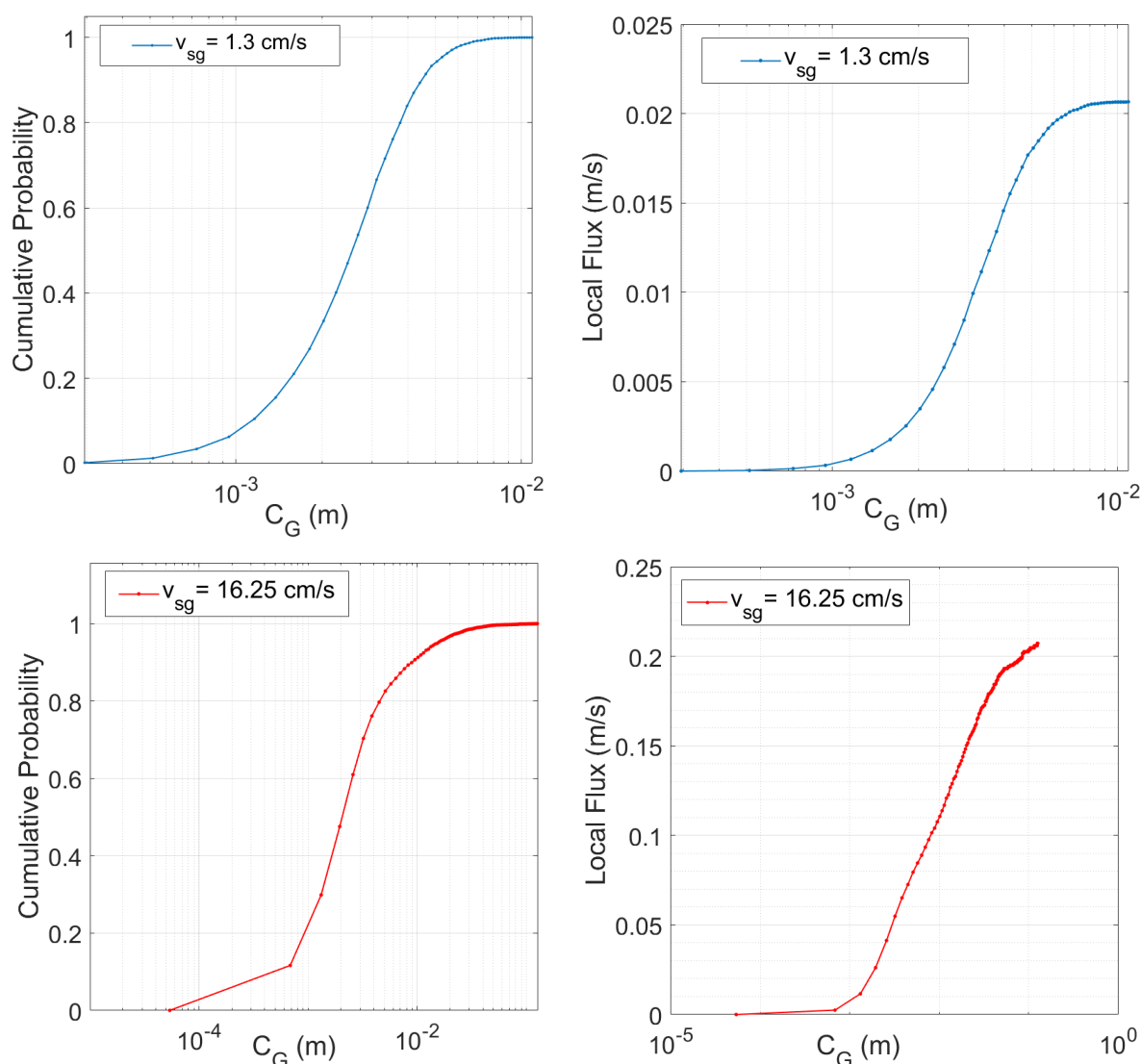


Figure 3.40 – Les distributions cumulées sont fonction de la corde détectée et de leur contribution au flux de gaz local, telle qu'elle est évaluée à partir des données brutes, c'est-à-dire sans interpolation de la vitesse. Rangée du haut: Régime homogène ($v_{sg}=1,3 \text{ cm/s}$) - Rangée du bas: Régime hétérogène ($v_{sg} = 16,25 \text{ cm/s}$).

3.4.2.4 Interpolations des vitesses et des cordes

Les distributions de vitesse et de cordes discutées précédemment correspondent à des données brutes. En effet, toutes les bulles détectées (donc avec un temps de résidence du gaz connu) qui ne sont pas associées à une vitesse n'ont pas été prises en compte dans les statistiques de vitesse et de corde discutées ci-dessus. Afin d'accéder au flux de gaz local réel, il est crucial que toutes les contributions des gaz soient prises en compte. En effet, chaque inclusion contribue au flux par sa corde C_{Gi} et le flux local de gaz est alors donné par la somme de toutes les cordes divisée par la durée de mesure (Cartellier [61]): cette méthode a été utilisée avec des sondes optiques multimodes à détection de phase dans l'analyse d'écoulements bouillonnants (Barrau et al. [66]) et de sprays (Hong et al. [69]). Elle implique qu'une vitesse doit être associée à chaque temps de résidence T_{Gi} afin d'évaluer la corde $C_{Gi} = V_{Gi} T_{Gi}$ vue par la sonde lorsqu'elle traverse cette inclusion. La question est de savoir comment évaluer une telle vitesse. Dans les écoulements bulleux avec des conditions aux limites stationnaires, et du fait de la forte inertie de la phase liquide, on ne s'attend pas à ce que les vitesses des bulles changent rapidement dans le temps si l'on écarte les phénomènes rapides tels que ceux impliquant un changement de phase par exemple... Cela nous conduit à mettre en œuvre comme dans la référence [37] une interpolation dans le temps de la vitesse pour les petites cordes. Cette interpolation est réalisée à partir des vitesses détectées les plus proches avant et après le passage de la bulle. Il est clair que plus le taux de validation est important, plus l'estimation de la vitesse utilisant une telle interpolation est précise. Avec les sondes coniques multimodes, le taux de validation typique obtenu dans des écoulements de bulles presque unidirectionnels avec des bulles d'une taille supérieure à 0,3-0,5 mm, se situe généralement dans la fourchette de 70-80% (parfois jusqu'à 90-95%). Comme on l'a vu ci-dessus, pour la sonde Doppler, le taux de réussite est de l'ordre de 70% dans des conditions homogènes et il tombe à 50% dans des conditions hétérogènes. Comme ce dernier taux de réussite n'est pas très élevé, il est intéressant d'examiner la fiabilité de la routine d'interpolation de la vitesse appliquée aux données de la sonde Doppler. La figure 3.41 montre comment les vitesses mesurées directement (points noirs) et les vitesses interpolées (points rouges) sont distribuées dans le temps dans des conditions d'écoulement homogènes et hétérogènes. Les vitesses mesurées directement sont distribuées de manière assez uniforme dans le temps, de sorte que le processus d'interpolation est effectivement pertinent pour les deux régimes. Il faut noter que dans cet essai, la sonde placée sur l'axe était dirigée vers le bas. Elle a donc détecté des vitesses verticales dirigées vers le haut. De plus, comme le montrent les enregistrements de la figure 3.41, il n'y a pas eu d'inversion de la direction de la vitesse par rapport au cadre du laboratoire dans les conditions considérées.

La PDF de la vitesse basée sur les données brutes est comparée à la PDF des données interpolées sur la figure 3.42. Les deux PDF restent très proches. Comme prévu, les valeurs minimales et maximales de la vitesse sont inchangées. De plus, la moyenne et l'écart-type restent les mêmes à $\pm 3\%$ près (voir tableau 3.5). La même comparaison est réalisée sur la figure 3.43 sur les distributions des cordes. Les différences entre ces pdfs sont de deux ordres. Premièrement,

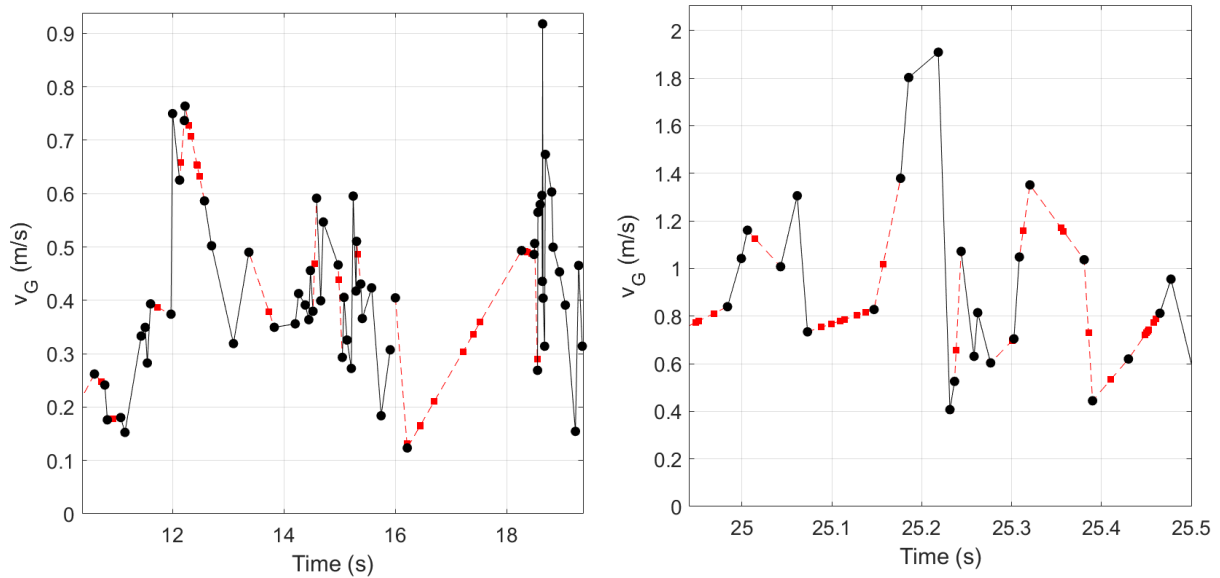


Figure 3.41 – Illustration de la routine d’interpolation dans le régime homogène (à gauche : $v_{sg} = 1,3$ cm/s, taux de validation=66,4%) et dans des conditions hétérogènes (à droite : $v_{sg} = 16,25$ cm/s, taux de validation=46,2%). Les points noirs correspondent aux mesures directes de la vitesse à partir des signaux Doppler validés, tandis que les points rouges représentent les valeurs interpolées pour les autres bulles détectées. Les caractéristiques du signal sont indiquées dans le tableau 3.2 avec $f_{LP}=92$ kHz, $f_{HP}=1,005$ MHz pour la condition homogène, et avec $f_{LP}=146$ kHz, $f_{HP}=3,751$ MHz pour le régime hétérogène.

les petites cordes (en gros celles qui se trouvent à gauche du pic) sont plus probables dans les données interpolées que dans les données brutes: ceci est attendu puisque l’ensemble de données interpolées comprend tous les signaux courts sans modulations Doppler, comme ceux illustrés dans la figure 3.17. Deuxièmement, la pdf des données interpolées s’étend jusqu’à des cordes plus petites par rapport à l’ensemble des données brutes. Ceci est attendu car les données brutes sont basées sur une validation de la vitesse utilisant $n=20$ périodes Doppler successives qui correspondent à une corde minimale d’environ $40 \mu\text{m}$. En revanche, la corde minimale détectée dans les ensembles de données interpolées est beaucoup plus faible: elle est d’environ $10 \mu\text{m}$ en conditions homogènes et d’environ $7 \mu\text{m}$ en conditions hétérogènes. Par conséquent, comme le montre le tableau 3.5, la corde moyenne et son écart-type changent de 10-15% entre les ensembles de données brutes et interpolées.

La méthode d’interpolation décrite précédemment s’avère fiable lorsque la sonde est placée sur l’axe. En effet, l’écoulement moyen est majoritairement ascendant dans ces conditions. Lorsque nous éloignons de l’axe, la proportion des vitesses négatives augmentent. L’identification des bulles à vitesse descendante s’avère compliquée. Nous avons tenté de les identifier à l’aide du temps de latence entre les bulles ayant leur vitesse validée lors du post-traitement. En effet, on a

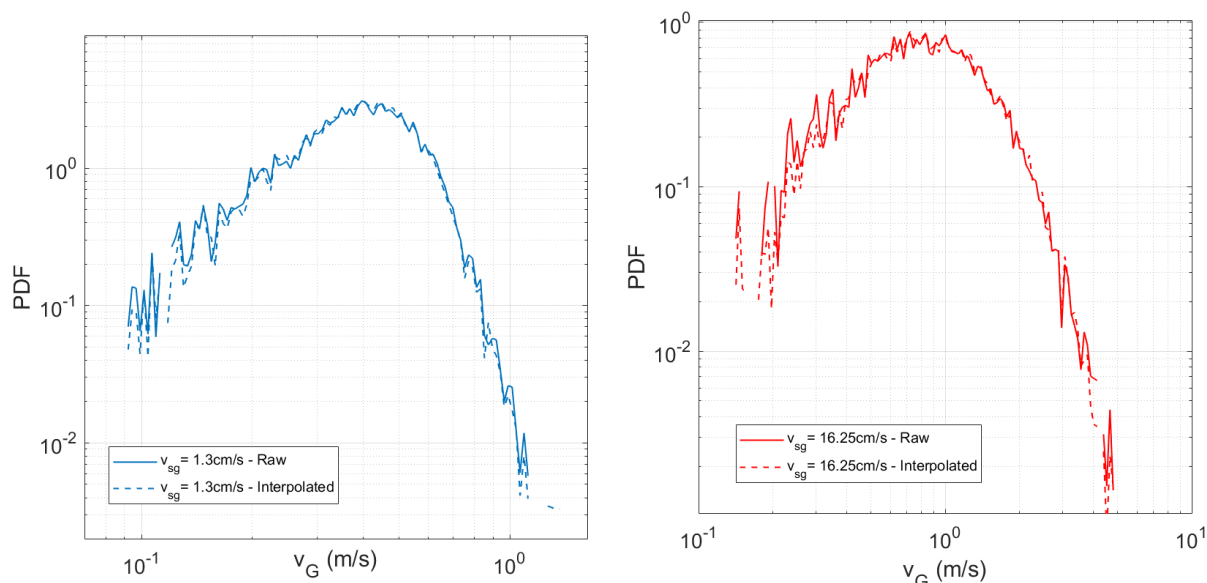


Figure 3.42 – Comparaison entre les distributions de vitesse brutes (lignes continues) et interpolées (lignes pointillées) en conditions homogènes (figure de gauche, $v_{sg} = 1,3$ cm/s, taux de réussite=66,4%) et en conditions hétérogènes (figure de droite, $v_{sg} = 16,25$ cm/s, taux de réussite=46,2%). Les caractéristiques du signal sont celles indiquées dans le tableau 2 avec $f_{LP}=98$ kHz, $f_{HP}=1,082$ MHz pour la condition homogène, et avec $f_{LP}=168$ kHz, $f_{HP}=4,665$ MHz pour la condition hétérogène, $n=20$, $\epsilon=10\%$.

Table 3.5 – Valeur moyenne et écart-type des vitesses et des distributions de cordes présentées sur les figures 3.42 et 3.43: comparaison entre les ensembles de données brutes et interpolées.

	Homogène				Hétérogène			
	V_G (m/s)	V'_G (m/s)	C_G (mm)	C'_G (mm)	V_G (m/s)	V'_G (m/s)	C_G (mm)	C'_G (mm)
Brute	0,441	0,147	2,72	1,35	1,18	0,645	4,13	7,67
Interpolée	0,439	0,143	2,35	1,46	1,19	0,626	3,89	7,36
Différence (%)	0,3	2,9	14,6	7,8	0,25	3,0	6,2	4,1

déterminé les intervalles de temps entre les différentes bulles à vitesses valides et conditionné en fonction de ces derniers l'interpolation des bulles sans vitesse valide se trouvant entre les bulles à vitesse valide. On a imposé un temps de latence seuil Δt_{cut} en-dessous duquel l'interpolation est possible. Si un temps de latence Δt est supérieur à Δt_{cut} , alors on considère que le sens de l'écoulement s'est inversé. Si un temps de latence Δt est inférieur à Δt_{cut} , alors l'interpolation entre les deux bulles concernées est possible. Malheureusement, cette méthode ne s'est pas révélée concluante. De ce fait, on considère uniquement les données brutes de vitesse gaz dans la section 4.4.

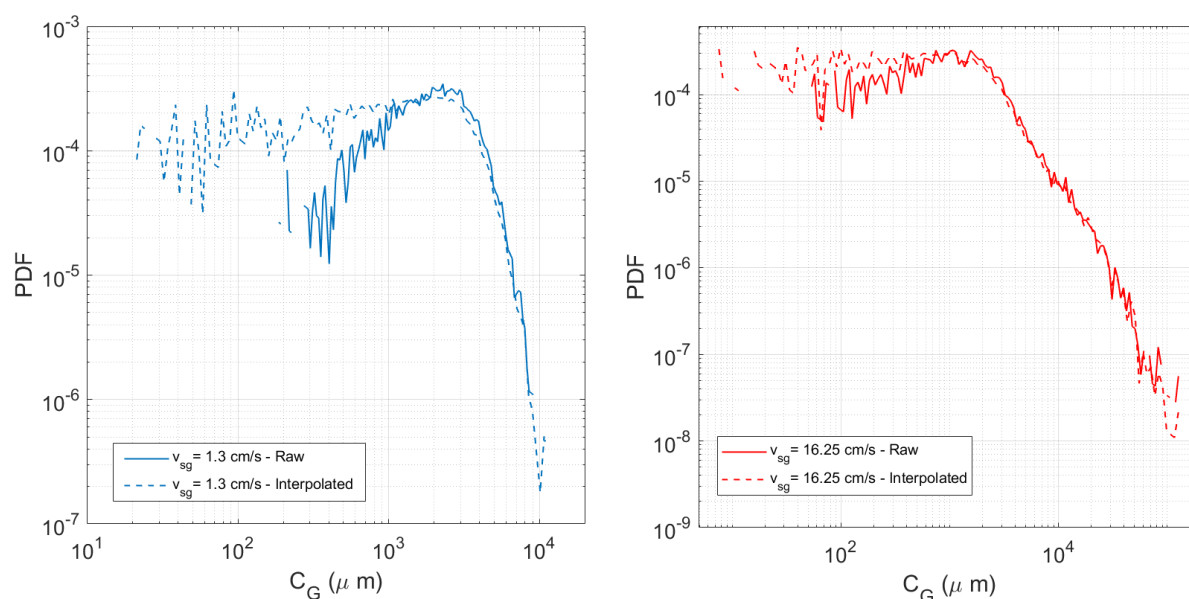


Figure 3.43 – Comparaison entre les distributions brutes (lignes continues) et interpolées (lignes pointillées) des cordes dans des conditions homogènes (à gauche, $v_{sg} = 1,3$ cm/s) et hétérogènes (à droite, $v_{sg} = 16,25$ cm/s). Mêmes caractéristiques de signaux et mêmes paramètres de traitement que pour la figure 3.42.

3.4.3 Exploitation de la sonde M2 dans une colonne à bulles en régime hétérogène

3.4.3.1 Mesures de la corde moyenne des bulles sur l'axe de la colonne

A ce stade, il est intéressant de comparer ces valeurs avec les tailles de bulles mesurées avec d'autres techniques. Le tableau 3.6 fournit le diamètre vertical moyen de Sauter mesuré avec la sonde conique classique utilisée dans la section 2.2.2.1, et le diamètre horizontal moyen de Sauter mesuré avec la technique de corrélation (voir la section 2.2.2.2). Le diamètre équivalent en volume D_{eq} est déduit de ces deux diamètres. En écoulement unidirectionnel, le diamètre vertical moyen de Sauter est lié à la moyenne arithmétique de la corde $\langle C_G \rangle$ selon la relation $D_{v32} = 3 \langle C_G \rangle / 2$ pour des inclusions sphériques. Cette relation devient $D_{v32} = 3 \langle C_G \rangle / (2Ecc)$ pour des bulles ellipsoïdales ayant la même excentricité Ecc (Liu et Clark [70]). Les dernières colonnes du tableau 3.6 montrent que la relation entre le diamètre vertical moyen de Sauter et le diamètre équivalent D_{eq} reste valide à environ 10% (ou mieux lorsque l'excentricité $Ecc = 0,85$) dans les conditions complexes d'une colonne de bulles fonctionnant dans le régime hétérogène. Notons au passage que l'écart significatif observé dans des conditions homogènes pour $v_{sg} = 1,3$ cm/s (Voir Tableau 3.6) provient probablement de la faible vitesse des bulles quand elles s'approchent de la sonde (Vejrazka et al. [62]): une sous-estimation similaire ($\approx 50\%$) du diamètre moyen a

également été remarquée par Maximiano Raimundo et al. [20] dans la limite des petits v_{sg} .

Table 3.6 – Comparaison des tailles moyennes des bulles mesurées avec différentes techniques. Mesures prises sur l’axe à $H/D=3,625$. La moyenne de la corde $\langle C_G \rangle$ donnée ici est obtenue à partir d’une sonde dirigée vers le bas avec des mesures directes de la vitesse uniquement (pas d’interpolation).

v_{sg} (m/s)	$\langle C_G \rangle$ (mm)	D_v (mm)	D_h (mm)	D_{eq} (mm)	Ecc	($Dv32$ estimé avec $Ecc=1$)/ D_{eq}	($Dv32$ estimé avec $Ecc=0.85$)/ D_{eq}
0,013	2,37	6,66	6,6	6,62	1,01	0,54	0,63
0,065	3,65	6,69	6,82	6,77	0,98	0,81	0,95
0,13	3,97	6,47	6,35	7,05	0,88	0,84	0,99
0,163	4,0	6,22	7,59	7,1	0,82	0,89	1,04
0,195	4,0	6,59	7,76	7,35	0,85	0,86	1,01

3.4.3.2 Mesures préliminaires du flux gazeux

Pour tester la fiabilité des mesures de flux gazeux, comparons les flux gazeux verticaux ascendant intégrés sur une section transversale de la colonne avec le débit de gaz injecté. Ces deux quantités devraient être égales en conditions homogènes. À priori, ce n’est plus le cas en régime hétérogène car une partie du flux de gaz est censée recirculer dans la colonne.

Nous avons utilisé deux approches pour estimer ce flux. En première approche, nous avons considéré le flux de gaz local estimé par $j_G = \sum_i C_{Gi}/T_{exp}$, où la somme tient sur toutes les cordes détectées par la sonde pendant la durée de la mesure. Cette estimation correspond à l’expression du flux de gaz dans le cadre classique des modèles à deux fluides, à savoir que le flux de gaz local est le produit de la fraction de vide locale par la vitesse moyenne de la phase gazeuse. Les profils radiaux du flux de gaz local sont illustrés sur la figure 3.44: les flux locaux nets j_G sont évalués ici à partir des données brutes combinées (mesures directes de la vitesse uniquement) recueillies avec une sonde dirigée vers le bas et une sonde dirigée vers le haut. Comme notre objectif est de quantifier le flux de gaz ascendant, l’absence de données au-delà de $x/R=0,85$ dans le régime hétérogène, c’est-à-dire dans une région où le flux de gaz est descendant, n’est pas un problème. Le flux global résultant est comparé au débit de gaz injecté dans la figure 3.45.

Pour évaluer le flux global, nous avons utilisé une approche alternative. En effet, dans le cadre des modèles hybrides inspirés de la théorie cinétique, la phase dispersée est décrite par un produit densité $f^{(1)}(x, D_b, V_b)$ où x désigne la position du centre de l’inclusion gazeuse, et où les coordonnées internes comprennent la taille des bulles D_b , la vitesse des bulles V_b , plus éventuellement d’autres caractéristiques des bulles telles que leur excentricité... Dans ce cadre, le flux local de gaz est donné par $j_g = \alpha E[V_b D_b^3]/E[D_b^3]$ où $E[.]$ désigne la moyenne d’ensemble. Si la taille et la vitesse des bulles ne sont pas corrélées, alors $j_g = \alpha E[V_b]$ où $E[V_b] = \langle v_G \rangle$ est la vitesse moyenne des bulles: dans ces conditions, la vitesse moyenne des bulles coïncide avec la vitesse moyenne de la phase gazeuse. En raison de la forte agitation du mélange liquide-gaz

due aux structures à méso-échelle, on s'attend à ce que la taille et la vitesse des bulles ne soient pas corrélées dans les colonnes de bulles, en particulier dans le régime hétérogène, à condition que la coalescence reste faible ou absente. En outre, rappelons que la vitesse moyenne des bulles $\langle v_G \rangle$ est disponible à partir de la sonde Doppler en tant que moyenne arithmétique des mesures de la vitesse des bulles. Par conséquent, dans cette deuxième approche, nous profitons des profils ajustés pour les variables mises à l'échelle par leur valeur sur l'axe. Pour la vitesse moyenne positive de la bulle, nous exploitons une relation qui se base sur l'équation 4.38 que l'on présentera dans la section 4.4.1. Cette relation s'écrit $\langle v_G \rangle / \langle v_G(0) \rangle = (1 - (x/R)/0.85)^3$. Pour la fraction de vide, nous utilisons l'expression proposée par Forret et al.[10] pour la fraction de vide locale mise à l'échelle par la fraction de vide globale, transformée ici en une équation pour la fraction de vide locale mise à l'échelle par la fraction de vide locale sur l'axe $\alpha(0)$, à savoir :

$$\alpha(x/R)/\alpha(0) = -1.1927[(x/R)^6 - 1] + 0.8187[(x/R)^4 - 1] - 0.6260[(x/R)^2 - 1] \quad (3.2)$$

L'intégration du flux donné par le produit $\alpha \langle Vb \rangle$ sur la section transversale fournit une relation entre le débit total de gaz Q_{Gup} s'écoulant vers le haut dans la colonne en régime hétérogène, et les valeurs de la fraction de vide α_0 et de la vitesse moyenne des bulles dirigée vers le haut $v_G(0)$ sur l'axe de la colonne, à savoir :

$$Q_{Gup,hetero}/(\pi R)^2 = 0,375\alpha v_G(0). \quad (3.3)$$

Nous avons fait de même pour le régime homogène en supposant des profils de fraction de vide plats et en utilisant le seul profil de vitesse de bulle que nous avons mesuré dans ce régime (voir les données pour $v_{sg} = 3\text{cm/s}$ sur la figure 4.47 dans la section 4.4.1). Nous obtenons:

$$Q_{Gup,homo}/(\pi R)^2 = 0,605\alpha(0)v_G(0). \quad (3.4)$$

En insérant les valeurs mesurées pour $\alpha(0)$ et pour $v_G(0)$ (voir la section 4.4.1), les débits totaux de gaz évalués sont tracés en fonction des débits de gaz injectés dans la figure 3.45.

Pour conclure, la sonde M2 permet de mesurer raisonnablement bien les cordes moyennes en régime homogène et en régime hétérogène. Les diamètres de Sauter $D_{v,32}$ fournis par la sonde M2 sont similaires à ceux obtenus par une sonde conique classique.

La mesure de flux gaz à partir des profils du flux local gaz s'est révélé ardu. En homogène, le flux gazeux estimé est de l'ordre du débit gaz injecté malgré le fait que 30% des bulles détectées n'ont pas été pris en compte. Le flux gazeux estimé en régime hétérogène est sous-estimé avec un écart relatif de plus de 60% par rapport au débit de gaz injecté. En se basant sur les profils de vitesses obtenus et la relation 3.2, nous avons proposé une nouvelle estimation du flux gaz (voir les relations 3.4 et 3.3) qui présente un écart relatif moyen de l'ordre de 15% par rapport au débit de gaz injecté en régime hétérogène. Malheureusement, cette estimation diverge du débit de gaz injecté lorsque v_{sg} devient important ($>20 \text{ cm/s}$).

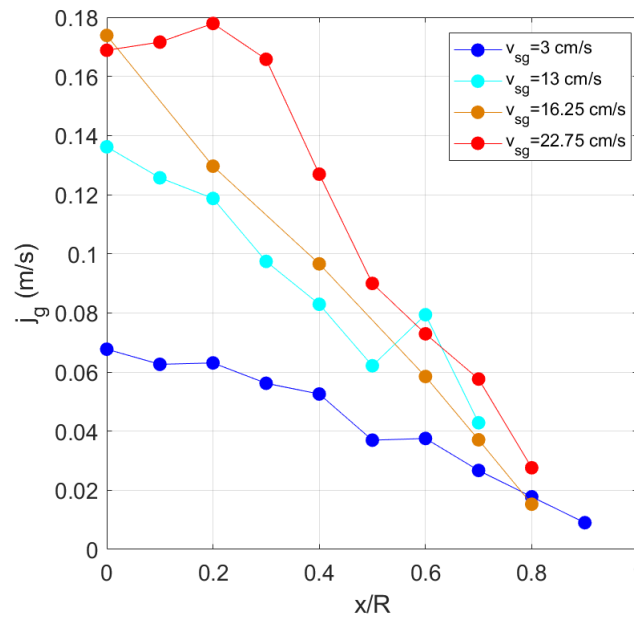


Figure 3.44 – Profils radiaux du flux vertical ascendant net de gaz mesurés avec la sonde Doppler à des vitesses superficielles comprises entre 3cm/s et 22.75cm/s. Le flux local est évalué ici à partir de la combinaison des données brutes (sans interpolation) collectées avec une sonde dirigée vers le bas et une sonde dirigée vers le haut.

3.5 Conclusion

Une nouvelle sonde à fibre optique a été développée par A2 Photonic Sensor. Elle combine une détection efficace des inclusions de gaz impactant l'extrémité de la sonde avec une mesure fiable de leur vitesse à partir du signal Doppler formé par une interface en approche. La résolution spatiale qui contrôle la détection des interfaces gaz-liquide par son extrémité conique est de l'ordre de 6 micromètres, soit environ 10 fois plus petite que pour les sondes optiques courantes. Les plus grandes amplitudes Doppler étant recueillies lors des transitions gaz-liquide, la vitesse des bulles est déduite des signaux Doppler formés à l'interface gaz-liquide et se produisant juste avant que l'extrémité du capteur ne sorte de la bulle. À partir d'analyses optiques et de tests affinés sur des interfaces contrôlées, nous avons montré que seules les vitesses positives qui correspondent à des inclusions s'approchant par l'avant du capteur sont détectées. Nous avons également montré que la vitesse mesurée correspond à la vitesse de translation de l'inclusion gazeuse projetée le long de l'axe optique de la sonde, et que l'incertitude est au maximum de 15%. Des critères de traitement du signal ont été proposés, optimisés et in fine validés dans des colonnes à bulles exploitées en régime hétérogène.

Cette nouvelle technique permet des mesures de vitesse de bulles et de cordes de bonne facture en ne nécessitant aucune calibration.

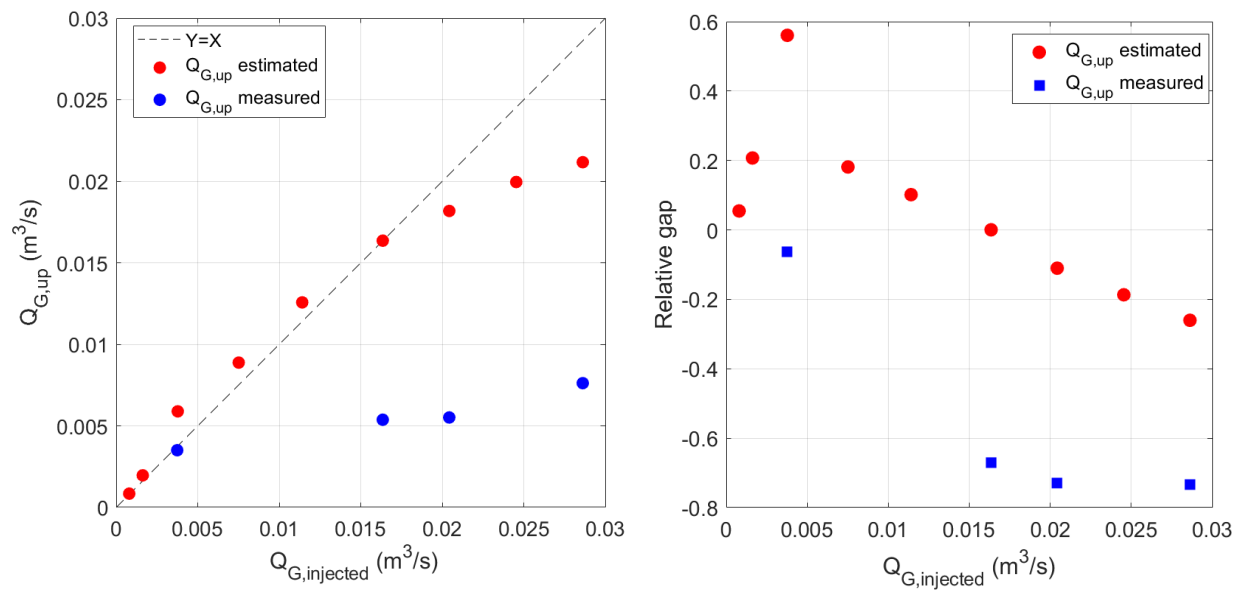


Figure 3.45 – Gauche: Débit de gaz ascendant mesuré avec la sonde Doppler en fonction du débit de gaz injecté. Les cercles correspondent aux débits estimés en utilisant les mesures sur l'axe de la colonne avec l'équation 3.3 et 3.4 selon le régime. Les carrés correspondent aux débits de gaz estimés par intégration spatiale des flux de gaz locaux de la figure 3.44: La ligne continue est la bissectrice. Droite: Écart relatif entre les débits de gaz mesurés et injectés en fonction de v_{sg} .

Résultats expérimentaux

Nous allons présenter dans ce chapitre, les résultats obtenus lors de nos essais. Nous nous intéresserons ici à la fraction de vide, aux vitesses moyennes et fluctuantes liquide et gaz ainsi qu'aux cordes des bulles détectées. Enfin, nous chercherons à caractériser les structures méso-échelles présentes dans la colonne à bulles.

4.1 Écoulement quasi-établi?

On a défini dans la section 2.3.1 une gamme de hauteurs initiales du liquide H_0 pour laquelle la fraction de vide locale sur l'axe ne dépend pas de H_0 . Pour une hauteur d'eau initiale H_0/D fixée entre 4,5 et 6, on souhaite maintenant déterminer la zone où l'écoulement est quasi-établi en fonction de la hauteur de mesure H_s . Deux types de sondes ont été utilisées pour cette étude. Les essais ont été effectués à une hauteur initiale H_0 fixée à 183 cm pour la sonde POP et fixée à 202 cm pour la sonde M2. Lors des essais, chaque sonde a été placée sur l'axe de la colonne à différentes hauteurs H_s et à différents v_{sg} correspondants aux régimes homogène et hétérogène. Pour H_s/D inclus entre 1 et 6, la fraction de vide évolue linéairement avec la hauteur H_s/D en homogène et en hétérogène. On est donc bien en régime quasi-établi sur cette gamme de hauteur. Au vu des résultats présentés sur la figure 4.1, on considèrera que nous sommes en zone quasi-développée lorsque H_s/D sera inclus entre 2 et 6.

Par ailleurs, comme on peut le voir sur le tableau 4.1, le gradient vertical de fraction de vide moyenné entre les hauteurs $H_s/D = 1$ et $H_s/D = 6$ évolue entre 0,0038 et 0,018 quand v_{sg} varie entre 1,4 cm/s et 22,8 cm/s. Comme montré sur la figure 4.1, $d\alpha/d(H_s/D)$ mesuré entre $H_s/D = 1$ et $H_s/D = 6$ évolue linéairement avec v_{sg} .

4.2 Fraction de vide

La compréhension des phénomènes hydrodynamiques au sein d'une colonne à bulles passe obligatoirement par l'étude de la fraction de vide. Différentes méthodes ont été utilisées afin

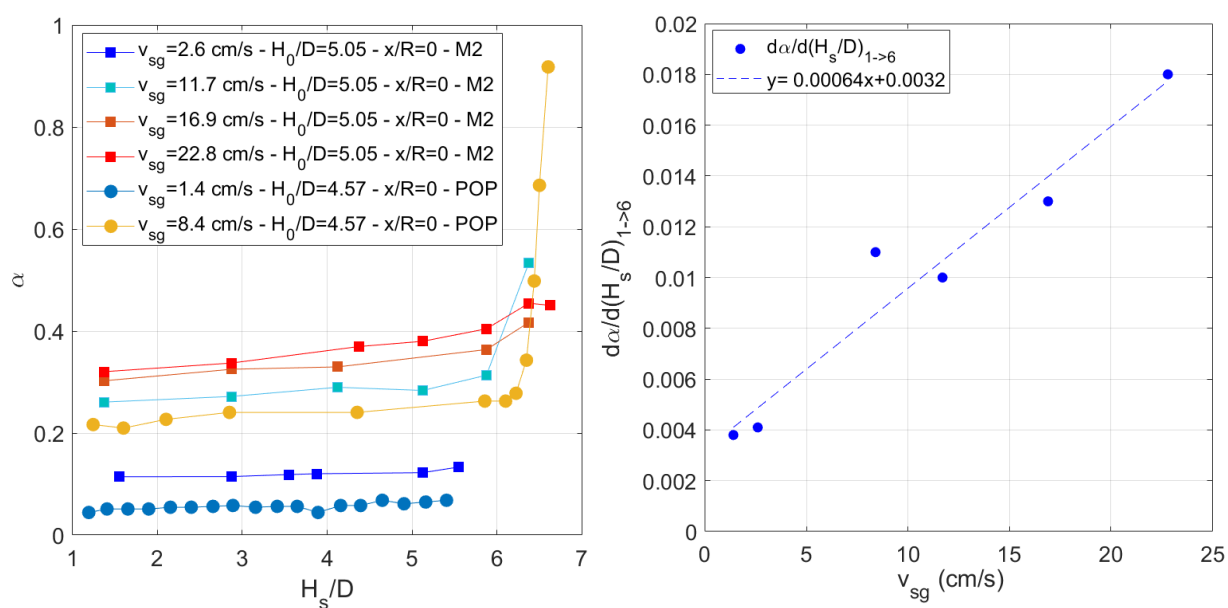


Figure 4.1 – Gauche: Évolution verticale de la fraction de vide locale sur l'axe obtenue à l'aide de la sonde M2 (carrées) et de la sonde POP (ronds). En régimes homogène et hétérogène, le taux de vide évolue linéairement avec H_s/D compris entre 1 et 6. Droite: Évolution des gradients de fraction de vide en fonction v_{sg} .

Table 4.1 – Tableau récapitulatif des gradients de la fraction de vide verticaux lorsque H_s/D varie entre 1 et 6.

v_{sg} (cm/s)	$d\alpha/d(H_s/D)_{1 \rightarrow 6}$
1,4	0,0038
2,6	0,0041
8,4	0,011
11,7	0,010
16,9	0,013
22,8	0,018

de mesurer ce paramètre. Dans cette section, nous parlerons des fractions de vide globale et locale. Cette dernière nous donnera une indication de la distribution spatiale de la concentration gazeuse. Dans les sections suivantes nous serons amenés à comparer nos résultats avec ce qui est proposé dans la littérature.

4.2.1 Fraction de vide globale

La fraction de vide globale α_G peut être mesurée à "vu". On l'obtient à l'aide de la différence entre la hauteur dynamique H_{dyn} due au gaz injecté au sein de la colonne et la hauteur d'eau initiale H_0 avant l'injection de gaz rapportée sur H_{dyn} . La fraction de vide globale α_G s'exprime par:

$$\alpha_G = \frac{H_{dyn} - H_0}{H_{dyn}} = 1 - \frac{H_0}{H_{dyn}} \quad (4.1)$$

Cette méthode n'est pas très précise puisque celle-ci repose sur une observation de la surface libre. Cette dernière oscille fortement lorsque la vitesse superficielle v_{sg} est grande. Comme on peut le voir sur la figure 4.2 obtenue en régime hétérogène, la surface libre se meut de façon irrégulière. Il est assez difficile de déterminer précisément H_{dyn} . Pour l'approximer, on a pris en compte la couche de mousse en surface très fortement concentrée en bulles. On considère que H_{dyn} se trouve à la hauteur moyenne entre la hauteur maximale atteinte par la surface libre et la hauteur minimale atteinte par la base de cette couche bulleuse lors d'une observation de 30 secondes. Après avoir établi un protocole de mesure de H_{dyn} , on effectue des essais à différentes v_{sg} allant de 0 à 23 cm/s, afin d'obtenir l'évolution de la fraction de vide globale α_G . La hauteur d'eau initiale H_0 est fixée à 190 cm. La figure 4.3 présente les fractions de vide globales obtenues durant nos essais. Elles sont représentées par la courbe rouge. Les barres d'erreurs correspondent aux deux hauteurs de la couche de mousse précédemment citées. On a typiquement une incertitude relative de $\pm 14\%$. On constate que la fraction de vide augmente de façon quasi-linéaire à faible v_{sg} (≤ 5 cm/s). Le taux d'accroissement de α_G diminue lorsque v_{sg} est compris entre $v_{sg} = 5$ cm/s et 7 cm/s. Il se stabilise lorsque v_{sg} est à peu près égale à 7 cm/s. On considérera par la suite que les vitesses superficielles de gaz v_{sg} inférieures à 5 cm/s et supérieures à 7 cm/s correspondent respectivement aux régimes homogène et hétérogène.

Nos fractions de vide globales ont été comparées avec des données issues de la littérature. Nous avons choisi de nous comparer à Raimundo [20, 22, 23] et Forret et al. [10, 21, 71] qui ont utilisé des colonnes présentant des caractéristiques similaires à la nôtre. De plus, la coalescence est sensée être faible dans ces dispositifs. Les évolutions de α_G obtenues par Raimundo et al. [22] dans différentes tailles de colonnes à bulles (D égal à 15 cm, 40 cm, 100 cm) et par Forret et al. [21] (D=40 cm) sont présentées sur la figure 4.3. On constate que ces différentes courbes correspondent raisonnablement bien avec la courbe obtenue lors de nos essais. On constate aussi que le diamètre D de la colonne à bulles ne semble pas influencer sur α_G .

4.2.2 Fraction de vide locale

Les sondes optiques M2 et POP ont été utilisées durant nos essais pour mesurer la vitesse locale α . La durée de mesure choisie lors de chaque essai permet d'atteindre la convergence de



Figure 4.2 – Surface libre agitée sous l’effet du gaz injecté à haut débit. La photo a été prise en régime hétérogène à $v_{sg} = 22,75$ cm/s. On constate la présence d’une couche bulleuse plus ou moins épaisse au niveau de la surface libre.

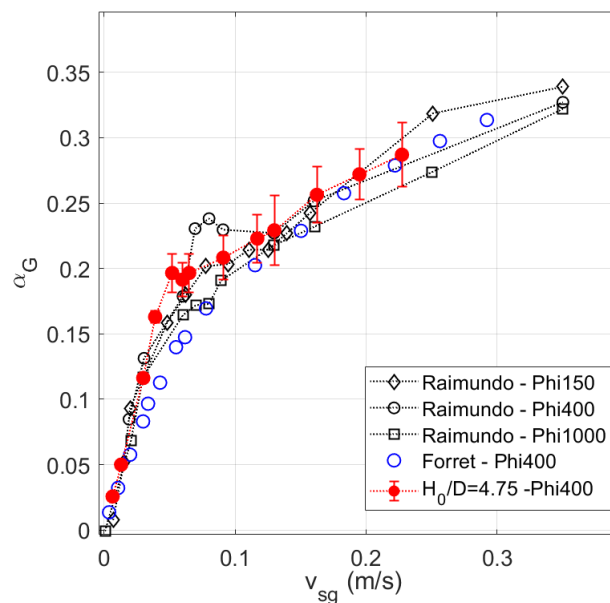


Figure 4.3 – Évolution de la fraction de vide globale en fonction de la vitesse superficielle de gaz v_{sg} . Les marqueurs rouges correspondent aux données acquises lors de nos essais, les autres correspondent à des valeurs issues de la littérature. Les barres d’erreurs correspondent à la hauteur maximale atteinte par la surface libre et la hauteur minimale atteinte par la base de cette couche superficielle bulleuse que l’on peut observer sur la figure 4.2.

la fraction de vide locale à 10% près. La fraction de vide locale s'obtient grâce à la formule introduite dans la section 2.2.2.1.

4.2.2.1 Profil radial en régime hétérogène

Nous nous sommes intéressés aux profils radiaux de la fraction de vide au sein de la colonne à bulles. Des mesures ont été entreprises avec la sonde M2 à différentes positions radiales x/R incluses entre 0 et 0,8. Ces essais ont été effectués à deux v_{sg} différents (9cm/s et 16 cm/s) et à différentes hauteurs H_s (105 cm, 145 cm et 195 cm). La hauteur initiale H_0 est fixée à 200 cm. Examinons l'influence de H_s sur les profils radiaux de fraction de vide locale. Ces profils restent inchangés lorsque H_s varie dans la zone d'écoulement quasi-établi définie dans la section 4.1. Les profils radiaux obtenus présentés sur la figure 4.4 confirment que les écarts entre les différents profils sont assez faibles. En effet, pour le cas où $v_{sg} = 9$ cm/s, l'écart relatif moyen est de 6% et l'écart relatif maximal obtenu à $x/R=0,4$ est de l'ordre de 16%. Lorsque $v_{sg}=16,25$ cm/s, on obtient un écart relatif moyen de l'ordre de 9% et un écart relatif maximal de l'ordre de 18% à $x/R=0,7$.

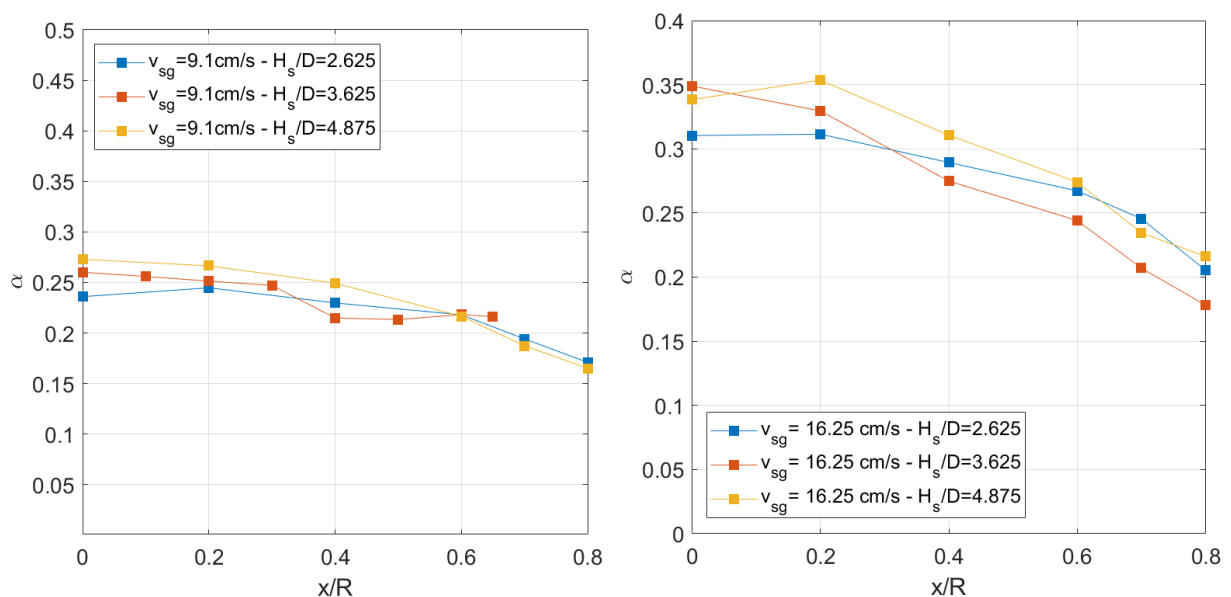


Figure 4.4 – Influence de H_s/D sur les profils radiaux du taux de vide local obtenus à $v_{sg} = 9,1$ cm/s et $v_{sg} = 16,25$ cm/s avec la sonde M2.

Nous avons testé le profil de fraction de vide locale α proposé par Schweitzer et al. [72] pour des colonnes à bulles de diamètre $D \leq 0,4$ m exploitées en régime hétérogène. Cette relation

s'écrit sous la forme suivante:

$$\alpha(x/R) = \alpha_G \cdot [-1,7889 \cdot ((x/R)^6 - 1) + 1,228 \cdot ((x/R)^4 - 1) - 0,939 \cdot ((x/R)^2 - 1)] \quad (4.2)$$

où α_G désigne la fraction de vide globale au sein de la colonne. Ayant subi une légère modification entre 2003 et 2006 (le coefficient de $(x/R)^6$ est passé de 1,638 à 1,7789 [10, 71]), nous avons pris en compte la dernière version présentée dans la littérature qui intègre les données obtenues dans des colonnes à bulles de grandes tailles (>1 m de diamètre). Dans cette section, on compare des profils expérimentaux de fraction de vide locale à un profil défini par la relation 4.2. Dans un premier temps, ces profils sont normalisés par la fraction de vide globale α_G . Ces profils sont présentés sur la figure 4.5. Les profils présentés ont été obtenus à $v_{sg} = 16,25$ cm/s et $v_{sg} = 22,75$ cm/s. La sonde M2 a été placée à $H_s = [105$ cm, 145 cm, 195 cm] pour $v_{sg} = 16,25$ cm/s et à $H_s = 145$ cm pour $v_{sg} = 22,75$ cm/s. Les profils obtenus lors de nos essais présentent la même monotonie que le profil issu de la relation 4.2 lorsque x/R varie. Comme attendu, α/α_G diminue quand on s'éloigne de l'axe de la colonne.

Les fractions de vide locales obtenues expérimentalement sont relativement proches des prédictions de Schweitzer et al. [72]. Un écart relatif moyen de 6% entre les profils et la relation 4.2 est observé. Le profil obtenu à $v_{sg} = 16,25$ cm/s et $H_s/D = 4,875$ présente l'écart relatif le plus faible avec 3%. On observe un écart moyen de 10% lorsque $v_{sg} = 16,25$ cm/s et $H_s/D = 3,625$. Les autres profils présentent un écart moyen de 6%. Ces écarts sont de l'ordre de l'incertitude de la mesure de α_G : l'accord entre la relation 4.2 et les profils mesurés est donc satisfaisant.

Table 4.2 – Tableau des écarts relatifs entre les profils de fraction de vide locale et l'équation 4.2.

v_{sg} (cm/s)	x/R						Moyenne
	0	0,2	0,4	0,6	0,7	0,8	
16 ($H_s/D=2,6$)	10%	7%	8%	5%	3%	2%	6%
16 ($H_s/D=3,6$)	1%	2%	12%	13%	18%	15%	10%
16 ($H_s/D=4,8$)	2%	5%	1%	2%	8%	3%	3%
23 ($H_s/D=3,6$)	10%	3%	2%	10%	6%	6%	6%

On s'intéresse ensuite à l'évolution de la fraction de vide locale $\alpha(x/R)$ normalisée par la fraction de vide sur l'axe α_0 . Ces profils expérimentaux ont été comparés à des profils expérimentaux issus de la littérature et à un profil $\alpha(x/R)/\alpha_0$ qui se base sur l'équation 4.2 (c'est-à-dire que α_0 est aussi calculé à partir de la relation 4.2). On obtient la relation suivante:

$$\alpha(x/R)/\alpha_0 = [-1,1927 \cdot ((x/R)^6 - 1) + 0,8187 \cdot ((x/R)^4 - 1) - 0,6260 \cdot ((x/R)^2 - 1)] \quad (4.3)$$

Les profils issus de la littérature ont été obtenus entre $x/R = -1$ et $x/R = 1$. Ils seront représentés sur un intervalle inclus entre $x/R = 0$ et $x/R = 1$. La figure 4.6 présente des profils obtenus à $v_{sg} = 9,1$ cm/s et $v_{sg} = 16,25$ cm/s. Ces données ont été présentées sur différentes figures pour plus de clarté. En se focalisant sur le cas à $v_{sg} = 9,1$ cm/s, on constate que les profils obtenus à différentes

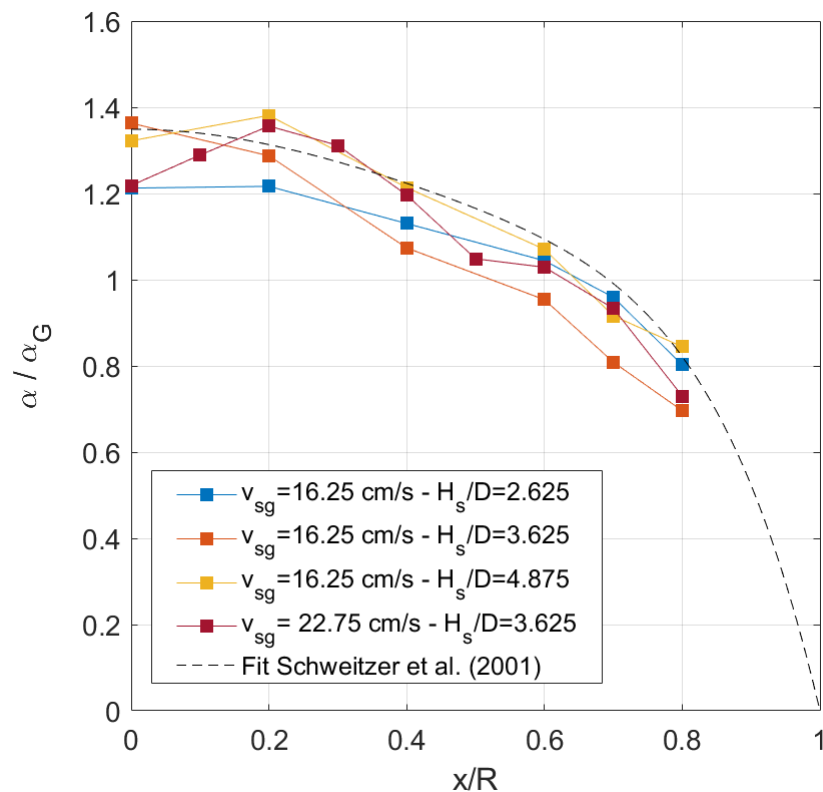


Figure 4.5 – Profils radiaux de fraction de vide locale normalisés par α_{3G} . Ces profils obtenus en régime hétérogène ont été comparés à l'équation 4.2.

hauteurs H_s sont relativement proches du profil issu de la relation 4.3. Pour des hauteurs de mesures fixées à $H_s/D=3,625$ et à $H_s/D=4,875$, la correspondance entre le profil expérimental et l'équation 4.3 est très bonne. Ces deux profils présentent un écart relatif moyen inférieur à 5%. Pour le cas défini par $H_s/D=4,875$, $\alpha(x/R)/\alpha_0$ est légèrement supérieur à la relation 4.3. L'écart relatif moyen est de 10% avec un pic de 16% à $x/R=0,8$. Si on s'intéresse au profil radial de la fraction de vide locale obtenu par Chen et al.[60] dans une colonne à bulle de diamètre D égal à 40 cm, on constate que celui-ci est très proche des profils obtenus lors de nos essais. De plus, le profil de Chen et al.[60] présente une forte correspondance avec la relation 4.3. À $v_{sg} = 16,25$ cm/s, les profils obtenus à $H_s/D=2,625$ et à $H_s/D=4,875$ présentent une correspondance quasi parfaite avec la relation 4.2. En effet, l'écart moyen relatif obtenu pour ces deux profils est de l'ordre de 3%. Le profil obtenu à $H_s/D=3,625$ présente des fractions de vide inférieures aux prédictions se basant sur la relation 4.3. Pour x/R compris entre 0 et 0,2, on observe une très bonne correspondance entre ce profil et la relation 4.3. Par contre, une divergence entre ces deux profils est observée lorsque x/R est supérieur à 0,2. Les profils de $\alpha(x/R)/\alpha_0$ obtenus par Raimundo à $H_s/D=3,75$ et McClure et al. [73] à $H_s/D=2,625$ dans une colonne à bulles de diamètre $D=0,4$ m sont présentés sur la figure 4.6. Le profil obtenu par Raimundo se révèle très proche des profils obtenus à $H_s/D=2,625$ et à $H_s/D=4,875$ lorsque x/R varie entre 0 et $x/R=0,4$.

Le profil de Raimundo tend ensuite vers le profil obtenu lors de nos essais à $H_s/D=3,625$ quand on s'éloigne de l'axe de la colonne à bulles. Si on s'intéresse au profil obtenu par McClure et al. [73], on constate que certains points sont assez proches de la courbe correspondante au cas $H_s/D=3,625$ quand d'autres présentent un écart relatif supérieur à 20%. Pour chaque x/R , les points les plus proches correspondent aux points expérimentaux pris entre 0 et R. Les autres correspondent au cas où x/R est négatif. On note qu'il n'y a pas de symétrie dans le profil de McClure et al. [73]. Pour conclure, l'invariabilité du profil de fraction de vide locale par rapport

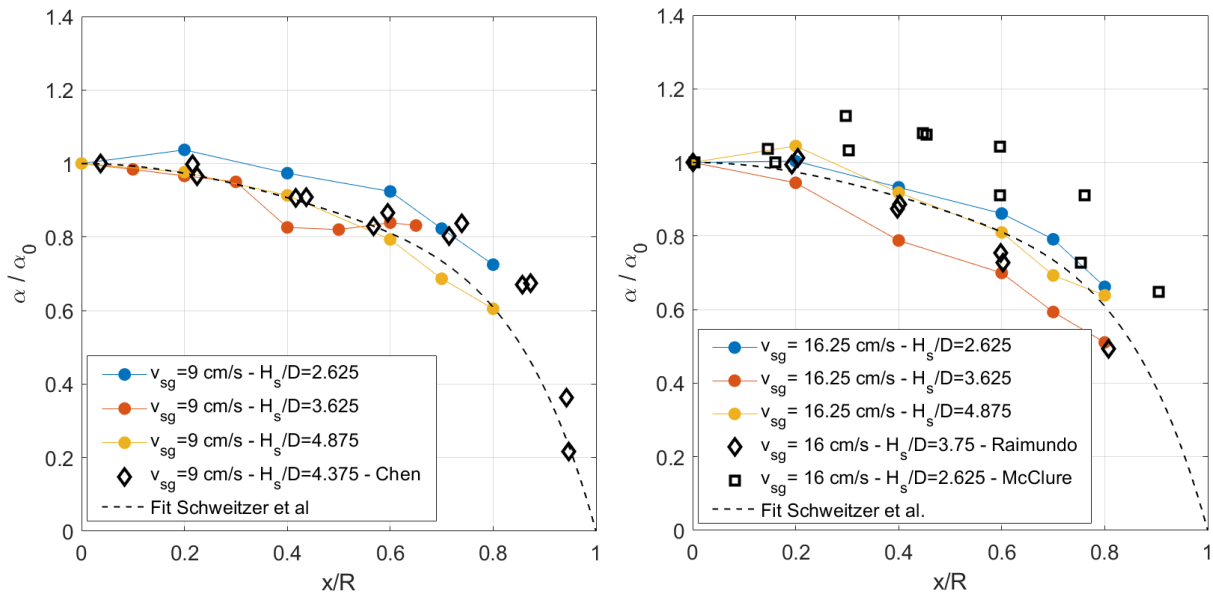


Figure 4.6 – Profils radiaux de fraction de vide locale normalisés par α_0 . Les données présentées ont été obtenues avec une sonde M2. Les marqueurs ronds correspondent aux valeurs obtenues durant nos essais. Les marqueurs noirs correspondent aux données issues de la littérature. Les pointillées correspondent à la relation 4.3.

à H_s montre que les mesures ont été effectuées dans un écoulement quasi-établi. Les profils $\alpha / \langle \alpha_G \rangle$ et $\alpha / \langle \alpha_0 \rangle$ sont consistants avec la corrélation proposée par Schweitzer et al. [72] et avec plusieurs données expérimentales proposées dans la littérature.

4.2.2.2 Influence de v_{sg} sur la fraction de vide locale α

La vitesse superficielle de gaz a une influence importante sur les écoulements observés au sein de la colonne à bulles. Dans la littérature, l'étude de l'évolution de la fraction de vide avec v_{sg} peut permettre de définir en partie les régimes d'exploitation. Cela nous incite à déterminer l'influence de v_{sg} sur la fraction de vide locale α . Des mesures de fraction de vide locale ont été effectuées sur l'axe de la colonne à l'aide d'une sonde POP et d'une sonde M2. Ces essais ont été effectués à une hauteur de mesures H_s fixée à 145 cm et à différents v_{sg} allant de 0 à 25 cm/s.

Ces données sont présentées sur la figure 4.7. La courbe bleue représente les données issues de la sonde M2 quand la courbe rouge représente celles obtenues à l'aide de la sonde optique classique POP. Ces deux sondes présentent un écart relatif moyen de 3%. On constate que la fraction de vide locale sur l'axe augmente avec v_{sg} . α_0 augmente linéairement lorsque v_{sg} est inclus entre 0 et 5 cm/s. Le taux d'accroissement commence à diminuer vers $v_{sg} = 5$ cm/s, pour ensuite se stabiliser à haut débit de gaz. Cette tendance a déjà été observée sur la figure 4.3 représentant l'évolution la fraction de vide globale. Par la suite, les courbes de α_0 en fonction de v_{sg} ont été comparées à des données issues de la littérature. Sur la figure 4.7, on a comparé nos données à des résultats obtenus dans le même type de colonne à bulles. Raimundo [22, 23] a mesuré la fraction de vide locale à l'aide d'une sonde optique classique (1C). Il a obtenu des fractions de vides similaires aux nôtres lorsque v_{sg} est inclus entre 0 et 5 cm/s. Lorsque v_{sg} est supérieure à 5 cm/s, on obtient des fractions de vide locales légèrement inférieures à celles obtenues par Raimundo. L'écart entre les différentes courbes de fraction de vide augmente légèrement quand v_{sg} est supérieur à 10 cm/s. Si on se réfère à la courbe de la sonde M2, l'écart relatif moyen avec la courbe obtenue par Raimundo est de l'ordre de 5%.

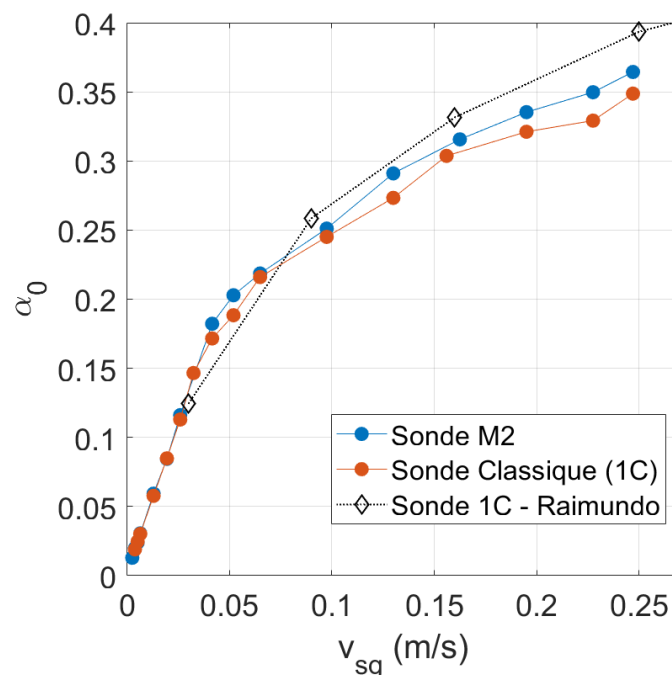


Figure 4.7 – Évolution de la fraction de vide locale mesurée sur l'axe de la colonne à bulles en fonction de la vitesse superficielle de gaz v_{sg} dans une colonne à bulles de diamètre D égal à 40 cm. Les mesures ont été effectuées dans la zone d'écoulement quasi-établi. Les marqueurs rouges correspondent aux données obtenues à l'aide d'une sonde conique classique (POP). Les marqueurs bleus ont été obtenus à l'aide de la sonde optique Doppler (M2). Les marqueurs noirs correspondent à des valeurs issues de la littérature.

Après s'être intéressé au cas de la fraction de vide locale sur l'axe de la colonne à bulles, on se concentre par la suite sur un cas proche de la paroi. Des mesures ont été effectuées à la position $x/R=0,7$ afin d'obtenir l'évolution de la fraction de vide locale $\alpha_{0,7}$ en fonction de v_{sg} . Ces essais ont été effectués à une hauteur de mesures H_s fixée à 145 cm et à différentes v_{sg} allant de 0 à 23 cm/s. La hauteur d'eau initiale est fixée à $H_0=200$ cm. La figure 4.8 présente l'évolution de $\alpha_{0,7}$ en fonction de v_{sg} . Elle est représentée par la courbe rouge bordeaux. Comme pour la fraction de vide locale sur l'axe α_0 , $\alpha_{0,7}$ augmente avec v_{sg} . On constate aussi que le taux d'accroissement de $\alpha_{0,7}$ diminue lors de la transition entre le régime homogène et le régime hétérogène. En comparant α_0 et $\alpha_{0,7}$ en fonction de v_{sg} , on constate qu'ils présentent des valeurs similaires lorsque v_{sg} est faible. Quand v_{sg} est supérieur à 10 cm/s, α_0 est systématiquement supérieur à $\alpha_{0,7}$, ce qui est en adéquation avec les profils de fraction de vide présentés sur les figures 4.4 et 4.6.

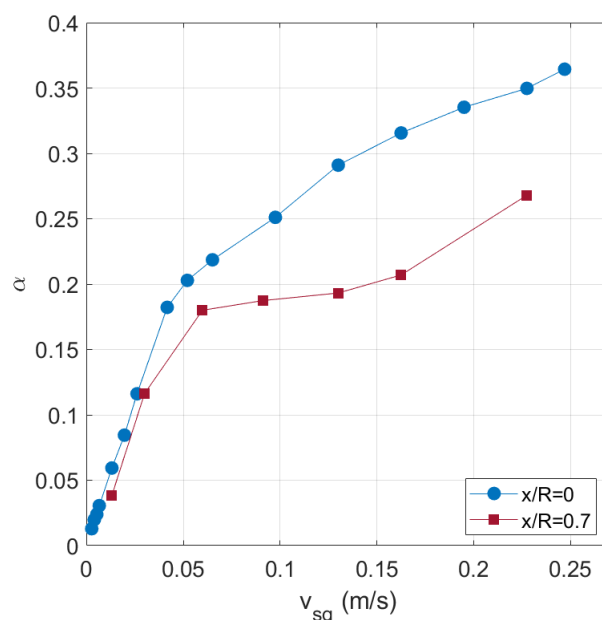


Figure 4.8 – Évolution de la fraction de vide locale en fonction de la vitesse superficielle de gaz v_{sg} à $x/R=0$ et $x/R=0,7$. Ces données ont été obtenues l'aide de la sonde optique Doppler M2 placée à une hauteur $H_s=145$ cm.

4.2.3 Lien entre fractions de vide locale et globale

Dans cette partie, on cherche à déterminer la relation entre la fraction de vide globale et le taux de vide local. Dans ce but, on s'intéressera dans un premier temps aux évolutions du taux de vide local sur l'axe α_0 , de la fraction de vide au cœur de la colonne $\alpha_{0-0,7}$ et de la fraction de vide globale α_G avec v_{sg} . Pour rappel, la fraction de vide au cœur de la colonne $\alpha_{0-0,7}$ s'exprime par:

$$\alpha_{0-0,7} = \frac{2\pi}{S_{0-0,7}} \int_0^{0,7R} \alpha(r) \cdot r \cdot dr \quad (4.4)$$

avec $S_{0-0,7}$ l'aire de la zone définie par $|x/R| < 0,7$.

Sur la figure 4.9, on note que α_0 , $\alpha_{0-0,7}$ et α_G croissent lorsque v_{sg} augmente. Ces trois paramètres présentent des valeurs identiques en régime homogène. Ce résultat est peu surprenant étant donné que la répartition de la fraction de vide locale au sein de la colonne est uniforme dans ces conditions. En régime hétérogène α_0 est systématiquement supérieur à $\alpha_{0-0,7}$ et α_G . De plus, $\alpha_{0-0,7}$ et α_G présentent des valeurs assez similaires lorsque la vitesse superficielle de gaz varie entre 6,5 cm/s et 19 cm/s.

Par la suite, on cherche à établir une relation entre les différentes fractions de vide présentées dans cette section. La figure 4.10-gauche représente α_0 et $\alpha_{0-0,7}$ en fonction α_G lorsque la figure 4.10-droite représente α_G et $\alpha_{0-0,7}$ en fonction α_0 . Sur ces figures, on note que $\alpha_0(\alpha_G)$, $\alpha_{0-0,7}(\alpha_G)$ et $\alpha_{0-0,7}(\alpha_0)$ évoluent linéairement. Par régression linéaire, on déduit de ces figures les relations suivantes:

$$\alpha_0 = 1,219 \cdot \alpha_G \quad (4.5)$$

$$\alpha_{0-0,7} = 1,083 \cdot \alpha_G, \quad (4.6)$$

$$\alpha_{0-0,7} = 0,866 \cdot \alpha_0. \quad (4.7)$$

Malgré la tendance linéaire observée, une variation du taux d'accroissement de $\alpha_0(\alpha_G)$, $\alpha_{0-0,7}(\alpha_0)$ et $\alpha_{0-0,7}(\alpha_G)$ (même si cette tendance est moins nette sur cette dernière) est observée lors de la transition entre le régime homogène et hétérogène. Cela nous amène à déterminer de nouvelles relations en fonction du régime (voir les figures 4.11 et 4.12). Par régression linéaire, on obtient en régime homogène:

$$\alpha_0 = 1,129 \cdot \alpha_G \quad (4.8)$$

$$\alpha_{0-0,7} = 1,108 \cdot \alpha_G \quad (4.9)$$

$$\alpha_{0-0,7} = 0,981 \cdot \alpha_0. \quad (4.10)$$

On obtient en régime hétérogène:

$$\alpha_0 = 1,221 \cdot \alpha_G \quad (4.11)$$

$$\alpha_{0-0,7} = 1,077 \cdot \alpha_G \quad (4.12)$$

$$\alpha_{0-0,7} = 0,869 \cdot \alpha_0 \quad (4.13)$$

Sans surprise, les coefficients directeurs des relations 4.8 et 4.9 sont similaires en régime homogène (On décèle une légère différence de l'ordre de 2% entre les deux coefficients). En régime hétérogène, les relations 4.11 et 4.13 s'avèrent assez proches de celles obtenues par Raimundo [22]. On obtient des coefficients directeurs respectivement égaux à 1,221 et 0,8694 contre 1,342 et 0,8964 pour Raimundo [22]. La relation 4.12 est assez différente de celle obtenue par Raimundo [22]. On obtient un coefficient directeur de 1,077 contre 1,315 pour Raimundo [22]. Cet écart peut correspondre aux incertitudes des mesures de α_{3G} "à vue" lors de nos essais et ceux de Raimundo. Pour conclure, les fractions de vide α_0 , $\alpha_{0-0,7}$ et α_{3G} sont proportionnelles. De plus, α_0 et α_{3G} peuvent être utilisés l'un ou l'autre lors de la normalisation du profil de la fraction de vide locale. Un récapitulatif des relations obtenues dans cette section est présenté sur le tableau 4.3.

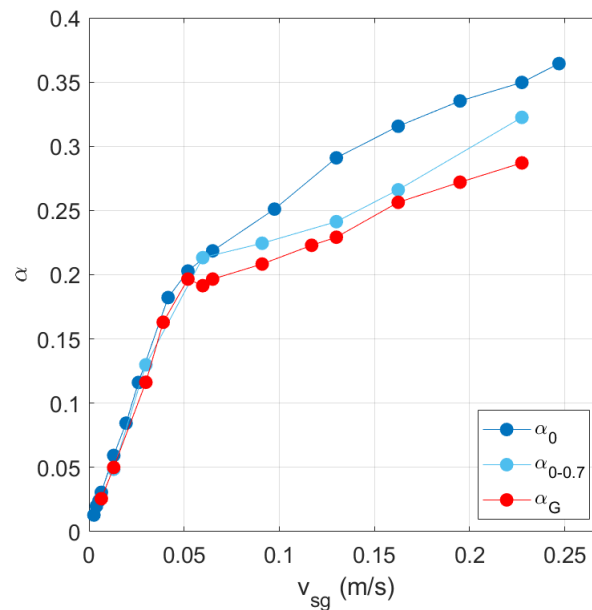


Figure 4.9 – Comparaison des évolutions de α_0 , $\alpha_{0-0,7}$ et α_G en fonction de v_{sg} . Ces données ont été obtenues l'aide de la sonde optique Doppler M2 placée à une hauteur $H_s=145$ cm.

Table 4.3 – Tableau récapitulatif des relations établies durant nos essais.

	Homogène+Hétérogène	Homogène	Hétérogène	Raimundo - Hétérogène
α_0/α_G	1,218	1,129	1,221	1,342
$\alpha_{0-0,7}/\alpha_G$	1,083	1,108	1,077	1,315
$\alpha_{0-0,7}/\langle \alpha_0 \rangle$	0,8663	0,9805	0,8694	0,8964

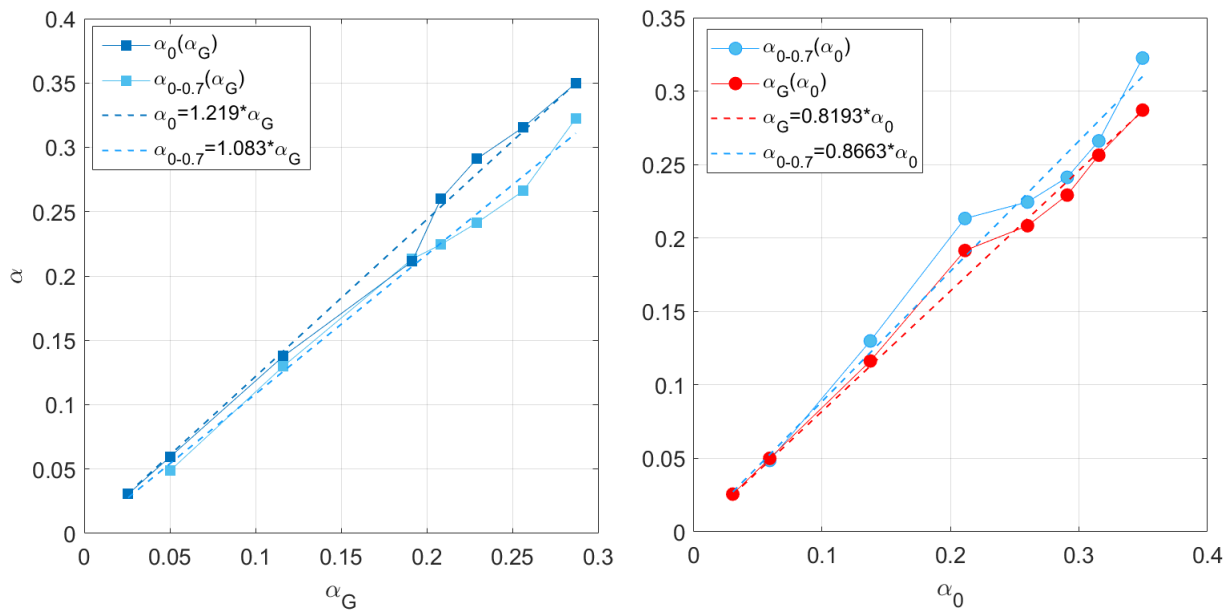


Figure 4.10 – Gauche: α_0 et $\alpha_{0-0.7}$ en fonction de α_G . Droite: α_G et $\alpha_{0-0.7}$ en fonction de α_0 . Les relations déterminées à partir de régressions linéaires sont représentées sur cette figure. Ces relations sont représentées en pointillées.

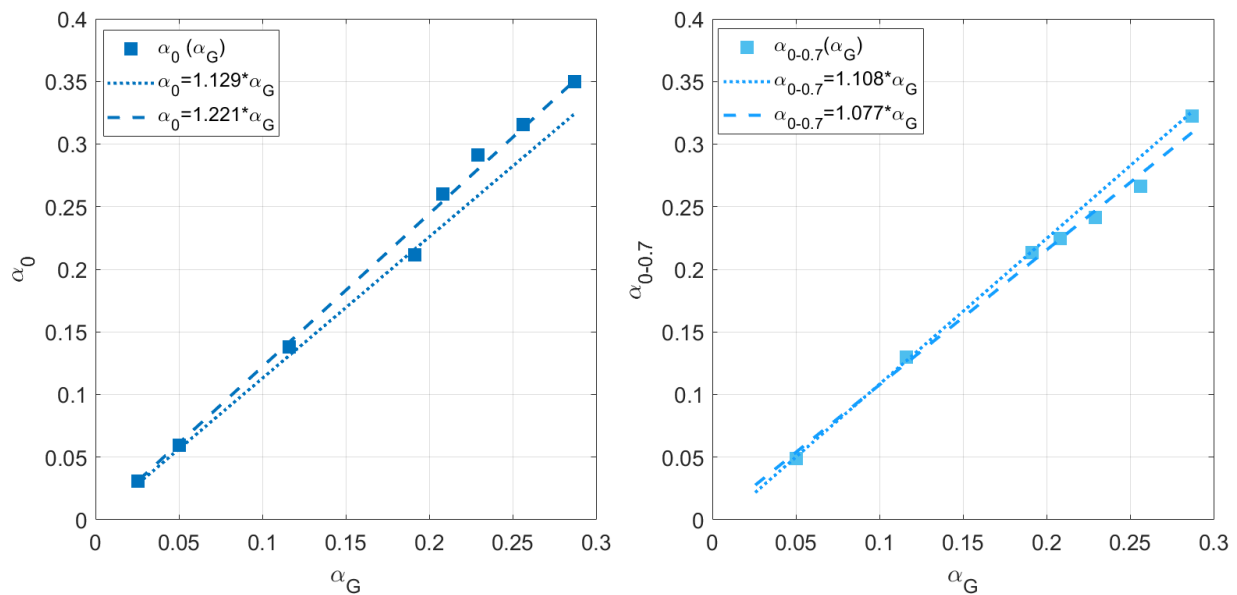


Figure 4.11 – Régressions linéaires obtenues à l'aide des données présentées sur la figure 4.10 en régimes homogène et hétérogène.

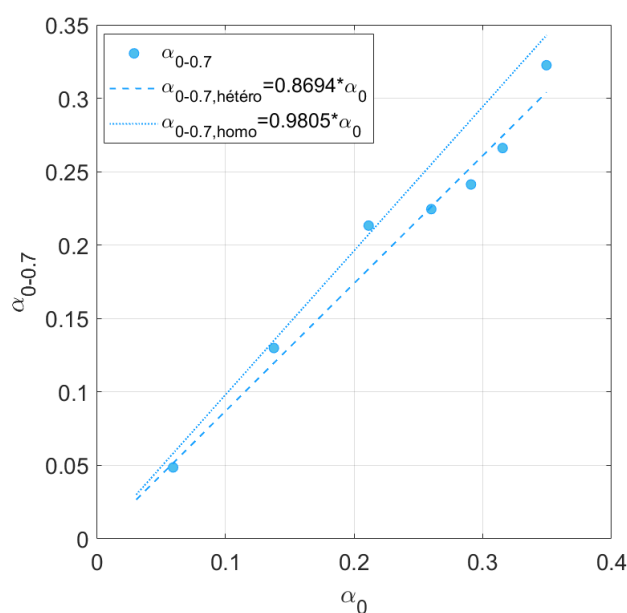


Figure 4.12 – Régressions linéaires obtenues à l'aide de l'évolution de $\alpha_{0-0.7}(\alpha_0)$ présentée sur la figure 4.10-droite. Des relations ont été établies en fonction du régime.

4.2.4 Évolution des fractions de vide locale et globale avec v_{sg}

4.2.4.1 Fraction de vide globale α_G

L'évolution de la fraction de vide globale avec la vitesse superficielle de gaz v_{sg} a été étudiée à de nombreuses reprises lors de ces soixante dernières années. Cela a permis d'établir plusieurs corrélations entre α_G et v_{sg} . Certaines d'entre elles sont présentées dans le tableau 4.4. On peut constater que ces relations peuvent dépendre de nombreux paramètres tels que les viscosités liquide et gazeuse, les masses volumiques du liquide et du gaz et la vitesse superficielle de gaz v_{sg} . On note que les exposants liés à v_{sg} ont des valeurs assez différentes. Ils sont compris entre 0,44 et 0,58 (voir tableau 4.5). Soulignons que la relation de Akita et Yoshida [74] ne dépend pas du diamètre D de la colonne.

La figure 4.13 représentée en log-log compare l'évolution de la fraction de vide globale obtenue lors de nos essais et les corrélations issues de la littérature. Ces dernières sont représentées par des pointillés noirs. Nos données permettent d'établir des relations entre v_{sg} et α_{3G} . Une première loi prend en compte uniquement des valeurs de v_{sg} correspondant au régime hétérogène (soit $v_{sg} > 7$ cm/s) lorsque la seconde prend toutes les données en compte. On obtient les relations suivantes:

$$\alpha_{G,hetero} = 0,50.v_{sg}^{0,37 \pm 0,05}, v_{sg} > 7 \text{ cm/s} \quad (4.14)$$

$$\alpha_G = 0,60.v_{sg}^{0,46 \pm 0,10} \quad (4.15)$$

La relation 4.14 présente un exposant similaire à celui obtenu par Raimundo [22] lors de sa thèse dans une colonne de diamètre $D=0,4$ m. Il a obtenu un exposant affilié à v_{sg} de 0,38 quand nous obtenons un exposant de l'ordre de 0,37. L'exposant de v_{sg} obtenu dans la relation 4.15 se révèle très proche de ceux obtenus par Reilly [75] et le duo Hikita/Kikukawa . On obtient 0,46 lorsque Reilly [75] obtient 0,44 et le duo Hikita/Kikukawa [76] obtient 0,47. De plus, la fraction de vide globale α_G semble correspondre aux corrélations proposées par Hughmark [77] et Mashelkar [78] lorsque v_{sg} est supérieur à 10 cm/s. On a établi deux nouvelles relations entre la fraction de vide globale et v_{sg} que l'on a pu comparer à des corrélations issues de la littérature. Lorsque nous considérons uniquement les données correspondant au régime hétérogène (relation 4.14), l'exposant affilié à v_{sg} ne correspond pas à ceux présentés dans le tableau 4.5.

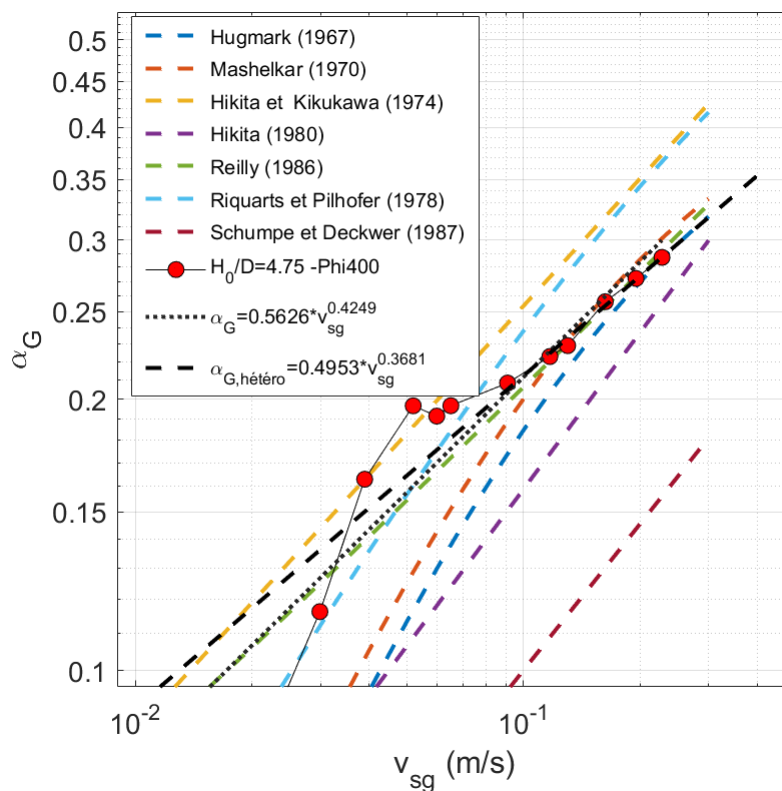


Figure 4.13 – Comparaison entre nos données expérimentales et les corrélations proposées dans le tableau 4.4. Ces dernières sont représentées par des traits discontinus de couleurs. Les traits discontinus noirs correspondent aux corrélations établies à l'aide de nos données.

4.2.4.2 Fraction de vide locale α

On cherche ensuite à établir une relation entre la fraction de vide locale et v_{sg} sous la forme d'une loi de puissance. Lors de la détermination de la relation, on a pris en compte uniquement

Table 4.4 – Diverses corrélations issues de la littérature

Corrélation	Auteurs
$\alpha_G = \frac{1}{2 + \left(\frac{0,35}{v_{sg}}\right) \left[\left(\frac{\rho_L \sigma}{72}\right)\right]^{1/3}}$	Hughmark (1967) [77]
$\alpha_G = \frac{v_{sg}}{0,3 + 2 * v_{sg}}$	Mashelkar (1970) [78]
$\frac{\alpha_G}{(1 - \alpha_G)^4} = 0,20 \left(\frac{gD^2 \rho_L}{\sigma}\right)^{1/8} \left(\frac{gD^3}{v_L^2}\right)^{1/12} \left(\frac{v_{sg}}{\sqrt{gD}}\right)$	Akita et Yoshida (1973) [74]
$\alpha_G = 0,505 * v_{sg}^{0,47} \left(\frac{72}{\sigma}\right)^{2/3} \left(\frac{1}{\mu_L}\right)^{0,05}$	Hikita et Kikukawa (1974) [76]
$\alpha_G = 0,672 \left(\frac{v_{sg} \mu_L}{\sigma}\right)^{0,578} \left(\frac{g \mu_L^4}{\rho_L \sigma^3}\right)^{-0,131} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L}\right)^{0,062} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0,107}$	Hikita (1980) [79]
$\alpha_G = 296 v_{sg}^{0,44} \rho_L^{-0,98} \sigma^{-0,16} \rho_G^{0,19} + 0,009$	Reilly (1986) [75]
$\alpha_G = \frac{0,11 \left(\frac{v_{sg}^3}{v_G}\right)^{1/4}}{1 + 0,11 \left(\frac{v_{sg}^3}{v_G}\right)^{1/4}}$	Riquarts et Pilhofer (1978) [80]
$\alpha_G = 0,2 \left(\frac{gD^2 \rho_L}{\sigma}\right)^{-0,13} \left(\frac{gD^3 \rho_L^2}{\mu_{eff}^2}\right)^{0,11} \left(\frac{v_{sg}}{\sqrt{gD}}\right)^{0,54}$	Schumpe et Deckwer (1987) [81]

les données obtenues à des v_{sg} supérieures à 7 cm/s. Lorsque la sonde Doppler M2 est utilisée, on obtient:

$$\alpha_0 = 0,62 \cdot v_{sg}^{0,38 \pm 0,05}. \quad (4.16)$$

La sonde optique classique POP a permis d'obtenir la relation suivante:

$$\alpha_0 = 0,5729 \cdot v_{sg}^{0,36 \pm 0,05}. \quad (4.17)$$

En comparant ces résultats avec les relations obtenues à partir des données de Raimundo [22] et Forret [21], on constate que l'on obtient des exposants assez similaires. De plus, on obtient le même exposant que celui obtenu lors de la détermination de la relation entre $\alpha_{G,hetero}$ et v_{sg} .

Pour rappel, cet exposant est de l'ordre de 0,37.

On élabore ensuite une relation entre $\alpha_{0,7}$ et v_{sg} à l'aide d'une loi de puissance. Comme on peut

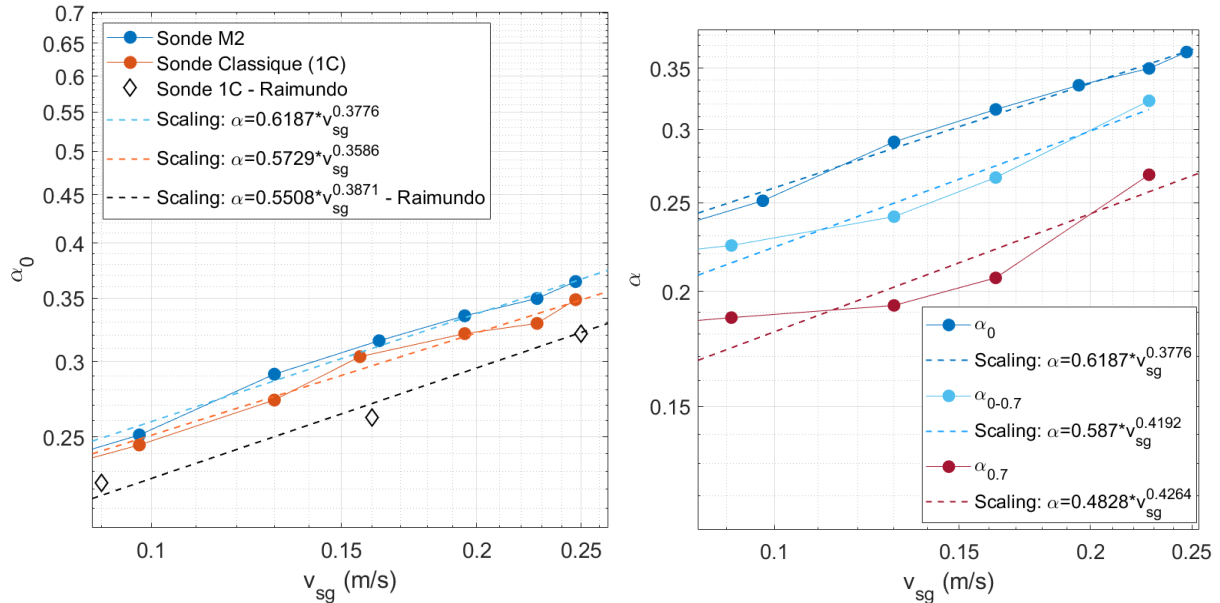


Figure 4.14 – Détermination des lois de puissances mettant en relation α et v_{sg} . Ces relations ont été obtenues à partir des courbes de la figure de gauche. Ces dernières sont représentées par des traits discontinus de couleurs. Les traits discontinus noirs correspondent aux corrélations établies à l'aide des données de Forret [21] et de Raimundo [22].

le voir sur la figure 4.14, on obtient la relation suivante:

$$\alpha_{0,7} = 0,48 \cdot v_{sg}^{0,43 \pm 0,05}. \quad (4.18)$$

Notons que l'exposant obtenu est relativement proche de celui obtenu pour α_0 .

De la même manière que pour α_0 , on a utilisé une loi de puissance qui a permis d'obtenir la relation:

$$\alpha_{0-0,7} = 0,59 \cdot v_{sg}^{0,42 \pm 0,07}. \quad (4.19)$$

Cette relation est représentée sur la figure 4.14 en pointillés bleu ciel. L'exposant obtenu est assez proche de celui obtenu par Raimundo (0,395) et celui obtenu pour α_0 (0,38).

Dans cette section, on constate que les exposants affiliés à v_{sg} obtenues dans les relations 4.14, 4.16, 4.17, 4.18 et 4.19 sont similaires. Les fractions de vide globale et locale sont proportionnelles à $v_{sg}^{\approx 0,40}$.

Table 4.5 – Tableau récapitulatif des exposants affiliés à v_{sg} issus du tableau 4.4.

Auteurs	v_{sg}
Hikita et Kikukawa (1974)	0,47
Hikita (1980)	0,578
Reilly (1986)	0,44
Schumpe et Deckwer (1987)	0,54
Présent travail (Hétérogène) (2021)	0,37

4.3 Étude de la phase liquide

On s'intéresse à la dynamique de la phase liquide au sein de la colonne. Dans la section 2.2.1, nous avons établi un protocole expérimental permettant de fiabiliser nos mesures de vitesse liquide à l'aide des tubes de Pavlov. Pour les résultats qui suivent, la configuration en "L" a été utilisée (la configuration "droite" ne permet pas d'explorer la plage des positions radiale proche des parois). Les données présentées par la suite ont été obtenues à l'aide du capteur Rosemount 2051 CD21. La fréquence d'acquisition est de 100 Hz. Elle est suffisante pour éviter "l'aliasing". Les vitesses liquides présentées par la suite ont été mesurées durant 5 minutes, assurant ainsi la convergence des moyennes et des écarts-types. Seules les statistiques de vitesses verticales sont prises en compte. Lorsque la vitesse liquide est mesurée on obtient des distributions de vitesses similaires à celle présentée sur la figure 4.15. On constate que des vitesses positives et négatives sont détectées. Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux moyennes et aux écarts-types des vitesses obtenues à différents v_{sg} et à différentes positions x/R . Nous nous concentrerons ensuite sur les statistiques de vitesses liquides conditionnées par le signe de celles-ci.

4.3.1 Profil radial de vitesse liquide

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés aux profils radiaux de vitesse liquide au sein de la colonne de diamètre $D=0,4$ m afin de vérifier l'auto-similarité de ceux-ci. Des essais ont été effectués à différentes vitesses superficielles, à différentes hauteurs de mesure H_s et à différentes positions radiales x/R . La hauteur d'eau initiale H_0 (lorsque v_{sg} est nulle) a été fixée à 200 cm.

On s'intéresse tout d'abord aux distributions de vitesses liquides obtenues lors de ces essais. La figure 4.16 présente des histogrammes de vitesse liquide obtenus en régimes homogène ($v_{sg}=1,3$ cm/s) et hétérogène ($v_{sg}=22,75$ cm/s) à différentes positions radiales x/R et à une hauteur $H/D=3,625$. On remarque que les proportions de vitesses positives et négatives varient en fonction de la position radiale x/R . Sur l'axe, les vitesses mesurées sont majoritairement positives. Le

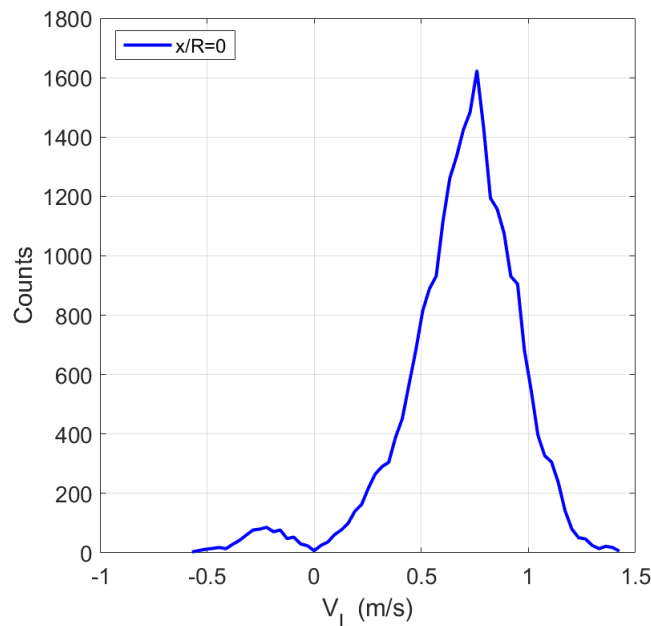


Figure 4.15 – Histogramme des vitesses liquides obtenues sur l'axe à $v_{sg} = 13$ cm/s.

pourcentage de vitesses positives est supérieur à 95%. Quand on s'éloigne de l'axe, la proportion de vitesses positives diminue lentement. Elle se traduit par une augmentation faible du nombre de vitesses négatives mesurées. Cette tendance est observable pour x/R compris entre 0 et 0,5. Quand on se rapproche de $x/R=0,6$, on constate un début d'inversion des proportions de vitesses positives et négatives. À cette position, la part de vitesses positives représente à peu près 60% contre 40% pour les vitesses négatives. On observe un équilibre des proportions pour $x/R=0,6-0,7$. Observer une vitesse liquide nette nulle à $x/R \approx 0,6$ peut paraître surprenant vu qu'on s'attend à ce que la vitesse nette s'annule à $x/R=0,7$. Ce résultat peut s'expliquer par un placement imparfait lors de la mesure ou des vibrations des tubes de Pavlov sous l'effet de l'écoulement malgré toutes les précautions prises. Notons que la proportion de vitesses liquides descendantes est plus importante lorsque $x/R > 0,7$.

Les normes de vitesses liquides détectées sont incluses entre 0 et 2 m/s. Les gammes de vitesses positives et négatives mesurées ne sont pas influencées par la position radiale x/R en régime homogène. En régime hétérogène, on observe une réduction de la plage des vitesses positives mesurées lorsque x/R augmente. Au contraire, la gamme de vitesse négative augmente quand on s'éloigne de l'axe de la colonne. En s'intéressant aux extremums de la vitesse liquide, on note que les vitesses maximale et minimale mesurées varient avec la position radiale x/R en régime hétérogène. Ces valeurs diminuent lorsque x/R augmente. À $v_{sg} = 22,75$ cm/s, la vitesse liquide maximale mesurée passe de 1,6 m/s à 1,1 m/s quand x/R varie entre 0 et 0,8. Dans les mêmes conditions, la vitesse liquide minimale passe de -0,5 m/s à -1,4 m/s.

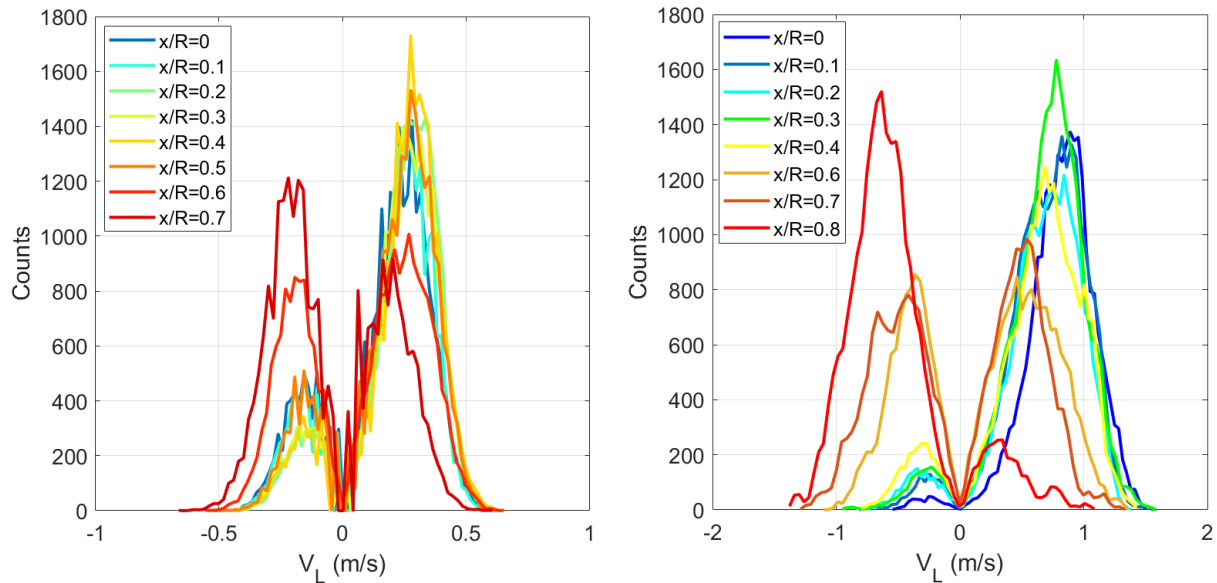


Figure 4.16 – Histogrammes des vitesse liquides à différentes positions radiales pour $v_{sg}=1,3$ cm (à gauche) et $v_{sg}=22,75$ cm/s (à droite).

Après s'être intéressé aux distributions des vitesses liquides, nous nous sommes concentrés sur les profils de vitesses qui en découlent. Nous avons commencé par étudier l'influence de la position verticale H_s sur les profils radiaux de vitesse liquide moyenne. Pour rappel, nous avons déterminé une zone dans laquelle l'écoulement est considéré comme quasi-développé dans la section 4.1. On s'attend donc à obtenir des profils de vitesse liquide inchangés quand on varie H_s dans la zone quasi-développée. Afin de s'assurer de cela, des essais ont été effectués à des hauteurs H_s égales à 105 cm, 145 cm et 195 cm correspondant à des rapports H_s/D de 2,625, 3,625 et 4,875. La vitesse liquide a été mesurée à des positions radiales incluses entre -2 et 16 cm correspondant à des positions radiales normalisées x/R comprises entre -0,1 et 0,8. Les profils observables sur la figure 4.17 ont été obtenus pour différents régimes: un cas en régime homogène avec $v_{sg}=1,3$ cm/s, deux cas en régime hétérogène avec $v_{sg}=13$ cm/s et $v_{sg}=16$ cm/s et enfin un dernier cas correspondant à la transition ($v_{sg}=6,5$ cm/s). En régime homogène, la vitesse moyenne liquide est constante lorsque x/R est inclus entre 0 et 0,5 et s'annule quasiment à $x/R=0,7$. Pour les cas correspondant à la transition et au régime hétérogène, les profils de vitesses prennent une forme parabolique avec une vitesse liquide moyenne maximale détectée au niveau de l'axe de la colonne à bulles. Cette vitesse liquide moyenne semble s'annuler à une valeur de $x/R=0,6$, sous-entendant une inversion de signe à cette position. Lorsque x/R est supérieure à 0,6, $\langle v_L \rangle$ est négatif. Quand on s'intéresse aux cas présentés sur la figure 4.17, on remarque que les écarts entre les profils obtenus aux différentes hauteurs H_s proposées sont faibles. Le tableau 4.6 recense les écarts de vitesses moyennes à chaque position radiale entre le profil obtenu à $H_s/D=2,625$ et celui mesuré à $H_s/D=4,875$. Ces écarts sont en moyenne

de l'ordre de 5-6 cm/s. Les écarts les plus élevés et les moins élevés ont été obtenus en régime hétérogène. On obtient un écart de 5 cm/s à $v_{sg}=13$ cm/s et de 12 cm/s à $v_{sg}=16$ cm/s. Ces valeurs sont inférieures à la valeur de l'incertitude sur les mesures de vitesses (0,14 m/s). Au vu de ces écarts modérés par rapport aux vitesses liquides moyennes obtenues, on peut considérer que les profils de vitesses liquides sont peu influencés par la variation de H_s/D , ce qui est en adéquation avec ce qui a été observé dans la section 4.1.

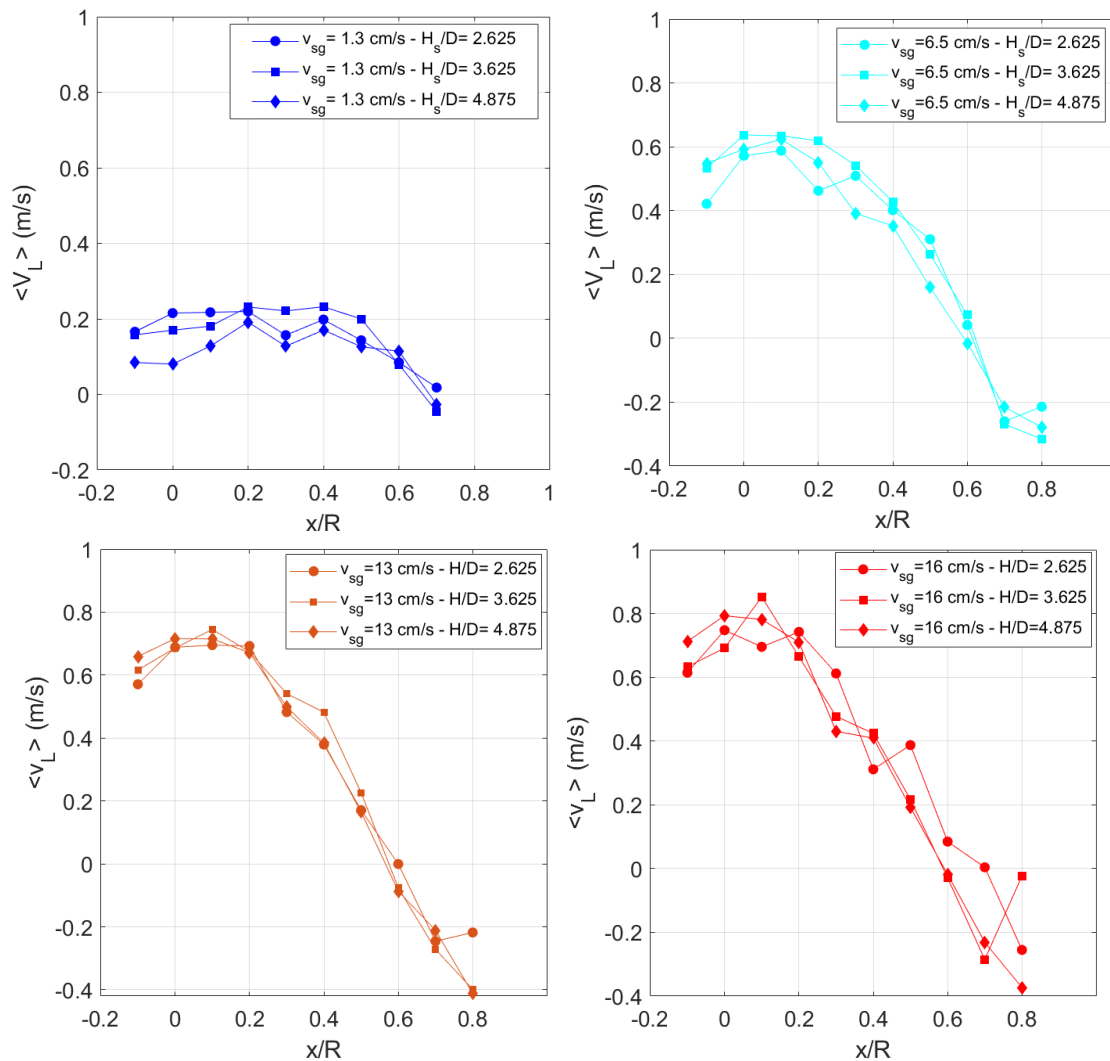


Figure 4.17 – Profils radiaux de vitesses liquides moyennes obtenus à différents hauteurs H_s et à différentes v_{sg} .

Table 4.6 – Écarts (en m/s) entre les profils de v_L mesurés à $H_s/D=2,625$ et à $H_s/D=4,875$ pour différentes positions radiales x/R et différents v_{sg} .

v_{sg} (cm/s)	x/R										<Écart>
	-0,1	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	
1,3	0,081	0,135	0,090	0,028	0,029	0,028	0,017	0,290	0,044	-	0,053
6,5	0,127	0,020	0,036	0,088	0,117	0,049	0,150	0,057	0,044	0,064	0,075
13	0,088	0,027	0,020	0,021	0,017	0,005	0,006	0,086	0,034	0,193	0,050
16	0,098	0,045	0,086	0,032	0,181	0,098	0,195	0,103	0,235	0,118	0,119

Différentes corrélations ont été élaborées afin de prédire le profil radial de la vitesse liquide au sein de la colonne à bulles. La majorité de ces corrélations concerne des colonnes à bulles de petites tailles ($\leq 0,4$ m). Forret [10] a élaboré une corrélation fonctionnant aussi pour des colonnes de plus grandes tailles ($< 0,4$ m). Elle a proposé une corrélation qui dépend de la vitesse liquide sur l'axe de la colonne $v_L(0)$, et de la position radiale normalisée x/R :

$$v_L(x/R) = \frac{v_L(0)}{a-c} \left[a e^{-b(x/R)^2} - c \right] \quad (4.20)$$

où $a=2,976$, $b=0,943$ et $c=1,848$. Ces coefficients ont été établis en se basant sur des données expérimentales obtenues à l'aide des tubes de Pavlov installés au sein de plusieurs colonnes à bulles ayant un diamètre D inclus entre 0,1 et 1 m. Cette relation est établie pour des vitesses superficielles $v_{sg} > 10$ cm/s. La figure 4.18 compare la relation 4.20 normalisée par $v_L(0)$ (représentée par traits en pointillés) avec des profils radiaux normalisés obtenus expérimentalement lors de nos essais et issus de la littérature (représentés par des marqueurs). Ces dernières données ont été acquises dans des colonnes à bulles de diamètres différents. La figure 4.18 présente des figures qui correspondent à des v_{sg} allant de 6.5 cm/s (bien que la corrélation 4.20 soit établie pour $v_{sg} > 10$ cm/s) à $v_{sg}=22,75$ cm/s. Bien que comparables entre eux, ces profils normalisés ont été présentés séparément pour plus de clarté. Chaque figure présente des profils expérimentaux obtenus à des v_{sg} raisonnablement proches. Sur la figure 4.18, on remarque que les profils expérimentaux obtenus lors des essais s'accordent bien avec la relation proposée par Forret et al. [10] lorsque $|x/R| < 0,6$. Au delà de cette position, la corrélation 4.20 présente des vitesses liquides surestimées par rapport à nos profils. Dans cette même zone, on remarque aussi que l'écart entre les vitesses expérimentales et le modèle 4.20 augmente avec v_{sg} . Sur les figures 4.18-1, 4.18-3 et 4.18-4, les profils obtenus par Vial et al. [82] (acquis à $v_{sg}=6$ cm/s), Degaleesan et al. [83] (acquis à $v_{sg}=12$ cm/s) et Raimundo et al. [22] (acquis à $v_{sg}=16$ cm/s) s'accordent plutôt bien avec nos profils. Ces trois profils correspondent à la relation 4.20 lorsque $|x/R| < 0,6$. Ils présentent des vitesses liquides moyennes sous-estimées par rapport à la relation 4.20 lorsque $|x/R| > 0,6$. Sur les figures 4.18-2, 4.18-3 et 4.18-5, les profils de Guan et al. [39], Wu et al. [84] et Forret et al. [10] présentent des vitesses liquides moyennes similaires à la relation de Forret. Ces profils sont relativement proches de nos profils lorsque $|x/R| < 0,6$. Ces trois auteurs ont obtenu des vitesses liquides moyennes supérieures aux nôtres lorsque $|x/R| > 0,6$. Menzel [85]

et McClure [18] obtiennent des vitesses légèrement surestimées par rapport à nos profils et à la relation de Forret lorsque $|x/R| < 0,6$. Sur la figure 4.18-1, le profil de Menzel [85] tend vers la relation 4.20 à $|x/R| = 0,8$. Les données expérimentales de McClure [18] tendent vers nos profils lorsque $|x/R| > 0,6$.

Pour conclure, les profils expérimentaux normalisés obtenus et ceux présentés dans littérature sont autosimilaires. De plus, nous avons observé une forte correspondance entre nos données et la relation 4.20 normalisée par la vitesse liquide axiale $v_L(0)$.

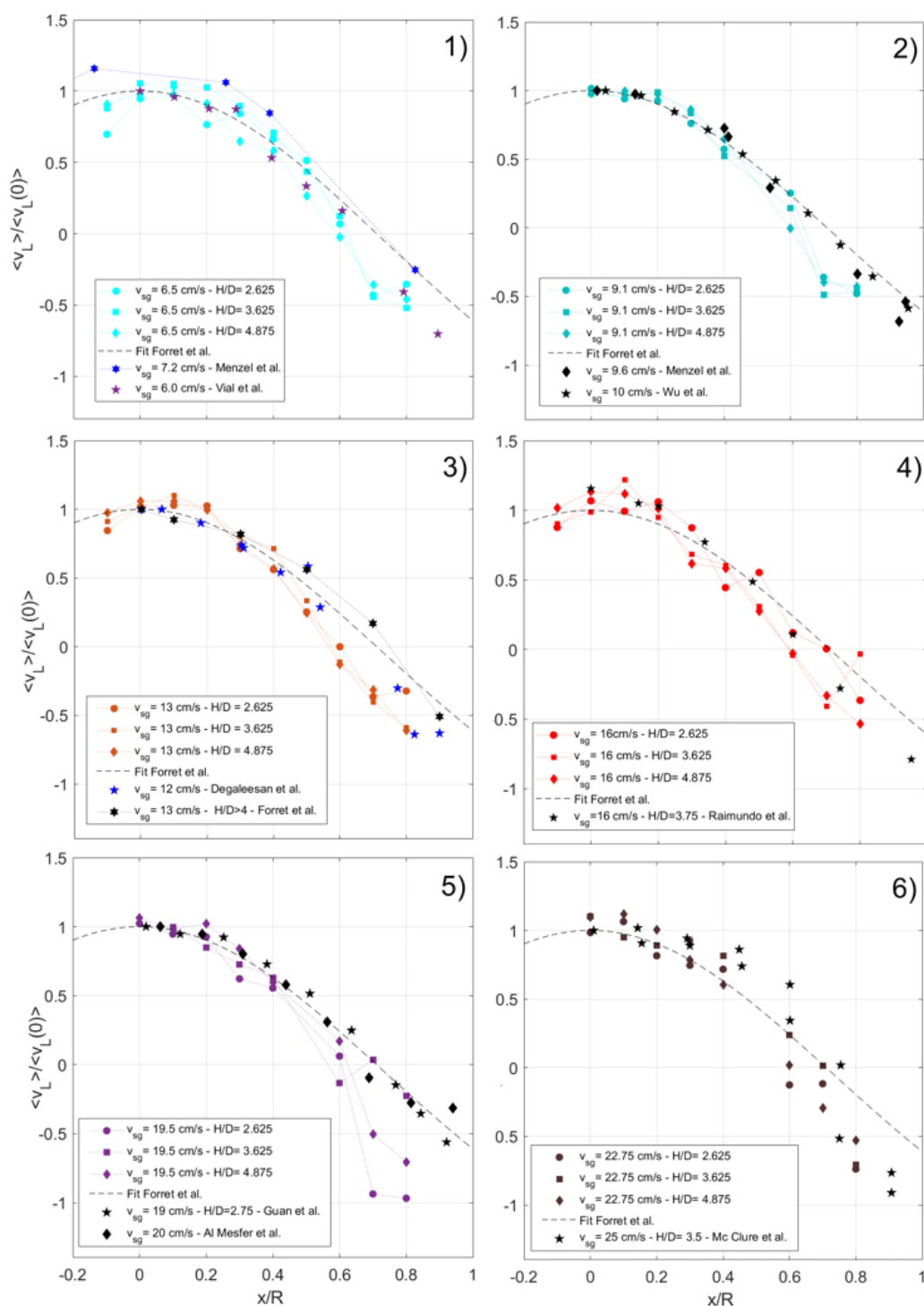


Figure 4.18 – Profils radiaux normalisés obtenus expérimentalement à différents v_{sg} . Ils sont comparés à la corrélation $v_L(x/R)/v_L(0)$ représentée en pointillé noir découlant de l'équation 4.20.

On s'intéresse maintenant aux profils de fluctuations de vitesses liquides au sein de la colonne. La figure 4.19 présente ces fluctuations obtenues à différents régimes d'exploitation et à différentes hauteurs H_s . Pour chaque v_{sg} étudiée, les écarts entre les profils obtenus aux différentes hauteurs H_s proposées sont faibles. Le tableau 4.7 recense les écarts de fluctuations de vitesses entre les profils obtenus à $H_s/D=2,625$ et à $H_s/D=4,875$. On remarque que l'écart moyen augmente de 2 cm/s à 5 cm/s lorsque v_{sg} augmente. Ces écarts sont en moyenne de l'ordre de 3.6 cm/s. Cette valeur représente environ 18% de la fluctuation moyenne observée sur l'axe de la colonne en régime homogène et 12% en régime hétérogène. Ces résultats confirment une nouvelle fois que les profils de vitesses liquides sont peu influencés par la variation de H_s/D , ce qui est en adéquation avec ce qui a été observé dans la section 4.1.

La figure 4.20 présente des profils de fluctuations de vitesses obtenus à différentes v_{sg} lorsque la hauteur de mesure H_s est fixée à 145 cm ($H_s/D=3,625$). En régime homogène ($v_{sg}=1,3$ cm/s), les fluctuations de vitesses sont constantes lorsque $|x/R|$ est compris entre 0 et 0,5. On décèle une légère augmentation entre $x/R=0,5$ et $x/R=0,6$. L'écart-type $v'_L(x/R)$ diminue lorsque $x/R>0,6$.

En augmentant v_{sg} , on observe plusieurs tendances. Premièrement, la constance observée en régime homogène lorsque x/R navigue entre 0 et 0,5 n'est plus visible à des vitesses superficielles v_{sg} assez importantes ($v_{sg} > 6$ cm/s). Dans ces conditions, les fluctuations sont constantes sur une gamme de x/R plus courte. Pour v_{sg} compris entre 6,5 cm/s et 16,25 cm/s, les fluctuations sont constantes sur une gamme de $|x/R|$ inclus entre 0 et 0,2. Cette constance disparaît lorsque v_{sg} est supérieur à 16,25 cm/s. Comme en régime homogène, on observe une augmentation significative de l'écart-type au delà de la zone où les fluctuations sont constantes. Cette variation est observable à partir de $x/R=0,2$ jusqu'à $x/R \approx 0,6-0,7$. Une baisse de l'écart-type est constaté lorsque x/R est supérieur à 0,7. Les valeurs de fluctuations observées semblent dépendre du régime d'exploitation. En effet, à une position radiale x/R donnée, v'_L augmente lorsque v_{sg} croît. On observe une stabilisation des fluctuations en régime hétérogène lorsque v_{sg} est supérieure à 16,25 cm/s.

Table 4.7 – Écarts (en m/s) entre les profils de fluctuations des vitesses obtenus à $H_s/D=2,625$ et $H_s/D=4,875$ pour différentes positions radiales et pour différentes v_{sg} .

v_{sg} (cm/s)	x/R										<Écart>
	-0,1	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	
1,3	0,021	0,011	0,005	0,020	0,028	0,035	0,036	0,039	0,002	-	0,022
6,5	0,043	0,025	0,001	0,034	0,025	0,009	0,009	0,029	0,073	0,032	0,028
13	0,040	0,029	0,005	0,079	0,11	0,005	0,042	0,037	0,041	0,104	0,040
16	0,020	0,017	0,054	0,033	0,154	0,047	0,043	0,009	0,098	0,066	0,054

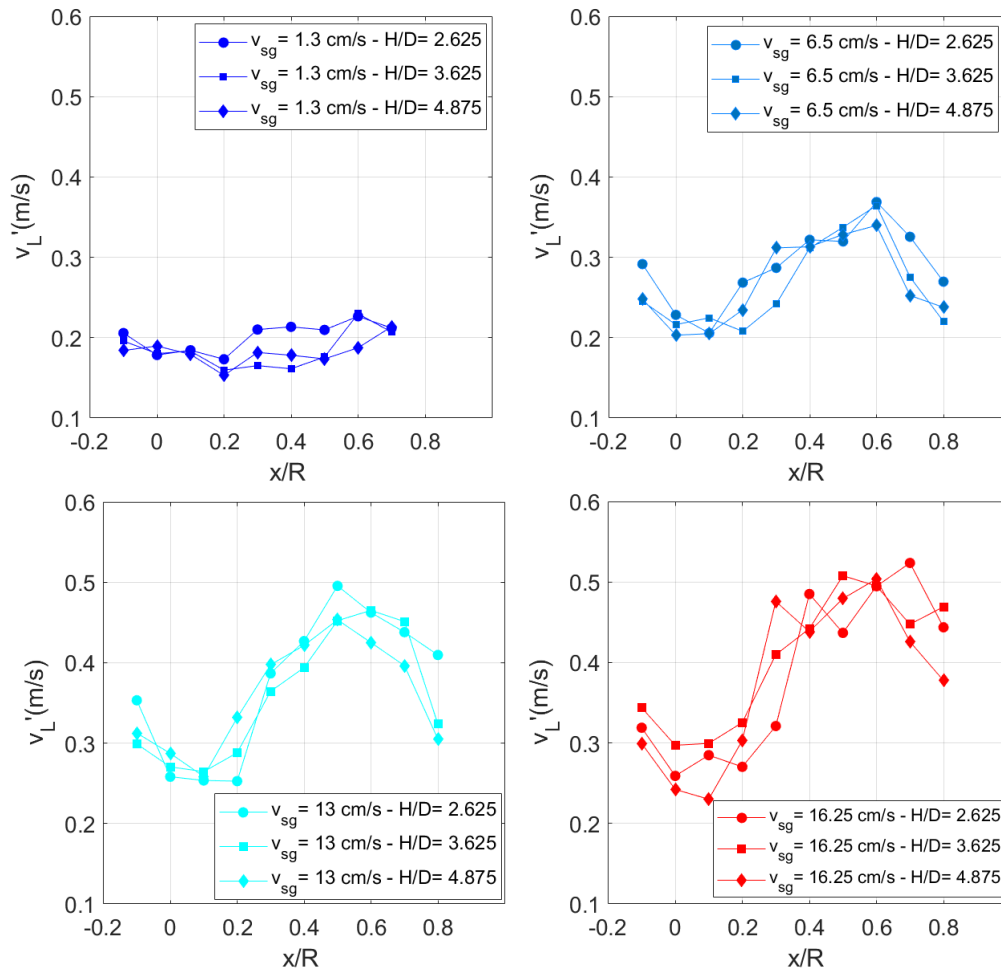


Figure 4.19 – Profils radiaux des écarts-types de vitesses liquides à différentes hauteurs H_s et à différentes v_{sg} .

Les fluctuations de vitesses axiales ont été étudiées par Raimundo et al.[23]. Il a proposé un profil de la fluctuation $v'_L(x/R)$ ayant comme référence la fluctuation maximale de la vitesse liquide v'_{Lmax} :

$$v'_L(x/R) = v'_{Lmax} \cdot [a + bx^2 + cx^4 + dx^6] \quad (4.21)$$

avec $a=0,48$, $b=2,25$, $c=-2,6$ et $d=0,40$. Raimundo et al. [20, 22] ont aussi défini deux zones: une zone centrale qui se caractérise par un flux liquide net ascendant et une zone périphérique proche des parois qui se caractérise par un flux liquide net descendant. On considère que ces deux zones présentent la même surface. La zone centrale est définie par une position radiale $x < \frac{\sqrt{2}}{4}D$ correspondant à $|x/R| < \approx 0,71$. De ce fait si $|x/R| > 0,71$, on s'attend à observer une vitesse liquide moyenne négative. On s'attend donc à observer le maximum de fluctuations v'_{Lmax} à $x/R \approx 0,71$.

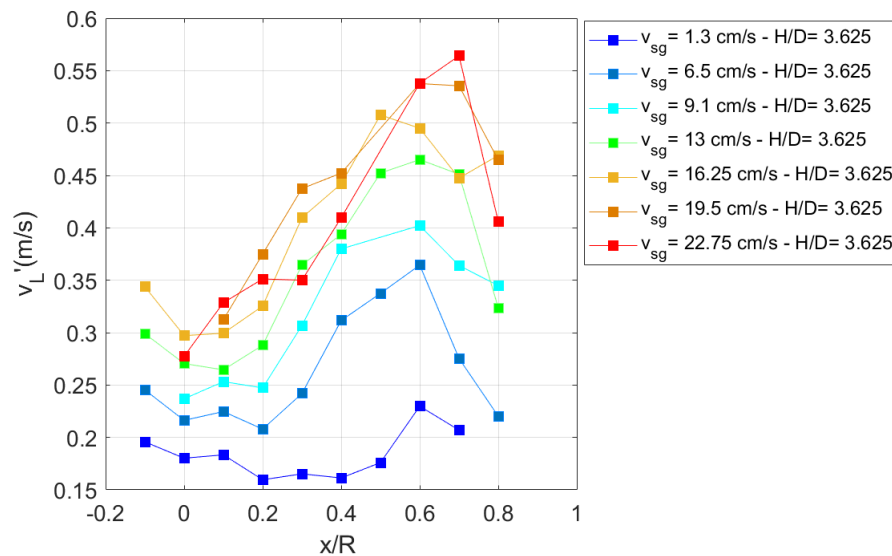


Figure 4.20 – Profils radiaux de fluctuations de vitesses obtenus à différents hauteurs et à différentes v_{sg} .

Raimundo a établi une relation linéaire entre v'_{Lmax} et la vitesse liquide axiale $\langle v_L(0) \rangle$:

$$v'_{Lmax} = v'_L(x/R \approx 0,71) = 0,695 \cdot \langle v_L(0) \rangle \quad (m/s). \quad (4.22)$$

Les relations 4.21 et 4.22 ont été testées sur les profils présentés sur la figure 4.20 (voir les figures 4.21 et 4.22).

Dans un premier temps, on se focalise sur l'équation 4.22 proposée par Raimundo. Sur la figure 4.20, on constate que v'_{Lmax} peut se trouver à une position différente de $x/R=0,7$ ($x/R=0,6$ dans le cas présenté). Cette position varie peut être sur une plage de x/R dépendant de paramètres tels que le diamètre D de la colonne. La figure 4.21 présente l'étude de similitude entre les données présentées sur les figures 4.17 et 4.20 et la relation 4.22. La fluctuation maximale v'_{Lmax} mesurée quelque soit x/R et $v'_L(0,7)$ ont été prises en compte. Les points obtenus grâce à $v'_L(0,7)$ sont représentés par des marqueurs ronds. Les points obtenus grâce à v'_{Lmax} sont représentés par des marqueurs carrés. Les couleurs correspondent aux différentes hauteurs de mesures étudiées. La référence définie par l'équation 4.22 est représentée par des pointillés. Plus un point se rapproche de cette courbe, plus celui-ci est en adéquation avec le relation proposée. On constate que les v'_{Lmax} obtenues présentent une dispersion autour de la courbe de référence plus faible que celle des points obtenus à l'aide de $v'_L(0,7)$. Cela implique que la relation est plus "efficace" lorsque on prend en compte v'_{Lmax} . Pour la suite, on utilisera la fluctuation maximale observée sur un profil lors de l'utilisation de l'équation 4.21.

Sur la figure 4.22, l'équation 4.21 est représentée par des pointillés. Les données expérimentales sont représentées par des marqueurs carrés. On constate que la relation 4.21 prédit une fluctuation de vitesse sous-estimée par rapport aux fluctuations obtenues lors de nos essais quand x/R est inclus entre 0 et 0,2. Dans cette zone, on observe généralement des écarts moyens supérieurs

à 15% par rapport à la relation 4.21. Ces écarts diminuent avec v_{sg} . En effet, on passe d'un écart moyen de 54% à un écart de 9,5% lorsqu'on varie entre $v_{sg}=1,3$ cm/s et $v_{sg}=22,75$ cm/s. Lorsque x/R est compris entre 0,2 et 0,6, on constate que les fluctuations obtenues à différents v_{sg} s'accordent plutôt bien à la relation de Raimundo. En effet, hormis pour les cas $v_{sg}=16,25$ cm/s et $v_{sg}=19,5$ cm/s qui présentent respectivement un écart relatif de l'ordre de 19% et 23%, les écarts-types v'_L présentent majoritairement des écarts moyens inférieurs à 15% par rapport à la relation 4.21. La relation de Raimundo prédit des valeurs proches des fluctuations que nous avons mesurées expérimentalement à $x/R=0,6$ et à $x/R=0,7$ en régime hétérogène. En effet, on observe un écart moyen inférieur à 13%. À $x/R=0,8$, l'équation 4.21 a tendance à surestimer les fluctuations axiales liquides par rapport aux résultats expérimentaux obtenus. On peut obtenir des écarts relatifs supérieurs à 25%.

On peut conclure que la relation 4.22 proposée par Raimundo peut être utilisée pour estimer les fluctuations maximales de la vitesse liquide dans notre colonne à bulles.

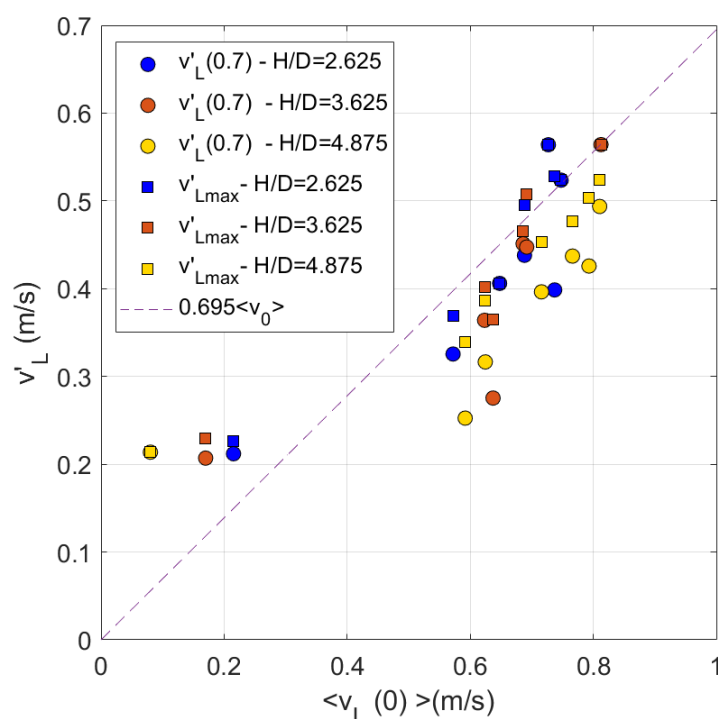


Figure 4.21 – Validation de la corrélation proposée par Raimundo et al. [23] entre la fluctuation maximale et la vitesse moyenne liquide sur l'axe. Deux définitions de la fluctuation maximale sont proposées. On a d'abord considéré que les fluctuations maximales se trouvent à la position $x/R=0,7$ (cas représentés par des ronds). On a ensuite pris en compte les fluctuations maximales observées sur chaque profil obtenu quelque soit la position x/R (cas représentés par des carrés).

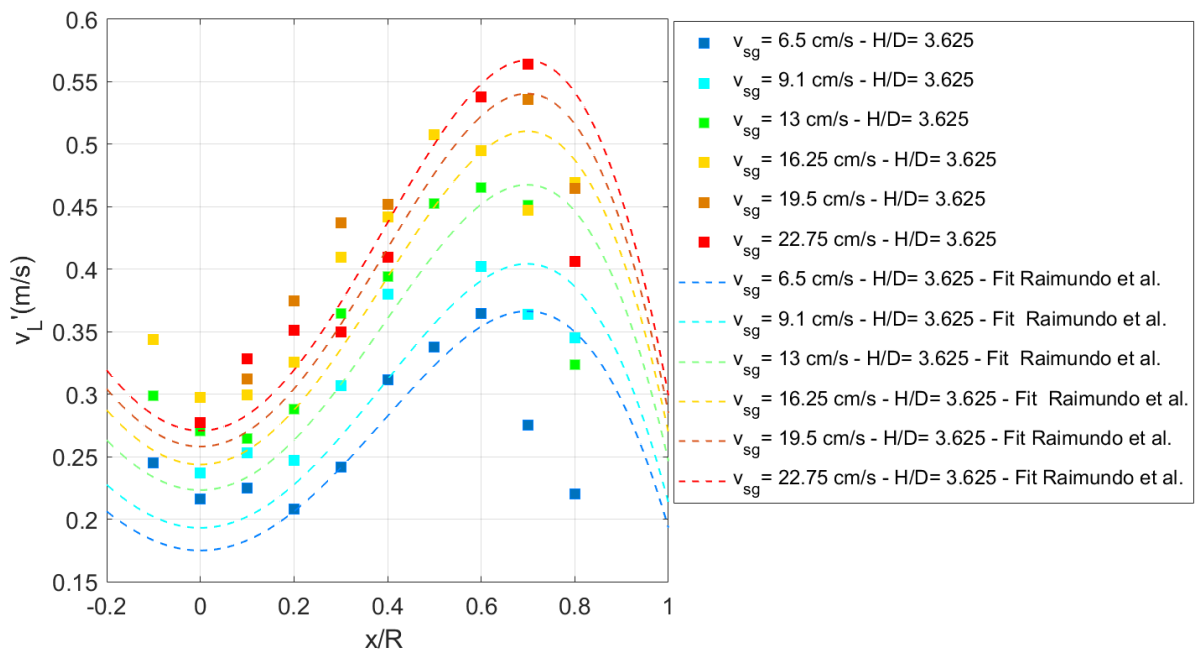


Figure 4.22 – Étude de similitude entre l'équation 4.21 et les profils de fluctuations de vitesses obtenus à différentes v_{sg} pour une hauteur de mesure fixée à $H/D=3,625$.

4.3.2 Influence de v_{sg} sur les statistiques de vitesse liquide

L'influence de v_{sg} sur les distributions de vitesse liquide a été étudiée. La figure 4.23 présente les histogrammes de vitesses liquides obtenus sur l'axe (à gauche) et proches des parois à $x/R=0,7$ (à droite). Sur l'axe, on remarque que le nombre d'événements correspondant à un écoulement descendant diminue avec v_{sg} . La vitesse minimale liquide détectée v_{Lmin} est stable quand la vitesse superficielle de gaz augmente. La vitesse maximale liquide détectée v_{Lmax} lors des mesures augmente lorsque v_{sg} croît. Entre $v_{sg}=1,3$ cm/s et $v_{sg}=22,75$ cm/s, v_{Lmax} varie de 0,54 m/s à 1,54 m/s. À $x/R=0,7$, v_{sg} ne semble pas modifier la proportion de vitesses positives et négatives lorsque la vitesse superficielle de gaz varie entre 1,3 cm/s et 16,25 cm/s. D'ailleurs, les événements liquides descendants semblent être les plus nombreux sur cette gamme de v_{sg} . Quand $v_{sg}>16,25$ cm/s, les proportions de vitesse liquide positive et négative semblent s'équilibrer. De plus la norme des vitesses minimales et maximales détectées augmente avec v_{sg} .

Les proportions de vitesse positive et négative en fonction de v_{sg} sont présentées sur la figure 4.24 pour différentes positions radiales. Sur l'axe, le probabilité d'avoir une vitesse positive augmente en régime homogène avec v_{sg} , pour ensuite se stabiliser à une valeur moyenne de 98 % en régime hétérogène. La part des vitesses négatives diminue en régime homogène avec v_{sg} , pour ensuite se stabiliser à une valeur moyenne de 2% en régime hétérogène. La part de vitesses négatives observées en homogène sur l'axe semble importante ($\approx 20\%$ contre 2% en hétérogène). Le sillage d'une bulle montant à faible vitesse peut interagir avec les tubes de Pavlov. On a pu

voir dans la section 2.2.1.6 que la mesure des faibles vitesses liquides est imparfaite. De plus, les résolutions spatiale et temporelle du dispositif de mesure peuvent poser problème. En effet, le capteur de pression possède une bande passante de 100 hz qui correspond à des gammes de temps de l'ordre de la dizaine de millisecondes. Si l'échelle temporelle d'un évènement est trop grand, il ne pourra être détecté correctement. De plus, les tubes de Pavlov présentent un écart de 10 mm entre les prises de pressions. Tout évènement présentant une échelle spatiale inférieure à cet écart sera filtré.

À $x/R=0,3$, les vitesses positives représentent entre 82% et 97% des vitesses liquides mesurées quand v_{sg} augmente. La part des vitesses négatives oscille entre 3% et 18% dans les mêmes conditions. À $x/R=0,6$, les proportions de vitesse liquide positive et négative oscillent entre 38% et 62%. Les vitesses mesurées sont majoritairement positives lorsque $v_{sg} < 10$ cm/s et $v_{sg} > 23$ cm/s. Les vitesses positives représentent environ 58% des vitesses mesurées sur cette gamme de v_{sg} . Lorsque v_{sg} est compris entre 10 cm/s et 23 cm/s, les proportions de vitesse liquide positive et négative sont inversées. Les vitesses négatives représentent 58% des vitesses mesurées. À $x/R=0,7$, la part de vitesse négative est plus importante lorsque v_{sg} augmente de 1,3 cm/s à 16,25 cm/s (entre 60% et 80%). Les proportions de vitesse positive et négative sont proches lorsque $v_{sg} > 16,25$ cm/s. Enfin à $x/R=0,8$, les vitesses négatives sont majoritaires ($\approx 85\%$) même si un équilibre des proportions de vitesse ascendante et descendante est observé à $v_{sg}=16,25$ cm/s.

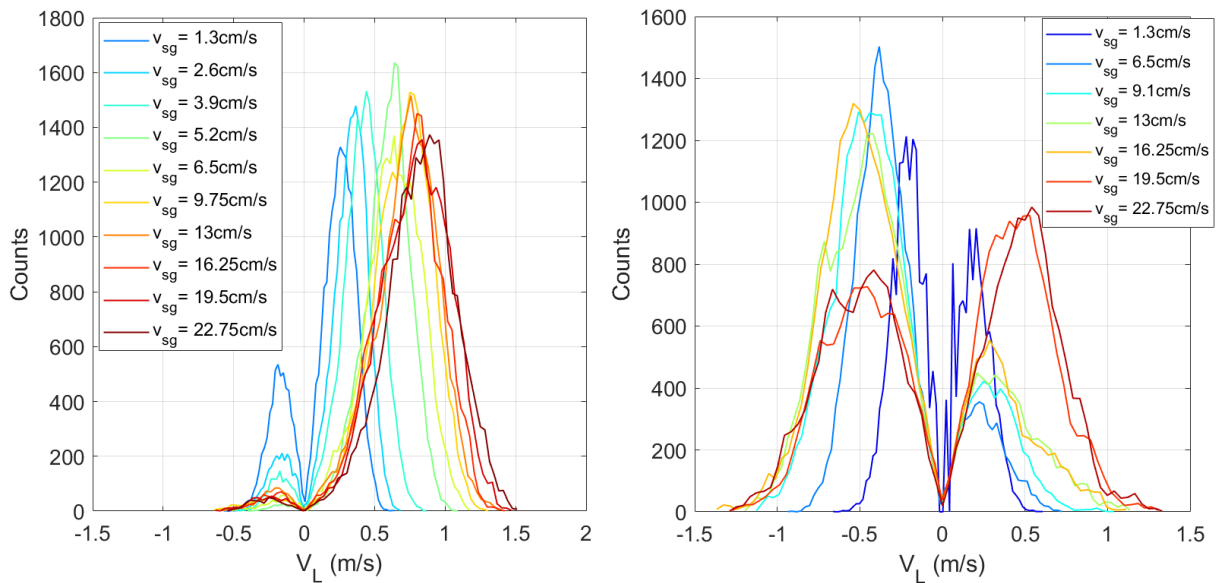


Figure 4.23 – Histogrammes de vitesse liquide sur l'axe (à gauche) et à $x/R=0,7$ (à droite) pour différentes v_{sg} .

Comme attendu, les vitesses liquides sont majoritairement positives au cœur de la colonne à bulles. Le fait que les proportions de vitesse liquide positive et négative soient très proches à $x/R=0,6$ est en adéquation avec les résultats obtenus dans la section précédente. L'inversion de

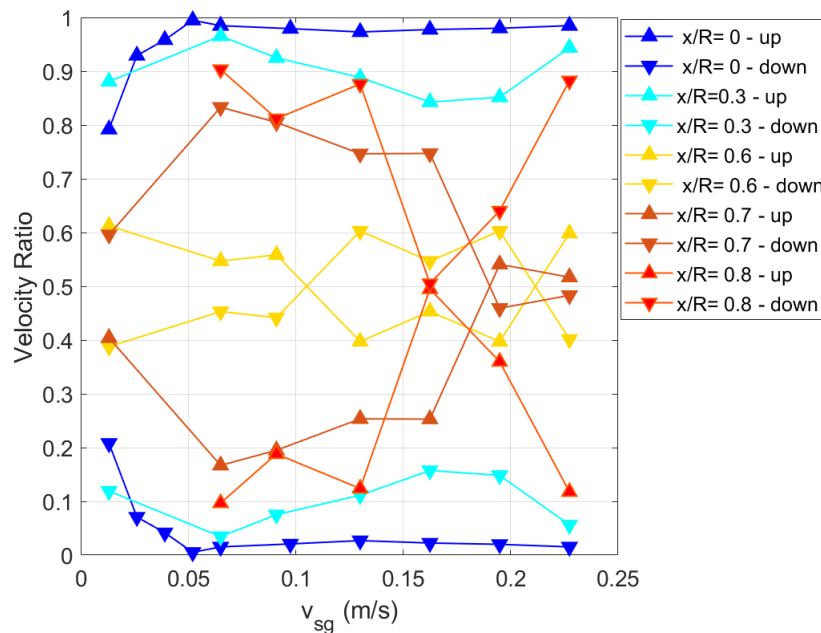


Figure 4.24 – Évolution de la proportion des écoulements ascendants et descendants en fonction de v_{sg} pour plusieurs positions radiales.

signe de l'écoulement net se fait au voisinage de $x/R=0,6$. Au-delà de $x/R>0,6$, l'écoulement liquide est majoritairement négatif.

On s'intéresse à présent aux moyennes et aux écarts-types de vitesse liquide qui découlent des distributions présentées sur la figure 4.23. L'évolution de la moyenne en fonction de v_{sg} est présentée sur la figure 4.25. Comme attendu, la vitesse liquide moyenne augmente avec v_{sg} . Elle présente un taux d'accroissement beaucoup plus important en régime homogène qu'en régime hétérogène.

Des données expérimentales issues des travaux de Forret [21] et Raimundo [22] sont présentées sur cette même figure à titre de comparaison. Celles-ci ont été obtenues au sein d'une colonne à bulles de diamètre $D=0,4$ m à l'aide des tubes de Pavlov placés dans la zone quasi-développée (Les mesures de Forret et al. ont été effectuées à $H/D>4$, celles de Raimundo et al. à $H/D=3,75$). Les injecteurs utilisés sont similaires aux nôtres. On constate que les vitesses liquides moyennes obtenues par ces deux auteurs concordent bien avec les nôtres. En effet, les données issues de la littérature présentent un écart moyen relatif inférieur à 5% par rapport à nos valeurs.

L'évolution des fluctuations axiales est présentée sur la figure 4.26. On remarque que $v'_L(0)$ est constante en régime homogène. Par la suite, $v'_L(0)$ augmente avec v_{sg} à partir de $v_{sg}=5$ cm/s. On note que le taux d'accroissement des fluctuations axiales diminue entre $v_{sg}=5$ cm/s et $v_{sg}=7$ cm/s avant de se stabiliser régime hétérogène. Les valeurs obtenues en régime hétérogène sont

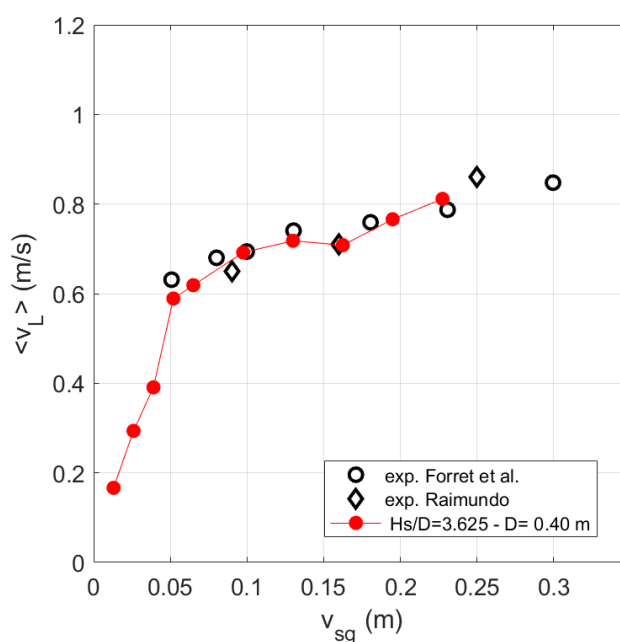


Figure 4.25 – Évolution de la vitesse moyenne liquide sur l’axe de la colonne en fonction de v_{sg} au sein d’une colonne de diamètre $D=0,4$ m. Les résultats obtenus lors des essais (courbe rouge) sont comparés à des résultats expérimentaux obtenus par Forret et al. [21] et Raimundo[22] dans une colonne à bulles du même type (marqueurs noirs).

deux fois supérieures à celles observées en régime homogène.

Ces données sont comparées à celles obtenues par Raimundo et al. [22]. La fluctuation mesurée par ces derniers est significativement supérieure à celle que nous avons obtenue lorsque $v_{sg}=9$ cm/s. À $v_{sg}=16,25$ cm/s, les fluctuations mesurées sont significativement proches (0,24 pour Raimundo et al. contre 0,27 pour nous).

Dans un deuxième temps, on s’est intéressé aux fluctuations présentes à $x/R=0,7$. À cette position correspondant à l’interface théorique entre les vitesses liquides nettes positives et négatives, on s’attend à obtenir de fortes fluctuations. La figure 4.26 présente l’évolution $v'_L(x/R = 0,7)$ en fonction de v_{sg} . Les fluctuations augmentent de façon monotone avec la vitesse superficielle de gaz. Le taux d’accroissement observé à cette position est supérieur à celui observé à $x/R=0$. D’ailleurs, en régime hétérogène, les valeurs présentées sur la figure 4.26 sont quasiment deux fois supérieures à celles observées sur l’axe. Sur la même figure, on compare $v'_L(x/R = 0,7)$ à celles obtenues par Raimundo et al. [22] à la même position. On constate que les mesures de $v'_L(x/R = 0,7)$ durant nos essais sont très proches de celles obtenues par Raimundo et al. (on a un écart relatif moyen de l’ordre de 12%).

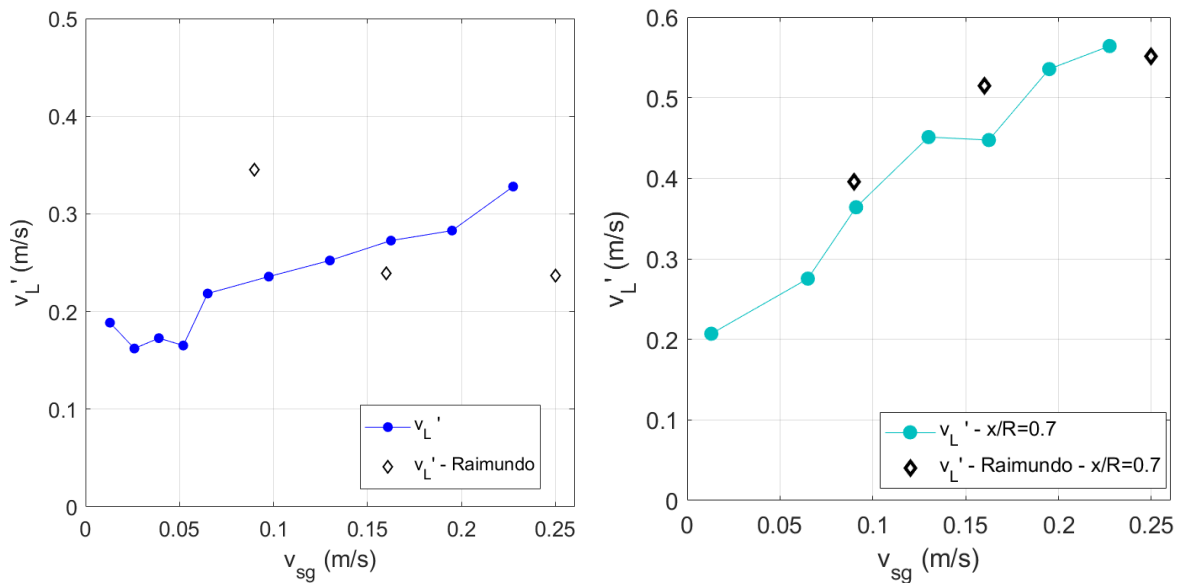


Figure 4.26 – Évolution des fluctuations de vitesses liquides axiales et à $x/R=0,7$ en fonction de v_{sg} .

4.3.3 Évolution de la vitesse liquide en fonction de v_{sg}

Par le passé, de nombreux essais ont été effectués dans le but de déterminer l'influence du débit gaz injecté sur les écoulements observés lors de l'exploitation des colonnes à bulles. Plusieurs corrélations mettant en relation v_L et v_{sg} ont été déterminées de façon empirique à partir des données obtenues en régime hétérogène. Ces relations peuvent prendre la forme d'une loi de puissance dépendant de v_{sg} , du diamètre D de la colonne et des caractéristiques physiques de la phase liquide et gazeuse. Certaines corrélations sont présentées dans le tableau 4.8.

Afin de comprendre l'influence de v_{sg} sur la vitesse liquide axiale $v_L(0)$ et d'établir une nouvelle relation entre elles, on a effectué des essais à des v_{sg} variant entre 0 et 25 cm/s. Les mesures ont été effectuées à une hauteur $H_s=145$ cm/s. On s'est concentré sur les cas hétérogènes (correspondant aux v_{sg} supérieures à 7 cm/s), permettant ainsi d'établir une loi de puissance mettant en relation v_L et v_{sg} . Ayant effectué nos essais uniquement dans la colonne de diamètre $D=0,4$ m, ces corrélations ne dépendent que de v_{sg} . La figure 4.27 montre la courbe d'évolution de la moyenne temporelle de la vitesse liquide $\langle v_L(0) \rangle$ en fonction de v_{sg} sur l'axe en régime hétérogène. On obtient la corrélation suivante:

$$\langle v_L(0) \rangle = 0,97 \cdot v_{sg}^{0,17 \pm 0,03} \quad (m/s) \quad (4.23)$$

On décide ensuite de comparer cette relation 4.23 avec les corrélations proposées dans le tableau 4.8. Celles-ci ont été établies selon le même procédé que le nôtre. La figure 4.27 compare des données expérimentales $v_L(0)$, l'équation 4.23 et les différentes corrélations présentées dans le tableau 4.8. On constate que la relation 4.23 concorde avec celle de Raimundo. En effet, dans

Table 4.8 – Corrélations des vitesses moyennes liquides sur l'axe

Corrélation	Auteur
$v_L(0) = 2.47v_{sg}^{0,5} D^{0,28}$	Miyauchi et Shu (1970) [86]
$v_L(0) = 0,737(v_{sg}D)^{1/3}$	Riquarts (1981) [87]
$v_L(0) = 0,27(gD)^{0,5} \left(\frac{v_{sg}^3 \rho_L}{g\mu_L}\right)^{1/8}$	Zehner (1986) [88]
$v_L(0) = Q_L + 0,66D^{0,69} + 1.11v_{sg}$	Nottenkamper (1983) [89]
$v_L(0) = 1,35v_{sg}^{0,16} D^{0,40}$	Raimundo (2019) [23]

ces deux relations, v_{sg} présente un exposant de l'ordre de 0,17. Par contre, il n'existe pas de concordance significative avec les corrélations proposées dans le tableau 4.8 bien que celui de Miyauchi [86] soit relativement proche.

Peu de corrélations ont été établies entre les fluctuations de vitesses liquides v'_L et la vitesse superficielle de gaz v_{sg} dans la littérature. On a décidé de s'intéresser à l'évolution de v'_L en fonction de v_{sg} dans le but d'établir de nouvelles relations en se concentrant sur le cas hétérogène. La figure 4.28 montre l'évolution de $v'_L(0)$ en fonction de v_{sg} en régime hétérogène. Nous avons obtenu la relation suivante:

$$v'_L(0) = 0,37.v_{sg}^{0,18 \pm 0,03} \text{ (m/s)}. \quad (4.24)$$

On s'intéresse ensuite au cas où $x/R=0,7$. La figure 4.28 représente $v'_L(x/R = 0,7)$ en fonction de v_{sg} qui a permis d'établir la loi de puissance suivante:

$$v'_L(x/R = 0,7) = 1,13.v_{sg}^{0,47 \pm 0,05} \text{ (m/s)} \quad (4.25)$$

Celle-ci est comparée avec celle obtenue par Raimundo. On constate que les puissances obtenues sont différentes. On obtient un exposant de l'ordre de 0,47 lorsque Raimundo obtient un exposant $\approx 0,32$. Les relations 4.24 sur l'axe et 4.25 à $x/R=0,7$ sont assez différentes. L'équation 4.25 présente un exposant supérieur à celui de l'équation 4.24. Cette tendance démontre juste que les fluctuations augmentent plus vite avec v_{sg} en s'éloignant de l'axe de la colonne.

Toutes les nouvelles relations que nous avons établies sont résumées dans le tableau 4.9.

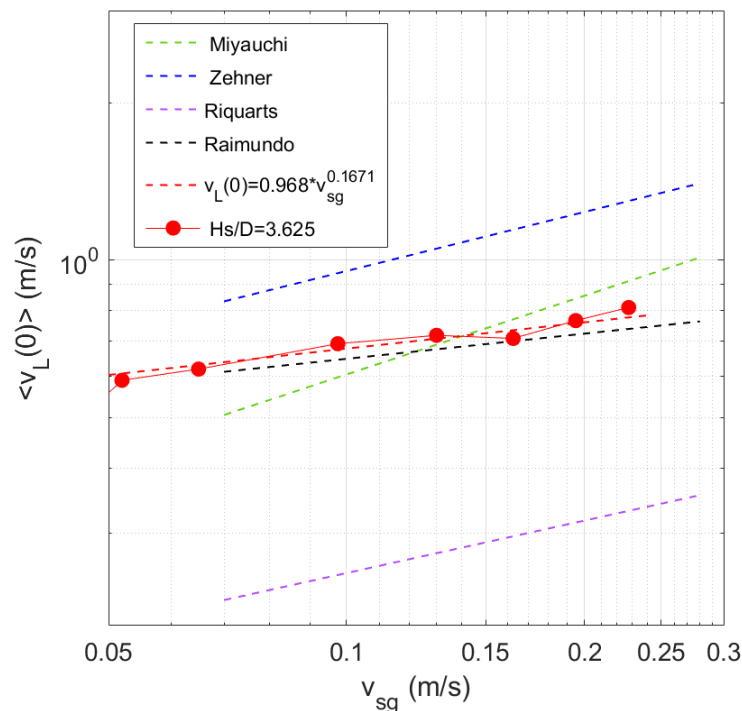


Figure 4.27 – Évolution de la vitesse moyenne liquide sur l'axe de la colonne en fonction de v_{sg} au sein d'une colonne de diamètre $D=0,4$ m comparée à différentes corrélations issues de la littérature.

Table 4.9 – Tableau récapitulatif des dépendances à v_{sg} obtenues lors de cette thèse.

	Corrélations
v_L (m/s)	$0,968 \cdot v_{sg}^{0,167}$
$v'_L(0)$ (m/s)	$0,37 \cdot v_{sg}^{0,182}$
$v'_L(0.7)$ (m/s)	$1,129 \cdot v_{sg}^{0,471}$

4.3.4 Vitesses liquides ascendante et descendante

Les statistiques de vitesses liquides que nous allons présenter maintenant sont conditionnées par le signe de la vitesse liquide mesurée. La vitesse liquide est positive lorsque la phase liquide est ascendante lors de son transit au sein de la colonne dans le repère du laboratoire. Une vitesse négative est obtenue lorsque que l'écoulement suit la gravité.

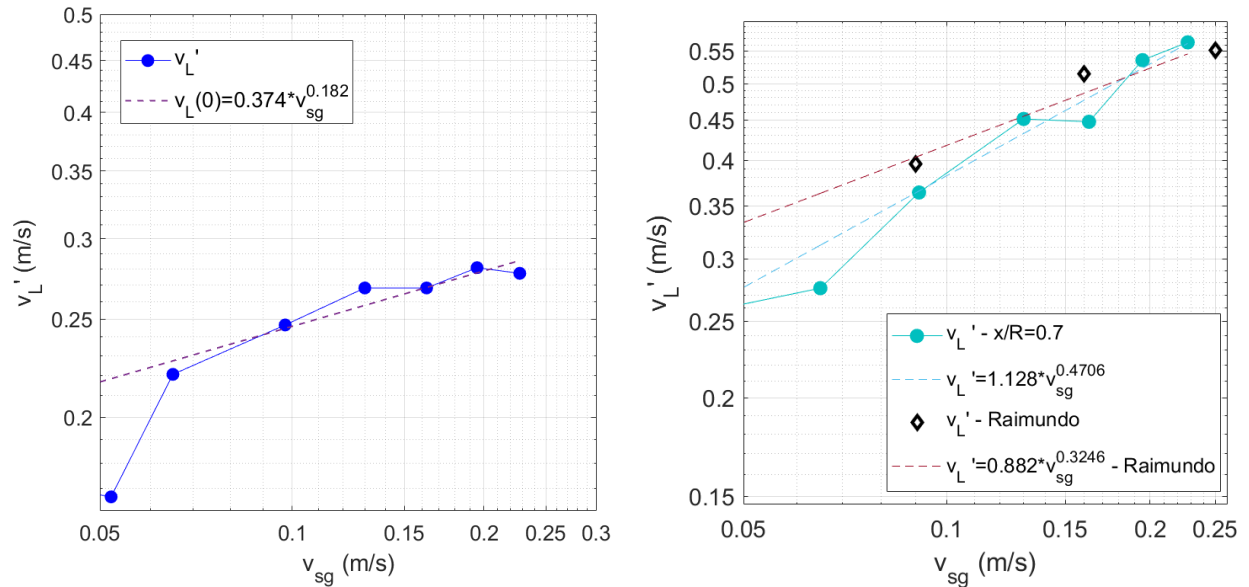


Figure 4.28 – Évolution des fluctuations de vitesses liquides sur l’axe et à $x/R=0,7$ en fonction de v_{sg} . La figure de gauche montre la loi de puissance obtenue à partir des essais effectués en régime hétérogène. La figure de droite compare les lois de puissance obtenues par Raimundo [22] et par nous à la position $x/R=0,7$.

Table 4.10 – Tableau récapitulatif des exposants affiliés au diamètre D et à v_{sg} .

Auteurs	D	v_{sg}
Présent travaux (2021)	-	0,17
Miyauchi et Shu (1970)	0,28	0,5
Zehner (1986)	0,5	3/8
Riquarts (1981)	1/3	1/3
Raimundo et al.(2019)	0,40	0,16

Dans un premier temps, on s’intéresse aux profils de vitesses ascendantes $v_{L,up}$ et descendantes $v_{L,down}$. Les profils présentés sur la figure 4.29 ont été obtenus à différentes vitesses superficielles ($v_{sg}=[1,3 \text{ cm/s}, 6.5 \text{ cm/s}, 13 \text{ cm/s}, 22,75 \text{ cm/s}]$) et à une hauteur H_s de 145 cm ($H/D=3,625$). La hauteur initiale H_0 est de 200 cm. Les vitesses liquides moyennes ascendantes (resp. descendantes) sont représentées par des marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas). Les vitesses liquides moyennes nettes (prenant en compte toutes les vitesses positives et négatives) sont représentées par des marqueurs carrés. En régime homogène ($v_{sg}=1,3 \text{ cm/s}$), on constate que les vitesses moyennes ascendantes et descendantes sont constantes entre l’axe et la position radiale $x/R=0,7$. De plus, les valeurs absolues des vitesses liquides ascendantes, descendantes et nettes sont très proches ($\approx 0,2 \text{ m/s}$) entre l’axe et la position radiale $x/R=0,5$. Lorsque v_{sg} devient plus importante, les vitesses moyennes ascendantes et descen-

dantes diminuent lorsque x/R augmente (la valeur absolue des vitesses descendantes augmente avec x/R). Quand $x/R \approx 0,6-0,7$, les vitesses ascendantes et descendantes présentent les mêmes normes. Cette zone correspond à la zone d'inversion de signe de la vitesse liquide nette. Au niveau de la région centrale de la colonne, les vitesses moyennes nettes tendent vers les valeurs de vitesses ascendantes. En s'éloignant de l'axe, on constate que la vitesse liquide nette mesurée tend vers les valeurs de la vitesse liquide descendante.

On s'intéresse ensuite aux profils de fluctuations conditionnés par l'orientation de l'écoulement. Les profils présentés sur la figure 4.30 ont été obtenus dans les mêmes conditions que celles de la figure 4.29. Les marqueurs ont la même signification que sur la figure 4.29. En régime homogène, les fluctuations de vitesses ascendantes $v'_{L,up}$ et descendantes $v'_{L,down}$ sont constantes entre $x/R=0$ et $x/R=0,6$. À $x/R > 0,6$, l'écart-type de vitesse ascendante diminue lorsque l'écart-type de vitesse descendante augmente. Ces écarts-types tendent vers des valeurs équivalentes. En régime hétérogène, on constate que les fluctuations de vitesses ascendantes sont constantes lorsque x/R est inclus entre 0 et 0,6. Au-delà de $x/R=0,6$, ces écarts-types diminuent. Les fluctuations de vitesses descendantes sont stables entre $x/R=0$ et $x/R=0,3$. Elles augmentent lorsque x/R varie entre 0,3 et 0,7 et diminuent quand x/R est supérieur à 0,7. Les vitesses ascendantes et descendantes présentent des fluctuations de même valeur pour une position radiale $x/R \geq 0,7$.

On s'intéresse ensuite à l'influence de la vitesse superficielle de gaz sur les vitesses liquides conditionnelles. Pour cela, on a étudié l'évolution des moyennes et des écarts-types de vitesses conditionnées par l'orientation de l'écoulement sur l'axe et près de la paroi ($x/R=0,7$). La hauteur de mesures H_s est de 145 cm ($H/D=3,625$). Ces évolutions sont présentées sur la figure 4.31. Les figures du haut correspondent à la position $x/R=0$ et celles du bas correspondent à $x/R=0,7$. Sur l'axe, on constate que la vitesse moyenne ascendante augmente avec la vitesse superficielle de gaz v_{sg} . Le taux d'accroissement de $\langle v_{L,up} \rangle$ est plus important en régime homogène qu'en régime hétérogène. Ces valeurs de vitesses sont très proches de celles de la vitesse liquide nette $\langle v_{L,all} \rangle$. Ce résultat n'est pas surprenant du fait que la proportion de vitesse ascendante est de plus de 95 % dans ces conditions. La vitesse liquide moyenne descendante $\langle v_{L,down} \rangle$ est stable en régime homogène (pour des $v_{sg} < 6,5$ cm/s sur la figure 4.31). Elle diminue lorsque v_{sg} est incluse entre 6,5 cm/s et 10 cm/s pour ensuite se stabiliser en régime hétérogène. Les fluctuations des vitesses ascendantes $v'_{L,up}$ augmentent aussi avec v_{sg} . On observe la même tendance que $\langle v_{L,up} \rangle$. En effet, le taux d'accroissement est plus important en régime homogène qu'en régime hétérogène. Les fluctuations de vitesses négatives $v'_{L,down}$ sont stables en régime homogène, augmentent lorsque v_{sg} est inclus entre 6,5 cm/s et 10 cm/s pour ensuite se stabiliser en régime hétérogène. On constate aussi que les écarts-types de vitesses positives et négatives sont inférieurs aux fluctuations de vitesses liquides nettes. Les fluctuations de vitesses positives sont deux fois plus importantes que celles des vitesses négatives.

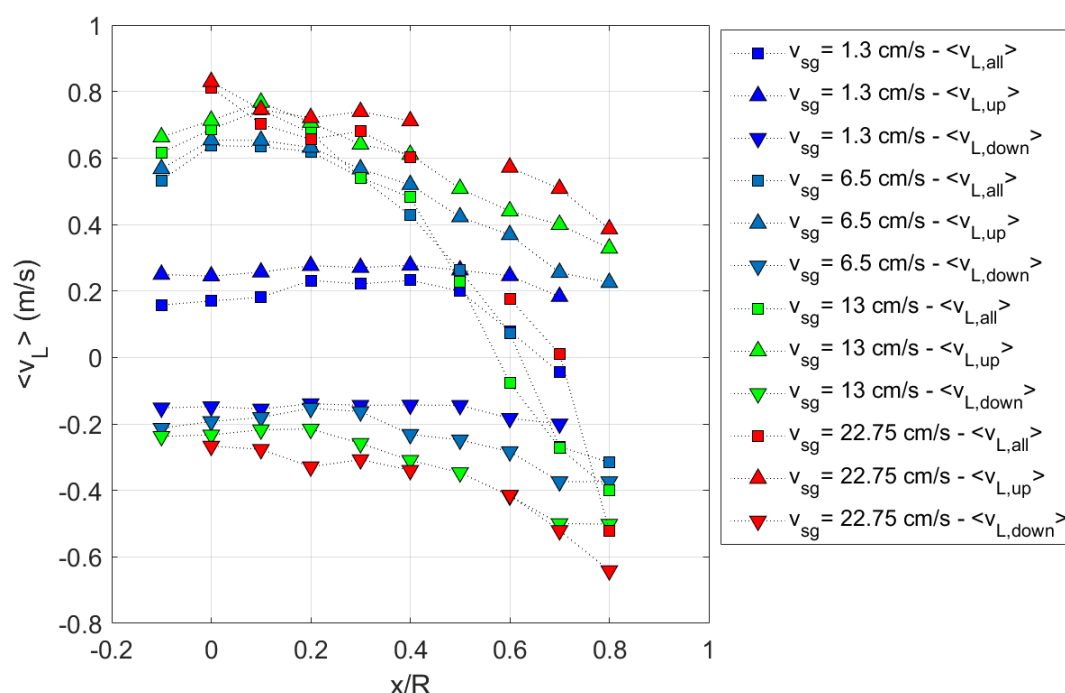


Figure 4.29 – Profils radiaux de vitesses moyennes conditionnelles obtenus à différents hauteurs et à différentes v_{sg} . Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux vitesses ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux vitesses non conditionnelles.

À $x/R=0,7$, la moyenne des vitesses ascendantes augmente toujours avec v_{sg} . Contrairement au cas où $x/R=0$, le taux d'accroissement observé varie peu entre le régime homogène et hétérogène. Les valeurs de vitesses liquides moyennes positives mesurées sont plus faibles que celles obtenues sur l'axe de la colonne. La vitesse moyenne négative baisse de façon monotone avec v_{sg} . La pente observée en régime homogène est plus importante que celle observée en régime hétérogène. Les valeurs de vitesses moyennes descendantes baisse quand on s'éloigne de l'axe. En valeur absolue, le cas près de la paroi présente des normes de moyenne de vitesses négatives à peu près deux fois supérieures à celles obtenues sur l'axe. On remarque aussi que la moyenne de vitesse liquide nette baisse en régime homogène, se stabilise en régime hétérogène à une valeur de $-0,2$ m/s pour des v_{sg} incluse entre $6,5$ cm/s et $16,25$ cm/s avant d'augmenter et se stabiliser à une valeur nulle pour $v_{sg}>16,25$ cm/s. Ce résultat semble nous montrer que le lieu de transition entre la zone à vitesse positive et négative peut varier si v_{sg} augmente beaucoup. Les fluctuations de vitesses positives et négatives présentent des valeurs très proches. Elles augmentent de façon monotone avec v_{sg} en régime homogène avant de se stabiliser en régime hétérogène à une valeur de $0,2$ m/s. Ces valeurs sont toujours plus faibles que les fluctuations du cas inconditionnel.

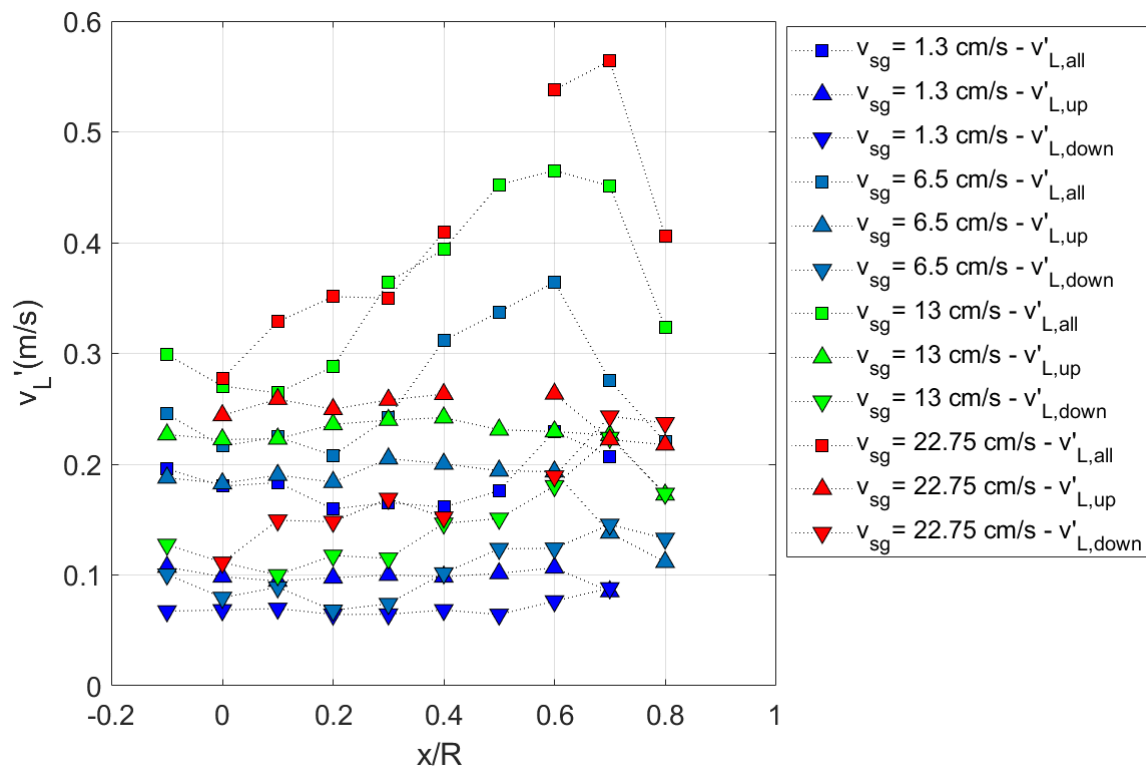


Figure 4.30 – Profils radiaux des fluctuations de vitesses conditionnelles obtenus à différents hauteurs et à différentes v_{sg} . Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux vitesses ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux vitesses non conditionnelles.

Nous avons établi la relation entre les vitesses liquides ascendantes, descendantes en fonction de v_{sg} de la même manière que pour la relation 4.23. On obtient les relations décrites dans le tableau 4.11.

Nous verrons dans la section 4.4.1 qu'il est difficile de déterminer les proportions réelles de vitesses gaz ascendante et descendante. Comparer les PDFs de vitesses liquides et gaz peut s'avérer risqué. Le conditionnement de vitesse en fonction de son signe permettra en partie d'éviter ce problème en permettant de comparer uniquement les vitesses liquide et gaz orientées dans le même sens.

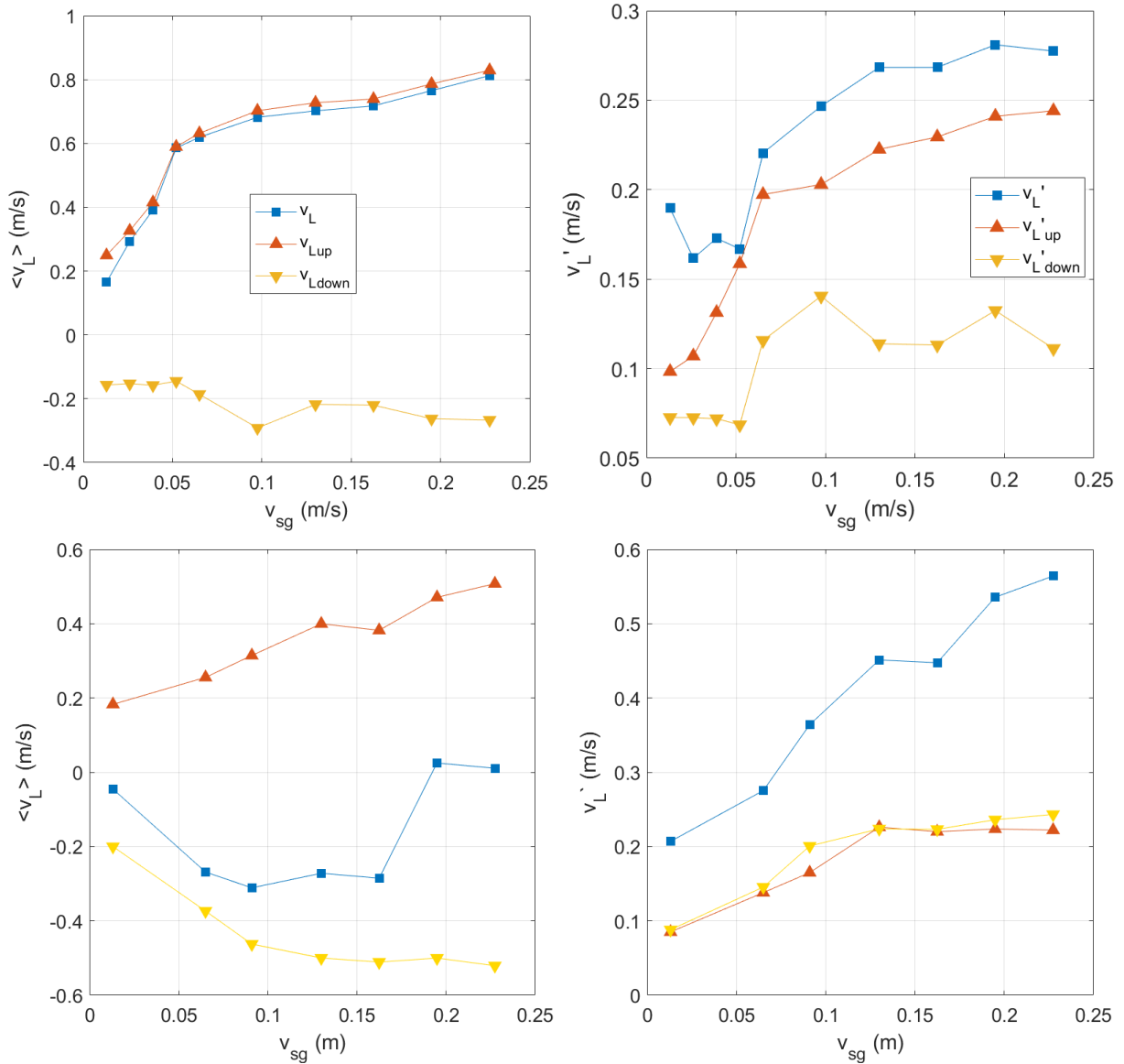


Figure 4.31 – Évolution des moyennes et des écarts-types de vitesses liquides conditionnées par l’orientation de l’écoulement à $x/R=0$ (figures du haut) et $x/R=0,7$ (figures du bas). Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux vitesses ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux vitesses non conditionnelles.

Table 4.11 – Tableau récapitulatif des relations entre la moyenne et l’écart-type des vitesses liquide ascendante, descendante et nette.

	Corrélation
$\langle v_{L,up}(0) \rangle$	$\propto v_{sg}^{0,20 \pm 0,05}$ (m/s)
$\langle v_{L,down}(0) \rangle$	$\propto v_{sg}^{0,31 \pm 0,2}$ (m/s)
$\langle v_{L,all}(0) \rangle$	$\propto v_{sg}^{0,17 \pm 0,03}$ (m/s)
$v'_{L,up}(0)$	$\propto v_{sg}^{0,18 \pm 0,03}$ (m/s)
$v'_{L,down}(0)$	$\propto v_{sg}^{0,16 \pm 0,30}$ (m/s)
$v'_{L,all}(0)$	$\propto v_{sg}^{0,18 \pm 0,03}$ (m/s)

4.3.5 Débit liquide net

L'obtention des profils de vitesse liquides permet d'obtenir des informations sur le flux liquide au sein de la colonne à bulles. Pour rappel, une zone centrale caractérisée par un flux net positif est définie par une position radiale $x < \frac{\sqrt{2}}{4}D$ correspondant à $|x/R| < \sqrt{2}/2 \approx 0,71$. Le flux net liquide dans la zone centrale est donné par la formule suivante:

$$Q_{Lup} = \int_0^{\sqrt{2}R/2} 2\pi r \cdot (1 - \alpha(r)) \cdot v_L(r) \cdot dr \quad (m^3/s) \quad (4.26)$$

avec $\alpha(r)$ correspondant à la fraction de vide locale et R correspondant au rayon de la colonne. À l'aide de l'équation 4.26, on calcule le flux net liquide pour chacun des profils présentés sur la figure 4.17. Les flux nets sont représentés sur la figure 4.32-gauche par l'intermédiaire de marqueurs ronds. Les différentes couleurs indiquent les hauteurs de mesures H_s . On note que le débit liquide Q_{Lup} mesuré ne dépend pas de H_s/D . Ces résultats confirment que les mesures de débit ont bien été effectuées dans une zone où l'écoulement est quasi-établi.

On constate aussi que le flux liquide net Q_{Lup} augmente en régime homogène avant d'être raisonnablement stable lorsque $v_{sg} > 7$ cm/s (la figure 4.32-gauche). En régime hétérogène, on obtient un flux moyen de $0,0117 \text{ m}^3/\text{s}$ pour $H/D=2,625$ et $H/D=3,625$. Lorsque $H/D=4,875$, on obtient une valeur moyenne de l'ordre de $0,013 \text{ m}^3/\text{s}$.

Le débit liquide mesuré à $v_{sg} = 19,5$ cm/s et à une hauteur $H_s/D=2,625$ est bien plus faible que tous les autres débits obtenus en régime hétérogène. Cela s'explique par le fait que les vitesses liquides obtenues aux positions $x/R=0,7$ et $x/R=0,8$ et à une hauteur $H_s/D=2,625$ sont bien plus faibles que celles obtenues aux mêmes positions x/R et à des hauteurs H_s/D égales à $3,625$ et $4,875$, diminuant ainsi le débit liquide Q_{Lup} calculé. Elles se révèlent aussi bien plus faibles que les vitesses moyennes liquides obtenues aux mêmes positions à $v_{sg} = 22,75$ cm/s. Cela peut indiquer qu'il y a eu potentiellement un problème lors de la mesure.

On compare ensuite ces débits aux flux liquides nets obtenus par Raimundo [22] dans une colonne de diamètre $D=0,4$ m (représentés par des marqueurs noirs sur la figure 4.32-gauche). Il a effectué trois mesures de flux dans des conditions hétérogènes à $H/D=2,5$ et à $v_{sg}=[9,16,25 \text{ cm/s}]$. On constate que Raimundo obtient un flux liquide net moyen de l'ordre de $0,012 \text{ m}^3/\text{s}$. Ce résultat se révèle très proche des différents flux moyens obtenus en régime hétérogène lors de nos essais.

En se basant sur des données obtenues dans des colonnes de différentes tailles, Raimundo a déterminé une relation liant le débit liquide et le diamètre de la colonne:

$$Q_{Lup} = 0,123D^{2,5}. \quad (4.27)$$

Il a constaté que le terme $(gD)^{0,5}$ est une échelle pertinente du débit liquide Q_{Lup} au cœur de la

colonne. En faisant apparaître l'échelle $(gD)^{0,5}$ dans la relation 4.27, on a:

$$Q_{Lup} \propto D^2(gD)^{0,5}. \quad (4.28)$$

Raimundo et al. [22, 23] ont confirmé la pertinence de la relation 4.27 en étudiant l'évolution de $Q_{Lup}/[D^2(gD)^{0,5}]$ en fonction de v_{sg} . Ils ont pu constater que Q_{Lup} est proportionnel à $D^2(gD)^{0,5}$ avec un pré-facteur de 0,0377, soit:

$$Q_{Lup} = 0,0377.D^2(gD)^{0,5}. \quad (4.29)$$

La figure 4.32-droite présente l'évolution de $Q_{Lup}/[D^2(gD)^{0,5}]$ en fonction de v_{sg} calculée à l'aide de nos données présentées sur la figure de gauche. On constate que $Q_{Lup}/[D^2(gD)^{0,5}]$ est assez constant en régime hétérogène. On obtient un pré-facteur moyen de 0,037 pour $H/D=[2,625;4,875]$ et 0,042 pour $H/D=3,625$.

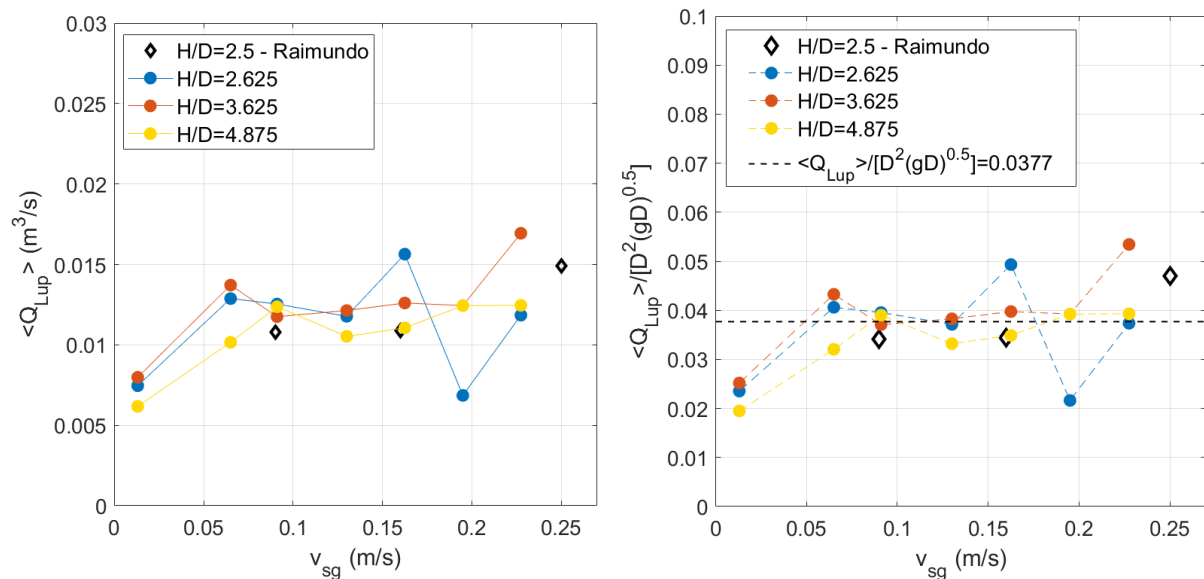


Figure 4.32 – Évolution du débit liquide net avec v_{sg} à gauche - Évolution de $Q_{Lup}/[D^2(gD)^{0,5}]$ avec v_{sg} à droite.

Les débits liquides présentés sur la figure 4.32 ont été comparés à la relation 4.27. Différents débits liquides obtenus par Raimundo [22] et par Guan et al. [39] dans différentes tailles de colonnes sont aussi présentés sur la figure 4.33. On remarque que nos données et celles de Guan et al. [39] correspondent bien à la relation 4.27 proposée par Raimundo et al. [22, 23].

Les résultats présentés sur les figures 4.32 et 4.33 confirment la non dépendance du débit liquide Q_{Lup} par rapport à v_{sg} en régime hétérogène. Nos résultats et ceux de Guan et al.[93] confirment que le débit liquide dans la zone centrale (entre 0 et 0,7R) ne dépend que du diamètre D de la colonne à bulles.

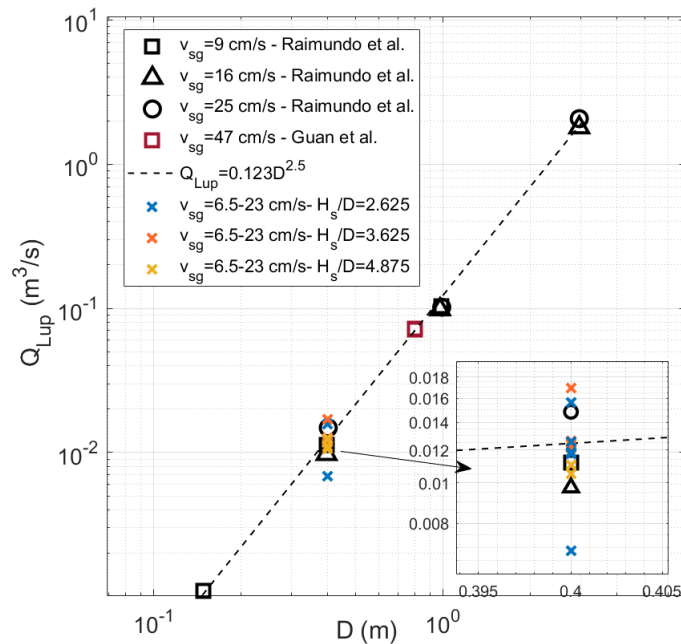


Figure 4.33 – Débit liquide ascendant au cœur de la colonne en fonction du diamètre D .

4.3.6 Structures liquides

Lorsque la colonne à bulles est exploitée en régime hétérogène, des structures liquides observables à l'œil nu apparaissent au sein d'un écoulement turbulent. On a donc cherché à caractériser ces structures et la turbulence présente au sein de cet écoulement.

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au profil du taux de turbulence au sein de la colonne. Les faibles vitesses moyennes liquides nettes observées lorsque $x/R > 0,6$ (voir les figures 4.18 et 4.29) font diverger fortement les valeurs du taux de turbulence. Pour $x/R > 0,6$, on peut obtenir des valeurs égales à 12000% lorsque le taux de turbulence est de l'ordre de 40% pour $x/R < 0,6$. Afin de rendre la lecture des résultats plus simple, on définit un "pseudo" taux de turbulence $v'_{L,all} / \langle v_{L,all}(0) \rangle$ en normalisant les fluctuations de la vitesse liquide nette par la vitesse liquide moyenne nette obtenue sur l'axe. Ce pseudo-taux de turbulence compare l'intensité des fluctuations de la vitesse liquide nette par rapport à la vitesse liquide moyenne maximale observée au sein de la colonne à bulles.

Sur la figure 4.34, on constate que le profil du pseudo-taux de turbulence présente des valeurs importantes en homogène ($v_{sg} = 1.3$ cm/s). On obtient des pseudo-taux de turbulence de l'ordre de 100%. Lors de leur transit à faibles vitesses, les bulles déplacent le liquide qui les entoure à une vitesse liquide faible. Les fluctuations de la vitesse liquide dues au sillage ont une norme du même ordre que celle obtenue pour la vitesse moyenne liquide ($\approx 0,2$ m/s correspondant à la vitesse terminale d'une bulle isolée [Maxworthy [41]]).

En régime hétérogène, le pseudo-taux de turbulence $v'_{L,all} / \langle v_{L,all}(0) \rangle$ est stable entre $x/R = 0$ et

$x/R=0,3$ avant d'augmenter lorsque x/R est compris entre 0,3 et 0,7 pour ensuite diminuer quand $x/R>0,7$. Le taux de turbulence $v'_L / \langle v_L(0) \rangle$ varie entre 37% et 73% selon la position radiale x/R .

Les pseudos-taux de turbulence du liquide ascendant $v'_{L,up} / \langle v_{L,up}(0) \rangle$ et descendant $v'_{L,down} / \langle v_{L,down}(0) \rangle$ ont été obtenus ($\langle v_L(0) \rangle$ correspond à la moyenne temporelle de la vitesse liquide nette). Comme on peut le voir sur la figure 4.35, $v'_{L,up} / \langle v_{L,up}(0) \rangle$ est très stable lorsque $|x/R|$ est compris entre 0 et 0,6 avant de diminuer quand $x/R>0,7$. Comme pour le pseudo-taux de turbulence de la vitesse liquide nette, $v'_{L,up} / \langle v_{L,up}(0) \rangle$ est plus élevé en régime homogène. On obtient des valeurs de l'ordre 40% contre 30% en régime hétérogène.

En homogène, $v'_{L,down} / \langle v_{L,down}(0) \rangle$ est constant entre $x/R=0$ et $x/R=0,5$ et augmente lorsque $x/R>0,5$. En régime hétérogène, $v'_{L,down} / \langle v_{L,down}(0) \rangle$ augmente pour atteindre un pic à $x/R=0,7$. Au-delà de cette dernière position, $v'_{L,down} / \langle v_{L,down}(0) \rangle$ diminue. Contrairement à $v'_{L,all} / \langle v_{L,all}(0) \rangle$ et $v'_{L,up} / \langle v_{L,up}(0) \rangle$, les pseudos-taux de turbulence ascendant et descendant obtenus en régime homogène sont généralement moins élevés que ceux obtenus en hétérogène.

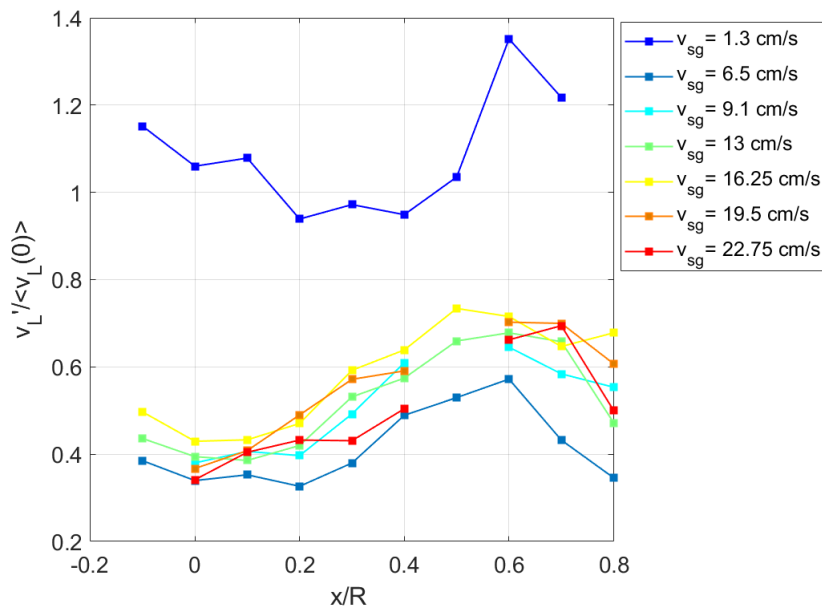


Figure 4.34 – Profil radial du pseudo-taux de turbulence $v'_{L,all} / \langle v_{L,all}(0) \rangle$ à $Hs/D=3,625$ et à différent v_{sg} .

On s'est ensuite intéressé à l'évolution du taux de turbulence $v'_L / \langle v_L(0) \rangle$ en fonction de v_{sg} sur l'axe de la colonne. On les a calculés à partir des fluctuations et des moyennes de vitesse liquide présentées sur les figures 4.25 et 4.26. Son évolution par rapport à v_{sg} est présentée sur la figure 4.36. On obtient des valeurs assez importantes en régime homogène. Les fluctuations de vitesse liquide mesurées dans ces conditions ne sont pas dues à la turbulence de l'écoulement.

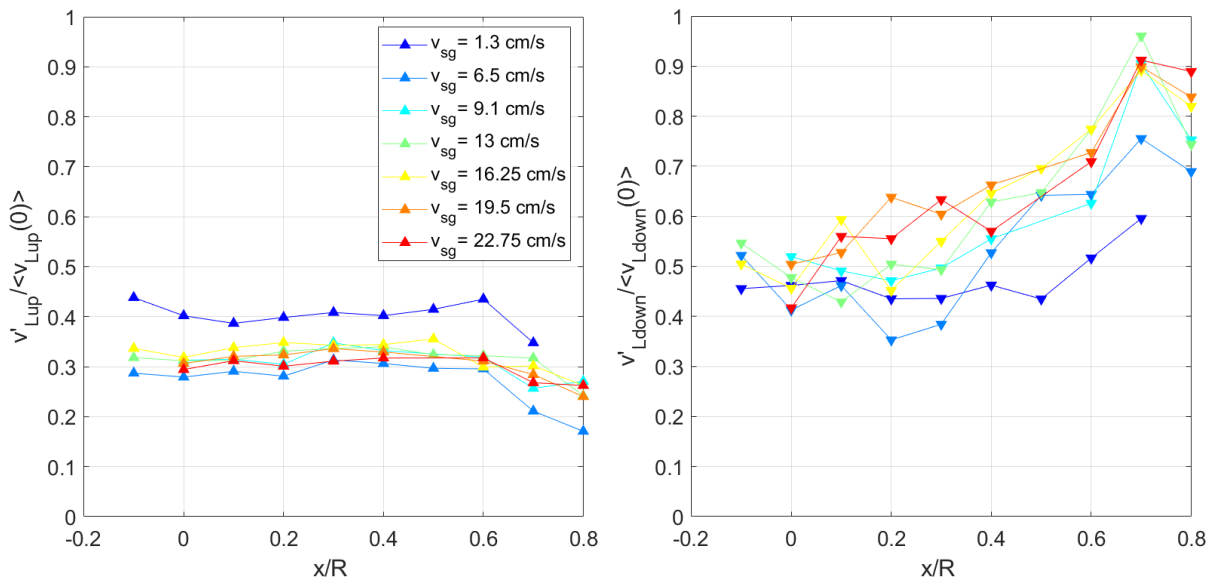


Figure 4.35 – Profil radial des pseudo-taux de turbulence $v'_{L,up} / \langle v_{L,up}(0) \rangle$ et $v'_{L,down} / \langle v_{L,down}(0) \rangle$ à $Hs/D=3,625$ et à différents v_{sg} .

Elles sont induites par les sillages des bulles lors de l'ascension quasi-verticale des bulles. En régime hétérogène, on constate que le taux de turbulence $v'_L / \langle v_L \rangle$ liquide est constant. $v'_L / \langle v_L \rangle$ est de l'ordre de 37 % sur l'axe de la colonne.

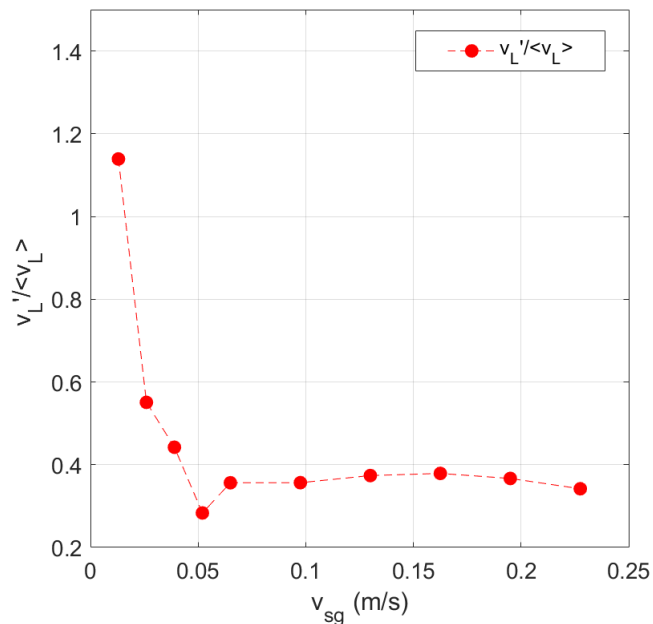


Figure 4.36 – Taux de turbulence liquide en fonction de v_{sg} .

Les spectres des signaux de vitesse liquide donnent des informations sur la turbulence locale de l'écoulement. Lance et Bataille [90] et Risso [91] se sont notamment intéressés aux spectres de signaux de vitesse liquide au sein d'un écoulement à bulles en homogène. Dans ces conditions, le sillage généré par les bulles induisent des fluctuations de vitesse liquide dans leur voisinage. Lance et Bataille [90] ont proposé une relation dans laquelle la densité spectrale d'énergie des fluctuations turbulentes E est reliée à la production d'énergie Π , la viscosité cinématique du fluide ν_f et le transfert d'énergie Υ entre deux nombres d'onde k . On a :

$$2\nu_f k^2 E = \Upsilon + \Pi. \quad (4.30)$$

Ils ont considéré que les fluctuations turbulentes sont localisées dans les sillages de bulles où elles sont à la fois produites et dissipées. En négligeant Υ et en considérant que Π ne dépend que du taux de dissipation ε_d tel que $\Pi \propto \varepsilon_d k^{-1}$, on a :

$$E \propto \frac{\varepsilon_d k^{-3}}{2\nu_f}. \quad (4.31)$$

En considérant que le spectre est invariant par rapport à ε_d lorsqu'il est normalisé par la variance $\langle v_L'^2 \rangle$ de la fluctuation et l'échelle de longueur intégrale L , Risso [91] a proposé la relation suivante :

$$\frac{E}{\langle v_L'^2 \rangle \cdot L} \propto (Lk)^{-3} \quad (4.32)$$

Sur des données expérimentales issues de la littérature et obtenues en régime homogène, Risso a constaté que le spectre de puissance du signal de vitesse liquide présente un loi de puissance en -3 sur une large gamme de fréquence spectrale. Il a aussi décelé une loi en -5/3 à une gamme de fréquence spectrale différente.

On cherche à savoir si nos spectres de signaux de vitesse liquide en régimes homogène suivent bien la relation 4.32 proposée par Risso. On testera aussi si cette relation reste valide en régime hétérogène.

Sur la figure 4.37-gauche, on note que les spectres obtenus en homogène et hétérogène suivent une loi de puissance en -3 sur une gamme de fréquence spectrale comprise entre 0,1 Hz et 5 Hz. Bien que la dynamique du signal soit moins visible à cause du bruit présent, une loi en -5/3 (Kolmogorov) semble apparaître lorsque la fréquence spectrale est comprise entre 5 Hz et 10 Hz. Sur la figure 4.37-droite, on a testé la relation 4.32 sur nos données en s'intéressant à l'évolution de $\frac{E}{\langle v_L'^2 \rangle \cdot L}$ en fonction de Lk , avec L , l'échelle spatiale turbulente (elle sera définie par la suite). On note que nos données sont en adéquation avec la relation 4.32 de Risso.

L'estimation des échelles temporelle et spatiale des écoulements turbulents au sein de la colonne à bulles permet d'avoir une idée des dimensions des structures liquides présentes. L'obtention de ces informations implique généralement une mesure simultanée en plusieurs points dans

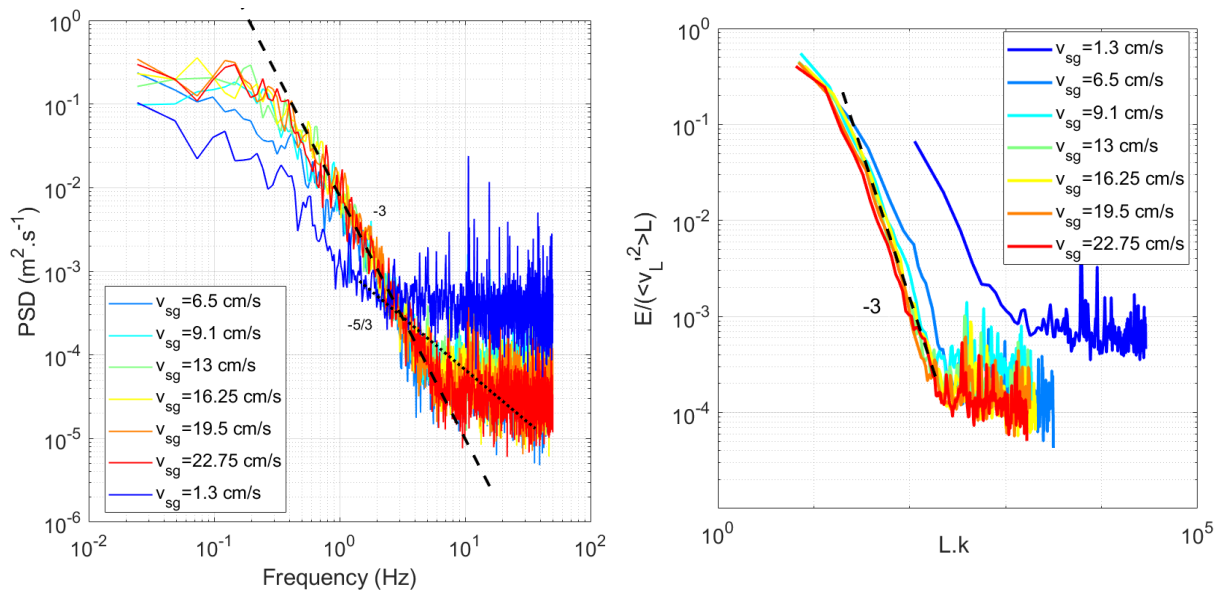


Figure 4.37 – Gauche: Spectres des signaux de vitesse liquide à différents v_{sg} .- Droite: Évolution de $\frac{E}{\langle v_L'^2 \rangle \cdot L}$ en fonction de Lk .

l'espace. En disposant uniquement d'une mesure locale, il est malgré tout possible d'obtenir ces échelles si on considère que l'hypothèse de Taylor est respectée. Dans ces conditions, on considère que les tubes de Pavlov sont dans un écoulement présentant une vitesse liquide moyenne $\langle v_L \rangle$ non nulle et une invariance du champ de vitesse liquide. On dit que le champ de vitesse est "gelé". Cette hypothèse est respectée lorsque $\frac{v_L'}{\langle v_L \rangle} < 15\%$.

Dans ce cas, une parcelle d'eau interagissant avec les tubes de Pavlov à l'instant t se trouvera à une distance $v_L \cdot \Delta t$ tout en présentant les mêmes caractéristiques qu'à l'instant t . Ainsi, il est possible de transposer une série temporelle en une série spatiale. Comme l'hypothèse de Taylor a plus de chance d'être respectée sur l'axe, les échelles temporelle et spatiale ont été obtenues à cette position.

Les échelles caractéristiques des écoulements turbulents présents au sein de la colonne peuvent être estimées grâce aux échelles intégrales spatiale L et temporelle T . L'échelle intégrale spatiale fait intervenir la fonction d'auto-corrélation temporelle R_v du signal de vitesse liquide qui s'exprime par:

$$R_v = \int_0^\infty v_L(t) \cdot v_L(t + d\tau) \cdot d\tau. \quad (4.33)$$

On peut voir sur la figure 4.38 différentes fonctions de corrélation R_v obtenues à différents v_{sg} . En régime homogène ($v_{sg} = 1.3$ cm/s), on obtient une courbe bruitée qui diminue rapidement lorsque τ est compris entre 0 et 0,05 s avant de diminuer de façon monotone le reste du temps.

En régime hétérogène ($v_{sg} > 7$ cm/s), on obtient des courbes d'auto-corrélations sans bruit. R_v se stabilise à une valeur de 1 avant de tendre vers 0. R_v peut atteindre la valeur de zéro plusieurs fois. De ce fait, on détermine les échelles intégrales sur des temps τ compris entre 0 et le temps pour lequel R_v est égal à 0 pour la première fois. Ainsi, l'échelle intégrale temporelle T s'écrit:

$$T = \int_0^{\tau(R_v=0)} R_v(\tau).d\tau. \quad (4.34)$$

On en déduit l'échelle intégrale spatiale L :

$$L = V_L.T = V_L \int_0^{\tau(R_v=0)} R_v(\tau).d\tau. \quad (4.35)$$

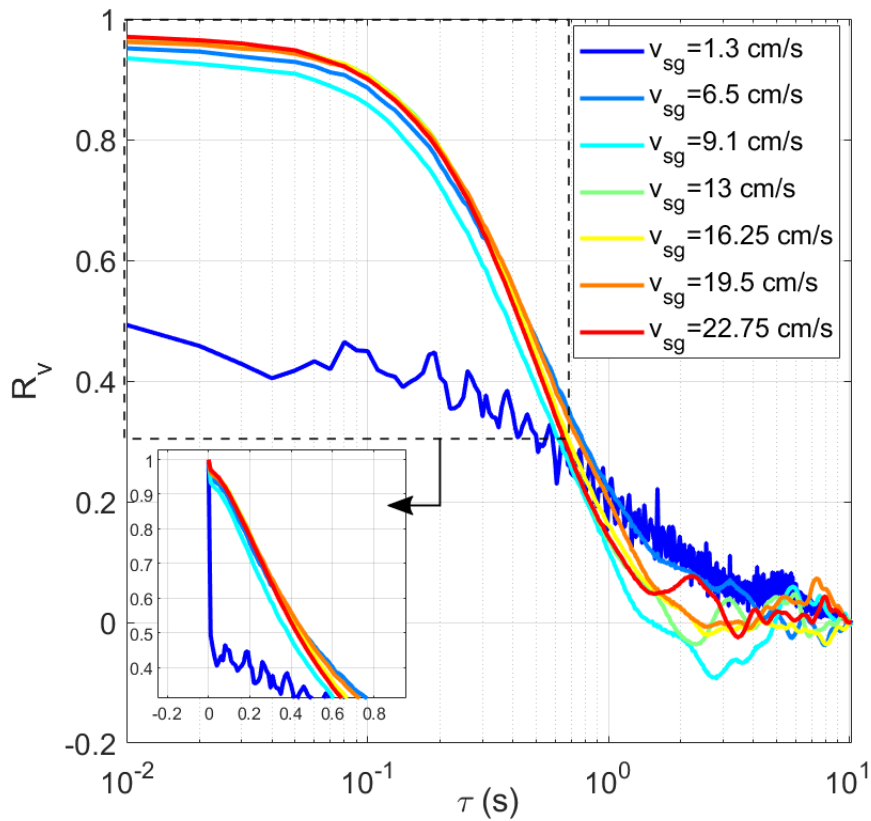


Figure 4.38 – Auto-corrélations des signaux de vitesse liquide à différents v_{sg} .

où V_L correspond à la vitesse de l'écoulement liquide moyen. Les échelles intégrales spatiale et temporelle en fonction de v_{sg} sont présentées sur la figure 4.39. L'évolution des échelles temporelle et spatiale avec v_{sg} ne se fait pas de façon monotone. On observe une discontinuité lors de la transition entre le régime homogène et hétérogène (entre 5 cm/s et 7 cm/s). Nous ne pouvons pas confirmer que cette "rupture" soit une caractéristique de la transition du fait que

les conditions de l'hypothèse de Taylor ne sont pas tout à fait respectées en régime homogène. En effet, dans ces conditions, les fluctuations de la vitesse liquide sont du même ordre que la moyenne de la vitesse liquide. Les échelles temporelle et spatiale obtenues en régime homogène sont potentiellement erronées. De ce fait, nous nous focalisons sur les échelles obtenues en régime hétérogène. Des grandes échelles temporelles de l'ordre de la minute ont été obtenues indiquant la présence de structures de grandes tailles. Les échelles spatiales obtenues en régime hétérogène varient entre 30 cm et 50 cm. Ces valeurs sont du même ordre que le diamètre de notre colonne, indiquant ainsi que D semble être l'échelle spatiale maximale dans laquelle on peut injecter de l'énergie. Bien que ce résultat soit logique, nous ne pouvons pas confirmer cette tendance sans l'avoir observée dans des colonnes à bulles de tailles différentes.

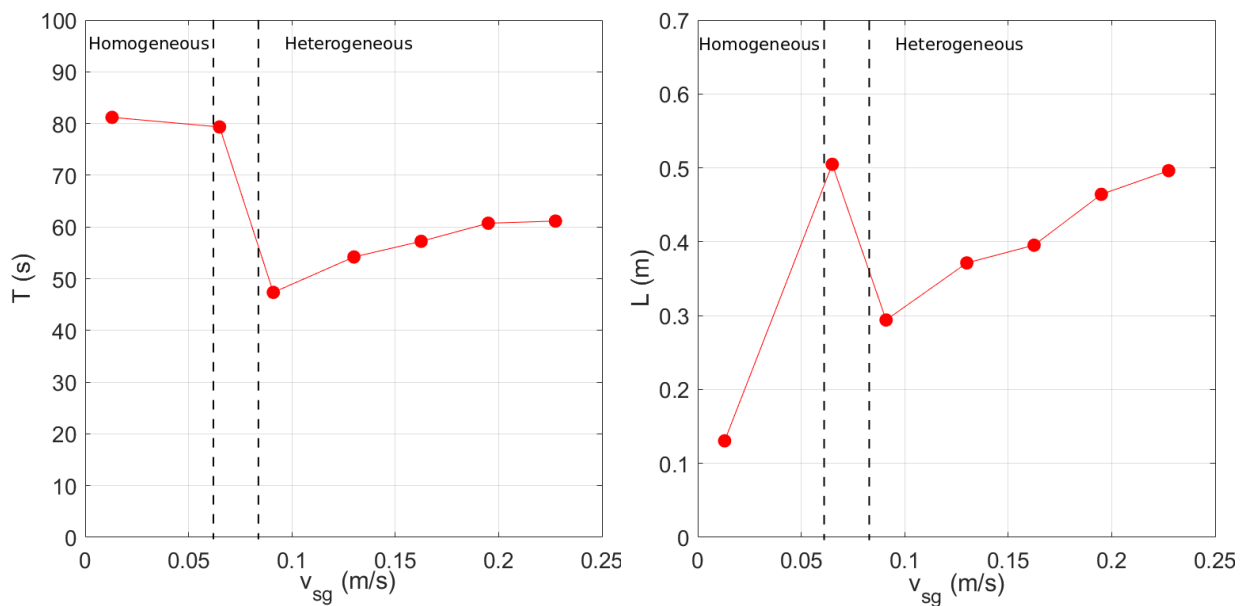


Figure 4.39 – Échelle intégrale de temps (à gauche) et d'espace (à droite) en fonction de v_{sg} .

Nous avons aussi cherché à estimer les tailles moyennes des structures liquides interagissant avec les tubes de Pavlov grâce au signal temporel de la vitesse liquide. Pour cela, on cherche à déterminer les différents intervalles de temps Δt pendant lesquels l'écoulement liquide est ascendant ($v_L > 0$) et descendant ($v_L < 0$) comme sur la figure 4.40. Pour chaque intervalle de temps i , on définit en fonction du sens de l'écoulement une longueur liquide ascendante $L_{up,i}$ ou descendante $L_{down,i}$ telle que:

$$L_{up,i} = \Delta t_{up,i} \cdot \langle v_{L,up} \rangle \quad (4.36)$$

$$L_{down,i} = \Delta t_{down,i} \cdot \langle v_{L,down} \rangle \quad (4.37)$$

avec la vitesse moyenne ascendante $\langle v_{L,up} \rangle$, la vitesse moyenne descendante $\langle v_{L,down} \rangle$, l'intervalle de temps sur lequel v_L est ascendant $\Delta t_{up,i}$ et l'intervalle de temps sur lequel v_L est descendant $\Delta t_{down,i}$. En moyennant ces différentes longueurs, on obtient les longueurs liquides

moyennes ascendantes $\langle L_{up} \rangle$ et descendantes $\langle L_{down} \rangle$.

Ces longueurs liquides ont été déterminées à différents v_{sg} et à différentes positions radiales x/R . Elles sont représentées sur la figure 4.41. Sur l'axe, $\langle L_{up} \rangle$ augmente lorsque v_{sg} est compris entre 0 cm/s et 7 cm/s. Sur cette gamme de v_{sg} , $\langle L_{up} \rangle$ est compris entre 1 cm et 1 m. Ensuite, $\langle L_{up} \rangle$ diminue légèrement avant de se stabiliser à une valeur de l'ordre de 55 cm lorsque v_{sg} est inclus entre 10 cm/s et 17 cm/s. Une nouvelle augmentation est observée lorsque v_{sg} est supérieur 17 cm/s. On obtient des $\langle L_{up} \rangle$ de l'ordre de 1,5-2 m. À $x/R=0,1$, $\langle L_{up} \rangle$ augmente quand v_{sg} est compris entre 0 et 16,25 cm/s avant de baisser et se stabiliser à une valeur de l'ordre de 55 cm. Lorsque x/R est supérieur à 0,2, $\langle L_{up} \rangle$ augmente en régime homogène et semble se stabiliser en régime hétérogène. La valeur du plateau diminue quand on s'éloigne de l'axe de la colonne. Entre $x/R=0,2$ et $x/R=0,8$, on passe d'une valeur de plateau de l'ordre de 55 cm à environ 1 cm.

Les valeurs moyennes de $\langle L_{up} \rangle$ obtenues en régime hétérogène à $x/R=0$ et $x/R=0,1$ se révèlent importantes. Les tubes de Pavlov observent des structures liquides moyennes 2 à 5 fois supérieures au diamètre D de la colonne. Cela s'explique par le fait que l'écoulement est majoritairement ascendant quand on est proche de l'axe. Dans ces conditions, les informations extraites sont principalement liées à la recirculation moyenne liquide décrite dans la section 1.1. Cela peut expliquer le fait que 10% à 15% des $L_{up,i}$ obtenus dans ces conditions soient supérieurs à 2 m. $\langle L_{down} \rangle$ croît en régime homogène et se stabilise en régime hétérogène. Les valeurs des plateaux obtenus en régime hétérogène augmentent quand on s'éloigne de l'axe de la colonne. Entre $x/R=0$ et $x/R=0,7$, on passe d'une valeur de plateau de 1 cm à une valeur de l'ordre de 10 cm.

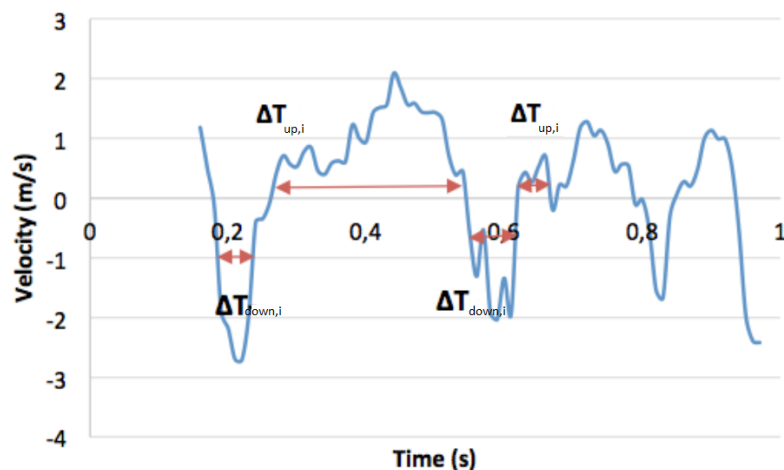


Figure 4.40 – Exemple d'un signal temporel de la vitesse liquide en fonction du temps.

Pour caractériser les structures turbulentes, on souhaite s'affranchir de l'écoulement moyen au cœur de la colonne qui est dû principalement à la recirculation liquide. Pour cela, on définit de nouveaux intervalles de temps Δt_+ et Δt_- sur lesquels la vitesse liquide $v_L(t)$ est respectivement supérieure et inférieure à la vitesse liquide moyenne locale $\langle v_L \rangle$. On définit de nouvelles

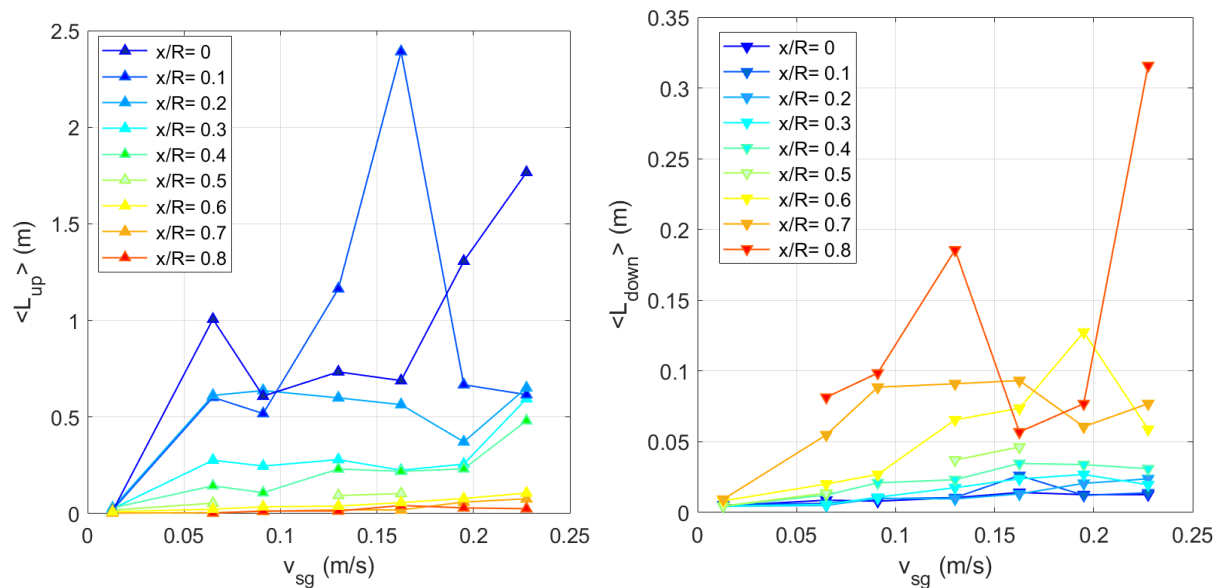


Figure 4.41 – Tailles des structures liquides en fonction de l'orientation de l'écoulement. Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent au cas où l'écoulement est ascendant (resp. descendant).

tailles de structures L_+ et L_- en multipliant respectivement les intervalles de temps Δt_+ et Δt_- par la vitesse liquide moyenne $|\langle v_L \rangle|$.

La figure 4.42 montrent des distributions de L_+ et L_- obtenues à différentes positions radiales x/R en régime homogène et en régime hétérogène. Pour chaque régime, les plages de tailles de structure liquide L_+ et L_- sont similaires. Notons que la plage de ces tailles n'est pas influencée par x/R . De plus, les plages de L_+ et L_- sont plus larges en régime hétérogène qu'en régime homogène. En effet, on détecte des structures liquides supérieures au mètre uniquement en régime hétérogène.

On s'intéresse ensuite aux moyennes de L_+ et L_- . Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 4.43. $\langle L_+ \rangle$ et $\langle L_- \rangle$ présentent des valeurs similaires. Après avoir augmenté en régime homogène, $\langle L_+ \rangle$ et $\langle L_- \rangle$ se stabilisent relativement en régime hétérogène. Comme on peut le voir sur la figure 4.44, $\langle L_+ \rangle$ et $\langle L_- \rangle$ se stabilisent à une valeur de l'ordre de 15 cm à 20% près lorsque x/R est compris entre 0 et 0,3 inclus. La valeur de ce plateau diminue lorsque x/R est supérieur à $x/R=0,3$. On passe d'une valeur d'environ 15 cm à une valeur de l'ordre de 3 cm entre $x/R=0,3$ et $x/R=0,8$.

On s'est ensuite intéressé aux profils des tailles de structures normalisées par le rayon de la colonne. Sur la figure 4.44, on note que L_+/R et L_-/R sont constants lorsque x/R est compris entre 0 et 0,4 en régime hétérogène. Ces valeurs diminuent entre $x/R=0,4$ et $x/R=0,6$. L_+/R et L_-/R se stabilisent lorsque $x/R>0,6$. L_+/R et L_-/R sont constants entre $x/R=0$ et $x/R=0,8$ en

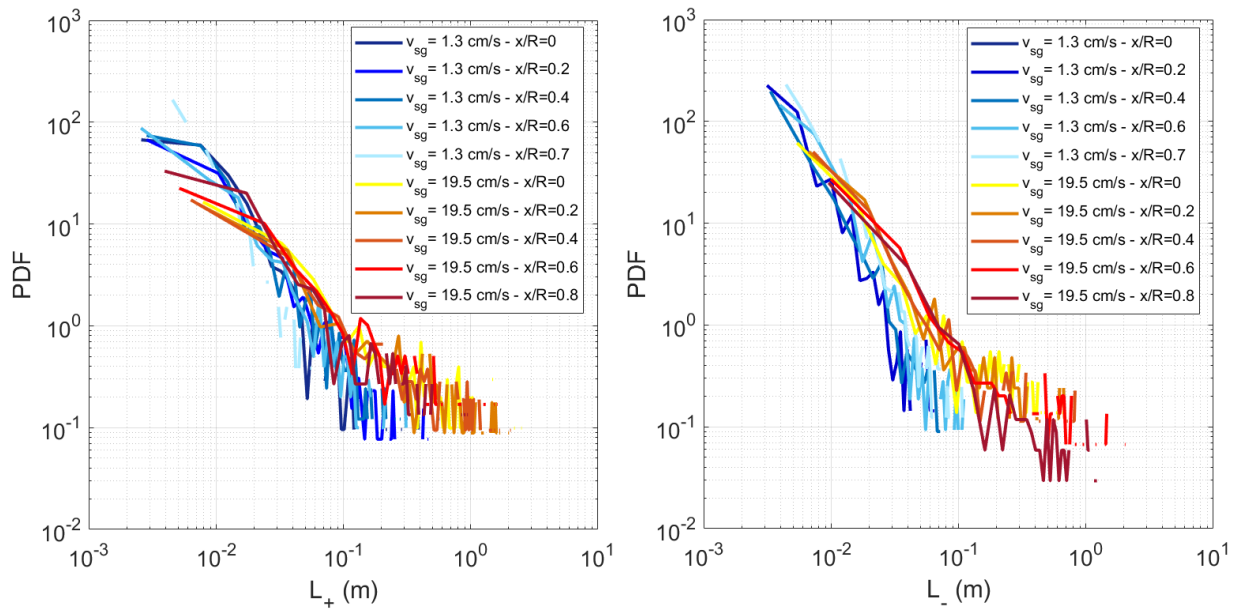


Figure 4.42 – Distributions des tailles de structures liquides ascendante L_+ et descendante L_- obtenues à différentes positions radiale x/R en régime homogène et hétérogène.

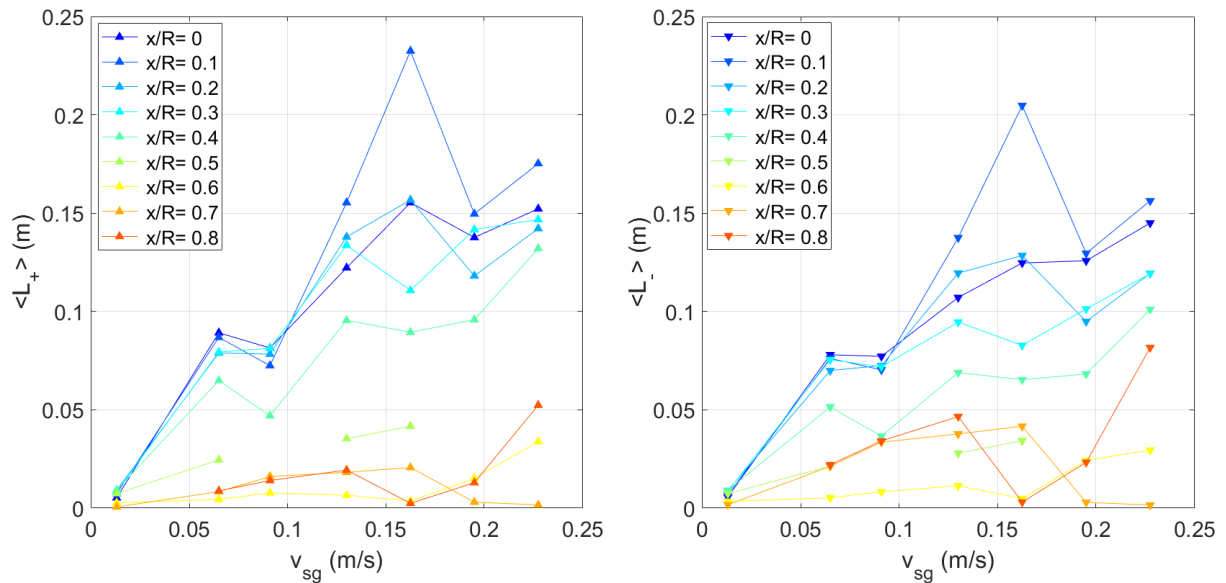


Figure 4.43 – Tailles des structures liquides en fonction de l'orientation de l'écoulement. Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent au cas où l'écoulement est ascendant (resp. descendant).

régime homogène.

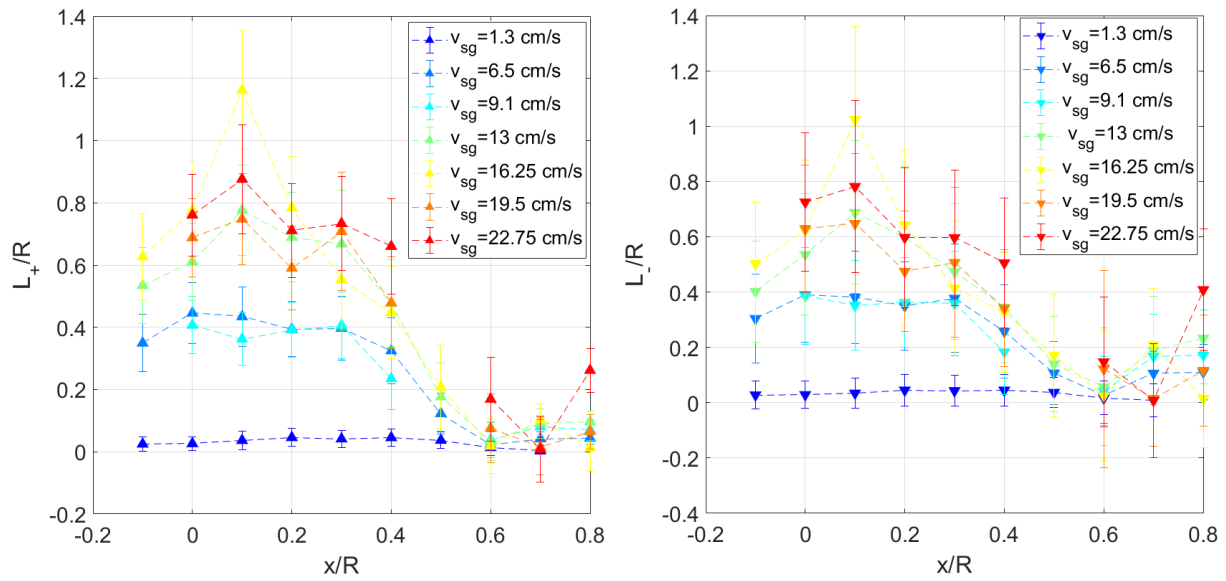


Figure 4.44 – Tailles normalisées par le rayon R de la colonne des structures liquides. Celle-ci ont été définies grâce aux intervalles de temps Δt_+ et Δt_- sur lesquelles la vitesse liquide $v_L(t)$ est respectivement supérieure et inférieure à la vitesse liquide moyenne locale $\langle v_L \rangle$. Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent au cas où l'écoulement est ascendant (resp. descendant).

4.3.7 Conclusion

La moyenne et l'écart-type des vitesses liquides sont comparables à ce qui est proposé dans la littérature. En effet, nos vitesses liquides moyennes nettes sur l'axe sont similaires à celles obtenues par Forret [21] et Raimundo [22] dans une colonne similaire à la nôtre. De plus, nos profils correspondent plutôt bien aux corrélations proposées par Forret [92] pour estimer le profil radial de la vitesse moyenne et par Raimundo et al. [23] pour estimer les fluctuations de vitesse liquide.

En se basant sur nos mesures de vitesse liquide, nous avons pu établir de nouvelles relations entre la vitesse liquide et la vitesse superficielle du gaz sous la forme de loi de puissance.

Les débits liquides mesurés ici sont similaires à ceux obtenus par Raimundo. D'ailleurs, nos débits sont régis par l'échelle $(gD)^{1/2}$ proposée par Raimundo et al. [22, 23]. Le taux de turbulence observé au sein de la colonne est important en régime hétérogène. On obtient un taux de turbulence de l'ordre de 40%. Les spectres de puissance obtenus à partir de nos données s'avèrent consistants avec les résultats présentés par Risso [91]. Fait surprenant, la relation 4.32 qu'il a établie pour le régime homogène fonctionne aussi en régime hétérogène. En effet, nous avons observé la loi de puissance en -3 observée par Risso sur nos spectres de signaux. Par contre, nous obtenons des échelles spatiales très différentes des siennes.

Nous avons pu déterminer les échelles intégrales temporelles et spatiales des structures liquides

au sein de la colonne à partir des spectres des signaux: la taille maximale de ces structures observée au sein de notre colonne à bulles est de l'ordre du rayon de celle-ci.

4.4 Étude de la phase gazeuse

On s'intéresse à la dynamique de la phase gazeuse au sein de la colonne. Nous avons donc tenté d'extraire des données concernant les bulles générées. Nous nous intéresserons tout d'abord aux vitesses de bulles obtenues pour ensuite se concentrer sur les cordes verticales. Nous chercherons ensuite à caractériser les concentrations locales de gaz et les structures gazeuses que nous avons pu observer durant nos expériences. Nous proposerons une nouvelle mise en échelle de la colonne en se basant sur les résultats expérimentaux acquis. Ces informations ont été obtenues à l'aide d'une sonde M2 qui a été orientée verticalement vers le haut puis vers le bas. Ces essais ont été effectués à différentes hauteurs H_s et à différents v_{sg} . La hauteur d'eau initiale a été fixée $H_0=200$ cm. Seules les données brutes (sans interpolation) seront présentées dans cette section.

4.4.1 Vitesse de bulles v_G

Comme on a pu le voir dans le chapitre 3, la sonde M2 peut mesurer la vitesse d'une bulle uniquement dans un seul sens, rendant la mesure locale simultanée des vitesses gaz ascendante et descendante impossible. Chacune de ces vitesses a donc été mesurée séparément durant le même temps expérimental T_{exp} . On mesure la vitesse gaz ascendante $v_{G,up}$ (dans le référentiel du laboratoire) en orientant verticalement la sonde M2 vers le bas. La vitesse gaz descendante $v_{G,down}$ est collectée avec une sonde M2 orientée vers le haut. La PDF, la moyenne et l'écart-type de la vitesse gaz nette $v_{G,all}$ sont calculés à partir de la combinaison des vitesses $v_{G,up}$ et $v_{G,down}$ collectées durant le même temps T_{exp} . Dans un premier temps, nous nous intéresserons aux moyennes et aux écarts-types des vitesses obtenues à différents v_{sg} et à différentes positions x/R . Nous nous concentrerons ensuite sur les statistiques de vitesses de bulles conditionnées par l'orientation de la sonde. Lorsque la vitesse d'une bulle est validée par la sonde M2 orientée vers le bas, on considère que la bulle est ascendante. De la même manière, une bulle est considérée comme descendante lorsque sa vitesse est validée par la sonde M2 orientée vers le haut. On parle de vitesse gaz nette lorsque les vitesses ascendante et descendante sont prises en compte.

4.4.1.1 Profil radial de vitesse de bulles

Nous avons commencé par étudier l'influence de la position verticale H_s sur les profils radiaux de vitesse gazeuse moyenne obtenue avec une sonde M2 orientée vers le bas. Pour rappel,

une zone dans laquelle l'écoulement est considéré comme quasi-développé a été déterminée dans la section 4.1. On s'attend donc à obtenir des profils de vitesses de bulles inchangés quand on fait varier H_s dans la zone quasi-développée. Afin de s'assurer de cela, des essais ont été effectués à des hauteurs de mesures normalisées H_s/D de 2,625, 3,625 et 4,875. La vitesse de gaz a été mesurée à des positions radiales normalisées x/R comprises entre 0 et 0,8. Les profils sont observables sur la figure 4.45 à $v_{sg} = 9$ cm/s et à $v_{sg} = 16,25$ cm/s.

Les profils de vitesses prennent une forme en cloche avec une vitesse gaz moyenne maximale détectée au niveau de l'axe de la colonne à bulles. On remarque que les écarts entre les profils obtenus aux différentes hauteurs H_s proposées sont faibles. L'écart moyen entre les différents profils présentés n'excède pas 11%. Au vu de ces écarts modérés par rapport aux vitesses moyennes de gaz obtenues, on peut considérer que les profils de vitesses de bulles sont peu influencés par la variation de H_s , ce qui est en adéquation avec ce qui a été observé dans la section 4.1.

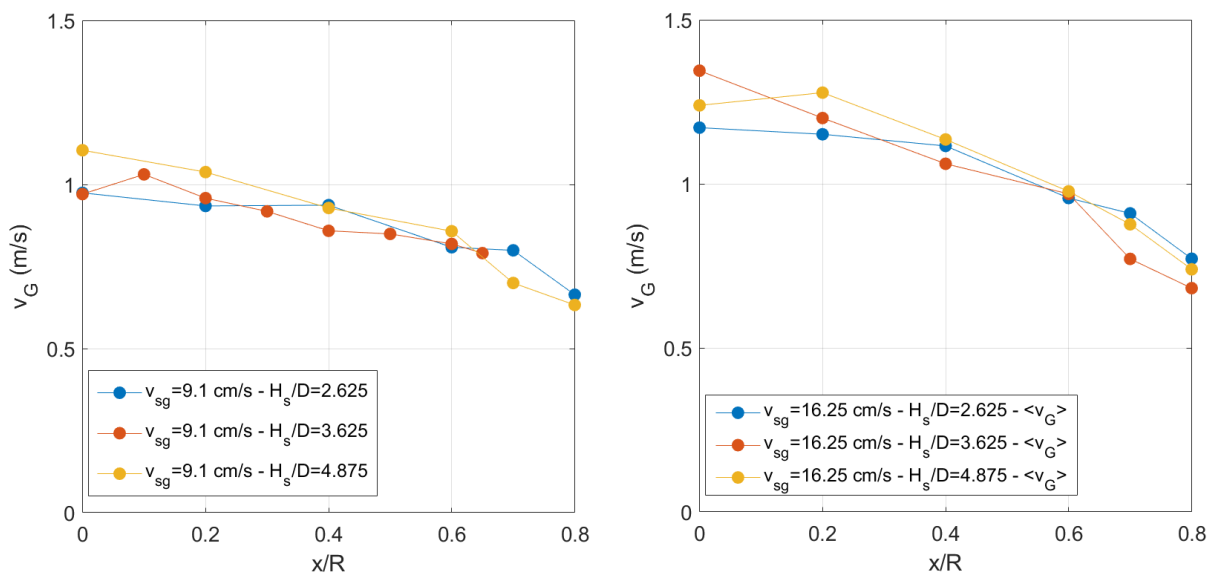


Figure 4.45 – Profils radiaux de vitesses gaz obtenues à différents H_s et à $v_{sg} = 9$ cm/s et $v_{sg} = 16,25$ cm/s.

Afin d'obtenir des informations sur les vitesses de bulles ascendantes et descendantes, des essais ont été effectués avec la sonde M2 orientée vers le haut et vers le bas. Ils ont été effectués à différentes vitesses superficielles de gaz v_{sg} , à une hauteur de mesure $H_s/D = 3,625$ et à différentes positions radiales x/R . Pour chaque orientation de la sonde M2, le temps expérimental est le même. La hauteur d'eau initiale H_0 (lorsque v_{sg} est nulle) a été fixée à 200 cm. Les résultats présentés correspondent aux vitesses de bulles validées directement (sans interpolation) durant le traitement de données selon les paramètres optimaux décrits dans la section 3.

Les distributions de vitesses gaz présentées sur la figure 4.46 ont été obtenues à $v_{sg}=1,3$ cm/s et $v_{sg}=22,75$ cm/s à une hauteur $H_s/D= 3,625$. On remarque que les proportions de vitesses positives et négatives varient en fonction de la position radiale x/R . Sur l'axe, les vitesses sont majoritairement positives. Elles représentent 97% de la distribution des vitesses gaz en régime homogène et hétérogène. Quand on s'éloigne de l'axe, la proportion de vitesses positives est stable (98%) en régime homogène lorsque x/R est compris entre 0 et 0,7. Dans ce même régime, la proportion de vitesses positives diminue légèrement lorsque $x/R=0,8$. On obtient une proportion de vitesses positives de 88% contre 12% de vitesses de bulles négatives. En régime hétérogène, la proportion de vitesses positives diminue lorsque x/R augmente. Pour x/R inclus entre 0 et 0,6, la proportion de vitesses positives représente plus de 90%. Lorsque $x/R>0,6$, on constate une baisse significative de la proportion des vitesses positives qui atteint une valeur de 60% à $x/R=0,8$.

Notons aussi que les normes de vitesses gaz négatives détectées sont incluses entre 0 et 2 m/s lorsque les vitesses gaz positives sont comprises entre 0 et 7 m/s. La largeur de la gamme de vitesse gaz détectée est stable entre $x/R=0$ et $x/R=0,6$. Celle-ci diminue lorsque $x/R>0,6$.

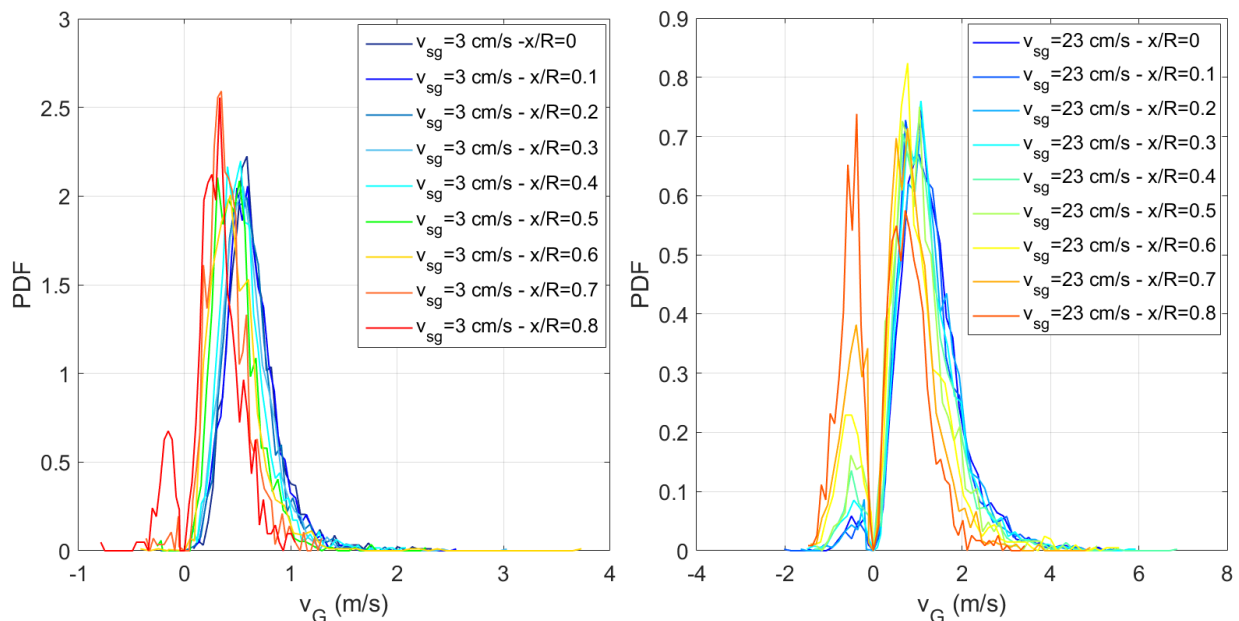


Figure 4.46 – Distributions des vitesses gaz à différentes positions radiales pour $v_{sg}=3$ cm/s (à gauche) et $v_{sg}=23$ cm/s (à droite).

Les profils de vitesses nettes moyennes gaz présentés sur la figure 4.47 sont conditionnés par l'orientation de la sonde M2. Ils ont été obtenus à différents v_{sg} (un cas en homogène et trois cas en hétérogène). En régime homogène ($v_{sg} = 3$ cm/s), on note que la vitesse moyenne ascendante et la vitesse gaz nette présentent des valeurs similaires lorsque x/R est compris entre 0 et 0,8. Cette tendance est en adéquation avec les proportions de vitesses gaz observées sur la

figure 4.46 (>98%). Les vitesses gaz négatives sont stables entre $x/R=0,2$ et $x/R=0,8$. Aucune vitesse négative n'a été validée sur l'axe.

En régime hétérogène, les vitesses moyennes ascendantes et la vitesse gaz nette sont très proches lorsque x/R est compris entre 0 et 0,6. Ce résultat est logique du fait qu'une proportion de vitesse gaz positive supérieure à 90% est observée dans ces conditions. Lorsque $x/R>0,6$, on note une baisse plus significative de la vitesse de gaz nette due à l'augmentation de la proportion des vitesses négatives. Les vitesses descendantes $\langle v_{G,down} \rangle$ sont stables entre $x/R=0$ et $x/R=0,8$. Sur les trois cas hétérogènes présentés sur cette figure, $\langle v_{G,down} \rangle$ est de l'ordre de -0,5 m/s. Les profils de vitesse moyenne gaz ont été comparés à la littérature. La figure 4.48 présente des profils de vitesses gaz normalisés par la vitesse moyenne gaz nette mesurée sur l'axe. Ils ont été obtenus à $H_s/D=3,625$ et à différents v_{sg} (3,13 et 23 cm/s). Bien que comparables entre eux, ces profils normalisés ont été présentés séparément pour plus de clarté. Chaque figure présente des profils expérimentaux obtenus à des v_{sg} raisonnablement proches. En régime homogène ($v_{sg}=3$ cm/s), on note que les profils obtenus par Guan et al. [93], Xue et al. [49] et Chen et al. [60] sont raisonnablement proches de notre profil quand x/R est compris entre 0 et 0,6. Lorsque $x/R>0,6$, le profil de Guan et al. reste assez proche de notre profil (avec un écart relatif moyen inférieur à 10%). Par contre les profils de Xue et al. [49] et Chen et al. [60] sont assez éloignés. Ils présentent des vitesses moyennes gaz constantes et similaires entre $x/R=0$ et $x/R=0,9$ lorsque notre vitesse moyenne gaz diminue sur cet intervalle.

En régime hétérogène, les profils issus de la littérature présentent des valeurs similaires aux nôtres lorsque x/R est compris entre 0 et 0,8. L'écart moyen relatif entre nos données et celles issues de la littérature n'excède pas 10%.

En régime homogène, nos profils correspondent aux données de Guan et al. et de Xue au coeur de la colonne. Par contre, nos vitesses gaz nettes normalisées présentent des valeurs majoritairement plus faibles que la littérature à $x/R>0,6$. En régime hétérogène, nos vitesses gaz nettes $\langle v_{G,all} \rangle$ sont comparables aux vitesses présentées dans la littérature lorsque x/R est compris entre 0 et 0,8. Les profils de vitesses gaz nettes issus de nos travaux et ceux de la littérature sont autosimilaires.

Les profils expérimentaux que nous avons obtenus ne permettent pas d'identifier précisément à quelle position radiale x/R la vitesse gaz nette $v_{G,all}$ s'annule. Afin de l'identifier, on propose le profil radial de la vitesse gaz nette suivant:

$$\langle v_G \rangle / \langle v_G(0) \rangle = \left(1 - \frac{y}{y_0} \right)^n \quad (4.38)$$

avec $y=x/R$ et y_0 la position radiale x/R pour laquelle $v_G=0$. La figure 4.49 présente le profil radial normalisée de la vitesse gaz nette pour un cas en homogène ($v_{sg}=1,3$ cm/s) et trois cas en hétérogène ($v_{sg}=13, 16$ et 23 cm/s). On obtient un accord raisonnable (écart moyen de l'ordre de 14%) entre ces profils et la relation 4.38 lorsque que $n=3$ et $y_0=0,85$, ce qui sous-entend que v_G s'annule à $x/R \approx 0,85$.

On compare ce résultat à ce qui est proposé dans la littérature bien que très peu de mesures

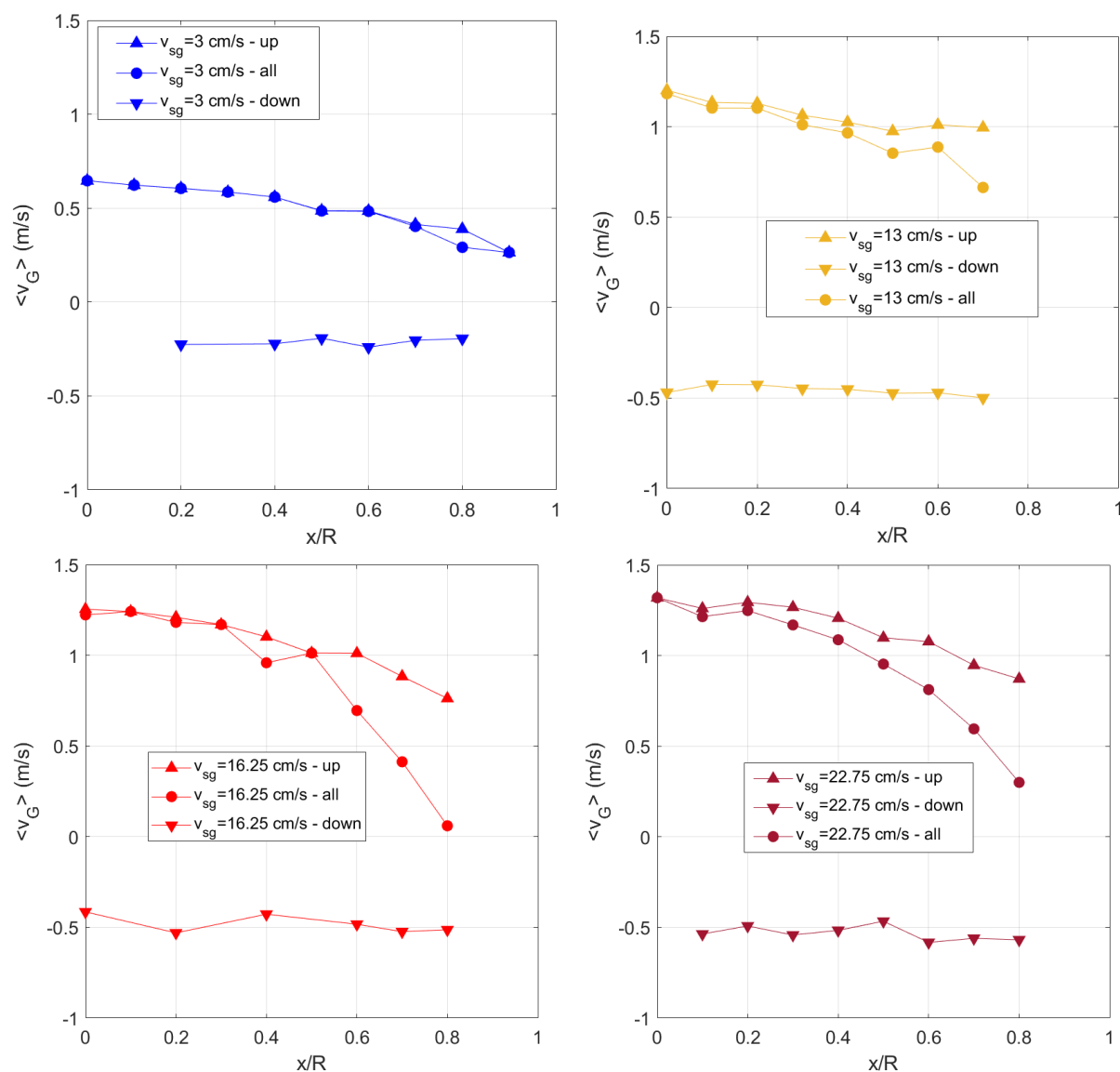


Figure 4.47 – Profils radiaux de vitesses moyennes gaz conditionnées par l’orientation de la sonde M2. Ils ont été obtenus à $H_s/D=3,625$ et à différents v_{sg} . Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux vitesses ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux vitesses nettes.

de vitesse gaz proches des parois soient disponibles. Dans une colonne de diamètre $D=0,29$ m remplie d’eau déminéralisée, Yao et al. [94] ont détecté des vitesses gaz négatives à $x/R=0,9$ lorsque $v_{sg} = 8$ cm/s et $H_s/D=12$. Camarasa et al. [95] ont détecté des vitesses négatives à $x/R=0,75$ lors d’une mesure du profil de vitesse gaz à l’aide d’une sonde à ultrason. La mesure a été effectuée en régime hétérogène ($v_{sg} = 8,4$ et $10,7$ cm/s) dans une colonne à bulle de diamètre $D=0,1$ m remplie d’eau courante. À l’aide d’une sonde clivée utilisant l’effet Doppler, Chen et

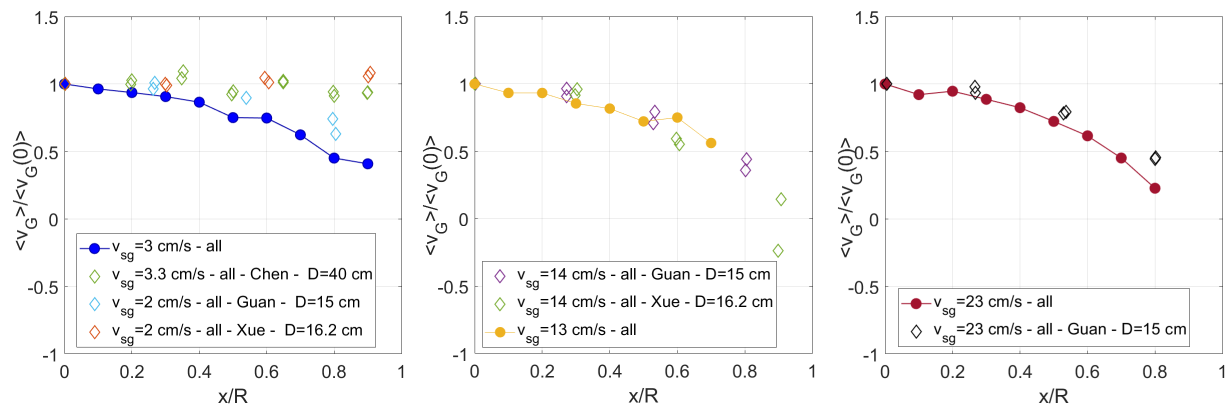


Figure 4.48 – Profils radiaux de la vitesse gaz nette normalisée par la vitesse gaz nette obtenue sur l’axe. Ils ont été obtenus expérimentalement à différents v_{sg} . Ces données sont comparées à la littérature dont les valeurs sont représentées par des marqueurs ouverts.

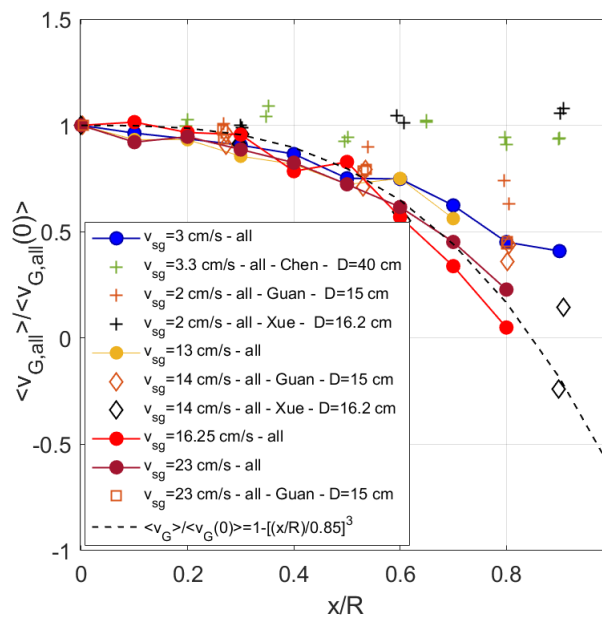


Figure 4.49 – Profils radiaux de la vitesse gaz nette normalisée par la vitesse gaz nette obtenue sur l’axe comparés à la relation 4.38. Ces profils sont issus de nos travaux et de la littérature.

al. [60] ont mesuré des profils de vitesses gaz ascendantes et descendantes dans des colonnes de diamètre $D=0,4$ m et $D=0,8$ m rempli d’eau courante. L’écoulement au sein de ces colonnes est asymétrique. Lorsque $D=0,4$ m, des vitesses négatives ont été détectées entre x/R compris entre 0,6 et 0,8 et la paroi ce qui est en accord avec ce que nous avons observé sur la figure 4.49. Lorsque $D=0,8$ m, des vitesses négatives ont été observées entre x/R variant de 0,4 à 0,7 et la paroi. Par contre, nous avons aucune informations concernant les vitesses gaz nettes. Xue

et al. [43] ont effectué des mesures de vitesses de bulles ascendante et descendante en régime hétérogène (v_{sg} compris entre 8 et 60 cm/s) à l'aide d'une sonde optique à 4 pointes orientée vers le haut et vers le bas, dans une colonne à bulles de diamètre $D=0,162$ m remplie d'eau courante. À $H_s/D \approx 5$, l'écoulement au sein de cette colonne ne semble pas symétrique puisque la vitesse moyenne gaz est négative à $x/R=0,9$ (\approx de -5 à -20 cm/s) et positive à $x/R=0,9$ (\approx de 5 à 20 cm/s). Par contre, à $H_s/D=8,5$, l'écoulement est plus symétrique. Ils ont obtenu des vitesses négatives de l'ordre de 50 cm/s à $x/R \approx 0,88$, ce qui est en adéquation avec notre relation 4.38 lorsque $n=3$ et $y_0=0,85$ (voir la figure 4.49). À l'aide d'une sonde à conductivité, Guan et al [93] ont effectué des mesures de vitesse gaz dans la zone d'écoulement quasi-développé au sein d'une colonne de $D=0,15$ m rempli d'eau courante. Ils ont mesuré des vitesses moyennes positives comprises entre 0,3 et 0,5 m/s pour $x/R > 0,8$.

Ainsi, les données de la littérature sur les vitesses gaz proches des parois sont en adéquation avec nos données et avec la relation 4.38 que nous avons proposée.

On s'intéresse ensuite aux profils des écarts-types de vitesses gaz obtenus lors de nos essais. Comme pour la figure 4.47, les écarts-types présentés sur la figure 4.50 sont conditionnés par l'orientation de la sonde M2. En régime homogène, les fluctuations de vitesses ascendantes $v'_{G,up}$ et de vitesses nettes $v'_{G,all}$ sont stables et similaires lorsque x/R est compris entre 0 et 0,8. Entre $x/R=0$ et $x/R=0,4$ inclus, la fluctuation descendante $v'_{G,down}$ est très faible (le faible nombre de vitesses descendantes valides dans ces conditions peut expliquer ce résultat). $v'_{G,down}$ augmente légèrement avant de se stabiliser à une valeur de 0,1 m/s lorsque $x/R > 0,6$.

En régime hétérogène, les fluctuations de vitesses négatives sont stables avec x/R . On observe des valeurs de l'ordre de 0,25 m/s. On note aussi que $v'_{G,all}$ est systématiquement supérieur à $v'_{G,up}$ et $v'_{G,down}$. À $v_{sg} = 13$ cm/s, on constate que $v'_{G,all}$ et $v'_{G,up}$ sont relativement proches et stables ($\pm 8\%$) lorsque x/R est compris entre 0 et 0,8. À $v_{sg} = 16$ cm/s et $v_{sg} = 23$ cm/s, $v'_{G,all}$ et $v'_{G,up}$ sont raisonnablement stables entre $x/R=0$ et $x/R=0,5$ inclus. Au-delà de $x/R=0,5$, on observe un pic de fluctuation à $x/R=0,7$ pour $v_{sg} = 16,25$ cm/s et à $x/R=0,6$ pour $v_{sg} = 23$ cm/s.

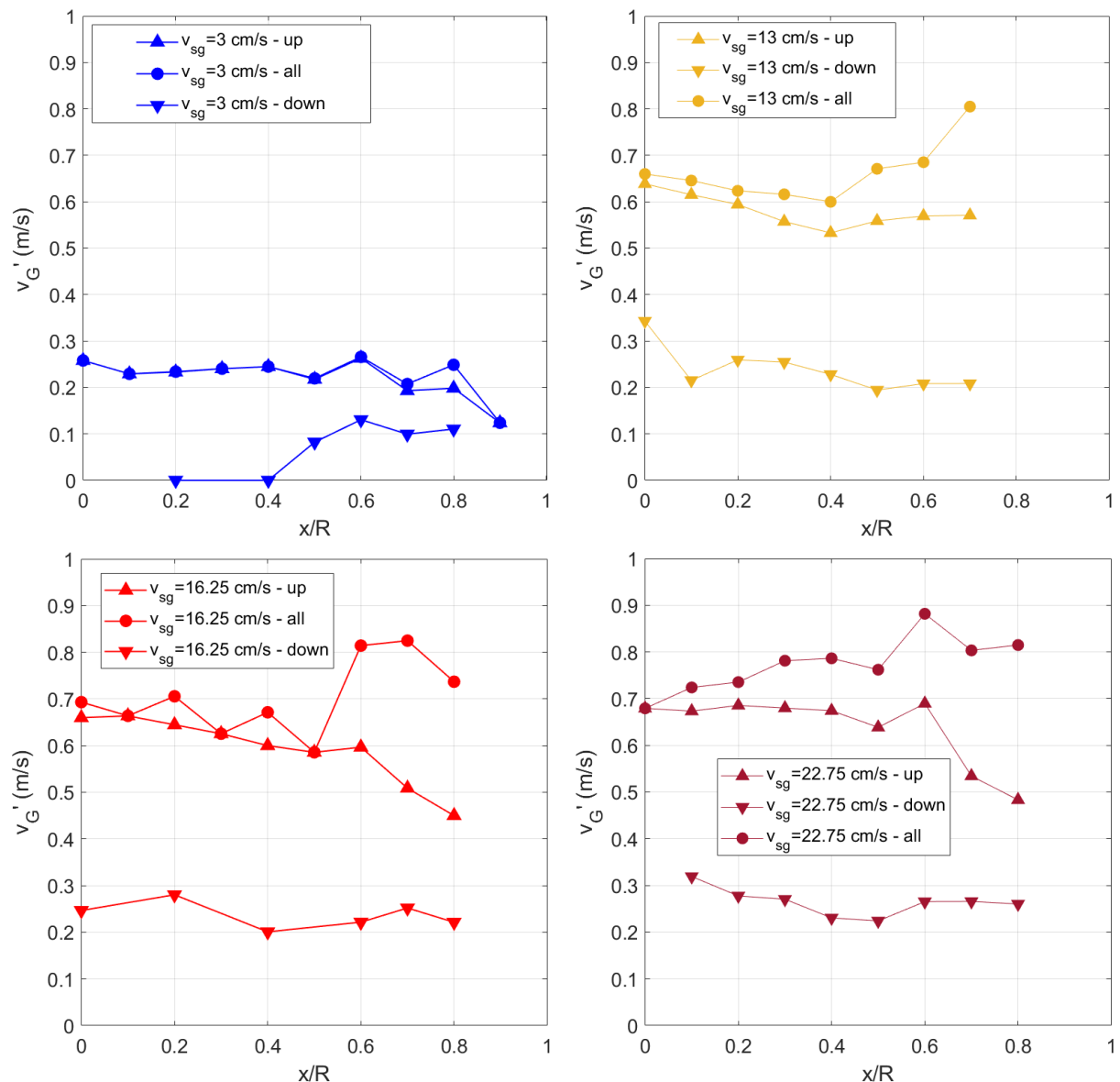


Figure 4.50 – Profils radiaux des écarts-types de vitesses gaz à $H_g/D=3,625$ et à différents v_{sg} .

On cherche à mettre en évidence l'auto-similarité des profils de vitesse gaz ascendante, descendante et nette obtenus lors de nos essais en régime hétérogène. La figure 4.51 présente des profils de moyennes et d'écarts-types de vitesses gaz normalisés respectivement par la moyenne et l'écart-type obtenus sur l'axe. Les données correspondantes à la moyenne sont identifiées par des traits pleins colorés. Les données correspondantes à l'écart-type sont représentées par des traits discontinus noirs. Les profils normalisés de la moyenne et de l'écart-type de la vitesse gaz ascendante sont similaires. L'écart relatif moyen observé est de l'ordre de 5%. La correspondance des profils de vitesse descendante moyenne est assez satisfaisante. On observe un écart relatif maximum

de l'ordre de 17%. Les profils de $v'_{G,down}/v'_{G,down}(0)$ présentent des écarts relatifs moyens assez importants. On observe un écart maximum de l'ordre de 40% entre le cas $v_{sg} = 13$ cm/s et $v_{sg} = 22,75$ cm/s. Les profils de $\langle v_{G,all} \rangle / \langle v_{G,all}(0) \rangle$ sont quasiment identiques. L'écart relatif moyen entre ces différents profils n'excède pas 15%. Cette tendance est observé pour les profils $v'_{G,all}/v'_{G,all}(0)$. L'auto-similarité est avérée pour les profils de vitesses ascendantes et nettes. Pour la moyenne et l'écart-type de la vitesse gaz descendante, la correspondance entre les profils est moins claire.

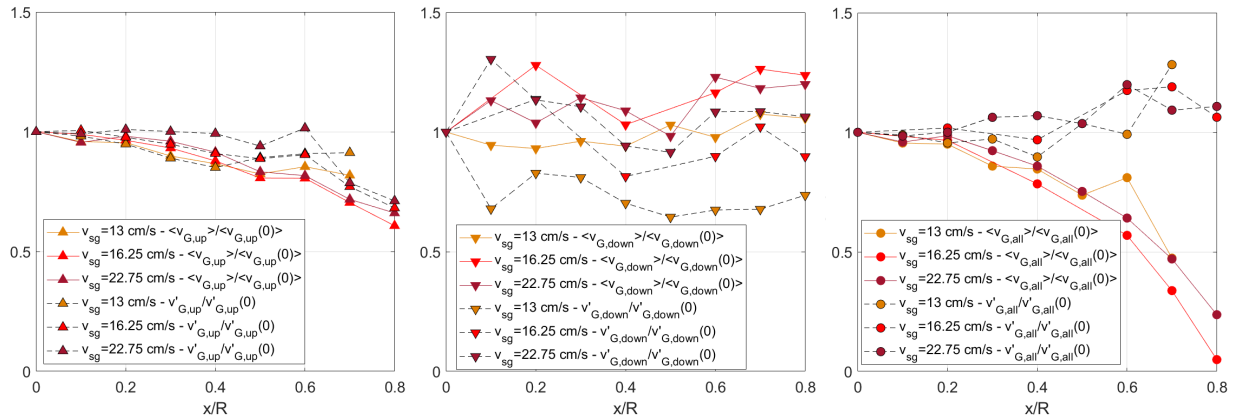


Figure 4.51 – Étude de l'auto-similarité de profils radiaux normalisés de la moyenne et de l'écart-type des vitesses gaz à $H_s/D=3,625$ et à différents v_{sg} .

On s'intéresse au profil du taux de turbulence $v'_G / \langle v_G \rangle$ conditionné par l'orientation de la sonde M2. La figure 4.52 présente des taux de turbulence en homogène ($v_{sg} = 3$ cm/s) et en hétérogène ($v_{sg} = 13$ cm/s, 16,25 cm/s, 23 cm/s) obtenus à l'aide des profils présentés sur les figures 4.47 et 4.50. Les taux de turbulence des vitesses ascendante et descendante sont uniformes avec x/R en régime homogène et hétérogène. Ils présentent une valeur de 50%. Le taux de turbulence de la vitesse nette gaz est stable lorsque x/R est compris entre 0 et 0,6. Le taux de turbulence $v'_{G,all} / \langle v_{G,all} \rangle$ augmente fortement lorsque $x/R > 0,6$. D'ailleurs, on observe des valeurs très élevées ($> 100\%$) à $x/R = 0,7$ et $x/R = 0,8$. Ces valeurs sont dues à la présence de grandes structures turbulentes présentes dans cette zone.

4.4.1.2 Influence de v_{sg} sur les statistiques de vitesses gaz

L'influence de v_{sg} sur les distributions de vitesses gaz a été étudiée. La figure 4.53 présente les distributions de vitesses gaz ascendantes et descendantes obtenues sur l'axe (à gauche) et en proche paroi à $x/R = 0,7$ (à droite). Sur l'axe, on remarque que les écoulements sont majoritairement ascendants (plus de 98%). La vitesse gaz minimale détectée est stable et positive lorsque $v_{sg} < 9$ cm/s. Elle diminue vers des valeurs négatives lorsque $v_{sg} < 9$ cm/s quand la vitesse superficielle de

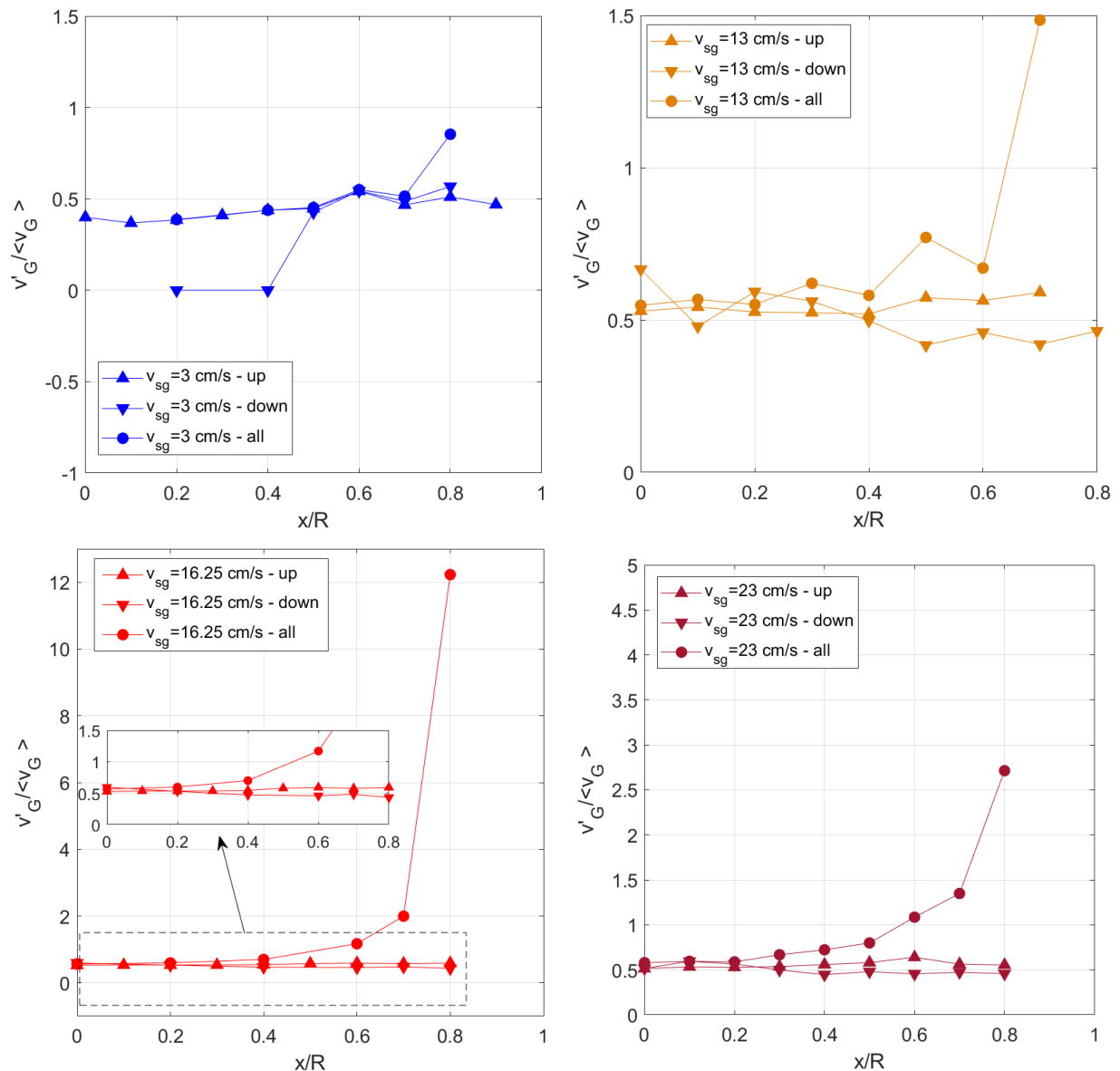


Figure 4.52 – Profils radiaux du taux de turbulence gaz à différentes hauteurs H_s et à différents v_{sg} .

gaz augmente. La vitesse gaz maximale détectée lors des mesures de vitesses augmente lorsque v_{sg} croît. Entre $v_{sg} = 0,65$ cm/s et $v_{sg} = 22,8$ cm/s, v_{Gmax} varie de 1,09 m/s à 7,2 m/s. À $x/R = 0,7$, on note que la proportion de vitesses positives est supérieure à 85% en homogène ($v_{sg} = 3$ cm/s). En hétérogène, les proportions de vitesses positives et négatives sont respectivement de l'ordre de 65% et 35% lorsque v_{sg} est égale à 13 cm/s et 16 cm/s. On observe 76% de vitesses gaz ascendantes valides contre 24% pour les vitesses descendantes.

On s'intéresse ensuite aux moyennes et aux écarts-types des vitesses gaz axiales condition-

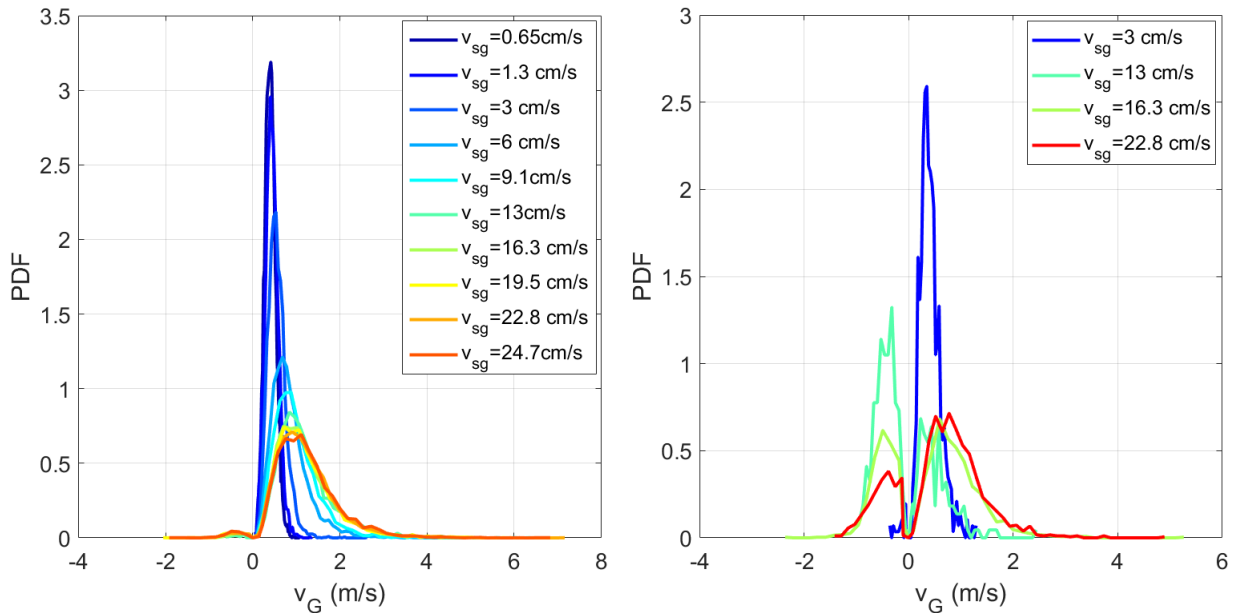


Figure 4.53 – Distributions de v_G à différents v_{sg} sur l'axe et à $x/R=0,7$.

nées par l'orientation de la sonde M2 lors des mesures. Les évolutions de la moyenne et de l'écart-type des vitesses ascendante $v_{G,up}$, descendante $v_{G,down}$ et nette $v_{G,all}$ sont présentées sur la figure 4.54. On constate que $\langle v_{G,up} \rangle$ et $\langle v_{G,all} \rangle$ sont très similaires du au fait que l'écoulement est majoritairement ascendant sur l'axe. Ils augmentent lorsque v_{sg} augmente. On note aussi que le taux d'accroissement diminue lors de la transition entre le régime homogène et hétérogène. Lorsque v_{sg} est compris entre 10 cm/s et 25 cm/s, $\langle v_{G,down} \rangle$ est de l'ordre de -0,4 m/s. Tout comme $\langle v_{G,up} \rangle$ et $\langle v_{G,all} \rangle$, les fluctuations de vitesses gaz $v'_{G,up}$ et $v'_{G,all}$ croissent et présentent des valeurs assez proches lorsque v_{sg} augmente. On observe aussi une baisse du taux d'accroissement lors de la transition entre le régime homogène et hétérogène. $v'_{G,all}$ est supérieur à $v'_{G,up}$ et $v'_{G,down}$ en régime hétérogène. On observe des $v'_{G,up}$ et des $v'_{G,all}$ trois fois supérieurs à $v'_{G,down}$. Les valeurs de $\langle v_{G,up} \rangle$ et $\langle v_{G,all} \rangle$ obtenues en régime hétérogène sont importants. En régime hétérogène, on obtient un taux de turbulence de l'ordre de 60%. Dans un deuxième temps, on s'est intéressé aux moyennes et aux fluctuations de vitesses gaz présentes à $x/R=0,7$. À cette position correspondant à l'interface théorique entre les vitesses liquides nettes positives et négatives, on s'attend à obtenir de fortes fluctuations. La figure 4.55 présente l'évolution de $\langle v_G \rangle (x/R = 0,7)$ et $v'_G(x/R = 0,7)$ en fonction de v_{sg} . On observe une augmentation de la vitesse moyenne gaz ascendante $\langle v_{G,up}(0,7) \rangle$ et une diminution de la vitesse descendante $\langle v_{G,down}(0,7) \rangle$ lorsque v_{sg} augmente. Les fluctuations $v'_{G,all}(0,7)$ et $v'_{G,down}(0,7)$ augmentent avec la vitesse superficielle de gaz. Les fluctuations $v'_{G,up}(0,7)$ augmentent entre $v_{sg} = 0$ cm/s et $v_{sg} = 10$ cm/s avant de se stabiliser lorsque $v_{sg} > 10$ cm/s.

On souhaite caractériser la turbulence au sein de la colonne et comparer les taux de turbulence gaz avec ceux de la phase liquide lorsque les vitesses liquide et gaz sont ascendantes, descen-

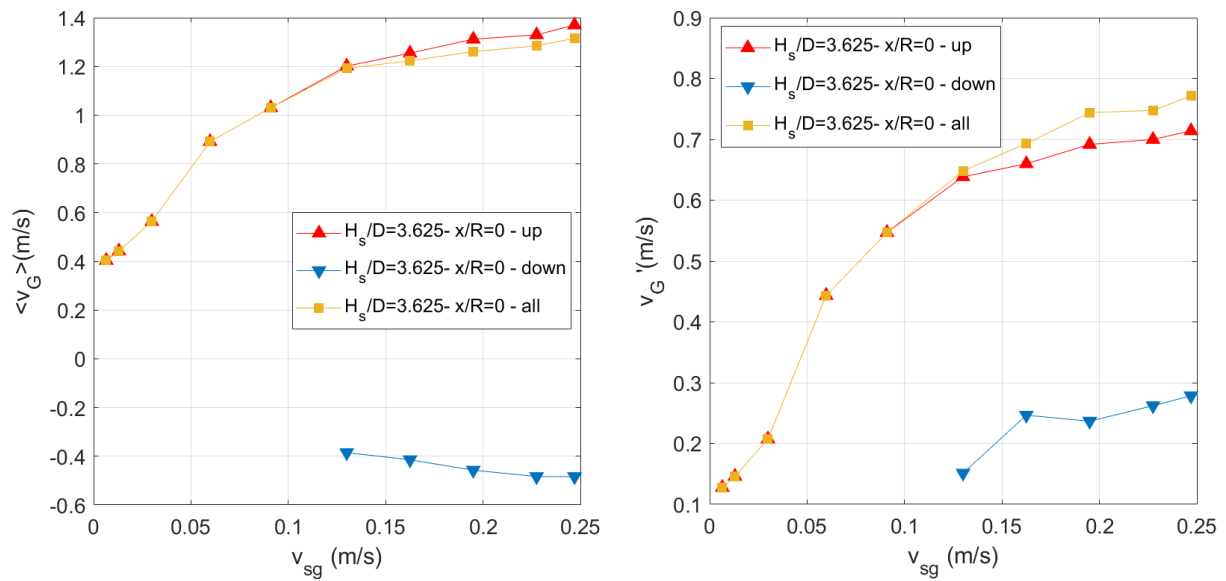


Figure 4.54 – Évolution de la moyenne et de l'écart-type des vitesses gaz axiales en fonction de v_{sg} . Ces données sont conditionnées par l'orientation de la sonde M2.

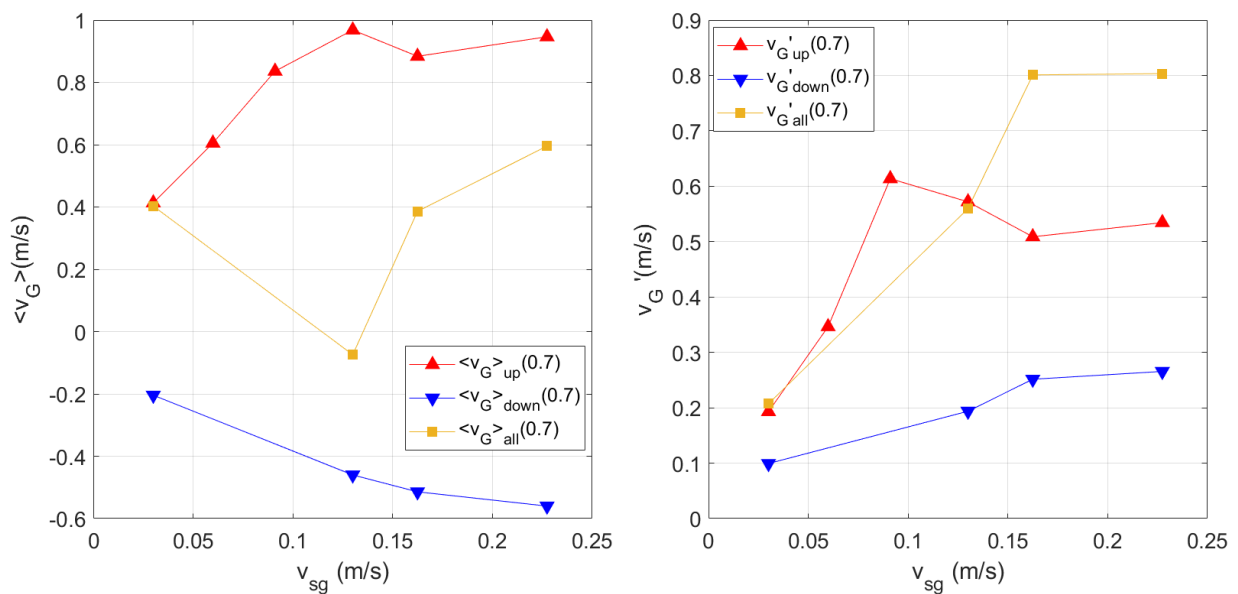


Figure 4.55 – Évolution de la moyenne et de l'écart-type de vitesses gaz à $x/R=0,7$ en fonction de v_{sg} . Ces données sont conditionnées par l'orientation de la sonde M2.

dantes et nettes. La figure 4.56 présente les évolutions des taux de turbulence gaz $v'_G / \langle v_G \rangle$ et liquide $v'_L / \langle v_L \rangle$ en fonction de v_{sg} sur l'axe et à la position radiale $x/R=0,7$. Les données de vitesses de bulles descendantes sont présentées malgré le fait que nous disposons d'un échantillon limité dans ces conditions.

Sur l'axe, on constate que $v'_{G,up}/\langle v_{G,up} \rangle$ et $v'_{G,all}/\langle v_{G,all} \rangle$ des vitesses de bulles ascendantes et nettes augmentent en homogène. Notons aussi que les taux de turbulence obtenus pour des bulles ascendantes, descendantes et nettes sont constants en régime hétérogène. On obtient des valeurs similaires de l'ordre de 55%. On observe aussi une stabilisation des taux de turbulence liquide ascendant, descendant et net en régime hétérogène. On obtient des $v'_{L,up}/\langle v_{L,up} \rangle$ et $v'_{L,all}/\langle v_{L,all} \rangle$ de l'ordre de 30-35% qui s'avèrent plus faibles que $v'_{G,up}/\langle v_{G,up} \rangle$ et $v'_{L,all}/\langle v_{L,all} \rangle$. Par contre $v'_{L,down}/\langle v_{L,down} \rangle$ présente des valeurs similaires à $v'_{G,down}/\langle v_{G,down} \rangle$ de l'ordre de 50%.

À $x/R=0,7$, on constate que $v'_{G,up}/\langle v_{G,up} \rangle$, $v'_{G,down}/\langle v_{G,down} \rangle$, $v'_{L,up}/\langle v_{L,up} \rangle$ et $v'_{L,down}/\langle v_{L,down} \rangle$ sont relativement constant en régime homogène et régime hétérogène. D'ailleurs les quatre taux de turbulence présentent des valeurs de l'ordre de 50%. Notons que $v'_{G,all}/\langle v_{G,all} \rangle$ et $v'_{L,all}/\langle v_{L,all} \rangle$ présentent des valeurs très importantes. Ils sont systématiquement supérieurs à 1. Ce résultat est peu surprenant du fait que les vitesses nettes liquide et gaz sont faibles au voisinage de $x/R=0,7$.

4.4.1.3 Évolution de la vitesse gaz sur l'axe en fonction de v_{sg}

L'influence de v_{sg} sur la vitesse gaz axiale $v_G(0)$ a été présentée dans la section précédente. À partir des données présentées sur la figure 4.54, on a pu établir de nouvelles relations entre $v_G(0)$ et v_{sg} . Celles-ci se concentrent sur le cas hétérogène correspondant aux v_{sg} supérieures à 7 cm/s. Ayant effectué nos essais uniquement dans une colonne de diamètre $D=0,4$ m, ces corrélations ne dépendent que de v_{sg} . La figure 4.57 montre les évolutions de $\langle v_G(0) \rangle$ et $v'_G(0)$ en fonction de v_{sg} en régime hétérogène. Ces statistiques sont conditionnées par l'orientation de la sonde. On obtient les corrélations suivantes:

$$\langle v_G(0) \rangle_{all} = 1,80.v_{sg}^{0,22 \pm 0,07} \text{ (m/s)} \quad (4.39)$$

$$\langle v_G(0) \rangle_{up} = 1,80.v_{sg}^{0,20 \pm 0,06} \text{ (m/s)} \quad (4.40)$$

$$\langle v_G(0) \rangle_{down} = 0,84.v_{sg}^{0,38 \pm 0,04} \text{ (m/s)} \quad (4.41)$$

Notons que dans les relations 4.39, 4.40 et 4.41, v_{sg} présente des exposants proches de ceux obtenus pour les relations entre les vitesses moyennes liquide ascendant, descendant et nette (voir le tableau 4.11). Pour les vitesses nettes liquide et gaz, on obtient respectivement des exposants de l'ordre de 0,17 et 0,22. De même, pour les vitesses ascendantes liquide et gaz, on obtient des puissances égales à 0,20. Enfin, dans la relation 4.41, v_{sg} présente un exposant de l'ordre de 0,38 contre 0,31 pour la vitesse liquide descendante.

Peu de corrélations ont été établies entre les fluctuations de vitesses gaz v'_G et la vitesse superficielle de gaz v_{sg} dans la littérature. On a décidé de s'intéresser à l'évolution de v'_G en fonction de v_{sg} dans le but d'établir de nouvelles relations entre elles.

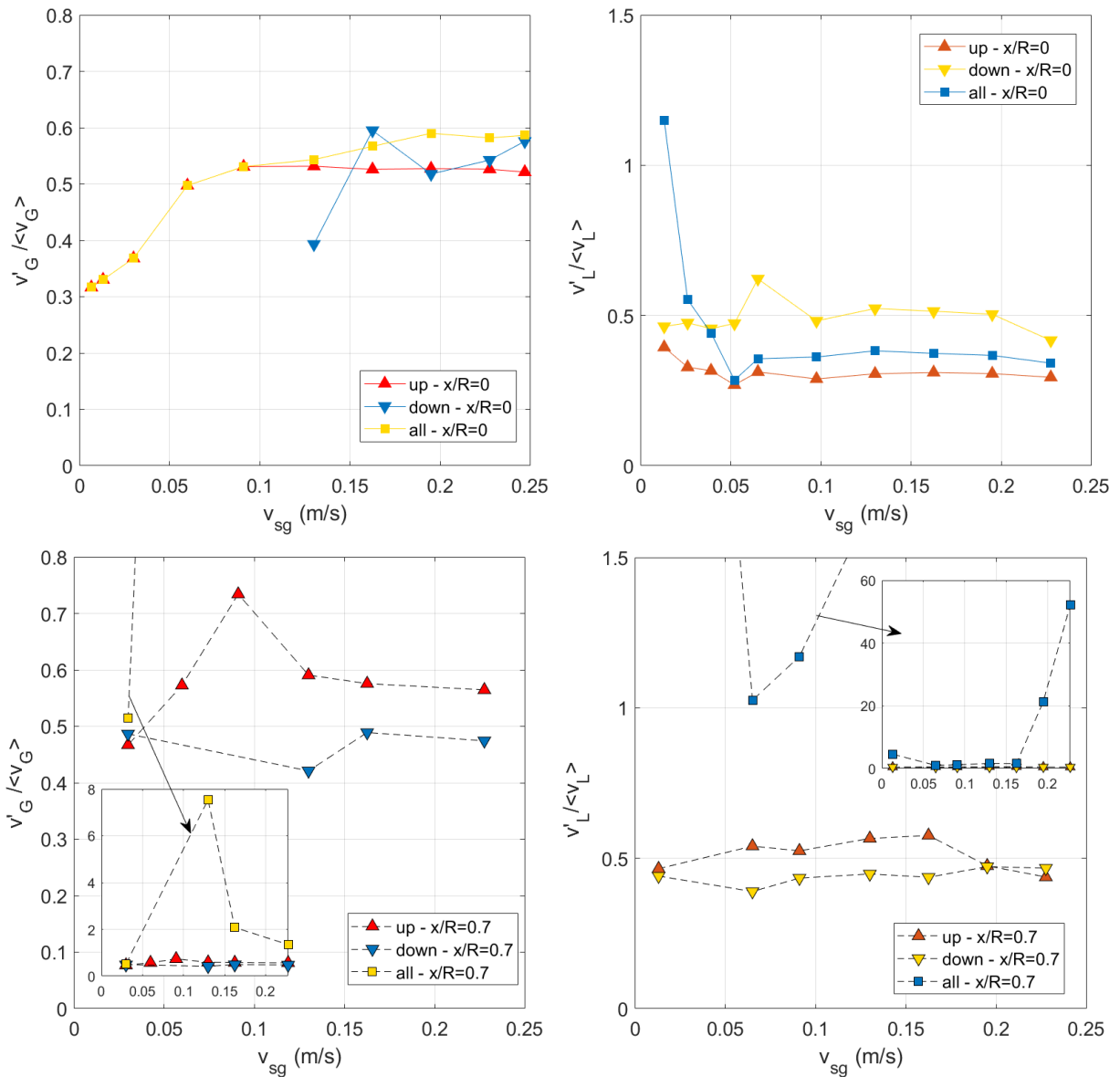


Figure 4.56 – Évolutions des taux de turbulence gaz $v'_G / \langle v_G \rangle$ et liquide $v'_L / \langle v_L \rangle$ avec v_{sg} obtenus pour des vitesses ascendantes, descendantes et nettes.

En se concentrant sur les cas hétérogènes, on a tenté d'établir une nouvelle relation entre la fluctuation de vitesse gaz sur l'axe $v'_G(0)$ et v_{sg} . La figure 4.57 montre l'évolution de $v'_G(0)$ en fonction de v_{sg} en régime hétérogène. Nous avons obtenu les relations suivantes:

$$v'_G(0)_{all} = 1,23.v_{sg}^{0,32 \pm 0,07} \text{ (m/s)} \quad (4.42)$$

$$v'_G(0)_{up} = 1,02.v_{sg}^{0,24 \pm 0,06} \text{ (m/s)} \quad (4.43)$$

$$v'_G(0)_{down} = 0,78.v_{sg}^{0,72 \pm 0,2} \text{ (m/s)} \quad (4.44)$$

En comparant ces dernières relations à celles obtenues entre les écarts-types de vitesses liquides

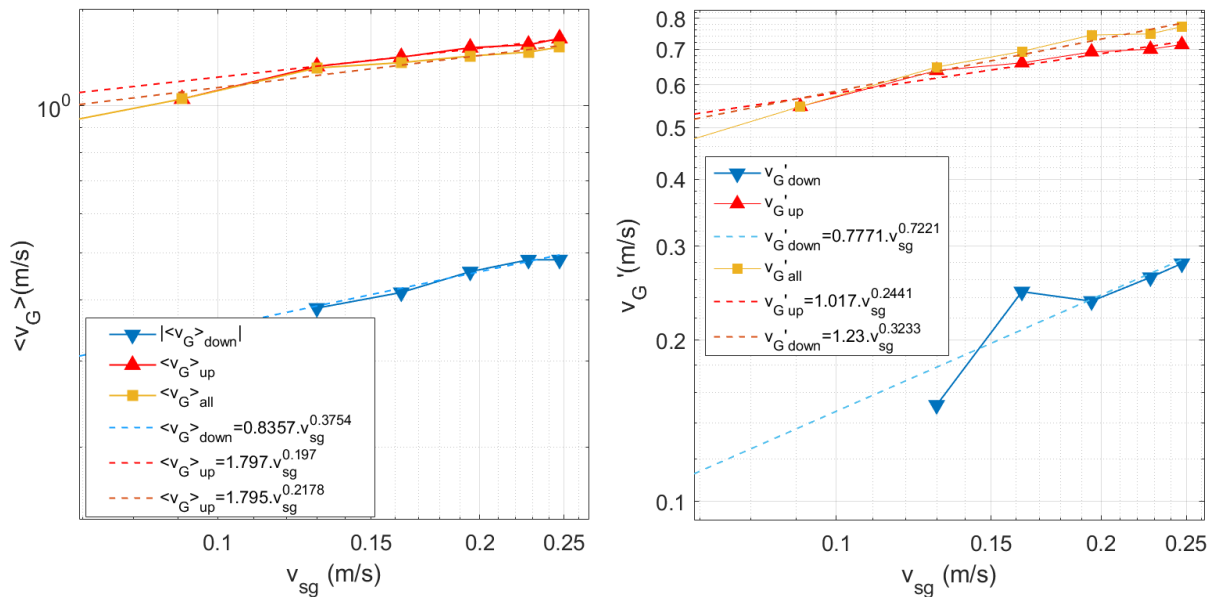


Figure 4.57 – Évolution des moyennes et fluctuations de vitesses gaz axiales en fonction de v_{sg} en log-log. La figure montre les lois de puissances obtenues à partir des essais effectués en régime hétérogène.

nette et ascendante, on note que l'exposant affilié à v_{sg} dans la relation 4.42 est assez différent de celui obtenu par $v'_{L,all}$. On obtient 0,32 pour $v'_{G,all}$ et 0,18 pour $v'_{L,all}$. Par contre, $v'_{G,up}$ et $v'_{L,up}$ ont des exposants assez proches. On obtient respectivement des valeurs de 0,24 et 0,18. Enfin, $v'_{G,down}$ et $v'_{L,down}$ présente des exposants affiliés à v_{sg} totalement différents. Ces relations se base sur des statistiques obtenues sur un faible échantillon de données (vu que l'écoulement est majoritairement ascendant). Nous ne garantissons donc pas la véracité de ces relations.

4.4.1.4 Conclusion

À l'heure actuelle, nous disposons de très peu de données concernant les vitesses de bulles. Nos travaux ont permis d'apporter de nouvelles données concernant la moyenne et l'écart-type des vitesses des bulles ascendante (obtenues avec la sonde M2 orientée vers le bas), descendante (obtenues avec la sonde M2 orientée vers le haut) et nette (obtenues en combinant les vitesses ascendante et descendante). La moyenne et l'écart-type des vitesses des bulles obtenus à l'aide de la sonde M2 sont comparables aux rares données de vitesses de bulles proposées dans la littérature.

Les profils des vitesses des bulles moyennes et fluctuantes sont autosimilaires. On a constaté que la vitesse moyenne nette des bulles ne s'annule pas sur la plage de x/R étudiée soit entre 0 et 0,8. On a donc proposé une approximation du profil de vitesse ascendante moyenne des bulles

normalisé par la vitesse moyenne des bulles sur l'axe qui s'annule $x/R=0,85$. Notons que cette valeur est différente de la valeur $x/R=0,7$ attendue pour obtenir une vitesse liquide nette nulle.

À partir de nos résultats, nous avons pu établir des nouvelles relations entre les vitesses des bulles v_G et la vitesse superficielle du gaz. Nous observons que les relations obtenues sur l'axe pour les vitesses de bulles ascendante et nette présentent des similitudes avec celles obtenues pour les vitesses liquides ascendantes et nettes en régime hétérogène: on a $\langle v_G \rangle (0)$ et $\langle v_L \rangle (0)$ proportionnelle à $v_{sg} \approx 0,20$.

4.4.2 Cordes C_G

Chaque inclusion gazeuse interagissant avec la sonde M2 est associée à un temps de résidence du gaz $T_{G,i}$. Si la vitesse d'une bulle $v_{G,i}$ est validée lors du post-traitement, il est possible de déduire la corde $C_{G,i}$ de cette bulle. On la détermine à l'aide de la relation suivante:

$$C_{G,i} = v_{G,i} \cdot T_{G,i} \quad (4.45)$$

Dans cette section, nous nous intéresserons aux statistiques des cordes obtenues dans les mêmes conditions décrites dans la section 4.4.1. Les résultats présentés dans cette section sont issus des données brutes obtenues à l'aide d'une sonde orientée vers le haut et vers le bas. L'influence de paramètres tels que la position radiale x/R , la hauteur de mesure H_s ainsi que la vitesse superficielle v_{sg} a été étudiée. Nous discuterons des diamètres de Sauter déduits des cordes obtenues à l'aide de la sonde M2.

4.4.2.1 Profil radial de cordes

Nous avons commencé par étudier l'influence de la position verticale H_s sur les profils radiaux des cordes moyennes obtenues avec une sonde M2 orientée vers le bas. La sonde a été placée dans la zone quasi-développée. On s'attend donc à obtenir des profils de tailles de bulles inchangés quand on varie H_s dans cette zone du fait de l'absence de coalescence avérée dans la section 4.1. Afin de s'assurer de cela, des essais ont été effectués à des hauteurs de mesures normalisées H_s/D de 2,625, 3,625 et 4,875. La corde C_G a été mesurée à des positions radiales normalisées x/R comprises entre 0 et 0,8. Les profils sont observables sur la figure 4.58 à $v_{sg} = 9$ cm/s et $v_{sg} = 16,25$ cm/s.

Pour chaque v_{sg} , on constate que les profils présentés sont relativement proches malgré la variation de hauteur H_s . On observe un écart relatif moyen inférieur à 15% entre les différents profils. À $v_{sg} = 9,1$ cm/s, on note que $\langle C_G \rangle$ est raisonnablement stable lorsque x/R varie entre 0 et 0,6. $\langle C_G \rangle$ semble diminuer légèrement lorsque x/R est supérieur à 0,6. On obtient des valeurs de cordes qui oscillent entre 3,5 mm et 4,5 mm. À $v_{sg} = 16,3$ cm/s, on note que $\langle C_G \rangle$ baisse légèrement lorsque x/R varie entre 0 et 0,8. La corde moyenne des bulles $\langle C_G \rangle$ est comprise entre 3 mm et environ 4,8 mm.

On s'intéresse ensuite à la sensibilité des distributions de cordes à la variation de la hauteur de mesure H_s/D . Les données présentées sur la figure 4.59 ont été obtenues à $v_{sg} = 16,25$ cm/s aux positions $x/R=0$ et $x/R = 0,7$. Comme attendu, les distributions de cordes sont très peu influencées par la variation de H_s/D . À $x/R=0$ et $x/R=0,7$, les cordes maximales et minimales détectées aux différentes hauteurs H_s/D sont similaires. Ces résultats confirment que dans la gamme de H_s/D choisie, la distribution des cordes reste inchangée. Ces résultats confirment

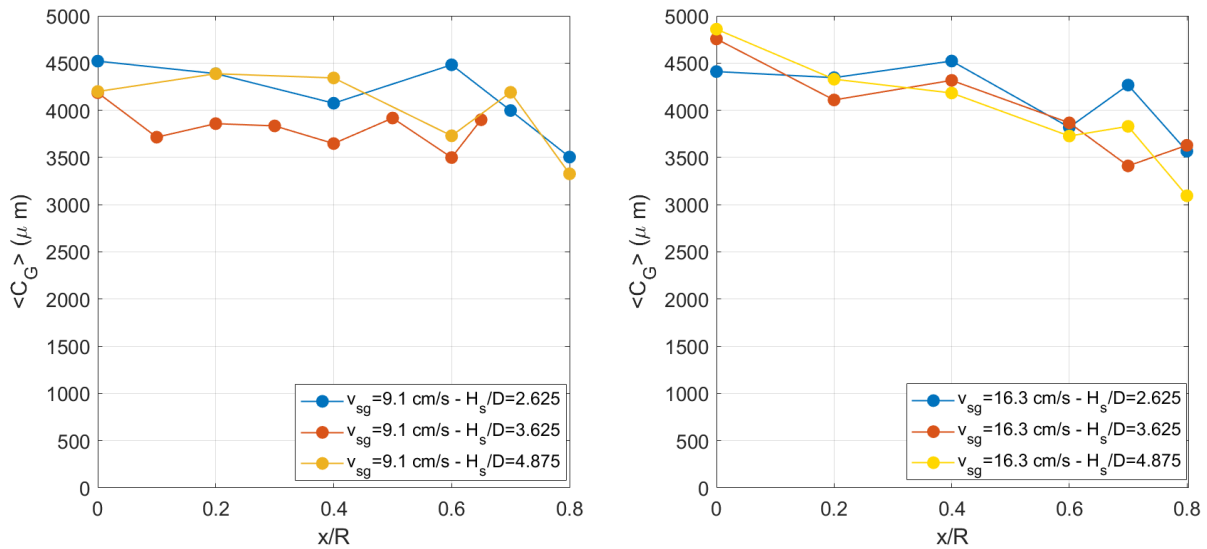


Figure 4.58 – Profils radiaux de cordes obtenus à différents H_s et à $v_{sg} = 9\text{ cm/s}$ et $v_{sg} = 16,3\text{ cm/s}$.

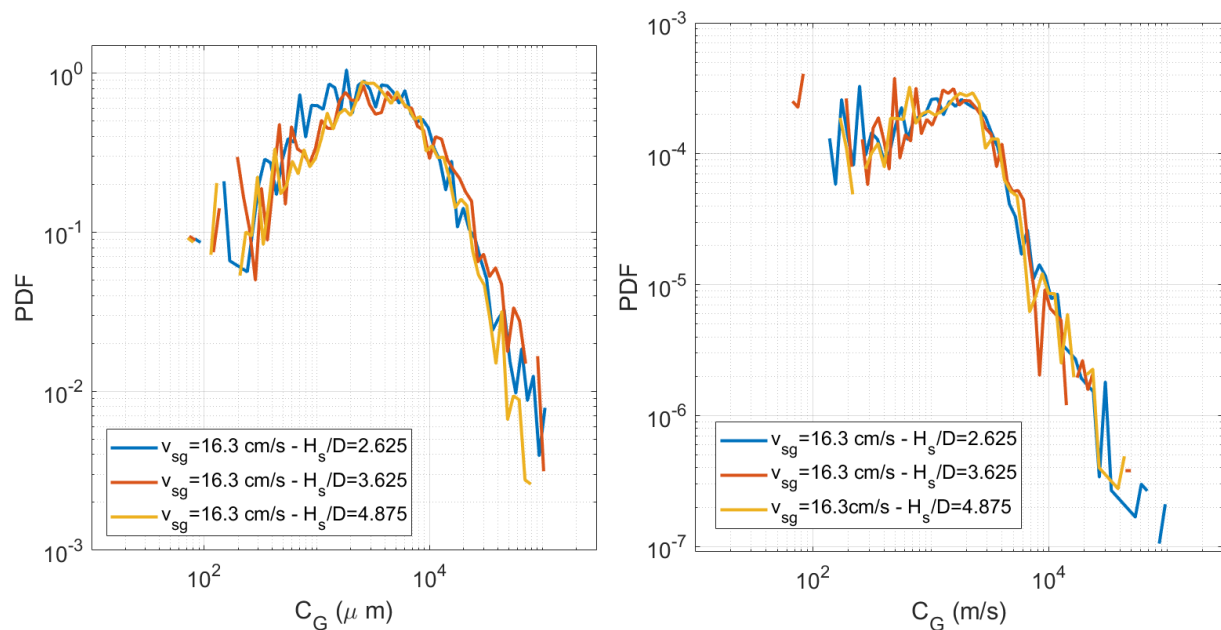


Figure 4.59 – Distributions de cordes à $x/R=0$ (gauche) et $x/R=0,7$ (droite). Ces figures ont été obtenues à $v_{sg}=16,3\text{ cm/s}$.

aussi que la coalescence est très peu présente voire inexistante dans cette zone.

On s'intéresse ensuite aux statistiques de cordes conditionnées par l'orientation de la sonde. La figure 4.60 présente les profils de cordes moyennes en homogène ($v_{sg} = 3\text{ cm/s}$) et en hétérogène

(13 cm/s, 16,3 cm/s et 22,8 cm/s). On constate que la corde moyenne des bulles ascendantes $\langle C_{G,up} \rangle$ est systématiquement supérieure à la moyenne des cordes de bulles descendantes $\langle C_{G,down} \rangle$. Ce résultat est peu surprenant du fait que ce sont majoritairement les bulles de petites tailles qui sont entraînées par la phase liquide lorsque celle-ci descend. En régime homogène, la corde moyenne des bulles ascendantes $\langle C_{G,up} \rangle$ et $\langle C_{G,all} \rangle$ sont stables et présentent des valeurs similaires entre $x/R=0$ et $x/R=0,8$. En effet, le taux de validation des vitesses descendantes est très faible (<2% des bulles détectées par la sonde) réduisant considérablement l'impact des bulles descendantes sur $\langle C_{G,all} \rangle$. Les statistiques de cordes des bulles descendantes présentées ici ont peu de chance d'être convergées.

En hétérogène, on note que $\langle C_{G,down} \rangle$ est raisonnablement stable au sein de la colonne. Quand x/R varie entre 0 et 0,8, $\langle C_{G,down} \rangle$ présente une valeur de l'ordre de 2,3 mm. On note aussi que $\langle C_{G,up} \rangle$ et $\langle C_{G,all} \rangle$ sont stables et très proches entre $x/R=0$ et $x/R=0,4$. Au-delà de $x/R>0,4$, $\langle C_{G,up} \rangle$ et $\langle C_{G,all} \rangle$ augmentent lorsque $v_{sg} = 13$ cm/s et baissent lorsque v_{sg} est égale à 16,3 cm/s et 22,8 cm/s. La figure 4.61 présente les profils de fluctuations de cordes en homogène ($v_{sg} = 3$ cm/s) et en hétérogène (13 cm/s, 16,3 cm/s et 22,8 cm/s). En régime homogène, $C'_{G,up}$ et $C'_{G,all}$ sont stables entre $x/R=0$ et $x/R=0,8$. On peut noter que $C'_{G,up}$ et $C'_{G,all}$ présentent respectivement des valeurs très proches $\langle C_{G,up} \rangle$ et $\langle C_{G,all} \rangle$. $C'_{G,down}$ est nul entre $x/R=0$ et $x/R=0,4$ avant d'augmenter lorsque $x/R>0,4$. La tendance observée ici n'est peut être pas la bonne. Le faible nombre de bulles descendantes validées en régime homogène nous poussent à être prudent lors de notre analyse. En régime hétérogène, on remarque que les fluctuations $C'_{G,up}$ et $C'_{G,all}$ sont importantes. En effet, $C'_{G,up}$ et $C'_{G,all}$ sont respectivement 2 fois plus grands que $\langle C_{G,up} \rangle$ et $\langle C_{G,all} \rangle$. Ces deux fluctuations sont stables entre $x/R=0$ et $x/R=0,6$ avant d'augmenter lorsque $v_{sg} = 13$ cm/s et de diminuer pour les cas supérieurs à $v_{sg} = 13$ cm/s. $C'_{G,down}$ est raisonnablement stable lorsque x/R est compris entre 0 et 0,8. Cette fluctuation présente des valeurs proches de $\langle C_{G,down} \rangle$.

Les profils de la moyenne et de l'écart-type des cordes sont uniformes en régime hétérogène (quelque soit le sens de la vitesse de la bulle).

4.4.2.2 Influence de v_{sg} sur les statistiques de cordes

L'influence de v_{sg} sur les distributions de vitesses gaz a été étudiée. La figure 4.62 présente la moyenne et l'écart-type des cordes obtenus sur l'axe en fonction de v_{sg} et en fonction de l'orientation de la sonde. La moyenne et l'écart-type de $C_{G,up}$ et $C_{G,all}$ augmentent lorsque v_{sg} est inférieur à 7 cm/s avant de se stabiliser en régime hétérogène. On commence à valider des bulles descendantes sur l'axe lorsque v_{sg} est supérieur à 10 cm/s. $\langle C_{G,down} \rangle$ est raisonnablement stable en régime hétérogène. $C'_{G,down}$ oscille entre 2 mm et 4 mm. Les valeurs de la moyenne et de l'écart-type des cordes de bulles ascendantes sont systématiquement supérieures aux valeurs obtenues pour des bulles descendantes. On note aussi que les fluctuations de cordes présentent des normes 2 fois supérieures à celles des moyennes de cordes obtenues dans les mêmes conditions.

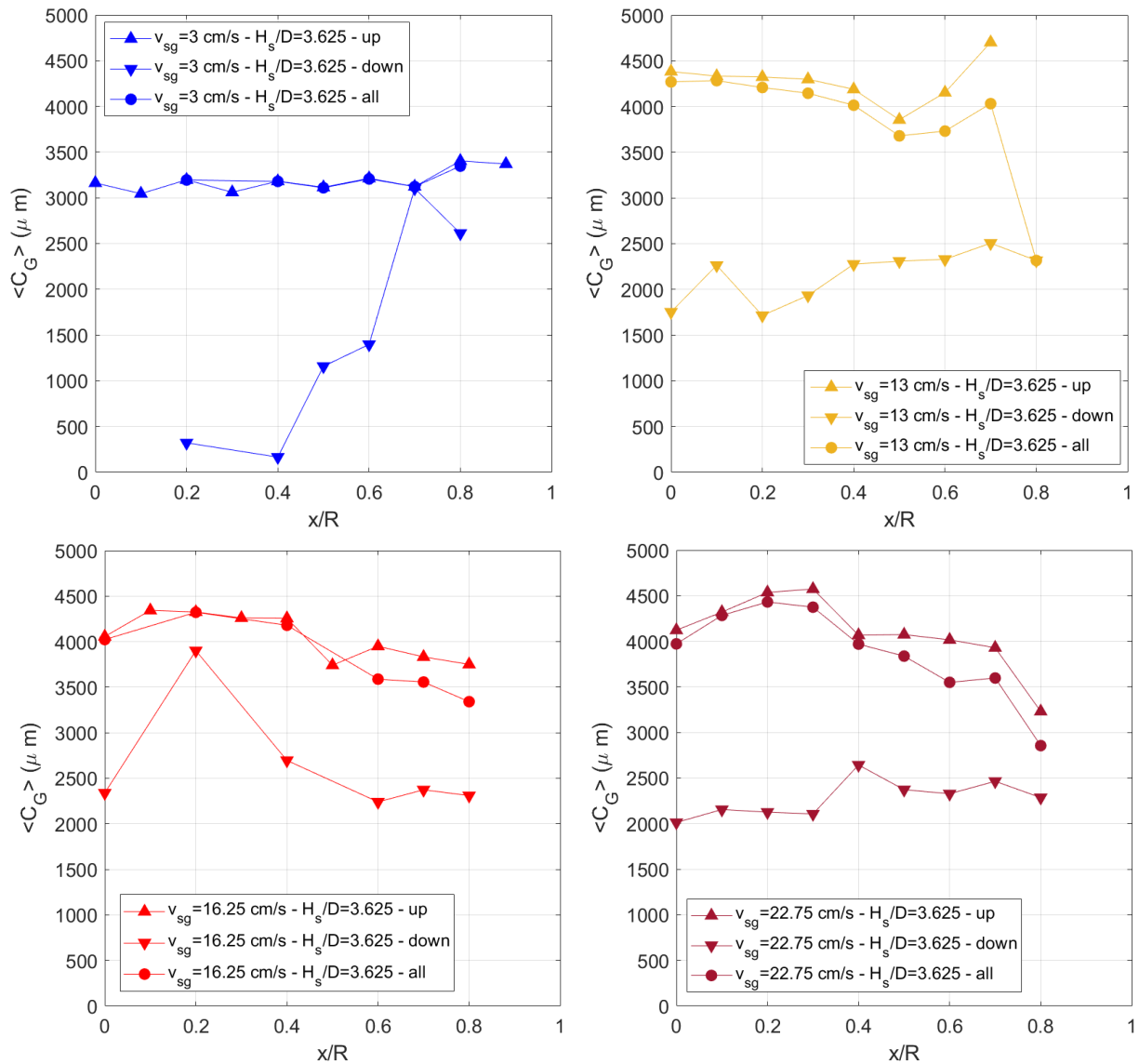


Figure 4.60 – Profils radiaux de cordes moyennes conditionnés par l’orientation de la sonde M2. Ils ont été obtenus à $H_s/D=3,625$ et à différents v_{sg} . Les marqueurs pointant vers le haut (resp. vers le bas) correspondent aux bulles ascendantes (resp. descendantes). Les carrés correspondent aux cas non conditionné par l’orientation de la sonde.

À partir des données présentées sur la figure 4.62-gauche, on détermine l’évolution du diamètre de Sauter vertical $D_{v,32}$. Pour l’obtenir, on utilise la formule suivante:

$$D_{v,32} = \frac{3}{2} \langle C_G \rangle . \quad (4.46)$$

L’évolution de $D_{v,32}$ conditionnée par l’orientation de la sonde M2 est présentée sur la figure 4.63. On note une augmentation linéaire du diamètre de Sauter des bulles ascendantes $D_{v,32up}$

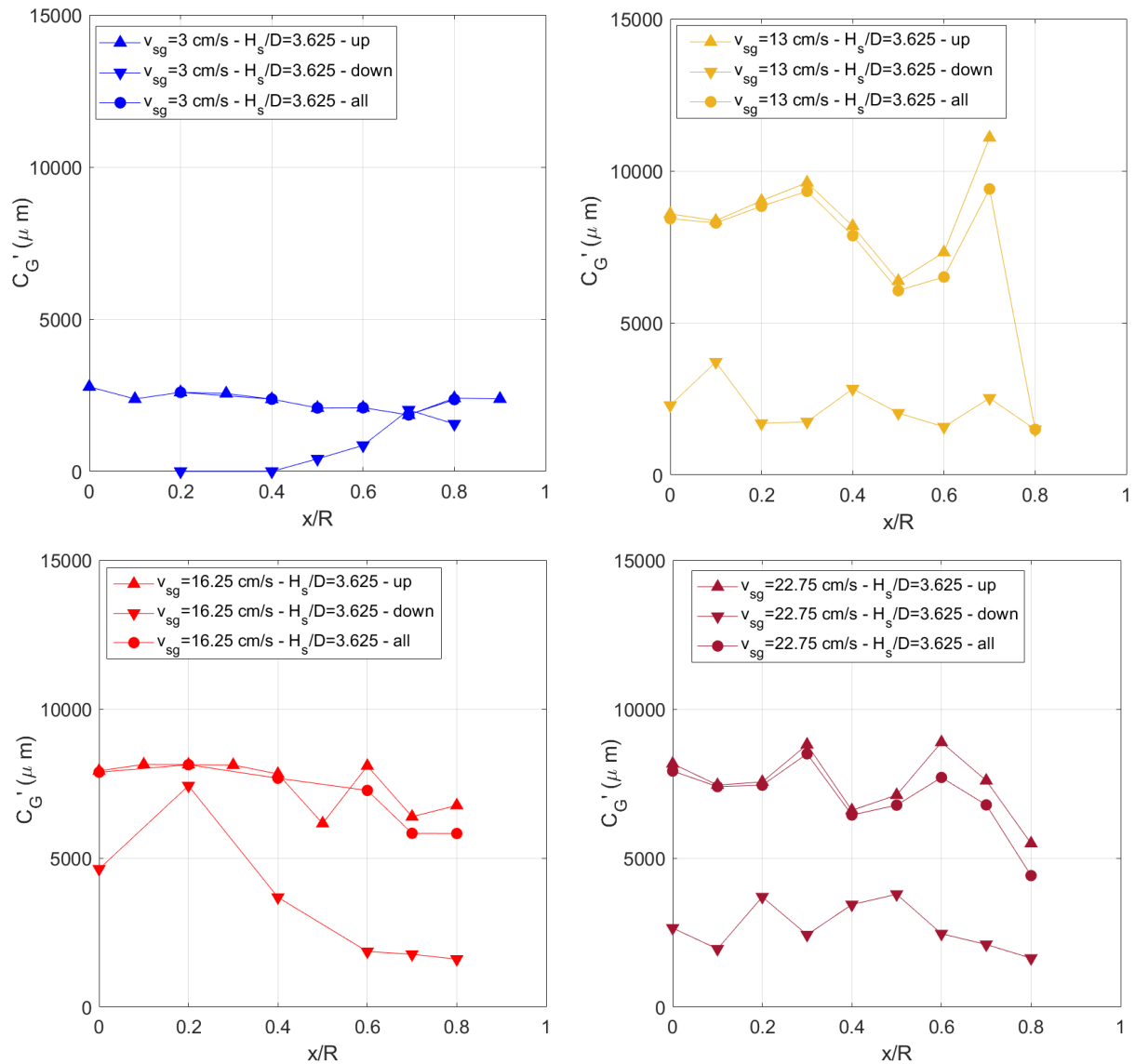


Figure 4.61 – Profils radiaux des écarts-types de cordes à différentes hauteurs H_s et à différents v_{sg} .

en régime homogène avant une stabilisation de celui-ci en régime hétérogène. On obtient une valeur de l'ordre de 6.5 mm qui se révèle très proche de la valeur $D_{v,32}$ obtenue à l'aide de la sonde POP dans la section 2.3.3 lorsque celle-ci est orientée vers le bas (On a aussi obtenu un $D_{v,32}$ de l'ordre de 6,5 mm). Le diamètre de Sauter des bulles descendantes $D_{v,32down}$ est stable à 10% près en régime hétérogène. Nous obtenons une valeur de l'ordre de 3,5 mm.

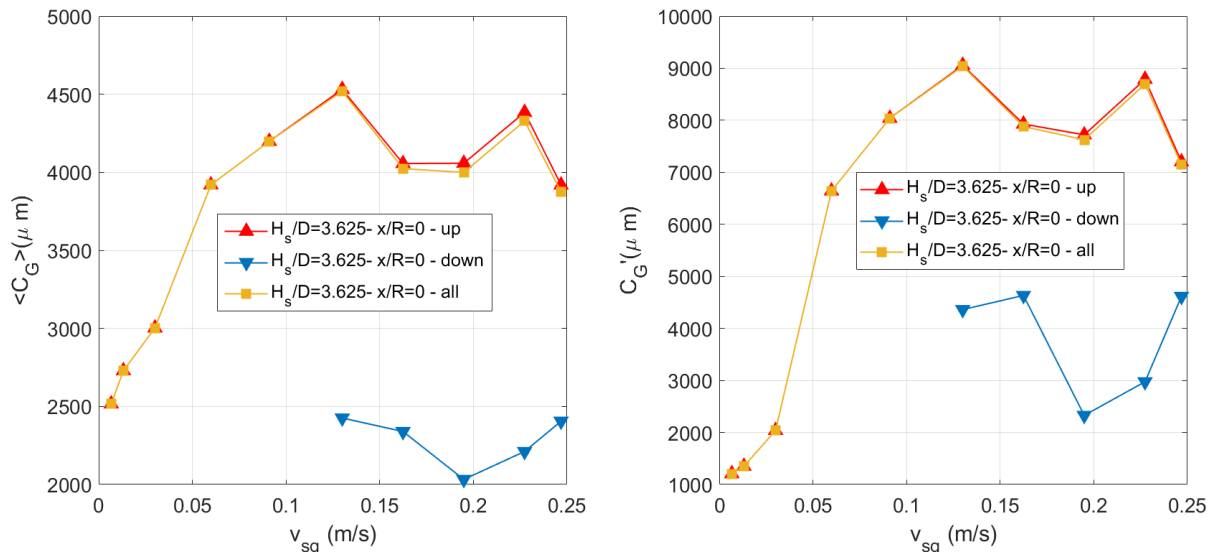


Figure 4.62 – Évolution des statistiques de cordes sur l’axe en fonction de v_{sg} . Ces données sont conditionnées par l’orientation de la sonde M2.

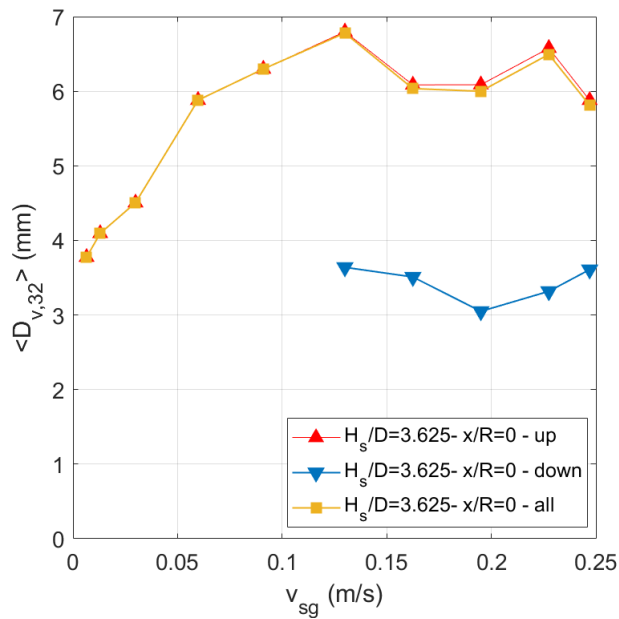


Figure 4.63 – Évolution des diamètres de Sauter verticaux sur l’axe en fonction de v_{sg} . Ces données sont conditionnées par l’orientation de la sonde M2.

4.4.2.3 Conclusion

Les résultats présentés dans cette section confirment la faible présence de coalescence dans la zone définie dans la section 4.1. Ils montrent aussi que les bulles ascendantes sont en moyenne plus grandes que les bulles descendantes. Les moyennes et les écarts-types des cordes des bulles ascendantes et descendantes sont stables en régime hétérogène. Les tailles des bulles obtenues avec la sonde M2 sont proches de celles obtenues à l'aide d'autres techniques telles que la sonde POP et la sonde parallèle.

4.4.3 Structures gazeuses: Clusters de bulles et zones de vide

4.4.3.1 Détection des structures gazeuses par tessellation Voronoï à 1 dimension

Généralement utilisé en 2D, le diagramme de Voronoï est un outil mathématique permettant de décomposer un espace métrique en différentes cellules à partir d'un ensemble de points répartis dans ce même espace (voir la figure 4.64 pour un cas en 2D). Étant uniquement affiliée à une seule particule, chaque cellule est déterminée à partir des distances aux particules voisines. L'aire de ces cellules donne une indication sur la concentration locale autour d'une particule donnée. Plus la cellule est grande, moins la concentration locale est importante (et inversement). Il est donc possible d'identifier les zones fortement et faiblement concentrées (voir Monchaux et al. [96]).

Cette technique peut être adaptée à un cas unidimensionnel. Les cellules de Voronoï sont obtenues à l'aide du signal temporel des bulles lors de leur interaction avec la sonde optique. Comme on peut le voir sur la figure 4.65, les cellules de Voronoï sont définies à l'aide des temps d'arrivée des centres de bulles détectées T_k . On détermine la "largeur" temporelle δT d'une cellule de Voronoï affiliée à une bulle k grâce à la relation suivante:

$$\delta T = \frac{T_{k+1} - T_{k-1}}{2}. \quad (4.47)$$

Ainsi, on obtient un diagramme de Voronoï en une dimension comme sur la figure 4.65. Pour déterminer les zones de fortes et de faibles concentrations de bulles, on définit la largeur normalisée $v = \frac{\delta T}{\langle \delta T \rangle}$. Cette valeur représente l'inverse de la concentration locale relative à la concentration moyenne. On a donc $v = \frac{\delta T}{\langle \delta T \rangle} = \frac{\alpha_{moyen}}{\alpha_{local}}$. On compare les distributions des largeurs normalisées v des cellules de Voronoï avec une loi de Poisson correspondant à une distribution aléatoire (Random Poisson Process) qui sous-entend une absence de corrélations entre les bulles. Dans notre cas, α_{moyen} correspond à la fraction de vide locale mesurée sur l'axe α_0 et α_{local} correspond à la fraction de vide au sein de la cellule de Voronoï concernée. Établie par Ferenc et al. [97], la distribution de Voronoï en 1D utilisée est définie par:

$$f_{1D,RPP}(v) = 4v.exp(-2v) \quad (4.48)$$

$$\sigma_{v,RPP} = 0,71. \quad (4.49)$$

avec l'écart-type de la RPP $\sigma_{v,RPP}$. La relation 4.48 et les distributions de v obtenues sur l'axe à différents v_{sg} sont représentées sur la figure 4.66. On constate que les distributions de Voronoï ne correspondent pas parfaitement avec la courbe de la RPP indiquant que la distribution des v ne se fait pas de façon aléatoire. On observe une structuration des bulles en zone dense (cluster) et en de zone vide. D'ailleurs, on note que ces distributions coupent en deux points la RPP. Les v correspondant à ces points d'intersections permettent de définir les zones de fortes (cluster) et de

faibles (vides) concentrations en gaz. Nous les nommerons respectivement $v_{cluster}$ et v_{void} . Si $v < v_{cluster}$, les bulles concernées se trouvent dans un cluster de bulles. Si $v > v_{void}$, alors les bulles concernées se trouvent dans une zone quasiment vide en bulles. On considérera que les bulles qui ne respectent pas les deux précédentes conditions sont en zone "intermédiaire." De plus, un écart-type σ_v supérieur à $\sigma_{v,RPP}$ indique la présence de clusters de bulles au sein de la colonne.

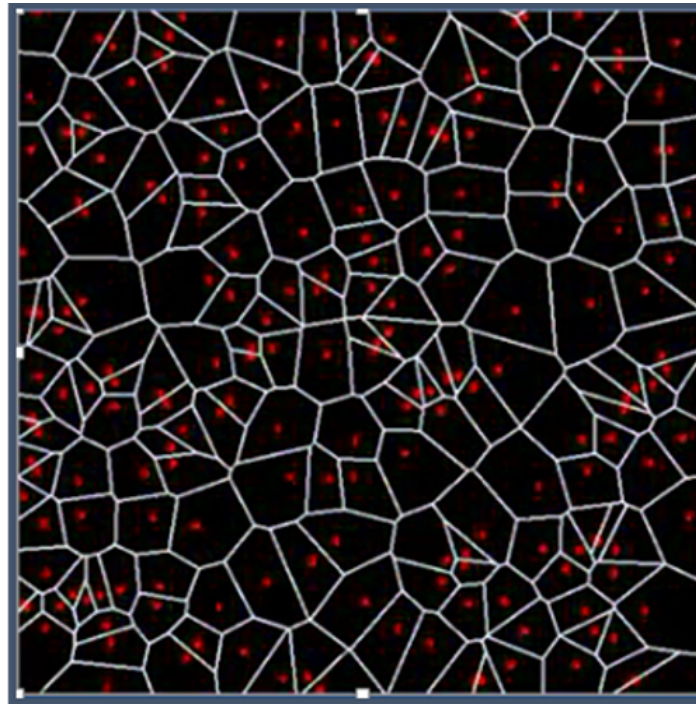


Figure 4.64 – Diagramme de Voronoï en 2D

4.4.3.2 Caractérisation des clusters et des zones de vide en 1D

Des essais ont été effectués sur l'axe de la colonne à différents v_{sg} et à une hauteur $H_s/D=3,625$ à l'aide d'une sonde M2 orientée vers le bas. Pour chaque v_{sg} étudié, nous avons déterminé les seuils $v_{cluster}$ et v_{void} . Les distributions de v ont été déterminées pour chaque v_{sg} étudié (voir la figure 4.67). On remarque les distributions intersectent en deux points la courbe de la RPP, ce qui indique la présence de zones de clusters et de vides. La présence de clusters est confirmée par l'évolution de σ_v avec v_{sg} qui présentent des valeurs systématiquement supérieures à $\sigma_{v,RPP}=0,71$ (voir la figure 4.68-gauche). Notons que la transition entre le régime homogène et hétérogène est très nette. On obtient des σ_v bien plus importants en régime hétérogène qu'en régime homogène. Comme on peut le voir sur la figure 4.68-droite, ce sont les zones de vides qui contribuent le plus à l'écart-type de v .

On note sur la figure 4.69 que les seuils $v_{cluster}$ et v_{void} sont relativement stables avec v_{sg} . Cette

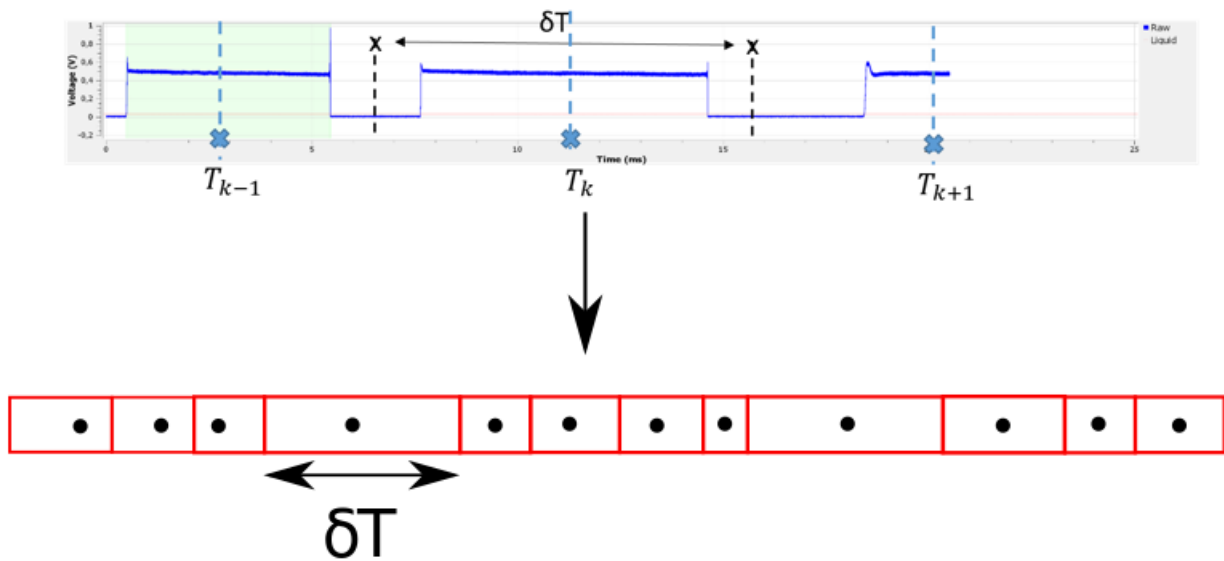


Figure 4.65 – Diagramme de Voronoï en 1D défini à partir du signal temporel brut. Le centre d'une bulle est identifié comme le milieu d'un plateau gaz. La "largeur" temporelle des cellules de Voronoï est calculée à partir de la relation 4.47.

tendance montre une indépendance de ces seuils au débit d'air injecté. De ce fait, on définira les zones de fortes et de faibles concentrations à l'aide des seuils $v_{cluster}$ et v_{void} fixes. En moyennant les valeurs présentées sur la figure 4.69, on obtient des seuils $v_{cluster}=0,515$ et $v_{void}=2,891$ qui correspondent respectivement à des concentrations locales supérieures à $2\alpha_0$ et inférieures à $\frac{1}{3}\alpha_0$.

Les seuils $v_{cluster}$ et v_{void} permettent de discriminer les bulles en fonction de leur appartenance ou non à des clusters et à des zones de vide. Comme on peut le voir sur la figure 4.70-gauche, les proportions de bulles appartenant à des clusters, à des zones intermédiaires et à des zones de vides sont relativement constantes avec v_{sg} . Les bulles se trouvent majoritairement en zone intermédiaire ($\approx 57\%$ de la population totale). Les zones à forte concentration en bulles représentent environ 38% de la population lorsque les zones à faible concentration représentent environ 5%. La contribution à la fraction de vide moyenne des bulles en zone intermédiaire est la plus importante. Elle représente environ 70% du taux de vide. La contribution des clusters diminue légèrement avec v_{sg} . Ces structures contribuent à environ 20% de la fraction de vide. La contribution des bulles en zone de vide augmente légèrement avec v_{sg} : elle représente 10% de la fraction de vide moyenne.

On cherche à caractériser les clusters et les zones de vide détectés à l'aide de la sonde M2. Les clusters et les zones de vide sont déterminés à l'aide de v . Si plusieurs cellules de Voronoï

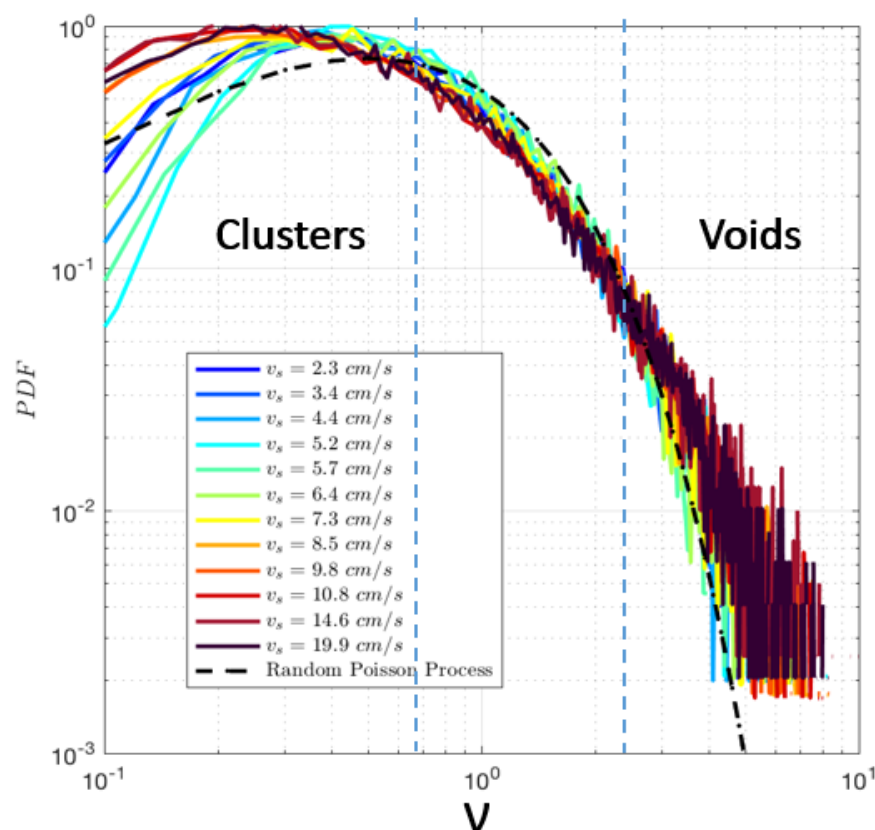


Figure 4.66 – PDF des tailles normalisées des cellules de Voronoï v comparées à la RPP (traits discontinus). Ces distributions ont été obtenues à l’aide d’une sonde POP placée sur l’axe de la colonne à $H_s/D = 3,625$.

successives répondent au critère d’appartenance à un cluster ou à une zone de vide, les bulles affiliées à ces cellules appartiennent à la même structure. Ainsi, le temps cluster $\delta T_{cluster}$ et le temps vides δT_{void} sont définis par la somme des δT de ces cellules successives au sein des structures respectives (voir la figure 4.71). La caractérisation des clusters n’est pas si simple. En effet, on peut obtenir des clusters composés uniquement d’une seule cellule de Voronoï. Certains auteurs ne les considèrent pas comme des clusters. Mora Paiba et al. [98] considère qu’un cluster 2D doit être composé au minimum de deux cellules de Voronoï. Baker et al.[99] ne prennent pas en compte les clusters dont la taille est plus faible que la taille du cluster la plus probable. Ces derniers sont généralement composés d’une seule cellule de Voronoï. Par la suite, on caractérisera les clusters en considérant le cas où le nombre de bulles minimum $n_B=1$ et le cas où $n_B=2$.

Le nombre de bulles incluses dans un cluster ou dans une zone de vide est généralement inférieur à 5 bulles. On a pu observer des clusters ayant plus de 10 bulles en son sein (un cluster de 38 bulles a été détecté à $v_{sg} = 19,5$ cm/s). Le nombre de bulles incluse dans une zone de vide

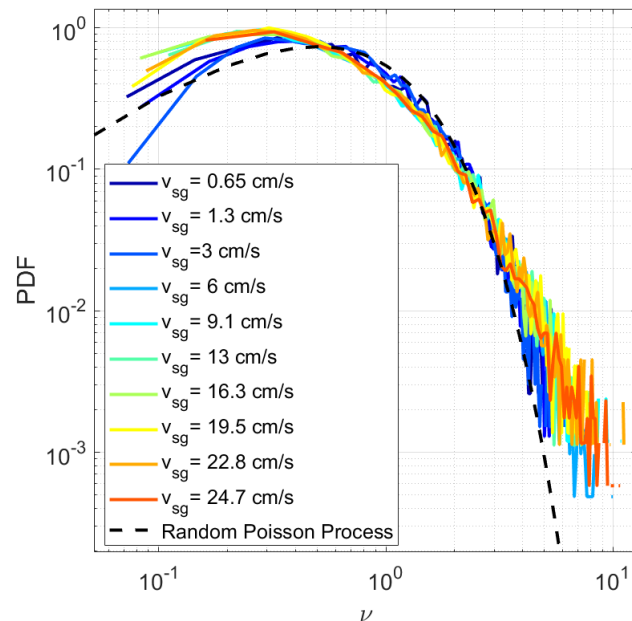


Figure 4.67 – PDF des tailles normalisées des cellules de Voronoï ν comparées à la RPP. Ces distributions ont été obtenues à l'aide d'une sonde M2 placée sur l'axe de la colonne à $H_s/D = 3,625$.

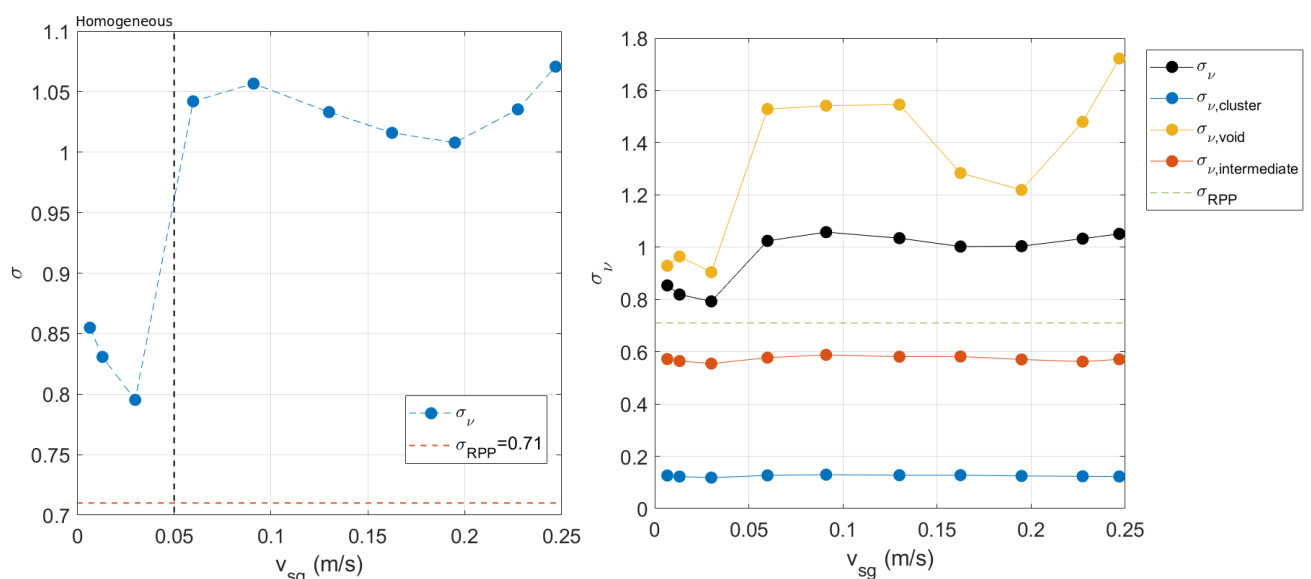


Figure 4.68 – Gauche: Évolution de l'écart-type des distributions de ν avec v_{sg} . Droite: Évolution de l'écart-type des distributions de $\nu_{structure}$ avec v_{sg} .

n'excède pas 10 bulles (voir la figure 4.72). Si on se réfère à la figure 4.73, on constate que le nombre de bulles par cluster est constant en régime hétérogène. En moyenne, un cluster contient 3,5 bulles lorsque $n_B=1$ et 4,5 bulles lorsque $n_B=2$. Les zones de vides ont en moyenne 1,8 bulles

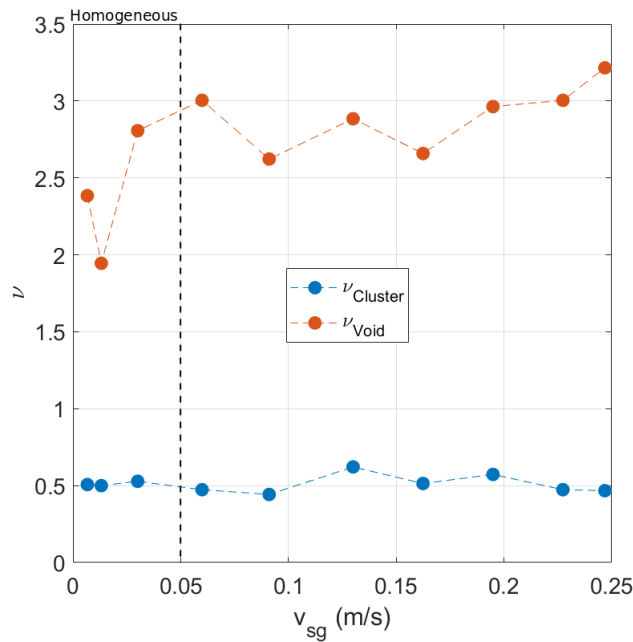


Figure 4.69 – Seuils cluster $v_{cluster}$ et seuil vide v_{void} en fonction de v_{sg} . Ces valeurs correspondent aux points d’intersections entre la courbe de la RPP et la distribution de v .

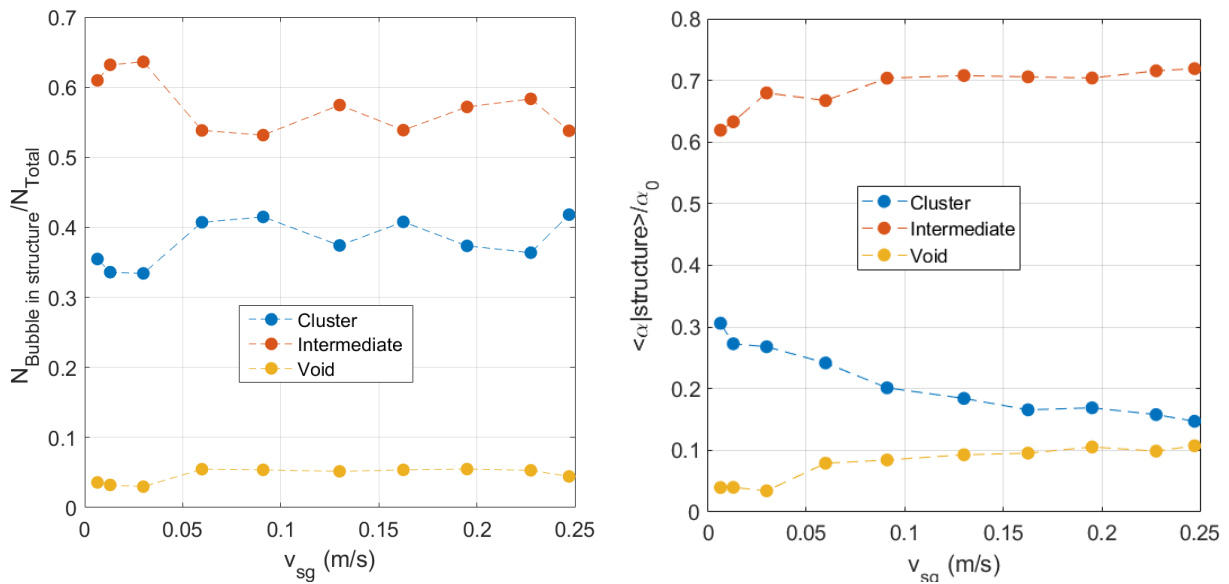


Figure 4.70 – Gauche: Rapport entre le nombre de bulles incluses dans une structure gazeuse et le nombre total de bulles détectées en fonction v_{sg} . Droite: Contribution à la fraction de vide moyenne des bulles incluses dans les structures gazeuses.

en leur sein.

On s’intéresse aux concentrations des clusters et des zones de vides détectés par la sonde

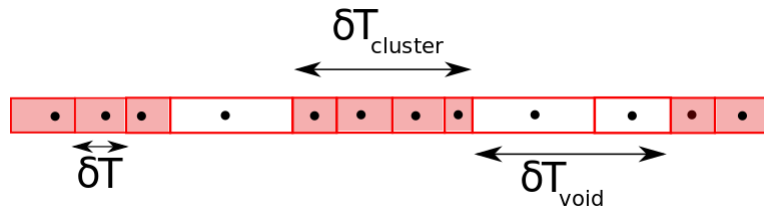


Figure 4.71 – Diagramme de Voronoï présentant des clusters et des zones de vides en 1D.

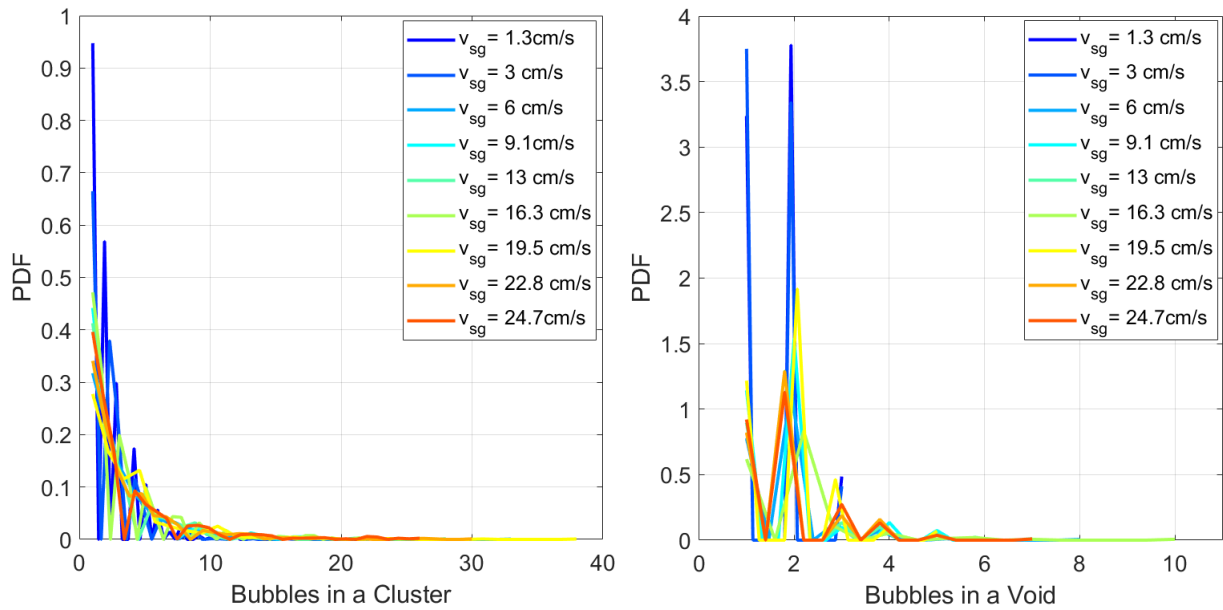


Figure 4.72 – Distribution du nombre de bulles dans un cluster et dans une zone de vide.

M2. Les concentrations gazeuses au sein d'un cluster $\alpha_{cluster}$ et au sein d'une zone de vide α_{void} s'obtiennent en sommant les temps de résidences T_G des bulles appartenant à la structure correspondante. On a donc:

$$\alpha_{cluster,i} = \frac{\sum T_{G,i}}{\delta T_{cluster,i}}, \quad (4.50)$$

$$\alpha_{void,i} = \frac{\sum T_{G,i}}{\delta T_{void,i}}. \quad (4.51)$$

La figure 4.74 présente des distributions de concentration $\alpha_{cluster}$ obtenues en régime homogène et en régime hétérogène. Celles-ci sont conditionnées par le nombre minimum de bulles par cluster n_B . On constate que les faibles concentrations sont moins probables lorsque $n_B=2$, ce qui sous-entend que les clusters à une bulle présentent majoritairement des concentrations gazeuses faibles. La figure 4.75 présente les distributions des concentrations $\alpha_{cluster}$ et α_{void} à différents v_{sg} . Les concentrations des clusters $\alpha_{cluster}$ et des vides α_{void} sont en moyenne plus importantes en hétérogène qu'en homogène. On note aussi que les distributions de $\alpha_{cluster}$ et α_{void} restent

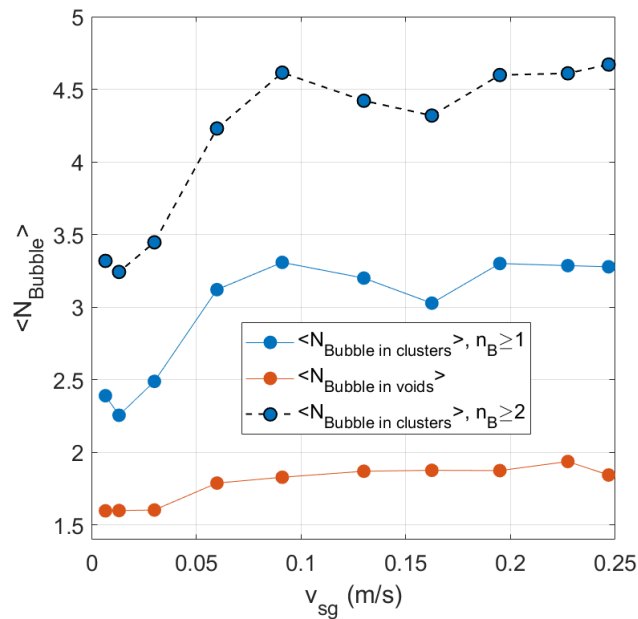


Figure 4.73 – Évolution du nombre moyen de bulles dans un cluster et dans une zone de vide en fonction de v_{sg} .

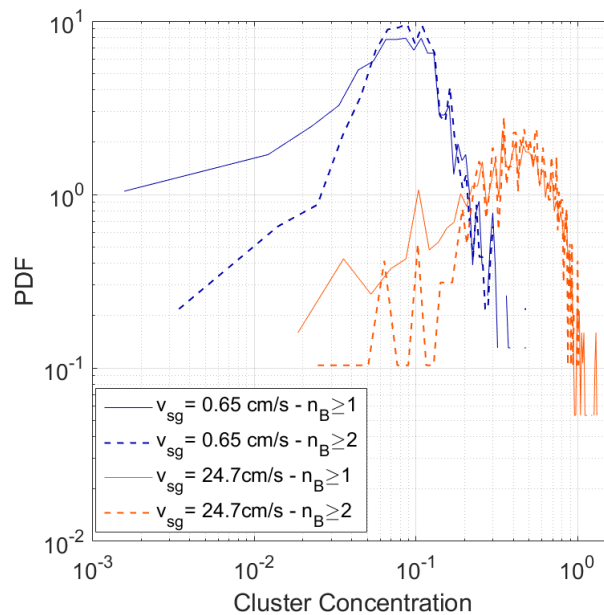


Figure 4.74 – Distributions des concentrations gazeuses des clusters lorsque $n_B \geq 1$ et $n_B \geq 2$.

inchangées en hétérogène. Des concentrations gazeuse de l'ordre de l'unité sont visibles sur les distributions de $\alpha_{cluster}$ et α_{void} . Ces valeurs sont dues au cas où la somme des temps de résidence T_G est supérieure au temps δT de la structure concernée. On peut se retrouver dans cette configuration lorsque qu'une bulle à grand T_G est encadrée par des bulles ayant des temps

de résidence faibles (voir la figure 4.76).

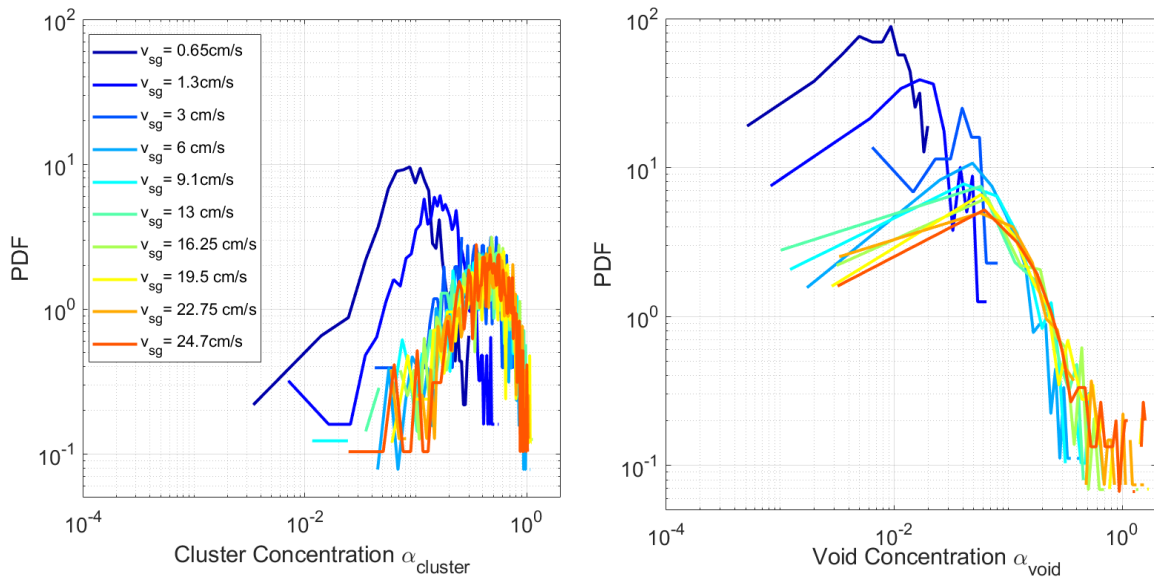


Figure 4.75 – Distributions des concentrations gazeuses au sein des clusters ($n_B \geq 2$) et des zones de vides à différents v_{sg} .

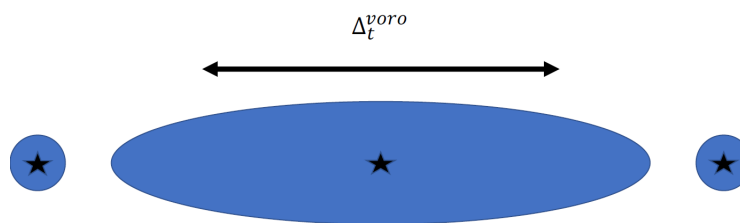


Figure 4.76 – Schéma représentant un cas où le temps de la cellule de Voronoï est plus faible que le temps de résidence T_G au sein de la cellule.

On s'intéresse ensuite à l'évolution de $\langle \alpha_{cluster} \rangle$ conditionnée par n_B , $\langle \alpha_{intermediate} \rangle$ et $\langle \alpha_{void} \rangle$ en fonction de la vitesse superficielle v_{sg} . Celles-ci seront présentées avec la concentration gazeuse moyenne sur l'axe $\langle \alpha_0 \rangle$ sur la figure 4.77 (trait discontinu noir).

On peut noter que la concentration $\langle \alpha_{cluster} \rangle$ est systématiquement supérieure aux autres concentrations présentées. Comme on a pu le voir sur la figure 4.75, $\langle \alpha_{cluster} \rangle$ est constante en régime hétérogène. Le fait d'imposer un nombre minimum de bulles au sein d'un cluster $n_B=2$ augmente légèrement la valeur du plateau observé. Pour $n_B=2$, on obtient une valeur de concentration de l'ordre de 0,5 contre 0,45 lorsque $n_B=1$.

La concentration $\alpha_{intermediate}$ augmente avec v_{sg} . Elle présente des valeurs similaires à $\langle \alpha_0 \rangle$. Ce résultat est peu surprenant car les bulles présentes en zone intermédiaire contribuent à 70% à la fraction de vide en régime hétérogène (voir la figure 4.70).

Enfin, α_{void} augmente aussi avec v_{sg} . Comme attendu, sa valeur est systématiquement plus faible que les autres concentrations présentées sur cette figure.

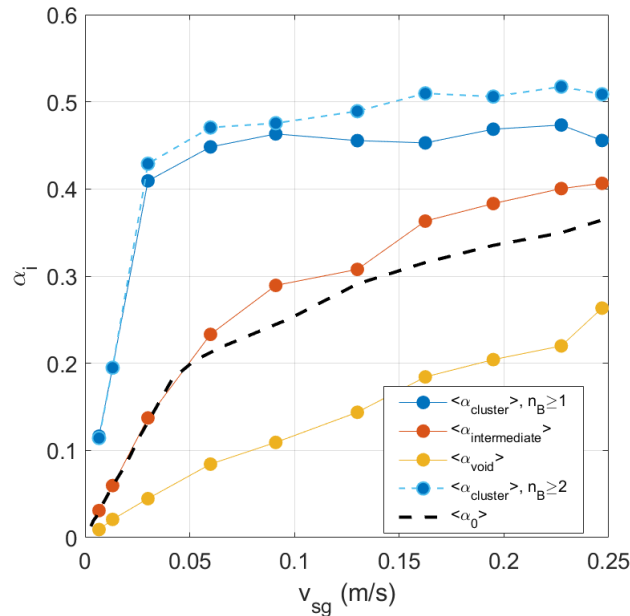


Figure 4.77 – Évolution des concentrations moyennes en gaz au sein des clusters, des zones intermédiaires et des zones de vides en fonction de v_{sg} . Celle-ci sont comparées à l'évolution de la concentration moyenne sur l'axe α_0 .

On cherche à déterminer les tailles verticales des clusters L_c et des zones de vide L_v détectés par la sonde M2. On obtient ces longueurs en multipliant respectivement $\delta T_{cluster}$ et δT_{void} par la moyenne de la vitesse gaz $\langle v_G \rangle$ des bulles correspondant à la structure concernée. Ainsi pour un cluster ou pour une zone de vide donnée, on a :

$$L_{cluster,i} = \delta T_{cluster,i} \cdot \langle v_G \rangle_{cluster,i} \quad (4.52)$$

$$L_{void,i} = \delta T_{void,i} \cdot \langle v_G \rangle_{void,i} \quad (4.53)$$

La figure 4.78 présente des distributions de tailles de clusters conditionnées par n_B . Celles-ci ont été obtenues en régime homogène et en régime hétérogène. Logiquement, la probabilité d'obtenir des clusters de petites tailles est plus faible lorsque $n_B=2$ vu que les clusters d'une seule bulle sont éliminés. Ce résultat confirme que les clusters possédant une seule bulle présentent des tailles L_c plus faibles.

Les distributions des $L_{cluster,i}$ et des $L_{void,i}$ obtenues à différents v_{sg} sont présentées sur la figure 4.79. On note que la distribution des tailles $L_{cluster,i}$ et $L_{void,i}$ sont inchangées en régime hétérogène. De plus, les moyennes des distributions de $L_{cluster,i}$ et $L_{void,i}$ obtenues en homogène sont plus importantes que celles obtenues en régime hétérogène. $L_{cluster,i}$ et $L_{void,i}$ sont compris

entre 1 mm et une quarantaine de centimètres quelque soit v_{sg} .

On s'intéresse ensuite aux évolutions des longueurs verticales moyennes de clusters et de zones de vides en fonction de v_{sg} (voir la figure 4.80). Comme attendu, les zones de vides sont en moyenne plus grandes que les clusters de bulles et que les zones intermédiaires. Ces longueurs sont constantes en régime hétérogène. Dans ces conditions, un cluster a une longueur verticale moyenne de l'ordre de 2 cm en régime hétérogène quelque soit n_B . On obtient une valeur de l'ordre de 8 cm pour les zones de vide. Cette valeur est du même ordre que les longueurs des structures liquides L_+ et L_- . Pour rappel, on a obtenu des valeurs qui oscillent entre 10 et 15 cm.

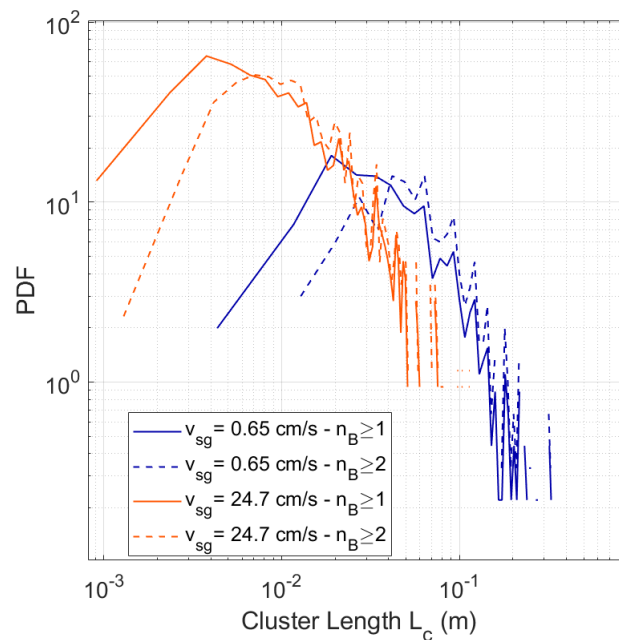


Figure 4.78 – Distributions des tailles de clusters lorsque $n_B \geq 1$ et $n_B \geq 2$.

4.4.3.3 Vitesses gaz conditionnées par la concentration

Dans cette section, nous nous intéressons aux vitesses de bulles conditionnées par leur appartenance aux clusters, aux zones intermédiaires et aux zones de vides. La figure 4.81 représente des PDF de vitesses gaz v_G conditionnées par les structures gazeuses. Ces données ont été obtenues sur l'axe en homogène et en hétérogène à une hauteur de mesure $H_s/D=3,625$. On remarque que la gamme de vitesse gaz observée au sein des clusters est plus large que celle des bulles se trouvant dans une zone de vide ou dans une zone intermédiaire. Les vitesses minimales observées au sein des clusters, des zones intermédiaires et des zones de vides sont similaires. Par contre, la vitesse maximale observée au sein d'un cluster est supérieure à celles observées dans les zones intermédiaire et de vide. Il apparaît donc que les bulles au sein des clusters se déplacent plus vite que celles appartenant à des zones intermédiaires ou à des zones de vides.

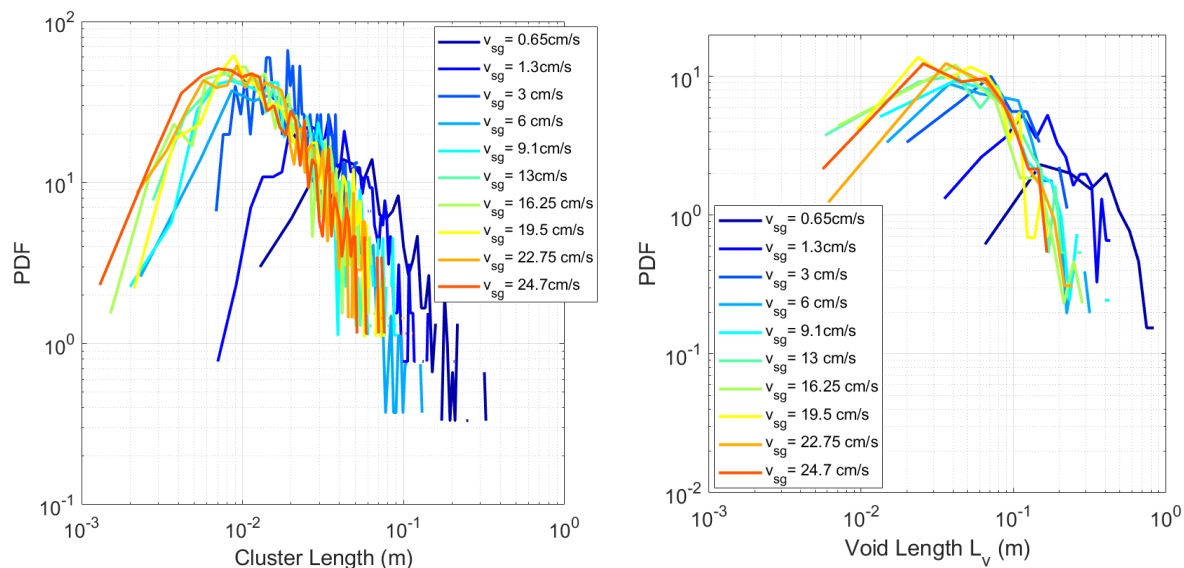


Figure 4.79 – Distributions de tailles verticales clusters ($n_B \geq 2$) et de zones de vide à différents v_{sg} .

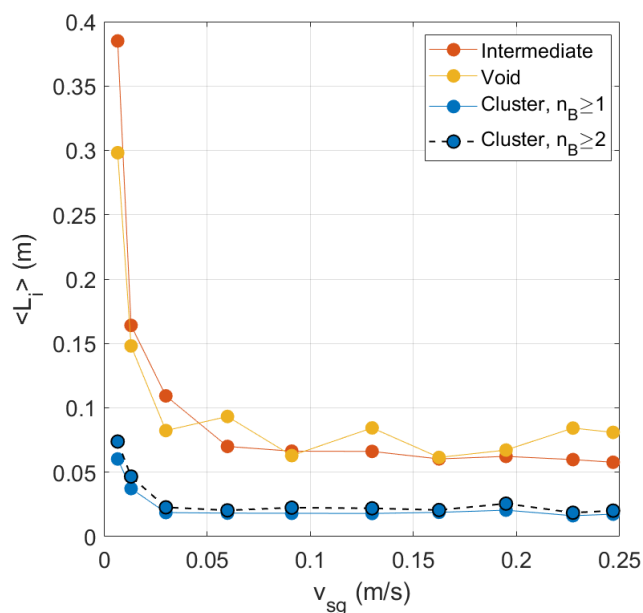


Figure 4.80 – Évolution des tailles moyennes des clusters, des zones intermédiaires et des zones de vide à différents v_{sg} .

Par la suite on s'intéresse aux évolutions des statistiques de v_G conditionnelles en fonction de v_{sg} . Ces résultats sont présentés sur la figure 4.82. On constate que les vitesses moyennes conditionnelles augmentent avec v_{sg} . Le taux d'accroissement de ces vitesses moyennes diminue lors de la transition entre le régime homogène et le régime hétérogène. On constate aussi

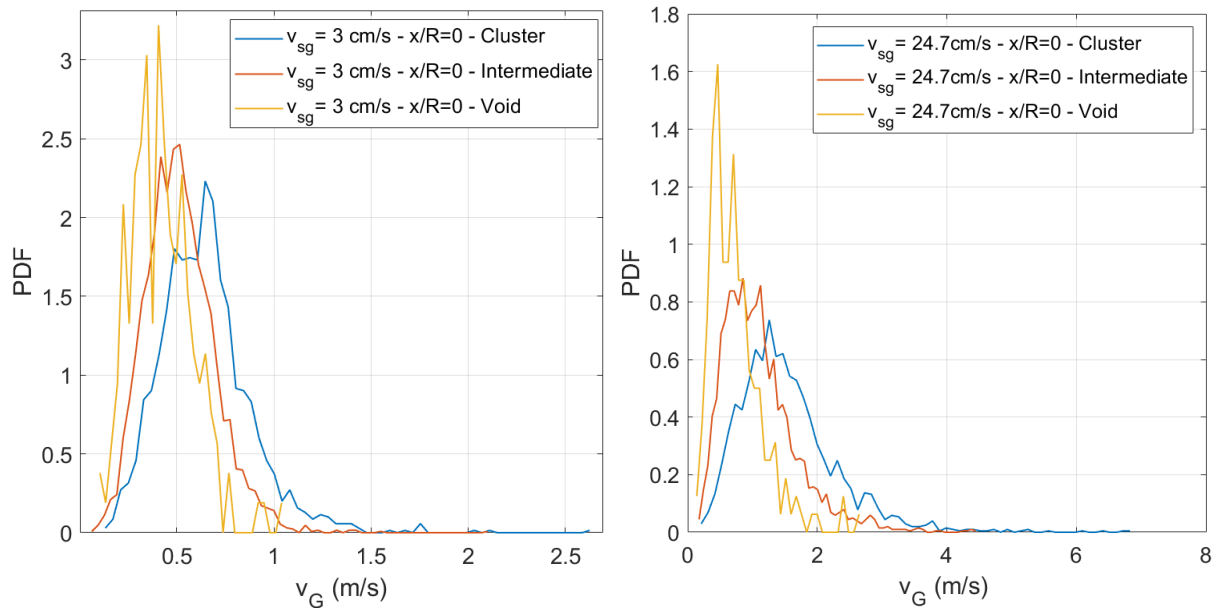


Figure 4.81 – PDF de vitesses gaz conditionnées aux structures gaz avec $n_B=2$. Les PDFs ont été obtenues en homogène (3 cm/s) et en hétérogène (24,7 cm/s).

que les vitesses moyennes cluster $\langle v_{G,cluster} \rangle$ pour $n_B=1$ et $n_B=2$ sont très proches et systématiquement supérieures aux vitesses moyennes gaz des zones de vides $\langle v_{G,void} \rangle$. L'écart entre $\langle v_{G,cluster} \rangle$ et $\langle v_{G,void} \rangle$ augmente avec v_{sg} . En régime hétérogène, on observe des écarts de l'ordre de 2 à 3 vitesses terminales v_T . Notons que les vitesses moyennes des bulles conditionnées aux zones de vide $\langle v_{G,void} \rangle$ sont similaires à la vitesse liquide moyenne ascendante. Les fluctuations de vitesses conditionnelles suivent les mêmes tendances que les moyennes. Elles augmentent avec v_{sg} avec une baisse du taux d'accroissement lors de la transition entre le régime homogène et hétérogène. On note aussi que les fluctuations $v'_{G,cluster}$ sont encore très proches et systématiquement supérieures aux fluctuations de vitesse moyenne gaz des zones de vides $v'_{G,void}$. $v'_{G,cluster}$ est quasiment deux fois plus forte que $v'_{G,void}$ en régime hétérogène.

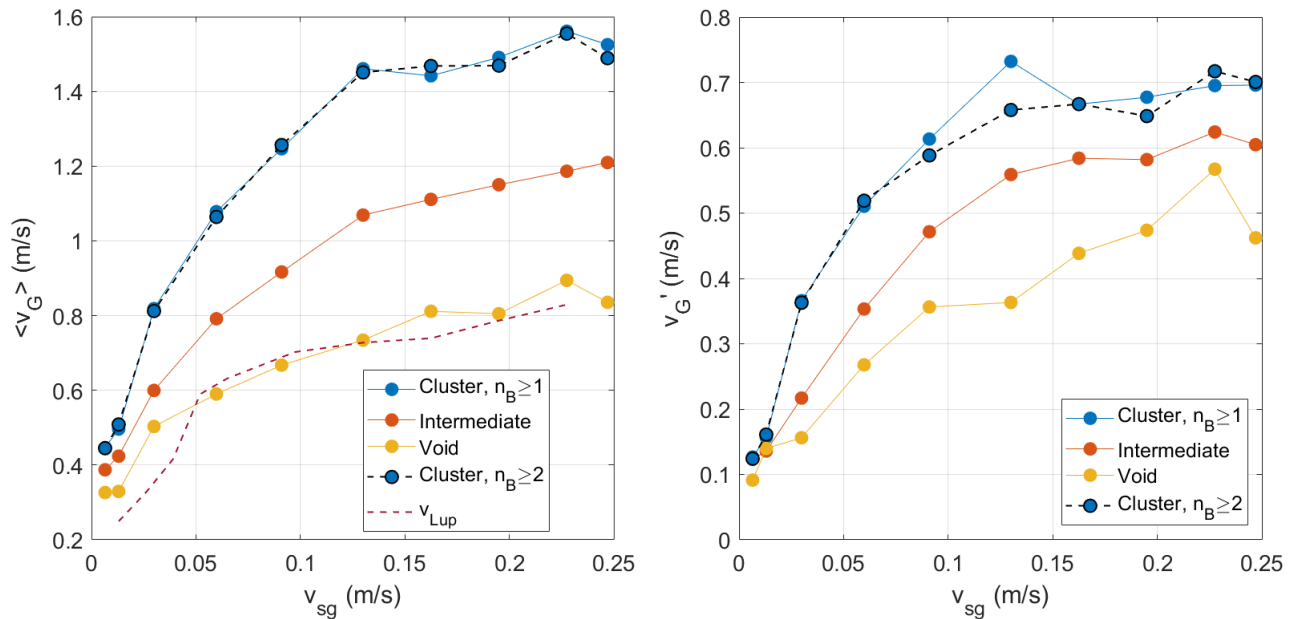


Figure 4.82 – Statistiques de vitesses conditionnelles en fonction de v_{sg} .

4.4.3.4 Conclusion

Dans cette section, nous avons pour objectif de caractériser les zones de forte et faible concentration identifiées afin de déterminer la relation qui les lie avec la vitesse des bulles. Nous avons pu constater que les différences entre les vitesses moyennes conditionnelles $\langle v_{G,clusters} \rangle$, $\langle v_{G,intermediate} \rangle$ et $\langle v_{G,void} \rangle$ sont de l'ordre de la vitesse terminale U_T en régime homogène et de l'ordre de plusieurs vitesses terminales U_T en régime hétérogène confirmant que la vitesse des bulles est bien conditionnée à la concentration locale en gaz. Les clusters et les zones de vides semblent être à l'origine des fortes vitesses relatives observées au sein de la colonne à bulles. Les structures méso-échelles semblent jouer un rôle dans la dynamique des colonnes à bulles en régime hétérogène.

Pour la suite, nous tenterons de confirmer l'hypothèse que les méso-échelles jouent bien un rôle central dans l'apparition des vitesses relatives observées au sein de la colonne.

Analyse et mise en échelle/Couplage des phases liquide et gaz

¹ Dans cette section, nous chercherons à confirmer la présence de vitesses relatives effectives U_r supérieures à la vitesse terminale d'une bulle ($\approx 0,2$ m/s) à l'aide des mesures directes des vitesses liquide et gaz. La compréhension de ce phénomène repose en partie sur la détermination de la loi d'échelle qui régit les vitesses liquide et gaz observées au sein de la colonne. Nous proposerons donc une loi d'échelle des vitesses au sein d'un écoulement piloté par la flottabilité. Nous la testerons sur nos mesures de vitesses et sur celles proposées dans la littérature. On étudiera ensuite l'impact des structures gazeuses détectées au sein de la colonne sur les vitesses relatives effectives.

5.1 Mesure directe de la vitesse relative

5.1.1 Vitesse relative $V_G - V_L$

En raison des limitations des techniques de mesure, des différences peuvent apparaître entre les vitesses liquides et gaz obtenues à partir de réalisations positives uniquement, soit à partir de réalisations positives et négatives. En particulier, sur la figure 5.1, on peut noter quelques changements dans la vitesse moyenne du liquide dans le régime homogène pour des v_{sg} inférieures à 3cm/s: cette sensibilité est due à l'apparition inattendue d'une queue négative significative sur les pdfs de la vitesse du liquide lorsque v_{sg} devient petit (voir la figure 4.23). Cette queue peut-être due à un manque de résolution du capteur de pression lorsque la vitesse liquide est proche de zéro. À l'exception de ces cas, les différences entre les vitesses ascendante et nette restent faibles. Ces petites différences proviennent en partie du fait que ces données sont toutes collectées sur l'axe de la colonne à bulles, où des vitesses négatives absolues dans le repère du laboratoire commencent à être détectées pour des v_{sg} supérieures à 13 cm/s, et où la probabilité d'occurrence de vitesses négatives reste limitée dans la gamme des vitesses superficielles du gaz étudiées ici (la probabilité d'observer une vitesse dirigée vers le bas sur l'axe est de 3% pour toute v_{sg} dans

¹Cette section fera l'objet d'un article en cours d'écriture.

le régime hétérogène). Globalement, la prise en compte de l'une ou l'autre des deux séries de données ne changera pas les conclusions proposées ci-après. Cependant, la distinction entre les deux séries mérite d'être considérée dans la perspective de l'analyse d'autres positions radiales où la probabilité d'occurrence d'un écoulement descendant devient plus élevée, et aussi dans la perspective de comparaisons affinées entre expériences et simulations.

Les données présentées sur la figure 5.2 permettent de dégager une série de commentaires et de conclusions. Premièrement, la vitesse relative locale $U_{r,bubbles|liquid} = v_G - v_L$ reste presque constante dans le régime homogène. Elle prend une valeur de l'ordre de 27 cm/s qui est comparable à la vitesse terminale "moyenne" U_T des bulles générées dans la colonne qui se situe dans la gamme 21-23cm/s. Deuxièmement, dans le régime hétérogène, la vitesse relative $v_G - v_L$ devient plus grande que U_T . De la transition homogène/hétérogène jusqu'à v_{sg} environ 13-15 cm/s, la vitesse relative $v_G - v_L$ présente une nette augmentation monotone avec la vitesse superficielle du gaz. Elle devient plus ou moins constante lorsque v_{sg} est supérieur à environ 13 cm/s (voir la tendance indiquée par les lignes en pointillées bleues et oranges de la figure 5.2). En régime hétérogène, la vitesse relative $v_G - v_L$ se stabilise à une valeur de l'ordre de $2,5 U_T$ à grand v_{sg} .

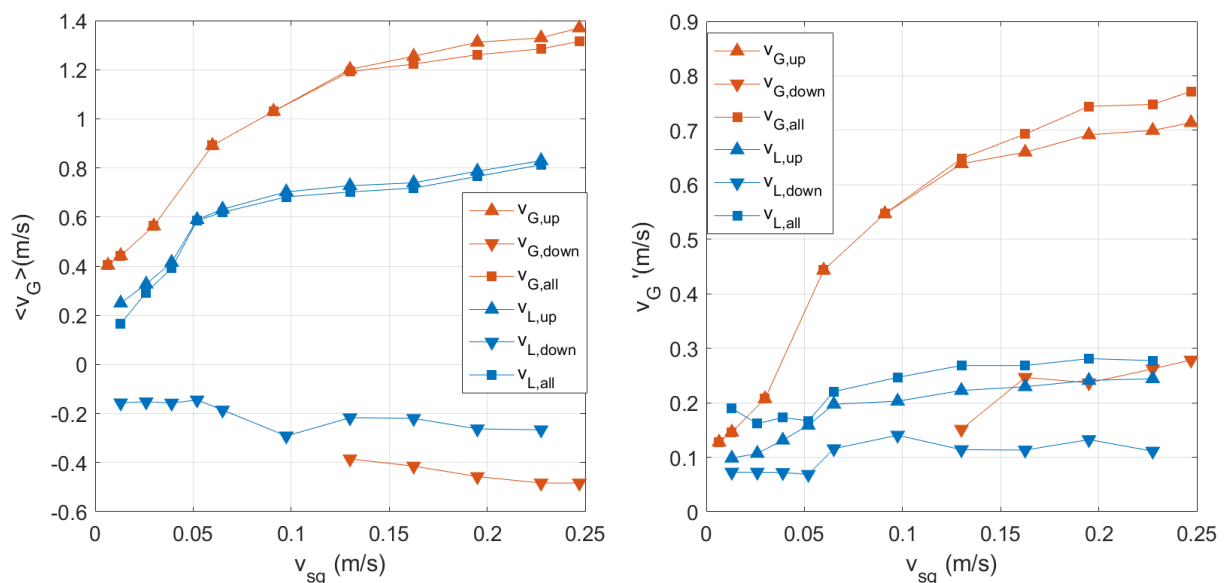


Figure 5.1 – Évolution des vitesses verticales moyennes de la bulle $\langle v_G \rangle$ et du liquide $\langle v_L \rangle$ ainsi que de leurs écarts types v'_G pour le gaz et v'_L pour le liquide avec la vitesse superficielle du gaz v_{sg} . Toutes les mesures ont été effectuées dans une colonne de $D=0,4$ m, sur l'axe de la colonne à $H/D=3,625$. La vitesse du gaz a été mesurée avec une sonde Doppler et la vitesse du liquide avec un tube de Pavlov.

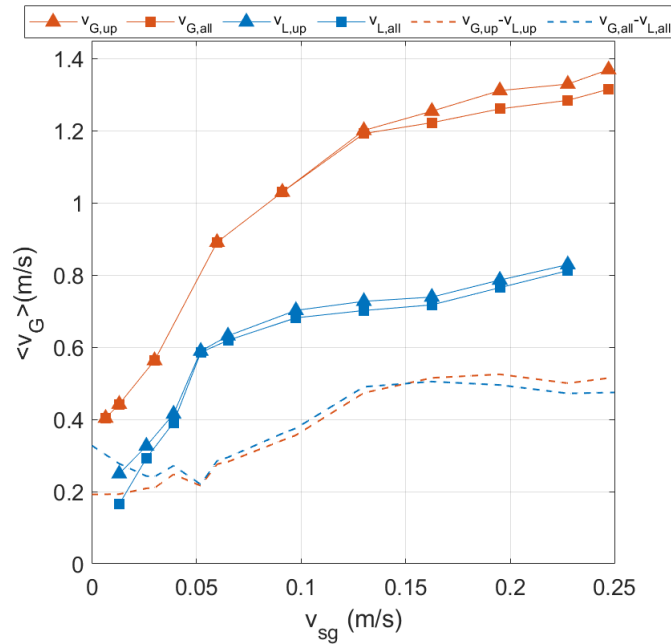


Figure 5.2 – Évolution de la vitesse relative $v_G - v_L$ avec v_{sg} . La différence entre les vitesses ascendantes (marqueurs triangulaires) est représentée en orange. La différence entre les vitesses nettes (marqueurs carrés) est représentée en bleu.

5.1.2 Vitesse relative déterminée à partir de $Q_G - Q_L$

On peut estimer la vitesse relative à l'aide des débits gaz et liquide calculés à partir des données de vitesses liquide et gaz. En considérant que l'écoulement moyen est ascendant dans la zone centrale de la colonne, Zuber et Findlay (1965) ont proposé une approche cinématique permettant de montrer l'influence de la vitesse relative entre les phases sur des paramètres tels que la fraction de vide et la fraction du débit volumique gaz β . La vitesse moyenne relative U_r se définit ici comme la différence de vitesse moyenne entre la phase gazeuse et la phase liquide. Chaque vitesse moyenne phasique se définit par le débit volumique phasique divisé par le produit de la surface de la région centrale et de la fraction phasique. De ce fait la vitesse relative s'exprime de la façon suivante:

$$\langle U_r \rangle = \frac{Q_{G,up}}{\alpha_{center} \cdot S_{center}} - \frac{Q_{L,up}}{(1 - \alpha_{center}) \cdot S_{center}} \quad (5.1)$$

où $Q_{G,up}$ est le débit volumique gazeux, S_{center} est la section de la zone où l'écoulement moyen est ascendant et α_{center} la fraction de vide moyenne dans la région centrale de la colonne. Nous avons constaté dans le chapitre 3 que l'estimation du débit gaz Q_G est sous-estimée par rapport au débit gaz injecté $Q_{G,injected}$. On estime donc $Q_{G,up}$ comme le débit total de gaz injecté dans la colonne $Q_{G,injected}$. On définit la région centrale de la colonne entre $x/R=0$ et $x/R=0,7$, ce qui implique que $\alpha_{center} = \alpha_{0-0,7}$. On a donc utilisé les données obtenues grâce à la relation 4.4

présentée dans la section 4.2. On a donc:

$$\langle U_r \rangle = \frac{Q_{G,injected}}{\alpha_{0-0,7} \cdot S_{0-0,7}} - \frac{Q_{L,up}}{(1 - \alpha_{0-0,7}) \cdot S_{0-0,7}} \quad (5.2)$$

L'évolution de $\langle U_r \rangle$ en fonction de v_{sg} est présentée sur la figure 5.3. Ces vitesses relatives ont été obtenues à l'aide des $Q_{L,up}$ présentés sur la figure 4.32. On remarque que la vitesse relative augmente de façon monotone lorsque la vitesse superficielle augmente. $\langle U_r \rangle$ atteint des valeurs deux à trois plus grandes que la vitesse terminale d'une bulle isolée ($\approx 0,2$ m/s). On compare les vitesses relatives obtenues avec une estimation proposée par Raimundo. Il a estimé le débit volumique liquide en régime hétérogène par $Q_{L,up} \approx Fr \cdot S_{0-0,7} \cdot (gD)^{0,5} \approx 0,024 \cdot S_{0-0,7} \cdot (gD)^{0,5}$ avec Fr correspondant au nombre de Froude ($Fr = v_L / (gD)^{0,5}$). La vitesse relative U_r obtenue par Raimundo [23] est représenté par les traits en pointillés sur la figure 5.3. Notons que cette estimation prédit des vitesses relatives bien plus élevées que les nôtres.

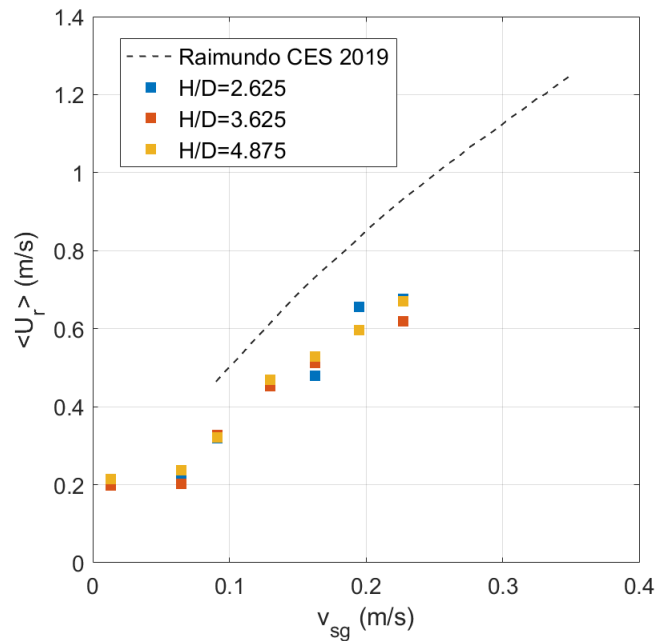


Figure 5.3 – Évolution de la vitesse relative U_r calculée à partir de la relation 5.2 en fonction de v_{sg} . L'estimation de U_r proposée par Raimundo [23] est représentée par un trait discontinu.

Les vitesses relatives déterminées à partir des différences $v_G - v_L$ et $Q_G - Q_L$ confirment qualitativement les résultats obtenus par Raimundo et al. [23] sur la vitesse relative apparente: Elle est bien plus importante que la vitesse terminale U_T en régime hétérogène. Par la suite, on propose une loi d'échelle des vitesses liquides et gaz que l'on a testé sur des données issues de nos travaux et de la littérature.

5.2 Mise en échelle: Pertinence de l'échelle de vitesse $(gD\alpha)^{1/2}$

Afin de déterminer une nouvelle loi d'échelle de vitesse pertinente, nous utilisons l'analogie proposée par Raimundo et al. [23] entre l'hydrodynamique des colonnes à bulles en régime hétérogène et la convection turbulente dans un canal vertical à débit moyen nul. Ils ont pu clarifier certaines caractéristiques clés des colonnes à bulles fonctionnant sans coalescence dans le régime hétérogène. En régime hétérogène, par une analyse unidimensionnelle de Voronoï, ils ont quantifié les fluctuations locales de la fraction de vide: celle-ci évolue entre un dixième et dix fois la fraction de vide moyenne. Ces fluctuations induisent de fortes différences dans les vitesses locales. Raimundo et al. [23] ont émis l'hypothèse que le transport des bulles pourrait être contrôlé par ces structures à méso-échelle de type clusters/voids. La présence de telles structures dans le mélange induit de forts taux de cisaillement locaux ainsi que des structures tourbillonnaires 3D intenses qui devraient contribuer de manière significative à la production de turbulence. Ainsi, les fluctuations de la densité du mélange induisent de fortes fluctuations spatiales et temporelles de la poussée d'Archimède, ce qui rappelle les instabilités convectives qui apparaissent dans les écoulements turbulents pilotés par la flottabilité.

Nous poursuivons ici cette analogie. Certaines similitudes concernent également la structure globale de l'écoulement. En effet, une caractéristique des colonnes à bulles exploitées en régime hétérogène est l'existence d'une région quasi-développée pour l'écoulement. Une telle région apparaît dans des systèmes qui ne sont pas trop fortement confinés: selon Wilkinson et al. [100], un diamètre interne minimum de 0,15 m est une condition nécessaire (en partie pour éviter l'apparition de slug flow). En outre, le rapport d'aspect doit être suffisamment grand pour que les effets d'extrémité n'affectent pas l'organisation de l'écoulement dans la partie centrale de la colonne.

Dans cette zone d'écoulement quasi-développée, l'auto-similarité de la structure de l'écoulement dans le régime hétérogène en termes de profils transversaux de la fraction de vide et de la moyenne du liquide ainsi que des vitesses fluctuantes a été démontrée pour des diamètres allant de 0,15 m à 3 m, et pour des vitesses superficielles couvrant presque une décade (avec v_{sg} d'environ quelques cm/s à une quarantaine de cm/s (Forret et al. [10], Maximiano Raimundo et al. [23])). En particulier, les profils de vitesse moyenne du liquide présentent systématiquement une inversion de la direction de la vitesse à une distance radiale $x/R=0,7$ par rapport à l'axe de la colonne.

Dans une colonne à bulles, on observe un débit liquide moyen nul. Dans le régime homogène, le liquide s'écoule partout entre les bulles ascendantes. Dans le régime hétérogène, l'écoulement diphasique s'auto-organise à grande échelle en formant une recirculation globale avec un écoulement dirigé vers le haut le long de l'axe et un écoulement dirigé vers le bas le long des parois. Une telle organisation à grande échelle rappelle les écoulements turbulents sous

l'effet de la poussée d'Archimède dans les canaux confinés à débit moyen nul où les gradients de densité sont dus à la concentration en soluté (Cholemari et Arakeri [101]) ou à la température (Castaing et al.[102] et Gibert [103]). Comme pour les longs canaux ou tuyaux, l'invariance par translation observée le long de l'axe de la colonne à bulles implique que la seule longueur caractéristique est le diamètre D de la colonne à condition que celle-ci soit suffisamment grande. En outre, et grâce à cette invariance par translation, un gradient de densité uniforme se développe le long du canal (Cholemari et Arakeri [101], Castaing et al. (2017) [102]). Cette hypothèse est corroborée dans les colonnes à bulles. En effet, dans la région quasi-développée, la fraction de vide locale mesurée sur l'axe de la colonne présente une croissance linéaire avec la distance verticale au-dessus de l'injecteur de gaz (voir la figure 4.1 dans la section 4.1).

En négligeant la densité du gaz par rapport à celle du liquide (les expériences ont été réalisées dans des conditions de pression ambiante), la densité locale du mélange devient $\rho \approx (1 - \alpha)\rho_L$. Comme la fraction de vide augmente avec la hauteur, la densité diminue avec la hauteur. Par conséquent, la stratification verticale observée sur l'axe de la colonne à bulles est stable. Ceci contraste avec la plupart des études réalisées sur la turbulence induite par la flottabilité dans les canaux à débit moyen nul. Pour ces dernières, les conditions aux limites imposées aux extrémités supérieures et inférieures du tuyau ou du canal vertical sont une température ou une concentration de soluté fixe correspondant à des situations instables. Dans les colonnes à bulles, les conditions aux limites sont différentes puisque c'est le flux volumétrique de gaz à travers le système qui est imposé. L'origine de la déstabilisation de l'écoulement n'est pas la même dans les colonnes à bulles car elle implique une réorganisation radiale des deux phases. Une telle structuration globale en régions d'écoulement ascendant et descendant clairement définies est en un sens similaire à l'effet Boycott dû à la stratification. L'auto-organisation observée dans le régime hétérogène conduit à une recirculation stable. Cette circulation est liée à un gradient latéral de la fraction de vide qui induit des forces de flottabilité axiales distribuées radialement. En d'autres termes, les termes d'inertie du fluide (à savoir $\rho \delta_i v_i$, $\rho v_j \delta_j v_i$, $\delta_i p$) équilibrent la flottabilité. Dans le cadre d'une approximation de Boussinesq, cette dernière est égale à $g_i \Delta \rho$ où g est l'accélération de la gravité et $\Delta \rho$ la différence de densité à l'origine des forces de flottabilité. Par conséquent, l'échelle des vitesses obéit à :

$$v_L \propto (gD\Delta\rho/\rho)^{1/2} \quad (5.3)$$

où $\Delta\rho/\rho$ est évalué à grande échelle de longueur. Dans un écoulement turbulent piloté par la flottabilité, le gradient axial constant de la densité moyenne est utilisé pour évaluer $\Delta\rho$ (Cholemari et Arakeri [101], Castaing et al.[102]). Dans les colonnes à bulles, la déstabilisation de l'écoulement proviennent de différences latérales de densité et donc de flottabilité. De ce fait, nous avons recherché une échelle pertinente à partir de la distribution radiale de la fraction de vide α . α évolue typiquement entre α_{axis} sur l'axe de la colonne et presque 0 dans la zone de paroi. Ainsi, l'amplitude de la différence radiale de densité $\Delta\rho$ sur une échelle de longueur égale au diamètre D de la colonne est $\Delta\rho \approx D\delta\rho/\delta r \approx \rho_L D\delta\alpha/\delta r \approx \rho_L \alpha_{axis}$. Cela montre que la fraction de vide sur l'axe α_{axis} est une mesure du gradient de densité radial $\Delta\rho/\rho$. Comme α_{axis} est proportionnel à la fraction de vide globale (voir la section 4.2 et Raimundo [20]), on peut

utiliser n'importe quelle fraction de vide caractéristique dans le système pour estimer l'ampleur du gradient de densité radial $\Delta\rho/\rho$. Par conséquent, la loi d'échelle 5.3 devient:

$$v_L \propto (gD\alpha)^{1/2} \quad (5.4)$$

Soulignons que l'approximation de Boussinesq n'est pas obligatoire pour la détermination de l'équation 5.4. En effet, pour un écoulement à bulles, l'équilibre dynamique de la phase liquide se fait au premier ordre en équilibrant les termes d'inertie (i.e. $L Dv_L/Dt$) avec le transfert de quantité de mouvement entre les phases. Ce dernier, homogène à une force par mètre cube, peut être estimé comme la fraction de vide α multipliée par la force F exercée par une seule bulle sur le fluide divisée par le volume de la bulle V . Par conséquent, l'équation du moment pour le liquide s'écrit au premier ordre:

$$\rho_L Dv_L/Dt = -grad p + \mu_L \Delta v_L + \alpha F/V \quad (5.5)$$

où le terme de gradient de pression p inclut la contribution hydrostatique. Le long de la direction verticale, cette force F correspond à la flottabilité d'une bulle, c'est-à-dire à $\rho_L g_i V$. Le transfert de quantité de mouvement s'élève alors à $\alpha \rho_L g_i$, et l'échelle de l'équation 5.4 est récupérée en équilibrant l'inertie et la flottabilité sans utiliser l'approximation de Boussinesq.

L'échelle proposée dans l'équation 5.4 a été testée sur nos données expérimentales. Pour cela, nous avons utilisé la fraction de vide locale et les vitesses mesurées sur l'axe et à la même hauteur H_s/D au-dessus de l'injecteur ($H_s/D = 3,625$). Nous considérons ici uniquement les statistiques de vitesse brute. Les vitesses moyennes ainsi que les écarts types mis à l'échelle $(gD\alpha)^{1/2}$ sont représentés pour les deux phases sur la figure 5.4: clairement, toutes ces quantités restent presque constantes pour toutes les conditions d'écoulement relatives au régime hétérogène. Pour la vitesse moyenne du gaz sur l'axe de la colonne, on obtient:

$$\langle v_G \rangle / (gD\alpha)^{1/2} = 1,09 \pm 0,02 \quad (5.6)$$

tandis que pour la vitesse moyenne du liquide sur l'axe de la colonne:

$$\langle v_L \rangle / (gD\alpha)^{1/2} = 0,68 \pm 0,01 \quad (5.7)$$

De ce fait, la vitesse relative sur l'axe de la colonne évolue comme:

$$U_{r,bubbles|liquid} \approx 0,41 (gD\alpha)^{1/2}. \quad (5.8)$$

La vitesse relative augmente de façon monotone avec la fraction de vide α . Une telle tendance a été identifiée dans les colonnes à bulles en utilisant des arguments indirects (voir par exemple Maximiano Raimundo et al. [20]). En outre, l'augmentation de la vitesse relative avec la fraction de vide est généralement représentée par un coefficient de foisonnement (par exemple Simmonet et al. [25]) qui quantifie la diminution de la force de traînée (celle-ci est non linéaire) sur une

bulle avec la fraction de vide: ces coefficients de foisonnement sont couramment introduits dans les simulations numériques basées sur des modèles moyens à deux fluides (par exemple McClure et al. [18], Gemello et al. [19]). Nous apportons ici une preuve expérimentale directe de l'augmentation de la vitesse relative avec la fraction de vide au sein d'une colonne à bulles opérée en régime hétérogène. Pour les vitesses phasiques, les écarts-types v'_G et v'_L suivent également la même mise à l'échelle avec:

$$v'_G/(gD\alpha)^{1/2} \approx 0,6 \pm 0,02 \quad (5.9)$$

$$v'_L/(gD\alpha)^{1/2} \approx 0,22 \pm 0,02 \quad (5.10)$$

Ainsi, tous les résultats ci-dessus obtenus sur la moyenne et sur les composantes fluctuantes des deux vitesses phasiques confirment le bien-fondé de la proposition d'échelle 5.4 par rapport à la fraction de vide.

L'échelle discutée ci-dessus comprend une augmentation des vitesses avec la racine carrée du diamètre de la colonne à bulles. Pour l'instant, une telle dépendance découle de l'équilibre inertie-poussée d'Archimède. Comme les expériences présentées dans cette section concernent un seul diamètre de colonne à bulles, cette dépendance avec le diamètre de la colonne n'a pas été démontrée. De nouvelles données expérimentales recueillies dans des colonnes à bulles de diamètres variables sont nécessaires pour tester la validité de l'échelle proposée. Il existe cependant une exception pour la vitesse moyenne du liquide. En effet, la dépendance $(gD)^{1/2}$ de la vitesse moyenne du liquide est déjà confirmée par de fortes preuves expérimentales acquises sur le débit liquide ascendant Q_{Lup} dans la région centrale. De plus, ce résultat a été confirmé sur une gamme significative de diamètres de colonne (de 0,15m à 3 m) et de vitesses superficielles du gaz (de 9 à 25 cm/s) à laquelle on peut ajouter la condition $v_{sg} = 47$ cm/s dans une colonne $D=0,8$ m explorée par Guan et al. [104] (voir l'évaluation de Q_{Lup} dans la région centrale dans la section 4.3). Les expériences disponibles dans la littérature seront analysées dans la section suivante, et nous en profiterons pour examiner plus en détail comment les vitesses évoluent avec le diamètre de la colonne. Nous examinerons si les données expérimentales disponibles sur la vitesse obéissent à loi d'échelle proposée ci-dessus en considérant une plus grande gamme de conditions d'écoulement, et en particulier une plus grande gamme de diamètres de colonne. Dans ce but, nous ciblons des expériences significatives dans des colonnes à bulles dans le sens où nous recherchons des conditions telles que la dynamique de l'écoulement est contrôlée par les mêmes mécanismes qui régissent notre colonne à bulles. Plus précisément, nous sélectionnons les expériences se rapportant au régime hétérogène "pur", un régime qui se situe nettement au-delà de la région de transition, et pour lequel la fraction de vide globale est une fonction croissante et concave de la vitesse superficielle du gaz. De plus, nous ne considérons que les données collectées dans la région de la colonne à bulles quasi-développée qui implique un diamètre minimal de la colonne, une hauteur minimale de liquide statique ainsi qu'une gamme appropriée de hauteurs de mesure. En outre, nous sélectionnons également des expériences telles que l'injection de gaz est assez uniformément distribuée sur la section transversale de la colonne pour éviter le forçage d'instabilités à grande échelle par une répartition inégale du gaz à l'injection et pour éviter une forte asymétrie de l'écoulement moyen telle que celle observée par Chen et al. [60] dans leur

plus grande colonne. Une autre contrainte dans la recherche de données pertinentes est que la vitesse locale et la fraction de vide locale doivent être disponibles simultanément. Dans ce qui suit, nous nous concentrons d'abord sur les données locales recueillies sur l'axe de la colonne. Notons que la quasi-totalité des données présentées correspondent à des systèmes air-eau et à des bulles de grande taille, avec un diamètre équivalent compris entre 3 mm et 10 mm. Leur vitesse terminale est typiquement comprise entre 21 cm/s et 25 cm/s (Maxworthy et al. [41]), de sorte que toutes ces conditions correspondent à une dynamique de bulles à un nombre de Reynolds particulaire élevé ($\approx 1800-2000$). Pourtant, ces expériences restent difficiles à quantifier en ce qui concerne la coalescence. Nous avons estimé qualitativement la coalescence en nous basant sur les mesures de l'évolution axiale de la taille des bulles lorsque de telles données étaient disponibles. En l'absence de telles informations, nous avons considéré l'évolution de la taille des bulles en fonction de la vitesse superficielle: une forte augmentation entre des conditions homogènes et hétérogènes est considérée comme la marque d'une coalescence nette. En outre, soulignons que lorsque la coalescence est présente, le régime d'écoulement peut évoluer continuellement avec la hauteur au-dessus de l'injection, de sorte qu'une région quasi-développée peut ne pas exister ou peut nécessiter des hauteurs de colonne beaucoup plus grandes que celles disponibles dans les expériences. Toutes les informations recueillies sont résumées dans les tableaux 5.6 et 5.8 où la situation en matière de coalescence a été classée en quatre catégories : aucune ou faible coalescence, coalescence moyenne, forte coalescence, et la situation est dite non claire lorsque les informations étaient insuffisantes pour conclure. Le tableau 5.6 liste les expériences qui obéissent aux contraintes ci-dessus et qui fournissent la vitesse du liquide et la fraction de vide locale sur l'axe de la colonne à bulles. Certains choix ont été faits pour exploiter les données. Dans Forret et al.[10], les seules données quantitatives sont les fractions de vide globales déduites des hauteurs de liquide statique et dynamique. Nous avons transformé la fraction de vide globale en une fraction de vide locale sur l'axe en la multipliant par 1.5 comme le font les auteurs (voir leur eq.(4)). La figure 5.5 donne la quantité $\langle v_L \rangle / (gD\alpha)^{1/2}$ et $v'_L / (gD\alpha)^{1/2}$ en fonction de la vitesse du gaz superficiel avec v_L et α mesurés sur l'axe en fonction de la vitesse du gaz superficiel. Cette figure comprend toutes les contributions énumérées dans le tableau 5.6 qui ont été recueillies dans le régime homogène ainsi que dans le régime hétérogène. Les données concernent des diamètres de colonne de 0,1 à 1m et des vitesses superficielles variant de 1,2 à 62 cm/s. Dans la limite des petites vitesses superficielles du gaz, $v_L / (gD\alpha)^{1/2}$ varie de 0,36 à 0,77. Lorsque v_{sg} augmente, la plage de variation de $v_L / (gD\alpha)^{1/2}$ diminue progressivement. Au-dessus de $v_{sg} \approx 15$ cm/s, $v_L / (gD\alpha)^{1/2}$ évolue dans l'intervalle [0,45 ; 0,77]. Au-dessus de $v_{sg} \approx 20$ cm/s, cet intervalle se rétrécit encore et la quantité $v_L / (gD\alpha)^{1/2}$ tend à être constante dans le régime hétérogène pur: cette caractéristique soutient l'argument d'échelle représenté par l'équation 5.4. Bien que les données expérimentales manquent à très grand v_{sg} pour définir précisément le comportement asymptotique, ce dernier correspond approximativement à (voir la figure 5.4) :

$$v_L \approx 0,57(gD\alpha)^{1/2}. \quad (5.11)$$

Il est intéressant de discuter de l'incertitude sur ces chiffres car les données présentées dans la

figure 5.4 proviennent de différents opérateurs et de diverses techniques de mesure. La dispersion typique des mesures peut être appréciée en comparant les données recueillies dans des colonnes à bulles identiques. Par exemple, dans la colonne $D=0,15$ m et à $v_{sg} \approx 16$ cm/s, il existe une différence de 0,1 pour $v_L/(gD\alpha)^{1/2}$ entre les données de Forret et al.[10] et celles de Maximiano Raimundo et al. [23]. De même, dans la colonne $D=0,4$ m et à $v_{sg} \approx 16$ cm/s, les valeurs de $v_L/(gD\alpha)^{1/2}$ déduites des données de Forret et al. [10], de celles de Maximiano Raimundo et al. [23] et de celles du présent travail se situent toutes dans une bande de 0,1. Ce sont des dispersions tout à fait raisonnables surtout si l'on considère que la qualité de l'eau n'était pas toujours la même. Enfin, pour autant que nous puissions en juger à partir des informations disponibles données dans les articles, toutes les conditions expérimentales de la figure 5.5 correspondent à une coalescence nulle ou faible.

Nous disposons de très peu de données sur les écarts-types. Seules les données obtenues par Raimundo et al. [22] sont présentées en comparaison avec nos données sur la figure 5.5. Notons que $v'_l/(gD\alpha)^{1/2}$ est constant en régime hétérogène.

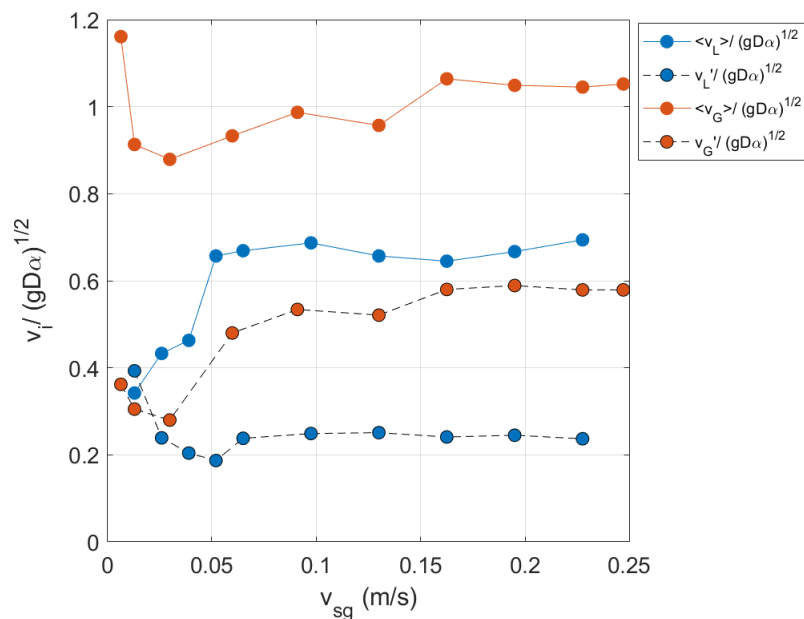


Figure 5.4 – Détermination d'une possible relation entre $\sqrt{gD\alpha}$ et les statistiques de vitesses gaz et liquides. Lorsque la moyenne et l'écart-type est divisé par $\sqrt{gD\alpha}$, on remarque que ces deux ratios sont constants en régime hétérogène.

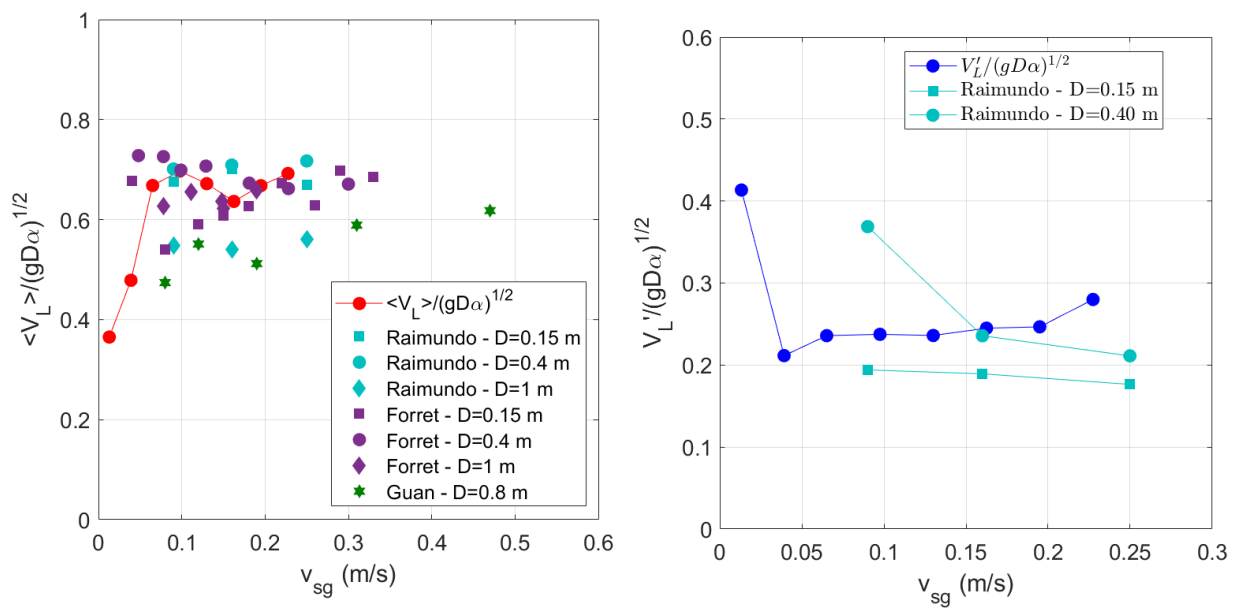


Figure 5.5 – Évolution de $\langle v_L \rangle / (gD\alpha)^{1/2}$ et $v'_L / (gD\alpha)^{1/2}$ où $\langle v_L \rangle$ et v'_L sont mesurés sur l'axe de la colonne en fonction de la vitesse du gaz superficiel à partir des données citées dans le tableau 5.6.

Authors	Reference(s)	Column diameter (m)	Column height (m) / static or dynamic height (m)	Fluids	Gas injection	Measuring height H/D	Typical bubble size	Coalescence	Regime	Local void fraction measurement technique	Liquid velocity measurement technique
Forner A.	PhD thesis, 2003 [19]										
Forner A., Schweitzer J., M., Gensler T., Krishna R. and Schwela D.	Chem. Eng. Sci. 2003 [38] Oil & Gas Science and Technology, 2006 [23]	0.15 ; 0.4 ; 1m	0.9 ; 3.2 ; 6 m / dynamic height = 4 or 5 D in all columns	tap water / air (ambient T,P conditions)	Performed plates with 313 orifices 2mm in diameter uniformly spaced over the cross section.	Measurements taken in the "fully-developed" region	Bubble size not reported. The same facilities were later used by Macamiano Faimundo at IFPEN Lyon using slightly different spargers. Assuming that the tap water quality remained the same over years, the data collected by Macamiano Faimundo et al. on bubble size probably apply to the experiments performed by Forner et al.	Weak coalescence. According to the graph, the coalescence is probably weak. In addition, the water quality was presumably similar as the one used during the experiments of Macamiano Faimundo et al.	Homogeneous regime for V_{ig} higher than about 4-5cm/s	The local void fraction data acquired with an optical fiber probe are all normalized by the void fraction value on the axis. The quantitative data on gas hold-up is provided by global void fractions derived from dynamic and static dynamic liquid heights.	Home made Penlov tube calibrated in situ. Estimated uncertainty on velocity = 10%.
Guo X., Guo Y., Tian Z., Wang L., Cheng Y. and Li X.	Chemical Engineering Research and Design, 2015 [39]	0.8m	5m / fixed dynamic height = 4.1m	pre-mixed water / air	Uniform section : performed plate, orifices of 2.5 mm in diameter, opening ratio 0.32%	Data at H/D=2.75	No information	No information	Pure heterogeneous regime according to their Fig. 3.	Local void fraction from conductivity probe	Penlov tube
Macamiano Faimundo P., Macamiano Faimundo P., Crestler A., Bessiere D., Forner A., Augier F.	PhD thesis 2015 [28] Chem. Eng. Sci. 2019 [16]	0.15m ; 0.4m ; 1m ; 3m	1m ; 3.2m ; 5.7m ; 12m / static height = 4 D in all columns except in the 3m ID column where the static height was 2.2 D.	tap water / air (ambient T,P conditions)	Performed plates (with 60 orifices 1mm in diameter uniformly spaced over the cross section that provide similar bubble size distributions whatever the V_{ig} and/or the column diameter	Selected data at H/D= 2.5	No or weak coalescence according to the exit evolution of Chert distribution and of Sauter mean diameter in columns 0.15 ; 0.4 and 1 m in diameter. Although, the exit evolution of Chert's bubble size was not quantified in the 3m diameter column, mean bubble size similar to those found in other columns were observed at H/D=2.5. It is therefore likely that the condition of weak coalescence also prevails in the 3m diameter column.	The homogeneous region ends at $V_{ig} \approx 4$ cm/s. Pure heterogeneous regime observed for V_{ig} above $\approx 4-5$ cm/s except in the D=0.4m column where the transition region exhibits a peak in a plot void fraction versus V_{ig} and pure heterogeneous flows are observed for V_{ig} above ≈ 10 cm/s.	Local void fraction from monochrome optical probe (conical)	Home made Penlov tube	

Figure 5.6 – Liste des références et des conditions d'écoulement correspondantes exploitées pour extraire la vitesse liquide et la fraction de vide locale mesurée sur l'axe de la colonne

Les expériences fournissant des statistiques sur la vitesse des bulles ne sont pas courantes. Ceci est dû au manque de techniques de mesure fiables donnant accès à la vitesse des bulles dans les conditions difficiles rencontrées dans le régime hétérogène, en particulier en ce qui concerne les fractions de vide élevées, l'instabilité de l'écoulement et les trajectoires 3D "chaotiques" des bulles. Chaque technique de mesures de vitesse de bulle a ses propres limites, et leur incertitude et résolution respectives dans de telles conditions d'écoulement ne sont pas bien connues. Par exemple, pour les techniques de détection de phase basées sur des sondes immergées simples, doubles ou multiples, il est bien connu que des données de vitesse erronées sont collectées dans des conditions hétérogènes en raison des mouvements 3D instationnaires de ces écoulements diphasiques. Pourtant, les quantités moyennes relatives à la vitesse ou à la taille semblent être correctes (Chaumat et al.[33], Maximiano Raimundo et al.[20]). De plus, certains biais peuvent altérer les statistiques et lorsque ces derniers se produisent, ils sont généralement difficiles à quantifier. Pour toutes ces raisons, nous ne discuterons pas davantage des limites respectives de chaque technique de mesure: nous rapportons plutôt toutes les données brutes disponibles telles qu'elles figurent dans les articles originaux, en gardant à l'esprit que les questions de résolution, de précision ou de biais restent ouvertes.

Le tableau 5.8 résume l'ensemble des expériences utilisées pour analyser la vitesse du gaz. Les données correspondantes sur la vitesse moyenne du gaz mise à l'échelle par $(gD\alpha)^{1/2}$ où la vitesse et la fraction de vide ont été mesurées sur l'axe de la colonne, sont rapportées en fonction de v_{sg} sur la figure 5.7, indépendamment du régime d'écoulement. Fournissons quelques informations sur la manière dont les données ont été exploitées. Premièrement, lorsque différents injecteurs ont été testés, nous avons toujours sélectionné les données acquises avec des injecteurs à orifices multiples répartis sur toute la section transversale de la colonne. Deuxièmement, les données originales ont parfois été interpolées pour estimer les données manquantes sur la fraction de vide locale: ce procédé n'a été utilisé que lorsque le processus d'interpolation était sûr. Si une extrapolation était nécessaire, les données correspondantes étaient écartées, sauf indication contraire dans le texte ou dans la légende. Il est intéressant de noter que presque toutes les données correspondent à l'eau de distribution et à l'air (dans des conditions de pression et de température ambiantes). En ce qui concerne les expériences de Xue et al.(2008) [43], toutes les données qu'ils ont recueillies dans le régime hétérogène à $H/D=5,1$ correspondent à des écoulements proprement asymétriques. En effet, la différence de vitesse entre le mouvement ascendant d'un côté de la colonne et le mouvement descendant du côté opposé varie entre 20 cm/s et 40 cm/s: ces chiffres sont donc très significatifs par rapport au mouvement moyen des bulles sur l'axe de la colonne qui évoluait entre 40 cm/s et 90 cm/s. Cette asymétrie a été confirmée par les profils de fraction de vide et de fréquence de détection des bulles. Le seul profil symétrique de vitesse de bulle rapporté par Xue et al. a été collecté à une plus grande distance de l'injection (à savoir $H/D=8,5$) et à $v_{sg}=30$ cm/s: malheureusement, ils ne fournissent pas la fraction de vide pour ces conditions. Malgré ces lacunes, toutes les données de Xue et al.[49] collectées à $H/D=5,1$ ont été intégrées dans notre analyse. Soulignons également que ces auteurs sont parmi les très

rare à avoir exploré des v_{sg} élevés. Parmi les contributions répertoriées dans le tableau 5.8, presque toutes ont recueilli (au moins en principe) des vitesses de bulles positives et négatives, à l'exception de Raimundo et al. [20, 22] qui ont recueilli des vitesses positives uniquement à l'aide d'une sonde conique classique. Pourtant, comme les sources de biais ne sont généralement pas analysées pour les techniques de mesure de la vitesse des bulles, il est difficile de s'assurer que les informations collectées étaient bien l'assemblage fidèle des réalisations positives et négatives. Une indication de ces difficultés est que l'écart-type des distributions de la taille des bulles n'est jamais fourni, ni discuté. Comme pour la phase liquide, et par souci de cohérence, nous considérons uniquement les données brutes de vitesses gaz.

Les données présentées sur la figure 5.7 concernent des diamètres de colonne de 0,1 à 1 m et des vitesses superficielles du gaz variant sur deux décades de 0,6 à 60 cm/s. Pour de faibles vitesses superficielles du gaz, disons inférieures à quelques cm/s, c'est-à-dire dans le régime homogène, la quantité $v_G/(gD\alpha)^{1/2}$ évolue de 0,2 à 1,8. Ce rapport varie significativement d'une expérience à l'autre. Pour une série de données, le rapport $v_G/(gD\alpha)^{1/2}$ tend à devenir assez constant lorsqu'on se rapproche des grandes vitesses superficielles. Pour des v_{sg} supérieures à 10 cm/s, c'est-à-dire bien dans le régime hétérogène, la dispersion des données diminue significativement et $v_G/(gD\alpha)^{1/2}$ évolue dans une bande étroite comprise entre 0,6 et 1,4. Notons que ces derniers chiffres englobent des diamètres de colonne à bulles allant de 0,15 à 1 m. Les tendances sont donc les mêmes que celles détectées lors de l'analyse de la vitesse du liquide. Pourtant, les fluctuations observées d'une série à l'autre sont plus importantes que celles de la vitesse du liquide. Ceci est probablement dû aux plus fortes incertitudes des techniques de mesure de la vitesse du gaz. Par rapport à la vitesse moyenne du liquide présentée sur la figure 5.5, il est plus difficile d'estimer la valeur asymptotique de $v_G/(gD\alpha)^{1/2}$. D'après Xue et al. [49] et certaines séries de Maximiano Raimundo et al. [23], cette limite est proche de 0,8 alors que d'après nos données et celles de Guan et al. [93], la limite est peut-être plus proche de 1. Encore une fois, des données expérimentales à très grande v_{sg} sont nécessaires pour déterminer plus précisément le comportement asymptotique de $v_G/(gD\alpha)^{1/2}$. Malgré les limites des données disponibles, les tendances observées sur $v_G/(gD\alpha)^{1/2}$ pour des diamètres de colonne compris entre 0,1 et 1 m soutiennent également l'argument d'échelle représenté par l'équation 5.4.

Jusqu'à présent, la mise à l'échelle de la vitesse du liquide a été discutée sur la base de données recueillies sur l'axe de la colonne à bulles. Pour le liquide, on sait que, dans le régime hétérogène, les profils de vitesse transversale du liquide prennent une forme auto-similaire lorsqu'ils sont normalisés par la vitesse sur l'axe. On s'attend donc à ce que toutes les conclusions ci-dessus restent valables à n'importe quelle position radiale dans la colonne, à condition de rester dans la région quasi-développée. Comme nous l'avons montré dans la section 4.4.1, les quelques profils de vitesse de bulle collectés dans la région quasi-développée dans des conditions hétérogènes sont également similaires lorsqu'ils sont mis à l'échelle par la vitesse de la bulle sur l'axe de

la colonne. Par conséquent, l'échelle proposée devrait rester valide quelle que soit la position radiale.

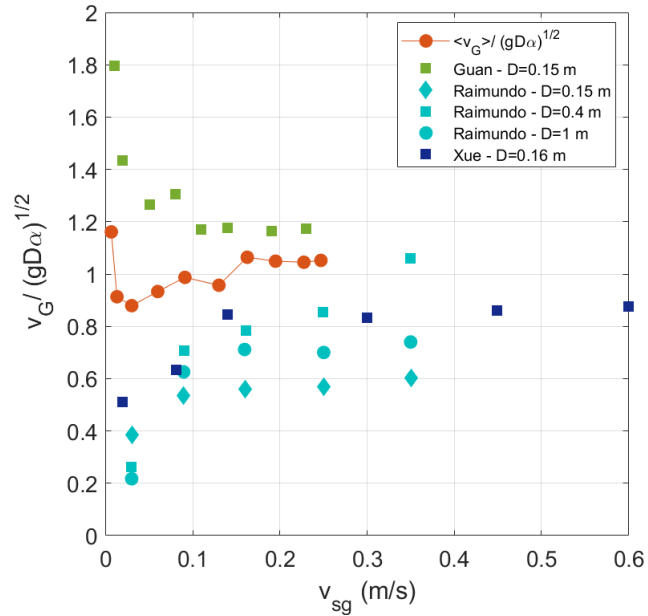


Figure 5.7 – Évolution de $\langle v_G \rangle / (gD\alpha)^{1/2}$ et $v'_G / (gD\alpha)^{1/2}$ où $\langle v_G \rangle$ et v'_G sont mesurés sur l'axe de la colonne en fonction de la vitesse du gaz superficiel à partir des données citées dans le tableau 5.8.

Authors	Reference(s)	Column diameter (m)	Column height (m) / static height (m)	Fluids	Gas injection	Measuring height	Typical bubble size	Coalescence	Regime	Local void fraction	Bubble size measurements	Local gas/bubble velocity
Chauhan H., Biller A. M. and Delmas H.	Int. J. Chemical Reactor Engineering, 2006 [41]	0.2	1.6m??	tip water / air	Sprayer consisting of two vent-rings with orifices 0.5mm or 1mm in diameter.	Selected data at $H/D=2.5$ and 5.75 , and in the batch mode.	Sauter mean diameter ranging from 4 to 10mm. The authors mention wide bubble size distributions but the standard deviation is not quantified.	Unclear. Coalescence may be present but no clear evidence. NB The bubbles detected at low altitude (0.5m) are larger than at higher altitude (0.65m) - see their Fig. 9 and 10, this may be due to break-up at injection.	Transition occurs over the interval $2 \leq Vig \leq 6$ cm/s for the injector with 1mm I.D. orifices, and over the interval 6 cm/s $\leq Vig \leq 16$ cm/s for the injector with 0.5mm I.D. orifices.	Optical probe	Mean Sauter diameter deduced from the most probable bubble velocity and from the mean detection frequency.	Double optical probe. Vertical distance between tips 1.7mm. Evaluation of the most probable bubble velocity.
Xue J., M. Al-Dabbas, M.P. Duhovic and R.F. Meade	AIChE J., 2008 [45]	0.165 m	2.5m 1.8m	tip water - air (atmospheric pressure)	Selected data with sparger $\phi=3.163$ mm and void fraction pattern = 10mm triangle pitch. Selected data at $H/D=1.1$ NB: Gas velocity and void fraction pattern are 0.5 m/s and 10 mm triangle pitch.	Mean bubble chord length between 5 and 6mm, standard deviation on the chord length from 6.5 to 10mm.	Significant coalescence. There is no data on the coalescence of the bubble sizes shown at fixed Vig. Yet, the mean bubble chord length increases from 2-3mm in the homogeneous regime ($Vig=2$ cm/s) to 6-10mm in the heterogeneous regime. There is also a significant increase in the chord standard deviation from ≈ 1 mm to 10mm as Vig increases. The bubble chord distribution remains the same for $Vig \geq 30$ cm/s, i.e. for pure homogeneous conditions.	Homogeneous regime for the data collected at Vig from 8 cm/s to 60 cm/s	Optical probe	Chords is detected by the multiple tips probe. (axial distance 2 mm, radial distance 0.6mm)	Four tips optical probe.	
Maximiano Rajimado P., Maximiano Rajimado P., Carrilho A., Barquenti D., Ferrer A., Augier F.	PhD thesis 2015 [28] Chem. Eng. Sci., 2010 [16]	0.15; 0.4; 1	1m; 3.2m; 5.7m	tip water / air (atmospheric conditions)	Perforated plates (see details in [13]) providing similar bubble size whatever Vig and/or the column diameter	Selected data at $H/D=2.5$	Sauter mean diameter ranging from 4.5mm to 6mm. NB the mean bubble size remains almost the same whatever the column diameter or Vig.	No or weak coalescence according to the axial scans except in the 2.5m column where the transition regime exists. Weak coalescence observed for Vig and where pure homogeneous flows are observed for Vig above ≈ 10 cm/s.	The homogeneous region ends at Vig ≈ 4 cm/s. Pure homogeneous regime observed for Vig above ≈ 14 cm/s except in the 2.5m column where the transition regime exists. Weak coalescence observed for Vig and where pure homogeneous flows are observed for Vig above ≈ 10 cm/s.	Single fiber optical probe	Direct imaging technique - Correlation Velocity deduced from the measuring time of an optical path using a single fiber optical probe	
Guan X. and Yang N.	Chemical Engineering Research and Design, 2017 [44]	0.15 m	1.6 m / fixed dynamic height = 1.4m	tip water / air	Perforated plate, 73 holes of 1.5 mm in diameter, distributed in a triangular pitch, with total free area of 0.73%	Selected data at $H/D=5.3$	In homogeneous conditions, the mean volume equivalent bubble diameter evolves from ≈ 4.5 mm to less than 6mm as Vig increases.	No or weak coalescence (see their fig.13).	Transition around 5 cm/s. Pure homogeneous regime	Dual tip conductivity probe	Reconstructed from the double phase dimension probe assuming a one-to-one relationship between O.D. size and eccentricity	Horizontal double conductivity probe. Distance between probe tips 1.5mm. Holder tube 4mm inner diameter.

Figure 5.8 – Liste des références et des conditions d'écoulement correspondantes exploitées pour extraire la vitesse du gaz et la fraction de vide locale mesurée sur l'axe de la colonne

5.3 Origine de la vitesse relative effective observée

5.3.1 Vitesse relative conditionnée par les structures

Les vitesses des bulles conditionnées aux structures gaz ont été présentées dans la section 4.4.3 (voir la figure 4.82). On a pu constater que les différentes vitesses conditionnées présentent des écarts de l'ordre d'une ou plusieurs vitesses terminales U_T entre elles en régime hétérogène. Les vitesses conditionnelles moyennes relatives aux vides, à la région intermédiaire et aux clusters diffèrent les unes des autres. De plus, elles augmentent toutes de façon monotone avec v_{sg} . La vitesse moyenne inconditionnelle du liquide est très proche de la vitesse moyenne de la bulle dans les régions vides. Ceci est attendu car les régions vides ne contribuent qu'à hauteur de 10% à la fraction de vide locale. Elles représentent donc en majorité la phase liquide. En conséquence, la différence entre la vitesse moyenne des bulles dans les clusters ou dans la région intermédiaire et la vitesse moyenne des bulles dans les vides représente une vitesse relative conditionnelle des bulles par rapport à la phase liquide. Comme on peut le voir sur la figure 5.9, ces deux différences de vitesse augmentent avec v_{sg} d'une manière similaire à la vitesse relative $v_G - v_L$ directement mesurée et présentée sur la figure 5.2. La vitesse relative par rapport au liquide des bulles incluses dans un cluster est de l'ordre de $3U_T$ en régime hétérogène. Dans les mêmes conditions, la vitesse relative des zones intermédiaires est de l'ordre de 0,3-0,4 m/s soit environ une à deux fois vitesse terminale U_T .

5.3.2 Loi d'échelle des vitesses relatives clusters et vides

Un équilibre inertie - flottabilité similaire à celui discuté dans la section 5.2 est maintenant appliqué à l'échelle d'une structure à méso-échelle immergée dans un mélange diphasique: la vitesse de cette structure à méso-échelle par rapport à l'écoulement moyen du mélange, notée $U_{structure}$ est égale à $(gL_{structure}\delta\rho/\rho)^{1/2}$. Ici, $L_{structure}$ est la taille de la structure et $\delta\rho$ est la différence entre la densité de la structure et celle de son environnement. Comme l'ont remarqué Cholehari et Arakeri [101] pour les écoulements turbulents pilotés par la flottabilité, la vitesse $(gL_{structure}\delta\rho/\rho)^{1/2}$ correspond à la vitesse de "chute libre" qu'une région cohérente de densité $\rho + \delta\rho$ s'enfonçant dans un milieu de densité ρ atteint après une distance L pour laquelle l'écoulement devient décorrélé. Dans nos colonnes à bulles, la densité des structures à méso-échelle est égale à $(1 - \alpha_{structure})\rho_L$ où $\alpha_{structure}$ désigne la fraction de vide moyennée à l'échelle de la structure méso-échelle. La densité moyenne du mélange s'écrit $(1 - \alpha_{moyen})\rho_L$. Par conséquent, $\delta\rho/\rho_L = [\alpha_{moyen} - \alpha_{structure}]$, ce qui signifie que la différence de densité est proportionnelle à la fraction de vide supérieure ou inférieure dans la structure par rapport à la fraction de vide moyenne dans le milieu environnant. Typiquement, les clusters (c'est-à-dire les

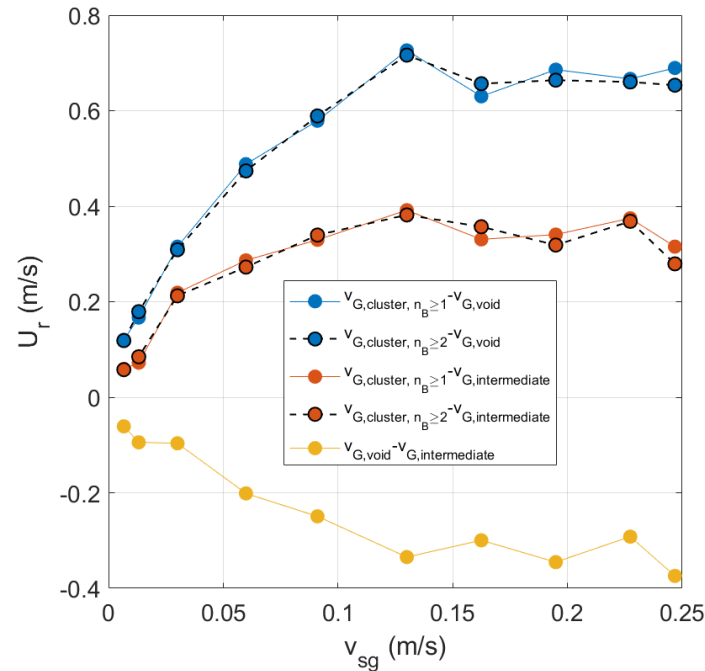


Figure 5.9 – Vitesses relatives conditionnées par les structures gaz.

zones dominées par le gaz) ont une vitesse relative dirigée vers le haut par rapport à l'écoulement moyen de l'ordre de :

$$U_{r,cluster} \approx gL_{cluster}[\alpha_{cluster} - \alpha_{moyen}]^{1/2}, \quad (5.12)$$

tandis que les zones de vides (c'est-à-dire les zones dominées par les liquides) auraient une vitesse relative dirigée vers le bas par rapport à l'écoulement moyen de l'ordre de :

$$U_{r,void} \approx gL_{void}[\alpha_{void} - \alpha_{moyen}]^{1/2}. \quad (5.13)$$

avec $\alpha_{moyen} = \alpha_0$. L'agitation v' résultant de ces structures à méso-échelle devrait donc être de l'ordre de $\max(U_{r,cluster}; U_{r,void})$. Notons que l'échelle proposée pour v' est valable aussi bien pour le liquide que pour le gaz, puisque les deux phases sont transportées dans les structures à méso-échelle.

Pour tester la validité de l'équation 5.12 et de l'équation 5.13, examinons d'abord les valeurs moyennes de $\langle L_{cluster}[\alpha_{cluster} - \alpha_0] \rangle$ et de $\langle L_{void}[\alpha_{void} - \alpha_0] \rangle$. Il se trouve que les longueurs et les concentrations sont plutôt bien décorréées dans les clusters comme dans les vides, de sorte que l'on peut écrire avec une très bonne approximation:

$$\langle L_{cluster}[\alpha_{cluster} - \alpha_0] \rangle = \langle L_{cluster} \rangle \langle [\alpha_{cluster} - \alpha_0] \rangle, \quad (5.14)$$

$$\langle L_{void}[\alpha_{void} - \alpha_0] \rangle = \langle L_{void} \rangle \langle [\alpha_{void} - \alpha_0] \rangle. \quad (5.15)$$

Nous avons vu que les tailles moyennes $\langle L_{cluster} \rangle$ et $\langle L_{void} \rangle$ ne changent pas dans le régime hétérogène, mais que la concentration dans les vides et dans une moindre mesure dans les clusters, change légèrement avec v_{sg} . Les produits $\langle L_{void} \rangle \langle [\alpha_{void} - \alpha_0] \rangle$ et $\langle L_{cluster} \rangle \langle [\alpha_{cluster} - \alpha_0] \rangle$ sont représentés en fonction de v_{sg} dans la figure 5.10: ils se trouvent être assez stables à grand v_{sg} .

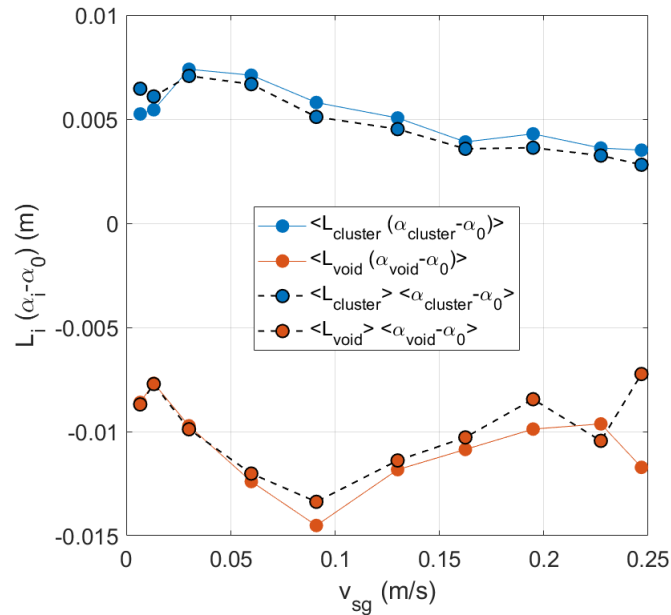


Figure 5.10 – Évolution avec v_{sg} des produits $\langle L_{cluster} \rangle \langle [\alpha_{cluster} - \alpha_0] \rangle$ et $\langle L_{void} \rangle \langle [\alpha_{void} - \alpha_0] \rangle$ avec v_{sg} . Mesures effectuées dans une colonne de $D=0,4$ m, sur l'axe de la colonne à $H/D=3,625$.

Les vitesses relatives résultantes selon l'équation 5.12 et l'équation 5.13 sont tracées en fonction de v_{sg} sur la figure 5.11: les valeurs absolues sont tracées ici mais notons que la vitesse relative par rapport au mélange est positive pour les clusters et négative pour les régions vides. Nous indiquons également la vitesse relative réelle mesurée $v_G - v_L$. Conformément aux comportements de $\langle L_{cluster} \rangle \langle [\alpha_{cluster} - \alpha_0] \rangle$ et de $\langle L_{void} \rangle \langle [\alpha_{void} - \alpha_0] \rangle$, $U_{r,cluster}$ et $U_{r,void}$ se stabilisent à des valeurs constantes pour v_{sg} supérieur à ≈ 15 cm/s. De plus, dans le régime hétérogène, la valeur de $U_{r,cluster}$ est de 0,20 m/s alors que celle de $U_{r,void}$ est de -0,33 m/s.

Nous pouvons aller plus loin en évaluant la vitesse relative des clusters par rapport aux zones de vides. On a pu constater que sur l'axe de la colonne, la vitesse moyenne des bulles conditionnée aux zones de vides est similaire à la vitesse moyenne du liquide (voir 4.82). On peut donc considérer la vitesse relative des clusters par rapport aux zones de vides comme la vitesse relative des clusters par rapport au liquide. On a donc:

$$U_{r,cluster|liquid} = U_{r,cluster} - U_{r,void}. \quad (5.16)$$

Comme on peut le voir sur la figure 5.11, $U_{r,cluster|liquid}$ est de l'ordre de 0,5 m/s en régime hétérogène: cela correspond à la valeur de la vitesse relative moyenne entre les bulles et le liquide (voir la figure 5.11) dans les mêmes conditions. Cette observation confirme notre hypothèse initiale selon laquelle la vitesse relative dans ces écoulements de bulles dirigés par la flottabilité est contrôlée par la dynamique des structures à méso-échelle.

Avant de poursuivre notre analyse de la vitesse relative, un commentaire mérite d'être fait concernant les données extraites dans le régime homogène. Bien que les vitesses relatives soient également estimées en régime homogène, il est difficile d'interpréter ces données dans ce régime car elles proviennent d'une répartition quelque peu artificielle des bulles en trois populations. En effet, ces dernières sont basées sur des distributions quasi-aléatoires de cellules de Voronoï, sur lesquelles nous appliquons les seuils sur la durée des cellules de Voronoï qui ont été identifiés dans le régime hétérogène pour lequel la présence de clustering a été indiscutablement démontrée (voir la section 4.4.3). La même remarque vaut pour les caractéristiques des clusters et des vides dans le régime homogène.

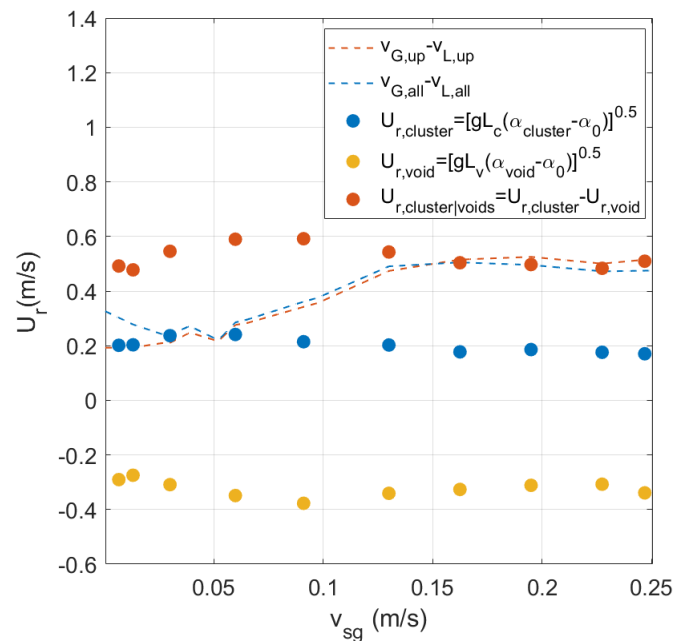


Figure 5.11 – Lois d'échelles des vitesses relatives conditionnées aux structures gazeuses. La vitesse relative $v_G - v_L$ en fonction de v_{sg} est présentée à titre de comparaison.

Nous pouvons aller plus loin qualitativement en exprimant la vitesse relative $U_{r,cluster|liquid}$ en fonction de $(gD\alpha_0)^{1/2}$. Pour cela, nous exprimons les tailles des structures méso-échelles en fonction du diamètre D de la colonne, la différence $[\alpha_{structure} - \alpha_0]$ en fonction de α_0 et les vitesses relatives des bulles conditionnées aux structures par rapport à l'écoulement moyen qui sont obtenus en régime hétérogène "pur" (on considèrera $v_{sg} \geq 13$ cm/s) en fonction de $(gD\alpha_0)^{1/2}$. Ces derniers sont recensés dans le tableau 5.1 où la vitesse relative des bulles condi-

tionnées aux zones intermédiaire par rapport à l'écoulement moyen s'exprime:

$$U_{r,intermediate} \approx gL_{intermediate}[\alpha_{intermediate} - \alpha_{moyen}]^{1/2}, \quad (5.17)$$

avec $L_{intermediate}$ et $\alpha_{intermediate}$ étant respectivement la taille et la concentration en gaz des zones intermédiaires. On peut donc exprimer $U_{r,cluster|liquid}$ par:

$$U_{r,cluster|liquid} = U_{r,cluster(n_B \geq 2)} - U_{r,void} \approx 0,44(gD\alpha_0)^{1/2}. \quad (5.18)$$

Notons que ce résultat est très similaire à celui obtenu pour $U_{r,bubbles|liquid}$

Table 5.1 – Caractéristiques moyennes des structures à méso-échelle et pré-facteurs correspondants pour la vitesse relative des bulles dans les structures à méso-échelle par rapport au mélange lorsqu'elles sont mises à l'échelle par $(gD\alpha_0)^{1/2}$ selon l'équilibre inertie-flottabilité. D'après des mesures effectuées dans une colonne de $D=0.4m$, sur l'axe de la colonne et à $H/D=3,625$.

	Clusters $n_B \geq 2$	Intermediaire	Vides
$\langle L_{structure} \rangle$	0,021m	0,061 m	0,076 m
$\langle L_{structure} \rangle$	0,053 D	0,15 D	0,189 D
$[\alpha_{structure} - \alpha_0]$	$0,5\alpha_0$	$0,095\alpha_0$	$-0,4\alpha_0$
$U_{r,structure}/(gD\alpha_0)^{1/2}$	0,16	0,12	-0,28

Comme nous connaissons la proportion de bulles dans les structures à méso-échelle $N_{structure}$, nous pouvons essayer de récupérer la vitesse relative inconditionnelle des bulles à partir des vitesses relatives conditionnelles des bulles par rapport au mélange. On a donc:

$$U_{r,bubbles|liquid} = N_{cluster}[v_{G,cluster} - v_L] + N_{intermediate}[v_{G,intermediate} - v_L] + N_{void}[v_{G,void} - v_L] \quad (5.19)$$

Si on considère $[v_{G,cluster} - v_L] = [v_{G,structure} - v_{mixture} + v_{mixture} - v_L]$ et $U_{r,structure} = [v_{G,structure} - v_{mixture}]$, on a:

$$U_{r,bubbles|liquid} = N_{cluster}U_{r,cluster} + N_{intermediate}U_{r,intermediate} + N_{void}U_{r,void} + [v_{mixture} - v_L] \quad (5.20)$$

En considérant les proportions de bulles dans chaque structure quand on considère que $n_B \geq 2$, $N_{cluster}=0,11$, $N_{intermediate}=0,82$ et $N_{void}=0,07$) on obtient:

$$U_{r,bubbles|liquid} = 0,13(gD\alpha_0)^{1/2} + [v_{mixture} - v_L] \quad (5.21)$$

Nous devons maintenant estimer le second terme du côté droit de l'équation 5.21 qui représente la vitesse de glissement entre le mélange et le liquide. Comme nous ne connaissons pas la fraction liquide dans chaque structure, nous ne pouvons pas l'évaluer à partir de mesures conditionnelles. Cependant, $v_{mixture}$ est le flux volumétrique du mélange, c'est-à-dire la vitesse du

centre du volume des deux phases (Ishii [105]). Donc, à partir de mesures inconditionnelles des vitesses phasiques, $v_{mixture} = (1 - \alpha_0)v_L + \alpha_0v_G$, on a:

$$[v_{mixture} - v_L] = \alpha_0(v_G - v_L) = \alpha_0 U_{r,bubbles|liquid}. \quad (5.22)$$

l'équation 5.21 devient:

$$U_{r,bubbles|liquid} = [0,13/(1 - \alpha_0)](gD\alpha)^{1/2}. \quad (5.23)$$

Comme la fraction de vide moyenne dans le régime hétérogène varie de 20 à 37% dans les conditions expérimentales que nous avons considérées, le préfacteur $[0,13/(1 - \alpha_0)]$ évolue de 0,17 à 0,21. Ainsi, avec ce raisonnement, on récupère 40% à 52% de la valeur de la vitesse relative moyenne inconditionnelle des bulles par rapport au liquide. En raison du nombre de variables impliquées dans cette analyse, et en raison du nombre de techniques de mesure exploitées, l'accord semble raisonnable. Nous concluons donc que les grandeurs proposées dans les équations 5.12 et 5.13 pour la vitesse relative des structures méso-échelle par rapport au mélange sont pertinentes, et que la dynamique des structures méso-échelle est bien pilotée par l'équilibre inertie-flottabilité. De plus, l'accord raisonnable entre les mesures inconditionnelles et conditionnelles, et les arguments développés ci-dessus démontrent indiscutablement que l'origine de l'augmentation de la vitesse relative de la bulle au-dessus de sa vitesse terminale réside dans les structures de méso-échelle présentes dans le régime hétérogène. Dans ce processus, toutes les régions apportent une contribution significative à la vitesse relative des bulles: les régions intermédiaires comptent plus que les clusters car elles ont une dynamique comparable (voir les préfacteurs du tableau 5.1) mais elles accueillent beaucoup plus de bulles que les clusters. Les régions vides "coulent" dans le mélange, et bien qu'elles ne portent pas beaucoup de bulles, elles contribuent à augmenter la vitesse relative par rapport au liquide de toutes les bulles présentes dans les clusters et dans la région intermédiaire.

5.3.3 Structure Liquide/Gaz

L'extraction des données des phases liquide et gaz nous a permis de déterminer les tailles caractéristiques des structures liquides et gaz observées au sein de la colonne. Nous avons pu constater que les tailles des structures liquides et des zones vides en bulles déterminées à l'aide de la tessellation de Voronoï sont du même ordre. En effet, les structures liquides présentent une taille moyenne de l'ordre de 10-15 cm lorsque les zones de vides sont de l'ordre de 7- 8 cm. Soulignons toutefois que cette tendance a été observée uniquement dans une colonne à bulles de diamètre $D=0,4$ m. Des mesures issues de différentes tailles de colonnes à bulles sont nécessaires à la confirmation ou non de la tendance observée.

On propose malgré tout un schéma de l'organisation spatiale des phases dans le régime hétérogène à partir des résultats disponibles: les bulles s'accumuleraient dans des bandes étroites se trouvant entre des structures tourbillonnaires à grande échelle (de l'ordre de $0,1$ à $0,5D$). Ces régions, qui engloberaient des amas de quelques bulles, prendraient une forme d'une "bande sinueuse". Ces organisations spatiales non-uniformes pourraient influencer fortement la dynamique des bulles au sein de la colonne.

Nous aurions pu aussi considérer que les bulles se regroupent en amas "compacts de bulles" présentant un grand nombre d'éléments en son sein. Mais les résultats obtenus dans la section 4.4.3 et la proposition qui suit contredisent cette possibilité. En effet, les bulles à haut nombre de Reynolds particulière considérées ici sont dans un régime de coefficient de traînée constant. Si l'on considère un assemblage compact, proche de la sphère, de N bulles, la dynamique de cet ensemble serait également régie par un coefficient de traînée constant, et sa vitesse relative serait égale à $N^{1/6}U_T$. Par conséquent, les vitesses relatives allant de $2U_T$ jusqu'à $2,5U_T$ que nous avons mesurées en conditions hétérogènes seraient retrouvées avec $N=64$ pour $2U_T$, ou avec $N=244$ pour $2,5U_T$: ces chiffres sont 10 à 50 fois plus grands que le nombre moyen de bulles présentes dans les clusters que nous avons détectés. Clairement, l'existence d'assemblages compacts de bulles ne correspond pas aux observations. La question est maintenant de savoir comment de fines "bandes sinueuses" englobant les bulles peuvent induire une telle augmentation de la vitesse relative des bulles.

Les bulles étant principalement situées entre les tourbillons, un mécanisme de "voie rapide" ("fast track") similaire à celui observé dans un écoulement turbulent chargé de particules inertes (Monchaux et al. [96], Wang et al. [106], Aliseda et al. [107]) pourrait avoir lieu. Les bulles seraient canalisées entre les tourbillons, et prendraient préférentiellement le côté des tourbillons ayant un mouvement ascendant (choisir le côté descendant induirait une vitesse relative locale beaucoup plus grande et donc une traînée beaucoup plus grande). Ainsi, la vitesse verticale de la bulle est plus rapide et dirigée vers le haut. Cette image est cohérente avec les mesures de vitesse conditionnelle qui ont été présentées et discutées ci-dessus. Elle fournit également un contexte physique au coefficient de foisonnement qui est actuellement introduit dans les simulations pour forcer la traînée sur une bulle à diminuer avec la fraction de vide locale. Le mécanisme "fast-track" se caractérise par une différence entre la vitesse relative liquide-gaz $U_{r,bubbles|liquid}$ et la vitesse terminale U_T proportionnelle à la fluctuation de la vitesse liquide v'_L . Si on considère l'échelle de la fluctuation liquide $v'_L \approx 0,22(gD\alpha_0)^{1/2}$ et l'échelle de la vitesse relative $U_{r,bubbles|liquid} \approx 0,41(gD\alpha_0)^{1/2}$ que nous avons obtenues en régime hétérogène dans la section 5.2, on constate que v'_L et $U_{r,bubbles|liquid}$ demeurent proportionnels quelque soit α_0 . Ce résultat est consistant avec le mécanisme "fast-track" décrit précédemment.

La question laissée ouverte à ce stade est de savoir pourquoi les bulles restent (en moyenne) accumulées et coincées entre des structures liquides à grande échelle. Il s'agit d'une organisation contre-intuitive si l'on pense aux bulles interagissant avec les tourbillons turbulents, car ces

dernières seront préférentiellement piégées dans les zones de basse pression, c'est-à-dire au cœur des tourbillons. Nous pensons que la situation dans les colonnes à bulles n'est pas la même que dans les écoulements dirigés par un gradient de pression externe, comme dans un écoulement en tuyau. Nous avons montré que, dans le régime hétérogène, la flottabilité est la source du mouvement moyen et des fluctuations de vitesse par le biais des gradients de densité internes. Dans de tels écoulements, l'accumulation ou la raréfaction des bulles ne sont pas gouvernés par des bulles indépendantes interagissant avec les tourbillons, mais par une dynamique collective. C'est pourquoi, une fois formés, les (minces) amas de bulles ainsi que les régions vides persistent pendant un certain temps suffisamment long par rapport au temps de transit du mélange du bas vers le haut de la colonne de bulles. En d'autres termes, pour les conditions d'écoulement que nous avons analysées, il n'y a pas assez de temps disponible pour que les bulles soient dispersées de manière significative ou pour qu'elles diffusent en dehors des régions denses. Le scénario proposé mérite d'être testé plus tard à l'aide d'expériences et/ou de simulations numériques directes. De plus, on s'attend à ce que ce scénario soit modifié ou change en considérant différentes conditions, notamment en termes de propriétés physiques des fluides, ou d'efficacité de coalescence...

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons cherché à estimer la loi d'échelle régissant les vitesses liquide et gaz au sein des colonnes. Nous avons montré que $(gD\alpha)^{1/2}$ est une échelle de vitesse pertinente pour le liquide et le gaz.

La structuration de l'écoulement au sein de la colonne est bien à l'origine du coefficient de foisonnement utilisé pour représenter la vitesse relative effective des bulles en régime hétérogène. Les structures méso-échelles jouent un rôle prépondérant dans la production de la vitesse relative entre la phase gazeuse et la phase liquide.

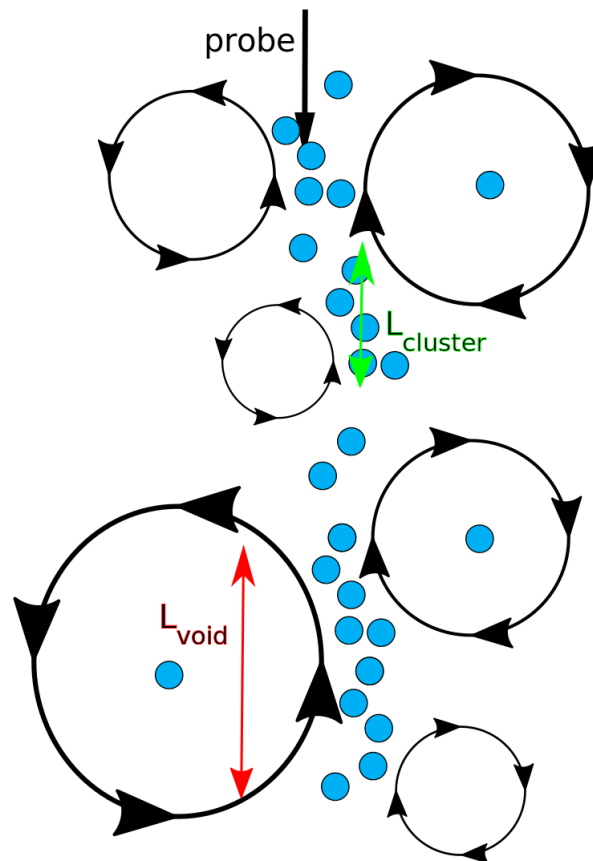


Figure 5.12 – Tentative de représentation de l'organisation structurelle de l'écoulement au sein de la colonne. Les cercles fléchés représentent des tourbillons qui entraînent les bulles lors de leurs ascensions

Conclusion and perspectives

6.1 Conclusion

Malgré une utilisation très répandue des colonnes à bulles dans l'industrie, notre compréhension de l'hydrodynamique au sein de celles-ci est encore imparfaite. Bien que des tentatives aient pu aboutir à une estimation correcte des phénomènes hydrodynamiques en régime homogène, il n'existe à ce jour aucun modèle physique décrivant de manière fiable les interactions entre les phases gazeuse et liquide en régime hétérogène. De ce fait, l'exploitation de ces réacteurs de type colonne à bulles reste basée sur une approche semi-empirique.

L'extraction de données en régime hétérogène est rendue difficile de par le caractère chaotique des écoulements et de par les limites de nombreuses techniques de mesures dans ces conditions. Dans ce contexte, la caractérisation des phénomènes hydrodynamiques est ardue en raison du manque de données exploitables. Cette méconnaissance se traduit par un grand nombre de corrélations pouvant mettre en relation une dizaine de paramètres. Elle se traduit aussi en simulation numérique des colonnes à bulles où des ajustements ad-hoc sont nécessaires afin de coller à la réalité.

Malgré tout, des avancées notables ont été effectuées récemment par Forret et al. [10, 21, 71] et Raimundo et al. [20, 22, 23] grâce à des expériences contrôlées menées sur une large gamme de colonnes à bulles: les essais ont été effectués dans un système eau-air à pression et température ambiante où la transition entre le régime homogène et hétérogène s'effectuait sans coalescence. De plus, toutes les mesures ont été effectuées dans la zone d'écoulement quasi-établi.

Leur configuration a servi de point de départ à notre stratégie expérimentale. L'objectif de cette thèse était d'améliorer notre compréhension des phénomènes hydrodynamique en:

- obtenant des données fiables de vitesses liquide et gaz obtenues dans des conditions contrôlées, et en particulier sans coalescence,
- déterminant les lois d'échelles qui régissent les écoulements présents en régime hétérogène,
- déterminant les échelles spatiales et temporelles des structures liquides et gaz,
- déterminant l'origine des vitesses relatives observées au sein de la colonne.

Un dispositif expérimental contrôlé a été mis en place afin de répondre à ces objectifs. Pour cela, nous avons utilisé une colonne à bulles de diamètre $D=0,4\text{m}$. La qualité de l'eau et le système d'injection ont permis d'obtenir une transition sans coalescence. Les mesures ont été effectuées dans la zone d'écoulement quasi-établi que nous avons préalablement déterminée.

Des sondes optiques et des tubes de Pavlov ont été utilisés afin d'extraire des informations sur les phases gazeuse et liquide.

La mesure de vitesse liquide à l'aide des tubes Pavlov s'est révélée ardue malgré leur apparente facilité d'utilisation. Des précautions ont été prises lors de chaque mesure de vitesse liquide: un protocole a été mis en place afin de rendre reproductible la mesure et un travail sur l'amélioration de l'acquisition et du post-traitement a été entrepris. Ces efforts ont permis d'améliorer drastiquement la qualité des mesures de vitesses liquides à l'aide des tubes de Pavlov.

Voici les principaux résultats :

- Les moyennes et les fluctuations de vitesses liquides qui se sont avérées comparables à ce qui est proposé dans la littérature.
- L'autosimilarité des profils de vitesse liquide a été confirmée,
- Les débits liquides que nous avons mesurés suivent la loi en $D^2(gD)^{1/2}$ proposée par Raimundo et al. [23]. On a donc obtenu des débits liquides similaires dans le même type de colonne.
- La turbulence au sein de la colonne à bulles a été caractérisée. Elle se révèle être de l'ordre de 40% en régime hétérogène,
- La caractérisation de la turbulence a permis d'estimer les échelles intégrales spatiales et temporelles: la taille maximale de ces structures observée au sein de notre colonne à bulles est de l'ordre du rayon de celle-ci.
- Les spectres des signaux semblent suivre une loi de puissance en -3 en régime hétérogène.

Une nouvelle sonde optique Doppler produite par A2PS a été utilisée dans le but d'acquérir des informations sur les bulles. Elle combine une détection efficace des inclusions de gaz impactant l'extrémité de la sonde avec une mesure fiable de leur vitesse à partir du signal Doppler formé par une interface en approche. En collaboration avec A2PS, nous avons participé à l'amélioration de l'acquisition et du post-traitement des signaux de bulles. Nous avons aussi conduit de nombreux tests dans des conditions contrôlées en régime hétérogène. Ce travail a abouti à la proposition de critères de traitement du signal optimisés et in fine validés lors de tests préliminaires de la sonde au sein d'un écoulement à bulles. Ainsi, nous avons pu réduire l'occurrence d'évènements non physiques tels que des survitesses ainsi que des cordes anormalement grandes que l'on observe avec les sondes optiques conique classiques. La sonde M2 est donc capable de fournir des

mesures réalistes de la vitesse et de la corde d'une bulle dans des écoulements à bulles chaotiques.

Les profils de vitesses moyennes nettes gaz que nous avons obtenus sont comparables aux rares profils de vitesses proposées dans la littérature. Nos données ont permis d'établir de nouvelles relations faisant intervenir les vitesses de bulles et la vitesse superficielle du gaz.

Dans un écoulement piloté par la flottabilité, $(gD\alpha)^{1/2}$ s'avère être une échelle pertinente de la vitesse liquide et gaz. Nous avons montré que les méso-structures jouent rôle important dans la dynamique des écoulements et dans la production de vitesse relative entre la phase liquide et la phase gazeuse. Un mécanisme a été proposé pour rendre compte de l'accroissement de la vitesse relative en condition hétérogène.

6.2 Perspectives

Voici les points sur lesquels ont devraient se concentrer dans le futur:

- Obtenir des données fiables dans des colonnes de dimensions différentes afin tester notamment la loi d'échelle $(gD\alpha)^{1/2}$ et tester la dépendance de la vitesse relative au diamètre de la colonne,
- Se concentrer aussi sur la zone proche des bords. Mesurer les vitesses liquides et gaz dans cette zone permettrait de mieux estimer les proportions de liquide et gaz entraînés et réinjectés par la recirculation,
- Estimer la fraction de vide pour différentes colonnes à bulles à partir de la fraction du débit gaz β et des mesures de vitesses liquide et gaz (Prédiction $\alpha - \beta$ en cours de développement).
- Refaire les expériences en présence de la coalescence et déterminer l'impact qu'elle peut avoir sur nos observations,
- Identifier l'impact du diamètre de la colonne sur les caractéristiques des structures méso-échelles et sur les échelles turbulentes relatives au liquide.

Résumé — Cette thèse porte sur l'hydrodynamique d'une colonne à bulles, dispositif dans lequel une phase gazeuse est injectée au bas d'un cylindre rempli d'une phase liquide initialement au repos. Malgré une utilisation répandue dans l'industrie, l'hydrodynamique des colonnes à bulles reste mal connue notamment en régime hétérogène, et le dimensionnement de ces réacteurs repose encore principalement sur une approche semi-empirique. Par ailleurs, l'acquisition de données expérimentales solides en régime hétérogène est rendue difficile par le caractère chaotique des écoulements et par les limites des techniques de mesure disponibles. Dans ce contexte, l'objectif de cette thèse était d'améliorer la compréhension de l'hydrodynamique des colonnes à bulles en régime hétérogène: 1- en acquérant des données fiables sur les vitesses du liquide et du gaz en conditions contrôlées, 2- en identifiant les lois d'échelle pilotant ces écoulements, 3-en caractérisant les structures apparaissant au sein du mélange et 4- en reliant ces structures aux vitesses relatives apparentes observées en régime hétérogène, vitesses qui excèdent largement la vitesse terminale des bulles. Pour cela, une colonne de diamètre $D=0.4\text{m}$ fonctionnant avec de l'air et de l'eau du réseau a été exploitée pour des vitesses superficielles de gaz allant jusqu'à 25cm/s , soit un taux de vide sur l'axe de 36% . En terme de techniques de mesure, un protocole a été développé pour améliorer la qualité et la reproductibilité des mesures de vitesse liquide à l'aide de tubes de Pavlov. Une nouvelle sonde optique produite par la société A2PS a été développée et exploitée pour acquérir des informations sur les bulles. Cette sonde combine une détection efficace des inclusions de gaz impactant la pointe de la fibre avec une mesure absolue de vitesse à partir du signal Doppler formé par une interface en approche. L'analyse de la réponse de ce capteur a démontré sa forte sensibilité aux conditions d'impact : in fine, cette sonde Doppler donne accès à la vitesse de translation des bulles avec une incertitude de moins de 14% . La campagne de mesure menée sur la colonne a permis de confirmer la présence d'une zone d'écoulement quasi-établi en régime hétérogène. Dans cette zone, nous avons montré que le taux de vide croît linéairement avec la hauteur au dessus de l'injection, et que les profils de vitesse moyenne de bulle rapportée à la valeur sur l'axe sont auto-similaires, comme cela a été observé pour la vitesse liquide. En outre, le niveau de fluctuation V'_L/V_L de la phase liquide tend vers $0,36$ à forte vitesse superficielle de gaz. Cet état hétérogène asymptotique est aussi observé sur les vitesses de bulles, avec un rapport V'_G/V_G tendant vers $0,52$. En exploitant le signal temporel de vitesse et l'hypothèse de Taylor, la longueur intégrale de la turbulence dans la phase liquide s'avère être de l'ordre du diamètre de la colonne. Nous avons pu mesurer directement la vitesse relative entre bulles et phase liquide. Dans la zone quasi-établie, la vitesse relative est de l'ordre de la vitesse terminale des bulles en régime homogène. Elle croît en régime hétérogène pour atteindre plus de $2,5$ fois la vitesse terminale. Il n'a pas été possible de déterminer si la vitesse relative croît continûment avec la vitesse superficielle gaz v_{sg} ou bien si elle sature à une valeur fixe. Nous avons proposé un équilibre flottabilité-inertie pour caractériser la dynamique en régime hétérogène, ce qui conduit à une échelle de vitesse en $(gD\alpha)^{1/2}$ où α désigne le taux de vide. Cette échelle s'avère pertinente pour les vitesses des deux phases, et ce aussi bien pour la valeur moyenne que pour l'écart-type. Nous avons aussi confirmé que le débit liquide ascendant net traversant

de bas en haut le centre de la colonne croit comme $(gD)^{1/2}D^2$, indépendamment de la vitesse superficielle gaz. L'analyse par tessellation de Voronoï à une dimension du signal délivré par la sonde Doppler a confirmé un changement de structure à la transition homogène/hétérogène. En régime hétérogène, l'écoulement s'organise en zones à fort taux de vide (zones denses en gaz ou clusters), en zones à faible taux de vide (zones vides de bulles, essentiellement liquides) et en zones à concentration intermédiaire entre ces extrêmes. Ces structures méso-échelle ont été caractérisées en termes de dimension et de concentration. En particulier, la concentration des zones denses sature à ≈ 0.5 à grand v_{sg} alors que les autres zones croissent de façon monotone avec v_{sg} . L'allègement associé aux zones denses en bulles favorise le transport vers le haut de la phase gaz. De même, la présence de zones de vide, plus denses que le milieu environnant moyen, favorise le transport vers le bas de la phase liquide. Ces processus sont à l'origine de l'augmentation de la vitesse relative apparente observée en régime hétérogène. Nous avons d'ailleurs directement confirmé leur action par des mesures de vitesses de bulles conditionnées à la concentration locale. Nous avons aussi, à l'aide d'arguments fondés sur l'équilibre flottabilité-inertie déployés à l'échelle des structures méso-échelles, montré que l'on retrouve la vitesse relative inconditionnelle connaissant les tailles et les concentrations moyennes de ces structures ainsi que la répartition des bulles entre elles. Ces structures à méso-échelle pilotent donc l'accroissement de vitesse relative. En terme de mécanisme, les clusters détectés comportent un faible nombre de bulles, et s'apparentent à des nappes fines plutôt qu'à des amas compacts. Du fait d'effets collectifs, ces nappes sont préférentiellement localisées sur le pourtour des zones de vides, structures tourbillonnaires liquides dont l'échelle est plus grande, de l'ordre du diamètre de la colonne. Les bulles sélectionnant préférentiellement le côté ascendant des tourbillons, un mécanisme de type « fast-track » pourrait expliquer l'augmentation de la vitesse relative entre les phases en condition hétérogène. Ces structures à méso-échelle et les processus collectifs associés sont donc à l'origine du coefficient de foisonnement qui est couramment introduit dans les simulations pour représenter l'échange de quantité de mouvement entre phases en régime hétérogène. Ces méso-structures formées en régime hétérogène jouent rôle clef dans la dynamique des écoulements à bulles pilotés par la gravité en l'absence de coalescence. En termes de perspectives, il serait intéressant d'analyser le devenir de ces processus en présence de coalescence.

Abstract —

This thesis focuses on the hydrodynamics of a bubble column, a device in which a gas phase is injected at the bottom of a cylinder filled with a liquid phase initially at rest. Despite its widespread use in industry, the hydrodynamics of bubble columns remains poorly understood, especially in the heterogeneous regime, and the dimensioning of these reactors is still mainly based on a semi-empirical approach. Moreover, the acquisition of solid experimental data in heterogeneous regime is made difficult by the chaotic character of the flows and by the limits of the available measurement techniques. In this context, the objective of this thesis was to improve the understanding of the hydrodynamics of bubble columns in heterogeneous regime: 1- by acquir-

ing reliable data on liquid and gas velocities under controlled conditions, 2- by identifying the scaling laws driving these flows, 3- by characterizing the structures appearing within the mixture and 4- by linking these structures to the apparent relative velocities observed in heterogeneous regime, velocities which largely exceed the terminal velocity of bubbles. For this purpose, a column of diameter $D=0.4\text{m}$ operating with air and water from the network was operated for gas surface velocities up to 25 cm/s , i.e. an on-axis void fraction of 36% . The experimental conditions were carefully controlled. On the one hand, the initial water height was chosen to be sufficiently large ($5.05 D$) so that local measurements would not depend on this choice. On the other hand, the average equivalent diameter of the bubbles remained constant, equal to $7\text{ mm}\pm 6\%$, over the entire range explored, implying negligible coalescence: the generated bubbles thus all belong to the same regime with high particle Reynolds number (≈ 1500). In terms of measurement techniques, a protocol was developed to improve the quality and reproducibility of liquid velocity measurements using Pavlov tubes. A new optical probe produced by the A2PS company has been developed and used to acquire information on bubbles. This probe combines an efficient detection of gas inclusions impacting the fiber tip with an absolute velocity measurement from the Doppler signal formed by an approaching interface. The analysis of the response of this sensor has demonstrated its high sensitivity to the impact conditions: in fine, this Doppler probe gives access to the translation velocity of the bubbles with an uncertainty of less than 14% . A good agreement was also obtained on the average size measurements compared to alternative techniques. The measurement campaign conducted on the column confirmed the presence of a zone of quasi-established flow in the heterogeneous regime. In this zone, we have shown that the void fraction increases linearly with the height above the injection, and that the mean bubble velocity profiles related to the on-axis value are self-similar, as observed for the liquid velocity. Furthermore, the fluctuation level V'_L/V_L of the liquid phase tends to 0.36 at high gas surface velocity. This asymptotic heterogeneous state is also observed on the bubble velocities, with a ratio V'_G/V_G tending towards 0.52 . By exploiting the temporal velocity signal and the Taylor hypothesis, the integral length of the turbulence in the liquid phase is found to be of the order of the column diameter. We were able to directly measure the relative velocity between bubbles and liquid phase. In the quasi-established zone, the relative velocity is about the terminal velocity of the bubbles in homogeneous regime. It increases in heterogeneous regime to reach more than 2.5 times the terminal velocity. It was not possible to determine if the relative velocity grows continuously with the gas surface velocity v_{sg} or if it saturates at a fixed value. We proposed a buoyancy-inertia balance to characterize the dynamics in heterogeneous regime, which leads to a velocity scale in $(gD\alpha)^{1/2}$ where α designates the void fraction. This scale proves to be relevant for the velocities of both phases, both for the mean value and for the standard deviation. We also confirmed that the net upward liquid flow through the center of the column grows as $(gD)^{1/2}D^2$, independently of the gas surface velocity. The one-dimensional Voronoi tessellation analysis of the Doppler probe signal confirmed a structural change at the homogeneous/heterogeneous transition. In the heterogeneous regime, the flow is organized into high-vacancy zones (gas-dense zones or clusters), low-vacancy zones (zones empty of bubbles, mostly liquids) and zones with intermediate

concentration between these extremes. These mesoscale structures have been characterized in terms of size and concentration. In particular, the concentration of dense zones saturates at ≈ 0.5 to large v_{sg} while the other zones grow monotonically with v_{sg} . The lightering associated with the bubble-dense zones favors upward transport of the gas phase. Similarly, the presence of void zones, denser than the average surrounding medium, favors downward transport of the liquid phase. These processes are at the origin of the increase of the apparent relative velocity observed in the heterogeneous regime. We have directly confirmed their action by measurements of bubble velocities conditioned on the local concentration. We have also shown, using arguments based on the buoyancy-inertia equilibrium deployed at the scale of mesoscale structures, that the unconditional relative velocity is found knowing the average sizes and concentrations of these structures as well as the distribution of bubbles between them. These mesoscale structures thus drive the relative velocity increase. In terms of mechanism, the detected clusters have a low number of bubbles, and look like thin sheets rather than compact clusters. Due to collective effects, these sheets are preferentially located on the periphery of void zones, liquid vortex structures whose scale is larger, of the order of the column diameter. As the bubbles preferentially select the upward side of the vortices, a "fast-track" mechanism could explain the increase of the relative velocity between the phases in heterogeneous conditions. These mesoscale structures and the associated collective processes are therefore at the origin of the expansion coefficient which is commonly introduced in simulations to represent the exchange of momentum between phases in the heterogeneous regime. These meso-structures formed in heterogeneous regime play a key role in the dynamics of gravity-driven bubble flows in the absence of coalescence. In terms of perspectives, it would be interesting to analyze the fate of these processes in the presence of coalescence.