



Titre: Forces fluctuantes générées par un écoulement diphasique interne :
Title: mécanisme et modélisation.

Auteur: Mathieu Giraudeau
Author:

Date: 2011

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Giraudeau, M. (2011). Forces fluctuantes générées par un écoulement diphasique
Citation: interne : mécanisme et modélisation. [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique
de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/697/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/697/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Michel Pettigrew, & Njuki W. Mureithi
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

FORCES FLUCTUANTES GÉNÉRÉES PAR UN ÉCOULEMENT
DIPHASIQUE INTERNE : MÉCANISME ET MODÉLISATION

MATHIEU GIRAUDEAU

DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)

DÉCEMBRE 2011

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

FORCES FLUCTUANTES GÉNÉRÉES PAR UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE INTERNE :
MÉCANISME ET MODÉLISATION

présenté par : GIRAUDEAU Mathieu

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. LAKIS Aouni A., Ph. D., président

M. PETTIGREW Michel, post. grad. Dipl., membre et directeur de recherche

M. MUREITHI Njuki, Ph. D., membre et codirecteur de recherche

M. TAPUCU Altan, D. Sc. A., membre

REMERCIEMENTS

Ce mémoire est l'aboutissement d'un peu moins de deux ans de travaux au sein de la Chaire industrielle de recherche BWC/EACL/CRSNG en Interaction Fluide-Structure de l'École Polytechnique de Montréal.

Je tiens donc avant tout à remercier Michel Pettigrew et Njuki Mureithi, mes directeurs de recherche qui m'ont guidé tout au long de mon projet et m'ont apporté toute l'aide dont j'ai eu besoin.

Je remercie également Cédric Béguin et Hubert Senez pour leurs précieux conseils et pour tout le temps qu'ils m'ont volontiers accordé.

Je tiens aussi à remercier Thierry Lafrance et Bénédicte Besner pour leur disponibilité et leur grande expérience du point de vue technique, ainsi que Xavier Ingreneau et Kamal Yassin, stagiaires au sein de la Chaire.

D'une manière générale, merci au personnel et à tous les étudiants de la Chaire qui ont su entretenir une bonne ambiance au sein du laboratoire.

Finalement, je remercie l'équipe de recherche de l'EACL de Chalk River pour leurs précieux conseils, ainsi que le Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada pour son soutien financier au cours de ce travail.

RÉSUMÉ

D'une manière générale, les écoulements diphasiques se divisent en trois sous catégories de mélanges diphasiques. Ces derniers peuvent être constitués de deux liquides non-miscibles, d'un même fluide dans deux états différents, ou de deux fluides différents dont l'un est sous forme liquide et l'autre sous forme gazeuse. Lors de l'écoulement d'un tel mélange, la variation de la masse volumique qui traverse un volume donné peut générer d'importantes forces dans les éléments de tuyauterie. Ces phénomènes se produisent particulièrement dans l'industrie nucléaire, utilisant des réacteurs à eau bouillante (BWR) et à eau lourde pressurisée (PHWR), ou dans l'industrie liée à l'extraction et à la transformation du pétrole.

La majorité des travaux précédents ont été réalisés avec des mélanges air-eau. Certains d'entre eux ont utilisé des additifs dans l'eau afin de faire varier les paramètres physiques de l'écoulement, tels que la tension de surface du mélange, la masse volumique et la viscosité du liquide. Peu de tests ont été réalisés avec un mélange eau-vapeur, principalement à cause des coûts et de la complexité de mise en œuvre d'un tel mélange. Ces différentes études ont démontré que les forces générées par un écoulement diphasique sont quasi-périodiques à basses fréquences. Ainsi, si elles ne sont pas prises en compte dans le dimensionnement des ensembles de tuyauteries, ces forces peuvent générer d'importantes vibrations. Ces dernières provoquent des dommages à causes de l'usure prématurée des composants, pouvant aller jusqu'à leur rupture.

Dépendamment du titre volumique, de la vitesse de chaque phase et des propriétés physiques du mélange, les écoulements adoptent différentes structures. Afin de prédire précisément les forces générées par celles-ci, il est nécessaire d'identifier clairement les différents types d'écoulements en fonction des paramètres qui les caractérisent. Pour ce faire, différents auteurs ont développé des modèles de transitions afin de produire des cartes de configurations d'écoulement diphasique vertical et horizontal. Néanmoins, pour une même transition, il existe parfois plusieurs modèles qui se basent sur des mécanismes différents. Par conséquent, il est nécessaire de regrouper les transitions qui correspondent le mieux à celles identifiées dans les conditions étudiés. Ceci va nous permettre de proposer une carte plus précise, afin de prédire la nature des forces dues aux écoulements diphasiques.

Le présent travail a pour objectif principal d'étudier les forces fluctuantes dans un tube en U vertical de 52 mm de diamètre et dans des coudes soumis à des écoulements horizontaux. Cette étude permet de faire le lien entre les différents types d'écoulements et les composantes fréquentielles de ces forces. Le diamètre du tube en U est semblable à celui utilisé dans le circuit primaire des centrales nucléaires CANDU (PHWR). Le mélange air-eau est utilisé comme fluide de travail. Les forces générées par les écoulements diphasiques ont été mesurées sur une plage de titres volumiques allant de 25 à 95%, et sur une plage de vitesses du mélange allant de 1 m/s à 30 m/s. Leurs valeurs RMS et les spectres de force associés sont comparés pour des tubes en U verticaux de différents diamètres. De plus, des mesures en configuration horizontale permettent de comparer les forces générées en fonction de l'orientation de l'écoulement en amont. Ce montage permet aussi de vérifier la validité des hypothèses utilisées dans cette étude.

Pour chaque titre volumique étudié, il est possible de définir un modèle adimensionnel de spectres. Ces modèles permettent de générer les spectres de force dus aux écoulements diphasiques, en fonction de la vitesse du mélange, des paramètres physiques du mélange et du diamètre du tube.

L'utilisation d'une sonde optique permet de connaître les différents paramètres diphasiques de l'écoulement, tels que le taux de vide local moyenné dans le temps, la vitesse et la taille des bulles, et la fréquence de passage des différentes structures qui se forment dans l'écoulement. Ainsi, il est clairement mis en évidence que la nature fluctuante des forces est directement liée à la fluctuation de la masse volumique de l'écoulement. De plus, les spectres de force sont clairement distincts en fonction du type d'écoulement généré dans le tube en U. Par conséquent, la modélisation des transitions entre les différents écoulements est primordiale pour identifier clairement la nature des forces générées dans les tuyauteries. Ainsi, il est proposé dans ce mémoire un modèle de carte de configurations d'écoulement vertical qui s'appuie sur différents modèles de transitions proposés dans la littérature, et validés par nos mesures.

Nous avons regroupé les résultats de différentes études précédemment réalisées avec des mélanges diphasiques variés, dans des tubes d'orientations et de géométries différentes. En appliquant une formulation adimensionnelle, il est possible de définir une limite supérieure adimensionnelle pour les valeurs RMS des forces générées par un écoulement diphasique. Ainsi, nous pouvons valider le modèle proposé pour une plage de nombres de Weber allant de 10^1 à 10^6 .

Cette comparaison se base sur un peu plus de 150 mesures effectuées avec des mélanges air-eau, eau-vapeur et des mélanges air-eau avec des additifs permettant de faire varier la masse volumique du liquide et la tension de surface du mélange. Ces mesures regroupent aussi des résultats obtenus dans des tubes coudés horizontaux et verticaux, dans des tubes en U et dans des tubes en T, avec des diamètres allant de 6 mm à 70 mm.

Enfin, il est possible de corréler les spectres adimensionnels avec une fréquence adimensionnelle, et ceci indépendamment du titre volumique. Pour ce faire, nous isolons le cas des écoulements provoquant sur son passage de larges variations de masse volumique. Ainsi, le modèle de spectre adimensionnelle des forces présenté dans ce mémoire permet de couvrir les écoulements qui génèrent les forces les plus importantes, tels que l'écoulement à bouchons, l'écoulement agité et l'écoulement agité/annulaire, aussi appelé semi-annulaire.

ABSTRACT

Two-phase flows include three sub-categories of two-phase mixtures. They may consist of two immiscible liquids, of a single fluid in two different states or of two different fluids, the first in liquid form and the second in gaseous form. The variation in density of two-phase flow passing through a given volume can generate significant forces in piping elements. This phenomenon usually occurs in industries related to the extraction and processing of petroleum and in the nuclear industry, ie: boiling water reactors (BWR) and pressurized heavy water reactors (PHWR).

Most previous experiments were conducted with air-water mixtures. Some of the experiments used additives in water to vary the physical parameters of the flow, e.g.; surface tension, fluids density or liquid viscosity. Due to the more difficult implementation of the steam-water mixture, only a handful of works has been conducted with this type of mixture. All of the studies have shown that two-phase flows induce quasi-periodic forces, at low frequency. So if they are not taken into account in the piping elements design, two-phase flow induced forces can generate strong vibrations. The vibrations cause damage due to the premature wear of components, up to failures.

Depending on the void fraction, superficial velocities, and physical properties of the mixture, two-phase flows consist of different structures. To predict more precisely the forces generated by the different flows, it is necessary to clearly identify the different flow patterns, depending on flow parameters. Various models had been developed to compute vertical and horizontal two-phase flow pattern transition boundaries. However, for the same transition, several models exist, based on apparently different mechanisms. It is therefore necessary to select transition boundaries which best fit over the range of two-phase flow conditions studied. A proposed map makes it possible to predict more precisely the nature of forces depending on the two-phase flow pattern.

The main objective of the present work is to study the fluctuating forces in a vertical U-tube and horizontal elbow. This study establishes the relationship between the different types of flows and the frequency behavior of the induced forces. The U-tube diameter is similar to that

used in the primary circuit of a pressurized heavy water reactor (PHWR). Air-water mixtures are used as the two-phase flow mixture. The two-phase flow induced forces are measured over a range of void fractions from 25 to 95%, and over a range of homogeneous mixture velocities from 1 m/s to 30 m/s. The corresponding RMS values and force spectra are compared to results obtained in vertical U-tubes with different diameters. In addition, a horizontal configuration was used to compare forces depending on the orientation of the upstream flow. This test section also permitted the validation of our assumptions.

For each void fraction studied, it is possible to define a dimensionless spectra model. The latter model may be used to compute approximate force spectra depending on the homogeneous mixture velocity, the tube diameter and the physical parameters of the mixture.

An optical probe was used to measure the two-phase flow parameters, including time averaged local void fraction, the bubbles size and velocity, and the passage frequency of bubbles and Taylor bubbles in the two-phase flow. It is clearly shown that the fluctuating nature of the forces is directly related to the density fluctuation in the two-phase flow. In addition, force spectra are clearly distinct depending on the type of two-phase flow generated in the vertical U-tube. Consequently, modeling transitions between different two-phase flows is important to clearly identify the nature of forces generated in piping elements. In this Thesis, a two-phase flow pattern map is proposed for vertical upward flow, based on the transition models previously proposed in the literature and confirmed by our void measurements.

We have regrouped results from previous experiments, conducted for different orientations and geometries, varying the physical properties of the mixture. By applying a dimensionless formulation, it is possible to define a dimensionless upper bound for the RMS value of the two-phase flow-induced forces, over a range of Weber Numbers from 10^1 to 10^6 . This comparison is based on more than 150 measurements in air-water mixtures, steam-water mixtures and some mixtures varying the liquid density and the surface tension. These results also include measurements performed in horizontal and vertical elbows, in U-tubes and tee tubes, over a range of diameter from 6 mm to 70 mm.

Finally, it is possible to correlate the dimensionless force spectra in terms of dimensionless frequency and void fraction. To do this, we only consider the two-phase flow patterns governed by large momentum variation. The latter generate the most important forces in

pipings elements, and correspond to slug flow, churn flow and churn/annular flow, also called semi-annular flow. A dimensionless spectrum model is then proposed in this study.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	III
RÉSUMÉ.....	IV
ABSTRACT	VII
TABLE DES MATIÈRES	X
LISTE DES TABLEAUX.....	XIV
LISTE DES FIGURES.....	XV
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XIX
LISTE DES ANNEXES	XXII
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Contexte de la présente étude.....	1
1.1.1 Interaction fluide-structure.....	1
1.1.2 Caractéristiques des écoulements diphasiques	2
1.1.3 Phénomènes étudiés	3
1.2 Objectif de la recherche.....	4
1.3 Structure du mémoire	4
CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE	6
2.1 Carte d'écoulement	6
2.2 Forces fluctuantes générées par un écoulement diphasique.....	10
2.3 Objectifs spécifiques de cette étude	11
CHAPITRE 3 MÉTHODE EXPÉRIMENTALE	13
3.1 Boucle diphasique de 52 mm de diamètre	13
3.1.1 Composants	13

3.1.2	Section d'essai.....	17
3.1.3	Paramètres physiques étudiés.....	21
3.2	Sonde optique.....	22
3.2.1	Principe de fonctionnement.....	22
3.2.2	Fabrication.....	22
3.2.3	Paramètres physiques mesurés.....	24
3.3	Boucle diphasique de 20 mm de diamètre	29
3.4	Conditions expérimentales	30
CHAPITRE 4 ARTICLE : TWO-PHASE FLOW-INDUCED FORCES ON PIPING IN VERTICAL UPWARD FLOW: EXCITATION MECHANISMS AND CORRELATION MODELS		32
4.1	Abstract	32
4.2	Introduction	33
4.3	Experiments.....	36
4.3.1	Experimental set-up.....	36
4.3.2	Test procedure	40
4.4	Results and discussion.....	42
4.4.1	Two-phase flow patterns	44
4.4.2	Two-phase flow-induced forces	56
4.5	Conclusion.....	71
4.6	Nomenclature	72
4.6.1	Greek symbols.....	74
4.7	Acknowledgements	74
4.8	References	74

CHAPITRE 5	CARTE D'ÉCOULEMENT VERTICAL ET INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE DES CONDUITES SUR LES FORCES GÉNÉRÉES PAR UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE	80
5.1	Carte d'écoulement diphasique	80
5.1.1	Frontière A : de l'écoulement à bulles à l'écoulement à bouchons	82
5.1.2	Frontière B : de l'écoulement à bulles à l'écoulement à bouchons instables.....	84
5.1.3	Frontière C : de l'écoulement à bulles à l'écoulement agité et à bouchons instables	84
5.1.4	Frontière D : de l'écoulement annulaire.....	85
5.1.5	Frontière E : de l'écoulement à bouchons stables à l'écoulement à bouchons instables	86
5.1.6	Frontière F : de l'écoulement à bouchons instables à l'écoulement agité.....	91
5.2	Tubes en U verticaux.....	92
5.2.1	Forces dynamiques	93
5.2.2	Variation des forces en fonction du diamètre.....	93
5.2.3	Comportement fréquentiel.....	95
5.3	Coudes verticaux soumis à un écoulement horizontal : Vérification des hypothèses..	103
5.3.1	Section d'essai et fonction de transfert	106
5.3.2	Forces dynamiques	107
5.3.3	Comportement fréquentiel.....	110
5.3.4	Corrélation entre les forces générées dans les deux coudes d'un tube en U	114
CHAPITRE 6	DISCUSSION GÉNÉRALE	118
CHAPITRE 7	CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS.....	123
7.1	Conclusions	123
7.2	Recommandations	125
BIBLIOGRAPHIE		128

ANNEXES	133
---------------	-----

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1: Conditions expérimentales	30
Tableau 3.2: Conditions expérimentales supplémentaires	31
Table 4.1: Parameters for the approximation of the dimensionless spectra in 52 mm diameter U-tube.....	68
Table 4.2: Parameters for the approximation of the dimensionless PSD in unstable slug, slug, churn and churn/annular flows in terms of void fraction	70
Tableau 5.1: Conditions expérimentales pour $\beta = 25\%$	106
Tableau 5.2: Retard Δt entre les signaux de forces des deux coudes, avec les vitesses de propagations des variations de taux de vide.....	117

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: Réacteur nucléaire CANDU	2
Figure 1.2: Jonction entre les embouts du combustible et les conduites d'alimentation du circuit primaire	2
Figure 2.1: Configurations d'écoulements : écoulements a) à bulles, b) à bulles à calotte sphérique, c) à bouchons ou intermittent, d) à bouchon instable, e) agité/annulaire et f) annulaire	7
Figure 2.2: Carte d'écoulement vertical basée sur le modèle de Taitel et al. (1980)	9
Figure 3.1: Boucle diphasique	15
Figure 3.2: Mélangeur : grille + conduite	16
Figure 3.3: Influence de la longueur de la grille du mélangeur sur les spectres de force	17
Figure 3.4: Section d'essai	19
Figure 3.5: Procédure de calibration : a) montage et b) signaux de forces	20
Figure 3.6: Détermination de la fréquence de pic f_0	21
Figure 3.7: Extrémité de la sonde, comprenant deux fibres optiques	24
Figure 3.8: Support de la sonde	24
Figure 3.9: Principe de mesure et signaux du taux de vide local obtenus après traitement	25
Figure 3.10: Erreur sur la mesure de la vitesse	27
Figure 4.1: a) Test loop, and b) test section for the 52 mm diameter U-bend tube	37
Figure 4.2: Vertical flow regime map from Taitel et al. [7] and conditions studied for the 52 mm diameter U-bend test section. Transition boundaries are: A from bubbly to slug flow, B from bubbly to finely dispersed bubbly flow, C from finely dispersed bubbly to churn flow, D to annular flow and E from slug to churn flow. Flow patterns are identified as (I) - bubbly flow, (II) - finely dispersed bubbly flow, (III) - slug flow, (IV) - churn flow and (V) - annular flow	39

Figure 4.3: Calibration procedure: a) set-up and b) force signals.....	39
Figure 4.4: Optical fibers tips.....	42
Figure 4.5: Observed flow for Conditions a) 2, b) 3, c) 5, d) 6, e) 8), f) 10, g) 13, h) 18) i) 20. Bubbly flow and slugs, which consist of water and bubbles, appear in white and Taylor bubbles in black, surrounded by the falling liquid film where some bubbles are observable.	43
Figure 4.6: Void signal for 25% void fraction: a) Condition 1, b) Condition 2, c) Condition 4, d) Condition 5.....	48
Figure 4.7: Void signal for 50% void fraction: a) Condition 6, b) Condition 7, c) Condition 9, d) Condition 10.....	49
Figure 4.8: Void signal for 75% void fraction: a) Condition 11, b) Condition 12, c) Condition 14, d) Condition 15.....	50
Figure 4.9: Void signal for 95% void fraction: a) Condition 18, b) Condition 20.....	50
Figure 4.10: Bubble size histograms for Conditions 2 – 16 (Figure 4.2).....	51
Figure 4.11: Bubble velocity histograms for Conditions 2 – 16 (Figure 4.2).....	52
Figure 4.12: Proposed vertical flow pattern map and conditions studied for the 52 mm diameter U-bend test section. Transition boundaries are: A from bubbly to slug flow, B from bubbly to unstable slug flow, C from bubbly to unstable slug or churn flow, D to annular flow, E from slug to unstable slug flow and F from unstable slug flow to churn flow. Flow patterns are identified as (I) - bubbly flow, (II) - slug flow, (III) - unstable slug flow, (IV) - churn flow and (V) - annular flow. The dotted lines ... represent the model from Taitel et al. [7] (Figure 4.2) and the dashed line --- delimits the spherical cap bubble flow regime, based only on our visual observations.....	55
Figure 4.13: Bubble velocity in * spherical cap bubble flow, + bubbly flow, ○ stable slug flow and × unstable slug flow.....	55
Figure 4.14: Variation of the rms value of forces versus homogeneous mixture velocity: ■ present study and ▲ previous results from Giraudeau et al. [6] for (a) $\beta = 25\%$, (b) $\beta = 50\%$, (c) $\beta = 75\%$ and (d) $\beta = 95\%$	57

Figure 4.15: Mean peak frequency vs. velocity for (a) $\beta = 25\%$, (b) $\beta = 50\%$, (c) $\beta = 75\%$ and (d) $\beta = 95\%$.	59
Figure 4.16: a) Force spectra and b) the homogeneous mixture velocity vs. frequency peaks.	60
Figure 4.17: Spectra of the averaged void signals for a) bubbly flow from Park et al. [31] and for b) slug flow from Matuszkiewicz et al. [34].	61
Figure 4.18: Dimensionless forces for various diameters and geometries.	65
Figure 4.19: Force spectra with 52 mm and for $\beta = 75\%$.	66
Figure 4.20: Dimensionless spectra with 20 mm (Girardeau et al. [6]) and 52 mm diameter tube with their approximations.	69
Figure 4.21: Dimensionless spectra model with 20 mm and 52 mm diameter tube.	70
Figure 4.22: a) Dimensional spectra, and b) dimensionless spectra with model (solid line) in terms of void fraction for slug, unstable slug, churn and churn/annular flow conditions in 20 and 52 mm diameter U-tube.	70
Figure 4.23: Comparison between experiments (solid line) and models (dotted line) for slug flow in 52 mm diameter U-tube: a) Condition 7, b) Condition 10, c) Condition 12 and d) Condition 16.	71
Figure 5.1: Carte d'écoulement vertical et conditions expérimentales pour les diamètres de (a) 12 mm, (b) 15 mm, (c) 20 mm et (d) 52 mm. Les frontières entre les écoulements sont identifiées par des lettres et les différents types d'écoulements sont identifiés par des chiffres romains : écoulements (I) - à bulles, (II) - à bouchons stables, (III) - à bouchons instables, (IV) - agités, et (V) - annulaires. La ligne en pointillée $\cdots$ représente la frontière avec les écoulements à bulles à calotte sphérique.	81
Figure 5.2: Caractéristiques des écoulements à bouchons	89
Figure 5.3: Valeurs RMS des forces générées par un écoulement diphasique dans des tubes en U verticaux de 12, 15 et 20 mm de diamètre	94
Figure 5.4: Variation des forces en fonction du diamètre des tubes en U.	95
Figure 5.5: Variation de la fréquence de pic en fonction du diamètre des tubes en U.	96

Figure 5.6: Variation de la fréquence principale en fonction de j pour $\beta = 25\%$	97
Figure 5.7: Spectres de force pour un tube en U de 12 mm de diamètre	99
Figure 5.8: Spectres de force pour un tube en U de 15 mm de diamètre	100
Figure 5.9: Spectres de force pour un tube en U de 20 mm de diamètre	101
Figure 5.10: Spectres de force pour un tube en U de 52 mm de diamètre	102
Figure 5.11: Section d'essai de 20 mm de diamètre, constituée de coudes isolés mécaniquement l'un de l'autre	104
Figure 5.12: Configurations d'écoulements : a) à bulles, b) à bouchons c) stratifié, d) stratifié à vagues et e) annulaire	105
Figure 5.13: Carte d'écoulement horizontale suivant le modèle de Taitel & Dukler (1976) pour un diamètre de tube de 20 mm. Les frontières entre les écoulements sont identifiées par des lettres, et les écoulements sont identifiés par des chiffres romains : écoulements (I) - à bulles, (II) - à bouchons, (III) - stratifié, (IV) - stratifié à vagues et (V) - annulaire.	105
Figure 5.14: Fonction de transfert de la transmission des efforts entre les deux coudes isolés mécaniquement.....	107
Figure 5.15: Forces générées dans les coudes isolés mécaniquement	109
Figure 5.16: Fréquence principale des signaux de forces générées dans les coudes isolés mécaniquement.....	111
Figure 5.17: Spectres de force générées par des écoulements descendants, dans le coude inférieur et pour des titres volumiques de a) 25%, b) 50%, c) 75% et d) 95%.....	112
Figure 5.18: Spectres des forces pour la Condition 5 : passage a) d'un écoulement à bulles horizontal à b) un écoulement vertical non développé.....	113
Figure 5.19: Corrélation des forces pour les écoulements : a) à bulles, b) à bouchons et c) à bouchons/annulaire.....	115

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

A	Aire de la section du tube (m^2)
A_g	Aire de la section correspondant à la phase gazeuse (m^2)
C_{xy}	Corrélation entre le signal de force du 1 ^{er} coude et le signal de force du 2 ^{ème} coude
G_{xy}	Densité spectrale d'interaction entre le signal de force du 1 ^{er} coude et le signal de force du 2 ^{ème} coude
D	Diamètre du tube (m)
d_i	Diamètre de la $i^{ème}$ bulle (m)
f	Fréquence (Hz)
f_0	Fréquence principale ou fréquence de pic d'un signal quasi-périodique (Hz)
$\bar{f}$	Fréquence adimensionnelle
$\bar{f}_0$	Fréquence adimensionnelle de la fréquence principale ou du pic de fréquence
f_{mesure}	Fréquence d'échantillonnage (Hz)
f_s	Fréquence de passage des bouchons (Hz)
F	Force équivalente appliquée à un élément de tuyauterie (N)
F_{B1}	Force équivalente appliquée au 1 ^{er} coude d'un tube en U (N)
F_{B2}	Force équivalente appliquée au 2 ^{ème} coude d'un tube en U (N)
$F_{capteur}$	Force mesurée par le capteur de force (N)
F_x	Projection de la force F suivant l'axe de mesure x du capteur de force (N)
Fr	Nombre de Froude
g	Accélération de la pesanteur (m/s^2)
h	Hauteur de la calotte sphérique d'une bulle (m)
j	Vitesse superficielle du mélange (m/s)

j_b	Vitesse superficielle du gaz dans une bulle de Taylor (m/s)
j_f	Vitesse superficielle du liquide dans un film de liquide (m/s)
j_g	Vitesse superficielle du gaz (m/s)
j_l	Vitesse superficielle du liquide (m/s)
j^*	Vitesse superficielle adimensionnelle selon le nombre de Froude
l	Longueur séparant les deux coudes d'un tube en U (m)
L	Longueur entre le mélangeur et le capteur de force (m)
L_b	Longueur d'une bulle de Taylor (m)
L_s	Longueur d'un bouchon (m)
$L_{unité}$	Longueur d'un ensemble bulle de Taylor + bouchon (m)
PDF	Fonction de densité de probabilité (Probability density function)
PSD	Densité spectrale de puissance (Power spectral density)
Q_g	Débit de la phase gazeuse (m ³ /s)
Q_l	Débit de la phase liquide (m ³ /s)
r	Position radiale à l'intérieur du tube (m)
Re	Nombre de Reynolds
RMS	Valeur efficace d'un signal temporel (Root main square)
t_{2i}	Instant correspondant à l'entrée de la sonde optique dans la $i^{ème}$ bulle (s)
t_{2i+1}	Instant correspondant au retrait de la sonde de la $i^{ème}$ bulle (s)
T_i	Durée de passage de la $i^{ème}$ bulle (s)
u_T	Vitesse de la bulle de Taylor (m/s)
u_s	Vitesse d'un bouchon (m/s)
v_i	Vitesse moyenne de la $i^{ème}$ bulle (m/s)
v_{i_e}	Vitesse d'entrée de la $i^{ème}$ bulle (m/s)

$v_{i s}$	Vitesse de sortie de la $i^{\text{ème}}$ bulle (m/s)
V_g	Volume occupé par la phase gazeuse (m ³)
V_l	Volume occupé par la phase liquide (m ³)
We	Nombre de Weber
α	Taux de vide local
β	Titre volumique
δ	Épaisseur du film de liquide (m) ou distance séparant le bout des deux fibres optiques (m)
ε	Taux de vide
μ_l	Viscosité dynamique du liquide (Ns/m ²)
ν_l	Viscosité cinématique du liquide (m ² /s)
ρ_g	Masse volumique du gaz (kg/m ³)
ρ_l	Masse volumique du liquide (kg/m ³)
σ	Tension de surface (N/m)
τ_{2i}	Retard entre les signaux des deux fibres optiques lors de l'entrée de la sonde dans la $i^{\text{ème}}$ bulle (s)
τ_{2i+1}	Retard entre les signaux des deux fibres optiques lors du retrait de la sonde de la $i^{\text{ème}}$ bulle (s)
Φ	Densité spectrale de puissance du signal de force (N ² /Hz)
$\bar{\Phi}$	Densité spectrale de puissance adimensionnelle du signal de force

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1 – Signaux de forces dans le tube en U de 52 mm	133
ANNEXE 2 – Spectres de force dans les coudes d'un tube en U soumis à un écoulement horizontal.....	137
ANNEXE 3 – Corrélation entre les forces générées dans les deux coudes d'un tube en U	141

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Contexte de la présente étude

1.1.1 Interaction fluide-structure

Les interactions fluides structures sont monnaie courante dans la vie de tous les jours. On peut citer par exemple le sifflement des câbles d'un voilier ou d'une antenne de voiture, produit par l'alternance des vortex de Von Karman, aussi appelés tourbillons alternés. Ce sont les interactions fluide structure qui permettent de faire tourner les hélices d'une éolienne ou d'une hydrolienne. Cela en va de même pour les coups de bélier qui se produisent dans les tuyauteries, soumises à des variations brusques de la vitesse et de la pression du fluide. Mais elle attire plus souvent notre attention lorsqu'elle engendre des destructions importantes, comme par exemple l'effondrement du pont de Tacoma.

Les phénomènes les plus impressionnants se produisent lorsqu'un cycle d'interaction entre le fluide et la structure peut s'auto-entretenir. Dans ce cas, le déplacement de la structure, engendré par l'action du fluide, modifie suffisamment le champ d'écoulement pour que les variations des forces de pressions modifient à nouveau la structure. Ainsi, le couplage entre les deux milieux est fort, ce qui engendre de fortes vibrations. C'est ce type de couplage qui a entraîné l'effondrement du pont de Tacoma.

Dans le cadre de cette étude, qui ne concerne que les écoulements internes, le couplage est dit faible car seule l'action du fluide sur la structure suffit pour prédire la réponse vibratoire du système (Riverin, 2004; Riverin & Pettigrew, 2007). Par contre, dans le cas des écoulements transverses, différents mécanismes permettent au cycle de couplage de s'entretenir, tels que l'instabilité fluidélastique, les tourbillons alternés, la résonance acoustique ou les forces aléatoires dues aux turbulences (Pettigrew et al. 1998). Ces phénomènes provoquent des vibrations suffisamment importantes pour endommager la structure, jusqu'à sa rupture. Tous ces types d'interactions ont été largement étudiés en monophasique, tandis qu'il reste encore beaucoup à découvrir en diphasique.

1.1.2 Caractéristiques des écoulements diphasiques

Nous l'avons vu précédemment, l'interaction fluide structure est un phénomène physique à prendre en compte lors de la conception d'un système soumis à l'action d'un fluide monophasique. Il en va de même pour les fluides diphasiques, où la variation de la masse volumique tout au long de l'écoulement est une source supplémentaire d'interaction fluide structure.

Les écoulements diphasiques existent dans l'industrie pétrochimique qui utilise des mélanges diphasiques de différentes natures. Par exemple, ils peuvent être constitués d'un mélange de deux liquides non-miscibles, tels que de l'eau et du pétrole, ou d'un mélange de deux fluides dans un état physique différent, tels que du pétrole et du gaz. Le troisième type de mélange diphasique consiste en un mélange du même composant dans un état physique différent. C'est ce qu'il se produit dans l'industrie nucléaire utilisant des réacteurs à eau lourde pressurisée (CANDU - PHWR). L'eau du circuit primaire est envoyée dans des conduites d'alimentation (Figure 1.1) vers le cœur du réacteur pour en extraire la chaleur dégagée (Figure 1.2). La chaleur

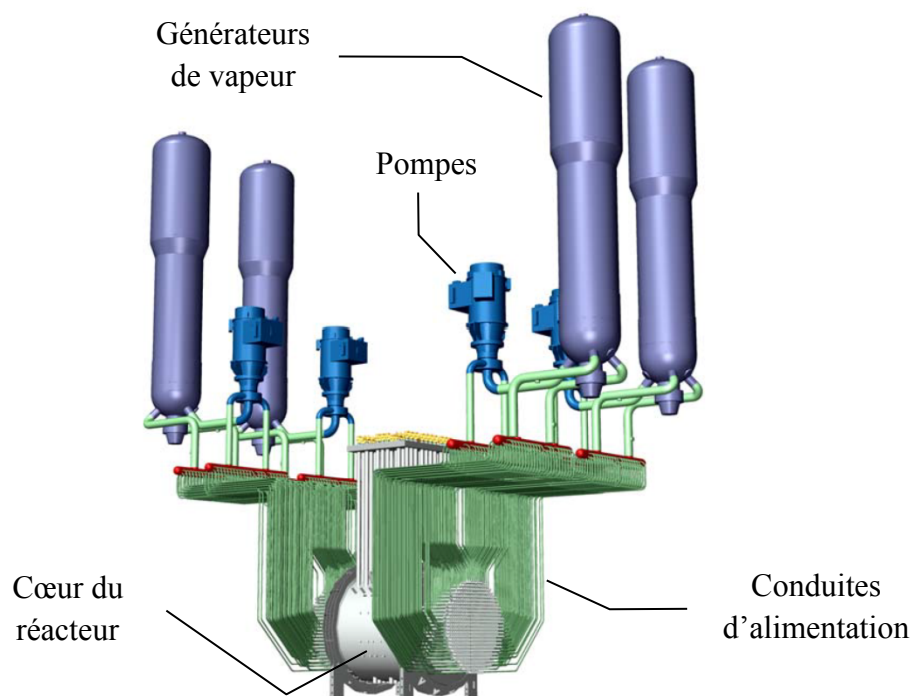


Figure 1.1: Réacteur nucléaire CANDU

extraite peut être suffisamment importante pour amener l'eau à ébullition, créant un fluide diphasique dans les conduites du circuit primaire. Le sujet de ce mémoire porte sur les forces générées par ce type d'écoulement interne. Bien que le titre volumique ne dépasse pas 40% dans les réacteurs à eau bouillante, nous étudierons les écoulements diphasiques pour des titres volumiques allant de 25 à 95% afin de couvrir différents types d'écoulements. En ce qui concerne les écoulements diphasiques transverses, ces derniers se produisent à la jonction entre le circuit primaire et le circuit secondaire, dans les générateurs de vapeur (Figure 1.1). Le fluide primaire (eau lourde) circule dans l'échangeur de chaleur via un réseau très dense de tube en U, immergés dans l'eau du circuit secondaire pour en extraire la chaleur. Arrivé à ébullition, le mélange eau-vapeur constitue l'écoulement diphasique transverse introduit précédemment.

Puisque ces deux types d'écoulements agissent sur le circuit primaire, une attention particulière est apportée lors la conception du réacteur. En effet, l'eau du circuit primaire est directement en contact avec le combustible nucléaire. Par conséquent, elle peut être contaminée par des particules radioactives du cœur. Toute fuite de l'une de ces conduites constitue une brèche dans l'une des barrières de confinement du réacteur, ce qui correspond à un incident important dans le cadre de la sûreté nucléaire. À cela s'ajoute les pertes économiques et les coûts de réparation très élevés. Mais le risque principal réside dans la perte du circuit de refroidissement si une conduite du circuit primaire venait à se briser. Il est donc important de connaître précisément la nature des forces générées par un écoulement diphasique, ainsi que ses origines.

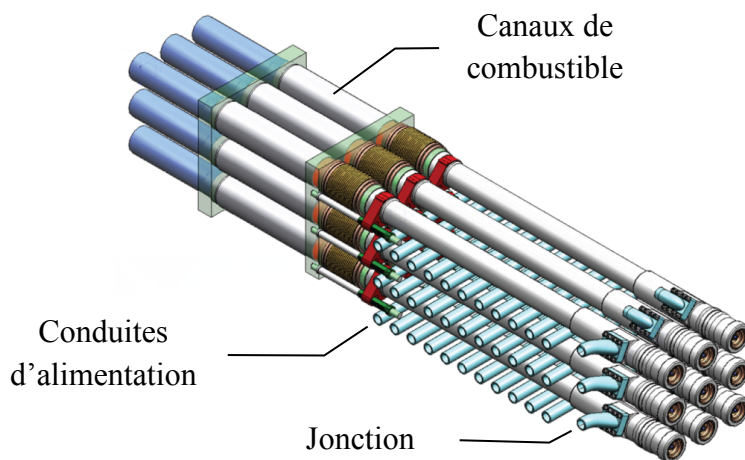


Figure 1.2: Jonction entre les embouts du combustible et les conduites d'alimentation du circuit primaire

1.1.3 Phénomènes étudiés

Les forces fluctuantes sont particulièrement importantes lors du changement de direction de l'écoulement. Ainsi, ces forces peuvent générer de sévères vibrations au niveau des jonctions et dans les coudes des conduites. Ces vibrations ont été mises en évidence par Riverin (2004) et Riverin & Pettigrew (2007). Ces deux études ont montré que les vibrations se produisent uniquement dans le plan du tube en U, lorsqu'il est soumis à un écoulement diphasique interne.

Outre les paramètres que l'on utilise pour générer les conditions d'écoulements, tels que le titre volumique du mélange et les vitesses superficielles de chaque phase, il est utile de connaître la taille des bulles, leur vitesse, la variation du taux de vide et surtout la fréquence des structures constituant l'écoulement. Ces paramètres permettent de mettre en évidence le lien entre la nature de l'écoulement et la nature des forces induites.

De plus, ces paramètres vont nous permettre de confirmer ou non les différents mécanismes utilisés dans les modèles de transitions d'écoulements. En effet, il existe différents types d'écoulements, en fonction de la vitesse superficielle de chaque phase, du diamètre de la conduite et des propriétés physiques de l'écoulement. Quatre principaux écoulements existent : l'écoulement à bulles, l'écoulement à bouchon, l'écoulement agité et l'écoulement annulaire. À cela s'ajoute l'écoulement stratifié pour les configurations horizontales. D'autres types d'écoulements ont été définis afin de rendre les cartes d'écoulement de plus en plus précises. Pour chaque frontière, il existe des modèles de transitions différents qui se basent sur la mécanique des fluides. Dépendamment des mécanismes considérés, les modèles qui définissent une même transition ne prédisent pas les mêmes vitesses superficielles critiques, et parfois même ne prédisent pas les mêmes tendances (Costigan & Whalley, 1997; McQuillan & Whalley, 1985).

L'analyse des signaux du taux de vide nous permet de connaître la taille, la vitesse et la fréquence de passage des éléments constituant l'écoulement diphasique. Ainsi, il devient possible d'identifier précisément les différents types d'écoulements afin de sélectionner les transitions qui définissent le mieux les différentes configurations d'écoulements.

L'analyse fréquentielle des signaux de forces permettra d'identifier les fréquences principales qui régissent les forces générées par les écoulements diphasiques. De plus, la forme

de ces spectres permettra d'identifier les vitesses superficielles à partir desquelles les mécanismes d'excitations changent.

1.2 Objectif de la recherche

L'objectif principal de ce travail est d'étudier les forces fluctuantes générées par le passage d'un écoulement diphasique dans des éléments de tuyauterie. La réalisation de cet objectif passe par l'étude des caractéristiques des écoulements diphasiques afin de faire le lien entre leurs structures et les forces induites. En associant nos mesures expérimentales de forces aux configurations d'écoulements identifiées, il devient alors possible de mettre en place des modèles de forces en fonction du type d'écoulement diphasique rencontré.

1.3 Structure du mémoire

Le mémoire comporte sept chapitres, dont ce premier chapitre qui a permis de situer le contexte de l'étude.

Le deuxième chapitre constitue une revue de littérature regroupant les principaux travaux en lien avec la présente étude.

Le troisième chapitre traite des moyens expérimentaux utilisés pour réaliser cette étude. On y présente la boucle diphasique, la section d'essai de 52 mm de diamètre et le principe de fonctionnement des sondes optiques. Les méthodes expérimentales y sont aussi résumées.

Le quatrième chapitre est présenté sous la forme d'un article soumis le 4 novembre 2011 au *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*. Il traite des principaux résultats expérimentaux concernant les forces générées par des écoulements diphasiques verticaux. L'analyse de la variation du taux de vide local au centre de l'écoulement y est présentée. Dans cet article, l'origine des forces quasi-périodiques est traitée. De plus, un modèle adimensionnel de force est présenté afin de borner la valeur RMS des forces générées par les écoulements diphasiques. Ce

modèle est validé pour différents types de conduites. Enfin, un modèle de spectre adimensionnel est proposé pour être en mesure de prédire les forces et la forme de leurs spectres pour différents types de conduites et différents titres volumiques.

Le cinquième chapitre présente les résultats complémentaires qui n'ont pas été présentés dans l'article de journal. La première partie de ce chapitre regroupe toutes les informations nécessaires pour tracer la carte d'écoulement présentée dans le Chapitre 4. Les équations qui régissent les différentes transitions, provenant principalement de la littérature, sont énoncées et certains développements y sont apportés. La deuxième partie de ce chapitre traite de l'influence du diamètre des tubes en U sur les forces générées par les écoulements diphasiques. Ces résultats ont d'ailleurs été présentés à la conférence de la *ASME Pressure Vessels & Piping Division* en 2011 à Baltimore, aux États-Unis (Girardeau et al., 2011). Enfin, la troisième partie regroupe les résultats permettant d'analyser les hypothèses utilisées pour développer les modèles de forces présentés au Chapitre 4.

Le sixième chapitre consiste en une discussion sur les différents résultats présentés tout au long de ce mémoire.

Enfin, le septième et dernier chapitre présente les conclusions de cette étude et des recommandations afin d'orienter les travaux futurs.

CHAPITRE 2 REVUE DE LITTÉRATURE

Ce chapitre consiste en une revue de littérature regroupant les principaux travaux en lien direct avec le sujet de ce mémoire. La première partie traite des mécanismes d'écoulements diphasiques verticaux et de leurs modèles de transitions. La deuxième partie porte sur les forces générées dans des conduites soumises à des écoulements diphasiques. Ces deux sujets seront mis en communs tout au long de cette étude de manière à mettre en évidence les liens existants entre les structures présentes dans les écoulements diphasiques et les forces générées par ces derniers. Suite à cette revue de littérature, les objectifs spécifiques pourront alors être identifiés.

2.1 Carte d'écoulement

La structure des écoulements diphasiques est régie par les lois de la mécanique des fluides et par l'interaction des différentes phases entre elles. Cheng et al. (2008) ont rassemblé les données expérimentales et théoriques au sujet des transitions régissant les écoulements diphasiques horizontaux et verticaux. Les principales configurations d'écoulements verticales ascendantes sont représentées Figure 2.1. Les modèles de transitions développés permettent de générer des cartes en fonction de la géométrie et des paramètres hydrodynamiques du mélange. Ainsi, il est possible de déterminer les différents types d'écoulements en fonction des vitesses superficielles des deux phases. Pour une vitesse superficielle de gaz donnée, les modèles permettent de calculer la vitesse superficielle critique du liquide pour laquelle la transition a lieu. La carte d'écoulement vertical développée par Taitel et al. (1980) est représentée Figure 2.2.

Depuis, différents modèles de transitions ont été proposés par Mishima & Ishii (1984), McQuillan & Whalley (1985), Dukler & Taitel (1986), Brauner & Barnea (1986), Jayanti & Hewitt (1992), Costigan & Whalley (1996), Chen & Brill (1997) et Costigan & Whalley (1997). Ils ont soit confirmé les mécanismes qui régissent les transitions entre les configurations d'écoulements, soit ils ont proposé d'autres mécanismes traduisant plus précisément les phénomènes physiques mis en jeu lors de ces transitions.

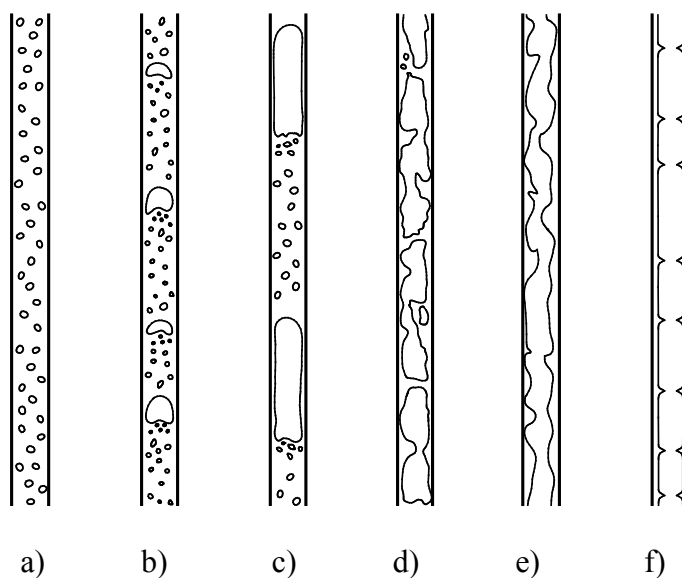


Figure 2.1: Configurations d'écoulements : écoulements a) à bulles, b) à bulles à calotte sphérique, c) à bouchons ou intermittent, d) à bouchon instable, e) agité/annulaire et f) annulaire

D'une manière générale, les modèles proposés par Taitel et al. (1980) donnent une assez bonne idée du type d'écoulement en fonction des vitesses superficielles du liquide et du gaz. Néanmoins, la transition de l'écoulement à bouchon vers l'écoulement agité a suscité les plus importants questionnements au sujet des mécanismes qui la régissent. Ceci est principalement dû aux difficultés rencontrées pour établir un critère commun de transition entre les deux écoulements. Jayanti & Hewitt (1992) ont comparé les différents mécanismes proposés dans la littérature pour en déduire que le mécanisme le plus approprié est l'augmentation de l'épaisseur du film de liquide descendant entourant les bulles de Taylor (*flooding mechanism in falling liquid film*). À partir d'une certaine épaisseur du film, la bulle de Taylor devient instable, ce qui conduit à un écoulement agité. Jayanti et al. (1993) ont ensuite observé ce phénomène, confirmant le mécanisme proposé initialement par McQuillan & Whalley (1985). Il a ensuite été amélioré par Costigan & Whalley (1997).

Selon Ohnuki & Akimoto (1996, 2000), les écoulements ont besoin d'une longueur minimale pour pouvoir se développer. Leurs observations ont permis de définir cette longueur à 20 fois le diamètre de la conduite. En effet, pour que des bouchons existent, il faut avant tout que

des bulles de Taylor existent. Ainsi, cette distance est nécessaire pour permettre aux bulles de coalescer en bulles de Taylor. Ils ont aussi montré que plus le diamètre de la conduite est important, plus la longueur des bouchons diminue. Kataoka & Ishii (1987) ont observé que la formation de l'écoulement à bouchon devient de plus en plus instable avec l'augmentation du diamètre. Hashemi et al. (1986) ont observé la disparition de ce type d'écoulement pour des diamètres supérieurs à 300 mm.

En ce qui concerne l'écoulement à bulles, Taitel et al. (1980) ont considéré que la transition avec l'écoulement à bouchons se produit lorsque le débit du gaz est suffisamment élevé pour que les bulles puissent entrer en contact, et donc coalescer. Néanmoins, Costigan & Whalley (1996) ont introduit la configuration d'écoulement à bulles à calotte sphérique (*spherical cap bubble flow*). Cette configuration, se situe à la frontière entre l'écoulement à bulles et l'écoulement à bouchons. Elle est constituée de bulles de Taylor dont la taille est de l'ordre du diamètre de la conduite, voire inférieure. Costigan & Whalley (1997) ont montré que la fonction de densité de probabilité (PDF), appliquée aux signaux de fluctuations du taux de vide, génèrent un profil particulier en lien direct avec la présence des bulles à calotte sphérique.

Ces PDF ont aussi montré que les configurations à bulles et à bulles dispersées ne constituaient en fait qu'une seule et même configuration. Cette observation confirme les conclusions apportées plus tôt par Mishima & Ishii (1984). Par ailleurs, Taitel et al. (1980) ont considéré que l'écoulement à bulles pouvait subsister pour des débits importants. Ils se basent sur le principe qu'une bulle, apparue par la coalescence de deux bulles plus petites, est aussitôt brisée par la présence de fortes turbulences. McQuillan & Whalley (1985) ont proposé d'utiliser un modèle empirique, indépendant de l'inclinaison de la conduite et du débit du gaz. Enfin, ces derniers ont proposé que l'écoulement à bulles ne puisse pas subsister pour des titres volumiques supérieurs à celui défini par l'empilement compact de sphère uniforme, égale à 0.74. Néanmoins, à cause de l'importance de la turbulence autour de cette frontière, Taitel et al. (1980) ont préféré considérer que le taux de vide maximum correspond à un agencement des bulles dans un réseau cubique primitif, dont la valeur est approximativement de 0.52. En se basant sur leurs observations, Costigan & Whalley (1997) ont considéré que la valeur du taux de vide correspondant à cette transition est de l'ordre de 0.45.

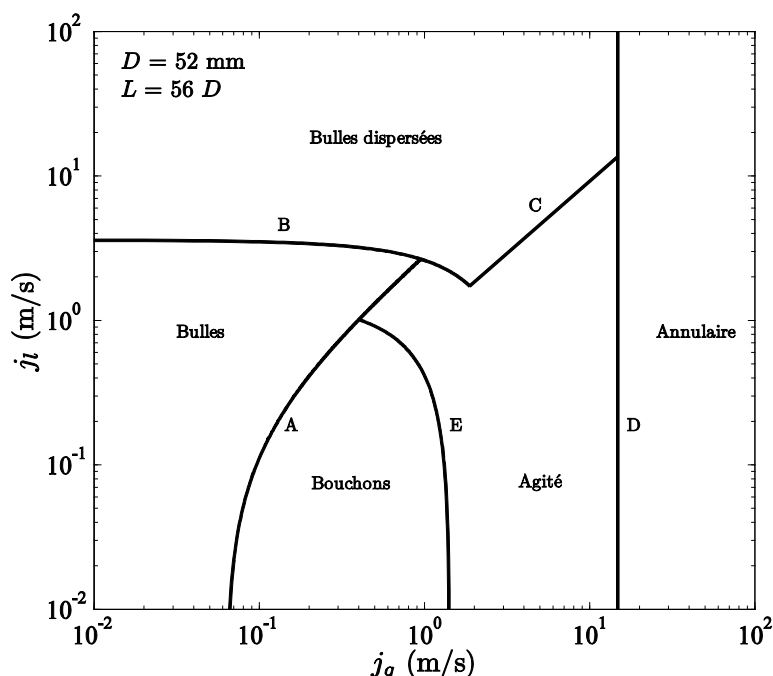


Figure 2.2: Carte d'écoulement vertical basée sur le modèle de Taitel et al. (1980)

Un autre profile spécifique est ressorti des analyses des PDF de Costigan & Whalley (1997). Celui-ci est associé à l'écoulement à bouchons instables. Ils montrent qu'il subsiste des bouchons pour des conditions où les écoulements sont supposés être des écoulements agités. Wang et al. (1991) ont fait la même observation un peu plus tôt, en utilisant eux aussi une sonde à impédance (densitomètre à impédance) pour mesurer les fluctuations du taux de vide moyenné dans un volume donné.

Enfin, Taitel et al. (1980) ont considéré que l'écoulement annulaire se produit lorsque le débit de gaz est suffisamment important pour maintenir une goutte de liquide dans le sens de l'écoulement. Un modèle se basant sur la vitesse superficielle adimensionnelle du gaz est proposé par McQuillan & Whalley (1985). Dans ces deux cas, la frontière est indépendante de la vitesse du liquide.

Nous verrons dans cette étude que les conditions retenues pour générer une carte d'écoulement vertical en lien avec les force générées sont les suivantes : écoulement à bulles, écoulement à bulles à calotte sphérique, écoulement à bouchons, écoulement à bouchons instables, écoulement agité et écoulement annulaire.

2.2 Forces fluctuantes générées par un écoulement diphasique

D'importantes vibrations, provoquées par des forces fluctuantes quasi-périodiques, ont été observées dans des éléments de tuyauteries. Le passage d'un écoulement diphasique interne engendre des variations de masse volumique et de force de pression, ce qui génère ce type de forces.

En configuration horizontale, deux travaux ont étudié ce type de forces. Tay & Thorpe (2004) ont étudié un coude de 70 mm de diamètre soumis à un écoulement air-eau avec additifs, afin de modifier la viscosité et la tension de surface du mélange. En étudiant un écoulement à bouchon, ils ont montré qu'une diminution de 33% de la tension de surface par rapport à un mélange air-eau n'apporte pas de changement significatif du point de vue des forces. Il en va de même pour une viscosité multipliée par 2,62. Cargnelutti et al. (2010) ont quant à eux étudié un écoulement diphasique horizontal dans des coudes de 6 mm de diamètre, pour différents rayon de courbure, aussi bien disposés à l'horizontal qu'à la vertical¹. Outre les forces induites, différents paramètres ont été mesurés, tels que la variation du taux de vide et la variation de la pression. Ils ont ainsi démontré que le rayon de courbure n'a pas d'effets significatifs sur les forces générées, tandis qu'un coude en configuration verticale engendre des forces plus importantes qu'en configuration horizontale. De plus, il est confirmé dans cette étude que la configuration d'écoulement a une influence sur l'intensité des forces; l'écoulement à bouchon étant la configuration qui génère les forces les plus importantes.

Yih & Griffith (1970) ont étudié un mélange eau-vapeur dans des tubes en U-verticaux de diamètres allant de 6 à 25 mm. Ils ont ainsi mis en évidence que les forces générées par un écoulement diphasique varient suivant $D^{1.6}$. Récemment, Riverin (2004) et Riverin & Pettigrew (2007) ont étudié des tubes en U verticaux avec des rayons de courbure allant de $0,5D$ à $7,2D$. Tout comme Cargnelutti et al. (2010), il a été observé que le rayon de courbure n'a pratiquement pas d'influence sur la valeur RMS des forces, ainsi que sur la forme des spectres de force. Riverin

¹ Dans toutes les configurations étudiées par Cargnelutti et al. (2010), l'écoulement généré en aval des coudes est horizontal.

et al. (2006) ont confirmé ce précédent résultat en comparant des tubes en U et des tubes en T. Tous ces tests ont été effectués sur une plage de titres volumiques allant de 25% à 95%. De plus, Riverin et al. (2006) ont développé un modèle adimensionnel de forces et de spectres de force afin de regrouper les résultats en termes de diamètre, de vitesses superficielles et de paramètres physiques du mélange. Néanmoins, le taux de vide reste un facteur influant sur l'amplitude et la fréquence dominante de ces forces.

Il a été démontré que la géométrie des composants de tuyauterie n'influe pratiquement pas sur les forces générées par un écoulement diphasique. Par contre, Cargnelutti et al. (2010) ont montré qu'un coude en configuration vertical engendre des forces plus importantes qu'en configuration horizontale. Il a aussi été démontré que la valeur RMS des forces n'est pas influencée par les paramètres physiques de l'écoulement diphasique, tels que la viscosité du liquide ou la tension superficielle du mélange. Cela dit, ce type de paramètre influence de manière significative les frontières entre les configurations d'écoulements. Or, la nature des forces est directement liée au type d'écoulement.

Les variations du taux de vide dans les écoulements diphasiques sont donc susceptibles d'être la cause des forces quasi-périodiques induites. Les variations de taux de vide ont été mises en évidence expérimentalement dans des écoulements à bouchons (Matuszkiewicz et al. 1987) et dans des écoulements à bulles (Park et al. 1994; Sun et al. 1999). Les spectres des signaux des taux de vide obtenus par Matuszkiewicz et al. (1987) et par Park et al. (1994) montrent des ressemblances avec les spectres de forces induites, obtenus pour la première fois par Yih & Griffith (1970). Des études plus récentes (Riverin 2004, Riverin et al. 2006; Cargnelutti et al. 2010) ont retrouvé des spectres de force dont la forme est similaire à ceux obtenus par Yih & Griffith (1970).

2.3 Objectifs spécifiques de cette étude

À partir des informations tirées des travaux précédents, nous pouvons identifier les objectifs spécifiques de cette étude afin de faire le lien entre les écoulements diphasiques et la nature des forces quasi-périodiques :

1. Mesures des forces quasi-périodiques et des signaux de taux de vide pour des configurations d'écoulements variées.
2. Identification des types d'écoulements par l'analyse en parallèle des signaux de forces et des signaux de taux de vide.
3. Ajustement des cartes d'écoulement à partir de nos mesures et des modèles de transitions existants.
4. Amélioration et/ou définition de modèles adimensionnels de forces et de spectres de force.

Le chapitre suivant présente les moyens mis en œuvres afin de répondre le plus précisément possible à tous ces objectifs.

CHAPITRE 3 MÉTHODE EXPÉRIMENTALE

Ce chapitre regroupe tous les détails concernant la boucle diphasique, la section d'essai et les conditions expérimentales mises en œuvre dans cette étude. Il introduit aussi les différentes variables utilisées pour caractériser les écoulements diphasiques et les moyens de mesures employés pour acquérir ces différentes données.

3.1 Boucle diphasique de 52 mm de diamètre

3.1.1 Composants

Plusieurs boucles diphasiques sont opérationnelles au laboratoire d'Interaction Fluides-Structure de l'École Polytechnique de Montréal. Elles sont toutes constituées d'un circuit d'air sous pression, d'un réservoir d'eau, d'une ou de plusieurs pompes, d'un débitmètre à air et à eau, d'un mélangeur, et d'une section d'essai. La boucle d'essai utilisée est représentée Figure 3.1. Pour une puissance de 29,4 kW (40 cv), la pompe est susceptible de fournir dans la boucle un débit d'eau maximum de $25 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$. Le débit d'air est fourni par la centrale thermique de l'École Polytechnique de Montréal. Il est possible d'obtenir un débit d'air constant jusqu'à environ $142 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ aux conditions standards de pression et de températures ($P_0 = 101 \times 10^3 \text{ Pa}$ et $T_0 = 20^\circ\text{C}$). Dans ce chapitre, tous les débits d'air indiqués correspondent à ces conditions standards de pression et de température.

Le débitmètre à eau est un Siemens SITRANS F M MAG. Pour des débits d'eau supérieurs à $0,47 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$, l'erreur de mesure est inférieure à $\pm 0.5\%$ de la valeur mesurée.

Étant reliée au circuit d'air haute pression de l'École Polytechnique de Montréal, la boucle est équipée de deux débitmètres à air. Le premier permet de mesurer des débits d'air compris entre $1,4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ et $23,6 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (de 3 à 50 scfm). Le second permet de mesurer des débits d'air plus élevés, compris entre $23,6 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ et $189 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (de 50 à 400 scfm). Pour des mesures de débits supérieurs à $4,7 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (10 scfm) et $23,6 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (50 scfm),

les appareils respectifs ont une erreur de mesure inférieure à $\pm 1.5\%$ de la valeur mesurée. En dessous de $4,7 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (10 scfm), l'erreur varie suivant $1/Q_g$. Par exemple, l'erreur de mesure atteint $\pm 5\%$ pour un débit d'air de $2,4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (5 scfm). Par conséquent, pour les conditions expérimentales nécessitant un débit d'air inférieur à $4,7 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (10 scfm), le débitmètre Aalborg GFC 77 est utilisé. Sa plage de mesure est comprise entre 0 et $16,7 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ (entre 0 et 1000 l/min) aux conditions standards. L'erreur de mesure est de $\pm 1,5\%$ sur la pleine échelle.

Afin de caractériser les conditions expérimentales, nous utilisons deux paramètres : la vitesse superficielle du mélange j et le titre volumique β . Ces deux paramètres se calculent à partir de la section A de la conduite, et des débits volumiques du liquide et du gaz Q_l et Q_g :

$$j = \frac{Q_l + Q_g}{A} \quad (3.1)$$

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_l + Q_g} \quad (3.2)$$

Ces deux paramètres sont directement accessibles dans la boucle diphasique par l'utilisation des débitmètres à eau et à air. Les vitesses superficielles du liquide et du gaz, j_l et j_g , sont définies ainsi :

$$j_l = \frac{Q_l}{A} = (1 - \beta)j \quad (3.3)$$

$$j_g = \frac{Q_g}{A} = \beta j \quad (3.4)$$

Les vitesses superficielles permettent entre autre de tracer les cartes de configurations d'écoulement présentées dans ce mémoire. Le taux de vide du mélange diphasique ε est défini comme suit :

$$\varepsilon = \frac{V_g}{V_l + V_g} \quad (3.5)$$

où V_g et V_l sont respectivement les volumes occupés par le gaz et par le liquide. En théorie, le titre volumique β et le taux de vide ε sont égaux lorsqu'il n'y a pas glissement entre les deux phases. Du fait de la poussée d'Archimède, les vitesses réelles du gaz et du liquide, u_g et u_l , ne sont pas égales pour des écoulements verticaux.

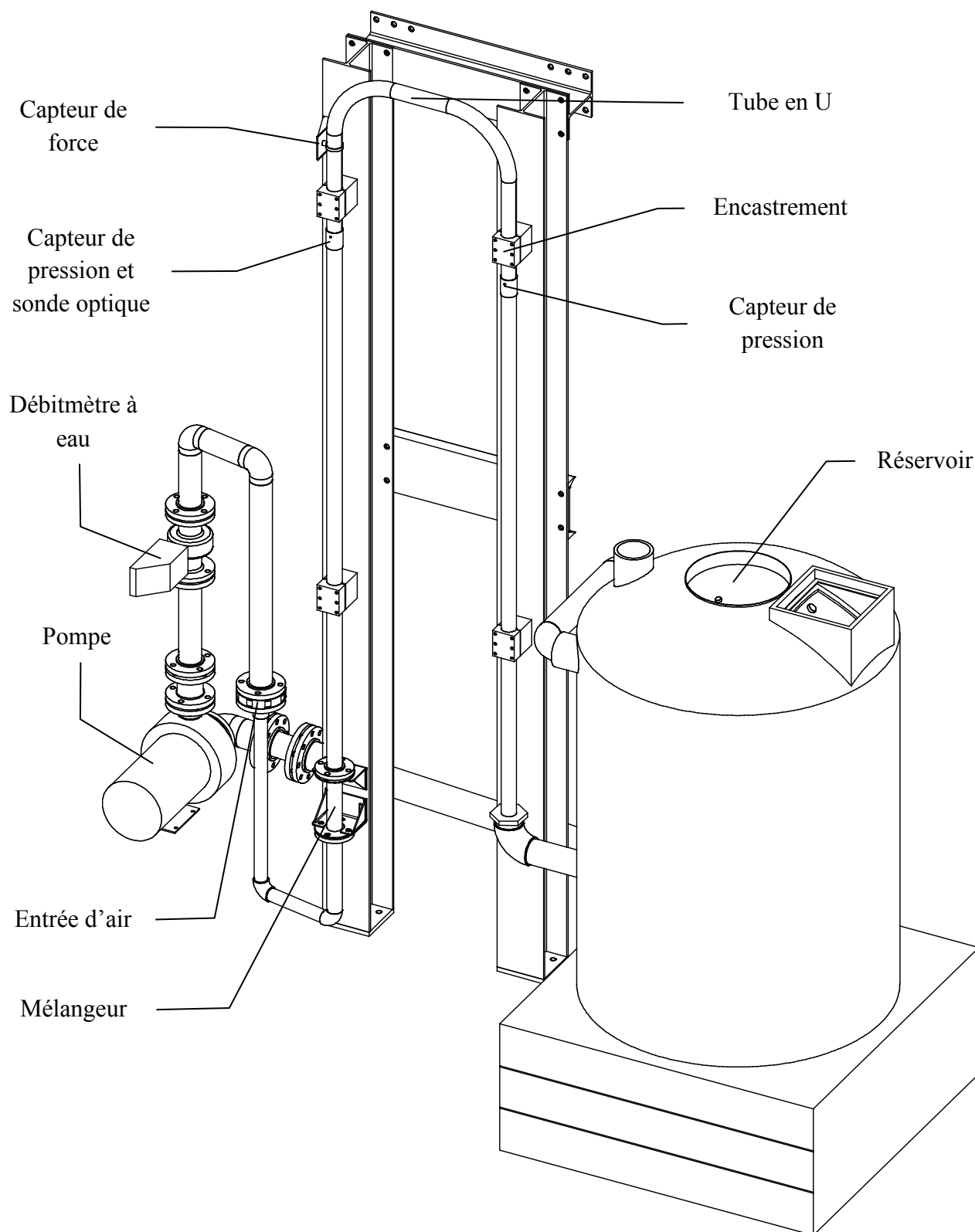


Figure 3.1: Boucle diphasique

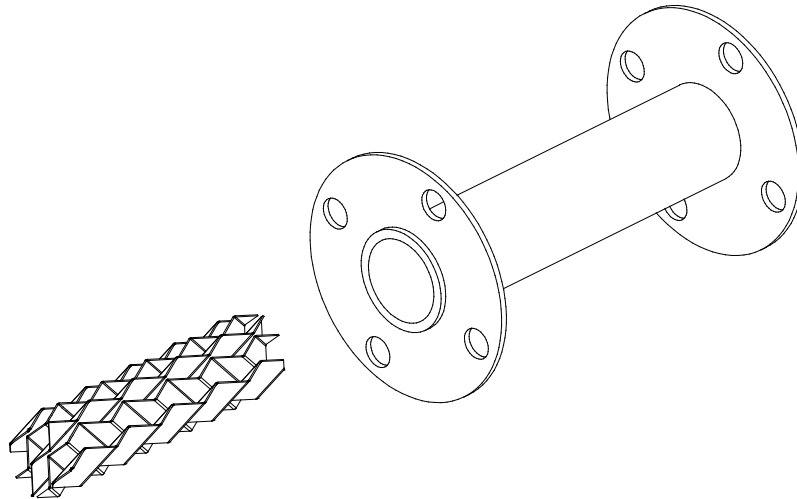


Figure 3.2: Mélangeur : grille + conduite

Pour obtenir un écoulement diphasique, un mélangeur est installé à l'entrée de la section d'essai. L'ensemble grille + conduite est représenté Figure 3.2. La grille est constituée d'un assemblage de tôles pliées, de manière à ce que l'écoulement soit fortement brassé. Ainsi, la phase gazeuse en sortie est constituée de petites bulles uniformément réparties dans le liquide. Par la suite, ces petites bulles se regrouperont ou non pour former un écoulement caractérisé par sa pression, sa vitesse et son taux de vide. Ohnuki & Akimoto (1996, 2000) ont observé qu'une distance minimale de $20D$ est suffisante pour permettre la formation de bouchons. Nous considérons qu'après cette distance, seuls les pertes de pressions et les changements de directions sont susceptibles de modifier le type d'écoulement.

D'une manière générale, les mélangeurs créent une importante perte de charge dans l'écoulement. Pour atteindre des vitesses d'écoulements maximales dans la boucle, il est intéressant de réduire le plus possible la longueur de la grille. Néanmoins, Cheng et al. (2002) ont observé que la taille des premières bulles de l'écoulement a un effet non négligeable sur les transitions des différents types d'écoulements. Nous avons donc divisé cette grille en 3 parties de 50 mm de long chacune. Des mesures ont été réalisées pour différentes conditions. La Figure 3.3 représente les spectres de force pour les Conditions 6, 9 et 14. Nous verrons plus tard que la Condition 6 est proche de la transition entre les bouchons stables et instables, que la Condition 9 est proche de la transition entre l'écoulement à bouchons et l'écoulement à bulles, et que la Condition 14 correspond à un écoulement à bouchons instables. Aucune différence significative

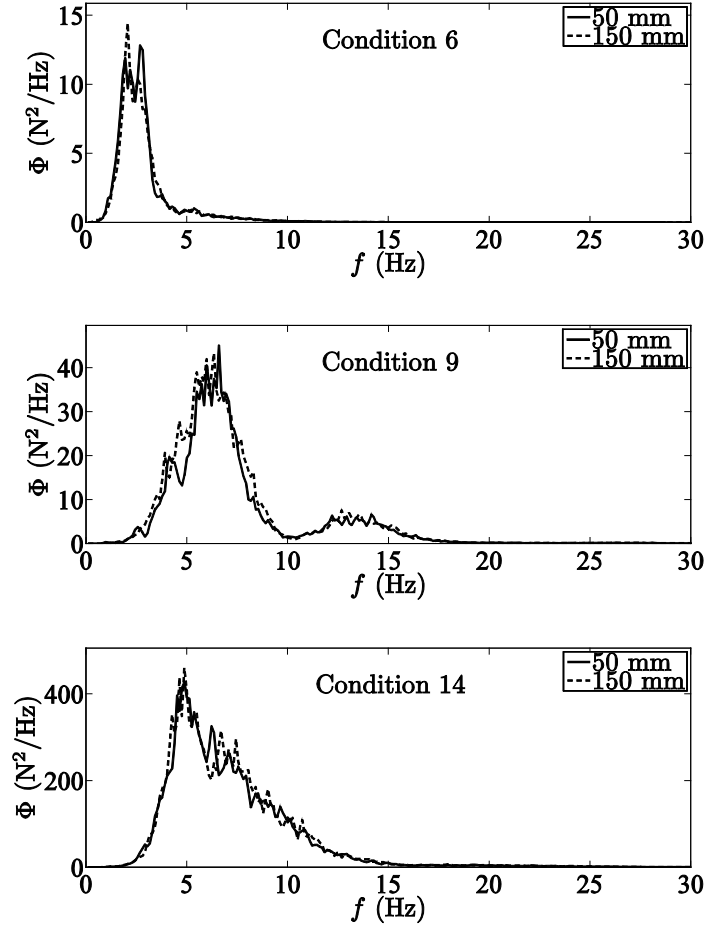


Figure 3.3: Influence de la longueur de la grille du mélangeur sur les spectres de force

dans les spectres de force n'a pu être mise en évidence (Figure 3.3). Ainsi, nous considérons que l'effet du mélangeur est inchangé, au moins à partir d'une longueur de grille de 50 mm. Néanmoins, nous n'avons pas testé d'autres types de géométrie de mélangeur, comme par exemple une grille avec un maillage plus fin.

3.1.2 Section d'essai

La section d'essai de 52 mm de diamètre est représentée Figure 3.4. Elle est constituée d'un tube en U de 52 mm de diamètre, dont le rayon de courbure R de chaque coude est d'environ $4D$.

Les deux points de mesure de la pression, en amont et en aval du tube en U (Figure 3.1), permettent de connaître la pression qui règne à l'intérieur de ce dernier. Le capteur Omega PX315-200GI permet de mesurer la pression d'un gaz de 0 à $1,38 \times 10^6$ Pa (de 0 à 200 psi). L'erreur de mesure est de $\pm 0.25\%$ sur la pleine échelle.

Lors de nos tests, la température de l'eau est mesurée afin de s'assurer qu'elle reste comprise entre 18 et 22°C. Ainsi, nous supposons que la température de l'air dans le tube en U est égale à la température standard ($T_0 = 20^\circ\text{C}$). La pression à l'intérieur du tube en U est supposée être la moyenne des pressions mesurées. Du fait de la compressibilité des gaz, le débit d'air dans le tube en U doit être ajusté afin d'obtenir le titre volumique du mélange désiré.

Un capteur de force piézo-électrique PCB Piezotronics 208C02 est installé juste avant le premier coude du tube en U (Figure 3.4). Ce capteur possède une limite de résolution de 0,004 N (en valeur RMS) sur une plage de fréquences de 1 à 10 kHz. Il peut mesurer une force dynamique allant jusqu'à 444,8 N. Sa sensibilité est de 11,05 mV/N. Ce capteur est installé à une distance $L = 56D$ du mélangeur, de manière à laisser suffisamment de temps à l'écoulement pour se développer. Au-delà d'une distance de $20D$ en aval du mélangeur, nous supposons que la variation de la configuration d'écoulement le long de la conduite ne dépend plus de la distance depuis le mélangeur, mais dépend principalement de la pression et des changements de directions.

Riverin et al. (2006) ont développé une procédure pour comparer la valeur RMS des forces générées par des écoulements diphasiques pour différents éléments de tuyauteries. En suivant cette procédure, nous définissons les forces F_{B1} et F_{B2} comme étant respectivement les forces générées par l'écoulement diphasique au niveau du premier coude et du second coude. Comme représenté sur la Figure 3.4, le capteur de force mesure une force suivant x :

$$F_x(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}}F_{B1}(t) + \frac{1}{\sqrt{2}}F_{B2}(t) \quad (3.6)$$

Pour obtenir la valeur RMS de la force induite par l'écoulement à partir de la force mesurée, Riverin et al. (2006) considèrent deux hypothèses. La première suppose que l'amplitude des forces générées par l'écoulement est la même dans les deux coudes. Tout comme Yih & Griffith (1970) et Riverin et al. (2006), nous avons observé que la variation des forces est

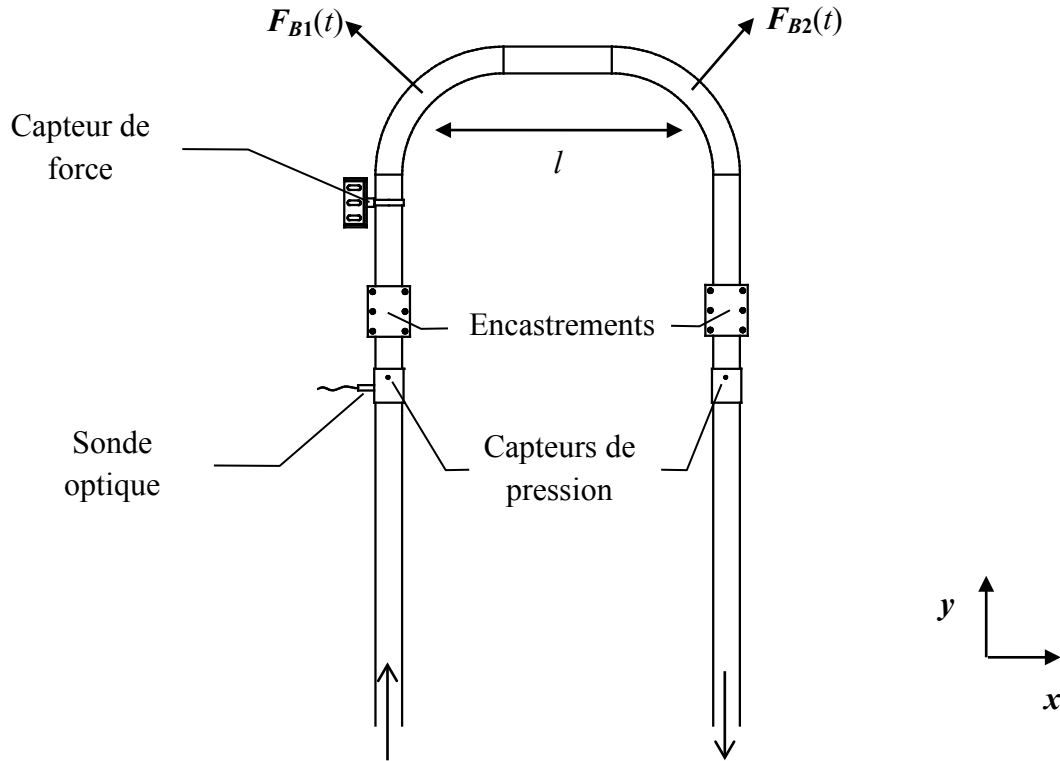


Figure 3.4: Section d'essai

quasi-linéaire avec la vitesse superficielle du mélange j . La portion linéaire entre les deux coudes, d'une longueur $l = 0.70\text{m} \approx 13D$, implique une perte de pression entre le premier coude et le second. Pour les conditions expérimentales étudiées, la perte de pression est comprise entre 9 et 18% de la pression dans le premier coude. Du fait de la compressibilité des gaz, nous avons calculé une variation maximale de la vitesse superficielle du mélange de 4, 9, 15 et 17%, respectivement pour des titres volumiques de 25, 50, 75 et 95%. Si l'on considère que 18% de variation du titre volumique a un effet négligeable sur les forces générées, ce n'est pas le cas pour la variation de la vitesse superficielle du mélange. Ainsi, les forces générées dans le deuxième coude sont environ 17% plus faible que celle générées dans le premier coude. Il est donc évident que les amplitudes des forces générées dans chaque coude ne sont pas égales. Cet effet est discuté à la Section 5.3.2.

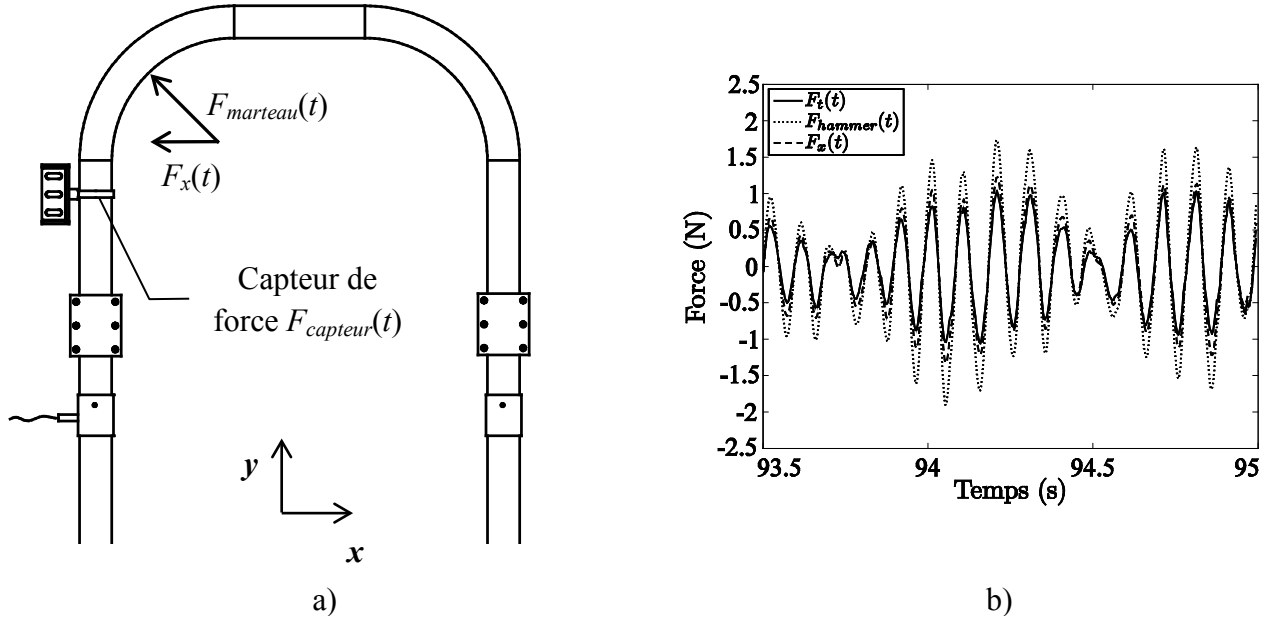


Figure 3.5: Procédure de calibration : a) montage et b) signaux de forces

La deuxième hypothèse suppose que les forces $F_{B1}(t)$ et $F_{B2}(t)$ sont dé-corrélées. Or, même si les forces centrifuges modifient largement le type d'écoulement, les composantes fréquentielles résultant de la présence de bouchons ou de la variation importante du taux de vide (*void waves*) persistent dans la partie horizontale du tube en U. Ainsi, la force mesurée peut être inférieure à la force totale soumise à l'ensemble du tube en U.

Les deux hypothèses précédemment introduites ont fait l'objet de tests, dont les résultats sont présentés à la Section 5.3.

Ainsi, nous obtenons la relation suivante :

$$F_x^{rms} = F_{B1}^{rms} = F_{B2}^{rms} = F^{rms} \quad (3.7)$$

Dépendamment de la position du capteur de force et des encastresments, un coefficient doit être appliqué afin d'obtenir la force équivalente, F^{rms} , définie par Riverin et al. (2006). Nous utilisons pour ce faire un marteau d'impact afin de générer une force au point d'application de la force équivalente F . Ainsi, nous obtenons les signaux de la force générée par le marteau $F_{marteau}(t) = \sqrt{2} \cdot F_x(t)$ et de la force mesurée par le capteur $F_{capteur}(t)$, présentés Figure 3.5.

Le rapport des valeurs RMS de ces deux forces permet d'obtenir le coefficient correcteur. La relation correspondant au montage utilisé correspond à $F^{rms} = 1,1 F_{capteur}^{rms}$.

3.1.3 Paramètres physiques étudiés

L'acquisition du signal des forces nous permet d'obtenir deux informations importantes. La première étant la valeur RMS des forces. Elle permet de connaître la valeur efficace d'une grandeur physique à partir de son signal temporel ou en calculant l'intégral sur tout le domaine des fréquences de la densité spectrale de puissance PSD. Sauf indication contraire, la valeur RMS d'un signal présentée dans ce mémoire est calculée à partir du signal temporel :

$$F^{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T [F(t)]^2 dt} \quad (3.8)$$

où T est la durée du signal. Les signaux de forces sont représentés en ANNEXE 1. La deuxième information importante provient du comportement fréquentiel du signal. Nous l'avons vu précédemment à la Section 2.2, les forces générées par un écoulement diphasique ont un comportement quasi-périodique. Ainsi, il est possible d'extraire une fréquence de pic correspondant à la valeur maximale du spectre de force. La détermination de la fréquence de pic est présentée Figure 3.6.

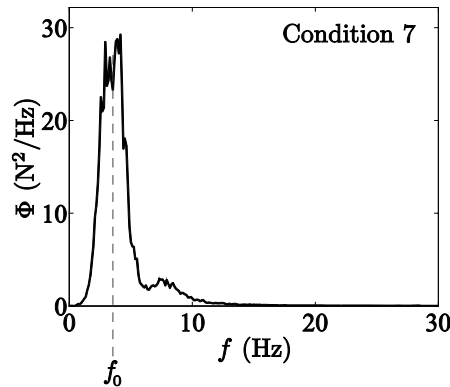


Figure 3.6: Détermination de la fréquence de pic f_0

3.2 Sonde optique

Pour être en mesure de faire le lien entre le type d'excitation et le type d'écoulement, il est nécessaire de connaître les paramètres physiques et hydrauliques de l'écoulement diphasique. Un dispositif utilisant des fibres optiques a été développé au sein de la Chaire industrielle de recherche BWC/EACL/CRSNG en Interaction Fluide-Structure de l'École Polytechnique de Montréal. Ce dispositif permet de mesurer le taux de vide local α , et d'en déduire la vitesse des bulles, leur taille et la fréquence de passage des bouchons.

3.2.1 Principe de fonctionnement

Le dispositif de mesure du taux de vide local se base sur le phénomène de réflexion. Ce dernier se produit à l'interface entre la silice, qui constitue le cœur de la fibre, et le milieu ambiant. La fibre optique est reliée à un dispositif laser capable de séparer le rayon émis et le rayon réfléchi au bout de la fibre. Suivant le milieu dans lequel le bout de la fibre est plongé, l'intensité lumineuse réfléchie sera plus ou moins importante. Dans notre cas, le passage du milieu gazeux au milieu liquide implique une diminution de l'intensité lumineuse réfléchie. Il est donc possible d'acquérir un signal en lien direct avec le type de phase en présence en un point donné de l'écoulement.

3.2.2 Fabrication

Afin de simplifier la réalisation de la sonde, nous utilisons une fibre multimodal dont le diamètre du cœur de silice est de 100 μm . Elle possède deux gaines. La première permet de la protéger de l'environnement extérieur. Elle mesure 125 μm de diamètre. La seconde permet la réflexion de l'onde à l'intérieur du cœur. Cette dernière mesure 110 μm de diamètre. Nous avons tenté de réaliser des sondes avec un diamètre du cœur de 50 μm (55 μm et 66 μm de diamètre,

respectivement pour les deux gaines). Mais plus le diamètre est petit, plus l'opération de fusion entre la fibre et le connecteur est difficile. Elle nécessite une soudeuse fusionneuse pour fibre optique plus perfectionnée que celle disponible dans la Chaire. Nous supposons tout de même que la sonde, composée de deux fibres, ne modifie ni les caractéristiques de l'écoulement, ni la forme des éléments mesurés.

Le bout de la fibre est de forme conique afin de faciliter le changement de phase au niveau de l'interface. Pour réaliser une telle forme, la fibre est plongée dans de l'acide fluorhydrique HF, capable de dissoudre le cœur de silice de la fibre. Une couche d'huile recouvre complètement la surface d'acide. Au niveau de l'interface entre l'huile et l'acide, plus la fibre est proche de la couche d'huile, plus la concentration de HF diminue. Ainsi, au bout d'une trentaine de minutes, un cône d'une hauteur d'environ 160 μm se forme. L'acide utilisé possède une concentration en HF de 50%. La Figure 3.7 montre le bout des deux fibres optiques fabriquées pour cette étude.

Le support pour la sonde optique est représenté Figure 3.8. Il est constitué de différents tubes en acier inoxydable, insérés les uns dans les autres. Afin de perturber le moins possible l'écoulement, l'embout du support est constitué d'un tube courbé de 0,88 mm de diamètre. Avec un diamètre interne de 0,4 mm, il permet l'insertion de deux fibres optiques. Le tube inséré dans la section d'essai, perpendiculaire à l'écoulement, mesure 2,90 mm de diamètre. Sa longueur est de 26 mm et sa première fréquence naturelle est égale à 2,9kHz. Ainsi, les forces d'excitation des écoulements diphasiques, dont les fréquences sont de l'ordre de la dizaine de Hertz, ne sont pas susceptibles d'exciter le support de la sonde optique.

Lors de la fabrication de l'embout, il ne faut pas utiliser un rayon de courbure trop faible car cela pourrait engendrer des pertes d'intensité lumineuse dans la fibre optique, voir le bris de cette dernière lors de son insertion. À l'inverse, un rayon de courbure trop grand rend le montage de la sonde dans la section d'essai impossible. De plus, la partie rectiligne de l'embout doit être assez longue pour bien guider les fibres, de manière à ce qu'elles soient parallèles à l'écoulement. Une longueur de 7 mm est un bon compromis pour cette section d'essai.

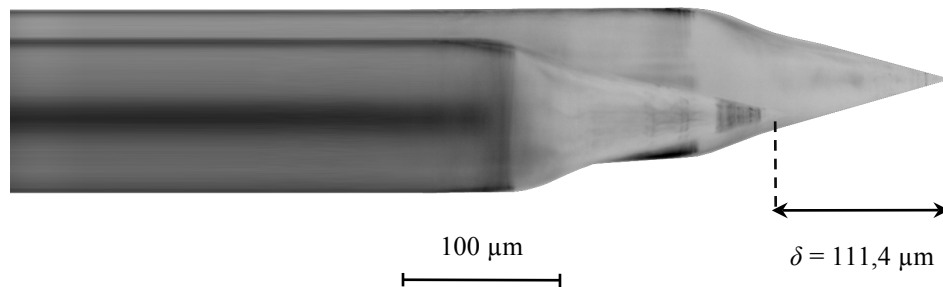


Figure 3.7: Extrémité de la sonde, comprenant deux fibres optiques

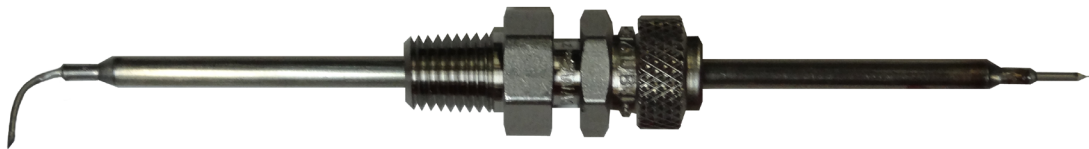


Figure 3.8: Support de la sonde

3.2.3 Paramètres physiques mesurés

La Figure 3.9 représente le principe de mesure de la sonde optique et le signal obtenu après traitement du taux de vide local $\alpha(r, t)$ à l'instant t et à la position radical r . Le traitement est obtenu par une application développée au sein de la Chaire sous LabVIEW. Nous obtenons ainsi un signal en forme de créneau, où $\alpha(r, t) = 1$ lorsque la sonde est en contact avec une phase gazeuse, et $\alpha(r, t) = 0$ si elle est en contact avec une phase liquide. Il est donc possible d'obtenir le taux de vide local moyenné dans le temps $\bar{\alpha}(r)$, la vitesse et la taille des bulles, ainsi que la fréquence de passage de ces dernières.

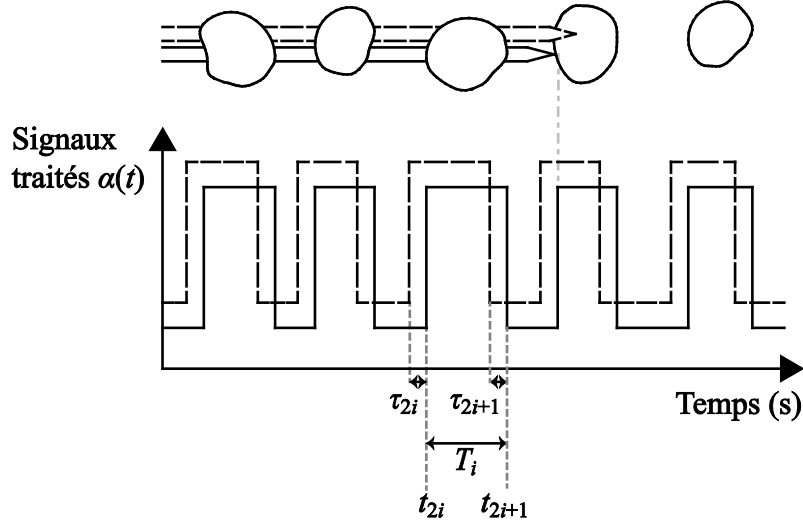


Figure 3.9: Principe de mesure et signaux du taux de vide local obtenus après traitement

Soit r la position radiale du bout de la sonde dans la conduite, nous pouvons calculer le taux de vide local moyenné au cours d'une durée T :

$$\bar{\alpha}(r, T) = \frac{1}{T} \int_0^T \alpha(r, t) dt \quad (3.9)$$

Il est donc possible de calculer le taux de vide local à l'intérieur de chaque bouchon, ainsi que sur toute la durée d'acquisition. Pour calculer la valeur moyenne dans le temps du taux de vide local, tout au long de l'écoulement, il suffit de faire tendre T vers l'infini :

$$\bar{\alpha}(r) = \lim_{T \rightarrow \infty} \bar{\alpha}(r, T) \quad (3.10)$$

Dans le cas d'un signal échantillonné à la fréquence f_{mesure} , le taux de vide local moyenné dans le temps au centre de la conduite devient :

$$\bar{\alpha}(r = 0) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \alpha_i \quad (3.11)$$

où N est le nombre de points de mesure correspondant soit à la durée d'un bouchon, soit à la durée totale de l'acquisition.

Soit δ la distance axiale entre les pointes des deux fibres optiques, identifiée Figure 3.7, τ_{2i} le retard entre les deux signaux au contact de la bulle i et τ_{2i+1} le retard entre les deux signaux à la sortie de la bulle i , il est possible de calculer la vitesse d'entrée v_{i_e} et de sortie v_{i_s} de la bulle i :

$$v_{i_e} = \frac{\delta}{\tau_{2i}} \quad (3.12)$$

$$v_{i_s} = \frac{\delta}{\tau_{2i+1}} \quad (3.13)$$

La Figure 3.9 illustre plus clairement les différentes variables introduites dans les Équations (3.12) et (3.13). Dépendamment de la position du point d'impact de la sonde sur la bulle, la vitesse d'entrée, v_{i_e} , et la vitesse de sortie, v_{i_s} , de la bulle peuvent être erronées. En supposant que les bulles soient sphériques, une mesure parfaite consiste à ce que chacune des deux fibres soient sur la trajectoire du centre de la bulle. Or, plus la sonde est éloignée de cette trajectoire, plus l'écart entre la vitesse d'entrée et la vitesse de sortie est grand. Lors du post-traitement, nous avons donc sélectionné les bulles pour lesquelles l'écart entre les deux vitesses est inférieur à 10%. Nous noterons la valeur moyenne de ces deux vitesses v_i . Il est ainsi possible de calculer le diamètre d_i de la $i^{\text{ème}}$ bulle :

$$d_i = v_i (t_{2i+1} - t_{2i}) = v_i T_i \quad (3.14)$$

La fréquence de passage des bulles peut-être calculée ainsi :

$$f_{i_g} = \frac{1}{(t_{2(i+1)} - t_{2i})} \quad (3.15)$$

À cause des turbulences générées par l'écoulement diphasique, les surfaces supérieures et inférieures des bulles de Taylor et des bouchons ne permettent pas d'obtenir des bonnes mesures de vitesse avec ce type de sonde. L'utilisation de sondes densitométriques à impédance ou à conductance, qui mesurent la valeur moyennée dans l'espace du taux de vide (ϵ), permettent d'obtenir de telles informations. Par contre, elles ne peuvent pas mesurer les paramètres locaux

tels que décrits ci-dessus. Des modèles théoriques sont utilisés pour estimer les vitesses des bulles de Taylor et des bouchons. Ce sujet est traité de manière plus approfondie dans le Chapitre 4.

Outre la position du point d'impact de la sonde sur la bulle, l'échantillonnage du signal implique une erreur de mesure systématique en fonction de la vitesse v d'une bulle. La Figure 3.10 met en évidence la variation de la mesure de la vitesse à cause de la fréquence d'échantillonnage f_{mesure} .

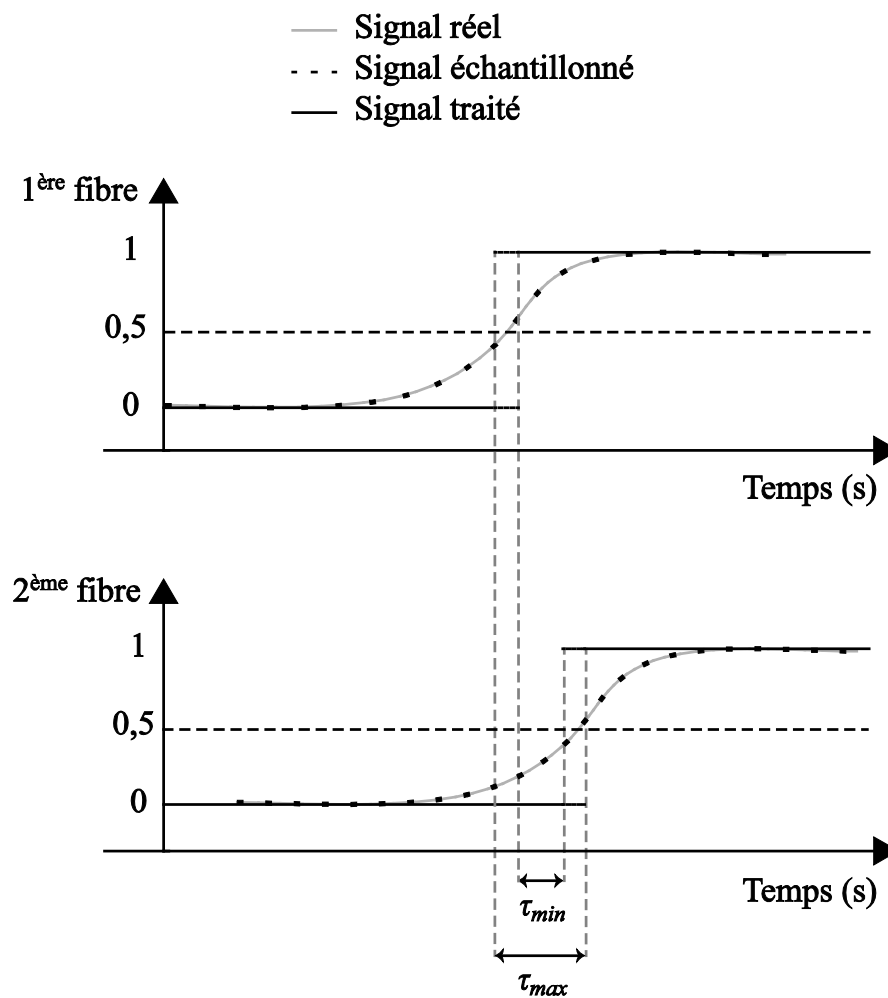


Figure 3.10: Erreur sur la mesure de la vitesse

En reformulant l'Équation (3.12) en termes de variation absolue, on peut en déduire, au signe près, que :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta \tau}{\tau} \quad (3.16)$$

où v est la vitesse et τ le délai entre les signaux des deux fibres, identifié Figure 3.9. En remplaçant τ par l'expression obtenue Équation (3.12), nous obtenons :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{v}{\delta} \Delta \tau \quad (3.17)$$

Or, la Figure 3.10 montre clairement que la variation de la mesure du délai, à cause de l'échantillonnage du signal, s'écrit sous la forme :

$$\Delta \tau = \tau_{max} - \tau_{min} = \frac{2}{f_{mesure}} \quad (3.18)$$

Ainsi, nous obtenons la variation de la mesure de la vitesse, due à l'échantillonnage du signal :

$$\Delta v = \frac{2 v^2}{\delta f_{mesure}} \quad (3.19)$$

Le système d'acquisition ne permet pas de dépasser une fréquence d'échantillonnage de 2 Mhz. Par conséquent, l'erreur de mesure Δv atteint 1,0 m/s pour une mesure de vitesse v de 10 m/s.

L'Équation (3.14) montre que l'erreur sur la mesure de la taille des bulles est liée à l'erreur sur la mesure de la vitesse des bulles v_i , traitée ci-dessus. De plus, la mesure de la durée de passage de la bulle, T_i , est aussi influencée par la fréquence d'échantillonnage.

En ce qui concerne la mesure de T_i , la condition la plus défavorable consiste en une petite bulle se déplaçant à grande vitesse. À une fréquence d'échantillonnage de 2 MHz, le nombre de points N_b , échantillonnant le signal à la valeur 1, peut être calculé comme suit :

$$N_b = \frac{d_i f_{meas}}{v_i} \quad (3.20)$$

Prenons le cas d'une bulle de diamètre $d_i = 1$ mm se déplaçant à une vitesse $v_i = 10$ m/s. Nous obtenons $N_b = 200$. Or, la Figure 3.10 met en évidence que l'erreur d'échantillonnage implique que $\Delta N_b = 2$. Dans le cas d'une bulle de 1 mm de diamètre se déplaçant à une vitesse de 10 m/s, l'erreur de calcul atteint 1% de la valeur mesurée. Nous pouvons donc considérer que l'erreur de mesure sur la taille des bulles résulte principalement de l'erreur sur la mesure de la vitesse des bulles, atteignant 10% dans ce cas précis.

3.3 Boucle diphasique de 20 mm de diamètre

Afin de comparer l'influence du diamètre des tubes, des séries de tests ont été réalisées dans des sections d'essai verticales de diamètre de tube de 12 mm, 15 mm et 20 mm. Enfin, plusieurs séries de tests ont aussi été réalisées dans un tube en U horizontal, installé dans le plan vertical. La particularité de cette section d'essai vient du fait que les deux coudes du tube en U sont mécaniquement découplés. Cette section permet d'étudier la validité des hypothèses proposées précédemment afin d'étudier les forces générées par les écoulements diphasiques dans un tube en U. La description de la boucle d'essai et l'analyse des résultats sont présentés dans la Section 5.3.

Ces différentes boucles diphasiques sont comparables à celle présentée à la Section 3.1.1. Seuls les pompes et les débitmètres sont différents. Les deux pompes permettent d'atteindre un débit d'eau maximum de $2,7 \times 10^{-3}$ m³/s. Le débitmètre à eau est un Rosemount-Emerson 8711-8732. L'exactitude de la mesure varie de 0,5 à 2,5% pour des débits qui varient respectivement de $0,5 \times 10^{-3}$ m³/s à $0,083 \times 10^{-3}$ m³/s (30 à 5 l/min). Le circuit d'air comprimé permet d'atteindre des débits d'air supérieurs à $16,7 \times 10^{-3}$ m³/s. Le débitmètre utilisé est l'Aalborg GFC 77, décrit dans la Section 3.1.1. De même pour les capteurs de pression. Les capteurs de force piézo-électrique PCB Piezotronics 208C01 utilisés ont une limite de résolution de 0,00045 N (en valeur RMS) sur une plage de fréquences de 1 Hz à 10 kHz. Ils peuvent mesurer une force dynamique

allant jusqu'à 44,48 N. Leur sensibilité est d'environ 112,4 mV/N (111,3 mV/N pour le capteur Force 2 et 115,5 mV/N pour le capteur Force 3).

3.4 Conditions expérimentales

Le modèle homogène des écoulements diphasiques est utilisé tout au long de cette étude. Ce modèle est basé sur le comportement moyen de chacune des phases. Ainsi, la vitesse et le titre volumique du mélange, définis respectivement par les Équations (3.1) et (3.2), peuvent être directement obtenues dans la section d'essai en utilisant les débitmètres à air et à eau.

Tableau 3.1: Conditions expérimentales

Condition	β (%)	j (m/s)	j_l (m/s)	j_g (m/s)
1	25	1	0,75	0,25
2		2	1,5	0,5
3		3	2,25	0,75
4		4	3	1
5		5	3,75	1,25
6	50	2	1	1
7		3	1,5	1,5
8		4	2	2
9		5	2,5	2,5
10		6	3	3
11	75	2	0,5	1,5
12		4	1	3
13		6	1,5	4,5
14		8	2	6
15		10	2,5	7,5
16	95	12	3	9
17 ²		5	0,25	4,75
18		10	0,5	9,5
19		15	0,75	14,25
20		20	1	19

² Étant donné que la Condition 17 n'est pas accessible avec la boucle de 52 mm, cette dernière ne sera pas traitée dans cette étude.

Afin de comparer l'influence des écoulements diphasiques dans des conduites d'orientations et de diamètres différents, une vingtaine de conditions ont été reproduites dans chacune des sections d'essai décrites précédemment. Ces conditions ont été précédemment définies par Riverin (2004). Globalement, elles permettent de couvrir la majeure partie des écoulements existants (Figure 2.1). Ces conditions d'écoulements sont répertoriées dans le Tableau 3.1.

Des conditions d'écoulements supplémentaires ont été reproduites dans la section d'essai de 52 mm de diamètre afin d'étudier l'évolution des forces générées par un écoulement diphasique à de plus hautes vitesses. Ces conditions sont regroupées dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2: Conditions expérimentales supplémentaires

Condition	β (%)	j (m/s)	j_l (m/s)	j_g (m/s)
21	25	6	4,5	1,5
22		7	5,25	1,75
23		8	6	2
24		9	6,75	2,25
25		10	7,5	2,5
26		11	8,25	2,75
27		12	9	3
30	50	7	3,5	3,5
31		8	4	4
32		9	4,5	4,5
33		10	5	5
34		11	5,5	5,5
35		12	6	6
36		13	6,5	6,5
37		14	7	7
40	75	14	3,5	10,5
41		16	4	12
42		18	4,5	13,5
43		20	5	15
50	95	25	1,25	23,75
51		30	1,5	28,5

CHAPITRE 4 ARTICLE : TWO-PHASE FLOW-INDUCED FORCES ON PIPING IN VERTICAL UPWARD FLOW: EXCITATION MECHANISMS AND CORRELATION MODELS³

M. Giraudeau, N.W. Mureithi, M.J. Pettigrew

BWC/AECL/NSERC Chair of Fluid–Structure Interaction, Department of Mechanical Engineering, École Polytechnique de Montréal, C.P. 6079, succ. Centre-ville, Montréal, Québec, H3C 3A7, Canada

4.1 Abstract

Momentum variation in two-phase flow generates significant low frequency forces, capable of producing unwanted and destructive vibrations in nuclear or petroleum industries. Two-phase flow-induced forces in piping were previously studied over a range of diameters from 6 mm to 70 mm in different piping element geometries, such as elbows, U-bends and tees. Dimensionless models were then developed to estimate the rms forces and generate vibration excitation force spectra. It was found that slug flow generates the largest forces due to the large momentum variation between Taylor bubbles and slugs.

The present study was conducted with a 52 mm diameter U-bend tube carrying a vertical upward flow. Two-phase flow-induced forces were measured. In addition, two-phase flow parameters, such as the local void fraction, bubble size and velocity, and slug frequency were studied to understand the relationship between the force spectra and the two-phase flow patterns. A new two-phase flow pattern map, based on existing transition models and validated using our own local void fraction measurements and force spectra, is proposed. This paper also presents a comparison of the present dimensionless forces with those of previous studies, thus covers a wide

³ Submitted to the ASME Journal of Pressure Vessel Technology, Nov. 2011.

range of geometries and Weber Numbers. Finally, a dimensionless spectrum is proposed to correlate forces with large momentum variations observed for certain flow patterns.

Keywords: Two-phase flow; Vertical flow pattern; Quasi-periodic force; Slug flow; Void signal; Fluid structure interaction.

4.2 Introduction

Significant internal two-phase flow-induced forces occur in piping elements. Previous force measurements were conducted in horizontal two-phase flow by Cargnelutti et al. [1] using air-water mixture, and by Tay and Thorpe [2] varying the physical properties of the two-phase flow mixture. For vertical flow, previous experiments have been conducted by Yih and Griffith [3] using a steam-water mixture for tube diameters from 6 mm to 25 mm. Recently, air-water mixtures were used for test on 20 mm and 52 mm diameter U-tubes with void fractions from 25 to 95% (Riverin et al. [4], Riverin and Pettigrew [5], Giraudeau et al. [6]). Riverin et al. [4] also developed an empirical force model leading to a dimensionless spectrum. The model was used for 20 mm diameter U-tubes and tees. Recently, Cargnelutti et al. [1] studied two-phase flow-induced forces and void signals in 6 mm elbows subjected to horizontal flow. They compared their results using the dimensionless force model proposed by Riverin et al. [4]. Giraudeau et al. [6] applied these force and dimensionless spectrum models to two similar piping geometries of 20 mm and 52 mm diameter U-bend tubes. The dimensionless force model collapsed reasonably well the largest two-phase flow-induced forces acting on different piping elements. The dimensionless spectrum model also collapsed the two-phase flow-induced force spectra quite well. These dimensionless collapsed spectra make it possible to define a single dimensionless approximate spectrum. With this approximation, it is possible to generate the vibration excitation spectra of forces acting on piping elements.

Taitel et al. [7] defined five flow regimes for vertical two-phase flow: dispersed bubbly, bubbly, slug, churn and annular regimes. The authors also developed models to determine the flow pattern transitions. Different models were improved or new ones developed based on different two-phase flow mechanisms, e.g., McQuillan and Whalley [8] for all the two-phase flow

regimes and Jayanti and Hewitt [9] for slug flow. Most authors compared models using space averaged void measurements (e.g., impedance void fraction meter) and visual observations to select the mechanisms that occur in two-phase flow, to improve the two-phase flow pattern maps. Costigan and Whalley [10] considered dispersed-bubbly flow as bubbly flow and added the spherical cap bubble flow in the transition from bubbly flow to slug flow, also called plug flow by Wang et al. [11]. In addition, based on the probability density function for void signals, Costigan and Whalley [12] added the unstable slug flow pattern, which essentially corresponds to the transition from slug to churn flow. To correlate two-phase flow-induced forces with flow patterns, Giraudeau et al. [6] used the two-phase flow pattern map proposed by Taitel et al. [7]. The map gave a fairly good representation of the two-phase flow patterns generated in vertical pipes. However, the authors found inconsistencies for some transitions, e.g. from slug to churn flow, from slug to bubbly flow, and from churn to annular flow. Although Giraudeau et al. [6] considered transition mechanism from slug to churn flow developed by Brauner and Barnea [13], discrepancies still remain between forces and flow pattern maps in general.

Several different mechanisms governing the slug-churn transition have been proposed. Taitel et al. [7] assumed that the falling film surrounding the Taylor bubble creates a highly agitated aerated mixture inside the following slug. The slug becomes unstable if its length is too short. The resulting two-phase flow is described as a churn flow. They modeled the falling film as a two-dimensional jet which enters the slug, considered as a static pool of liquid. But, as previously discussed and as shown by Jayanti and Hewitt [9], it is clear that this mechanism does not agree with reality. Jayanti and Hewitt [9] arrived at the same conclusion about the wake effect of the Taylor bubbles proposed by Mishima and Ishii [14] as a transition mechanism. Brauner and Barnea [13] proposed another mechanism which is based on the increase in the mixture velocity j up to a critical velocity. At this point, the gas void fraction within the slug reaches the maximum volumetric packing, around 0.52. The saturation of gas in the slug creates the instability of the latter. To model the slug to churn transition, Chen and Brill [15] proposed a model which takes into account the mechanisms proposed by Mishima and Ishii [14], based on the wake effect behind the Taylor bubble, and by Brauner and Barnea [13], based on the increase in void fraction within the slug. McQuillan and Whalley [8] considered the flooding mechanism in the liquid film surrounding the Taylor bubble, based on the work of Nicklin and Davidson [16]. Because the transition seemed to occur at a higher superficial gas velocity, Jayanti and

Hewitt [9] brought other considerations about the phenomenon which occurs in the film surrounding the Taylor bubble. They used the film thickness formulation from Brotz [17] (improved by Fulford [18]) rather than those of Nusselt [19]. Finally, Costigan and Whalley [12] used a void meter to identify the flow patterns. They introduced some improvements in the formulation of a model capable of predicting very well the slug to churn transition. In addition, Costigan and Whalley [12] split the churn and the slug flow into three parts: the stable slug flow pattern, the unstable slug flow pattern, which corresponds to slug flow consisting of slugs smaller than $12D$, and the churn flow pattern. They introduced the unstable slug flow pattern because the corresponding probability distribution shape is significantly different from the others. The satisfactory prediction of the latter transitions and visual evidence (brought by Jayanti et al. [20]) of the flooding waves on the liquid film surrounding the Taylor bubble indicate that the flooding mechanism governs the transition from slug to churn flow. However, experiments from Costigan and Whalley [12] were conducted up to a superficial liquid velocity $j_l = 1$ m/s. We propose then to confirm the unstable slug flow and the stable slug flow boundaries by using local void measurements and two-phase flow-induced forces analysis, performed at higher mixture velocities (e.g. from $j_l = 0.5$ to 9 m/s). Other flow pattern transitions are also discussed in the paper.

The first objective of the present work is to correlate the two-phase flow patterns in vertical pipes with two-phase flow-induced forces. An optical probe is used to obtain the local void signals and identify the two-phase flow patterns. The local void signals permits one to study the two-phase flow mechanisms used to develop the two-phase flow pattern transitions. The transitions were previously studied using an averaged void measurement. Void signals are also used to identify the origin of frequency components occurring in the two-phase flow-induced force spectra. In addition, the formulation from Taylor [21] is used to normalize the dominant frequency. Following Giraudeau et al. [6], the dimensionless force and force spectra models, developed by Riverin et al. [4], are used to estimate the excitation forces at pipe bends.

In summary, based on local void signals and forces analysis, previously developed transition models are selected to generate a two-phase flow pattern map. Forces and their components in the frequency domain for a 52 mm diameter tubes are presented in this paper. Finally, the main sources of these frequency components are discussed and a dimensionless spectrum approximation presented.

4.3 Experiments

4.3.1 Experimental set-up

The loop described by Giraudeau et al. [6] was used for the experiments. It was operated at higher homogeneous mixture velocities than those performed by Costigan and Whalley [12], to study two-phase flow parameters, and those performed by Giraudeau et al. [6], to study two-phase flow-induced forces. In addition, for all of the conditions studied in this loop, an optical probe was used to obtain void signals. The test section consists of a 52 mm diameter U-bend tube, with a radius to diameter ratio of $R/D = 4$.

Figure 4.1(a) shows the test loop and the test section. Figure 4.1(b) shows the two pressure sensors, the force transducer and the optical probe. The pressure sensors are used to measure the pressure at the inlet and outlet of the U-bend. The effective pressure in the U-bend tube is obtained by averaging. The airflow is then adjusted to obtain the desired test conditions. The superficial liquid (water) and gas (air) velocity ranges covered in the tests are shown in Figure 4.2 on a two-phase flow regime map. The map is based on gas and liquid phase velocities for vertical flow. In addition, it shows the flow conditions that were tested to study all of the vertical two-phase flow patterns. The numbered conditions represent the test conditions studied by Riverin et al. [4], Giraudeau et al. [6] and those in this paper, for which a void optical probe was used. At the other test conditions (not numbered), only two-phase flow-induced forces were measured.

The force measurements were taken at the top left location on the U-bend as indicated in Figure 4.1. The ratio $L/D = 56$ is defined by the length, L , between the mixer exit and the force transducer, and the tube diameter D .

Based on the pipe cross-sectional area A , the volume flow rates Q_l and Q_g of the liquid and gas phases, the homogeneous mixture velocity, j , and the homogeneous void fraction, β , are respectively given by Eqs. (4.1) and (4.2):

$$j = \frac{Q_l + Q_g}{A} \quad (4.1)$$

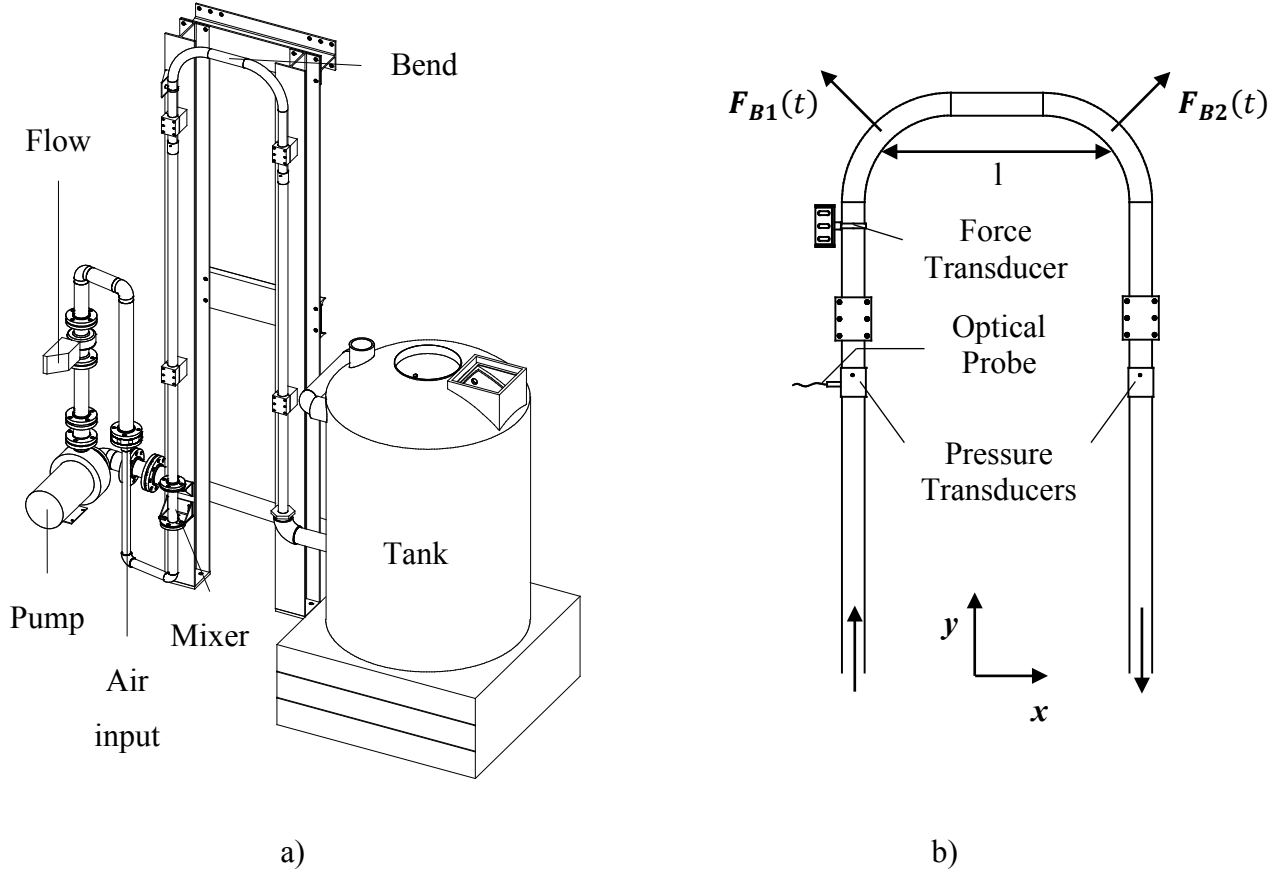


Figure 4.1: a) Test loop, and b) test section for the 52 mm diameter U-bend tube.

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_l + Q_g} \quad (4.2)$$

To compare our results with the results presented by Riverin et al. [4] for a 20 mm diameter tube and by Giraudeau et al. [6] for a 52 mm diameter tube, the procedure proposed by Riverin et al. [4] is followed. This procedure was developed to compare different piping elements, such as tees and different U-tube geometries. We therefore define F_{B1} and F_{B2} as the equivalent forces in the first and the second bend, respectively. With the setup shown in Figure 4.1(b), the force transducer measures a projected force along the x -axis. A correction therefore needs to be made to obtain values of the equivalent bend force F . The procedure to define the correction factor is described in Section 4.3.2.1. We define the projection of this equivalent bend force as $F_x(t)$:

$$F_x(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}}F_{B1}(t) + \frac{1}{\sqrt{2}}F_{B2}(t) \quad (4.3)$$

The effective locations of the forces $\mathbf{F}_{B1}$ and $\mathbf{F}_{B2}$ are separated by a distance of $l = 0.70$ m. To use this procedure, two assumptions must be made. The first assumption is that the magnitudes of $F_{B1}(t)$ and $F_{B2}(t)$ are equal. Given the ratio $l/D = 13$ between the two legs of the test section, the average reduction in the homogeneous mixture velocity j from the inlet to the outlet of the U-bend reach 3, 5, 9 and 11% for 25, 50, 75 and 95% void fraction, respectively. Since we find that the two-phase flow-induced forces vary as j , the difference in magnitude between forces acting on the first bend and forces acting on the second bend can expected to be of the same order. Thus, this assumption appears reasonable. The second is to consider that $F_{B1}(t)$ and $F_{B2}(t)$ are fully uncorrelated. Due to the centrifugal force in the first bend, the two-phase flow pattern is totally different upstream of the second bend. The characteristics of the two-phase flow excitation are therefore unlikely to be correlated. However, some periodic structures remain in the second bend. In our laboratory, we have introduced a flexible connection between two adjacent elbows to study the correlation between forces generated in both bends. The forces signals were observed to remain fairly strongly correlated over the range of frequency excited by two phase flows. In this case, the measured force in Eq. (4.3) slightly underestimates the real force acting on one bend. However, as explained later, Cargnelutti et al. [1] did not find higher dimensionless forces in elbows, subjected to horizontal flow. With the foregoing two assumptions, we obtain the following formulation for the rms value of the force F_x^{rms} in the x -direction.

$$F_x^{rms} = F_{B1}^{rms} = F_{B2}^{rms} = F^{rms} \quad (4.4)$$

The measured force depends on the position of the transducer along the tube. To account for this, an experimentally determined correction factor is applied to obtain F^{rms} and the force spectra (Figure 4.3).

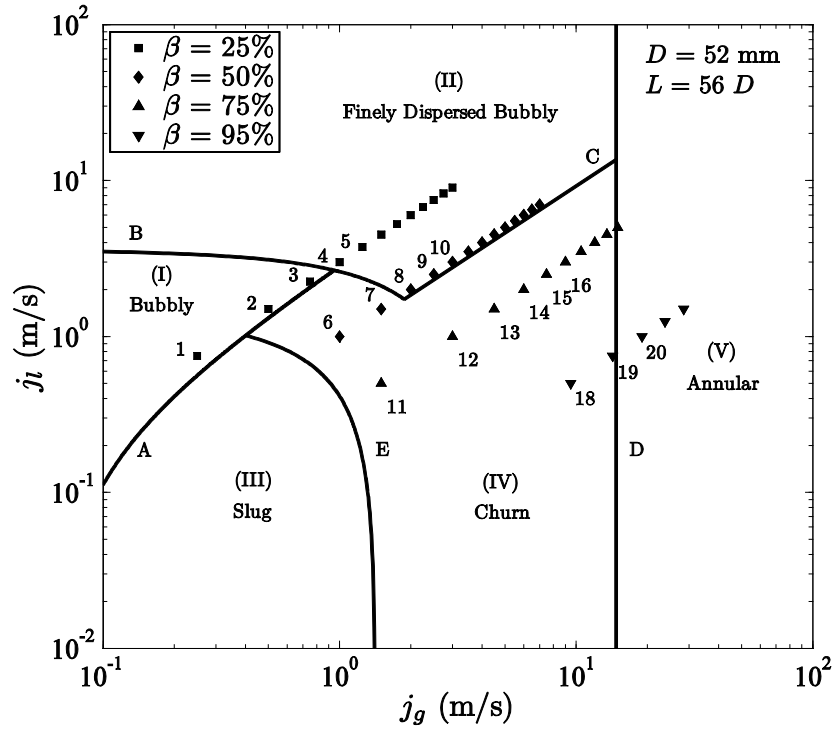


Figure 4.2: Vertical flow regime map from Taitel et al. [7] and conditions studied for the 52 mm diameter U-bend test section. Transition boundaries are: A from bubbly to slug flow, B from bubbly to finely dispersed bubbly flow, C from finely dispersed bubbly to churn flow, D to annular flow and E from slug to churn flow. Flow patterns are identified as (I) - bubbly flow, (II) - finely dispersed bubbly flow, (III) - slug flow, (IV) - churn flow and (V) - annular flow.

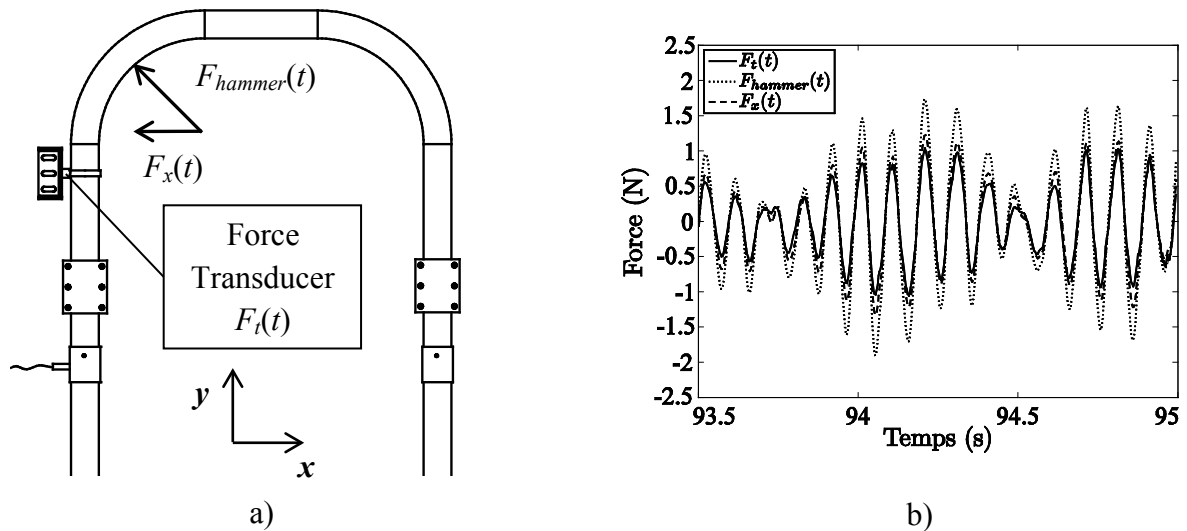


Figure 4.3: Calibration procedure: a) set-up and b) force signals.

4.3.2 Test procedure

Over the same range of void fractions, this study covers all of the existing flow patterns for vertical two-phase flows over a larger range of homogeneous mixture velocities. The test loop is characterized by the ratio of the pipe length, L , between the mixer and the force transducer, to the tube diameter, D : $L/D = 56$. In the experiments, two parameters were varied, the homogeneous void fraction and the homogeneous mixture velocity. The experiments were conducted for 25, 50, 75 and 95% void fraction and for a homogeneous mixture velocity between 1 and 12 m/s, 2 and 14 m/s, 2 and 20 m/s and 5 and 30 m/s, respectively.

4.3.2.1 Force measurement

As mentioned previously, a correction needed to be applied to obtain values of the equivalent bend force F . To measure the correction coefficient, an impact hammer was used as a localized force generator on the bend. The force signals from the force transducer $F_t(t)$ and the impact hammer $F_{hammer}(t)$ (Figure 4.3) were recorded and analyzed. The correction coefficient that needed to be applied on the measured force signals, in order to evaluate the two-phase flow-induced forces and spectra, was then determined.

4.3.2.2 Flow measurements

An optical probe was used immediately upstream of the first bend, in the centre of the pipe section, to determine the local void fraction, the bubble size and velocity history, and the slug frequency in two-phase flow (Morris et al. [22], Hamad et al. [23] and Riverin and Pettigrew [5]). The optical probe consists of two 100 μm core diameter optical fibers, with a conical tip as shown in Figure 4.4. Connected to a laser, the light is reflected in the conical tip, at the interface between the glass and the fluid. Consequently, the reflection ratio will be different depending on whether the fluid phase is liquid or gas. An electronic device transforms the optical signal into electrical pulses. Thus, in two-phase flow, as shown Figure 4.5, we obtain a square signal with an amplitude which varies from 0 in water to 1 in air (Figure 4.6 to Figure 4.9). As shown in Figure 4.4, there is a 111 μm distance between the two conical tips. Consequently, when a bubble passes

over the optical probe with a certain velocity, there is a delay between the two signals. The bubble velocity and the bubble size can therefore be estimated. Bubble size and velocity histograms are presented later in Figure 4.10 and Figure 4.11. Given the location of the point of impact at the interface of the bubble, the bubble velocity could be under or overestimated. To make sure that we obtain the best estimate of the true velocity of the bubble, we selected in the signal only bubbles for which the difference between the inlet and the outlet velocities is less than 10%. However, the accuracy of the measured bubble or droplet velocity v depends on v^2 . The velocity is calculated from the delay due to the change in phase between the two fiber tips. A change of phase is characterized by a rising or a falling edge in the probe signals (Hamad et al. [23]).

Consequently, the largest variation in time for a calculated delay is $\Delta\tau = 2/f_{meas}$. Thus, for a given velocity v , the accuracy of the measurement is:

$$\Delta V = \frac{2v^2}{f_{meas}\delta} \quad (4.5)$$

where δ is the distance between the two fiber tips and f_{meas} is the sampling frequency.

The void signal could be acquired at a sampling frequency of up to 2 MHz. Consequently, if a bubble travels at a velocity of 10 m/s, the accuracy of the measured velocity is within approximately 1.0 m/s. This explains why we obtained some blank bars in the velocity histogram beyond 10 m/s (Figure 4.11). The blank bars correspond to a range of velocities which cannot be obtained due to the low sampling frequency. However, this velocity is taken into account either in the previous or in the following bar. For this reason the general shape of the velocity histogram is quite realistic.

Finally, the variation of the local fluid phase and the local void fraction can be obtained from the optical signal (Morris et al. [22]). These void signals are used to determine the two-phase phase flow pattern for all of the conditions studied, and to measure the size and velocity of bubbles in the flow patterns, except in annular flow. The local void fraction is given from the sampled signal α by:

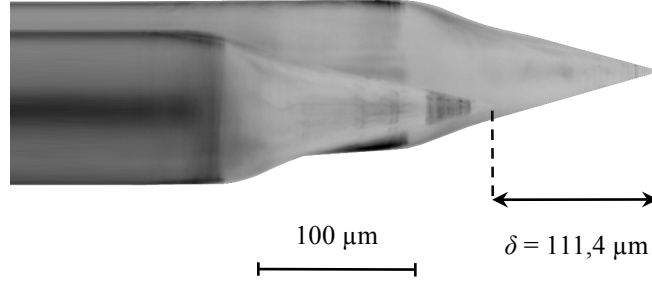


Figure 4.4: Optical fibers tips

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \alpha_i \quad (4.6)$$

where N is the number of points corresponding to the sample length.

4.4 Results and discussion

Test results on flow parameters and fluid forces are presented in this section. In the first part, we discuss the two phase flow patterns and transitions, based on two-phase flow parameters obtained from the local void measurements. This analysis is supported by two-phase flow-induced force results presented in the second part. Performed from $j_l = 0.5$ to 9 m/s over a range of void fraction from 25% to 95%, these experiments yield information on two-phase flow transitions, more precisely on the slug to bubble transition (B), the slug to churn transitions (E and F) and the churn to annular transition (D). Note that the transition models discussed in Section 4.4.1 were previously developed, by different authors, to take into account the two-phase mixture parameters and the effect of diameter.

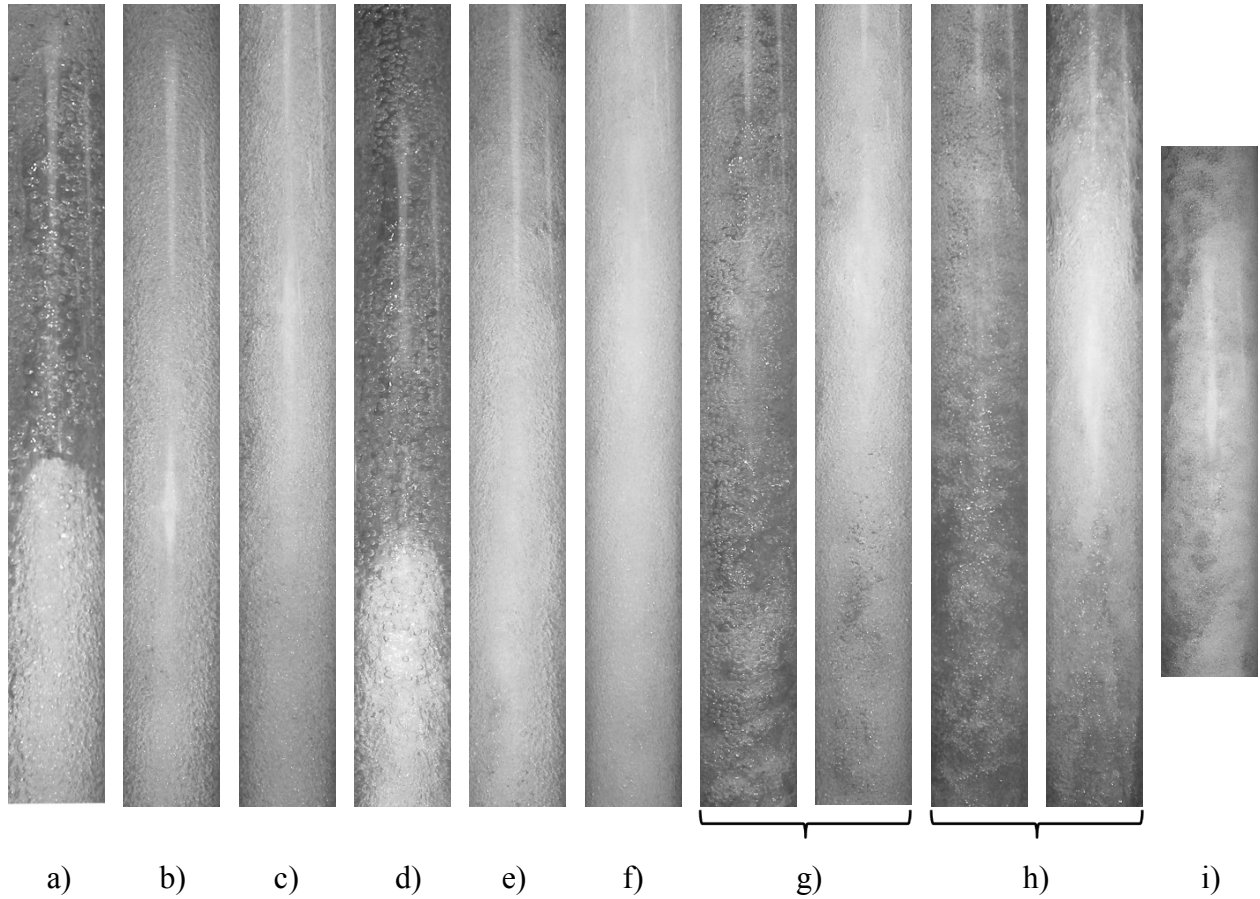


Figure 4.5: Observed flow for Conditions a) 2, b) 3, c) 5, d) 6, e) 8), f) 10, g) 13, h) 18) i) 20. Bubbly flow and slugs, which consist of water and bubbles, appear in white and Taylor bubbles in black, surrounded by the falling liquid film where some bubbles are observable.

The second part consists of our two-phase flow-induced force measurements in the 52 mm diameter U-tube. Supported by previous results in a 20 mm diameter U-tube, a frequency formulation in terms of homogeneous void fraction is used to predict the frequency of the quasi-periodic excitation. A dimensionless formulation, in terms of homogeneous void fraction, is proposed to define models for forces and force spectra caused by the two-phase flow patterns corresponding to large momentum variation.

4.4.1 Two-phase flow patterns

The test conditions studied are shown on the Taitel map Figure 4.2. Giraudeau et al. [6] found discrepancies between force results, visual observations and two-phase flow pattern map. Based on our two-phase flow measurements, we discuss in this section all of the recently developed transition models and their shortcomings. Thereafter, we propose, in Figure 4.12 (Section 4.4.1.5), a new two-phase flow pattern map which better captures the transition boundaries found in our tests. This flow pattern map can be generalized to cover a range of tube diameters.

4.4.1.1 Slug to churn transition

Based on their observations, Giraudeau et al. [6] found that the flow regimes agreed relatively well with the map developed by Taitel et al. [7], except for Conditions 6, 7 and 12 (Figure 4.2) which seem to be slug flow conditions. The transition from slug to churn flow defined by Brauner and Barnea [13] seems to agree with visual observations (Giraudeau et al. [6]). Indeed, pictures from Giraudeau et al. [6] show Taylor bubbles and slugs for Conditions 6, 7, 11 and 12, in agreement with the definition of slug to churn transition proposed by Brauner and Barnea [13]. In our observations, large bubbles and Taylor bubbles are also found for Condition 2, 6, 8 and 13 (Figure 4.5). Conversely, we do not observe large bubbles from Condition 3 to 5 and for Condition 10. Our void signals confirm the presence of large bubbles, Taylor bubbles and consequently slugs for Conditions 1, 2, and 6 to 16. They are reported on Figure 4.6 to Figure 4.9 for $\beta = 25, 50, 75$ and 95% , respectively.

As explained by Taitel et al. [7], the transition from slug to churn flow is defined when the slugs become unstable. They proposed that the slug stable length l_s is approximately $16D$, and considered that churn flow occurs when the two-phase flow consists of slugs smaller than $l_s/2$ (i.e. $8D$). Note that Jayanti and Hewitt [9] and Costigan and Whalley [12] considered that the slug length is around $3l_s/4$ (i.e. $12D$) at the transition. Slug length information, obtained from the void signal, is then needed to compare all of the transitions from slug to churn flow previously proposed. To distinguish slug flow and unstable slug flow, the sizes of the slugs and Taylor

bubbles are needed to verify that we have a bubble bigger than $1D$ between neighboring slugs. To determine the sizes, the velocity calculated from the void signal was not used, mainly because the interfacial shape at the top and the bottom of the Taylor bubbles and slugs introduce significant errors. For the Taylor bubble velocity, we use the well-known correlation u_T defined by Nicklin and Davidson [16]:

$$u_T = C_1 j + 0.35 \sqrt{\frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}} \quad (4.7)$$

where $C_1 = 1.2$.

To calculate the slug translation velocity u_s , Dukler et al. [25] proposed a formulation which takes into account the average void fraction in the Taylor bubbles, α_T , the average void fraction in the slugs, α_s , the actual average velocity in the slug, u_{sl} , and the slip velocity of bubbles in the slugs, u_{sg} (due to the buoyancy). Given the slug length criterion, defined as $l = 12D$ by Jayanti and Hewitt [9] and Costigan and Whalley [12], we are able to confirm whether conditions correspond to the slug flow or the unstable slug flow regime. However, the equations from Dukler et al. [25] are based on the space and time averaged void fraction in the slugs, contrary to our measurements which are taken at the center of the pipe. For the void fraction inside the Taylor bubble, Costigan and Whalley [12] proposed the value $\alpha_T \simeq 0.8$ near the slug flow transition. Even if we use this value for α_T and the local void fraction in the slug to calculate the slug velocity, we find that the velocities do not agree with predictions and previous measurements. We therefore use Eq. (4.7) as a first approximation with the constant $C_1 = 1.225$. This value, determined by Dukler et al. [25], was found to agree with previous experimental studies.

Stable slug flow exists when the Taylor bubble is well defined and when the slug length is longer than approximately $12D$, contrary to unstable slug flow which exists when the slug length is shorter than $12D$. We are therefore able to identify the stable to unstable slug flow transition with the optical probe in the center of the pipe. The average void fraction ($\bar{\alpha}$), the slug void fraction ($\bar{\alpha}_s$), the Taylor bubble length and the slug length are indicated on Figure 4.6 to Figure 4.9. Some of the Taylor bubbles are indicated by arrows and some slugs are highlighted by braces. Pictures in Figure 4.5 clearly show Taylor bubbles for Conditions 2, 6, 13 and 18. The

latter are identified on our optical probe signals Figure 4.6 to Figure 4.9. More precisely, we observe well defined Taylor bubbles and slugs for void signals for Conditions 6 to 9 and 11 to 14. However, only Conditions 6, 7, 11 and 12 are close to the slug length criterion of $12D$. These observations agree well with the slug transition defined by Costigan and Whalley [12]. In addition, we observe unstable slug flow up to Conditions 9 and 15 for 50% and 75% void fraction, respectively. The transition from slug to unstable slug flow proposed by Costigan and Whalley [12] agrees quite well with our results. However, the slug flow pattern from Jayanti and Hewitt [9] covers all of our slug and unstable slug flow conditions. This transition also agrees well with our results. The latter is, however, based on a flooding mechanism which considers a slug length $l_s \simeq 12D$ at the transition, whereas we find these types of slugs only for Conditions 6, 7, 11 and 12. As explained previously by Costigan and Whalley [12], the considerations used by Jayanti and Hewitt [9] in their calculations overestimate the critical superficial gas velocity. With the ratio $l/D = 58$, Taitel et al. [7] underestimated the critical superficial gas velocity. Note that they considered a slug length $l_s = 8D$ at the transition. Brauner and Barnea [13] did not need to consider a defined slug length for the transition. They considered implicitly that the slug flow pattern consists of slug flow and unstable slug flow patterns as defined by Costigan and Whalley [12]. However, the transition from Brauner and Barnea [13] still underestimates the critical superficial gas velocity. Giraudeau et al. [6] found that the latter transition agrees well with their results, mainly because they based their analysis on visual observations. Finally, Chen and Brill [15] proposed a slug flow pattern which covers our Conditions 6 to 18. Figure 4.9 shows clearly that Condition 18 corresponds to churn flow. Consequently, we use the formulation developed by Costigan and Whalley [12] to define the transition between slug and unstable slug flow. As explained in Section 4.4.2, the large momentum variations due to the slugs and the Taylor bubbles generate some quasi-periodic forces. This is also the case for conditions expected to correspond to churn flow by some proposed models. The unstable slug flow pattern proposed by Costigan and Whalley [12] should be considered because this flow pattern also induce a quasi-periodic force, directly related to the slug frequency.

Brauner and Barnea [13] and Costigan and Whalley [12] considered the maximum bubble packing in slug as $\alpha_s = 0.52$ and 0.45 , respectively. We observe in the void signals that the slug void fraction in the center of the pipe increases up to 0.57 (e.g.; Figure 4.7(d) for Condition 10).

4.4.1.2 Bubbly flow and spherical cap bubbles flow

Bubbly flow is defined by Taitel et al. [7] as discrete bubbles uniformly distributed in the liquid continuum. However, similarly to the slug to churn transition, Costigan and Whalley [12] proposed a flow pattern called spherical cap bubble flow, consisting of large spherical bubbles of size smaller than or equal to $1D$. They appear when the void fraction is not high enough to generate a Taylor bubble and before the velocity creates a sufficient disturbance to prevent small bubbles from coalescing into larger bubbles (Taitel et al. [7], Costigan and Whalley [10]). We can also identify spherical cap bubble flow in the void signal, for Condition 1 (Figure 4.6), followed by closely packed small bubbles. This is exactly the same observation as that reported by Barnea et al. [26] for 4.0 and 12.3 mm diameter and by Costigan and Whalley [12] for 25.4 and 50.8mm diameter tubes. It is quite important to identify the spherical cap bubbles flow because this flow pattern induces higher forces than those by bubbly flow (see Section 4.4.2).

4.4.1.3 Finely dispersed bubbly flow

Finely dispersed bubbly flow is defined by Taitel et al. [7] as discrete bubbles in turbulent flow. For Conditions 4 and 5, the void signals clearly show a bubbly flow or finely dispersed bubbly flow, with most of the bubbles smaller than 2.5 mm (Figure 4.6 and Figure 4.10). In addition, we observed that the mean bubble size remains quite constant at around 2.8 mm for Conditions 2 and 3, and decreases suddenly to around 2.1 mm for Conditions 4 and 5 (Figure 4.10). As explained by Taitel et al. [7], when the turbulence is high enough, coalescence cannot occur and the bubble size remains generally smaller than a given critical diameter d_{crit} . This diameter is given by Brodkey [27]:

$$d_{crit} = \sqrt{\frac{0.4\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \quad (4.8)$$

For the air-water mixture, $d_{crit} = 1.7$ mm. The bubble size corresponding to the maximum number of bubbles decreases from 2.3 mm to 1.6 mm, from Conditions 3 to 4. We observe this phenomenon at the transition from bubbly to dispersed bubbly flow proposed by Taitel et al. [7] (see Giraudeau et al. [6]) and that proposed by McQuillan and Whalley [8]. For 50% void

fraction, discrepancy still remains near the finely dispersed bubbly flow transition from Taitel et al. [7] (Girardeau et al. [6]). McQuillan and Whalley [8] proposed that the transition mechanism does not depend on the superficial gas velocity. Based on the mechanism from Weisman et al. [28] for horizontal flow in pipes diameters from 10 to 127 mm, McQuillan and Whalley [8] assumed that the pipe orientation do not impact the transition mechanism. They found good agreement with previous results for studies using various types of mixtures. As proposed by McQuillan and Whalley [8], we use the transition from Weisman et al. [28] in the two-phase flow pattern map in Figure 4.2 because it also agrees well with our force results (see Section 4.4.2).

For a stable finely dispersed bubbly flow, McQuillan and Whalley [8] proposed to use the close-packed lattice of bubbles as the maximum (limiting) void fraction. The latter transition is defined by $\beta = 0.74$. However, due to turbulence, it is unlikely that bubbles can be packed this tightly. As explained by Costigan and Whalley [12], we do not observe clusters of small bubbles near this void fraction. Taitel et al. [7] proposed to use the cubic lattice packing, defined by

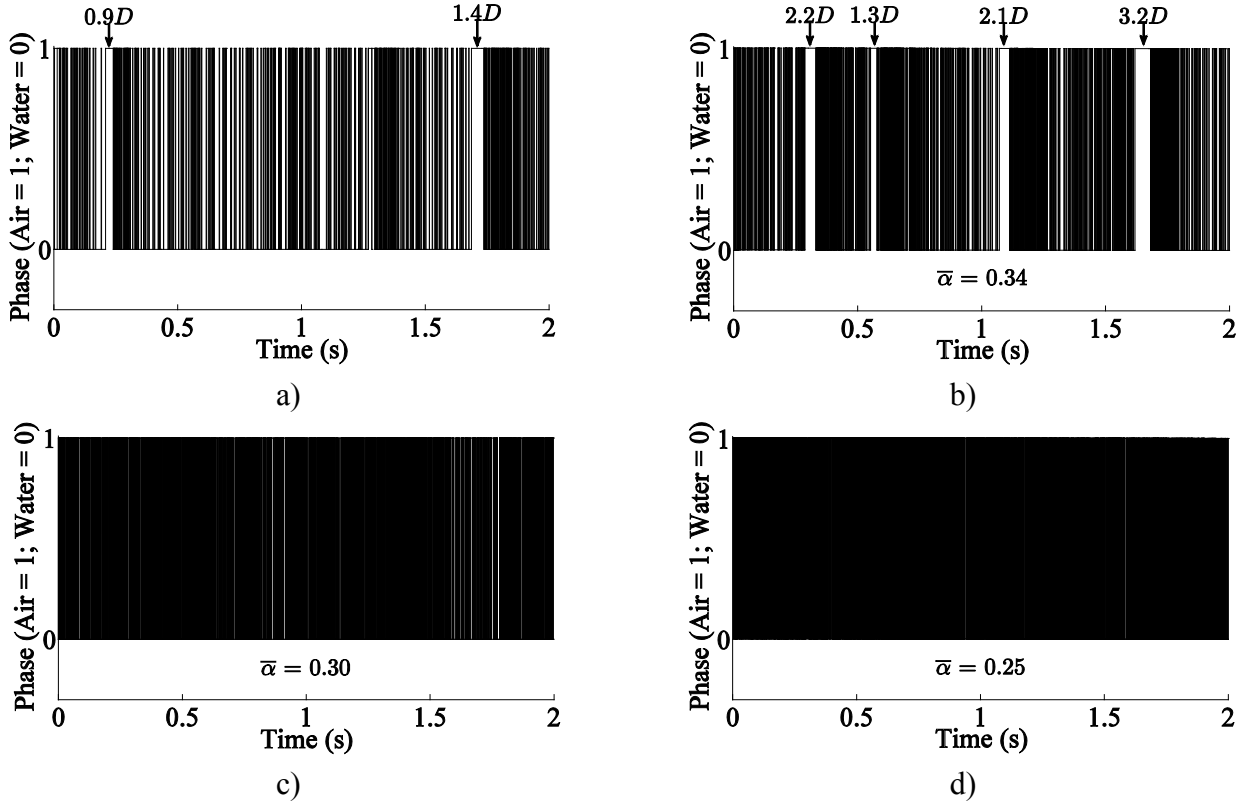


Figure 4.6: Void signal for 25% void fraction: a) Condition 1, b) Condition 2, c) Condition 4, d) Condition 5.

$\beta = 0.52$ at the transition. Costigan and Whalley [12] performed their experiments from $j_l = 0.02$ m/s to 1 m/s. Based on their results, they proposed to use $\beta = 0.45$ at the transition. However, our experiments were conducted at higher superficial liquid velocity, where we find small bubbles clusters in a packing fraction around 0.54 (Figure 4.7). This value sometimes reaches 0.57 (Figure 4.7(d)). Onoda and Liniger [24] showed, using glass balls, that the random-loose-packing fraction of uniform spheres at the limit of zero gravitational force was near 55%. This value is used in our proposed flow regime map, Figure 4.2.

For 50% void fraction, Figure 4.10 shows that the average bubble diameter decreases from 2.4 mm to 1.9 mm as the homogeneous mixture velocity increases (for Conditions 6 to 10). This is due to the increase in turbulence with the homogeneous mixture velocity, up to finely dispersed bubbly flow.

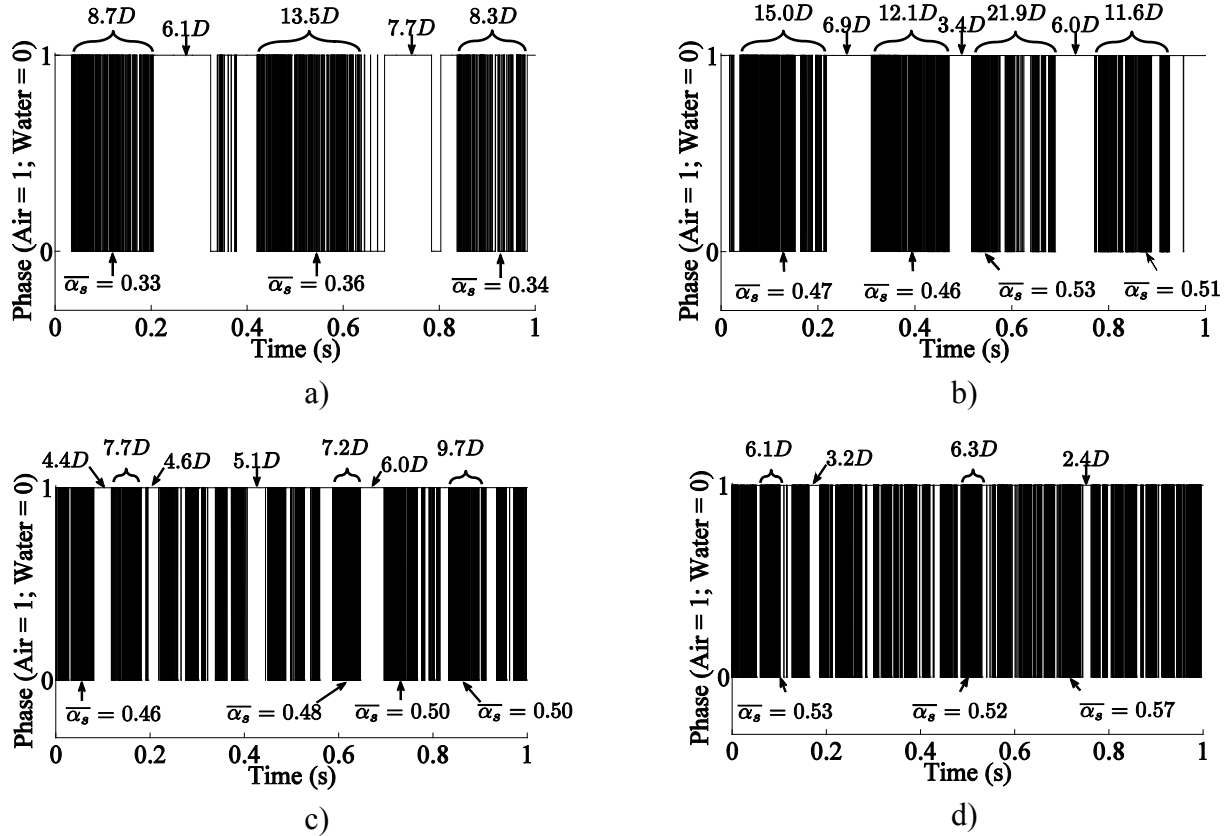


Figure 4.7: Void signal for 50% void fraction: a) Condition 6, b) Condition 7, c) Condition 9, d) Condition 10.

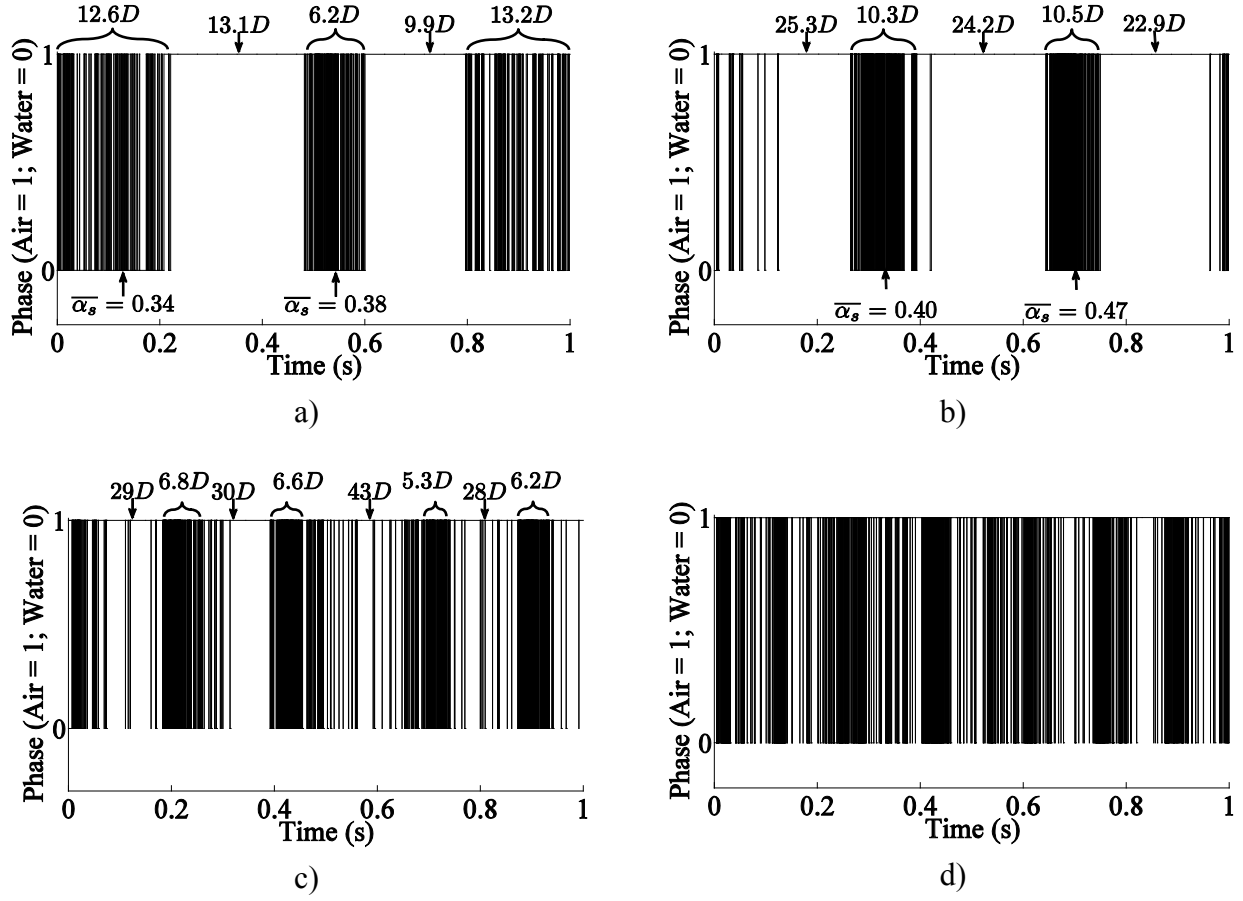


Figure 4.8: Void signal for 75% void fraction: a) Condition 11, b) Condition 12, c) Condition 14, d) Condition 15.

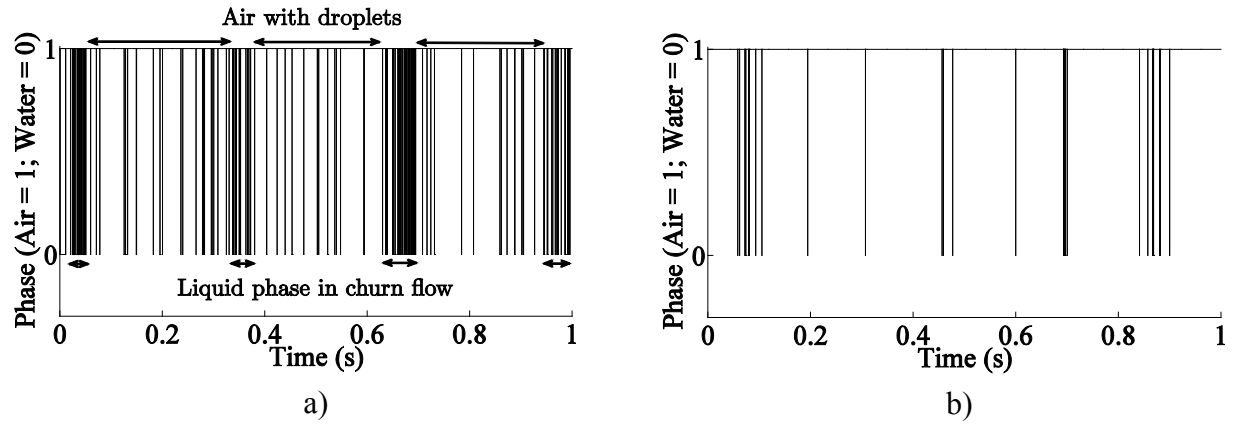


Figure 4.9: Void signal for 95% void fraction: a) Condition 18, b) Condition 20.

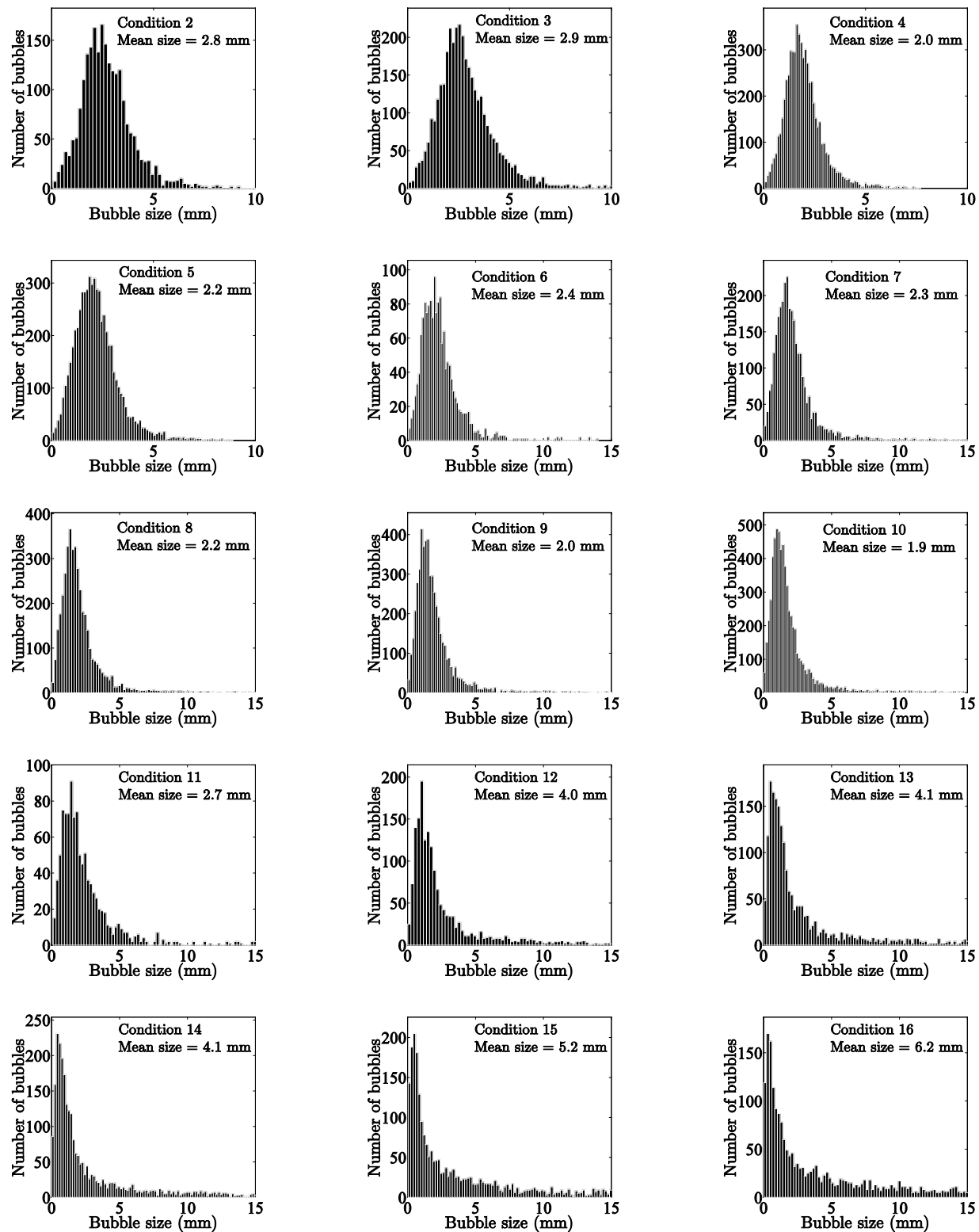


Figure 4.10: Bubble size histograms for Conditions 2 – 16 (Figure 4.2)

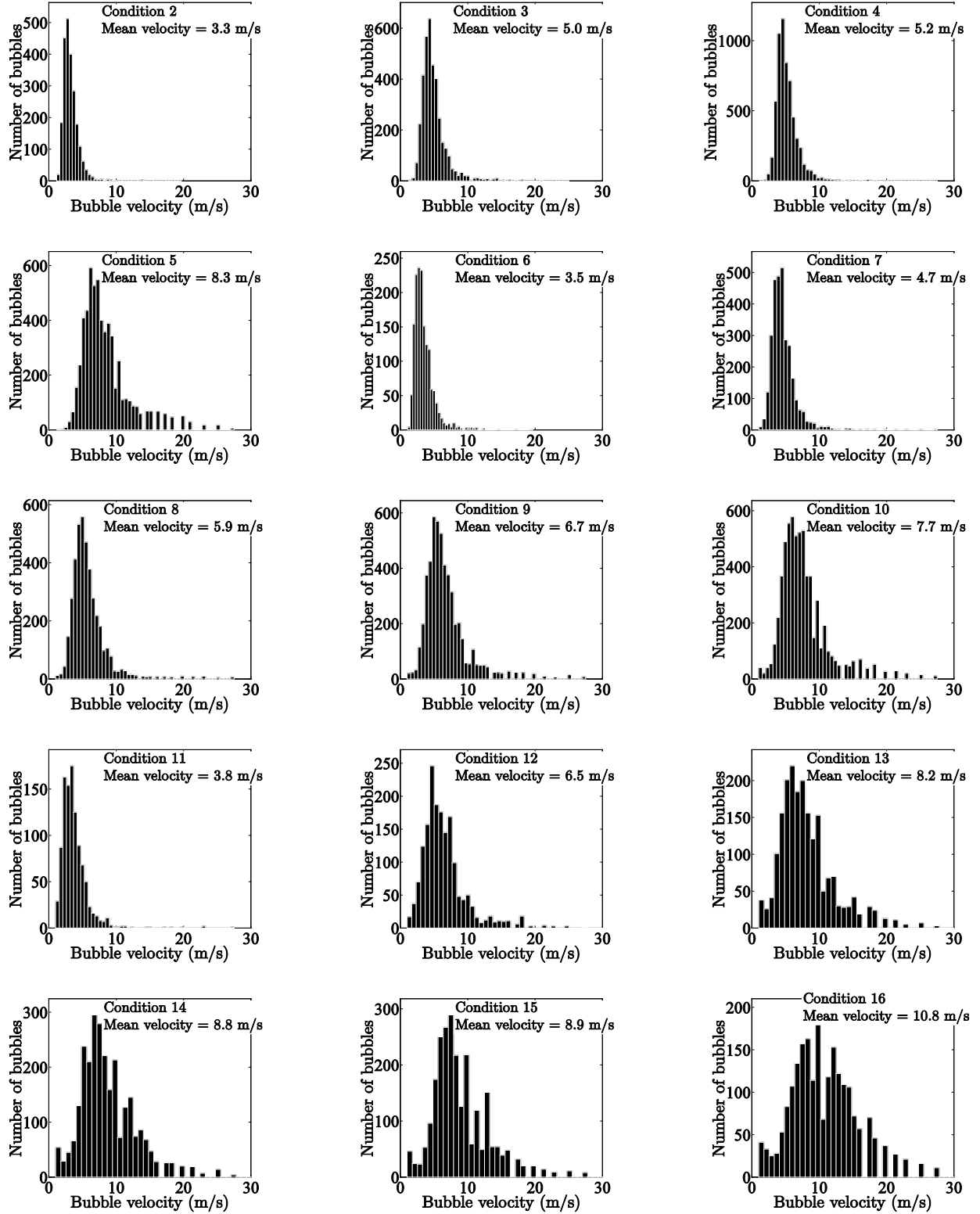


Figure 4.11: Bubble velocity histograms for Conditions 2 – 16 (Figure 4.2)

For $\beta = 75\%$, the bubble size corresponding to the maximum number of bubbles becomes significantly different than the mean bubble size. This difference increases with the homogenous mixture velocity. This phenomenon implies that there are many different sizes of “bubbles”. This observation confirms that the conditions for 75% void fraction are closer to the transition to churn flow than the transition to finely dispersed bubble flow (Figure 4.2).

As previous authors have done, we do not represent the transition from bubbly to finely dispersed bubbly flow on the two-phase flow pattern map. As explained in Section 4.4.2, these two patterns are basically the same from the point of view of two-phase flow-induced forces.

4.4.1.4 Churn/Annular flow

For Conditions 18 to 20 (where $\beta = 95\%$), we obtain a local void fraction near 100%. By definition, for annular flow, the liquid phase is mainly against the wall and the gas phase in the tube central region. This phenomenon was investigated by Morris et al. [22], who measured the local void fraction profiles along the pipe diameter. For example, for an annular flow with an average void fraction of 61%, they found that the local void fraction increases from 37% at the wall to 90% in the center of the pipe. The transition from churn to annular flow defined by McQuillan and Whalley [8], occurs at a higher critical superficial gas velocity (e.g.: 20.59 m/s in an air-water mixture) than that predicted by Taitel et al. [7] (e.g.: 14.75 m/s in air-water mixture). Based on the void signals, we find that the transition occurs close to the Condition 20 in Figure 4.2, i.e.: $j_g = 19$ m/s. Figure 4.9 shows that some periodic structures occurs for Condition 18, and disappear for Condition 20. McQuillan and Whalley [8] compared previous results from tests using steam-water and gas-water mixtures. The gas density was varied from 1.2 to 61.4 kg/m³. They found good agreement with their proposed transition. The latter transition is then used because it agrees well with our local void signals and, as explained later, with our force results.

4.4.1.5 Proposed two-phase flow pattern map

As discussed above, the transition models are selected to generate a two-phase flow pattern map (Figure 4.12) which agrees with our visual observations and local void signals. As

shown in Section 4.4.2, the proposed map removes ambiguities from forces and force spectra variations.

The transition boundary A, from bubbly to slug flow, is based on models from Taitel et al. [7]. Note that the transition boundary A agrees with the works of McQuillan and Whalley [8]. Transition boundaries B, from bubbly to unstable slug flow, and D, to annular flow, are based on McQuillan and Whalley [8]. Transition boundary C, for the maximum packing fraction in bubbly flow, comes from the random-loose-packing fraction of uniform spheres $\beta = 0.55$ (e.g.; Onoda and Liniger [24]). Transition boundaries E, from slug to unstable slug flow, and F, from unstable slug flow to churn flow, are based on Costigan and Whalley [12]. Finally, the dotted lines represent, approximately, the spherical cap flow pattern introduced by Costigan and Whalley [10]. They are shown for information only and they are not based on any equation.

4.4.1.6 Bubble velocity

Figure 4.13 shows the velocity corresponding to the maximum number of bubbles in the bubble velocity histograms of Figure 4.11. The bubble velocity increases linearly with the homogeneous mixture velocity for spherical cap bubble flow, bubbly flow and slug flow. For spherical cap bubbles, bubbly and slugs flows, this behavior agrees well with the bubble velocity, u_g , correlation used by Legius et al. [29] and derived from Barnea and Mizrahi [30]:

$$u_g = C_0 j + u_{b\infty} \left(\frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon^{1/3}} e^{(5/3)[q\varepsilon/(1-\varepsilon)]} \right)^{1/(q+2)} \quad (4.9)$$

$$u_{b\infty} = 1.53 \left[\frac{g\sigma(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (4.10)$$

with $q = -0.2$, $C_0 = 1.2$ for bubbly flow and 1.29 for slug flow (Legius et al. [29]), and ε is the measured void fraction either in slug flow when it exists, or in bubbly flow. The latter correlations, only proposed for bubbly and slug flows, do not agree with bubble velocity measured in unstable slug flow as is evident in Figure 4.2.

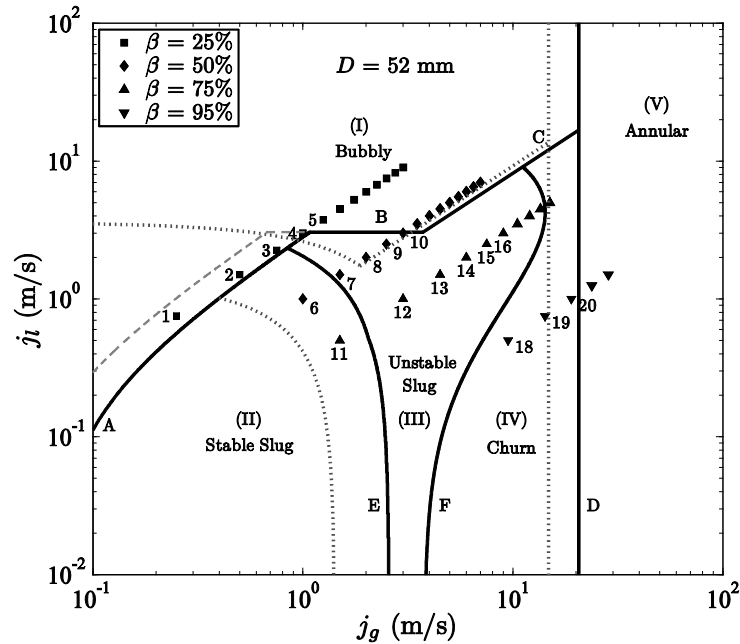


Figure 4.12: Proposed vertical flow pattern map and conditions studied for the 52 mm diameter U-bend test section. Transition boundaries are: A from bubbly to slug flow, B from bubbly to unstable slug flow, C from bubbly to unstable slug or churn flow, D to annular flow, E from slug to unstable slug flow and F from unstable slug flow to churn flow. Flow patterns are identified as (I) - bubbly flow, (II) - slug flow, (III) - unstable slug flow, (IV) - churn flow and (V) - annular flow. The dotted lines $\cdots$ represent the model from Taitel et al. [7] (Figure 4.2) and the dashed line $---$ delimits the spherical cap bubble flow regime, based only on our visual observations.

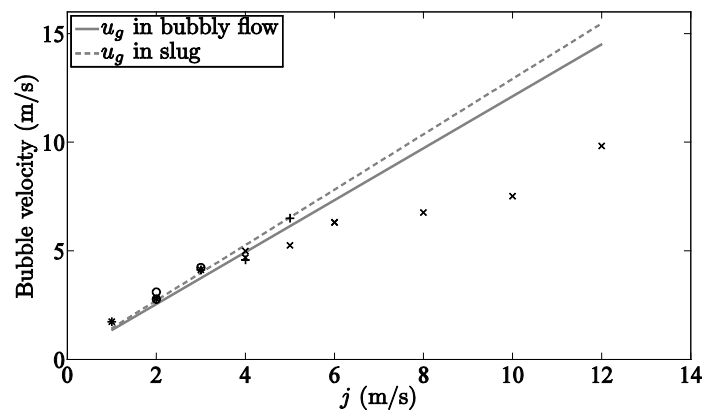


Figure 4.13: Bubble velocity in * spherical cap bubble flow, + bubbly flow, o stable slug flow and x unstable slug flow.

4.4.2 Two-phase flow-induced forces

4.4.2.1 Typical measured forces

Two-phase flow excitation forces were measured in the 52 mm diameter test section. Figure 4.14 presents the bend forces from Giraudeau et al. [6] and our results at higher homogeneous mixture velocity j . For the same void fraction, the equivalent bend force F increases with velocity up to $j = 7, 14$ and 25 m/s for $\beta = 50, 75$ and 95% , respectively. Yih and Griffith [3] and Riverin et al. [4] found that forces vary as $j^{1.2}$. For the range of homogeneous mixture velocity where the forces increase, Giraudeau et al. [6] obtained the same trend for the 52 mm diameter tube. We find the same trend at higher velocity for 25% void fraction.

For 25% void fraction, Giraudeau et al. [6] found that the transition from slug/bubbly flow to finely dispersed bubbly flow leads to a decrease in forces between $j = 2$ and 3 m/s. This finding is confirmed by the void signals which show large spherical bubbles, called spherical cap bubbles by Costigan and Whalley [12], and small Taylor bubbles for Conditions 1 and 2, respectively $j = 2$ and 3 m/s. The momentum variation inside the bend is then larger due to the spherical cap bubble flow than the bubbly flow. This explains why the latter generates lower two-phase flow excitation forces in bubbly flow, near the transition. Beyond 3 m/s, forces increase in bubbly flow. These forces are probably generated by the propagation of void fraction waves, as described in experiments by Park et al. [31] and Sun et al. [32], and theoretically by Park et al. [33].

For 50% void fraction, the forces increase linearly up to 7 m/s. Beyond, the forces remain constant. This is obviously due to the change of two-phase flow pattern, from unstable slug flow to bubbly flow, occurring between 7 and 8 m/s.

We obtain the same behavior for 75% void fraction up to 14 m/s. The forces increase in unstable slug flow, and then decrease slightly. This is explained by the transition from unstable slug flow to churn flow (Figure 4.2).

For 95% void fraction, we found previously that the conditions studied cover the transition from churn to annular flow, which occurs at $j = 20$ m/s. This corresponds precisely to the condition where forces start to decrease. In annular flow, Costigan and Whalley [12]

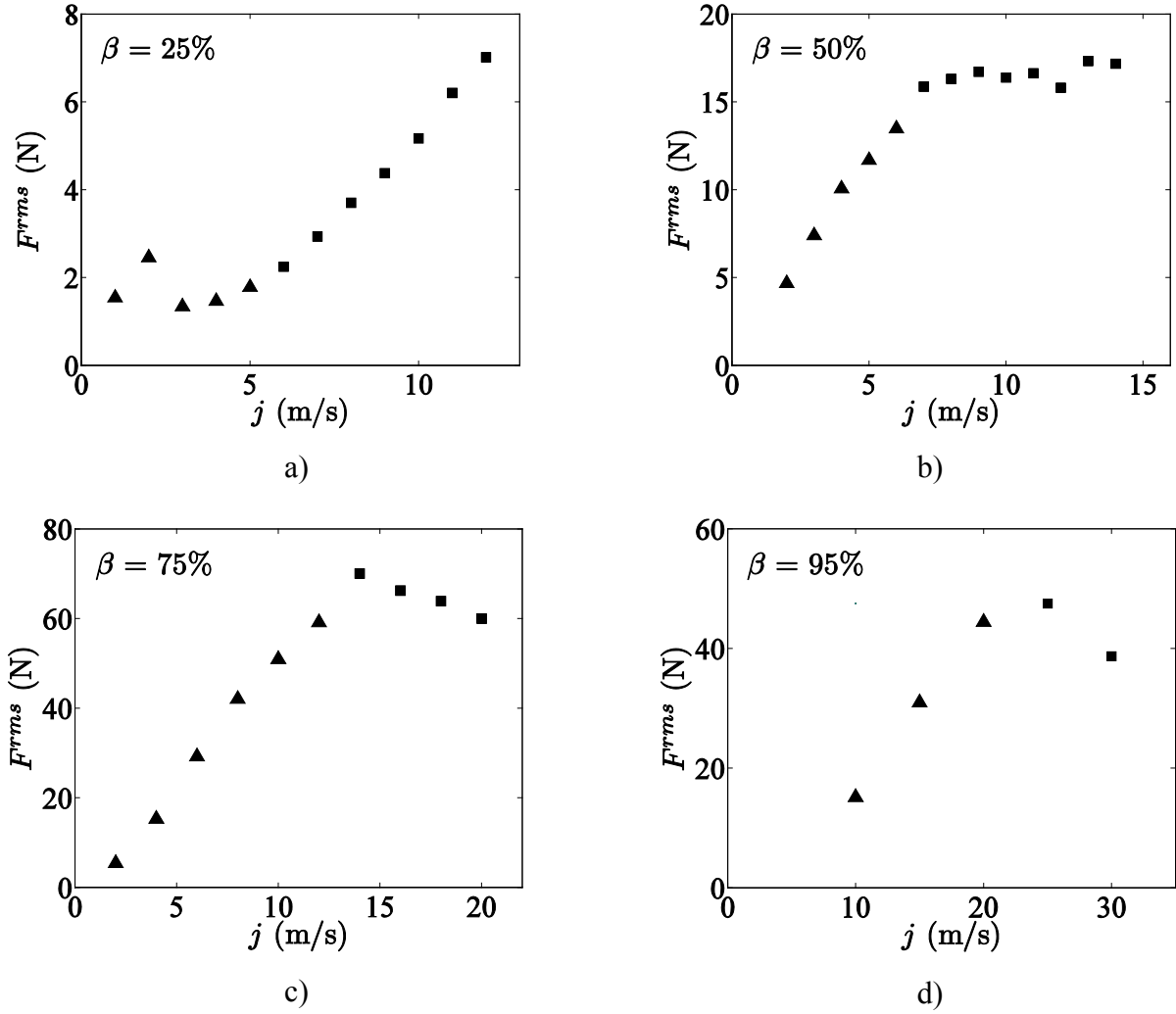


Figure 4.14: Variation of the rms value of forces versus homogeneous mixture velocity: ■ present study and ▲ previous results from Giraudeau et al. [6] for (a) $\beta = 25\%$, (b) $\beta = 50\%$, (c) $\beta = 75\%$ and (d) $\beta = 95\%$.

confirmed the existence of some disturbances and measured their frequencies under 12.4 Hz. For the same homogeneous mixture velocity, the void variations in annular flow are basically smaller than in the unstable slug flow or churn flow, mainly due to the lower momentum variation. In addition, for a given velocity, Figure 4.14 shows that the forces increase with void fraction up to approximately 75%, and then decrease. This was already observed by Riverin and Pettigrew [5].

4.4.2.2 Force spectra

Girardeau et al. [6] found that the main frequency generally decreases with tube diameter, linearly for conditions where we confirm the existence of slug and unstable slug flows. In addition, the main frequency was found to increase linearly with the homogeneous mixture velocity for the entire range of conditions studied. We found exactly the same trend at higher velocities as shown on Figure 4.15 and Figure 4.16. In addition, the works of Matuszkiewicz et al. [34] and Park et al. [31] show that the shape of the averaged void signals spectra correspond to our measured force spectra. Figure 4.17 shows that for bubbly flow (Figure 4.17(a)), Park et al. [31] obtained a wider spectrum, with different peaks from those due to slug flow (Figure 4.17(b)) where Matuszkiewicz et al. [34] obtained a narrow peak. We see in this section that the shape of the averaged void signals spectra correspond exactly to those of the force spectra.

For 25% void fraction, the force spectra corresponding to Conditions 1 and 2 clearly show a narrow peak, as seen in Figure 4.16, at the frequency of the spherical cap bubbles. Beyond Condition 3, the force spectra in Figure 4.16 show several peak frequencies which increase linearly with velocity. We observe clearly the relationship between the shapes of the force spectra and the two-phase flow patterns. For the spherical cap bubble flow, we obtain narrow peaks contrary to the bubbly flow case where we obtain a wider spectrum with several frequency peaks. The excitation force in bubbly flow should be explained by the existence of void fraction waves, well described by experiments from Park et al. [31] and Sun et al. [32]. Park et al. [33] developed a theoretical model for void fraction waves. They demonstrated that void fraction waves can propagate in bubbly flow (Park et al. [33]), at frequency less than 10 Hz in their experiments, conducted for $j_t < 0.25$ m/s (Park et al. [31] and Sun et al. [32]).

For 50% void fraction, Figure 4.16 shows that two frequency peaks appear in the two-phase flow excitation force spectra, which also increase linearly with velocity. For the first peak, which is also the main peak, the corresponding frequency is related to the slug frequencies. In slug and unstable slug flows, the force magnitudes increase with the homogeneous mixture velocity. Above $j = 7$ m/s, the flow conditions correspond to bubbly flow. For this flow pattern, Figure 4.16 shows that the force spectra decrease in magnitude and become wider with increasing homogeneous mixture velocity. In addition, the mean peak frequency in slug and unstable slug flow splits into two smaller frequency peaks in bubbly flow. The second frequency peak may be

directly related to slug instabilities. Indeed, when a slug collapses, it falls as a falling liquid film, until it intercepts an oncoming slug. Costigan and Whalley [12] noted that this phenomenon creates violent oscillations, which could then appear in the force signal. Only some slugs have sufficient momentum to go through the test section and reach the optical probe. This is why we observe only the stable slug frequency in the void signals. However, another mechanism may explain the second peak. For 50% void fraction, conditions are close to the transition from bubbly to unstable slug flow. Consequently, some void fraction waves can still occur and generate forces, lower than those generated by slugs. Matuszkiewicz et al. [34] confirmed that the void fraction wave instability is related to the bubbly to slug flow transition. Thus, void fraction waves may also generate two-phase flow-induced forces for 50% void fraction.

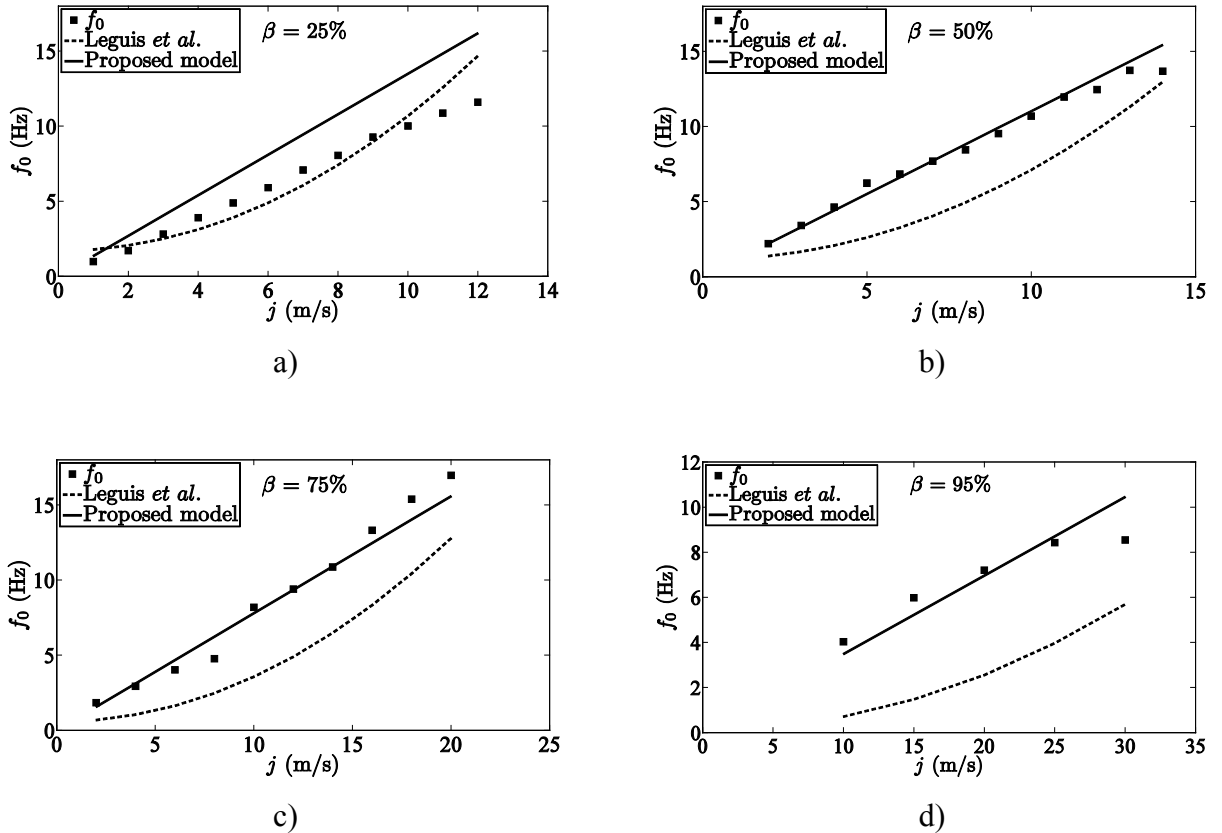


Figure 4.15: Mean peak frequency vs. velocity for (a) $\beta = 25\%$, (b) $\beta = 50\%$, (c) $\beta = 75\%$ and (d) $\beta = 95\%$.

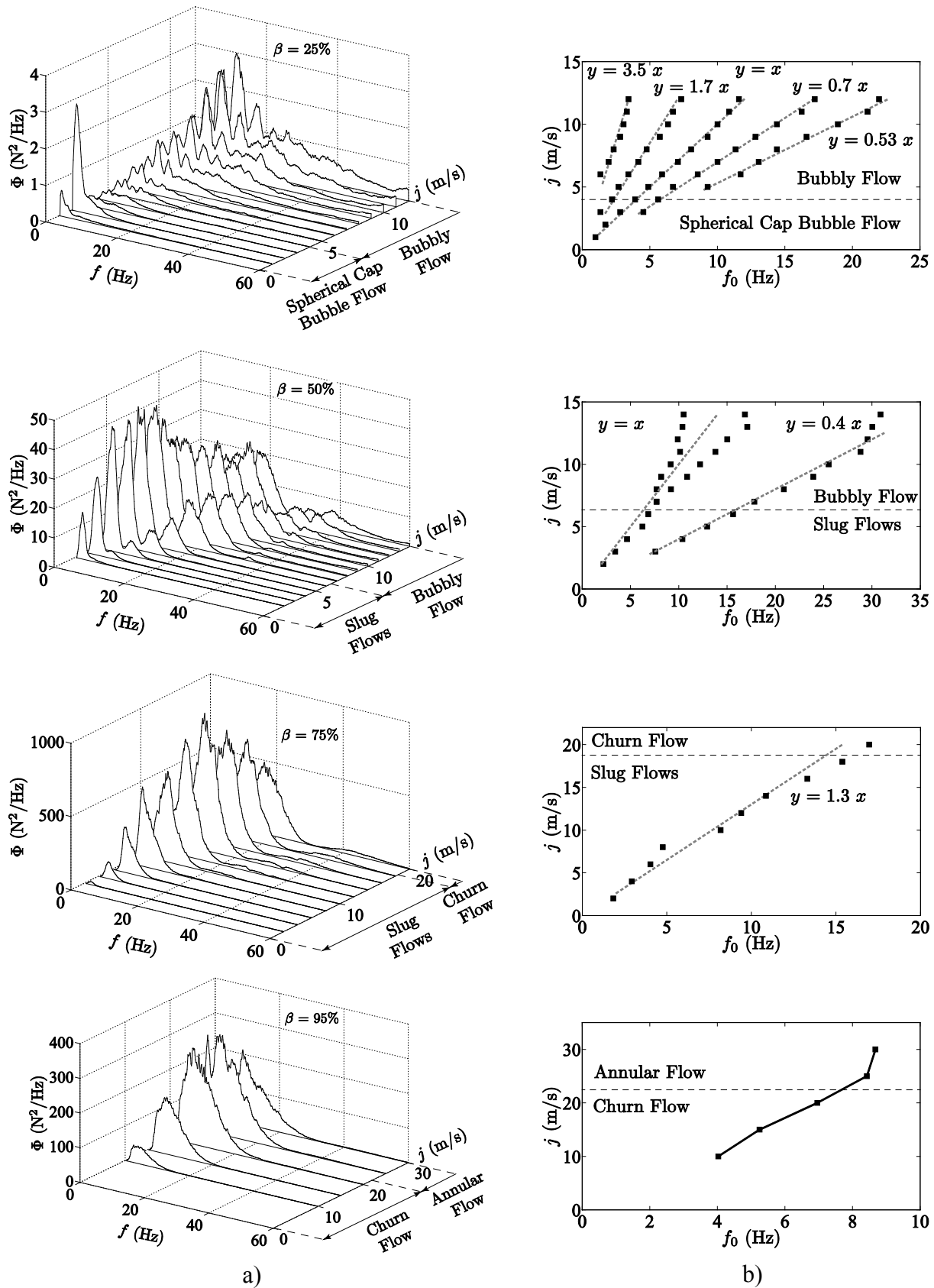


Figure 4.16: a) Force spectra and b) the homogeneous mixture velocity vs. frequency peaks.

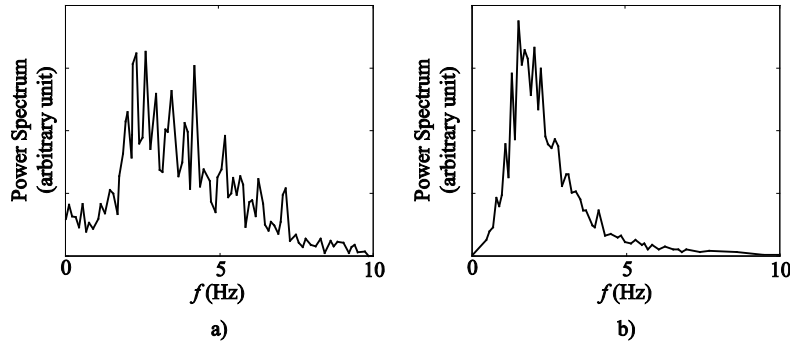


Figure 4.17: Spectra of the averaged void signals for a) bubbly flow from Park et al. [31] and for b) slug flow from Matuszkiewicz et al. [34].

For 75% void fraction, the force spectra in Figure 4.16 consist of one frequency peak which grows with velocity up to $j = 14$ m/s, near the unstable slug flow transition. These frequencies, clearly apparent in Figure 4.15 and Figure 4.16, correspond to the slug frequency for the slug and unstable slug flow conditions.

Finally, for 95% void fraction we find wide frequency peaks. These frequencies are not observable in the void signals beyond $j = 20$ m/s (see Figure 4.9), mainly due to the position of the optical probe. The quasi-periodic excitation occurs at the interface of the liquid film and the gas (for annular). In the center of the pipe, the medium consist only of air and some small droplets. Costigan and Whalley [12] confirmed the existence of the disturbances and observed in their void signals that their frequency remained below 12.4 Hz. In Figure 4.15 and Figure 4.16(b), our results show the same phenomenon. In addition, Costigan and Whalley [12] found that some other disturbance frequencies occurred with comparable magnitude. That can explain why the frequency peaks for 95% void fraction are wider than the peaks for other void fraction conditions.

If we compare the void signals in terms of two-phase flow patterns, it is clearly observed that the shape of the force spectra is directly related to the two-phase flow structure. More precisely, we find that the slug frequency is directly correlated to the mean peak frequency in the corresponding force signals. It is therefore possible to obtain the mean frequency peak in the force signal by measuring the slug frequency. Only a few researchers have studied the slug

frequency, principally in horizontal flow. Heywood and Richardson [35] proposed the following formulation in horizontal flow:

$$f_s = C_2 \left[(1 - \beta) \left(\frac{2.02}{D} + \frac{j^2}{gD} \right) \right]^n \quad (4.11)$$

where $n \approx 1$ and $C_2 = 0.0543$. Cargnелutti et al. [1] found that the slug frequency in horizontal two-phase flow is strongly affected by the presence of an elbow. They found that $C_2 = 0.0035$ and $n = 1.37$ in Eq. (4.11) agreed well with their measurements. Note that the configuration called vertical by Cargnелutti et al. [1] consists of a vertical elbow subjected to horizontal flow. Thus, the slugs grow in horizontal two-phase flow. Legius et al. [29] applied directly the latter formulation for vertical upward flow, by using the constants $n = 1$ and $C_2 = 0.0434$ in Eq. (4.11). They found these constants based on their experiments, using a homogenous mixture velocity between 0.5 and 2.5 m/s. Using this formulation, for a given void fraction, the slug frequency varies as $j^{2.04}$ and $j^{2.74}$ for the latter range of homogeneous mixture velocities. Consequently, as shown in Figure 4.15, this frequency trend does not agree with our results or those obtained in vertical upward flow by Riverin et al. [4] and Giraudeau et al. [6]. To normalize the mean frequency peak, Riverin et al. [4] proposed the following formulation, using the tube diameter, D , and the homogeneous mixture velocity, j :

$$\bar{f}_0 = \frac{f_0 D}{j} \quad (4.12)$$

Riverin et al. [4] and Giraudeau et al. [6] used $\bar{f}_0$ to obtain a collapsed dimensionless spectrum. For conditions where the frequency peak was found to increase linearly with the homogenous mixture velocity, this formulation is appropriate. It was also observed that the peak frequency increases with diameter, linearly for the slug and unstable slug flow. Thus, this formulation is particularly appropriate for slug and unstable slug flow. We find $\bar{f}_0 = 0.050, 0.058, 0.040$ and 0.018 for $\beta = 25, 50, 75$ and 95% , respectively. However, this formulation does not take into account the void fraction β , which affects the dominant peak frequency (Riverin et al. [4] and Giraudeau et al. [6]). Thus, we use the formulation proposed by Taylor [21] for vertical two-phase cross-flow in tube arrays:

$$\bar{f}_0 = \frac{f_0 D}{j\sqrt{1-\beta}} \quad (4.13)$$

Using this formulation with our results, we find $\bar{f}_0 = 0.058, 0.082, 0.080$ and 0.081 for $\beta = 25, 50, 75$ and 95% , respectively. This formulation collapses the frequency peaks from 50 to 95% void fraction very well; the void fraction range corresponds to the slug, unstable slug, churn and churn/annular flows. We therefore propose the following formulation for the mean peak frequency for the latter flow patterns:

$$f_0 = 0.081 \frac{j\sqrt{1-\beta}}{D} \quad (4.14)$$

As shown in Figure 4.15, this formulation agrees very well with the two phase flows studied here, except for 25% void fraction where it overestimates the peak frequency. Note that we obtain similarly good agreement when we apply this formulation to evaluate the dominant peak frequencies generated in 20 mm diameter U-bend tube. This formulation appears valid at least for diameters between 20 and 52 mm for slug, unstable slug churn and churn/annular flows.

4.4.2.3 Dimensionless forces

In the work of Riverin et al. [4], an empirical formulation for the dimensionless forces and spectra was developed. This was based primarily on data for 20 mm diameter U-bend tubes and tees. Using this formulation, data for the present 52 mm diameter tube are compared with previous experiments conducted with different diameters, geometries and orientations in Figure 4.18. The normalized force is then estimated by the following correlation:

$$\overline{F^{rms}} = \frac{F^{rms}}{\rho_l j^2 \pi \frac{D^2}{4}} = CWe^{-0.4} \quad (4.15)$$

with the Weber Number:

$$We = \frac{\rho_l j^2 D}{\sigma} \quad (4.16)$$

In Figure 4.18, the dashed line was proposed by Riverin et al. [4] as a reasonable approximation for dimensionless forces. It corresponds to $C = 10$ in Eq. (4.15). Recently, Giraudeau et al. [6] proposed the constant $C_{max} = 25$ as an upper bound for the rms value of two-phase flow-induced forces in U-Tubes from 12 mm to 52 mm diameter (solid line in Figure 4.18). We add our results to previous results in air-water mixture from Riverin et al. [4] for 20 mm diameter tee, from Tay and Thorpe [2] for 70 mm diameter elbow, subjected to horizontal flow, and from Cargnelutti et al. [1] for 6 mm diameter elbows, also subjected to horizontal flow. Note that the condition called *Vertical elbow* corresponds to a vertical elbow subjected to a horizontal two-phase flow. Results from steam-water experiments conducted by Yih and Griffith [3] in vertical U-tubes, from 6 mm to 25 mm diameter, are also reported. Figure 4.18 shows that the proposed upper bound $C_{max} = 25$ from Giraudeau et al. [6] remains acceptable for a wider range of Weber Numbers and for various geometries and flow orientations.

In the dimensionless model, Riverin et al. [4] used standard parameters to obtain the dimensionless force model in Eq. (4.15). The basis is the external cross-flow model developed by De Langre and Villard [36]. In addition, Riverin et al. [4] consider the Weber Number, as well as Reynolds and Froude Numbers defined as:

$$Re = \frac{\rho_j D}{\mu}, \quad Fr = \frac{j}{\sqrt{gD}} \quad (4.17)$$

Yih and Griffith [3] and Riverin et al. [4] found that the force varies as $j^{1.2}$. Thus, the right hand term of the Eq. (4.15) should to vary as $We^{-0.4}$, $Re^{-0.8}$, $Fr^{-0.8}$. Note that a combination of these dimensionless numbers, with adequate exponents, could also model the force variations. However, to simplify the formulation, Riverin et al. [4] only considered one dimensionless number. In our experiments, two-phase flow excitation forces from slug and unstable flows vary as j . To consider the force relationship with tube diameter, Riverin et al. [4] used the results from Yih and Griffith [3] where the diameter effect varies as $D^{1.6}$. In the slug and unstable slug flow conditions, Giraudeau et al. [6] found that the forces vary as $D^{1.4}$ and $D^{1.5}$ for 50% and 75% void fraction, respectively. As explained by Riverin et al. [4], when the Reynolds and Froude Numbers vary as $Re^{-0.8}$ and $Fr^{-0.8}$, the effect of diameter should be $D^{1.2}$ and $D^{2.4}$, respectively. Only the

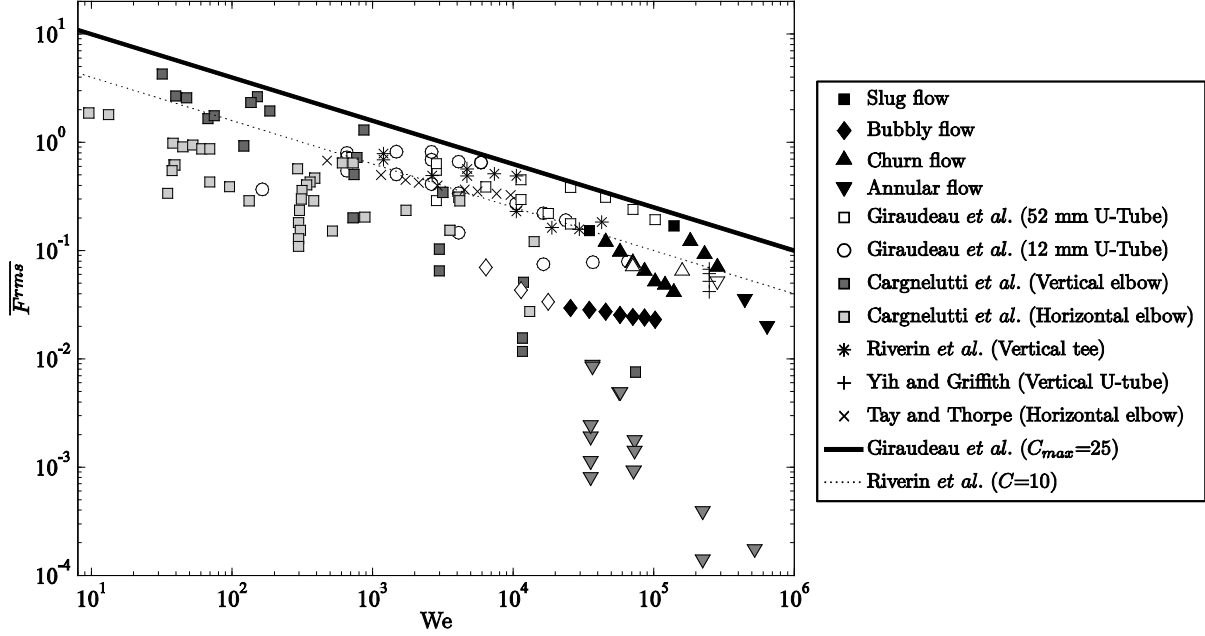


Figure 4.18: Dimensionless forces for various diameters and geometries.

Weber Number dependence $We^{-0.4}$ is compatible with a $D^{1.6}$ relationship. This is why the Weber Number $We^{-0.4}$ is used in Eq. (4.15). Riverin et al. [4] compared this model with the results from Tay and Thorpe [2], where it was found that the dynamic viscosity used in the Reynolds Number has a negligible effect. Riverin et al. [4] validated the dimensionless model for a range of void fraction from $\beta = 55\%$ to 98% , which finally corresponds to the slug, unstable slug, churn and churn/annular flow patterns. In addition, it would be interesting to collapse results in terms of the homogeneous void fraction. A formulation is proposed in Section 4.4.2.5 for the dimensionless spectrum.

4.4.2.4 Dimensionless spectra

Based on the same dimensionless analysis, Riverin et al. [4] proposed a dimensionless spectrum. Figure 4.19 shows the power spectral density Φ for conditions corresponding to 75% void fraction. Giraudeau et al. [6] applied this dimensionless model to obtain a dimensionless approximation for 20 and 52 mm diameter U-tubes. It permits one to generate an approximation

of the vibration excitation forces. The results are presented in this section. The dimensionless form of the PSD, $\bar{\Phi}$, is defined by Riverin et al. [4] as:

$$\bar{\Phi} = \frac{\Phi}{(\rho_l j^2 D^2)^2} \frac{j}{D} W e^{0.8} \quad (4.18)$$

$$\bar{f} = \frac{f D}{j} \quad (4.19)$$

As Riverin et al. [4] and Giraudeau et al. [6] found, Figure 4.20 shows that we obtain a triangular-shaped collapsed spectrum on a log-log scale. Note that for each void fraction, the mean peaks of each triangular spectrum collapse very well. The latter peaks correspond to the dimensionless frequency peak $\bar{f}_0$, defined in Eq. (4.12) (Riverin et al. [4]). Dimensionless spectra obtained for 52 mm diameter tube are then shown in Figure 4.20 with the previous results obtained with the 20 mm diameter tube (Giraudeau et al. [6]) and with the corresponding piecewise linear approximations of the dimensionless spectra.

As found by Giraudeau et al. [6], we obtain good collapsed spectra, particularly for slug and unstable slug flows, over the range of frequencies studied (from 0.15 to 80 Hz). Note that the natural frequency of the U-Tube is near 85 Hz. Figure 4.21 shows the two highest dimensionless spectra approximations for each diameter, corresponding to the highest excitation forces for 50% and 75% void fraction.

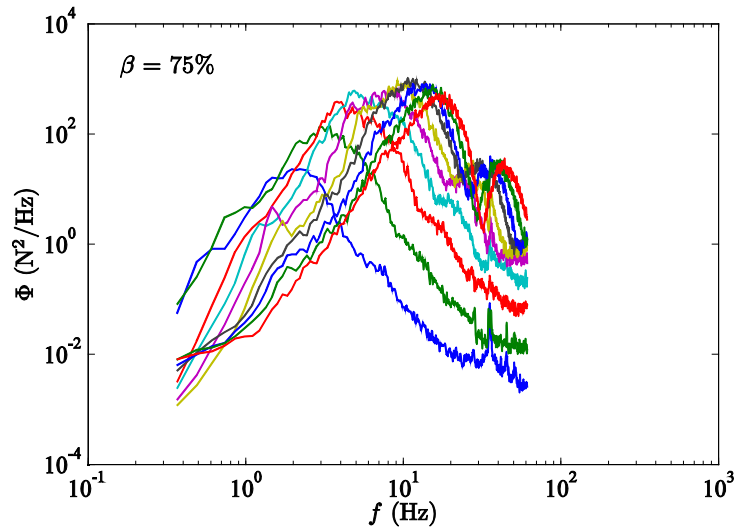


Figure 4.19: Force spectra with 52 mm and for $\beta = 75\%$.

For $\beta = 25\%$, the dimensionless spectra do not collapse very well, mainly due to the transition from spherical cap bubble to bubbly flow. This transition is also called slug/bubbly flow by Giraudeau et al. [6]. The bubbly flow generates lower induced forces compared to the spherical cap bubble flow. Consequently, the log-linear approximation of the dimensionless spectrum is based on Condition 2, which corresponds to the spherical cap bubble flow.

As explained by Riverin et al. [4], the log-linear approximation for the dimensionless spectrum can be expressed as:

$$\bar{\Phi} = \begin{cases} k_1 \bar{f}^{m_1}, & \bar{f} \leq \bar{f}_0 \\ k_2 \bar{f}^{m_2}, & \bar{f} \geq \bar{f}_0 \end{cases} \quad (4.20)$$

where:

$$k_i = \frac{\bar{\Phi}(\bar{f}_0)}{\bar{f}_0^{m_i}}, \quad i = [1,2] \quad (4.21)$$

$$\begin{cases} m_1 = \frac{\log\left(\frac{\bar{\Phi}(\bar{f}_0)}{\bar{\Phi}(\bar{f}_1)}\right)}{\log\left(\frac{\bar{f}_0}{\bar{f}_1}\right)}, \\ m_2 = \frac{\log\left(\frac{\bar{\Phi}(\bar{f}_2)}{\bar{\Phi}(\bar{f}_0)}\right)}{\log\left(\frac{\bar{f}_2}{\bar{f}_0}\right)}, \end{cases} \quad \bar{f}_1 < \bar{f}_0 < \bar{f}_2 \quad (4.22)$$

Giraudeau et al. [6] used this log-linear approximation to propose a dimensionless model for 20 mm and 52 mm diameter tubes. To correct the 52 mm dimensionless model, Table 4.1 presents the dimensionless frequencies peaks $\bar{f}_0$, the maximum values of the dimensionless spectra approximations, $\bar{\Phi}(\bar{f}_0)$, the multiplication factors, k_i , and the exponents, m_i , for 52 mm diameter U-tubes.

Table 4.1: Parameters for the approximation of the dimensionless spectra in 52 mm diameter U-tube

$\beta(\%)$	$\bar{f}_0$	$\bar{\Phi}(\bar{f}_0)$	k_1	k_2	m_1	m_2
25	0.050	5.6E+02	3.644E+04	2.234	1.39	-1.84
50	0.058	2.8E+03	3.466E+07	0.460	3.31	-3.06
75	0.040	1.4E+04	8.866E+08	0.492	3.43	-3.19
95	0.018	4.0E+03	7.105E+09	0.040	3.58	-3.44

4.4.2.5 Dimensionless spectra in two-phase flow subjected to large momentum variations

We find that the highest two-phase flow-induced forces are caused by large momentum variations, which occur in slug, unstable slug, churn and churn/annular flows. Because our test conditions from $\beta = 50\%$ to 95% involve large momentum variations, it is possible to collapse our data in terms of β . Thus, we find that the dimensionless spectra model vary as $\beta^{7.0}(1 - \beta)^{1.8}$. With this expression, we also assume that the two-phase flow excitation forces tend to zero when β tends to 0 or 1. This is reasonable because the monophasic flows generate significantly lower forces than the two-phase flows and more importantly these forces are not related to the presence of two fluid phases.

In the dimensionless spectra approximations of Table 4.1, $\bar{f}_0 = 0.050, 0.058, 0.040$ and 0.018 for $\beta = 25, 50, 75$ and 95% , respectively. To collapse the normalized peak frequencies by taking into account the void fraction β , we use the formulation proposed by Taylor [21] for two-phase cross-flow in tube arrays:

$$\overline{f_{0T}} = \frac{\bar{f}_0}{\sqrt{1 - \beta}} = \frac{f_0 D}{j \sqrt{1 - \beta}} \quad (4.23)$$

As presented in Section 4.4.2.2, we find $\overline{f_{0T}} = 0.058, 0.082, 0.080$ and 0.081 for $\beta = 25, 50, 75$ and 95% , respectively. Using the Taylor formulation, the peak frequencies collapse with respect to void fraction, particularly from 50 to 95% void fraction. Table 4.2 presents the dimensionless spectra model corrected for the homogeneous void fraction β . Figure 4.22 shows

that the proposed normalization leads to very good collapse of the dimensionless spectra. Figure 4.23 compares the dimensional spectra obtained from the approximation and the force spectra obtained from the experiments. The results confirm that the proposed formulation can be reliably used to generate the excitation force spectra.

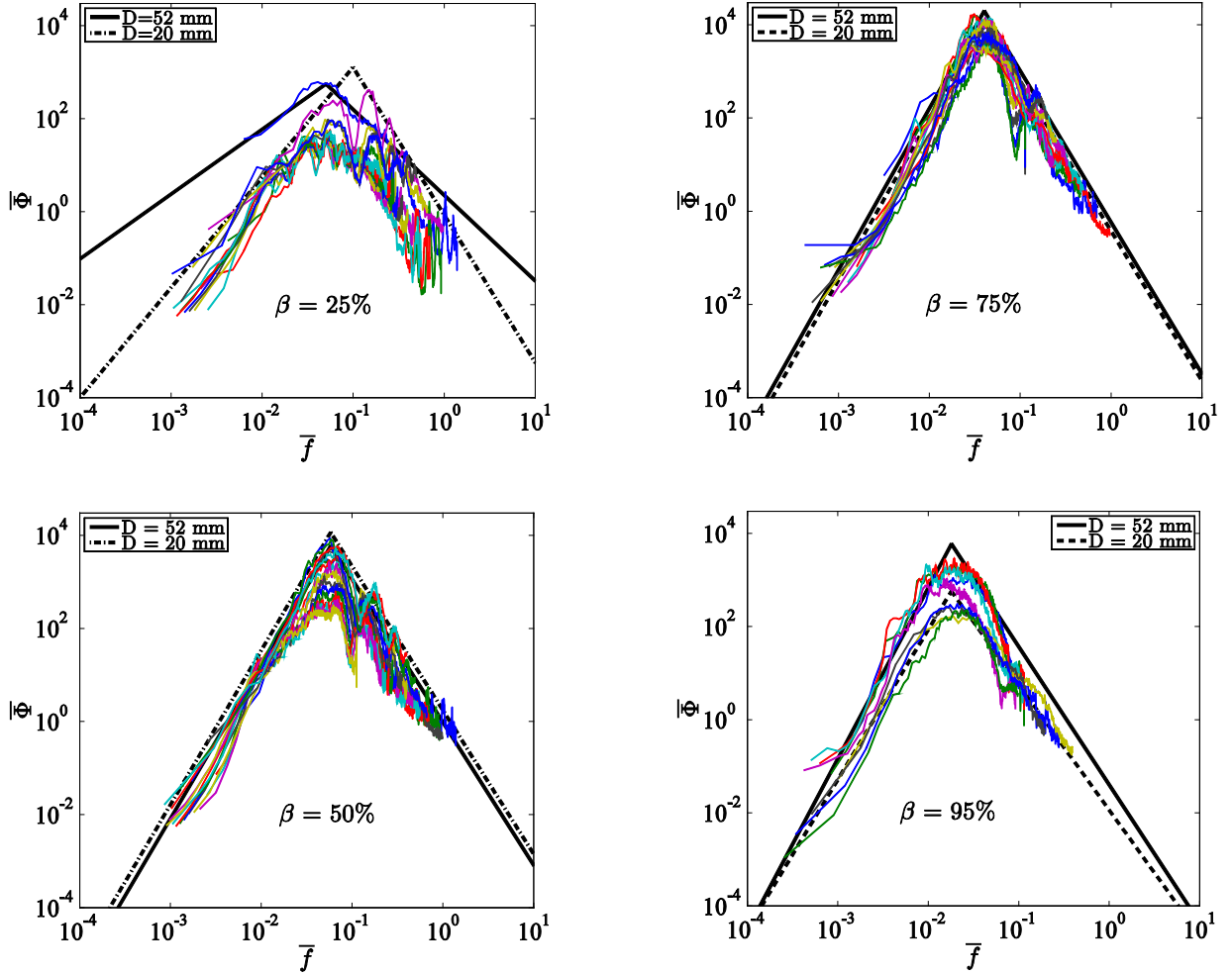


Figure 4.20: Dimensionless spectra with 20 mm (Giraudeau et al. [6]) and 52 mm diameter tube with their approximations.

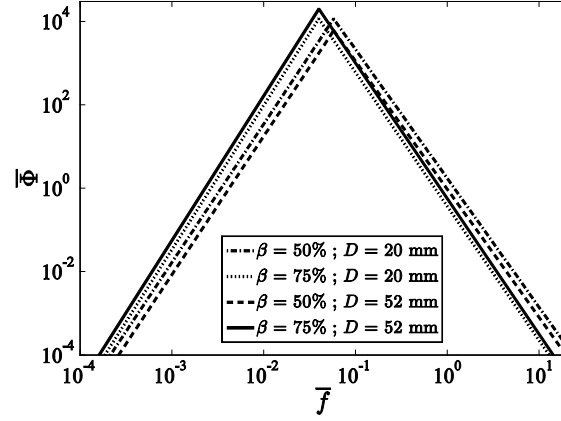


Figure 4.21: Dimensionless spectra model with 20 mm and 52 mm diameter tube.

Table 4.2: Parameters for the approximation of the dimensionless PSD in unstable slug, slug, churn and churn/annular flows in terms of void fraction

$\bar{f}_0/\sqrt{1-\beta}$	$\beta^{7.0}(1-\beta)^{1.8}\bar{\Phi}(\bar{f}_0)$	k_1	k_2	m_1	m_2
0.081	1.3E+06	7.7E+09	4.2E+02	3.44	-3.19

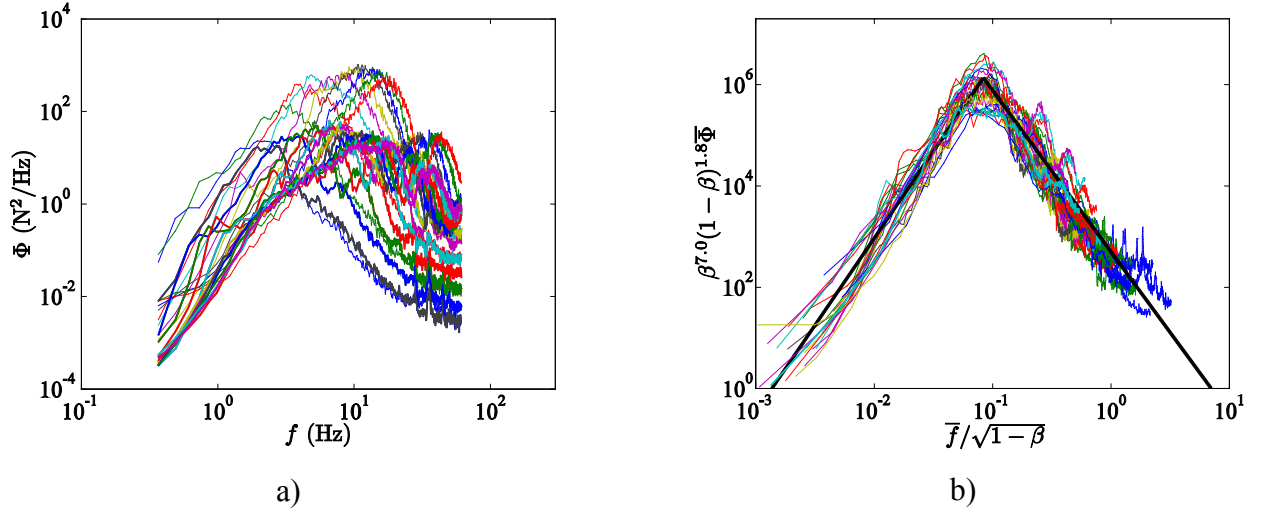


Figure 4.22: a) Dimensional spectra, and b) dimensionless spectra with model (solid line) in terms of void fraction for slug, unstable slug, churn and churn/annular flow conditions in 20 and 52 mm diameter U-tube.

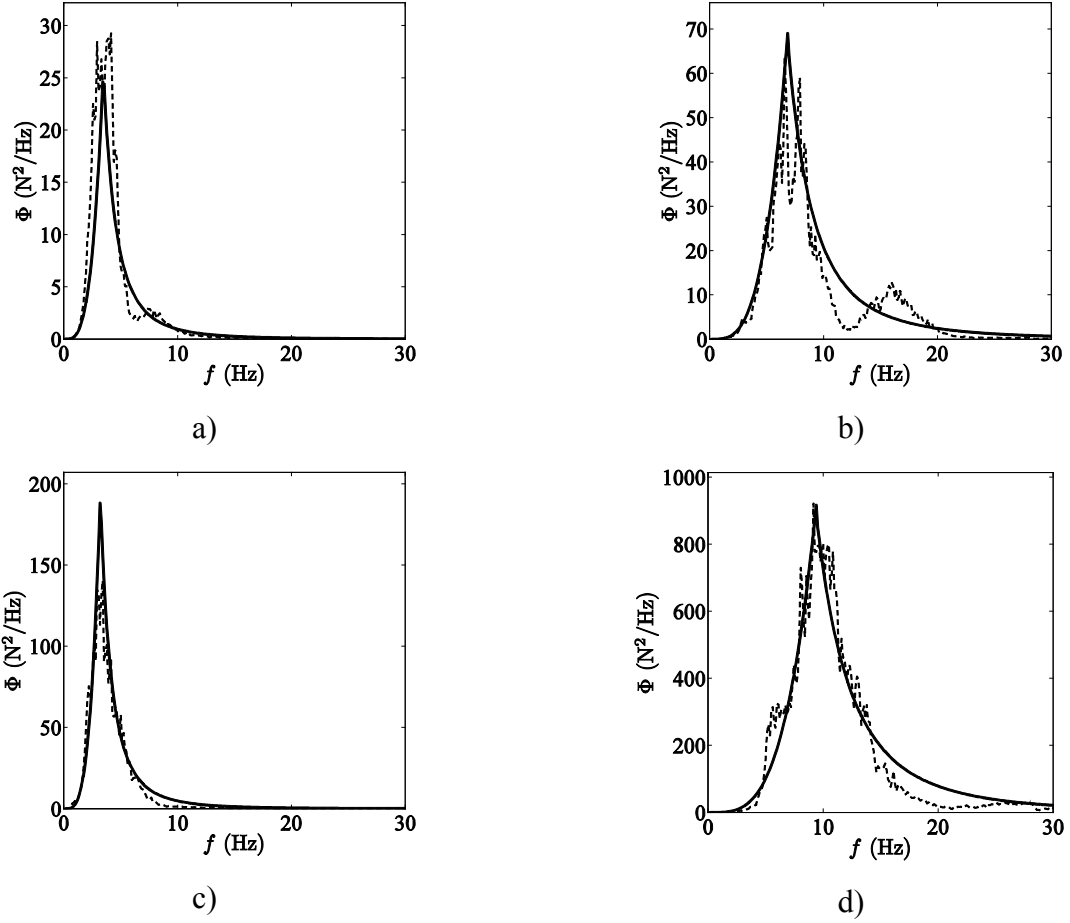


Figure 4.23: Comparison between experiments (solid line) and models (dotted line) for slug flow in 52 mm diameter U-tube: a) Condition 7, b) Condition 10, c) Condition 12 and d) Condition 16.

4.5 Conclusion

The present study shows that the frequency components in the force spectra are related to the dynamic characteristics of the internal two-phase flow. The study confirms previous observations that slug and unstable slug flows generate the highest forces. For this reason, unstable slug flow needs to be taken into account in two-phase flow pattern maps. In addition, the slug to unstable slug flow transition from Costigan and Whalley [12] is found to agree well with our observations. This confirms the previous observation that the slug collapse mechanism is governed by the flooding mechanism in the liquid film surrounding the Taylor bubbles. In annular flow, we confirm the results from previous studies where the disturbances, occurring at

the interface of the liquid and gas, were found at frequencies below 12.4 Hz. The transition from spherical cap bubble to bubbly flow caused a decrease in the forces and a significant change in the shape of the force spectra. A narrow peak related to the spherical cap bubble frequency was found, unlike bubbly flow which induces a lower and wider spectrum, and consists of multiple peak frequencies. The latter have not been observed in our void signals. However, they could be explained by the presence of void fraction waves in bubbly flow.

Previous results obtained for various geometries and flow orientations were compared using a dimensionless force formulation. We confirm that the upper bound defined previously is appropriate for a wider range of Weber Numbers. For the entire range of void fractions studied, the dominant force frequency increases linearly with the homogeneous mixture velocity in vertical upward flow. A frequency formulation developed previously for two-phase cross-flow in tube array experiments was used. The latter makes it possible to accurately predict the dominant frequencies for the vertical two-phase flow patterns studied, with the exception of bubbly flow. It appears to be an appropriate formulation for all vertical two-phase flow patterns governed by large momentum variations. A dimensionless spectrum model was developed to collapse the results of all conditions tested. The dimensionless spectrum was also found to collapse results from previous studies with a 20 mm diameter U-tubes. However, the dimensionless spectrum model did not collapse well in terms of void fraction. Thus, we proposed a coefficient to take into account the void fraction effect. This allowed the development of a dimensionless model which does not depend on void fraction. The latter may be used to approximate the vibration excitation force spectra. The proposed model agrees very well with our experimental spectra over the range of slug, unstable slug, churn and churn/annular flows tested.

4.6 Nomenclature

A : Pipe cross-sectional area (m^2)

D : Tube diameter (m)

f : Frequency (Hz)

f_{meas} : Sampling frequency (Hz)

f_0 : Frequency at the main peak in the frequencies domain (Hz)

$\bar{f}$: Dimensionless frequency

$\bar{f}_0$: Dimensionless frequency at the main peak

$\overline{f_{0T}}$: Dimensionless frequency at the main peak using Taylor formulation

F_{B1}, F_{B2} : Equivalent bend force respectively in the first and the second bend (N)

F_X : Measured force (N)

g : Gravitational acceleration (m/s²)

j : Mixture velocity (m/s)

j_g, j_l : Superficial gas and liquid velocity (m/s)

L : Length between mixer and force transducer (m)

l : Bend spacing (m)

Q_g, Q_l : Volumetric flow rate of air and water (m³/s)

$u_{b\infty}$: Terminal bubble rise velocity (m/s)

u_g : Bubble velocity (m/s)

u_T : Taylor bubble velocity (m/s)

u_s : Slug velocity (m/s)

v : Measured bubble or drop velocity (m/s)

We : Weber Number

4.6.1 Greek symbols

α : Local void fraction

β : Homogeneous void fraction

δ : Distance between the two optical fiber tips (m)

μ : Dynamic viscosity (Ns/m²)

ρ_g, ρ_l, ρ : Liquid, gas and mixture density (kg/m³)

σ : Surface tension (N/m)

Φ : Power spectral density of the force signal (N²/Hz)

$\bar{\Phi}$: Dimensionless power spectral density of the force signal

4.7 Acknowledgements

This work was supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC) through the BWC/AECL/NSERC Industrial Research Chair in Fluid-Structure Interaction. The authors wish to thank C. Béguin for his valuable contributions.

4.8 References

- [1] Cargnelutti, M. F., Belfroid, S. P. C., and Schiferli, W., 2010, "Two-Phase Flow-Induced Forces on Bends in Small Scale Tubes," ASME J. Pressure Vessel Technol., 132(4), pp. 041305.
- [2] Tay, B. L., and Thorpe, R. B., 2004, "Effects of Liquid Physical Properties on the Forces Acting on a Pipe Bend in Gas-Liquid Slug Flow," Chemical Engineering Research and Design, 82(1), pp. 344-356.

- [3] Yih, T. S., and Griffith, P., 1970, "Unsteady Momentum Fluxes in Two-Phase Flow and the Vibration of Nuclear System Components," Technical Report No. ANL-7685, Argonne National Laboratory, Argonne, Il, USA.
- [4] Riverin, J.-L., De Langre, E., and Pettigrew, M. J., 2006, "Fluctuating Forces Caused by Internal Two-Phase Flow on Bends and Tees," *Journal of Sound and Vibration*, 298(1), pp. 1088-1098.
- [5] Riverin, J.-L., and Pettigrew, M. J., 2007, "Vibration Excitation Forces Due to Two-Phase Flow in Piping Elements," *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 129(1), pp. 7-13.
- [6] Giraudeau, M., Pettigrew, M. J., and Mureithi, N. W., 2011, "Two-Phase Flow Excitation Forces on a Vertical U-Bend Tube," *Proceedings of the ASME Pressure Vessels and Piping Conference*, Baltimore, Maryland, USA, Paper No. 57103
- [7] Taitel, Y., Bornea, D., and Dukler, A. E., 1980, "Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tubes," *AIChE Journal*, 26(1), pp. 345-354.
- [8] Mcquillan, K. W., and Whalley, P. B., 1985, "Flow Patterns in Vertical Two-Phase Flow," *International Journal of Multiphase Flow*, 11(1), pp. 161-175.
- [9] Jayanti, S., and Hewitt, G. F., 1992, "Prediction of the Slug-to-Churn Flow Transition in Vertical Two-Phase Flow," *International Journal of Multiphase Flow*, 18(1), pp. 847-860.
- [10] Costigan, G., and Whalley, P. B., 1996, "Dynamic Void Fraction Measurements in Vertical Air-Water Flows," Technical Report No. OUEL 2093/96, Oxford University,
- [11] Wang, Y. W., Pei, B. S., and Lin, W. K., 1991, "Verification of Using a Single Void Fraction Sensor to Identify 2-Phase Flow Patterns," *Nuclear Technology*, 95(1), pp. 87-94.

- [12] Costigan, G., and Whalley, P. B., 1997, "Slug Flow Regime Identification from Dynamic Void Fraction Measurements in Vertical Air-Water Flows," *International Journal of Multiphase Flow*, 23(1), pp. 263-282.
- [13] Brauner, N., and Barnea, D., 1986, "Slug/Churn Transition in Upward Gas-Liquid Flow," *Chemical Engineering Science*, 41(1), pp. 159-163.
- [14] Mishima, K. M., and Ishii, M., 1984, "Flow Regime Transition Criteria for Upward Two-Phase Flow in Vertical Tubes," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27(1), pp. 723-737.
- [15] Chen, X. T., and Brill, J. P., 1997, "Slug to Churn Transition in Upward Vertical Two-Phase Flow," *Chemical Engineering Science*, 52(1), pp. 4269-4272.
- [16] Nicklin, D. J., and Davidson, J. F., 1962, "The Onset of Instability in Two-Phase Slug Flow," *Proceedings of the Symposium on Two-phase Fluid Flow*, Institution of Mechanical Engineers, London, Paper No. 4
- [17] Brotz, W., 1954, "Über Die Vorausberechnung Der Absorptionsgeschwindigkeit Von Gasen in Strömenden Flüssigkeitsschichten," *Chemical Engineering Technology*, 26(1), pp. 470.
- [18] Fulford, G. D., 1964, "The Flow Liquids in Thin Films," *Advances in Chemical Engineering*, 5(1), pp. 151-236.
- [19] Nusselt, W., 1916, "Die Oberflaechenkondensation Des Was Serdampfes (the Surface Condensation of Water Vapor)," *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*, 60(1), pp. 541-575.

- [20] Jayanti, S., Hewitt, G. F., Low, D. E. F., and Hervieu, E., 1993, "Observation of Flooding in the Taylor Bubble of Cocurrent Upwards Slug Flow," *International Journal of Multiphase Flow*, 19(3), pp. 531-534.
- [21] Taylor, C. E., 1992, "Random Excitation Forces in Tube Arrays Subjected to Two-Phase Cross Flow," *Proceedings of the ASME Winter Annual Meeting, FSI/FIV in Cylinder Arrays in Cross-Flow*, Heat Transfer Division, Anaheim, CA, USA, 230, pp. 89-107.
- [22] Morris, D., Teyssedou, A., Lapierre, J., and Tapucu, A., 1987, "Optical Fiber Probe to Measure Local Void Fraction Profiles," *Applied Optics*, 26(1), pp. 4660-4664.
- [23] Hamad, F. A., Pierscionek, B. K., and Bruun, H. H., 2000, "A Dual Optical Probe for Volume Fraction, Drop Velocity and Drop Size Measurements in Liquid-Liquid Two-Phase Flow," *Measurement Science & Technology*, 11(9), pp. 1307-1318.
- [24] Onoda, G. Y., and Liniger, E. G., 1990, "Random Loose Packings of Uniform Spheres and the Dilatancy Onset," *Physical Review Letters*, 64(22), pp. 2727-2730.
- [25] Dukler, A. E., Maron, D. M., and Brauner, N., 1985, "Physical Model for Predicting the Minimum Stable Slug Length," *Chemical Engineering Science*, 40(1), pp. 1379-1385.
- [26] Barnea, D., Luninski, Y., and Taitel, Y., 1983, "Flow Pattern in Horizontal and Vertical Two-Phase Flow in Small Diameter Pipes," *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 61(1), pp. 617-620.
- [27] Brodkey, R. S., 1967, *The Phenomena of Fluid Motions, Chemical Engineering*, Addison Wesley, Reading, Mass.

- [28] Weisman, J., Duncan, D., Gibson, J., and Crawford, T., 1979, "Effects of Fluid Properties and Pipe Diameter on Two-Phase Flow Patterns in Horizontal Lines," *International Journal of Multiphase Flow*, 5(6), pp. 437-462.
- [29] Legius, H. J. W. M., Van Den Akker, H. E. A., and Narumo, T., 1997, "Measurements on Wave Propagation and Bubble and Slug Velocities in Cocurrent Upward Two-Phase Flow," *Experimental Thermal and Fluid Science*, 15(1), pp. 267-278.
- [30] Barnea, E., and Mizrahi, J., 1973, "A Generalized Approach of the Fluid Dynamics of Particulate Systems I: General Correlation for Fluidization and Sedimentation in Solid Multiparticulate Systems," *Chemical Engineering Journal*, 5(1), pp. 171-189.
- [31] Park, J. W., Drew, D. A., and Lahey Jr, R. T., 1994, "Measurement of Void Waves in Bubbly Two-Phase Flows," *Nuclear Engineering and Design*, 149(1), pp. 37-52.
- [32] Sun, B., Yan, D., and Zhang, Z., 1999, "The Instability of Void Fraction Waves in Vertical Gas-Liquid Two-Phase Flow," *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 4(1), pp. 181-186.
- [33] Park, J. W., Drew, D. A., and Lahey Jr, R. T., 1998, "The Analysis of Void Wave Propagation in Adiabatic Monodispersed Bubbly Two-Phase Flows Using an Ensemble-Averaged Two-Fluid Model," *International Journal of Multiphase Flow*, 24(1), pp. 1205-1244.
- [34] Matuszkiewicz, A., Flamand, J. C., and Boure, J. A., 1987, "Bubble-Slug Flow Pattern Transition and Instabilities of Void Fraction Waves," *International Journal of Multiphase Flow*, 13(1), pp. 199-217.
- [35] Heywood, N. I., and Richardson, J. F., 1979, "Slug Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe: Determination of Liquid Holdup by Gamma-Ray Absorption," *Chemical Engineering Science*, 34(1), pp. 17-30.

- [36] De Langre, E., and Villard, B., 1998, "An Upper Bound on Random Buffeting Forces Caused by Two-Phase Flows across Tubes," *Journal of Fluids and Structures*, 12(1), pp. 1005-1023.

CHAPITRE 5 CARTE D'ÉCOULEMENT VERTICAL ET INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE DES CONDUITES SUR LES FORCES GÉNÉRÉES PAR UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE

Ce chapitre présente les résultats complémentaires qui n'ont pas été présentés dans l'article de journal. La première partie de ce chapitre regroupe toutes les informations nécessaires pour tracer la carte d'écoulement présentée dans le Chapitre 4. Les équations qui régissent les différentes transitions, provenant principalement de la littérature, sont énoncées et certains développements y sont apportés. La deuxième partie de ce chapitre étudie l'influence du diamètre des tubes en U sur les forces générées par les écoulements diphasiques. Les résultats regroupés à la Section 5.2 ont été présentés à la conférence de la *ASME Pressure Vessels & Piping Division* en 2011 à Baltimore, aux États-Unis (Girardeau et al., 2011). Enfin, la troisième partie regroupe les résultats permettant d'analyser les hypothèses utilisées pour développer les modèles de forces au Chapitre 4.

5.1 Carte d'écoulement diphasique

Les cartes d'écoulement vertical sont représentées à la Figure 5.1 pour les différents diamètres de tubes en U étudiés. Les modèles de transitions d'écoulements utilisés pour tracer ces cartes sont ceux sélectionnés au Chapitre 4. Toutes les informations nécessaires pour tracer la carte d'écoulement sont regroupées dans cette section. Les équations qui régissent les différentes transitions y sont énoncées et certains développements y sont apportés.

Outre les modèles de frontières qui diffèrent de celles de Taitel et al. (1980) (Figure 2.2), l'évolution principale de cette carte d'écoulement diphasique provient de l'écoulement à bouchons. Alors que Taitel et al. (1980) ont confirmé leur modèle par des observations visuelles, les modèles utilisés pour les transitions des écoulements à bouchons se base sur des mesures de variation de taux de vide ε , effectuées par Costigan & Whalley (1997). Ils ont analysé la fonction de densité de probabilité (PDF) des signaux de taux de vide afin d'identifier clairement les

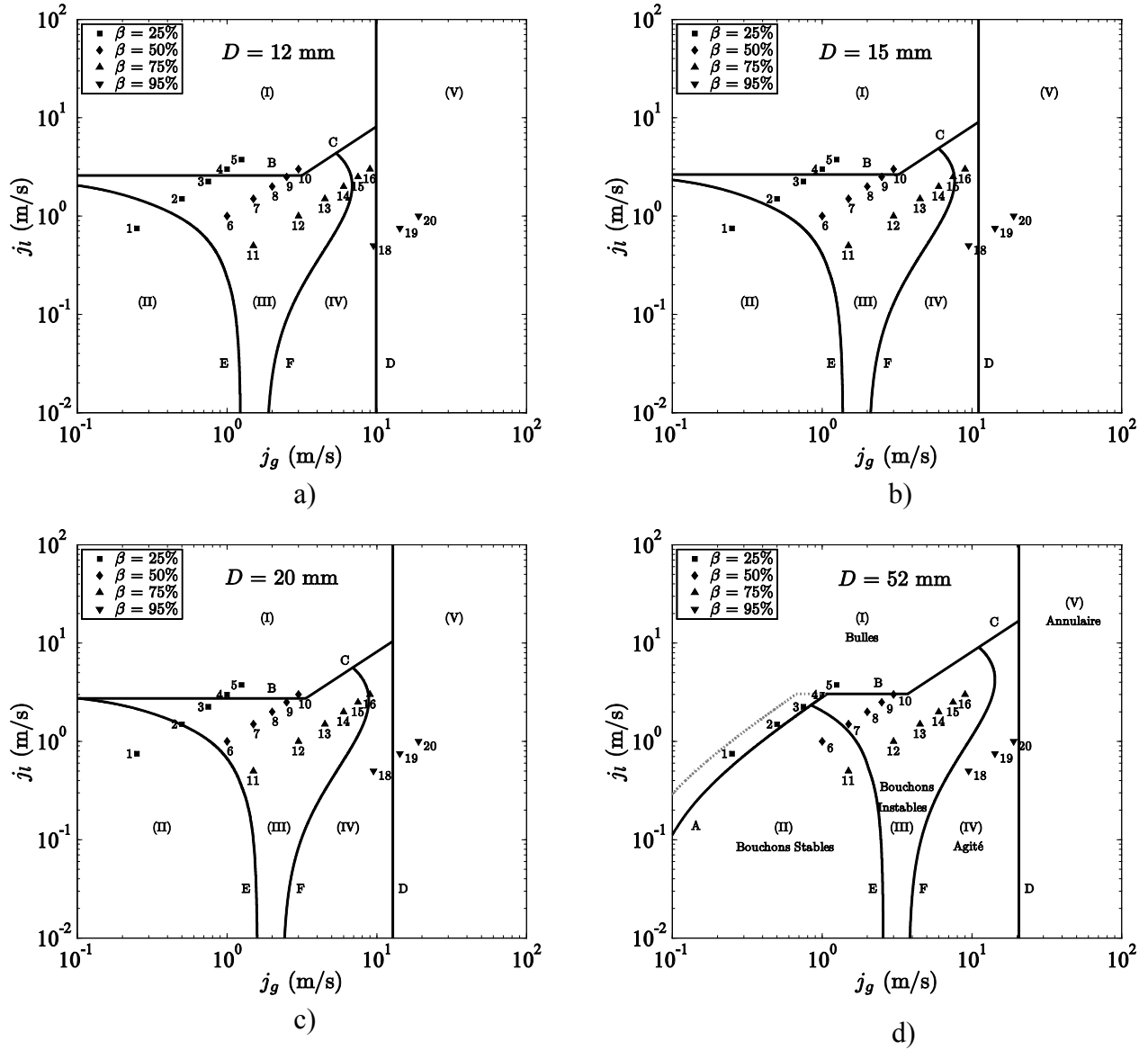


Figure 5.1: Carte d'écoulement vertical et conditions expérimentales pour les diamètres de (a) 12 mm, (b) 15 mm, (c) 20 mm et (d) 52 mm. Les frontières entre les écoulements sont identifiées par des lettres et les différents types d'écoulements sont identifiés par des chiffres romains : écoulements (I) - à bulles, (II) - à bouchons stables, (III) - à bouchons instables, (IV) - agités, et (V) - annulaires. La ligne en pointillée $\cdots$ représente la frontière avec les écoulements à bulles à calotte sphérique⁴.

⁴ La frontière de l'écoulement à bulle à calotte sphérique n'est donnée qu'à titre indicatif et n'est régit par aucune équation. Elle est basée sur les résultats de Costigan & Whalley (1996) et sur nos observations.

différents types d'écoulements et leurs frontières. Costigan & Whalley (1997) ont d'ailleurs proposé de distinguer l'écoulement à bouchons en deux types d'écoulements : l'écoulement à bouchons stables et l'écoulement à bouchons instables. Nos mesures du taux de vide local, au centre de l'écoulement, ont permis de valider les modèles de transitions de ces deux écoulements.

De plus, en associant l'analyse des spectres de force avec l'étude du taux de vide local et l'étude de la variation de la valeur RMS des forces, certains modèles de transitions ont pu être ou non confirmés. L'intégralité de cette étude est développée dans le Chapitre 4.

Les conditions expérimentales répertoriées dans le Tableau 3.1 ont été réalisées dans des tubes en U de diamètre de 12 mm, 15 mm et 20 mm. Quel que soit le diamètre des tubes étudiés, nous pouvons constater sur la Figure 5.1 que les conditions expérimentales couvrent la plupart des conditions d'écoulements existantes.

5.1.1 Frontière A : de l'écoulement à bulles à l'écoulement à bouchons

La frontière entre l'écoulement à bulles et l'écoulement à bouchons est définie par :

$$j_l = 3,0 j_g - 1,15 \left[\frac{g\sigma(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (5.1)$$

Le modèle de transition utilisé ici a été développé par Taitel et al. (1980). Il définit la frontière entre l'écoulement à bouchons et l'écoulement à bulles, où ces dernières sont distribuées uniformément du fait de la faible perturbation dans l'écoulement. Le modèle se base sur la relation entre les vitesses superficielles des phases, j_l et j_g , le titre volumique β et la vitesse relative des bulles de tailles significatives⁵. Afin de définir une vitesse superficielle du liquide à la transition pour une vitesse superficielle du gaz donnée, la valeur du titre volumique utilisée correspond à $\beta = 25\%$. À partir de cette valeur, la proximité des bulles est assez importante pour

⁵ Ce sont les bulles à calotte sphérique, qui apparaissent suite au phénomène de coalescence de plus petites bulles.

permettre le phénomène de coalescence. Le modèle de transition présenté à l'Équation (5.1) est affiné en considérant la vitesse des bulles et la vitesse des bulles à calotte sphérique.

Néanmoins, en dessous d'une certaine valeur du diamètre de la conduite, la vitesse ascensionnelle des bulles à calotte sphérique ou des bulles de Taylor est inférieure à la vitesse ascensionnelle des bulles. En effet, en dessous de cette valeur, la vitesse ascensionnelle d'une bulle dans de l'eau stagnante est supérieure à celle d'une bulle de Taylor. Ainsi, les bulles de Taylor forment un écoulement à bouchons. Mais plus la valeur du diamètre augmente, plus la vitesse ascensionnelle des bulles dans de l'eau stagnante diminue, jusqu'à devenir inférieure à celle des bulles de Taylor ou des bulles à calotte sphérique⁶. Du fait de la perturbation dans les écoulements diphasiques, quelques bulles à calotte sphérique sont susceptibles de se former. Ensuite, elles atteignent leur propre vitesse ascensionnelle et ne peuvent plus être rattrapées par les petites bulles pour former des bulles de Taylor. En effet, les bulles rattrapées par les bulles à calotte sphérique glissent sur la surface supérieure de celles-ci et sont directement envoyées dans le film de liquide qui l'entoure, visibles Figure 4.5 (a) et (d). Ce phénomène explique le comportement fréquentiel et les signaux du taux de vide local pour les Conditions 1 et 2 (où $\beta = 25\%$ et $j < 3\text{m/s}$). Ainsi, il existe un diamètre de conduite critique à partir duquel l'écoulement à bouchons ne peut plus exister dans cette zone. L'écoulement à bulles est ainsi stabilisé, tout en permettant la formation de quelques bulles à calotte sphérique. Pour les diamètres inférieurs, l'écoulement à bouchons stables peut exister. Taitel et al. (1980) ont calculé cette valeur comme étant égale à 50 mm pour un mélange eau-air. Pour des conditions expérimentales situées dans cette zone, Taitel et al. (1980) se sont assurés par des observations visuelles que seul l'écoulement à bouchons subsiste dans un diamètre de conduite de 25 mm. Mais Costigan & Whalley (1997) ont observé, pour les mêmes conditions, un écoulement à bulle dans une conduite de 32 mm de diamètre, toujours avec un mélange eau-air. La valeur critique du diamètre n'est donc pas encore totalement définie, mais elle semble se situer entre 25 et 32 mm. Ainsi, nous considérons que cette transition n'existe pas dans la partie verticale de nos tubes en U d'un diamètre de 12 à 20 mm (Figure 5.1).

⁶ Du fait de la taille significative des bulles à calotte sphérique, il est considéré que leur comportement dans un liquide stagnant est le même que celui des bulles de Taylor.

5.1.2 Frontière B : de l'écoulement à bulles à l'écoulement à bouchons instables

McQuillan & Whalley (1985) proposent de modéliser la frontière entre l'écoulement à bulles et l'écoulement à bouchons par :

$$j_l = \frac{6,8}{\rho_l^{0,444}} [g\sigma(\rho_l - \rho_g)]^{0,278} \left(\frac{D}{\mu_l}\right)^{0,112} \quad (5.2)$$

Cette frontière est indépendante de la vitesse superficielle du gaz. Elle est basée sur la corrélation de Weisman et al. (1979) obtenue avec des tuyaux horizontaux de 10 à 127 mm de diamètre. Cette transition est régie par l'augmentation de la turbulence dans l'écoulement diphasique. Ainsi, McQuillan & Whalley (1985) fait l'hypothèse que ce phénomène est indépendant de l'inclinaison du tuyau, et donc applicable aux écoulements verticaux. Nous verrons par la suite que cette frontière coïncide parfaitement avec notre analyse fréquentielle des forces dans des diamètres de tube en U allant de 12 à 52 mm.

5.1.3 Frontière C : de l'écoulement à bulles à l'écoulement agité et à bouchons instables

La frontière proposée pour cette transition est définie comme suit :

$$j_l = \frac{1 - \beta_b}{\beta_b} j_g \quad (5.3)$$

où $\beta_b = 0,55^7$. Ce taux de vide représente la valeur maximale de la compacité des bulles dans le milieu liquide. Au-delà de ce taux de vide, les bulles n'ont plus la possibilité de se déplacer sans coalescer. Cette valeur provient de la compacité de billes de verre sphériques, uniformes, non

⁷ Il est supposé ici que le titre volumique du mélange β est égal au taux de vide ε .

soumises à la gravité et aléatoirement réparties dans un volume donné (Onoda & Liniger, 1990). McQuillan & Whalley (1985) ont proposé d'utiliser la compacité du maillage cubique face centré, dont la valeur atteint 0,74. Néanmoins, à cause de la turbulence, ce type de maillage ne peut pas perdurer dans un écoulement diphasique. Taitel et al. (1980) ont proposé d'utiliser la compacité du maillage cubique simple, dont la valeur est égale à 0,52. Enfin, Costigan & Whalley (1997) ont proposé d'utiliser la valeur de compacité de 0,45. Ils ont choisi cette valeur car ils n'ont pas observé d'écoulement à bulles pour des taux de vide supérieurs à cette valeur. Néanmoins, leurs vitesses superficielles du liquide n'excédaient pas 1 m/s. Or, à plus haute vitesse, nous avons observé dans nos signaux des paquets de bulles dont le taux de vide atteint 0,54 (Figure 4.7). Il a même été observé des paquets avec une compacité de 0,57 (Figure 4.7 (d)). C'est pour cela que nous utilisons la valeur de 0,55 dans les cartes d'écoulement Figure 5.1.

5.1.4 Frontière D : de l'écoulement annulaire

Pour les écoulements annulaires, McQuillan & Whalley (1985) ont proposé le critère suivant :

$$j_g^* \geq 1 \quad (5.4)$$

Ce critère est basé sur la vitesse superficielle adimensionnelle du gaz j_g^* . D'une manière générale, la vitesse adimensionnelle est définie par :

$$j_i^* = j_i \left[\frac{\rho_i}{gD(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/2} \quad (5.5)$$

où i représente la phase concernée. Cette vitesse adimensionnelle est définie par le nombre de Froude, représentant le rapport entre les forces d'inertie et de gravité. L'Équation (5.4) a été définie de manière empirique pour des mélanges eau-air et eau-vapeur. Tout comme la frontière définie précédemment par Taitel et al. (1980), la vitesse superficielle du liquide n'intervient pas dans le mécanisme de transition. Néanmoins, pour définir la frontière de l'écoulement annulaire, Taitel et al. (1980) ont considéré que la transition se produit lorsque la vitesse superficielle du gaz est suffisamment importante pour entraîner les gouttes d'eau vers le haut. Ils ont fait l'hypothèse

que les gouttes accélèrent progressivement au fur et à mesure de l'écoulement, ce qui n'est pas réaliste pour un écoulement ayant atteint son régime permanent.

5.1.5 Frontière E : de l'écoulement à bouchons stables à l'écoulement à bouchons instables

Nicklin & Davidson (1962) ont supposé que l'instabilité des bouchons soit régit par l'augmentation de la quantité de liquide à l'intérieur du film liquide descendant, entourant les bulles de Taylor. Ce phénomène a d'ailleurs été observé par Jayanti et al. (1993). Pour définir mathématiquement cette transition, Costigan & Whalley (1997) ont proposé le modèle défini par McQuillan & Whalley (1985), tout en utilisant la formulation de l'épaisseur du film de liquide de Brotz (1954). Nous décrivons ci-dessous cette procédure de calcul.

Le critère d'instabilité a été défini comme suit par Hewitt & Wallis (1963) :

$$j_g^{*1/2} + j_l^{*1/2} = C \quad (5.6)$$

où $C = 1$. McQuillan & Whalley (1985) ont été les premiers à utiliser ce critère pour définir la transition de l'écoulement à bouchons. Dans l'Équation (5.6), ils ont considéré la vitesse du liquide dans le film de liquide, j_f , et la vitesse du gaz de la bulle de Taylor, j_b . En effet, ce mécanisme se produit dans le film de liquide descendant entourant la bulle de Taylor. Le critère d'instabilité régissant la transition devient donc :

$$j_b^{*1/2} + j_f^{*1/2} = C \quad (5.7)$$

En raisonnant en termes de vitesses superficielles, nous obtenons lors du passage d'une bulle de Taylor :

$$j_f = j_b - (j_l + j_g) \quad (5.8)$$

Pour obtenir la vitesse superficielle de la phase liquide dans le film, j_f , et la vitesse superficielle de la bulle de Taylor, j_b , nous avons besoins de l'épaisseur du film δ . En ce qui

concerne la vitesse superficielle de la bulle de Taylor, McQuillan & Whalley (1985) ont proposé d'utiliser la formulation suivante :

$$j_b = \left(1 - 4 \frac{\delta}{D}\right) \left[1,2 (j_l + j_g) + 0,35 \sqrt{\frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}} \right] \quad (5.9)$$

De plus, ils ont proposé dans un premier temps d'utiliser l'épaisseur de film défini par Nusselt (1916) pour un écoulement laminaire. Or, l'écoulement dans le film liquide au moment de la transition n'est justement pas laminaire. C'est pour cela que Jayanti & Hewitt (1992) ont proposé d'utiliser la corrélation définie de manière empirique par Brotz (1954), afin de couvrir un domaine de nombre de Reynolds dans le film liquide plus large. Ce domaine couvre des valeurs allant de 100 à 4300 (Fulford, 1964). En considérant raisonnablement que le passage de l'écoulement laminaire à turbulent se produit pour des nombres de Reynolds compris entre 2000 et 3000, cette formulation est particulièrement adaptée pour le phénomène de transition des écoulements à bouchons. Ainsi, tout comme Costigan & Whalley (1997), nous utiliserons l'épaisseur du film de liquide dans un écoulement turbulent défini par Brotz (1954) :

$$\delta = 0,0682 \left[\frac{\nu_l^2 \rho_l}{g(\rho_l - \rho_g)} \right]^{1/3} Re_f^{2/3} \quad (5.10)$$

où ν_l est la viscosité cinématique du liquide. Le nombre de Reynolds dans le film liquide, Re_f , est défini ainsi :

$$Re_f = \frac{4 u_f \delta}{\nu_l} \quad (5.11)$$

Tout comme l'ont proposé Jayanti & Hewitt (1992), nous pouvons définir le taux de vide au niveau de la bulle de Taylor, ε_b , par l'expression :

$$\varepsilon_b = 1 - 4 \frac{\delta}{D} \quad (5.12)$$

Ainsi, en utilisant les Équations (5.10), (5.11) et (5.12), nous obtenons :

$$j_f = 9.916 (1 - \varepsilon_b) \sqrt{\frac{gD(\rho_l - \rho_g)(1 - \sqrt{\varepsilon_b})}{\rho_l}} \quad (5.13)$$

De plus, en utilisant l'Équation (5.12) dans l'Équation (5.9), nous obtenons :

$$j_b = \varepsilon_b \left[1,2 (j_l + j_g) + 0.35 \sqrt{\frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}} \right] \quad (5.14)$$

Comme l'ont souligné McQuillan & Whalley (1985), l'utilisation de l'Équation (5.10) suppose que la bulle soit suffisamment longue pour que l'épaisseur δ du film liquide descendant puisse devenir constante avant le bas de la bulle. Or, du fait de la forme arrondie de la partie supérieure de la bulle de Taylor, l'épaisseur δ n'est pas constante tout le long la calotte de la bulle, de hauteur h (Figure 5.2). Donc, si la longueur de la bulle de Taylor, L_b , est supérieure à la hauteur h , l'Équation (5.10) est validée et le critère de l'Équation (5.7) peut être utilisé avec la forme adimensionnelle des vitesses définie dans les Équations (5.13) et (5.14). Ainsi, pour un couple de vitesses superficielles de liquide et de gaz donné, $(j_l; j_g)$, il est possible de calculer de manière itérative le couple des vitesses superficielles du liquide dans le film et de la bulle de Taylor, $(j_f; j_b)$. Mais si la longueur de la bulle de Taylor, L_b , est inférieure à la hauteur de la calotte h , alors l'épaisseur δ n'atteindra pas une valeur constante. L'Équation (5.10) n'est donc pas valide et il nous faut recalculer l'épaisseur δ et la vitesse superficielle de la bulle j_b . Par conséquent, nous devons connaître les longueurs L_b et h afin de pouvoir les comparer.

Comme proposé par Costigan & Whalley (1997), si on considère que les forces de viscosité sont négligeables au niveau de la calotte de la bulle, la vitesse relative du film de liquide sur la calotte, v_f (Figure 5.2), par rapport à la bulle peut s'exprimer ainsi :

$$v_f = \sqrt{2gh} \quad (5.15)$$

Ainsi, toujours en raisonnant en termes de vitesses superficielles, nous obtenons lors du passage de la calotte de la bulle :

$$j = u_T \frac{A_g}{A} - \left(1 - \frac{A_g}{A}\right) (v_f - u_T) \quad (5.16)$$

où u_T est la vitesse de la bulle, définie précédemment par l'Équation (4.7), A la section du tuyau et A_g la section de gaz au niveau de la calotte. Cette section A_g varie jusqu'à ce que l'épaisseur du film soit constante. Dans ce cas, nous sommes à la distance h du sommet de la bulle, et à ce point :

$$\frac{A_g}{A} = \left(1 - \frac{2\delta}{D}\right)^2 \quad (5.17)$$

Il devient donc possible, en combinant les Équations (5.15), (5.16) et (5.17), de calculer la hauteur, h , de la calotte :

$$h = \frac{\left[0,2 j + 0,35 \sqrt{\frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}}\right]^2}{32g \left[\frac{\delta}{D} \left(1 - \frac{\delta}{D}\right)\right]^2} \quad (5.18)$$

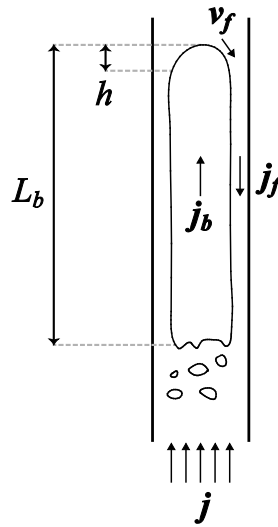


Figure 5.2: Caractéristiques des écoulements à bouchons

À présent, afin de calculer la longueur de la bulle L_b , McQuillan & Whalley (1985) ont proposé l'approximation suivante :

$$j_g = \frac{L_b u_T \left(1 - \frac{2\delta}{D}\right)^2}{L_{unité}} \quad (5.19)$$

Costigan & Whalley (1997) ont proposé d'utiliser la longueur d'un bouchon stable $L_s = 12D$ pour calculer $L_{unité}$. D'où : $L_{unité} = L_b + 12D$. Enfin, Jayanti & Hewitt (1992) ont proposé de calculer le débit du gaz Q_g comme le produit du volume de la bulle et de sa fréquence de passage. Ainsi, nous obtenons la longueur de la bulle, L_b :

$$L_b = \frac{12 D j_g}{\left[1,2 (j_l + j_g) + 0,35 \sqrt{\frac{gD(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}} \right] \left(1 - \frac{2\delta}{D}\right)^2 - j_g} \quad (5.20)$$

Comme expliqué précédemment, si la longueur de la calotte de la bulle est plus petite que la longueur de la bulle L_b , δ atteint sa valeur constante à partir de la longueur h et l'Équation (5.10) est valide. À l'inverse, cette équation n'est pas valide, et donc le calcul de L_b à l'Équation (5.20) ne l'est pas non plus. McQuillan & Whalley (1985) ont proposé d'obtenir la longueur de la bulle en calculant le volume de cette dernière. Si l'on considère que ce volume est égal à l'intégrale sur la longueur L_b de la section de gaz A_g , nous obtenons avec l'Équation (5.16) :

$$\frac{j_g}{u_T} (L_b + 12D) = \int_0^{L_b} 1 - \left[\frac{u_T - j}{\sqrt{2gh}} \right] dh \quad (5.21)$$

Ceci revient à résoudre l'équation suivante :

$$\left(\frac{j_g}{u_T} - 1 \right) X^2 + \frac{\sqrt{2}(u_T - j)}{\sqrt{g}} X + \frac{12Dj_g}{u_T} = 0 \quad (5.22)$$

où $X^2 = L_b$. Puisque l'Équation (5.22) est une équation du second degré, L_b admet deux valeurs positives. Nous verrons par la suite quelle est la valeur de X à utiliser pour déterminer L_b . Il ne

reste plus qu'à déterminer l'épaisseur du film liquide. Pour ce faire, McQuillan & Whalley (1985) ont proposé de combiner l'Équation (5.17) avec l'Équation (5.16), ce qui nous donne :

$$\delta^2 - D\delta + \frac{D(u_T - j)}{4\sqrt{2gL_b}} = 0 \quad (5.23)$$

Par définition, $\delta > 0$. Or, cette équation différentielle nous donne deux solutions de même signe car $\frac{D(u_T - j)}{4\sqrt{2gL_b}} > 0$. Nous ne pouvons donc pas au premier abord sélectionner l'une ou l'autre des solutions. Nous avons tout de même observé lors de la résolution de cette équation que pour les différents diamètres de conduites, le discriminant de l'Équation (5.23) reste toujours positif. Par conséquent, les solutions obtenues sont bien réelles.

Enfin, pour déterminer le couple $(L_b; \delta)$, cohérent d'un point de vue physique, nous ajoutons le critère comme quoi la frontière doit être continue au point défini par $(j_l; j_g)_{L_b=h}$. Nous obtenons ainsi la frontière séparant l'écoulement à bouchons stables de l'écoulement à bouchons instables. Nous avons observé qu'il fallait au minimum une cinquantaine d'itérations pour que la variation des couples de vitesses, d'une itération à l'autre, ne varie plus de manière significative sur les cartes d'écoulement.

5.1.6 Frontière F : de l'écoulement à bouchons instables à l'écoulement agité

Costigan & Whalley (1997) sont les seuls à proposer l'écoulement à bouchons instables. Nous l'avons vu au Chapitre 4, ce type d'écoulement prend tout son intérêt car les forces engendrées par celui-ci sont parmi les plus importantes. La procédure proposée par Costigan & Whalley (1997) consiste à suivre la même procédure décrite de l'Équation (5.8) à l'Équation (5.14). Jayanti et al. (1993) ont mis en évidence l'influence de la longueur du film liquide sur le phénomène d'instabilité des bouchons. Pour en tenir compte dans la détermination de la frontière, ces derniers ont proposé la corrélation suivant :

$$j_b^{*1/2} + m j_f^{*1/2} = C \quad (5.24)$$

où le coefficient correcteur m dépend de la longueur du film liquide. Afin de modéliser la frontière des écoulements à bouchons instables, Costigan & Whalley (1997) ont proposé leur propre coefficient m en se basant sur leurs mesures du taux de vide ε :

$$m = 1 - \exp \left\{ - \left[\frac{\left(\frac{L_b}{D} \right)^2}{60} \right] \right\} \quad (5.25)$$

en assimilant la longueur du film liquide à la longueur de la bulle de Taylor L_b . Ainsi, en supposant que la longueur d'un bouchon stable est égale à $12D$ et que le taux de vide dans le bouchon au moment de la transition vaut $\varepsilon_s = 0,35$, il est possible de calculer la frontière entre les écoulements à bouchons stables et les écoulements à bouchons instables. La valeur de ε_s correspond au taux de vide observé dans les bouchons par Costigan & Whalley (1997) au moment de la transition.

5.2 Tubes en U verticaux

Ce chapitre étudie l'influence du diamètre des tubes en U sur les forces générées par les écoulements diphasiques.

Il a été montré par Yih & Griffith (1970) que les écoulements diphasiques eau-vapeur exerçaient des forces quasi-périodiques dans un tube en U vertical de 6 à 25 mm de diamètre. Tay & Thorpe (2004) ont observé ce type de force dans un tube en U horizontal de 70 mm de diamètre. Ils ont utilisé un mélange air-eau avec additifs, afin de modifier la viscosité et la tension de surface du mélange. Riverin (2004) et Riverin & Pettigrew (2007) ont étudié des tubes en U verticaux avec des rayons de courbure allant de $0,5D$ à $7,2D$. Il a été observé que le rayon de courbure n'a pas d'influence remarquable sur les forces générées par un écoulement diphasique. Enfin, Cargnelutti et al. (2010) ont eux aussi observé la quasi-périodicité des forces générées dans un coude par des écoulements diphasiques horizontaux. De plus, leurs résultats confirment que le rayon de courbure d'un coude n'a pas d'influence significative sur les forces d'excitation.

Cette section regroupe les principaux résultats obtenus dans des tubes en U de 12 mm, 15 mm et 20 mm de diamètre. Ils sont comparés aux résultats obtenus dans la section d'essai de 52 mm (Figure 3.1 et Figure 3.4) pour les conditions expérimentales définies par Riverin (2004) (Tableau 3.1).

5.2.1 Forces dynamiques

Nous l'avons vu dans le Section 4.4.2.1, pour un diamètre de tube en U de 52 mm, la valeur RMS des forces augmente linéairement avec la vitesse superficielle du mélange. Ceci est valable uniquement pour un titre volumique constant et pour un type d'écoulement donné. La Figure 5.3 présente les forces équivalentes générées par les écoulements diphasiques en fonction de la vitesse superficielle du mélange j dans les tubes en U de 12, 15 et 20 mm diamètre. D'une manière générale, la valeur des forces RMS augmente avec la vitesse superficielle du mélange, quasi-linéairement pour $\beta = 50\%$. Pour $\beta = 75\%$, les cassures de pente observées correspondent assez bien avec la transition définie par Costigan & Whalley (1997), entre l'écoulement à bouchons et l'écoulement agité (Figure 5.1 et Figure 5.3). L'analyse des spectres de force à la Section 5.2.3 apporte plus d'informations sur la nature de l'excitation.

5.2.2 Variation des forces en fonction du diamètre

La Figure 5.4 présente les forces équivalentes générées par les écoulements diphasiques en fonction du diamètre, pour différentes vitesses de mélange homogènes j . Pour une vitesse donnée, la valeur RMS des forces augmente avec le diamètre du tube en U. Nous pouvons constater que la valeur RMS des forces varient suivant $D^{1,4}$ et $D^{1,5}$ pour des titres volumiques de 50% et 75%. Les résultats de Yih & Griffith (1970) ont montré que les forces générées par un

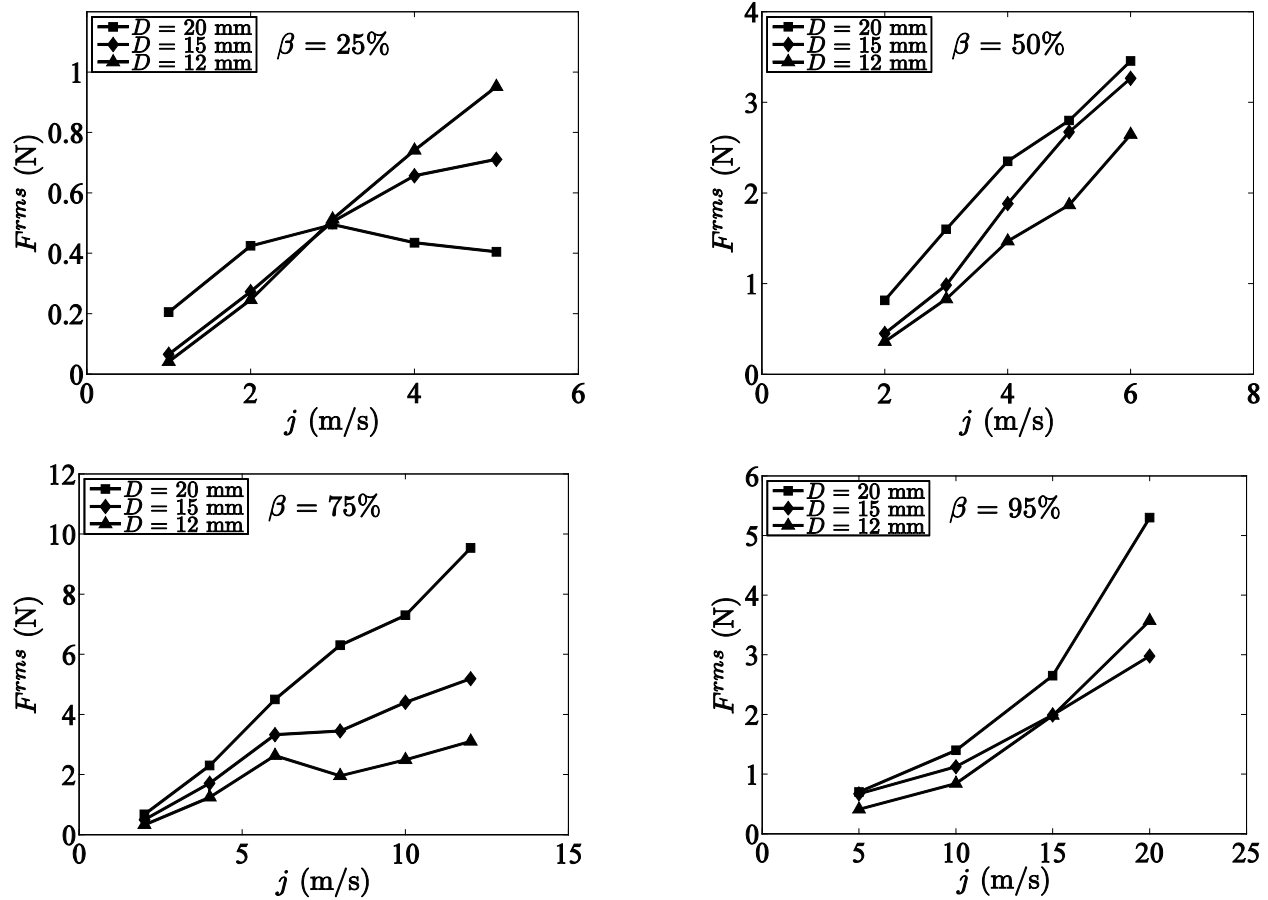


Figure 5.3: Valeurs RMS des forces générées par un écoulement diphasique dans des tubes en U verticaux de 12, 15 et 20 mm de diamètre

 coulement eau-vapeur varient suivant $D^{1.6}$. Par la suite, Riverin et al. (2006) ont développé une forme adimensionnelle de la force induite par un écoulement diphasique. Ce modèle est basé sur la variation des forces suivant $D^{1.6}$.

Nos résultats obtenus avec un mélange air-eau confirment la variation des forces, en fonction du diamètre, précédemment observée par Yih & Griffith (1970) pour un mélange eau vapeur. De plus, nous constatons que nos résultats sont cohérents avec la variation des forces utilisée par Riverin et al. (2006) pour la formulation adimensionnelle des forces induites par un écoulement diphasique. C'est pour cela que nous utilisons cette formulation dans le Chapitre 4 afin de définir un modèle adimensionnel des forces et des spectres d'excitation.

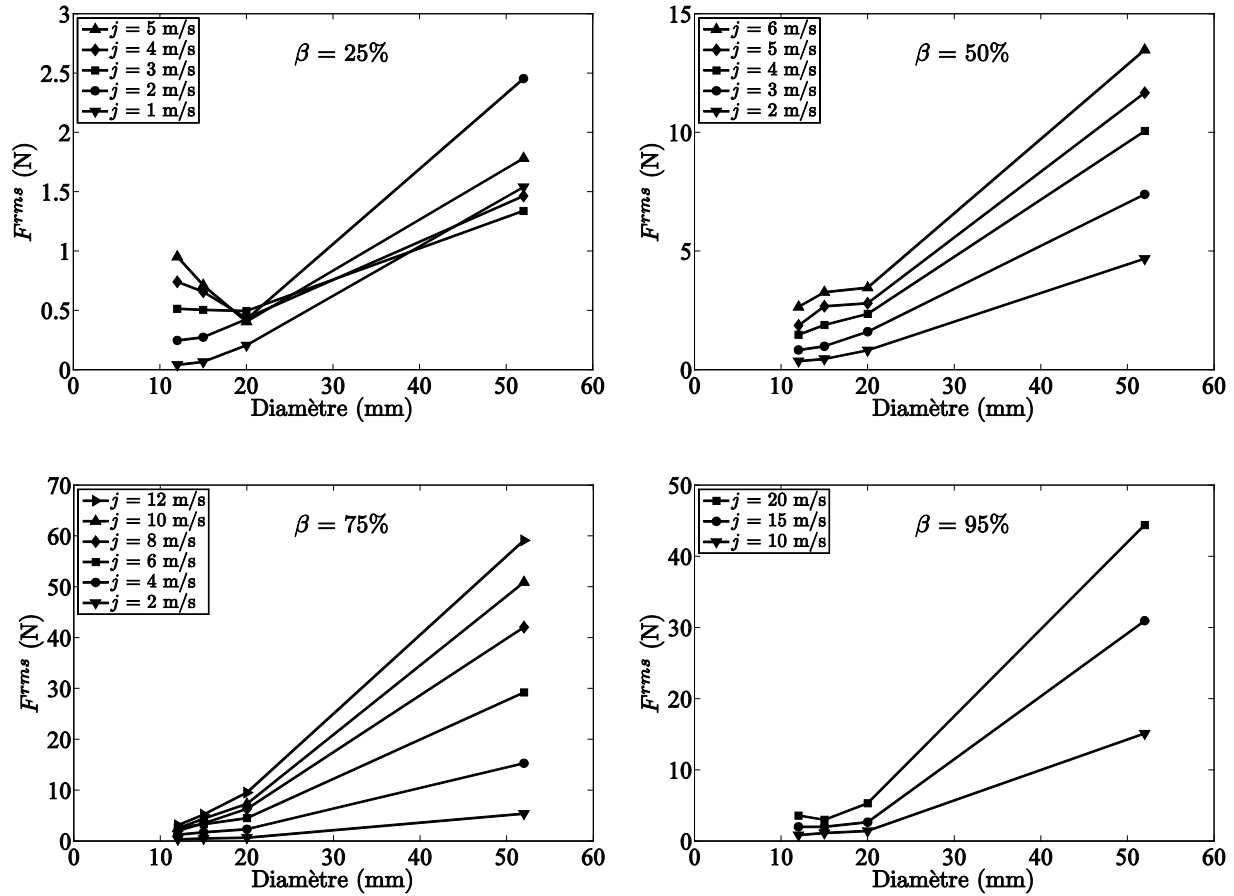


Figure 5.4: Variation des forces en fonction du diamètre des tubes en U

5.2.3 Comportement fréquentiel

5.2.3.1 Fréquence principale

Outre la valeur RMS de la force, la deuxième information significative dans un signal réside dans son comportement fréquentiel. Tout comme les précédentes observations (Cargnelutti et al., 2010; Riverin, 2004; Riverin et al., 2006; Tay & Thorpe, 2004; Yih & Griffith, 1970), nous obtenons un signal de force quasi-périodique. Par conséquent, nous pouvons définir la fréquence principale, ou fréquence de pic, f_0 comme étant la fréquence pour laquelle la valeur du spectre fréquentielle Φ est maximale. La Figure 3.6 met en évidence la fréquence principale du spectre de force Φ pour la Condition 7. De même, nous avons isolé cette fréquence pour chacune des

conditions étudiées. Ces dernières sont représentées dans les Figure 5.5 et Figure 5.6. Les spectres de force ayant permis d'isoler ces fréquences sont représentées de la Figure 5.7 à la Figure 5.10.

Pour $\beta = 25\%$, nous constatons un comportement distinct pour les diamètres de 12 à 20 mm, illustré en fonction de la vitesse superficielle du mélange à la Figure 5.6. Ces comportements correspondent à l'apparition d'un second pic à plus basse fréquence, qui devient dominant à partir de $j = 4$ m/s pour les diamètres de 12 et 15 mm, et à partir de $j = 3$ m/s pour le diamètre de 20 mm. Nous n'observons pas ce type de comportement pour 52 mm de diamètre. Par contre, les deux pics étroits en fréquence pour $j = 1$ m/s et 2 m/s correspondent à la présence de bulles à calotte sphérique. Au-delà, le spectre correspond à l'excitation d'un écoulement à bulles, comme ce qui peut être observé à partir de $j = 4$ m/s dans un tube en U de 20 mm de

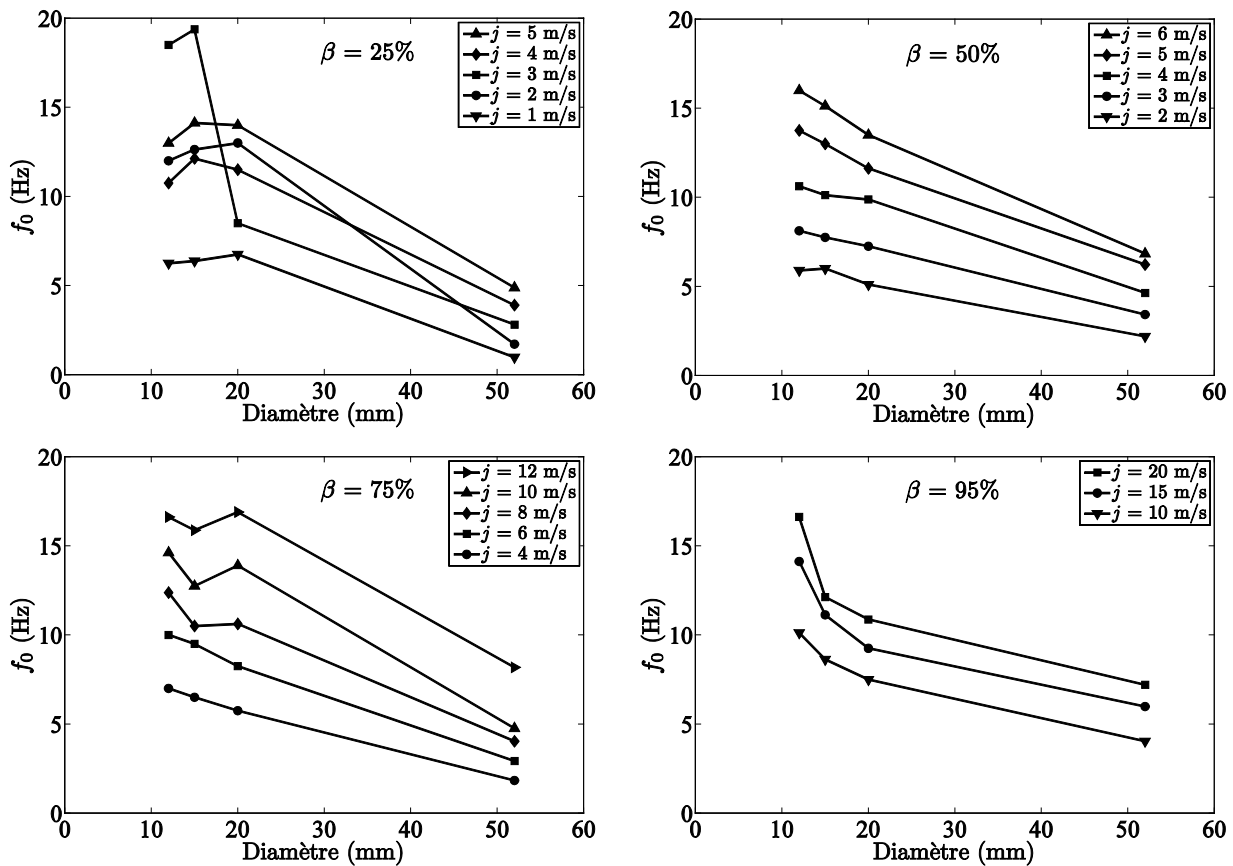


Figure 5.5: Variation de la fréquence de pic en fonction du diamètre des tubes en U

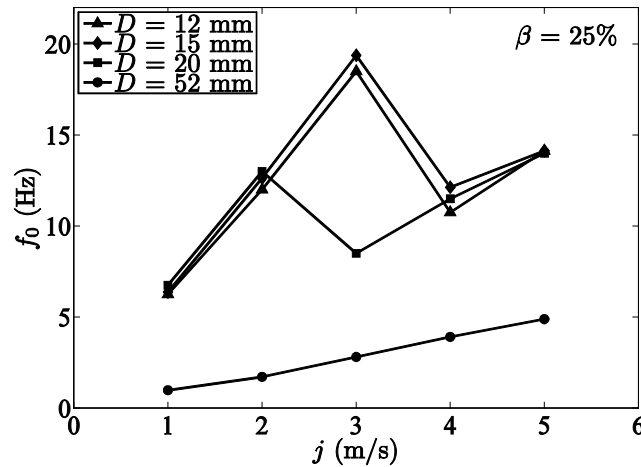


Figure 5.6: Variation de la fréquence principale en fonction de j pour $\beta = 25\%$

diamètre (Figure 5.9). Le lien entre un type d'écoulement et le spectre d'excitation est traité dans le Chapitre 4. La différence fondamentale entre les diamètres de 12 à 20 mm et le diamètre de 52 mm réside dans l'absence de la frontière A (Figure 5.1). Nous l'avons vu précédemment, il existe une valeur de diamètre de conduite en dessous de laquelle la frontière A n'existe pas. Cette valeur est comprise entre 25 mm et 32 mm (Costigan & Whalley, 1996, 1997; Taitel et al., 1980). D'une manière générale, nous pouvons observer que la fréquence principale de l'excitation diminue avec le diamètre du tube. Cette diminution est linéaire pour des titres volumiques de 50 et 75%.

Pour un diamètre donné, nous pouvons aussi constater que la fréquence principale diminue linéairement avec la vitesse superficielle du mélange j .

Ces comportements sont en accords avec la définition de la fréquence adimensionnelle, ou nombre de Strouhal :

$$\bar{f}_0 = \frac{f_0 D}{j} \quad (5.26)$$

Cette fréquence adimensionnelle peut aussi être formulée en termes de titre volumique β suivant la définition de Taylor (1992). Elle intervient dans la définition du spectre de force adimensionnel $\bar{\Phi}$, utilisée dans le Chapitre 4 pour la mise en œuvre d'un modèle de spectre de force adimensionnel.

5.2.3.2 Spectres de force

En ce qui concerne les spectres de force, nous avons pu mettre en évidence dans le Chapitre 4 les liens entre le type d'écoulement et le comportement fréquentiel de l'excitation.

Pour des vitesses de mélange homogène comprises entre 1 m/s et 3 m/s, et pour un titre volumique de 25%, le comportement fréquentiel de l'excitation dans les tubes en U de diamètres allant de 12 à 20 mm est régit par la présence d'un écoulement à bouchons. Nous l'avons développé dans la Section 4.4.2.2, la présence de pics étroits correspond à la présence de bouchons ou de bulles à calotte sphérique. Ici, nous obtenons deux pics étroits. Pour identifier précisément la cause de chacun des pics, une analyse du signal du taux de vide pourrait être réalisée pour ce type de géométries de tube en U. La mesure du taux de vide local et la mesure du taux de vide moyenné dans l'espace devrait permettre de répondre à cette question.

Toujours pour un titre volumique du mélange de 25%, à partir de 4 m/s, nous observons un spectre typique des écoulements à bulles pour des diamètres de 20 mm et de 52 mm.

Pour des titres volumiques de 50 et 75%, nous constatons exactement le même comportement fréquentiel pour tous les diamètres. Il a été clairement identifié dans le Chapitre 4 que le pic principal correspond à l'alternance de bouchons et de bulles de Taylor. Pour $\beta = 50\%$, le deuxième pic, d'amplitude beaucoup plus faible, n'est quant à lui toujours pas clairement identifié.

Enfin, pour $\beta = 95\%$, nous observons une nouvelle fois le même comportement fréquentiel, qui consiste en un spectre plus large que ceux générés par des écoulements à bouchons ou agités. Cette excitation serait due à la présence de vague à l'interface entre le film liquide, localisé sur la paroi du tube, et la phase gazeuse au centre du tube (Costigan & Whalley, 1997).

À l'exception de la fréquence adimensionnelle, nous obtenons de très bons résultats en appliquant le modèle de spectre de forces proposé au Chapitre 4. En effet, par rapport aux résultats obtenus dans les tubes en U de 20 et 52 mm, la fréquence principale adimensionnelle est divisée par deux avec les tubes en U de 12 et 15 mm. L'explication provient certainement de l'influence de la longueur de l'écoulement sur la fréquence de passage des bouchons, et donc de la fréquence principale du spectre de forces. Ce phénomène est traité dans la Section 5.3.3.

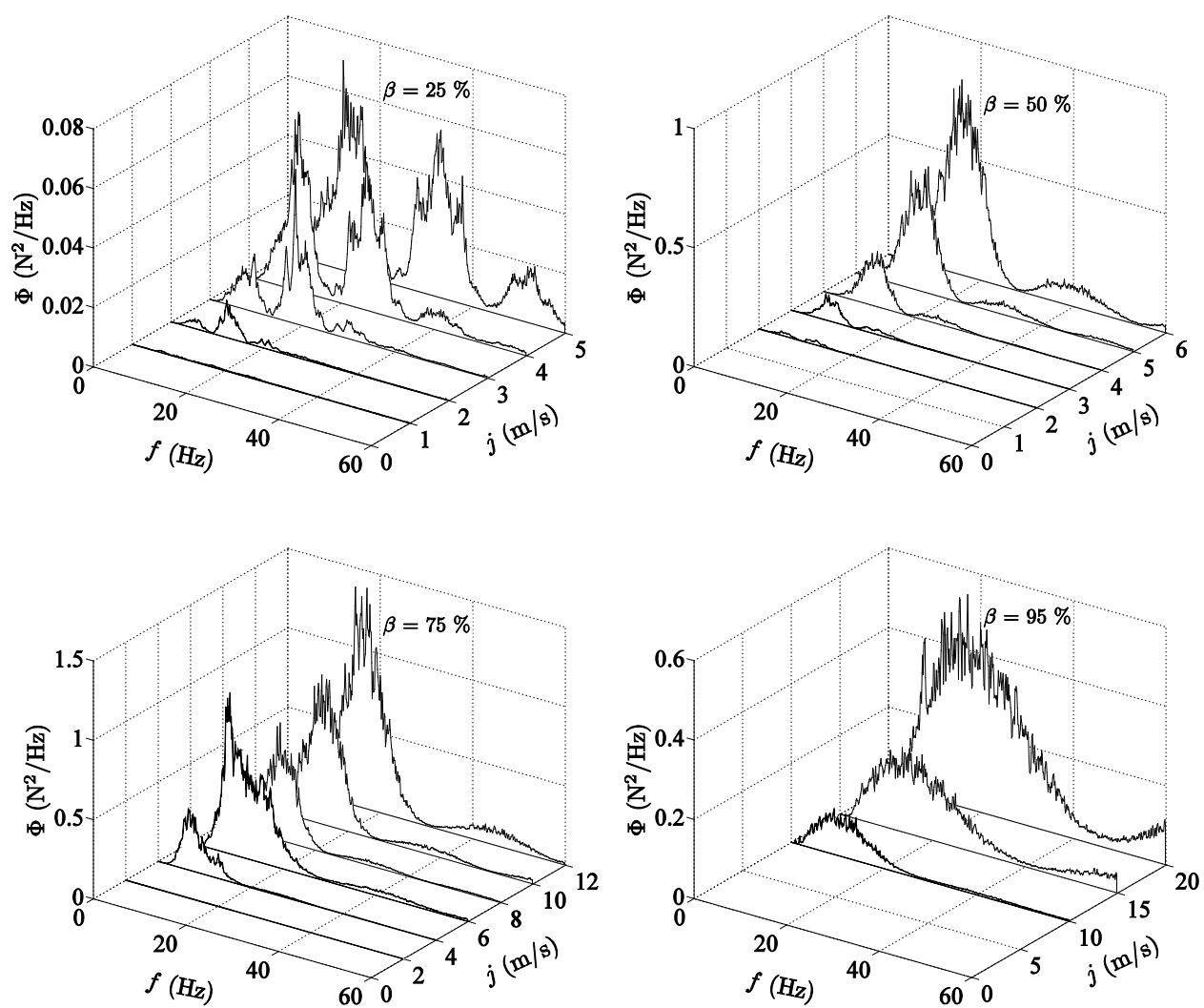


Figure 5.7: Spectres de force pour un tube en U de 12 mm de diamètre

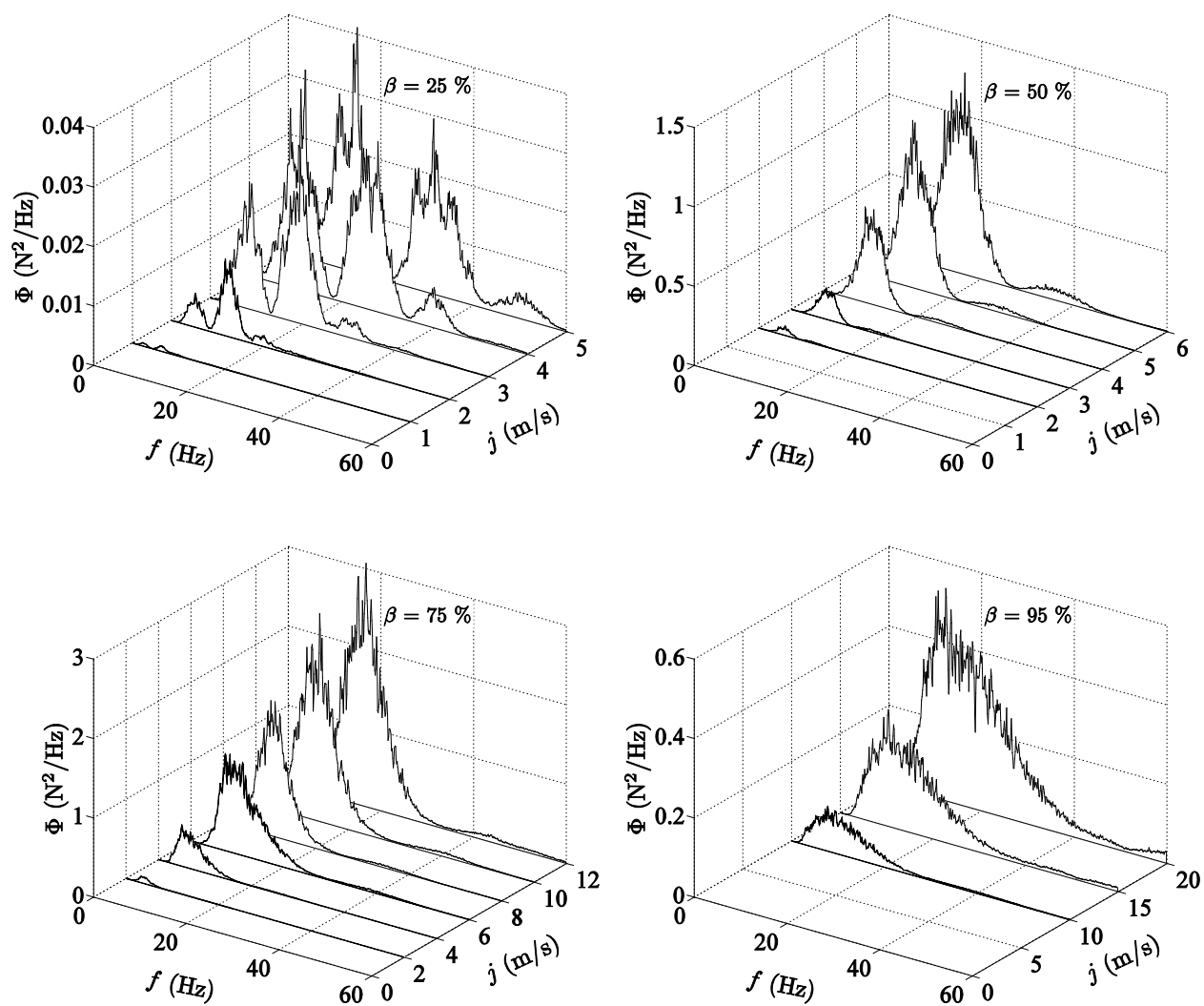


Figure 5.8: Spectres de force pour un tube en U de 15 mm de diamètre

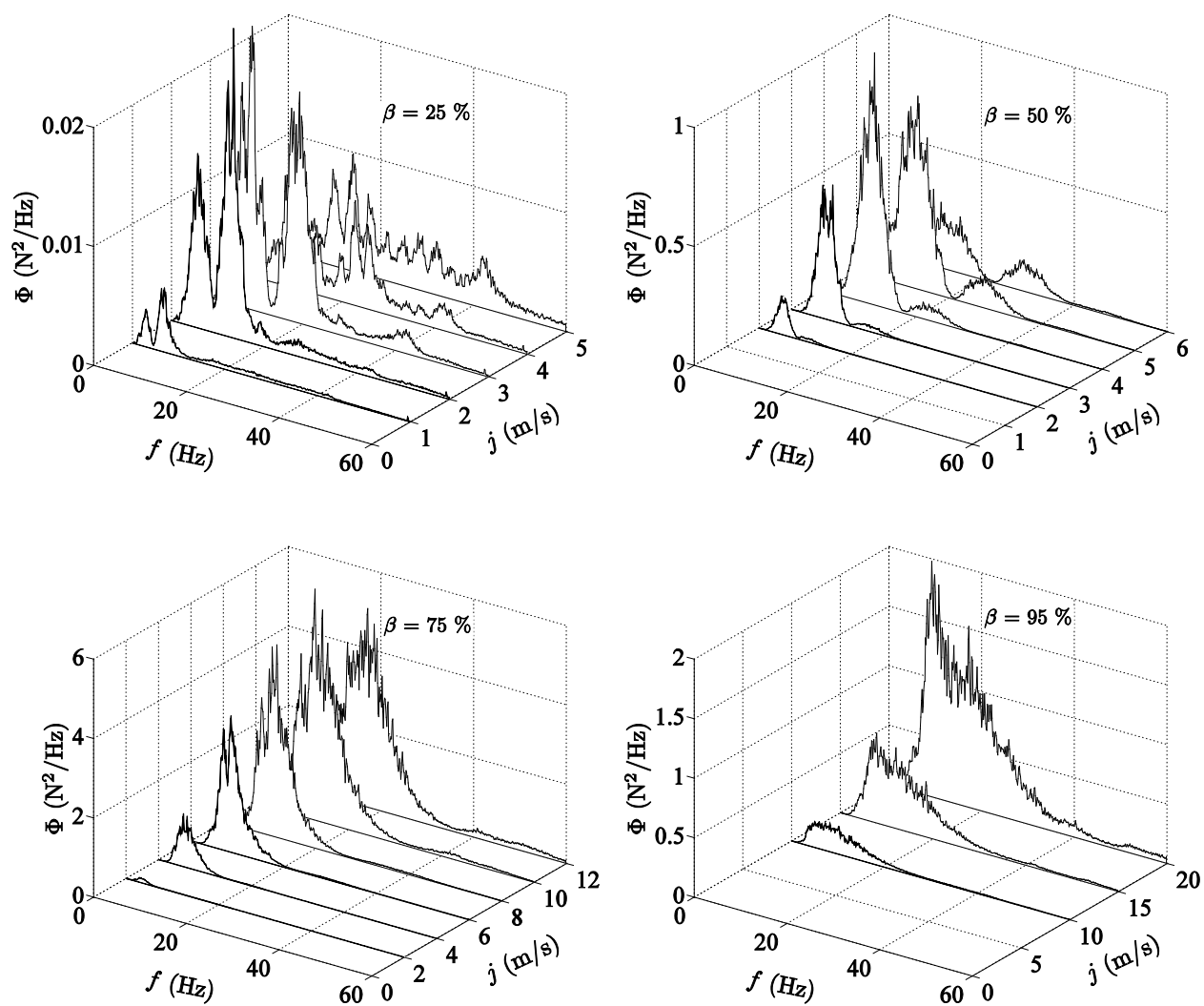


Figure 5.9: Spectres de force pour un tube en U de 20 mm de diamètre

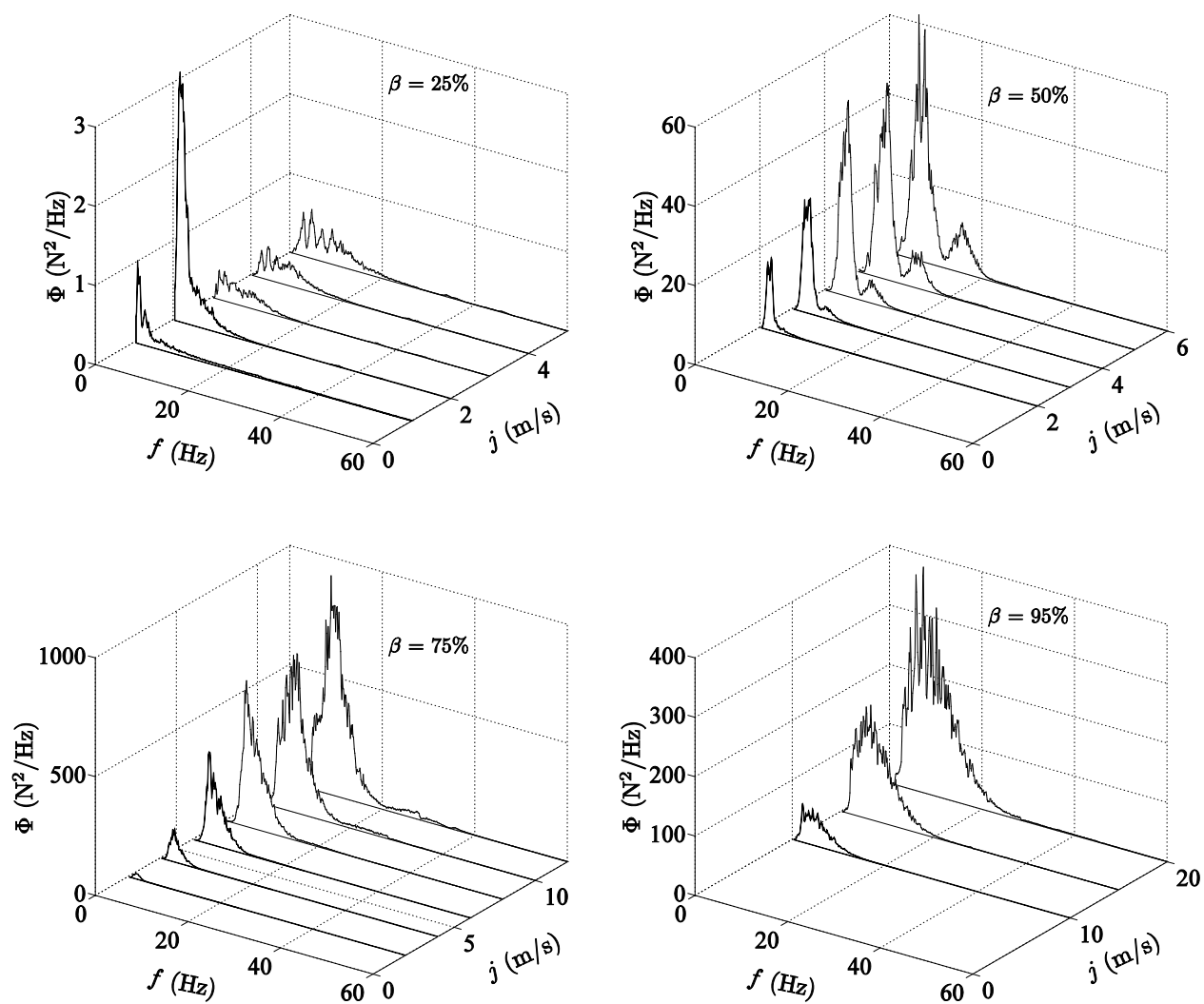


Figure 5.10: Spectres de force pour un tube en U de 52 mm de diamètre

5.3 Coudes verticaux soumis à un écoulement horizontal : Vérification des hypothèses

Trois hypothèses ont été utilisées tout au long de ce mémoire pour étudier le comportement des forces fluctuantes, générées par un écoulement diphasique dans des éléments de tuyauteries. Ces hypothèses sont les suivantes :

1. Dans un tube en U, l'amplitude des forces générées par l'écoulement diphasique est la même dans les deux coudes.
2. Les forces $F_{B1}(t)$ et $F_{B2}(t)$ générées dans chacun des coudes sont dé-corrélées.
3. Après une certaine distance en aval du mélangeur, le développement de l'écoulement diphasique ne dépend que des pertes de pressions et des changements de directions. Cette distance est évaluée à $20D$. En effet, c'est la distance maximale nécessaire à la formation des bouchons (Ohnuki & Akimoto, 1996, 2000).

Cette dernière hypothèse a été confirmée visuellement, à l'aide des photographies Figure 4.2 où l'on observe effectivement des bouchons dans la partie verticale, à une distance d'environ 15 à $20D$ en aval du mélangeur. Néanmoins, le mécanisme de formation des bulles de Taylor montre qu'au fur et à mesure de la progression de l'écoulement, les bulles de Taylor coalescent entre elles, pour en former une nouvelle (Taitel et al., 1980). Or, pour les écoulements à bouchons, nous savons à présent que la fréquence d'excitation d'un élément de tuyauterie par l'écoulement diphasique est égale à la fréquence de passage des bouchons. Cette fréquence de passage f_s peut s'exprimer comme suit :

$$f_s = \frac{u_T}{L_{unité}} \quad (5.27)$$

où $L_{unité}$ représente la longueur totale d'une bulle de Taylor L_b et d'un bouchon L_s . La fréquence de passage des bouchons est donc fortement liée à la longueur de la bulle de Taylor. Pour tenter

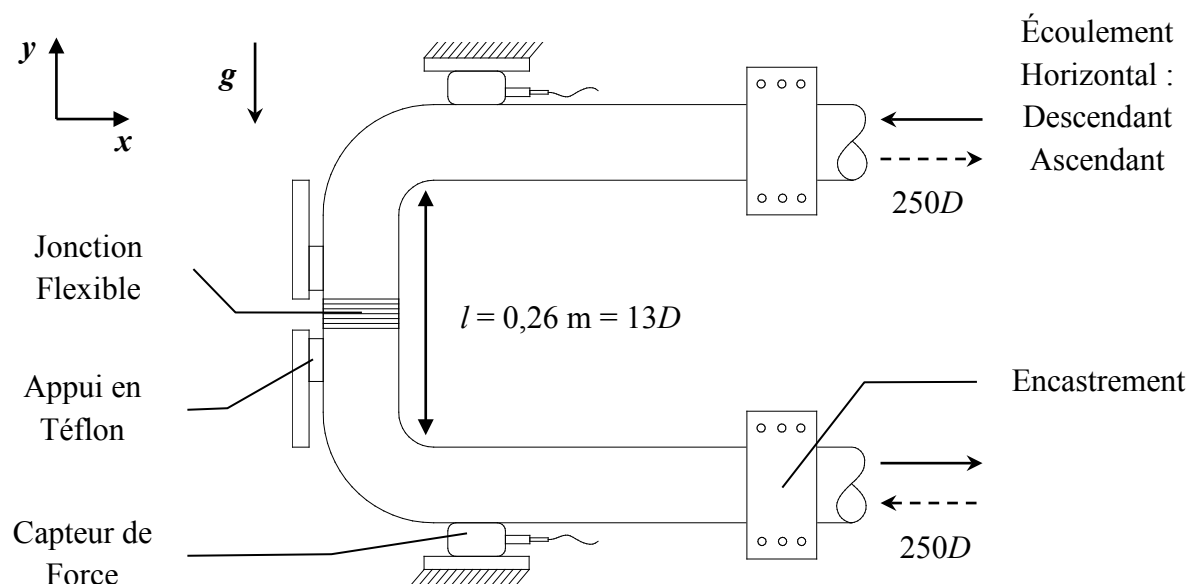


Figure 5.11: Section d'essai de 20 mm de diamètre, constituée de coudes isolés mécaniquement l'un de l'autre

d'observer ce phénomène, une section d'essai d'une longueur totale de $500D$ a été utilisée (10 m de long pour un diamètre de 20 mm). La section en U est positionnée à 5 m du mélangeur, ce qui correspond à une longueur de développement de l'écoulement de $250D$. Afin de confirmer ou d'infirmer les deux premières hypothèses, les deux coudes du tube en U sont isolés mécaniquement l'un de l'autre. Pour une raison d'encombrement, le tube en U est positionné dans le plan vertical, alimenté par un écoulement horizontal (voir Figure 5.11). Les différents types d'écoulements horizontaux existants sont représentés Figure 5.12. La Figure 5.13 représente la carte d'écoulement définie par Taitel & Dukler (1976) et Taitel et al. (1978). Les conditions expérimentales correspondent globalement à des écoulements à bouchons. Seules les conditions correspondant à $\beta = 95\%$ se situent à la transition entre l'écoulement à bouchons et l'écoulement annulaire. Pour $\beta = 25\%$, la condition expérimentale Numéro 4 correspond à la transition de l'écoulement à bouchons vers l'écoulement à bulles. Pour étudier plus précisément l'effet de cette transition sur les forces générées par l'écoulement, le pas des vitesses a été raffiné. Le Tableau 5.1 répertorie les conditions d'écoulements correspondantes.

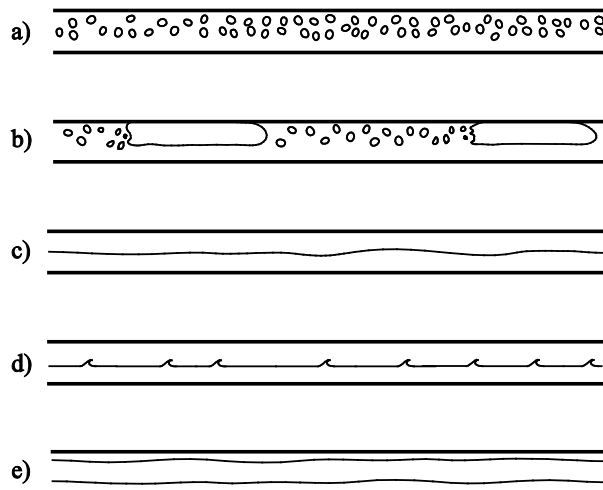


Figure 5.12: Configurations d'écoulements : a) à bulles, b) à bouchons c) stratifié, d) stratifié à vagues et e) annulaire

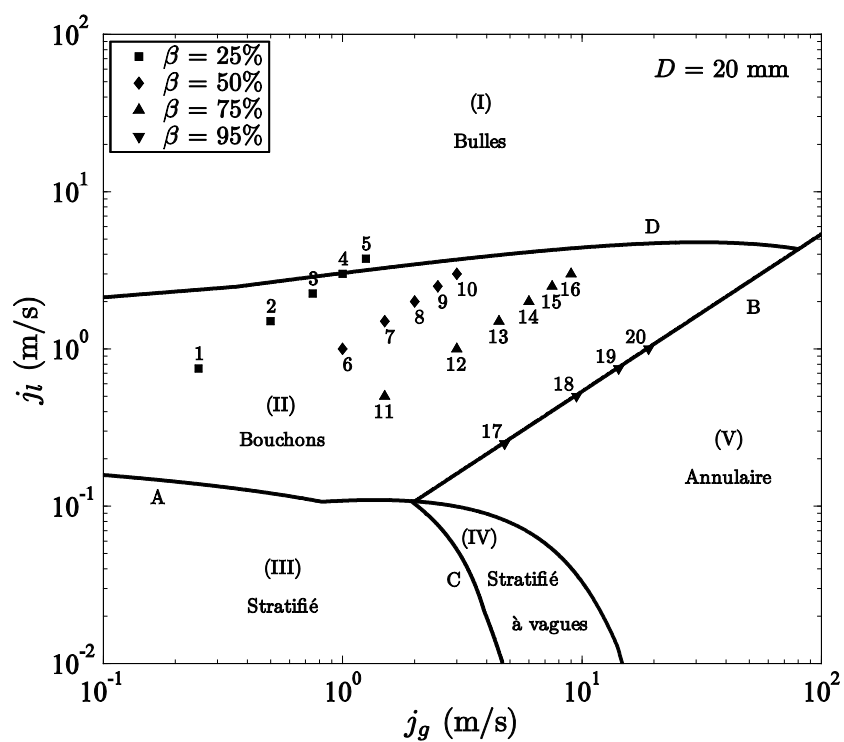


Figure 5.13: Carte d'écoulement horizontale suivant le modèle de Taitel & Dukler (1976) pour un diamètre de tube de 20 mm. Les frontières entre les écoulements sont identifiées par des lettres, et les écoulements sont identifiés par des chiffres romains : écoulements (I) - à bulles, (II) - à bouchons, (III) - stratifié, (IV) - stratifié à vagues et (V) - annulaire.

Tableau 5.1: Conditions expérimentales pour $\beta = 25\%$

Condition	β (%)	j (m/s)	j_l (m/s)	j_g (m/s)
21	25	1	0,75	0,25
22		1,5	1,125	0,375
23		2	1,5	0,5
24		2,25	1,6875	0,5625
25		2,5	1,875	0,625
26		2,75	2,0625	0,6875
27		3	2,25	0,75
28		3,25	2,4375	0,8125
29		3,5	2,625	0,875
30		3,75	2,8125	0,9375
31		4	3	1
32		4,25	3,1875	1,0625
33		4,5	3,375	1,125
34		4,75	3,5625	1,1875
35		5	3,75	1,25

5.3.1 Section d'essai et fonction de transfert

La section d'essai est installée dans le plan vertical, mais l'écoulement se développe dans une conduite horizontale de 5 m de long en amont et de 5 m de long en aval du tube en U. De manière à étudier la corrélation des forces générées dans les deux coudes, ces derniers sont isolés mécaniquement l'un de l'autre par une jonction flexible. Pour maintenir la section de l'écoulement dans cette jonction, une portion de chambre à air de bicyclette est utilisée pour relier les deux coudes. Un fil de fer torsadé autour de cette chambre à air permet de conserver une section circulaire de 20 mm diamètre. La Figure 5.11 représente la section d'essai utilisée, et la Figure 5.14 représente la fonction de transfert des forces entre les deux coudes. Nous pouvons visualiser l'efficacité de ce système puisqu'il atténue de plus de 10 fois la transmission des efforts d'un coude à l'autre, sur des fréquences de 0 à 50 Hz. Deux configurations d'écoulements sont étudiées ici. L'écoulement ascendant, qui correspond à un écoulement introduit par le bas, et l'écoulement descendant qui correspond à un écoulement introduit par le haut (Figure 5.11).

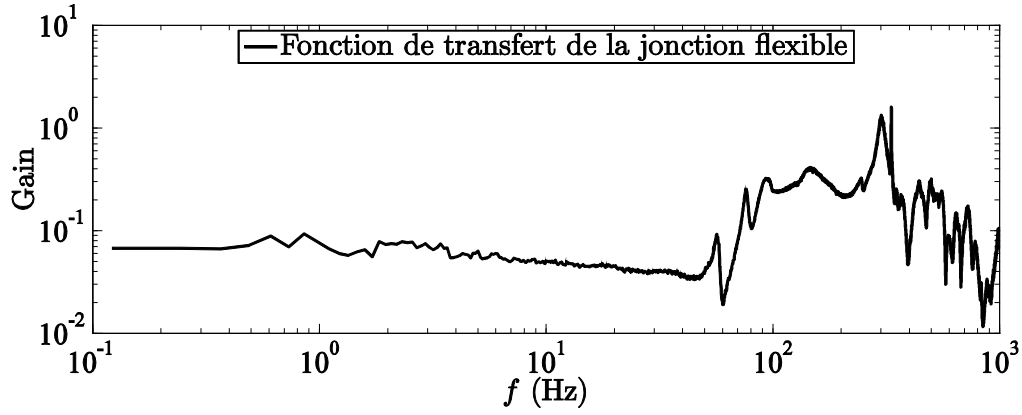


Figure 5.14: Fonction de transfert de la transmission des efforts entre les deux coudes isolés mécaniquement

5.3.2 Forces dynamiques

En supposant un découplage parfait entre les deux coudes, la force projetée sur l'axe y de mesure du capteur (Figure 5.11) peut s'écrire comme suit :

$$F_y(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} F_B(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} F(t) \quad (5.28)$$

Par conséquent :

$$F_y^{RMS} = \frac{1}{\sqrt{2}} F^{RMS} \quad (5.29)$$

Comme expliqué à la Section 3.1.2, nous devons appliquer un coefficient correcteur afin d'obtenir la force équivalente F pour chaque coude. Soit F_{inf} et F_{sup} les forces équivalentes appliquées respectivement au coude inférieur et au coude supérieur :

$$F_{inf}^{RMS} = 1,76 F_{capteur\ inf}^{RMS} \quad (5.30)$$

$$F_{sup}^{RMS} = 2,09 F_{capteur\ sup}^{RMS} \quad (5.31)$$

Les deux coudes ne sont pas parfaitement identiques, ce qui explique la différence de valeur entre les deux coefficients ci-dessus.

Les forces équivalentes sont représentées sur la Figure 5.15. Comme attendu, l'évolution de la valeur RMS des forces est directement liée aux types d'écoulements qui les génèrent. Pour $\beta = 25\%$, la transition entre l'écoulement à bouchons et l'écoulement à bulles apparaît très nettement dans la Figure 5.15 et dans les spectres de force représentés dans l'ANNEXE 2. La transition se produit entre $j = 3$ m/s et 4 m/s, ce qui correspond à la prédiction de la carte d'écoulement, proposée par Taitel & Dukler (1976). En se basant sur le comportement de la valeur RMS des forces, plus le titre volumique du mélange augmente, plus cette transition semble se manifester à des vitesses superficielles du mélange plus faibles que celles prédites par la carte de Taitel & Dukler (1976). Cette différence est particulièrement importante pour $\beta = 75\%$, où la transition semble se manifester autour de la Condition 14 (Figure 5.13 et Figure 5.15). Les spectres de force confirment cette information avec des spectres typiques des écoulements à bulles à partir de cette condition (Figure 5.17).

En ce qui concerne la variation de l'intensité des forces du premier coude au second coude, nous pouvons constater qu'elle n'est pas négligeable. Il existe d'ailleurs plusieurs comportements, en fonction du sens de l'écoulement, du titre volumique et de la vitesse superficielle du mélange.

Par exemple, pour un titre volumique de 50%, deux comportements opposés apparaissent en écoulement ascendant. Pour $j < 4$ m/s, les forces générées dans le premier coude (inférieur) sont plus importantes que celles générées dans le second (supérieur). Pour $j > 4$ m/s, c'est le comportement inverse qui s'opère. Et en ce qui concerne l'écoulement descendant, les forces sont plus importantes dans le second coude (inférieur), quelle que soit la vitesse superficielle du mélange. Il se passe exactement la même chose pour $\beta = 75\%$, à la différence près que la vitesse de transition de ce comportement se situe autour de 5 m/s. La gravité semble être la cause principale de ce phénomène.

À présent, quel que soit le sens de l'écoulement, à basse vitesse les forces sont plus importantes dans le coude inférieur. Ensuite, à partir d'une certaine vitesse, l'amplitude des forces dépend principalement du positionnement du coude dans l'écoulement. En effet, pour les

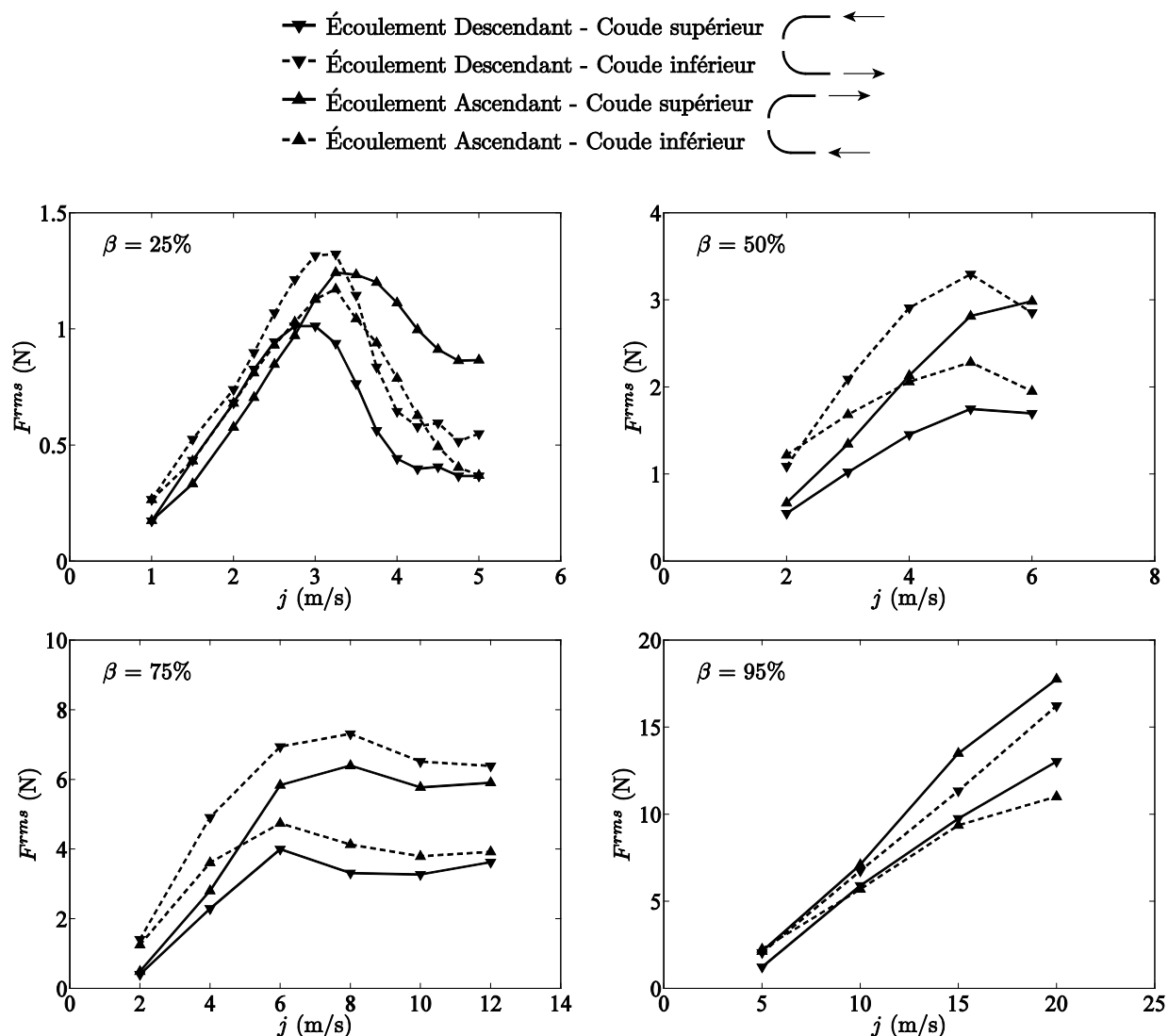


Figure 5.15: Forces générées dans les coudes isolés mécaniquement

différents titres volumiques étudiés, à partir d'une vitesse donnée (3 m/s, 4 m/s et 5 m/s, respectivement pour $\beta = 25$, 50 et 75%), les forces dans le second coude sont plus importantes que les forces dans le premier coude. L'utilisation d'une sonde locale (optique) et d'une sonde densitométrique (à impédance ou à conductance) apporteraient les informations nécessaires pour expliquer clairement ces comportements. Quoi qu'il en soit, il est mis en évidence que les amplitudes des forces générées dans les deux coudes d'un tube en U sont différentes. En tout cas pour un tube en U disposé dans le plan vertical.

Si nous revenons au cas des tubes en U, les forces mesurées sont celles exercées suivant l'axe latéral à l'ensemble du tube en U. Nos résultats ont montré que les forces exercées au niveau de chaque coude sont supérieures à celles exercées sur l'ensemble d'un tube en U.

5.3.3 Comportement fréquentiel

La fréquence principale des signaux de forces est représentée Figure 5.16. Elle est déterminée à partir des spectres de force obtenus pour chacun des deux coudes, dans les deux sens d'écoulements. Ces derniers sont représentés dans l'ANNEXE 2.

La transition de l'écoulement à bouchons vers l'écoulement à bulles apparaît très clairement pour $\beta = 25\%$ dans la Figure 5.16 et dans les spectres de la Figure 5.17 (représentés pour toutes les conditions de tests dans l'ANNEXE 2). En effet, à partir 3.75 m/s, la fréquence principale de l'écoulement ascendant montre que le pic de fréquence se déplace vers des fréquences supérieures. Ceci est principalement dû au fait que l'écoulement devient vertical ascendant sur une courte longueur ($13D$), ce qui ne laisse pas la possibilité à l'écoulement de se stabiliser. Ainsi nous obtenons un spectre comportant plusieurs pics de fréquence, globalement assimilable à un spectre plat (Figure 5.18 (b)). Ce comportement est synonyme d'une excitation aléatoire. C'est pour cela que la valeur de fréquence principale indiquée pour $j \geq 4$ m/s ne correspond pas à un pic de fréquence étroit, mais plutôt à une fréquence dominante dans le spectre⁸ (Figure 5.18). Ce phénomène n'apparaît pas pour un écoulement descendant. Ceci s'explique par la gravité. L'écoulement à bulles est fortement perturbé lorsqu'il devient vertical ascendant car il s'oppose aux forces de gravité. La longueur entre les deux coudes, d'environ $13D$, n'est pas suffisante pour que l'écoulement se développe suffisamment et se stabilise. À l'inverse, un écoulement à bulles horizontal qui devient descendant suit la tendance dictée par la gravité.

⁸ On peut tout de même observer que le pic de fréquence à 3Hz qui apparaît dans le coude inférieur subsiste dans l'excitation du coude supérieur.

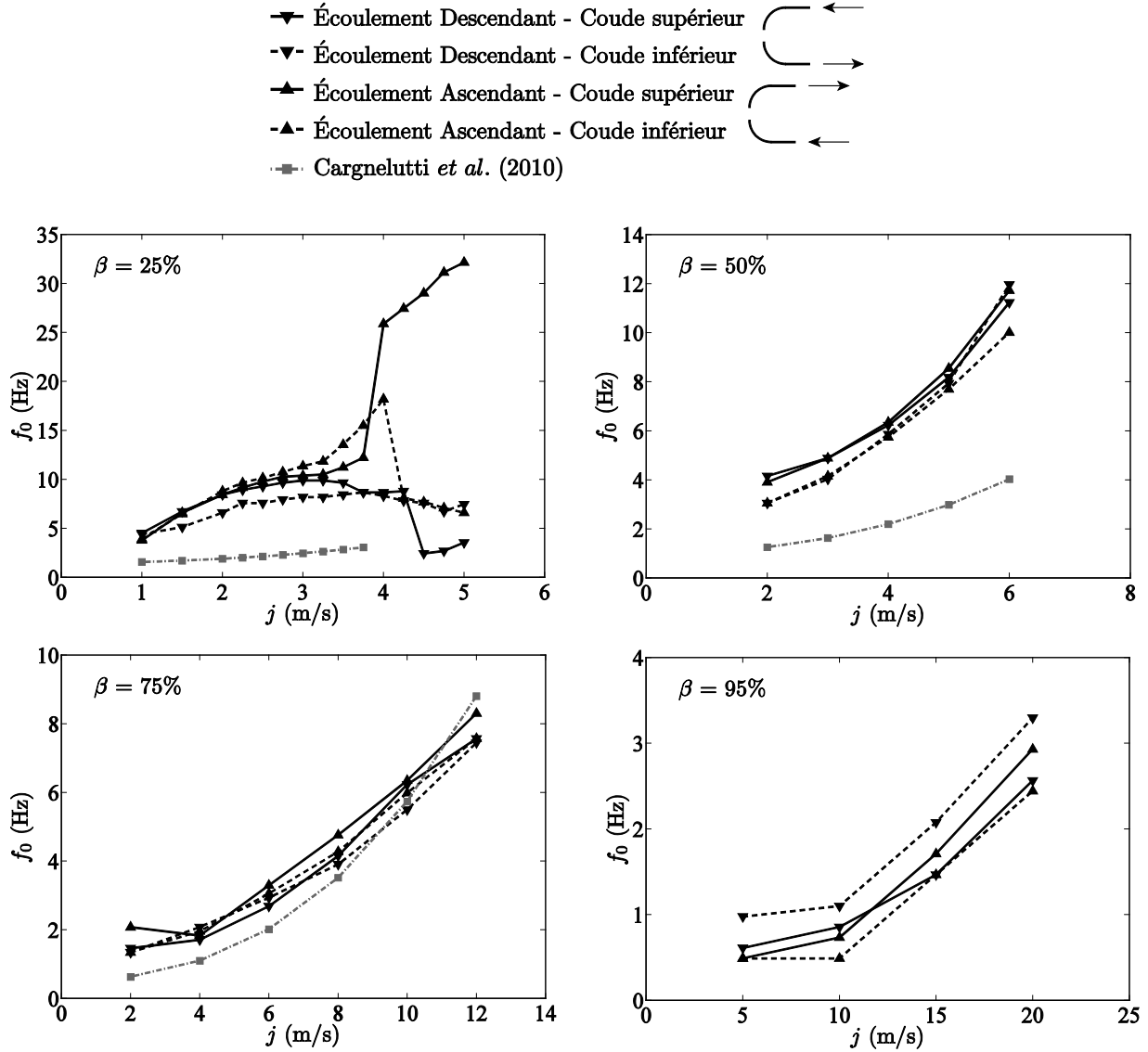


Figure 5.16: Fréquence principale des signaux de forces générées dans les coudes isolés mécaniquement

D'un point de vue plus général, dans les écoulements à bouchons, la fréquence principale d'excitation d'un écoulement ascendant ne diffère pas de manière significative par rapport à un écoulement descendant, et ce quel que soit le coude. Nous avons pu observer que les bulles de Taylor, et donc les bouchons, restent intègre malgré les deux changements de direction. Ceci explique très clairement la raison pour laquelle la fréquence principale reste la même quel que soit le sens de l'écoulement et quel que soit le coude excité.

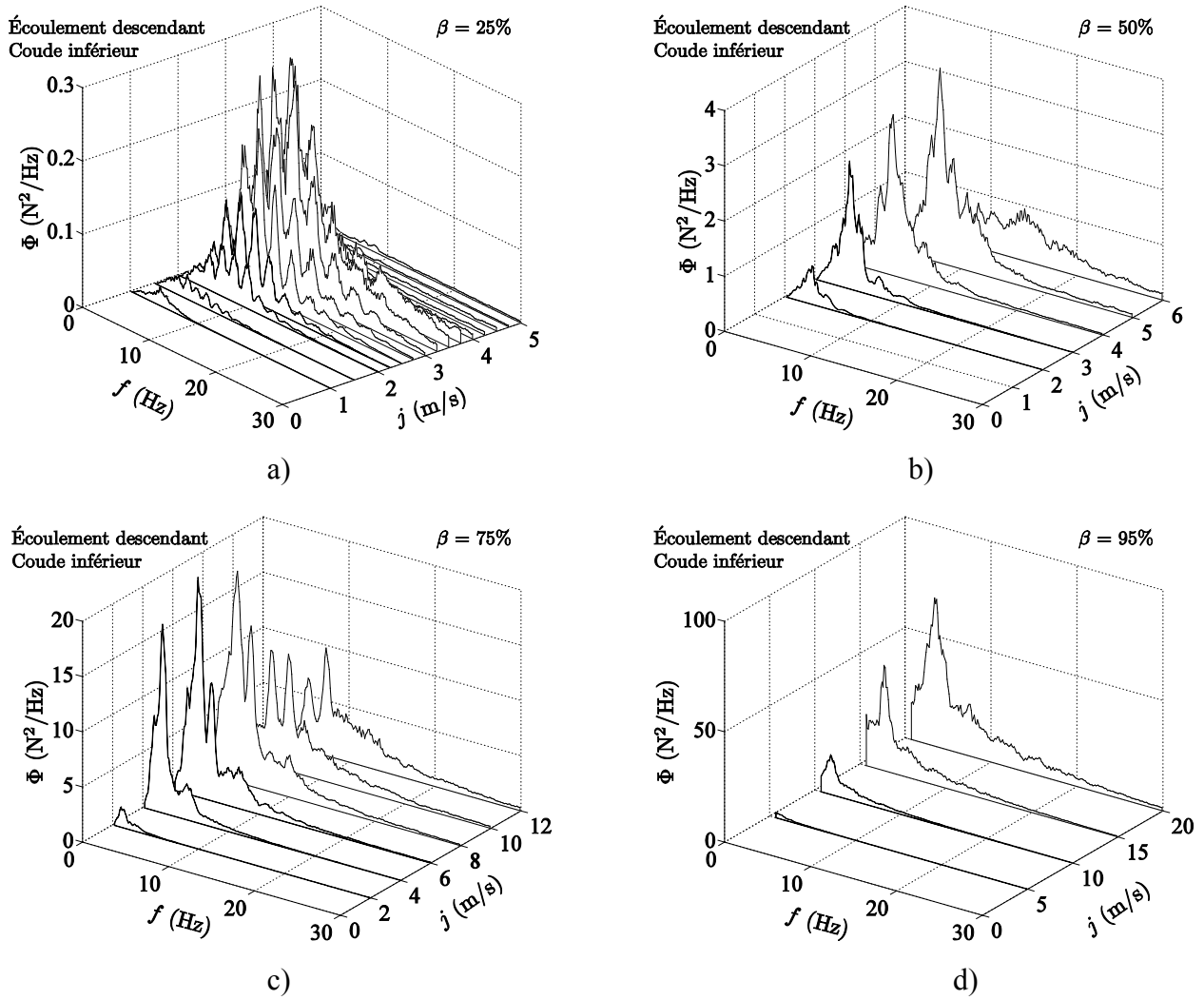


Figure 5.17: Spectres de force générées par des écoulements descendants, dans le coude inférieur et pour des titres volumiques de a) 25%, b) 50%, c) 75% et d) 95%

La variation de la fréquence en fonction de la vitesse superficielle du mélange j suit assez bien, à une constante près, les prédictions de Cargnelutti et al. (2010) (Figure 5.16). Cette formulation est basée sur les travaux de Heywood & Richardson (1979). Néanmoins, la valeur prédite ne correspond pas aux valeurs observées. La valeur prédite par Cargnelutti et al. (2010) est environ 4, 3 et 1,5 fois plus faible que les fréquences observées, pour des titres volumiques respectifs de 25, 50 et 75%. Or, nous avons pu observer pour les conditions à basses vitesses que les bulles de Taylor continuent à coalescer après le tube en U, à une distance d'environ $L = 350D$. En supposant que les deux bulles de Taylor soient de même longueur avant de

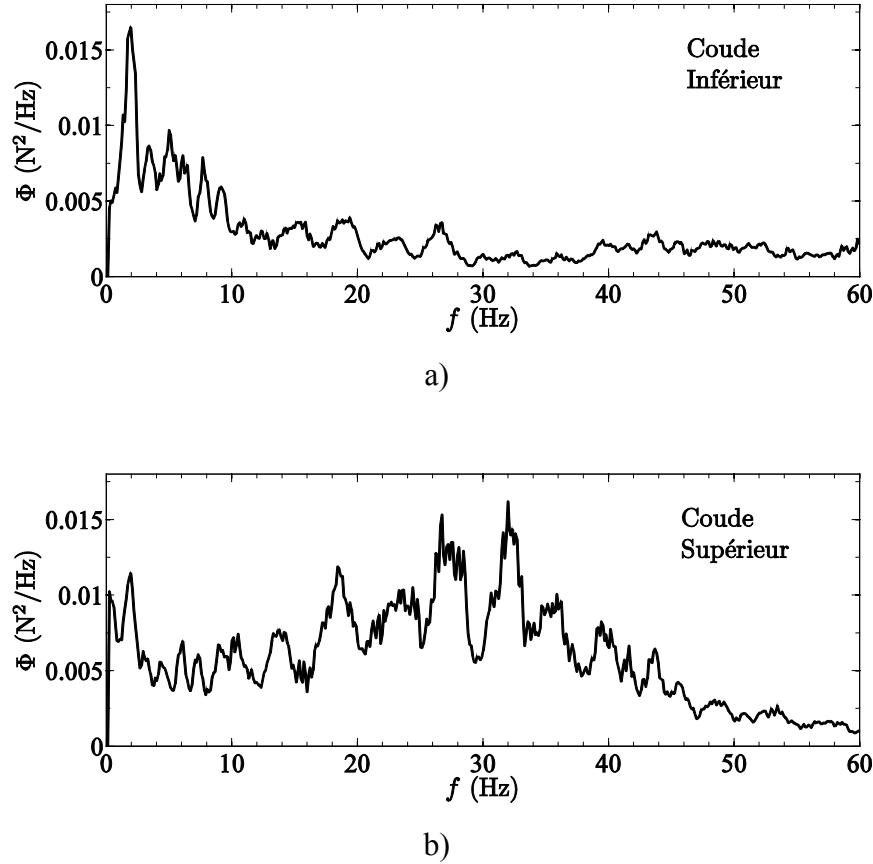


Figure 5.18: Spectres des forces pour la Condition 5 : passage a) d'un écoulement à bulles horizontal à b) un écoulement vertical non développé

coalescer, le nouvel ensemble résultant, bouchon + bulle de Taylor, est deux fois plus long que le précédent. Ainsi, suivant l'Équation (5.27), la fréquence de passage est divisée par 2. Ceci peut expliquer la raison pour laquelle il existe une telle différence entre nos résultats et ceux de Cargnelutti et al. (2010). En effet, la longueur de leur section d'essai en aval du mélangeur est de $380D$, permettant ainsi aux bulles de Taylor d'atteindre des longueurs plus importantes que dans notre section en U (positionnée à une distance de $250D$).

Puisque la fréquence d'excitation est directement liée à la fréquence de passage des bouchons, il est nécessaire de corréler cette dernière avec la longueur de développement de l'écoulement.

5.3.4 Corrélation entre les forces générées dans les deux coudes d'un tube en U

La deuxième hypothèse utilisée par Riverin et al. (2006) considère que les forces générées dans les deux coudes d'un tube en U sont dé-corrélées.

Pour vérifier cette hypothèse, nous avons étudié la corrélation $C_{xy}(f)$ entre les signaux de forces des deux coudes en utilisant la formule suivante :

$$C_{xy}(f) = \frac{|G_{xy}(f)|^2}{G_{xx}(f)G_{yy}(f)} \quad (5.32)$$

où G_{xy} est la densité spectrale d'interaction entre un signal x et un signal y . Pour chaque fréquence f étudiée, la corrélation $C_{xy}(f)$ représente l'intensité du lien qu'il existe entre le signal x et le signal y . Pour une fréquence donnée, elle varie de 0, pour des signaux dé-corrélés, à 1 pour des signaux totalement corrélés. Pour chaque condition testée, les corrélations des signaux de forces générées dans les deux coudes sont représentées en ANNEXE 3. Pour chaque type d'écoulement étudié (Figure 5.13), la Figure 5.19 représente la corrélation des forces sur la plage de fréquences correspondant à l'excitation des écoulements diphasiques. Ainsi, nous pouvons constater que la corrélation est très forte pour les écoulements à bouchons et à bouchons/annulaire, et ce sur toute la plage de fréquences excitées par ce type d'écoulement.

Soit la force totale F_{totale} soumise à l'ensemble du tube en U, la Figure 3.4 nous donne :

$$F_{totale}(t) = F_{B1}(t) - F_{B2}(t) = F(t) = \sqrt{2} F_x(t) \quad (5.33)$$

Ainsi :

$$F_{totale}^{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T F(t)^2 dt} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T [F_{B1}(t) - F_{B2}(t)]^2 dt} \quad (5.34)$$

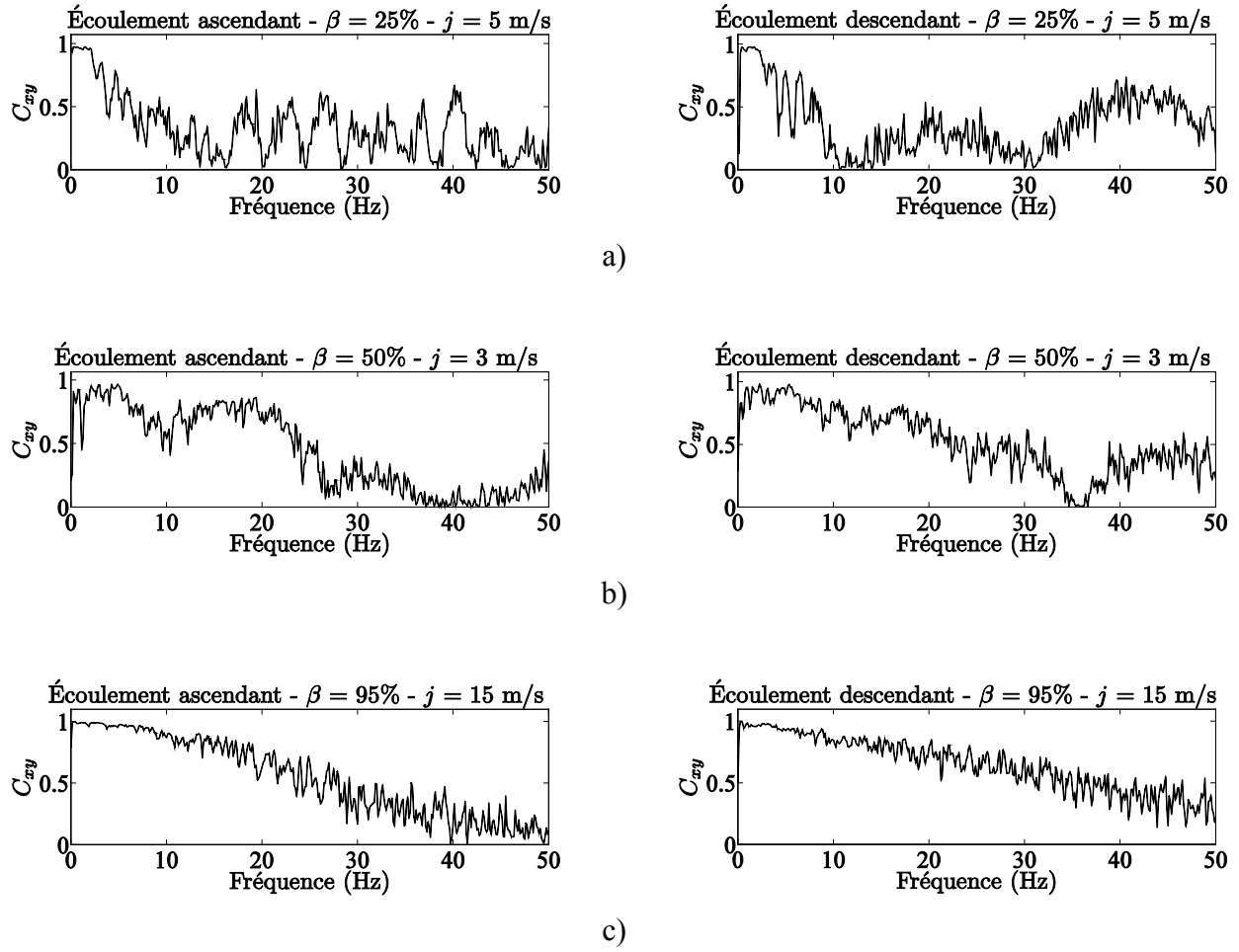


Figure 5.19: Corrélation des forces pour les écoulements : a) à bulles, b) à bouchons et c) à bouchons/annulaire

et :

$$F_{totale}^{rms} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T F_{B1}(t)^2 dt + \frac{1}{T} \int_0^T F_{B2}(t)^2 dt - \frac{2}{T} \int_0^T F_{B1}(t) F_{B2}(t) dt} \quad (5.35)$$

Puisque les forces ne sont pas dé-corrélées :

$$\int_0^T F_{B1}(t) F_{B2}(t) dt \neq 0 \quad (5.36)$$

Ainsi, la valeur sous la racine est inférieure à celle supposée par l'hypothèse de Riverin et al. (2006). Par conséquent, suivant les caractéristiques des écoulements, le capteur de force tel qu'il est placé ne mesure pas la force générée par l'écoulement sur la totalité du tube en U. Une partie des forces orientées suivant l'axe longitudinale du tube en U (x sur la Figure 5.11 et y sur la Figure 3.4) n'est pas mesurée.

Néanmoins, le mode de vibration du tube en U excité par les écoulements diphasique correspond au déplacement latéral de l'ensemble. Or, les forces qui ne sont pas accessibles par la méthode de Riverin et al. (2006) sont perpendiculaires à ce mode de vibration. Par conséquent, les résultats présentés dans la Chapitre 4 devraient apporter suffisamment d'informations pour étudier la réponse vibratoire d'un tube en U soumis à un écoulement diphasique.

Enfin, le Tableau 5.2 regroupe le retard entre les signaux de forces des deux coudes. Il est donc possible de calculer la vitesse de propagation des variations de taux de vide. Pour les écoulements à bouchons, nous constatons que la vitesse de ces derniers coïncide assez bien avec les modèles qui définissent la vitesse des bulles de Taylor dans des écoulements horizontaux : $u_T = 1,2 j$.

Tableau 5.2: Retard Δt entre les signaux de forces des deux coudes, avec les vitesses de propagations des variations de taux de vide

Condition	β (%)	Δt (s)	$\frac{u}{j}$
21	25	0,220	1.1818
22		0,130	1.3333
23		0,105	1.2381
24		0,095	1.2164
25		0,085	1.2235
26		0,078	1.2121
27		0,073	1.1872
28		0,067	1.1940
29		0,062	1.1982
30		0,058	1.1954
31		0,053	1.2264
32		0,048	1.2745
33		0,046	1.2560
34		0,046	1.1899
35		0,045	1.1556

Condition	β (%)	Δt (s)	$\frac{u}{j}$
6	50	0,100	1.30
7		0,075	1.16
8		0,060	1.08
9		0,048	1.12
10		0,040	1.10
11	75	0,110	1.18
12		0,058	1.12
13		0,043	1.01
14		0,033	0.99
15		0,028	0.93
16	95	0,024	0.90
17		0,052	1.00
18		0,035	0.74
19		0,020	0.87
20		0,015	0.87

CHAPITRE 6 DISCUSSION GÉNÉRALE

Il est maintenant clair que les forces générées par un écoulement diphasique proviennent de la variation du taux de vide dans un volume donné. Les résultats regroupés dans le Chapitre 4 montrent que la fréquence de passage de ces variations coïncide parfaitement avec les fréquences que l'on retrouve dans les signaux quasi-périodiques des forces. Néanmoins, les sondes optiques utilisées n'ont pas permis de mettre en évidence les variations du taux de vide dans les écoulements à bulles et dans les écoulements annulaires.

Pour les écoulements à bulles, les variations du taux de vide moyenné dans l'espace, observées par Park et al. (1994) et par Sun et al. (1999), sont supposées être la source principale des forces fluctuantes générées par des écoulements diphasiques. Un modèle théorique a été développé par Park et al. (1998), spécifiquement pour les écoulements à bulles. De plus, les spectres des signaux de la variation du taux de vide obtenus par Park et al. (1994) ont la même forme que les spectres de force que nous avons obtenus pour ce type d'écoulement. Les spectres sont plus larges que ceux obtenus dans les autres écoulements, et ils comportent plusieurs pics de fréquences (Figure 4.17).

En ce qui concerne les écoulements annulaires, l'instabilité à l'interface du film liquide et de la phase gazeuse est supposée être la cause des forces fluctuantes générées par ce type d'écoulement. Costigan & Whalley (1997) ont observé ce phénomène pour des fréquences inférieures à 13 Hz, ce qui coïncide avec la fréquence principale des spectres de force obtenus.

Pour les écoulements agités et à bouchons, la forme des spectres, triangulaire en échelles logarithmiques, correspond directement à la forme de spectres des signaux de variations de taux de vide moyens obtenus par Matuszkiewicz et al. (1987) (Figure 4.17). Nous retrouvons cette forme triangulaire pour les différentes géométries de tubes en U étudiées, et ce quelle que soit l'orientation de l'écoulement.

Ces observations confirment que les variations du taux de vide d'un écoulement diphasique génèrent les forces fluctuantes dans les éléments de tuyauterie. Ainsi, pour un volume donné (par exemple un coude), plus la variation du taux de vide ε est importante, plus la force générée est importante. De même, nous avons pu observer que plus la vitesse de l'écoulement est

grande, plus la force générée est importante. Dans les écoulements à bouchons, l'amplitude des forces varie linéairement avec la vitesse superficielle du mélange. Le taux de vide et la vitesse de l'écoulement constituent donc la base pour un modèle numérique reliant les conditions d'écoulement et les forces générées dans les éléments de tuyauterie.

Par ailleurs, nous avons mis en évidence le lien entre les caractéristiques de l'écoulement et le comportement fréquentiel de ces forces quasi-périodiques. Ce comportement peut donc être prédit par la connaissance précise des caractéristiques de l'écoulement. D'un point de vue global, un écoulement à bouchons génère des forces importantes, dont le domaine fréquentiel est caractérisé par une fréquence unique. Cette fréquence correspond à la fréquence de passage des bouchons. Il en va de même pour les écoulements agités, à la différence près que les spectres de force sont plus larges, et que l'amplitude des pics diminue avec la vitesse superficielle du mélange. En ce qui concerne les écoulements à bulles à calotte sphérique, la fréquence principale de la force quasi-périodique correspond à la fréquence de passage de ces bulles. Néanmoins, pour une même vitesse superficielle du mélange j , ce type d'écoulement génère des forces plus faibles que les écoulements à bouchons. En effet, dans les coudes du tube en U étudié, la variation du taux de vide est plus faible comparée aux écoulements agités ou à bouchons. Les écoulements à bulles génèrent quant à eux des spectres de force assez larges, constitués de plusieurs pics de fréquences bien distincts. Tous ces pics de fréquences évoluent linéairement avec la vitesse superficielle du mélange. Enfin, pour une vitesse superficielle du mélange donnée, l'écoulement annulaire génère des forces plus faibles que l'écoulement à bouchons. Toutefois, ces forces restent élevées, comparées aux forces générées par un écoulement à bulles. Ce type d'écoulement produit un spectre de forces plus large que les écoulements à bouchons, mais qui peut tout de même être caractérisé par une fréquence dominante.

C'est à partir de toutes ces observations qu'il a été jugé important de pouvoir tracer une carte précise des écoulements diphasiques. De plus, des incohérences ont été observées avec les cartes d'écoulement proposées par Taitel et al. (1980). Ainsi, des modèles de transitions d'écoulements, développés plus récemment, ont été comparés et sélectionnés afin de générer une carte d'écoulement correspondant aux comportements des différents types d'excitations observés. À partir des travaux de McQuillan & Whalley (1985) et de Costigan & Whalley (1997), nous avons pu vérifier certains modèles sur des plages de vitesses d'écoulement plus larges. Les transitions proposées au Chapitre 4 permettent de tracer des cartes d'écoulement qui coïncident

avec les résultats obtenus dans des tubes en U dont le diamètre est compris entre 12 et 52 mm (Figure 4.2 et Figure 5.1). Néanmoins, la frontière C, définie entre les écoulements à bulles et les écoulements agités, nécessite une vérification expérimentale. En effet, le modèle se base sur la compacité maximale des bulles que nous avons pu observer uniquement dans des bouchons. Des mesures du taux de vide local et moyenné dans l'espace, aux conditions proches de la transition, permettraient de vérifier notre modèle.

Nous avons observé que les forces varient avec le titre volumique du mélange suivant $\beta^{3.5}(1 - \beta)^{0.9}$. Nous avons aussi observé que les forces augmentent avec le diamètre, globalement suivant $D^{1.5}$. Avec la variation quasi-linéaire de la force en fonction de la vitesse superficielle du mélange, nous pouvons appliquer la formulation adimensionnelle des forces proposée par Riverin et al. (2006), basée sur le Nombre de Weber. Ainsi, indépendamment du type d'écoulement, il est possible de définir une limite supérieure pour la valeur RMS des forces générées par des écoulements diphasiques. En utilisant la constante $C_{max} = 25$ dans l'Équation (4.15), nous obtenons une limite supérieure des forces, validée pour des éléments de tuyauterie allant de 6 à 70 mm de diamètre, que ce soit des tubes en U, des coudes ou des tubes en T. Cette limite reste valide quelle que soit l'orientation des écoulements. De plus, pour des tubes en U de diamètre compris entre 20 mm et 52 mm, des modèles adimensionnels de spectres ont été définis afin de reproduire les spectres de force associés aux écoulements régis par de larges variations de taux de vide (écoulements à bouchons stables, instables, agités et agités/annulaires), et cela indépendamment du titre volumique. Pour les tubes en U de 12 et 15 mm de diamètre, les modèles donnent de bons résultats pour l'amplitude et la forme des spectres, mais la fréquence adimensionnelle ne correspond pas aux fréquences obtenues expérimentalement. Ceci provient du fait que les bulles de Taylor continuent à coalescer, même après une distance d'écoulement de $375D$ (Section 5.3.3). Or, à chaque fois que deux bulles de Taylor coalescent, la fréquence de passage est en théorie divisée par deux, ce qui modifie de manière importante la fréquence principale d'excitation des tubes en U. Il est donc important de développer une formulation adimensionnelle de la fréquence de passage des bulles de Taylor, corrélée en termes de la longueur d'écoulement L/D .

Afin de modéliser les forces fluctuantes à partir des caractéristiques des écoulements, il serait donc très intéressant d'étudier la variation du taux de vide moyenné dans un volume de la conduite. En effet, la mesure locale ne reflète pas le comportement global de l'écoulement. Par

exemple, dans un écoulement à bouchons, le signal ne donne aucune information sur le taux de vide moyenné dans l'espace, ε , lors du passage d'une bulle de Taylor. Contrairement à la valeur donnée par la sonde locale, la présence du film liquide autour de la bulle implique que la valeur du taux de vide ε soit inférieure à 1. Cette dernière peut tomber à 0,8 au moment d'atteindre l'instabilité de la bulle de Taylor (Costigan & Whalley, 1997). De plus, les phénomènes de variations du taux de vide ε dans les écoulements à bulles et annulaires ne sont pas observables avec une mesure locale. Enfin, il a été mis en évidence que le taux de vide local $\alpha(r)$ varie en fonction de la position radiale r dans la conduite (Morris et al., 1987). Néanmoins, il existe différents modèles de forces fluctuantes qui se basent sur le taux de vide local α des écoulements. Celui proposé par Cargnelutti et al. (2010) consiste à modéliser la valeur RMS de la force générée par le passage de bouchons. En utilisant le signal du taux de vide moyenné, ε , dans un volume donné (densitomètre à impédance ou à conductance), nous obtenons directement la forme du spectre de force. En effet, nous avons vu au Chapitre 4 qu'ils sont directement liés aux spectres de la variation du taux de vide de l'écoulement (Figure 3.6, Figure 4.16 et Figure 4.17). Ainsi, il serait intéressant de vérifier si le modèle de Cargnelutti et al. (2010) permet d'obtenir une bonne estimation de l'amplitude des forces, et par conséquent de l'amplitude des spectres de force.

La mesure des forces fluctuantes générées par un écoulement diphasique dans un tube en U vertical a donc été l'objet principal de cette étude. Cependant, en étudiant les forces induites dans des coudes isolés mécaniquement l'un de l'autre, nous avons mis en évidence que la méthode de mesure de ce type de forces dépend de manière significative de la géométrie des éléments de tuyauterie. En effet, les hypothèses proposées par Riverin et al. (2006) peuvent être remises en cause suivant les caractéristiques de l'écoulement. Pour des écoulements agités, annulaires, à bouchons et à bulles à calotte sphérique, les signaux de forces d'un coude à l'autre sont fortement corrélés sur toute la plage de fréquences correspondant aux forces d'excitations de l'écoulement. Ainsi, la procédure de Riverin et al. (2006) garantit uniquement la mesure des forces générées par l'écoulement suivant l'axe latéral du tube en U (l'axe x sur la Figure 3.4 et l'axe y sur la Figure 5.11). Toutefois, nous avons pu observer que le mode de vibration d'un tube en U, excité par un écoulement diphasique, correspond au déplacement latéral de l'ensemble. Par conséquent, les forces qui ne sont pas accessibles par la méthode de Riverin et al. (2006) sont perpendiculaires au mode vibratoire du tube en U. Les résultats présentés dans le Chapitre 4

apportent donc suffisamment d'informations pour étudier la réponse vibratoire d'un tube en U soumis à un écoulement diphasique. Néanmoins, afin de connaître la totalité des forces générées à l'intérieur des tubes en U, il est nécessaire de mesurer les forces exercées par l'écoulement dans les deux directions du plan d'un tube en U. Ainsi, qu'il y ait ou non corrélation des forces, et quelles que soient les caractéristiques de l'écoulement, les forces mesurées seront réellement celles soumises à l'intégralité du tube en U.

CHAPITRE 7 CONCLUSIONS ET RECOMMANDATIONS

7.1 Conclusions

D'un point de vue global, nous avons pu confirmer la présence de forces quasi-périodiques générées par les écoulements diphasiques dans des éléments de tuyauterie de différents diamètres, horizontaux et verticaux.

Afin de faire le lien entre la nature des forces et les caractéristiques des écoulements, une section d'essai de 52 mm de diamètre a été utilisée. Un capteur de force et une sonde optique ont permis de mesurer les forces et le taux de vide local au centre de l'écoulement. Enfin, des sections de plus petits diamètres ont été utilisées pour étudier l'influence du diamètre des conduites sur les forces quasi-périodiques.

Nous avons donc pu mettre en évidence les liens entre la forme des spectres de force et la nature des écoulements agités, à bouchons stables, à bouchons instables et à bulles à calottes sphérique. Les forces générées par les écoulements sont directement liées à la variation du taux de vide moyenné dans l'espace. Les spectres de force obtenus dans les différents écoulements correspondent aux spectres des signaux du taux de vide disponible dans la littérature.

Avec les sondes optiques, nous avons pu identifier les caractéristiques fréquentielles des écoulements agités, à bouchons et à bulles à calotte sphérique. Ainsi, nous avons pu mettre en évidence les origines des différentes composantes fréquentielles des signaux de forces pour ces écoulements.

L'analyse des forces et des signaux de taux de vide ont permis de sélectionner les modèles de transition d'écoulements parmi les nombreux modèles précédemment développés dans la littérature. Ceux basés sur l'instabilité du film de liquide entourant les bulles de Taylor semble correspondre le mieux à nos mesures et observations pour les écoulements agités et à bouchons. Nous obtenons donc des cartes plus précises afin de caractériser clairement les écoulements verticaux en fonction des vitesses superficielles du gaz et du liquide.

Nous avons mis en évidence la linéarité des forces quasi-périodiques en fonction de la vitesse des écoulements homogènes soumis à de larges variations de taux de vide (écoulements agités, agités/annulaires et à bouchons). De plus, pour ces types d'écoulements, la variation des forces en fonction du diamètre est de l'ordre de $D^{1,5}$. Les formulations adimensionnelles basées sur le Nombre de Weber ont été développées en tenant compte de ces deux comportements. Ainsi, nous avons pu mettre en place des modèles de forces adimensionnelles.

Le premier modèle proposé permet la définition d'une limite supérieure caractérisant l'amplitude des forces générées par la totalité des écoulements diphasiques, quelles que soient leurs orientations et la géométrie des éléments de tuyauterie.

Le deuxième modèle a été développé dans le but de reproduire les spectres de force en fonction de la vitesse de l'écoulement et du diamètre des tubes en U. Un modèle a été proposé pour chaque titre volumique étudié.

Enfin, un modèle adimensionnel des spectres de force, indépendant du titre volumique, a été développé afin de prédire les forces dans des tubes en U de 20 mm à 52 mm de diamètre, soumis à des écoulements caractérisés par de larges variations de taux de vide. Pour les tubes en U de diamètres inférieurs (12 et 15 mm), nous avons obtenu de bons résultats du point de vue de la forme des spectres, et de leurs amplitudes, mais la formulation de la fréquence principale du signal nécessite une correction en fonction de la longueur de développement de l'écoulement.

En effet, la boucle d'essai horizontale a permis de mettre en évidence que les bulles de Taylor continuent à coalescer pour des longueurs de développement supérieures à $375D$. Or, ce phénomène influence de manière significative la fréquence principale des signaux de forces, et donc du modèle adimensionnel. À chaque fois que deux bulles de Taylor coalescent, leur fréquence de passage est divisée par 2.

Finalement, malgré les fortes perturbations de l'écoulement à travers un changement de direction, l'étude des forces générées dans des coudes découplés mécaniquement a montré une forte corrélation des forces d'un coude à l'autre. Les composantes périodiques sont conservées tout le long du tube en U. De plus, si l'on se place dans le sens de l'écoulement, nous avons observé que les forces générées dans le premier coude ne sont pas forcément plus élevées que celles générées dans le second coude. Ainsi, seules les forces générées suivant l'axe latéral du tube en U sont effectivement mesurées par la méthode de Riverin et al. (2006), et une partie des

forces longitudinales peuvent être sous-estimées. Néanmoins, les forces parallèles au mode vibratoire, excité par les écoulements diphasiques, sont effectivement mesurées. Par conséquent, en première approximation, l'étude de ces forces permet de prévoir la majeure partie de la réponse vibratoire des tubes en U.

7.2 Recommandations

Au-delà des résultats présentés ci-dessus, les recommandations suivantes permettraient d'aller plus loin dans le domaine des écoulements diphasiques, afin de mieux comprendre leurs impacts sur les éléments de tuyauterie, tout en améliorant les différents modèles de forces proposés.

Mesure du taux de vide moyenné dans l'espace.

Nous avons mis en évidence le lien direct entre la variation du taux de vide et les forces générées dans les éléments de tuyauterie. La mesure du taux de vide moyenné dans l'espace, ε , par des sondes densitométriques (à impédance ou à conductance), permettrait de développer des modèles reliant les écoulements diphasiques aux forces induites. De plus, l'utilisation de plusieurs sondes permettrait de caractériser la fréquence de passage des bulles de Taylor tout au long de l'écoulement. Il serait aussi possible de vérifier la nature des forces dans les écoulements à bulles et annulaires. De telles sondes ont, par exemple, été utilisées par Costigan & Whalley (1997) afin d'identifier les différents types d'écoulements, la taille des bouchons et celle des bulles de Taylor, ainsi que leurs vitesses. Nous allons voir dans les recommandations suivantes qu'une telle méthode de mesure peut apporter énormément d'informations sur les écoulements diphasiques et sur les forces induites.

Vérification du taux de vide maximal des écoulements à bulles.

Une nouvelle transition pour l'écoulement à bulles a été proposée. Elle correspond à la compacité de billes de verre sphériques, uniformes, non soumises à la gravité et aléatoirement

réparties dans un volume donné (Onoda & Liniger, 1990). Ce critère a été préféré aux précédents car la mesure local du taux de vide α a montré des trains de bulles de petits diamètres dans des bouchons, dont le taux de vide $\bar{\alpha}$ atteint régulièrement 0,54, et parfois 0,57. Il n'a pas été possible de mettre en place une procédure de test pour identifier la valeur réelle du taux de vide maximal dans un écoulement à bulles. En effet, les vitesses mises en jeu dans la zone de transition réduisent considérablement la durée de vie des sondes optiques. Néanmoins, il est possible de prévoir la mise en place de ce type de tests, nécessitant la fabrication d'un nombre suffisant de sondes optiques. De plus, l'analyse de cette transition par des mesures du taux de vide moyenné dans l'espace permettrait de compléter les travaux de Costigan & Whalley (1997), réalisés pour des vitesses inférieures à $j_l = 1$ m/s.

Mesure de la force totale soumise à un tube en U.

Les forces générées dans les deux coudes d'un tube en U sont fortement corrélées. La méthode de mesure utilisée dans cette étude ne permet pas de connaître la totalité des forces longitudinales générées par un écoulement diphasique. L'utilisation d'un deuxième capteur permettrait de décrire précisément la totalité des forces générées dans un tube en U.

Corrélation de la fréquence de passage des bulles de Taylor en fonction de la longueur de l'écoulement.

Nous avons mis en évidence l'importance de la longueur des bouchons et des bulles de Taylor sur la fréquence principale d'excitation des tubes en U. Afin de modéliser plus précisément la fréquence principale d'excitation, il est nécessaire d'étudier la corrélation entre la longueur de développement de l'écoulement et la longueur d'un ensemble bouchon + bulle de Taylor. La mesure du taux de vide moyenné dans l'espace, ε , en différents points de l'écoulement permettrait de calculer précisément la vitesse et donc la longueur de ces ensembles. Ainsi, cette corrélation permettrait d'améliorer les modèles adimensionnels des spectres de force proposés. Ces modèles pourraient donc être validés pour des tubes en U de diamètre de 12 à 52 mm, indépendamment de la distance en aval du mélangeur, caractérisée par le rapport R/D .

Modélisation des signaux de force à partir des signaux du taux de vide.

À partir des spectres des signaux du taux de vide moyenné dans l'espace, ε , il est possible d'obtenir directement la forme des spectres de force générées par les écoulements diphasiques. L'étude de l'amplitude des forces en fonction du taux de vide permettrait d'obtenir toutes les informations nécessaires afin de simuler les signaux de forces. Ainsi, il serait possible de connaître à tout moment les forces générées dans des éléments de tuyauterie, à partir de mesures non-intrusives du taux de vide des écoulements diphasiques.

BIBLIOGRAPHIE

- Barnea, D., Luninski, Y., & Taitel, Y. (1983). Flow pattern in horizontal and vertical two-phase flow in small diameter pipes. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 61(1), 617-620.
- Barnea, E., & Mizrahi, J. (1973). A generalized approach of the fluid dynamics of particulate systems I: General correlation for fluidization and sedimentation in solid multiparticulate systems. *Chemical Engineering Journal*, 5(1), 171-189.
- Brauner, N., & Barnea, D. (1986). Slug/churn transition in upward gas-liquid flow. *Chemical Engineering Science*, 41(1), 159-163.
- Brodkey, R. S. (1967). *The phenomena of fluid motions*. Reading, Mass.: Addison Wesley.
- Brotz, W. (1954). Über die Vorausberechnung der Absorptionsgeschwindigkeit von Gasen in strömenden Flüssigkeitsschichten. *Chemical Engineering Technology*, 26(1), 470.
- Cargnelutti, M. F., Belfroid, S. P. C., & Schiferli, W. (2010). Two-Phase Flow-Induced Forces on Bends in Small Scale Tubes. *ASME J. Pressure Vessel Technol.*, 132(4), 041305. doi:10.1115/1.4001523
- Chen, X. T., & Brill, J. P. (1997). Slug to churn transition in upward vertical two-phase flow. *Chemical Engineering Science*, 52(1), 4269-4272.
- Cheng, H., Hills, J. H., & Azzopardi, B. J. (2002). Effects of initial bubble size on flow pattern transition in a 28.9 mm diameter column. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(1), 1047-1062.
- Cheng, L., Ribatski, G., & Thome, J. R. (2008). Two-Phase Flow Patterns and Flow-Pattern Maps: Fundamentals and Applications (la dir. de.), *Applied Mechanics Reviews* (Vol. 61, pp. 050802).
- Costigan, G., & Whalley, P. B. (1996). *Dynamic void fraction measurements in vertical air-water flows*. (OUEL 2093/96). Tiré de Oxford University.

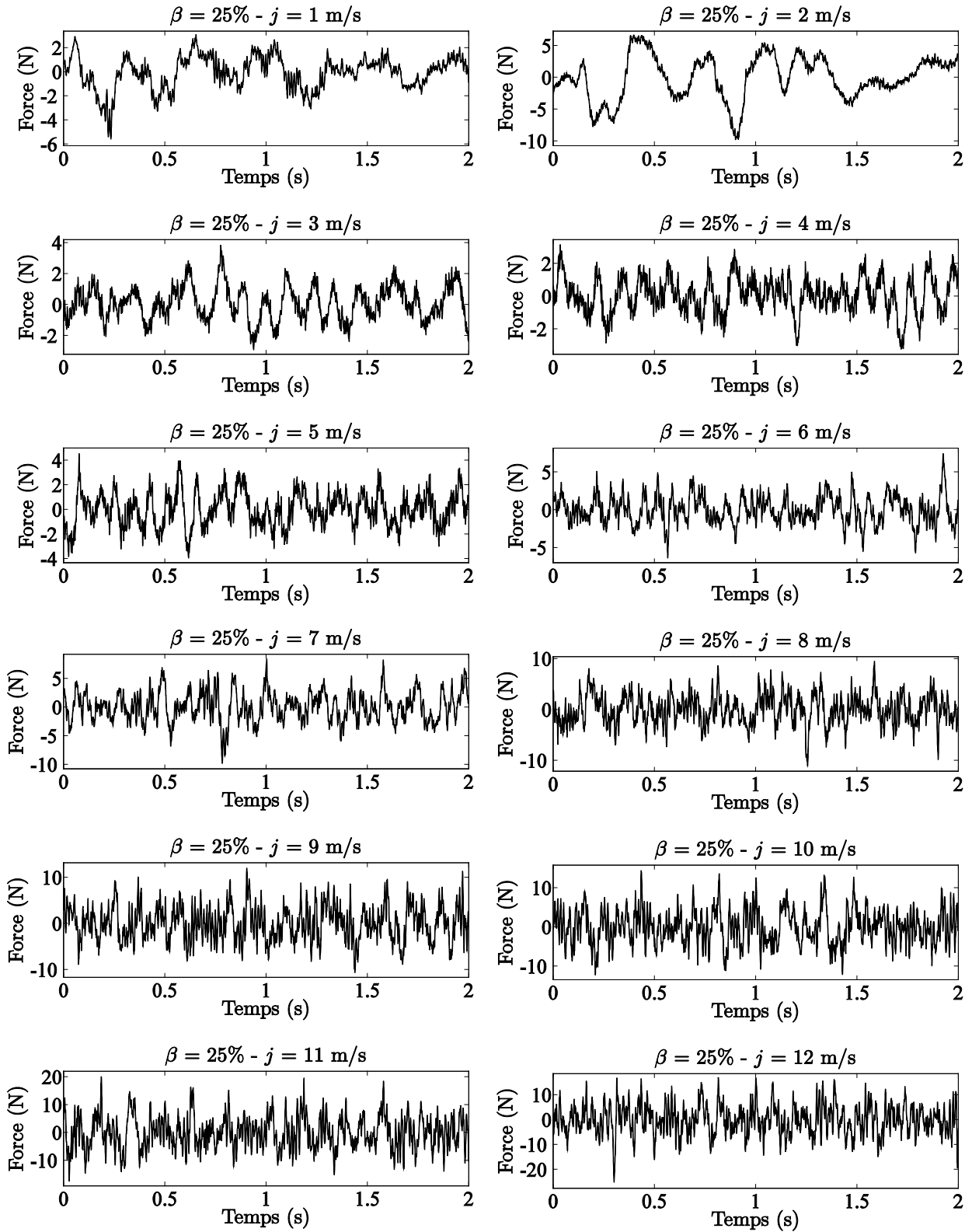
- Costigan, G., & Whalley, P. B. (1997). Slug flow regime identification from dynamic void fraction measurements in vertical air-water flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 23(1), 263-282.
- de Langre, E., & Villard, B. (1998). An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows across tubes. *Journal of Fluids and Structures*, 12(1), 1005-1023.
- Dukler, A. E., Maron, D. M., & Brauner, N. (1985). Physical model for predicting the minimum stable slug length. *Chemical Engineering Science*, 40(1), 1379-1385.
- Dukler, A. E., & Taitel, Y. (1986). Flow pattern transitions in gas-liquid systems: measurement and modeling. *Multiphase Science and Technology*, 2(1), 1-94.
- Fulford, G. D. (1964). The flow liquids in thin films. *Advances in Chemical Engineering*, 5(1), 151-236.
- Giraudeau, M., Pettigrew, M. J., & Mureithi, N. W. (2011). *Two-phase flow excitation forces on a vertical U-bend tube*. Proceedings of the ASME Pressure Vessels and Piping Conference, Baltimore, Maryland, USA.
- Hamad, F. A., Pierscionek, B. K., & Bruun, H. H. (2000). A dual optical probe for volume fraction, drop velocity and drop size measurements in liquid-liquid two-phase flow. *Measurement Science & Technology*, 11(9), 1307-1318.
- Hashemi, A., Kim, J. H., & Sursock, J. P. (1986). Effect of diameter and geometry on two-phase flow regimes and carry-over in a model PWR hot leg. *Heat Transfer 1986, Proceedings of the Eighth International Heat Transfer Conference., San Francisco, CA, USA.*(Vol. 5, pp. 2443-2451): Hemisphere Publ Corp.
- Hewitt, G. F., & Wallis, G. B. (1963). *Flooding and associated phenomena in falling film flow in a tube*. (AERE-R-4022).
- Heywood, N. I., & Richardson, J. F. (1979). Slug flow of air-water mixtures in a horizontal pipe: determination of liquid holdup by gamma-ray absorption. *Chemical Engineering Science*, 34(1), 17-30.
- Jayanti, S., & Hewitt, G. F. (1992). Prediction of the slug-to-churn flow transition in vertical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(1), 847-860.

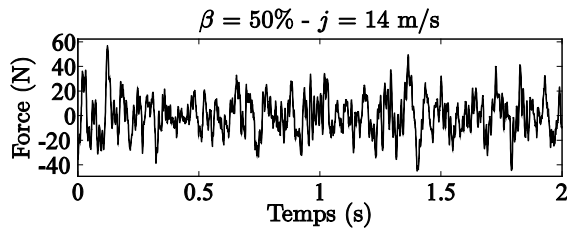
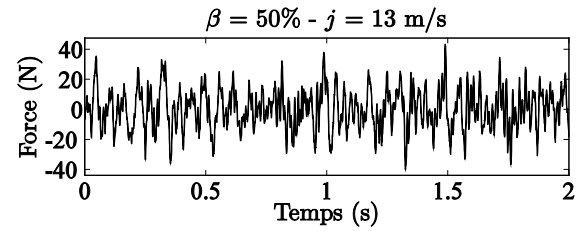
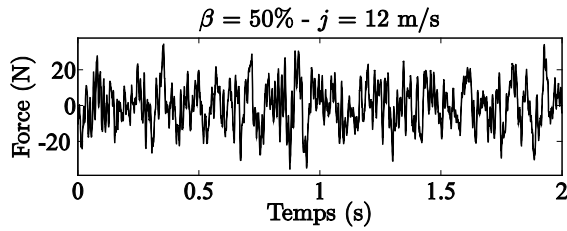
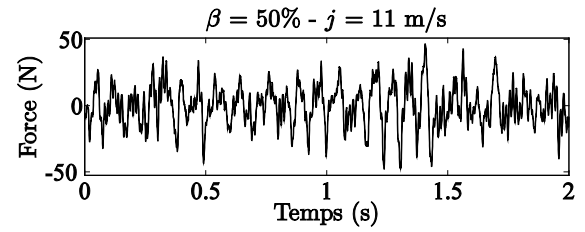
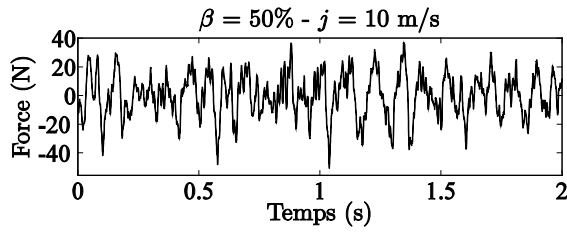
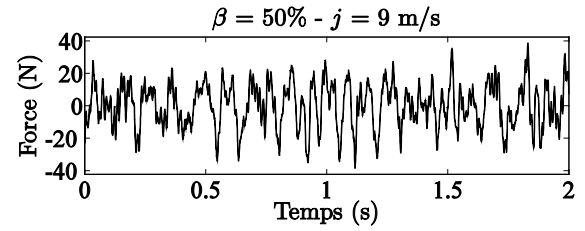
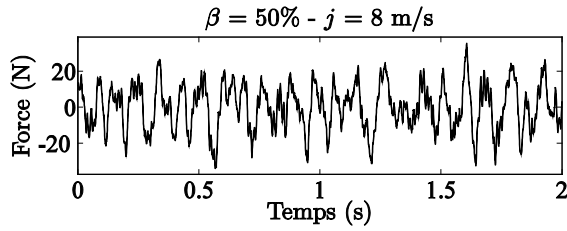
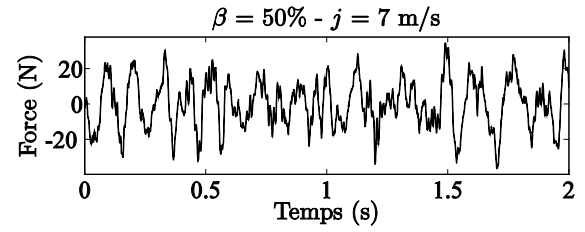
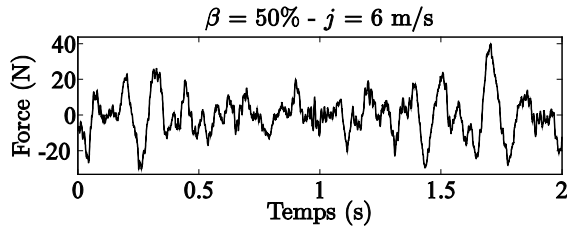
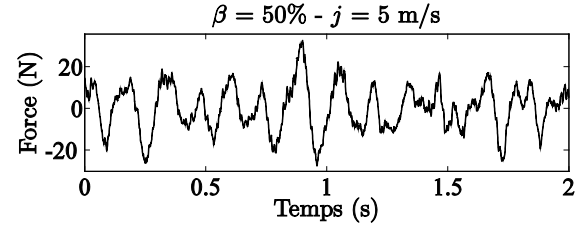
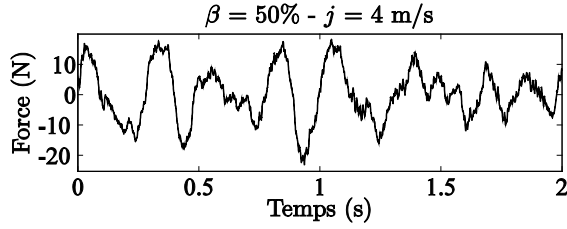
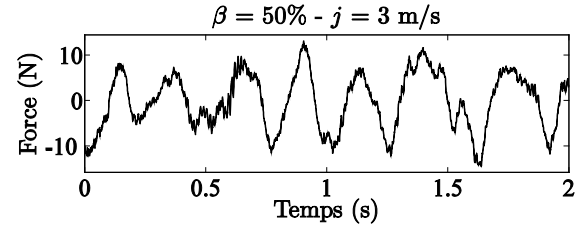
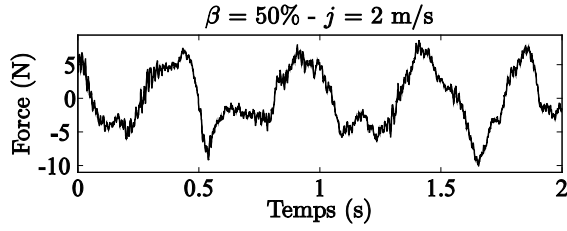
- Jayanti, S., Hewitt, G. F., Low, D. E. F., & Hervieu, E. (1993). Observation of Flooding in the Taylor Bubble of Cocurrent Upwards Slug Flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 19(3), 531-534.
- Kataoka, I., & Ishii, M. (1987). Drift flux model for large diameter pipe and new correlation for pool void fraction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 30(1), 1927-1939.
- Legius, H. J. W. M., Van den Akker, H. E. A., & Narumo, T. (1997). Measurements on wave propagation and bubble and slug velocities in cocurrent upward two-phase flow. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 15(1), 267-278.
- Matuszkiewicz, A., Flamand, J. C., & Boure, J. A. (1987). Bubble-slug flow pattern transition and instabilities of void fraction waves. *International Journal of Multiphase Flow*, 13(1), 199-217.
- McQuillan, K. W., & Whalley, P. B. (1985). Flow patterns in vertical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 11(1), 161-175.
- Mishima, K. M., & Ishii, M. (1984). Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27(1), 723-737.
- Morris, D., Teyssedou, A., Lapierre, J., & Tapucu, A. (1987). Optical fiber probe to measure local void fraction profiles. *Applied Optics*, 26(1), 4660-4664.
- Nicklin, D. J., & Davidson, J. F. (1962). *The onset of instability in two-phase slug flow*. Proceedings of the Symposium on Two-phase Fluid Flow, Institution of Mechanical Engineers, London.
- Nusselt, W. (1916). Die oberflaechenkondensation des was serdampfes (The surface condensation of water vapor). *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*, 60(1), 541-575.
- Ohnuki, A., & Akimoto, H. (1996). An experimental study on developing air-water two-phase flow along a large vertical pipe: effect of air injection method. *International Journal of Multiphase Flow*, 22(1), 1143-1154.

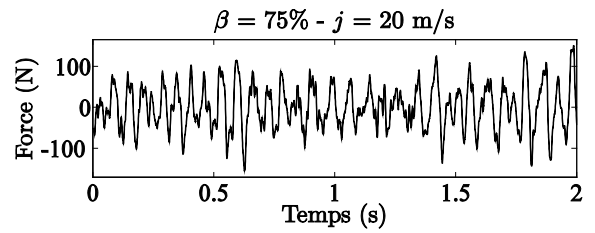
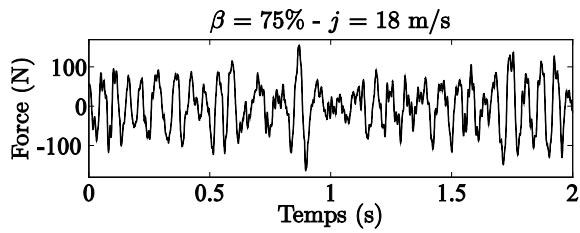
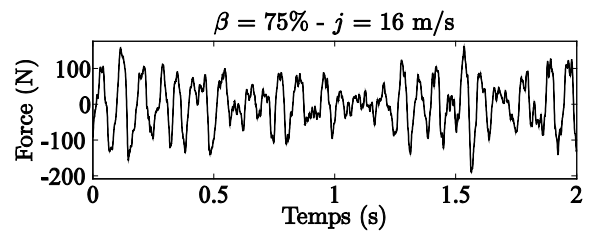
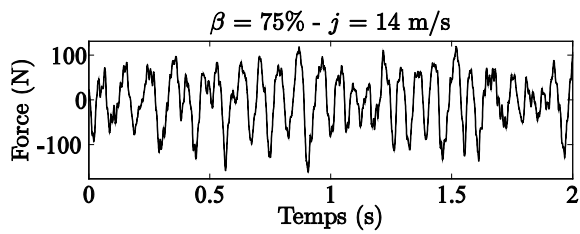
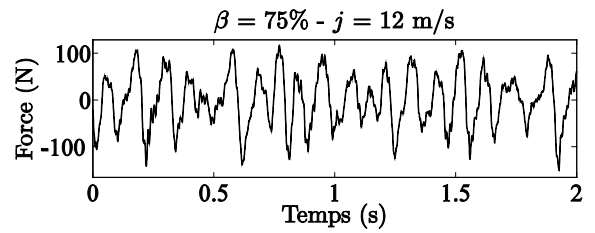
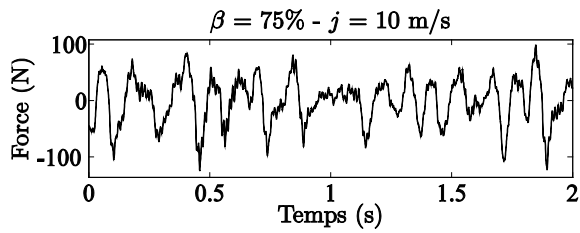
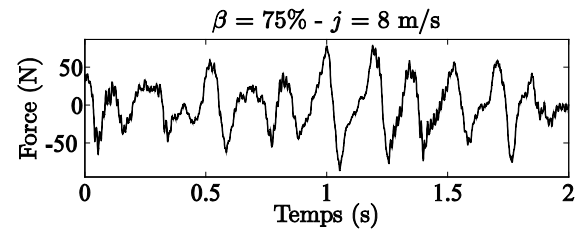
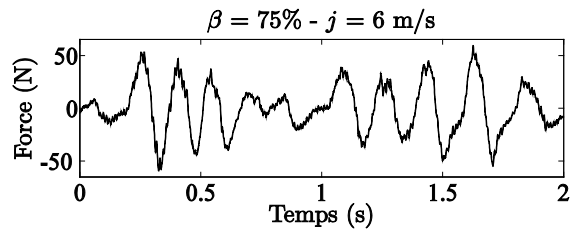
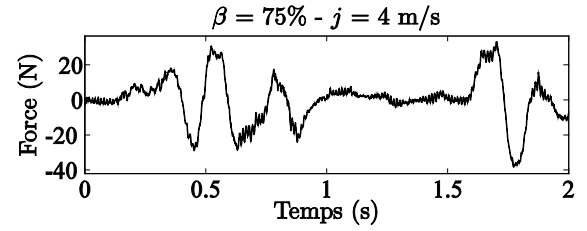
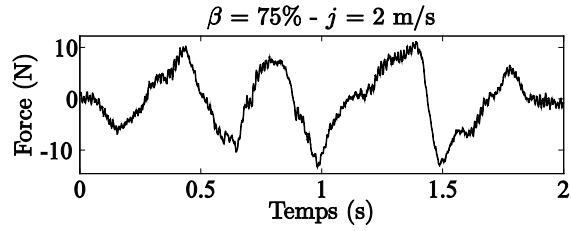
- Ohnuki, A., & Akimoto, H. (2000). Experimental study on transition of flow pattern and phase distribution in upward air-water two-phase flow along a large vertical pipe. *International Journal of Multiphase Flow*, 26(1), 367-386.
- Onoda, G. Y., & Liniger, E. G. (1990). Random Loose Packings of Uniform Spheres and the Dilatancy Onset. *Physical Review Letters*, 64(22), 2727-2730.
- Park, J. W., Drew, D. A., & Lahey Jr, R. T. (1994). Measurement of void waves in bubbly two-phase flows. *Nuclear Engineering and Design*, 149(1), 37-52.
- Park, J. W., Drew, D. A., & Lahey Jr, R. T. (1998). The analysis of void wave propagation in adiabatic monodispersed bubbly two-phase flows using an ensemble-averaged two-fluid model. *International Journal of Multiphase Flow*, 24(1), 1205-1244.
- Pettigrew, M. J., Taylor, C. E., Fisher, N. J., Yetisir, M., & Smith, B. A. W. (1998). Flow-induced vibration: Recent findings and open questions. *Nuclear Engineering and Design*, 185(2-3), 249-276.
- Riverin, J.-L. (2004). *Étude des forces fluctuantes dans des éléments de tuyauterie soumis à des écoulements diphasiques internes*. M.Sc.A., École Polytechnique de Montréal, Montréal, Qc., Canada.
- Riverin, J.-L., de Langre, E., & Pettigrew, M. J. (2006). Fluctuating forces caused by internal two-phase flow on bends and tees. *Journal of Sound and Vibration*, 298(1), 1088-1098.
- Riverin, J.-L., & Pettigrew, M. J. (2007). Vibration excitation forces due to two-phase flow in piping elements. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 129(1), 7-13.
- Sun, B., Yan, D., & Zhang, Z. (1999). The instability of void fraction waves in vertical gas-liquid two-phase flow. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation*, 4(1), 181-186.
- Taitel, Y., Bornea, D., & Dukler, A. E. (1980). Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE Journal*, 26(1), 345-354.
- Taitel, Y., & Dukler, A. E. (1976). Model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, 22(1), 47-55.

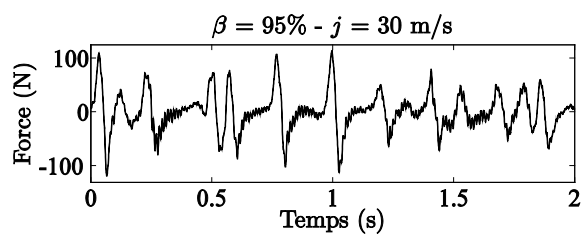
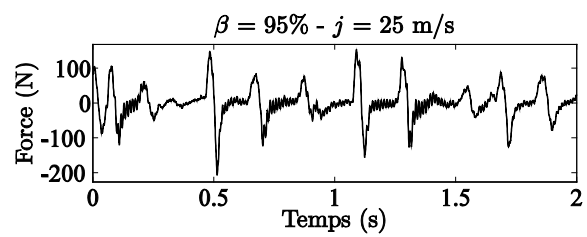
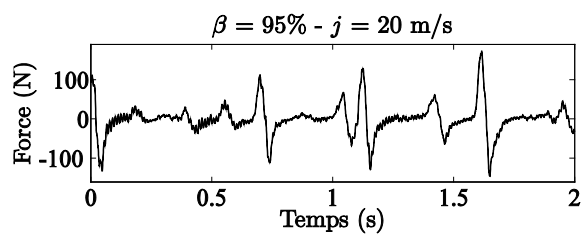
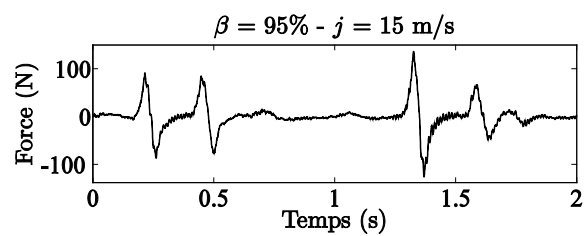
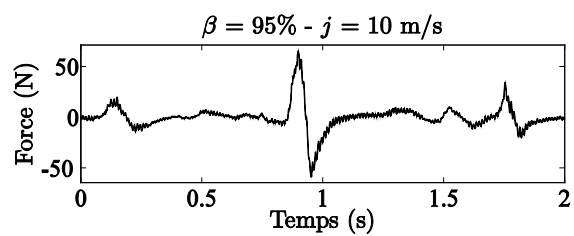
- Taitel, Y., Lee, N., & Dukler, A. E. (1978). Transient gas-liquid flow in horizontal pipes: Modeling the flow pattern transitions. *AIChE Journal*, 24(5), 920-934.
- Tay, B. L., & Thorpe, R. B. (2004). Effects of liquid physical properties on the forces acting on a pipe bend in gas-liquid slug flow. *Chemical Engineering Research and Design*, 82(1), 344-356.
- Taylor, C. E. (1992). Random excitation forces in tube arrays subjected to two-phase cross flow. *Proceedings of the ASME Winter Annual Meeting, FSI/FIV in Cylinder Arrays in Cross-Flow, Heat Transfer Division, Anaheim, CA, USA.*(Vol. 230, pp. 89-107): ASME.
- Wang, Y. W., Pei, B. S., & Lin, W. K. (1991). Verification of Using a Single Void Fraction Sensor to Identify 2-Phase Flow Patterns. *Nuclear Technology*, 95(1), 87-94.
- Weisman, J., Duncan, D., Gibson, J., & Crawford, T. (1979). Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines. *International Journal of Multiphase Flow*, 5(6), 437-462.
- Yih, T. S., & Griffith, P. (1970). *Unsteady momentum fluxes in two-phase flow and the vibration of nuclear system components*. (ANL-7685). Tiré de Argonne National Laboratory.

ANNEXE 1 – Signaux de forces dans le tube en U de 52 mm

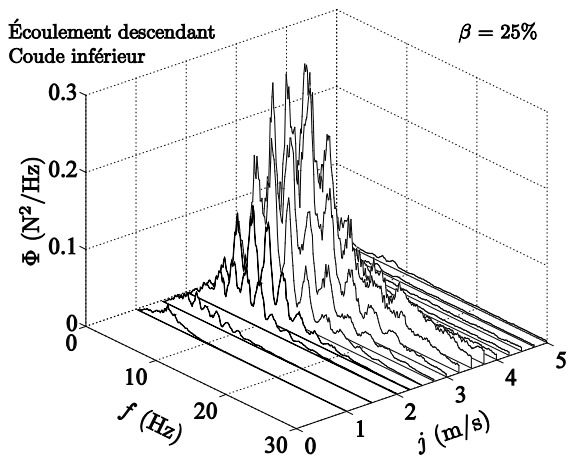
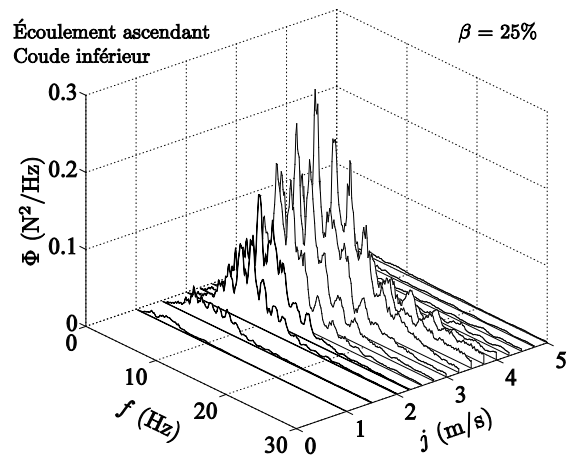
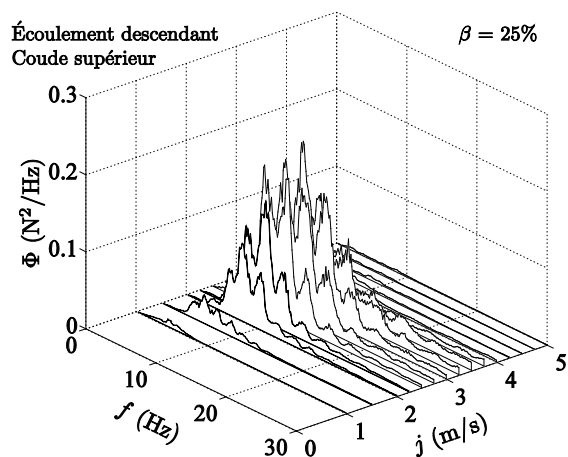
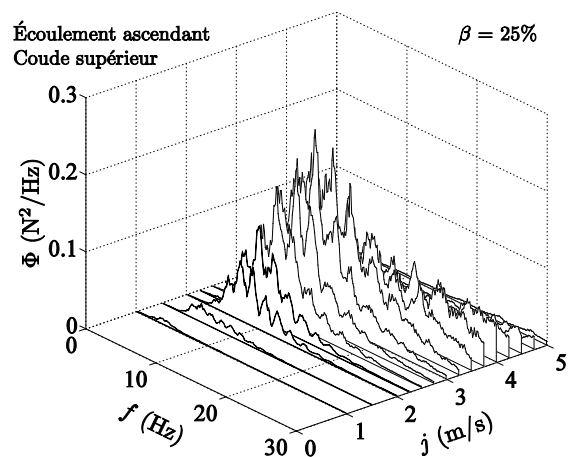


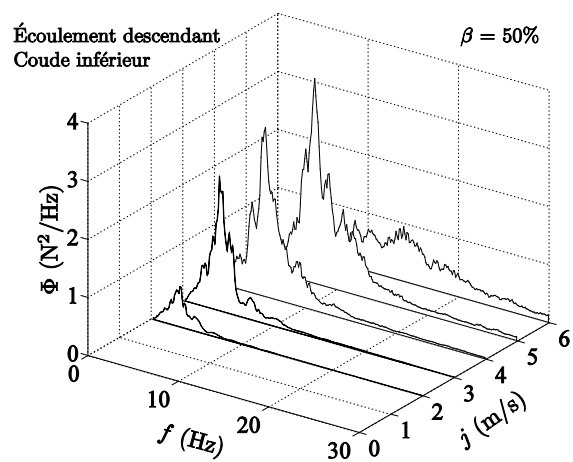
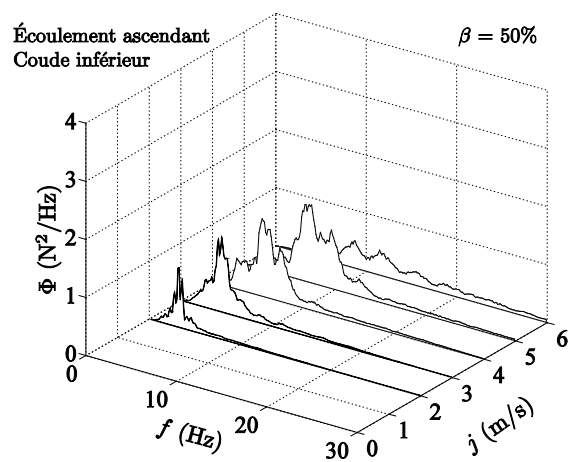
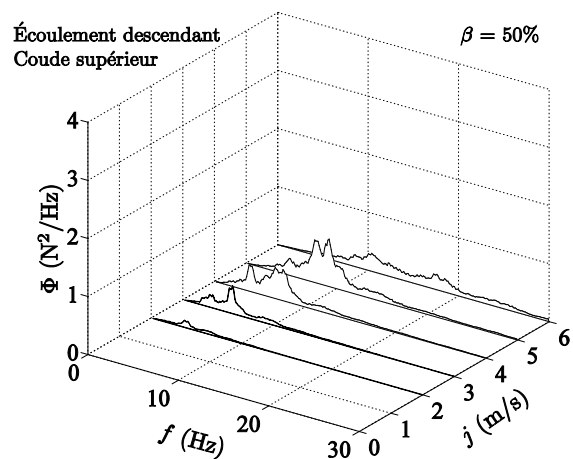
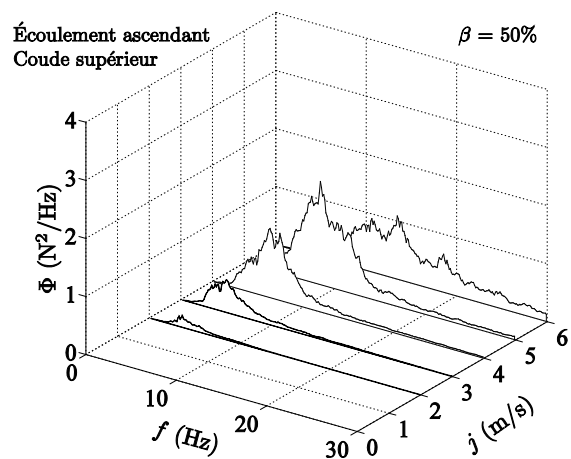


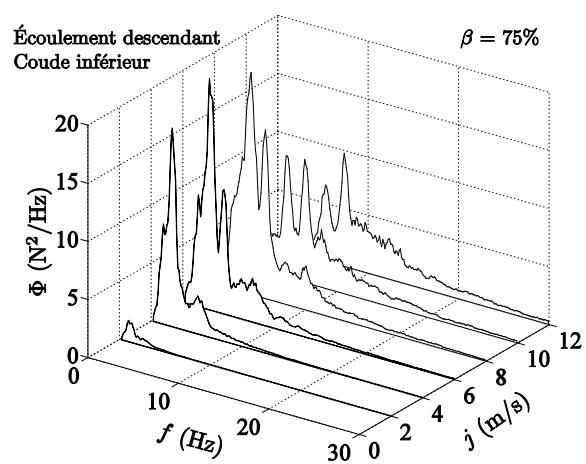
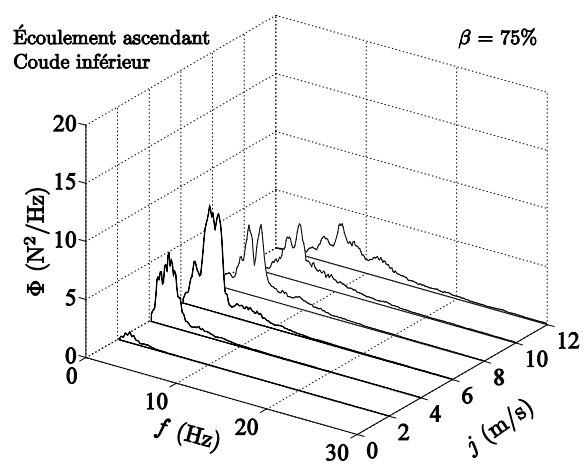
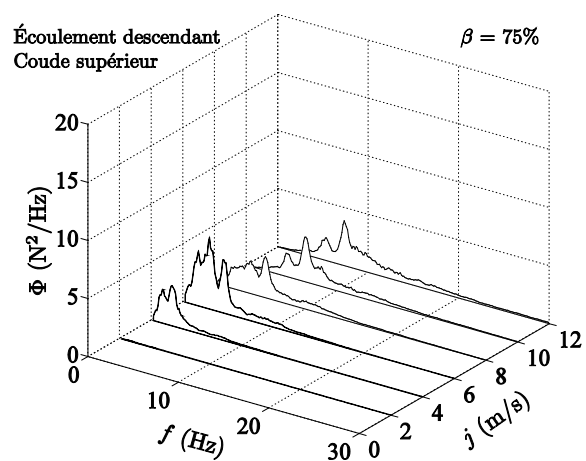
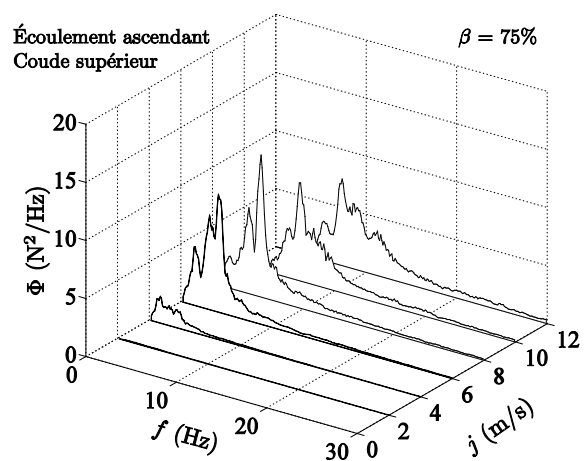


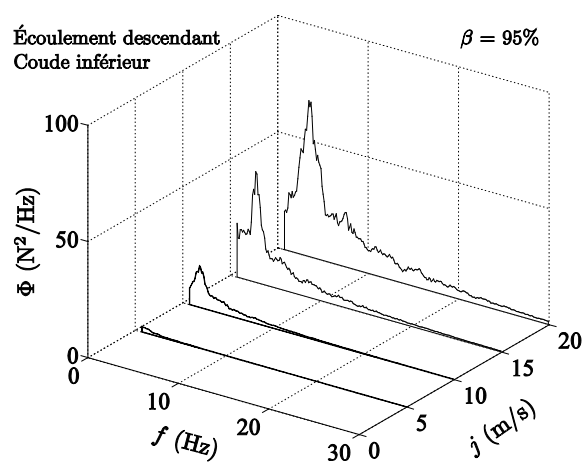
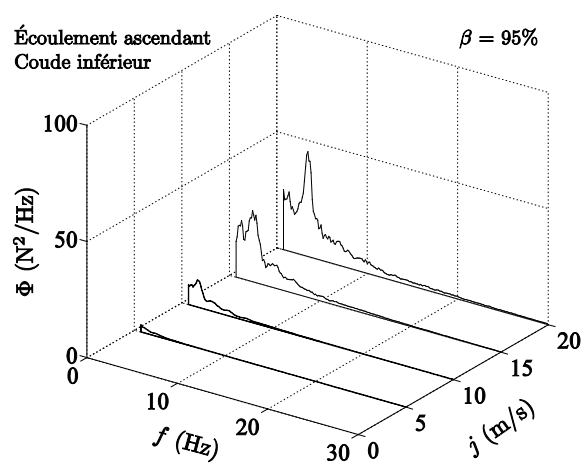
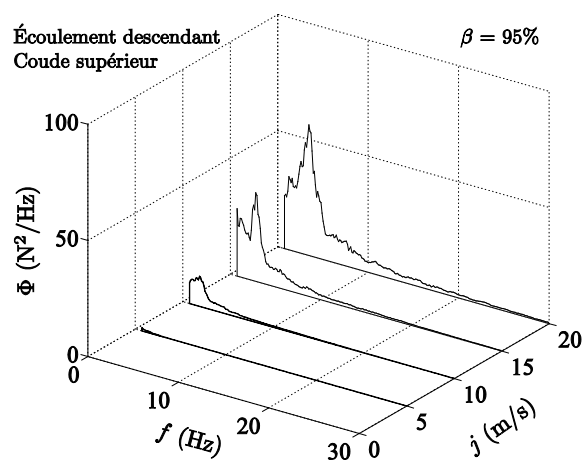
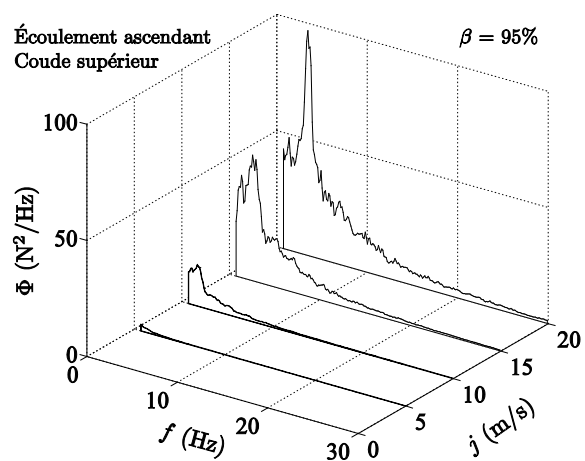


ANNEXE 2 – Spectres de force dans les coudes d'un tube en U soumis à un écoulement horizontal



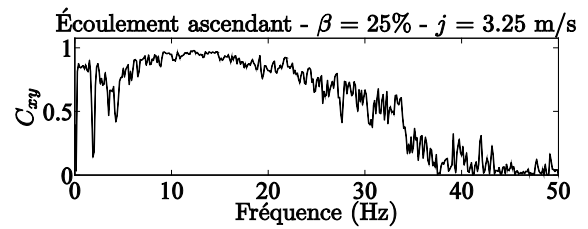
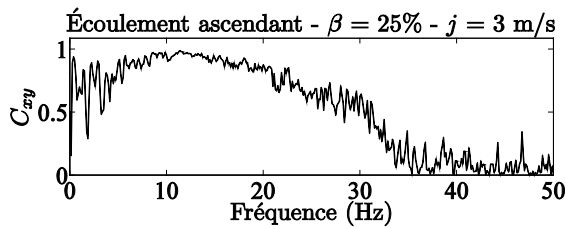
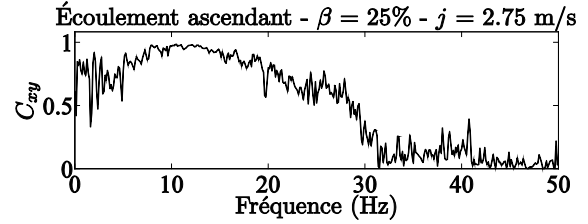
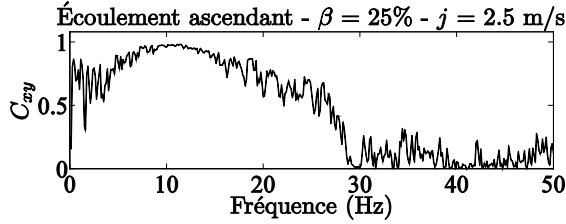
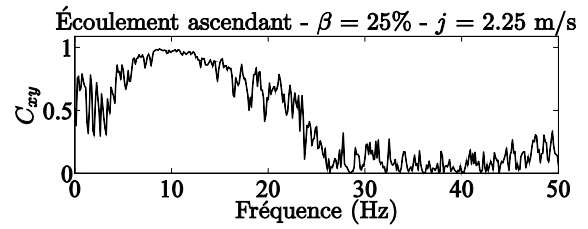
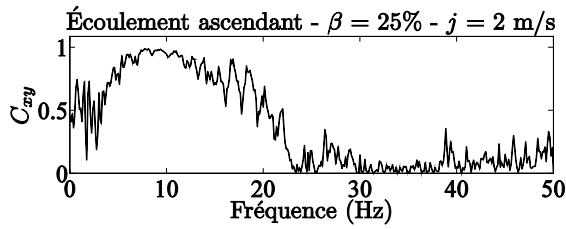
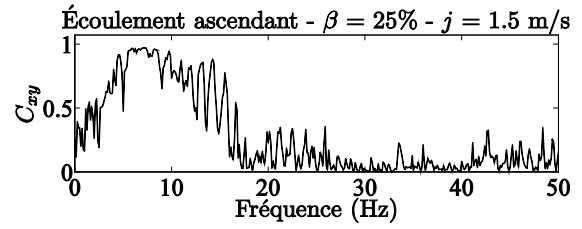
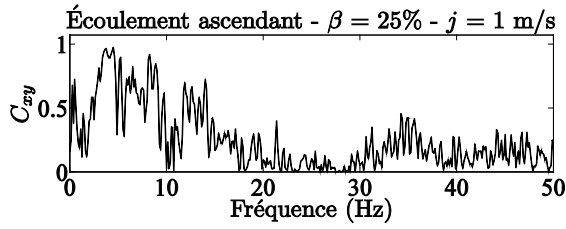


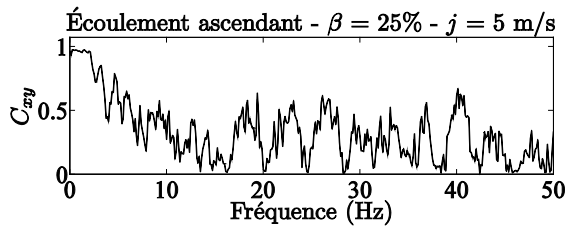
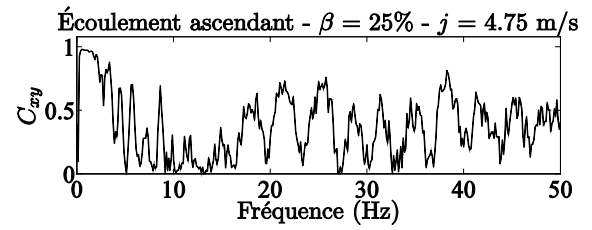
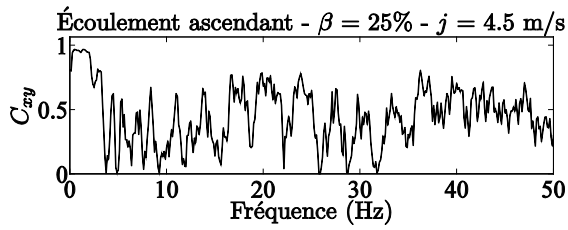
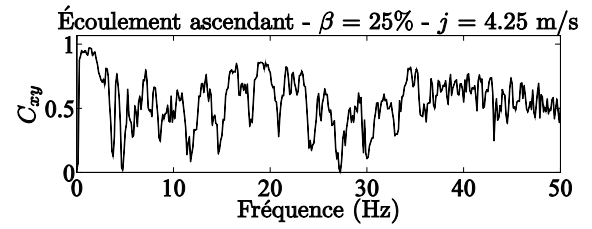
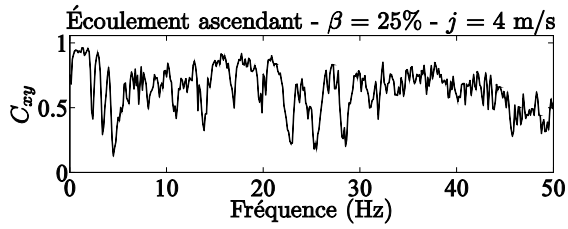
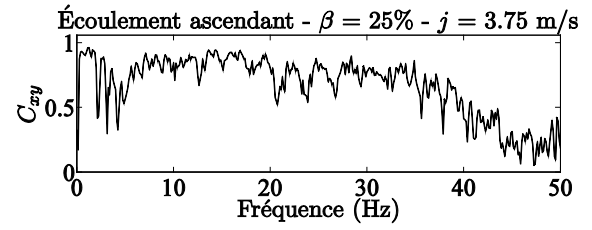
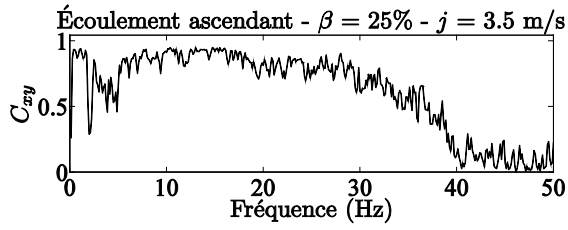


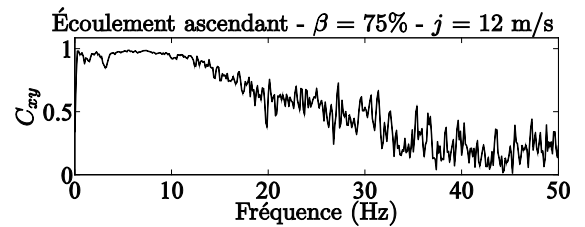
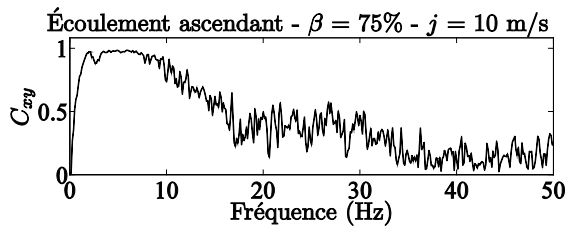
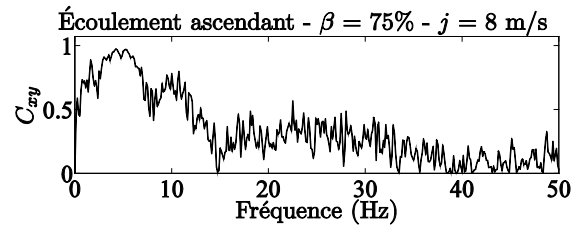
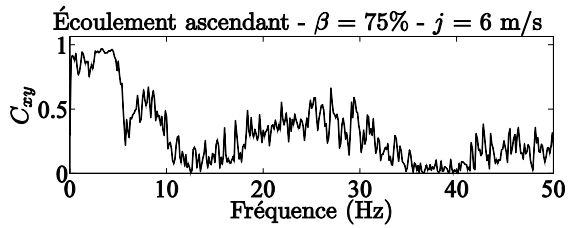
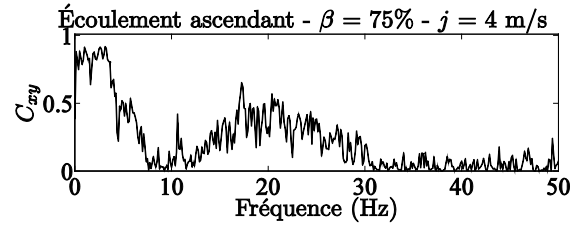
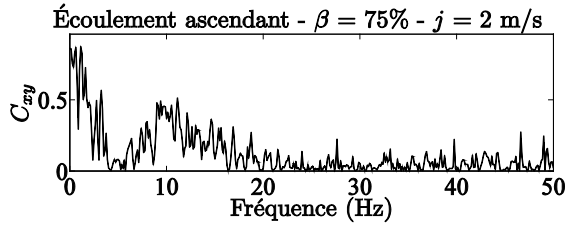
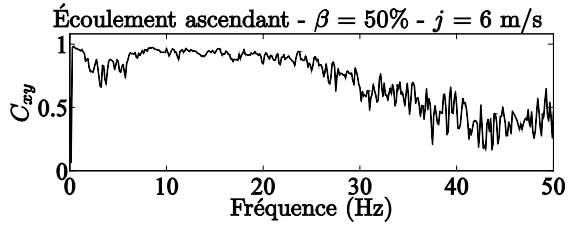
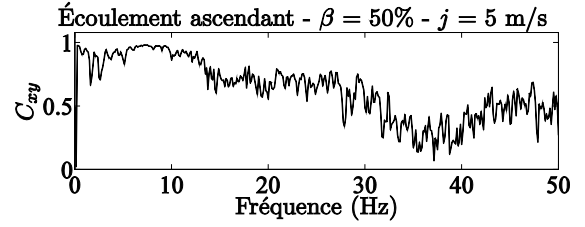
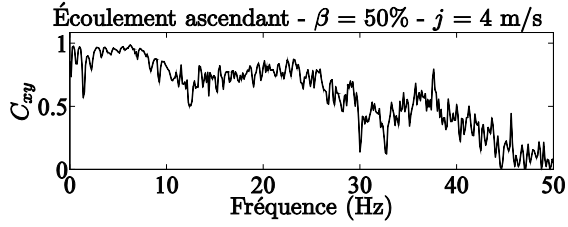
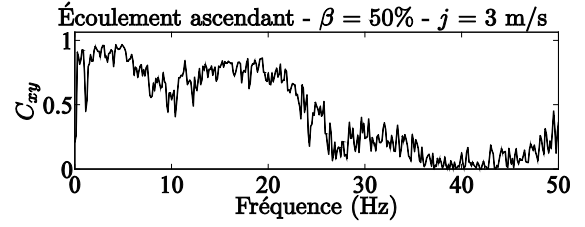
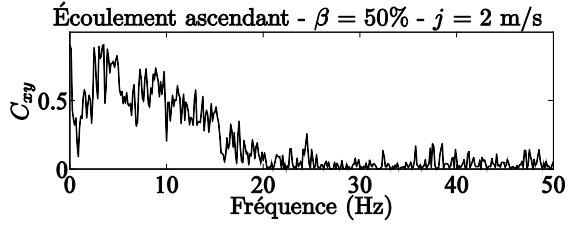


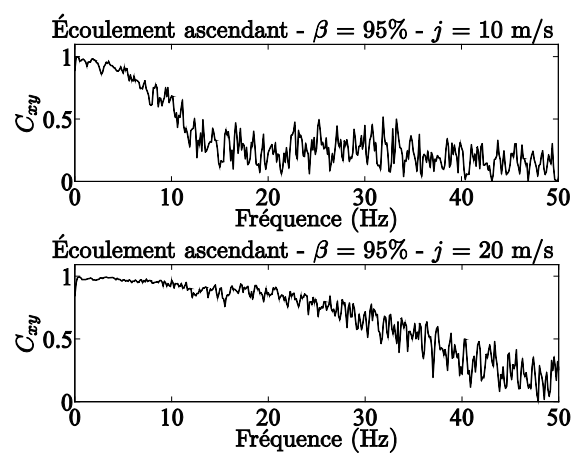
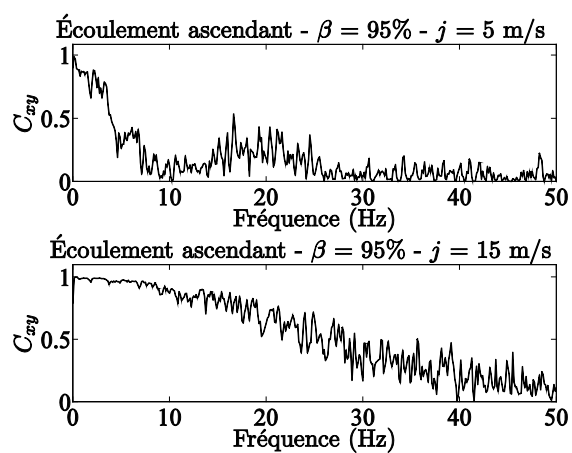
ANNEXE 3 – Corrélation entre les forces générées dans les deux coudes d'un tube en U

Écoulements ascendants









Écoulements descendants

