

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

INSTABILITÉ FLUIDE-ÉLASTIQUE D'UN FAISCEAU DE TUBES
ENTIÈREMENT FLEXIBLE, SOUMIS À UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE
TRANSVERSE SUIVANT DIFFÉRENTS ANGLES D'ATTAQUES

THOMAS JOLY
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLOME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE MÉCANIQUE)
JUILLET 2008



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-46058-0

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-46058-0

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.



Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

INSTABILITÉ FLUIDE-ÉLASTIQUE D'UN FAISCEAU DE TUBES
ENTIÈREMENT FLEXIBLE, SOUMIS À UN ÉCOULEMENT DIPHASIQUE
TRANSVERSE SUIVANT DIFFÉRENTS ANGLES D'ATTAQUES

présenté par : JOLY Thomas

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

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

M. TEYSSÉDOU Alberto, Ph.D., président

M. MUREITHI Njuki-William, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. PETTIGREW Michel, Post.grad.dipl., membre et codirecteur de recherche

M. SMITH Bruce A.W., M.Sc., membre

A mes parents qui ont été mon étoile polaire
tout au long de mes études, à leur dévouement
sans fin et à mes frères pour leur soutien.

REMERCIEMENTS

Au bout deux années passées au sein de la chaire industrielle de recherche CRSNG/EACL/BWC, je me devais de remercier les personnes qui, tout au long de ma maîtrise, m'ont aidé dans mon travail et qui ont contribué à sa réussite. C'est donc avec le plus grand plaisir que j'exprime avec ces quelques mots toute ma gratitude envers ces personnes que j'ai eu la chance de rencontrer.

Tout d'abord je voudrais remercier mon directeur de recherche, monsieur Njuki W. Mureithi pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée tout au long de ma recherche, et pour la confiance qu'il m'a accordée en me prenant comme étudiant. Je tiens aussi à remercier très chaleureusement mon codirecteur, monsieur Michel J. Pettigrew, qui sans lui, ces quelques lignes ne seraient pas présentes. Je tiens à souligner sa patience, son expertise et la confiance qu'il accorde à ses étudiants et qui font de lui une personne tant appréciée. Ce fut pour moi un grand honneur que d'avoir compté parmi ses étudiants. Je voudrais remercier tout le personnel du laboratoire d'interaction fluide-structure de l'école Polytechnique de Montréal, monsieur Bénédict Besner, pour sa sympathie et son expertise sur les systèmes d'instrumentation et d'acquisition et monsieur Thierry Lafrance, pour son expertise sur les systèmes mécaniques. Je ne pourrais refermer ces quelques lignes sans remercier très chaleureusement l'ensemble des étudiants du laboratoire d'interaction fluide structure qui ont transformé de ces deux années de travail en un séjour fantastique, sans oublier non plus mes amis qui ont fait de mon quotidien un jour sans fin. Enfin je finirai ces remerciements en saluant mes parents qui m'ont toujours soutenu de quelles que manières que se soient, dans ce que j'entreprenais et qui ont fait de moi la personne que je suis aujourd'hui, ainsi que mes deux frères pour leur soutien permanent et pour m'avoir poussé à poursuivre de telles études. A toutes ces personnes, vous avez mon profond respect et toute ma sympathie.

RÉSUMÉ

Les générateurs de vapeur sont les parties les plus importantes, mais aussi les plus fragiles de centrales nucléaires. En effet, ils sont composés de plusieurs milliers de tubes soumis à des écoulements diphasiques. Malheureusement ces écoulements transverses sont les causes de plusieurs types d'excitations vibratoires. On retrouve parmi elles l'instabilité fluide élastique qui est le mécanisme d'excitation qui prédomine pour ce genre de composants. Ce mécanisme encore mal compris de nos jours est un mécanisme très préoccupant car les vibrations excessives de grandes amplitudes causent de nombreux problèmes. On notera que des bris prématurés de tuyauterie, dus soit au frottement entre les tubes, qui cause de l'usure, soit aux impacts des tubes entre eux. Pour limiter ces chocs et l'usure permanente des tubes, des barres anti-vibratoires (AVB) ont été introduites dans ces générateurs. La région haute des tubes en U est la plus soumise à ces vibrations, car des hautes vitesses de fluide sont présentes. Mais bien que les AVB soient placées dans cette région, elles ne permettent pas de réduire les vibrations dans le plan des tubes, et le fluide qui rencontre à ce niveau un nombre importants de tubes entraîne une grande résistance hydraulique et pousse le fluide à changer de direction. Le fluide peut désormais "attaquer" les tubes suivant différents angles allant de 0 degré à 90 degrés. Le but de cette étude est alors d'étudier les instabilités qui se produisent dans des faisceaux de tubes en configuration triangle tourné entièrement flexibles, soumis à un fluide diphasique suivant différents angles d'attaques.

Pour se faire nous disposons d'une boucle diphasique (air-eau), comportant une section d'essais de dix neuf tubes flexibles, en configuration triangle tourné possédant un ratio $\frac{P}{D}=1,5$. Ces tubes peuvent être tournés par pas de 30 degrés, et il est donc possible d'étudier quatre angles d'attaques possibles (0 degré, 30 degrés, 60 degrés et 90 degrés).

Pour chaque angle d'attaque du fluide, plusieurs titres volumiques ont été testés (70%,80%,90% et 95%). On a ainsi relevé les différentes vitesses critiques d'instabilité, les fréquences dominantes de vibration ainsi que les phases entre les tubes adjacents au tube de référence qui se situe au milieu de la section d'essais. On observe alors que plus on augmente l'angle d'attaque moins les vitesses critiques d'instabilité sont élevées. Ceci nous a donc permis de mettre en évidence les différents mécanismes de l'instabilité fluide élastique.

ABSTRACT

Steam generators are the most important and the most fragile components of a nuclear plant. Indeed, they include thousands of tubes which are subject to two-phase cross flow. Unfortunately those cross-flows are the causes of several vibration excitation mechanisms. One of them is the fluidelastic instability which is the most important for these components because of the high vibration amplitudes that can occur, and leads to rapid failures due to fretting wear between the tubes or due to impacts between them. To avoid those impacts or fretting, anti-vibration bars (AVBs) have been introduced in steam generators. The part of these tubes subject to the highest vibrations is the U-bend region where high fluid velocities occur and where flat-bars (AVBs) are not efficient because they allow some vibration in the in-plane direction. In this region the flow crosses a large number of tubes and causes high hydraulic resistance that forces the fluid to change direction. So the relative angle between the flow and the tube bundle may vary from 0 degree to 90 degrees. The purpose of this study is to study instabilities that occur in rotated triangular tube bundle subject to oblique two-phase flow.

A two-phase air-water loop has been used. A test section composed by nineteen flexible tubes in a rotated triangular configuration with a $\frac{P}{D}$ ratio equal to 1,5 is embedded to the loop. A range of four angles has been examined, from 0 degree to 90 degrees every 30 degrees. For each angle of attack several homogeneous void fractions have been tested (70%, 80%, 90% and 95%). So that we measured the critical flow velocities, dominant vibration frequencies and phase angles between the reference tube, in the middle of the test section, and each neighbours. As a result we observed that the greater the angle of attack the lower the critical velocity. The different mechanisms underlying the fluidelastic instability have been highlighted.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iv
REMERCIEMENTS	v
RÉSUMÉ	vi
ABSTRACT	viii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES FIGURES	xiii
LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES	xviii
LISTE DES TABLEAUX	xx
CHAPITRE 1 INTRODUCTION	1
1.1 Mise en situation	1
1.2 Les mécanismes vibratoires pour un écoulement transverse externe .	3
1.2.1 Les phénomènes périodiques	4
1.2.1.1 Les tourbillons alternés	4
1.2.1.2 Mécanismes de vibration impliqués par des forces quasi-périodiques	6
1.2.2 Excitations aléatoires dues à la turbulence du fluide	6
1.2.3 Instabilité fluide élastique	7
1.3 Revue de littérature sur les instabilités fluide élastiques	8
1.3.1 Stabilité des faisceaux de tubes	8
1.3.2 Les mécanismes de l'instabilité fluide élastique	11
1.3.3 Les modèles théoriques	12

1.3.3.1	Le modèle quasi-statique	12
1.3.3.2	Le modèle quasi-stable	13
1.3.3.3	Les modèles instables	13
1.3.3.4	Les modèles de la mécanique des fluides assistés par ordinateur	14
1.3.4	Objectifs de la recherche	15
1.3.5	Structure du mémoire	16
CHAPITRE 2	MATÉRIELS ET PROCÉDURES EXPÉRIMENTALES .	17
2.1	Boucle d'essais	17
2.1.1	Les moyens mis en œuvre pour la réalisation des essais . . .	18
2.1.2	Boucle diphasique	19
2.1.2.1	Cuve	20
2.1.2.2	Pompe	20
2.1.2.3	Débitmètre	20
2.1.2.4	Injecteur d'air	20
2.1.2.5	Homogénéisateur	21
2.1.3	Section d'essais	22
2.2	Méthodes expérimentales	26
2.2.1	Instrumentation	26
2.2.2	Calibrage des jauges de déformations	27
2.2.3	Le modèle homogène	28
2.2.4	Les paramètres de la relation de Connors	30
2.2.5	Méthode de mesure des phases entre les tubes	38
2.2.6	Les régimes d'écoulements	40
2.2.7	Procédure des essais	43
CHAPITRE 3	RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	46
3.1	Résultats des tests d'instabilité	46

3.1.1	Résultats des tests d'instabilité pour un angle d'attaque du fluide de 0 degré	46
3.1.1.1	Une colonne de tubes instrumentés	47
3.1.1.2	Six tubes instrumentés groupés autour d'un septième : Formation Cluster	53
3.1.1.3	Configuration de l'écoulement	58
3.1.2	Résultats des tests d'instabilité pour un angle d'attaque du fluide de 30 degrés	59
3.1.2.1	Six tubes instrumentés groupés autour d'un septième : Formation Cluster	59
3.1.2.2	Configuration de l'écoulement	65
3.1.3	Résultats des tests d'instabilité pour un angle d'attaque du fluide de 60 degrés	66
3.1.3.1	Six tubes instrumentés groupés autour d'un septième : Formation Cluster	66
3.1.3.2	Configuration de l'écoulement	72
3.1.4	Résultats des tests d'instabilité pour un angle d'attaque du fluide de 90 degrés	74
3.1.4.1	Une colonne de tubes instrumentés	74
3.1.4.2	Six tubes instrumentés groupés autour d'un septième : Formation Cluster	78
3.1.4.3	Configuration de l'écoulement	82
3.2	Comparaison de stabilité du faisceau suivant les différents angles d'attaques du fluide.	83
CHAPITRE 4	ANALYSE DES RÉSULTATS	91
4.1	Évolution de l'amplitude RMS	91
4.2	Évolution de la phase	95

4.3	Évolution de la vitesse critique avec les angles d'attaques du fluide	102
CHAPITRE 5	CONCLUSION	106
5.1	Recommandations pour des travaux futurs	108
RÉFÉRENCES		109

LISTE DES FIGURES

FIG. 1.1	Positionnement des barres anti-vibratoires.	3
FIG. 1.2	Tourbillons de Von Karman formés par des nuages aux abords des îles Juan Fernandez.	5
FIG. 1.3	Réponse vibratoire d'un faisceau de tubes montrant les trois mécanismes vibratoires, (Gorman, 1976).	8
FIG. 1.4	Définition du modèle quasi-statique.	12
FIG. 2.1	Modélisation du générateur de vapeur.	18
FIG. 2.2	Boucle diphasique du laboratoire d'interaction Fluide- Structure.	19
FIG. 2.3	Homogénéisateur, permettant le mélange uniforme de l'eau et de l'air.	21
FIG. 2.4	Vue des composants de la section d'essais.	22
FIG. 2.5	Vue de face de la section d'essais.	23
FIG. 2.6	Vue éclatée d'un tube flexible.	24
FIG. 2.7	Positionnement des tubes.	25
FIG. 2.8	Méthode de calibrage des jauges.	28
FIG. 2.9	Évolution du signal collecté par une jauge en fonction du déplacement du bout du tube.	28
FIG. 2.10	Définition des instabilités.	32
FIG. 2.11	Méthode du décréement logarithmique	34
FIG. 2.12	Évolution de l'amortissement total en fonction de la vitesse de l'écoulement pour un seul tube libre de vibrer dans la direction transverse pour 90% de titre volumique.	37
FIG. 2.13	Approximation spectrale de la réponse d'un système à un degré de liberté.	38
FIG. 2.14	Évolution de la fréquence jusqu'à l'instabilité.	39

FIG. 2.15	Méthode de collecte des angles de phases.	40
FIG. 2.16	Régimes d'écoulements pour un tube soumis à un écoulement axial dirigé vers le haut. (a) Écoulement à bulles, (b) Écoulement à bouchon, (c) Écoulement agité, (d) Écoulement annulaire, (e) Écoulement à filaments d'eau.	41
FIG. 2.17	Carte des régimes d'écoulements pour des écoulements verticaux confinés dans un faisceau de tubes (Pettigrew et al., 2003).	42
FIG. 2.18	Configuration de la section d'essais.	44
FIG. 2.19	Directions préférentielles de vibration des tubes. (a) 0° d'angle d'attaque : Écoulement axial, (b) 30° d'angle d'attaque, (c) 60° d'angle d'attaque, (d) 90° d'angle d'attaque : Écoulement transverse. - Direction de la partie latérale de lamelle flexible.	45
FIG. 3.1	Définition de l'angle d'attaque de 0 degré.	47
FIG. 3.2	Amplitude RMS vs vitesse de pas pour 70% de titre volumique.	48
FIG. 3.3	Réponse spectrale des tubes 2 et 4 pour un titre volumique de 70%.	49
FIG. 3.4	Évolution de l'amplitude RMS de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p	50
FIG. 3.5	Évolution de la fréquence de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p pour 0° d'angle d'attaque.	51
FIG. 3.6	Module et phase de la densité spectrale croisée du tube 2 par rapport au tube 4 (Référence) pour une vitesse U_p de 13,4 m/s et 95% de titre volumique.	52

FIG. 3.7	Mode instable de vibration pour une colonne instrumentée dans un faisceau de tubes entièrement flexible : (a) 70% de titre volumique, (b) 80% de titre volumique, (c) 90% de titre volumique, (d) 95% de titre volumique.	53
FIG. 3.8	Évolution de l'amplitude RMS de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p	55
FIG. 3.9	Évolution des fréquences dominantes de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p	56
FIG. 3.10	Mode instable de vibration pour la configuration "grappe" des tubes instrumentés pour un angle d'attaque de 0 degré : + Position d'équilibre et limite du mouvement des tubes. O position du tube à un instant arbitraire. > direction du mouvement des tubes à ce même instant.	57
FIG. 3.11	Configuration de l'écoulement pour un angle d'attaque de 0 degré.	59
FIG. 3.12	Définition de l'angle d'attaque de 30 degrés.	60
FIG. 3.13	Réponse spectrale du tube 4 pour un angle d'attaque de 30 degrés et 80% de titre volumique.	60
FIG. 3.14	Évolution de l'amplitude RMS de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p pour un angle d'attaque du fluide de 30 degrés.	62
FIG. 3.15	Évolution de la fréquence de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p pour un angle d'attaque du fluide de 30°. . .	63
FIG. 3.16	Modes d'instabilité du faisceau de tubes pour 30 degrés d'angle d'attaque : + Position d'équilibre et limite du mouvement des tubes. O position du tube à un instant arbitraire. > direction du mouvement des tubes à ce même instant. . .	64

FIG. 3.17	Configuration de l'écoulement pour un angle d'attaque de 30 degrés.	65
FIG. 3.18	Définition de l'angle d'attaque de 60 degrés.	66
FIG. 3.19	Réponse spectrale du tube 4 selon différents angles d'attaques du fluide.	68
FIG. 3.20	Évolution de l'amplitude RMS en fonction de la vitesse de pas U_p pour un angle d'attaque de 60°.	69
FIG. 3.21	Évolution de la fréquence de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p pour un angle d'attaque de 60°.	71
FIG. 3.22	Mode instable de vibration pour un angle d'attaque de 60 degrés.	72
FIG. 3.23	Configuration de l'écoulement pour un angle d'attaque de 60 degrés.	73
FIG. 3.24	Définition de l'angle d'attaque de 90 degrés	74
FIG. 3.25	Réponse spectrale du tube 4 pour un angle d'attaque de 90 degrés.	75
FIG. 3.26	Évolution de l'amplitude RMS de vibration des tubes en fonction de la vitesse de pas U_p pour 90° d'angle d'attaque. . . .	77
FIG. 3.27	Mode instable de vibration pour un angle d'attaque de 90 degrés et un titre volumique de 80%.	78
FIG. 3.28	Évolution de l'amplitude RMS de vibration des tubes en fonction de la vitesse de pas U_p pour 90 degrés d'angle d'attaque. . .	79
FIG. 3.29	Modes instables associés aux fréquences d'oscillations du faisceau flexible pour un angle d'attaque de 90 degrés.	81
FIG. 3.30	Configuration de l'écoulement pour un angle d'attaque de 90 degrés.	82
FIG. 3.31	Récapitulatif des configurations d'écoulement	86
FIG. 3.32	Carte de stabilité des faisceaux de tubes testés.	88

FIG. 3.33	Évolution de la vitesse critique d'instabilité en fonction de l'angle d'attaque du fluide.	89
FIG. 4.1	Identification du mécanisme contrôlé par l'amortissement. .	92
FIG. 4.2	Identification du mécanisme contrôlé par la rigidité.	93
FIG. 4.3	Domaines de stabilité théoriques pour plusieurs tubes flexibles dans un faisceau rigide triangulaire tourné soumis à un écoulement monophasique avec un ratio $P/D = 1,375$ (Price et Païdoussis, 1988).	96
FIG. 4.4	Évolution de la phase par rapport au tube 4 en fonction de la vitesse intertube pour 0 degré d'angle d'attaque.	97
FIG. 4.5	Évolution de la phase entre les tubes en fonction de la vitesse intertube pour $\beta=70\%$	99
FIG. 4.6	Évolution du temps adimensionnel en fonction de la vitesse intertube pour 0 degré d'angle d'attaque.	101
FIG. 4.7	Organisation du fluide diphasique autour d'un cylindre : a) schéma simplifié (CE : Chemin d'écoulement, ZS : Zone de stagnation). b) Photo noir et blanc prise lors des tests illustrant les composantes importantes de l'écoulement (Violette, 2005) (1 : mélange à très bas taux de vide appartenant à la zone de stagnation, 2 : filament oscillant composé d'un mélange air-eau, 3 : chemins d'écoulement composés d'un mélange diphasique fin, 4 : tubes)	103
FIG. 4.8	Évolution de l'écoulement pour un angle d'attaque du fluide de 0 degré et 90% de titre volumique	104

LISTE DES NOTATIONS ET DES SYMBOLES

A_{∞} :	Aire d'écoulement libre (m^2)
C_0 :	Déformation statique du tube
C :	Coefficient d'amortissement ($\text{N m}^{-1} \text{ s}$)
D :	Diamètre des tubes (m)
D_e :	Diamètre équivalent des tubes (m)
d_e :	Diamètre hydraulique équivalent (m)
f :	Fréquence de faisceau de tubes (Hz)
f_n :	Fréquence naturelle du tube à l'air libre (Hz)
f_{nf} :	Fréquence naturelle d'un tube en présence du fluide (Hz)
f_s :	Fréquence de décrochage des tourbillons alternés (Hz)
g :	Accélération gravitationnelle (m s^{-2})
K :	Constante de Connors
k :	Constante de rigidité (N m^{-1})
l :	Longueur des tubes (m)
m :	Masse linéique totale (kg m^{-1})
m_f :	Masse linéique du fluide, ou masse hydrodynamique par unité de longueur (kg m^{-1})
m_s :	Masse linéique structurale d'un tube (kg m^{-1})
$\dot{m}_{pg}$:	Flux massique intertube de la phase gazeuse (kg m^{-2})
P :	Distance intertubes (m)
Q_l :	Débit volumique du liquide (eau) ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)
Q_g :	Débit volumique du gaz (air) ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)
S :	Nombre de Strouhal
u_g :	Vitesse de la phase gazeuse (m s^{-1})
u_l :	Vitesse de la phase liquide (m s^{-1})

U_g :	Vitesse adimensionnelle du gaz
U_p :	Vitesse de pas (m s^{-1})
U_{pc} :	Vitesse critique d'instabilité (m s^{-1})
V :	Vitesse de l'écoulement (m s^{-1})
X :	Paramètre de Martinelli
α :	Angle d'attaque du fluide($^\circ$)
β :	titre volumique
ε :	Taux de vide moyen ou taux de vide homogène
η_g :	Viscosité dynamique du gaz (air) ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)
η_l :	Viscosité dynamique du liquide (eau) ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)
η_m :	Viscosité dynamique du mélange ($\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$)
ν_g :	Viscosité cinématique du gaz (air) ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
ν_l :	Viscosité cinématique du liquide (eau) ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
ν_m :	Viscosité cinématique du mélange ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
ρ_g :	Masse volumique du gaz (air) (kg m^{-3})
ρ_l :	Masse volumique du liquide (eau) (kg m^{-3})
ρ_m :	Masse volumique du mélange (kg m^{-3})
ρ_t :	Masse volumique du tube (kg m^{-3})
θ :	Angle de phase des tubes voisins du tube central du faisceau ($^\circ$)
ζ :	Amortissement total
ζ_s :	Amortissement structural
ζ_{TP} :	Amortissement diphasique
ζ_v :	Amortissement visqueux

LISTE DES TABLEAUX

TAB. 2.1	Données caractéristiques de la section d'essais.	23
TAB. 2.2	Tableau récapitulatif des fréquences et des amortissements de chaque tube instrumenté	35
TAB. 2.3	Tableau récapitulatif des fréquences et des amortissements de chaque tube non instrumenté	35
TAB. 2.4	Tableau récapitulatif des fréquences et des amortissements de chaque tube non instrumenté (suite)	36
TAB. 3.1	Tableau récapitulatif des vitesses d'instabilité pour 30 degrés d'angle d'attaque.	61
TAB. 3.2	Tableau récapitulatif des vitesses d'instabilité pour 60 degrés d'angle d'attaque.	70
TAB. 3.3	Tableau récapitulatif des vitesses d'instabilité pour 90 degrés d'angle d'attaque	76
TAB. 3.4	Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour 0 degré d'angle d'attaque.	83
TAB. 3.5	Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour 30 degrés d'angle d'attaque.	83
TAB. 3.6	Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour 60 degrés d'angle d'attaque.	84
TAB. 3.7	Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour 90 degrés d'angle d'attaque.	84

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Mise en situation

C'est au début du XX^e siècle, avec l'avancée des technologies que de nombreux problèmes vibratoires se sont posés. C'est pendant la première guerre mondiale, alors que la course à l'armement est un enjeu primordial, que les allemands décident de réduire le poids de leurs avions pour augmenter la performance de ceux-ci. Biplans à l'origine, les avions allemands prennent une autre dimension en se voyant supprimer l'aile supérieure. Cependant un problème majeur que personne n'avait prédit à l'époque, est l'arrachement de l'aile lors de l'atteinte de vitesses trop importantes. Ce phénomène incompréhensible à l'époque sera alors l'objet de beaucoup d'études par la suite. On assiste à la découverte d'un phénomène que l'on appelle alors instabilité fluide élastique.

Ce phénomène bien que très mal connu, se retrouve dans de nombreuses applications industrielles. Notamment depuis la découverte de l'énergie nucléaire, qui produit près de 78% de l'énergie totale en France, ou encore 15% au Canada. Mais face à la réticence de beaucoup, l'énergie nucléaire doit prouver sa fiabilité aux yeux de tous. Il va sans dire que les enjeux sur la sécurité sont les plus importants à mettre en œuvre. Bien que l'image de fiabilité et de sécurité soit d'une importance primordiale, de nombreux défis technologiques sont réalisés tant sur le design que sur la maintenance des réacteurs nucléaires pour assurer un fonctionnement fiable de ceux-ci.

Cependant de nombreux problèmes subsistent encore malgré une recherche accrue dans ce domaine. On observe en effet des bris de tuyauterie de façon prématurées.

Ceux-ci entraînent alors un arrêt du réacteur pour permettre une maintenance sécuritaire, mais bloque ainsi la production d'énergie pendant la durée des réparations. Il va s'en dire que le coût de maintenance mais aussi le manque à gagner dû à l'arrêt d'un réacteur se chiffre en millions de dollars suivant les cas. Il faut donc réduire au maximum ces défaillances précoces. Ces défaillances sont dues à des vibrations d'amplitudes importantes. Dans les composants de centrales nucléaires les écoulements de fluides, soit monophasique, soit diphasique, sont les causes de vibrations indésirables. Paidoussis met en lumière les différentes sources de vibrations dues à un écoulement : l'écoulement externe transverse d'un fluide, l'écoulement externe axial et l'écoulement interne axial (Paidoussis, 1983). Ces sources de vibrations se retrouvent dans les composants les plus à risques mais aussi les plus importants d'une centrale nucléaire : Les générateurs de vapeur. En effet les faisceaux de tubes qui composent ces pièces, sont soumis à ces perturbations. Pour palier à certaines vibrations, des barres anti-vibrations (AVB) ont été apposées pour empêcher aux tubes de s'entrechoquer, comme le montre la figure 1.1. Cependant le frottement des tubes sur ces barres posent de nombreux problèmes d'usures, notamment lors de vibrations intempestives des tubes. De plus ces barres anti-vibratoires, bien que placées dans la région en U des tubes, ne sont pas efficaces pour stopper les vibrations qui opèrent dans le plan des tubes. La faible rigidité des tubes dans cette région en U, ainsi que les conditions d'écoulement du fluide favorisent la présence de vibrations importantes. Pour les écoulements externes transverses un phénomène retiendra particulièrement notre attention : L'instabilité fluide élastique.

C'est alors dans un souci de compréhension des phénomènes physiques sous-jacents, que la chaire industrielle de recherche CRSNG/EACL/BWC de l'École Polytechnique de Montréal met les moyens en œuvre pour étudier ces phénomènes et donner ainsi les données utiles pour le design de tels composants. Ce mémoire est alors dévoué à l'étude de ce phénomène important qu'est l'instabilité fluide élastique. Il mettra donc en avant les aspects expérimentaux et théoriques des travaux

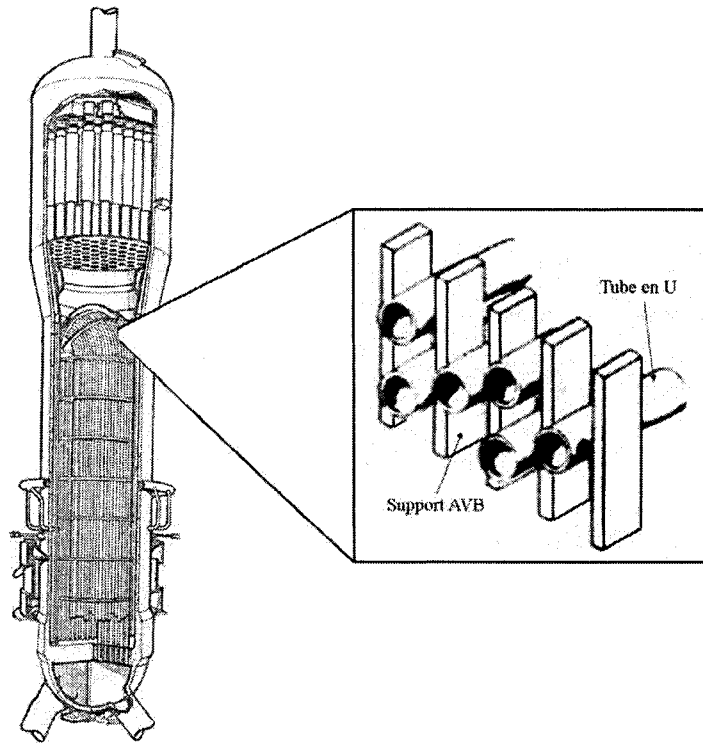


FIG. 1.1 Positionnement des barres anti-vibratoires.

effectués pour mieux comprendre l'instabilité fluide élastique opérant dans les faisceaux de tubes de générateurs de vapeur de centrales nucléaires. Nous verrons alors dans un premier temps les différents mécanismes vibratoires pour les écoulements externes transverses, puis dans un second temps nous apporterons la lumière sur les différentes études déjà réalisées par une revue de littérature détaillée. Nous donnerons ensuite les buts et objectifs de notre projet pour enfin donner la structure de ce présent mémoire.

1.2 Les mécanismes vibratoires pour un écoulement transverse externe

Dans cette partie nous allons faire un récapitulatif des différents mécanismes vibratoires que peuvent subir les tubes des générateurs de vapeur. Nous distinguons trois

mécanismes connus à ce jour pour un écoulement transverse externe, qui peuvent engendrer de fortes vibrations de nos tubes. On distingue alors : Les phénomènes périodiques, les excitations aléatoires dues à la turbulence du fluide ainsi que l'instabilité fluide élastique.

1.2.1 Les phénomènes périodiques

1.2.1.1 Les tourbillons alternés

Les tourbillons alternés ou tourbillons de Von Karman sont des tourbillons causés par la séparation instable d'un écoulement autour d'un corps peu profilés tel qu'un cylindre. Ces tourbillons peuvent s'observer qu'à l'intérieur d'un intervalle de nombres de Reynolds (Re). Lorsqu'un tourbillon se détache de l'objet en question, un écoulement dissymétrique se forme autour de l'objet, modifiant ainsi la distribution des pressions. La séparation alternée des tourbillons peut alors provoquer sur l'objet une portance périodique qui cause des vibrations. En aval de l'objet se crée alors une allée de Von Karman, qui présente la forme de l'écoulement, comme l'on peut le voir sur la figure 1.2. Si la fréquence de séparation est proche de la fréquence propre du système on observe alors une résonance, et le système subit alors des vibrations excessives. Un nombre adimensionnel appelé nombre de Strouhal, S donne la fréquence des fluctuations, f_s que subit l'objet. Cette fréquence est donnée par l'équation 1.1 :

$$f_s = \frac{SV}{D}, \quad (1.1)$$

où V est la vitesse de l'écoulement et D le diamètre du tube. On remarquera, comme nous le montre la figure 1.3, que la résonance due aux tourbillons alternés peut apparaître de manière localisée, dans une plage de vitesse d'écoulement restreinte correspondant à la zone d'accrochage des vortex. Pour un faisceau de tubes



FIG. 1.2 Tourbillons de Von Karman formés par des nuages aux abords des îles Juan Fernandez.

en configuration triangle tourné, le nombre de Strouhal est donné par l'équation 1.2 (Pettigrew, 1981).

$$S = \frac{1}{2} \frac{D}{P} \quad (1.2)$$

Soit pour un faisceau de tubes de rapport $\frac{P}{D} = 1,5$ $S=0,33$. Pour un faisceau de tubes soumis à un écoulement diphasique transverse, Taylor suggèrent que l'ajout de la phase gazeuse réduit la formation des vortex (Taylor et al., 1989). Au-delà d'un titre volumique de 15% aucun indice de formation de vortex n'est trouvé. Il a été ainsi démontré qu'un faisceau de tubes triangulaires tournés soumis à un écoulement diphasique transverse n'est pas sujet à la formation de tourbillons alternés, et ceci reste valable pour de hautes fractions de vide (80% à 95%) (Pettigrew, 2004). Car en effet dans un écoulement diphasique les bulles sont attirées au centre du tourbillon. Lorsque celles-ci sont trop nombreuses, elles brisent leur formation.

1.2.1.2 Mécanismes de vibration impliqués par des forces quasi-périodiques

Une étude récente élaborée au laboratoire d'interaction Fluide-Structure de l'école Polytechnique de Montréal, a prouvé l'existence de forces quasi-périodiques au sein d'échangeurs de vapeur, qui causent de nombreuses vibrations des tubes composants ces derniers. Différent des tourbillons alternés, ce phénomène est grandement affecté par l'espace entre les tubes en amont et en aval. En effet ces forces sont induites par les oscillations du sillage des tubes amont et aval (Pettigrew et al., 2005).

1.2.2 Excitations aléatoires dues à la turbulence du fluide

Les variations de pression aléatoires à la surface des cylindres excitent celui-ci qui se met alors à vibrer. Les premières études sur les excitations aléatoires sont le fruit du travail de Pettigrew et Gorman (Pettigrew, 1973). Il faudra attendre les débuts des années 1980 pour voir apparaître les premières données pour des faisceaux de tubes soumis à des écoulements diphasiques transverses (Heilker, 1981), (Remy, 1982), (Nakamura et al., 1982). L'effet de la turbulence est alors étudié pour des taux de vide allant de 5% à 93% (Pettigrew et al., 1985). A la même époque Axisa apporte des résultats pour de hauts taux de vide, pour des mélanges vapeur-eau (Axisa et Boheas, 1985), puis air-eau (1986). Pettigrew (1985) et Axisa (1985) établissent que même si la turbulence est plus prononcée pour des fluides diphasiques, l'instabilité fluide élastique prédomine par rapport aux excitations aléatoires dues à la turbulence du fluide. Cependant on remarquera qu'avant l'instabilité fluide élastique les tubes sont soumis à ces excitations aléatoires, qui entraînent de faibles amplitudes de vibration, mais suffisantes pour causer un contact avec les barres anti-vibratoires et causer ainsi une usure par frottement des tubes.

1.2.3 Instabilité fluide élastique

Comme nous venons de le voir, les chercheurs s'accordent pour affirmer que l'instabilité fluide élastique est le mécanisme vibratoire prédominant dans les faisceaux de tubes qui composent les générateurs de vapeur, ou échangeurs de chaleur, soumis à des écoulements transverses monophasique et diphasique. Pettigrew et Taylor (1994) font un récapitulatif de ce mécanisme pour des écoulements transverses. Ils affirment que dans un faisceau de tubes les forces hydrodynamiques appliquées à un tube sont affectées par le mouvement propre du tube, mais aussi par le mouvement des tubes voisins. Il y a donc création d'une interaction entre les forces hydrodynamiques et le mouvement du tube. L'instabilité fluide élastique est alors possible uniquement si lors d'un cycle de vibration le système absorbe plus d'énergie qu'il ne peut dissiper sous l'effet de l'amortissement. La théorie linéaire prédit alors l'accroissement "infini" de l'amplitude des vibrations. En pratique la présence des tubes voisins et les effets non linéaires du jeu entre les tubes et les supports imposent une limite à l'amplitude de vibration des tubes. Ceci étant, lors de l'instabilité les contacts avec les supports peuvent être violents, ce qui peut créer une usure et des bris très rapide. La figure 1.3 donnée par Gorman (1976) montre la différence entre les trois mécanismes de vibrations cités ci-dessus. On remarque bien sur cette figure que si l'on augmente la vitesse de pas du fluide, l'amplitude de vibration ne diminue pas, et au contraire augmente drastiquement. Ceci donne une différence fondamentale entre la résonance causée par les tourbillons alternés et l'instabilité fluide élastique. Nous verrons par la suite plus de détails quant à l'instabilité fluide élastique qui nous intéresse particulièrement car elle prédomine grandement dans les échangeurs de chaleur et générateurs de vapeur. La section suivante est alors dédiée à une revue de littérature sur les instabilités fluide élastiques.

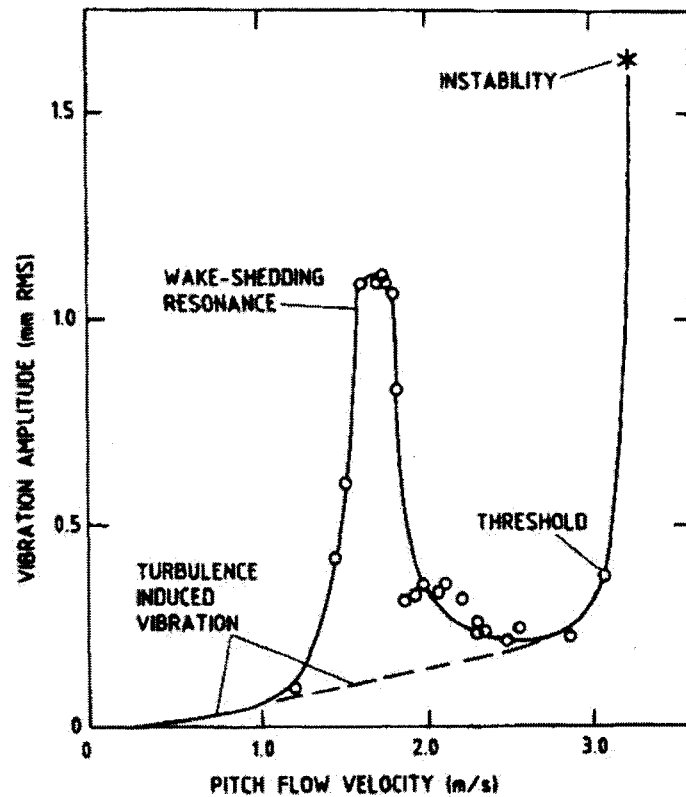


FIG. 1.3 Réponse vibratoire d'un faisceau de tubes montrant les trois mécanismes vibratoires, (Gorman, 1976).

1.3 Revue de littérature sur les instabilités fluide élastiques

1.3.1 Stabilité des faisceaux de tubes

Étant donné que l'industrie nucléaire connaissant un essor grandissant depuis les années 50, de nombreux problèmes doivent être résolus pour assurer une sécurité optimale des réacteurs nucléaires. Mais certains problèmes persistents notamment dans les générateurs de vapeur, on doit trouver une solution pour éviter de longues et coûteuses opérations de maintenance.

Il faudra donc attendre une étude menée par Roberts pour donner le coup d'envoi

à de nombreuses études en la matière (Roberts, 1962). Il étudie l'instabilité fluide élastique pour un groupe de cylindres soumis à un écoulement transverse externe. Il dispose de deux montages pour mener à bien ses tests, l'un composé d'une seule rangée de tubes flexibles dans la direction de l'écoulement et l'autre composé de deux rangées de tubes identiques au premier montage. Il observe ainsi la présence de jets qui oscillent à la même fréquence que les vibrations des tubes. Il observe que le déplacement à tour de rôle des tubes d'une rangée, en amont et en aval d'une quantité suffisante entraînait un va-et-vient des jets. Il pense alors que ces jets sont la cause de l'instabilité (Roberts, 1962). Malheureusement son modèle n'est que l'ébauche de ce qui se passe réellement et devient donc inutilisable pour des rangées de tubes, car il surestime les vitesses critiques d'instabilité.

Connors (1970) développe alors un critère permettant de définir la vitesse critique d'instabilité. Il s'appuie sur le montage de Roberts (1962) en utilisant un montage à une seule rangée de tubes, puis deux rangées de tubes soumis à un écoulement monophasique transverse. Il observe alors une augmentation abrupte de l'amplitude de vibration des tubes, et donne ainsi une manière de prédire l'instabilité (Connors, 1970). Il développe ainsi un modèle quasi-statique, et mesure les forces agissant sur des tubes fixes, en déplaçant points par points le cylindre central pour simuler un cycle de vibration. Il en déduit que les tubes extraient l'énergie provenant du fluide par le moyen d'un mécanisme fluide élastique, indépendant du temps, qui est dû au déplacement des tubes. Il suppose donc que les forces d'excitations sont proportionnelles aux déplacements des tubes, et par une analyse quasi-statique il établit alors le critère bien connu dès lors. A la grande différence de Roberts (1962), Connors affirme que les jets oscillants ne sont pas la cause de l'instabilité fluide élastique (Connors, 1970). Il calcule alors le travail des forces du fluide, en prenant soin de ne pas inclure la part due aux jets, dans les directions de portance et de traînée. Il obtient alors l'équilibre des énergies dans les deux directions, et c'est en résolvant ces deux équations qu'il établit son critère. La relation 1.3 nous donne

l'expression de ce critère :

$$\frac{U_c}{fD} = K \left(\frac{2\pi \zeta m}{\rho_m D^2} \right)^n. \quad (1.3)$$

Avec U_c étant la vitesse critique d'instabilité, f la fréquence de vibration du faisceau de tubes, ζ l'amortissement total, ρ_m la masse volumique du mélange, D le diamètre de tube et m la masse linéique des tubes. Plus de précision sur ces termes seront apportés ultérieurement. Connors dans son étude en trouve une valeur de la constante $K = 9,9$, pour un exposant $n = 0,5$ et un rapport $\frac{P}{D} = 1,41$. Cette formule est reprise par la suite par Blevins, qui l'adapte pour un faisceau de tubes à plusieurs rangées (Blevins, 1974). La constante étant prise à 9,9 n'est plus correcte, car elle surestime les vitesses critiques d'instabilité.

C'est grâce à la collaboration entre l'industrie du nucléaire et les universités que de nouvelles études sont faites dans ce domaine. C'est alors que Pettigrew et son équipe préconisent pour le design de générateur de vapeur une constante K de 3,3 pour un exposant n de 0,5 qui reflète avec plus d'exactitude la réalité (Pettigrew et al., 1978). Cette valeur ramenée à $K=3$ est maintenant utilisée par les concepteurs.

Récemment une étude sur les instabilités fluide élastique dans un faisceau de tubes soumis à un écoulement diphasique externe transverse, conduit par Violette donne une nouvelle valeur de cette constante. En plus d'avoir démontré qu'une instabilité fluide élastique peut se produire à l'intérieur d'un faisceau de tubes beaucoup plus flexibles dans la direction de sa traînée et soumis à un écoulement diphasique transverse, il trouve une valeur de $K = 8$ (Violette, 2005). De même une étude très récente menée par Khalvatti réalisée en soufflerie montre que cette constante diminue avec l'augmentation de l'angle d'attaque du fluide (Khalvatti et al., 2007). Cette étude pose alors le problème de savoir quelle est la constante à utiliser pour le design des générateurs, sachant que la région haute des tubes en U voit arriver le fluide suivant plusieurs angles d'attaques (de 0 degré à 90 degrés).

La majorité de ces études sont réalisées avant tout dans un but pratique, pour palier aux différents problèmes qu'engendrent les instabilités fluide élastiques. Néanmoins d'autres études sont réalisées pour mieux comprendre les différents mécanismes physiques sous-jacents à ces phénomènes.

1.3.2 Les mécanismes de l'instabilité fluide élastique

Comme nous l'avons dit précédemment les études préalables ont été réalisées en application directe pour l'industrie sans trop se soucier des phénomènes physiques fondamentaux. Cependant de nombreux chercheurs se sont penchés sur le sujet et ont apporté quelques réponses qui pour certaines restent à étayer. C'est ainsi que de nombreux modèles théoriques sont élaborés. Une des découvertes majeures concernant les instabilités fluide élastiques concerne la présence de deux mécanismes d'instabilité. Chen (1984) dans un premier temps, puis Price et Paidoussis (1986) et Yetisir et Weaver (1993) dans un second temps ont découvert la présence de ces deux mécanismes d'instabilité. Le premier mécanisme ou mécanisme contrôlé par la raideur, est une instabilité dynamique causée par les forces liées au déplacement des cylindres (Chen, 1984; Price, 1986; Yetisir, 1993). Pour ce type d'instabilité, c'est l'interaction entre les différents degrés de liberté du faisceau qui en est la cause. Au moins deux degrés de liberté sont nécessaires pour qu'une instabilité puisse se développer. Chen affirme alors que la source d'une telle instabilité est l'aspect non symétrique de la matrice de raideur du fluide (Chen, 1987). L'autre mécanisme est causé par la non conservation des forces d'amortissement du fluide. Ce phénomène apparaît lorsque les forces d'excitations sont en phase avec la vitesse, d'où son nom de mécanisme contrôlé par l'amortissement. L'apparition de ce type de mécanisme est possible pour un système à un seul degré de liberté ou plus. Les forces appliquées sur le cylindre de référence dues au mouvement vibratoire des cylindres adjacents sont alors négligeables. Les cylindres peuvent donc être instables indépendamment

des autres.

1.3.3 Les modèles théoriques

De nombreux modèles ont été développés pour prédire l'instabilité dans un faisceau de tubes. Tous abordés avec un fluide monophasique, ils permettent de prédire avec plus ou moins d'exactitude les vitesses critiques d'instabilité, et donc les domaines d'instabilité. Le but de cette section n'est donc pas de donner dans tous leurs détails les différents modèles établis, pour cela l'auteur préconise la lecture de la revue de Price répertoriant l'ensemble des modèles théoriques (Price, 1995), mais de donner un bref aperçu des différents modèles créés.

1.3.3.1 Le modèle quasi-statique

Ce modèle, utilisé par Connors et qui lui a permis de développer sa célèbre relation (équation 1.3) suggère que les caractéristiques dynamiques du fluide de cylindres oscillants dans un écoulement à un instant donné sont les mêmes pour des cylindres fixes se situant au même endroit correspondant au même moment comme le montre la figure 1.4 (Connors, 1970). Sur la figure 1.4 le tube fixe à la position 1 reçoit,

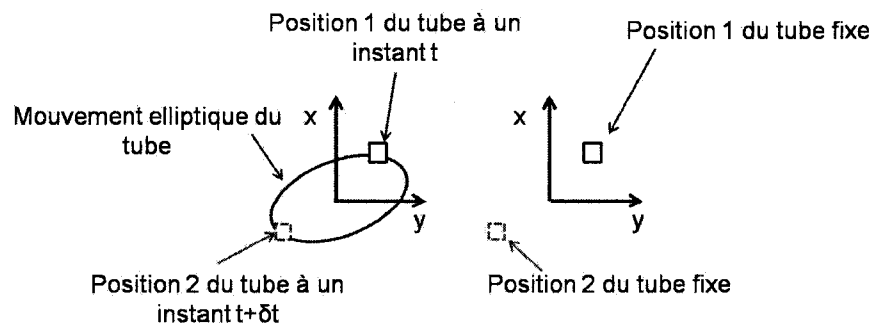


FIG. 1.4 Définition du modèle quasi-statique.

selon la théorie quasi-statique les mêmes forces hydrodynamiques que le tube en mouvement à la même position 1. Il en est de même pour la position 2. Ce modèle sera repris par Blevins (1974) pour l'adapter à des faisceaux de plusieurs rangées.

1.3.3.2 Le modèle quasi-stable

Le modèle quasi-stable pose l'hypothèse que le mouvement d'un cylindre change uniquement la vitesse relative (Price, 1986). De ce fait les coefficients de traînée et de portance sont définis selon la position du cylindre. Ils sont alors identiques à ceux mesurés, ou calculés sur un système stationnaire. Le système ressent alors directement le déplacement relatif dû à la vitesse relative. Ce modèle est néanmoins correct si l'on peut négliger la vitesse de vibration au regard de la vitesse de l'écoulement. Ce modèle est alors valide uniquement si la vitesse réduite, ou vitesse adimensionnelle est supérieur à 10 (Blevins, 1974). Ce modèle prend ainsi en compte le mouvement des cylindres voisins en tenant compte du temps de retard que met un cylindre à réagir au mouvement des cylindres voisins. Il faudra attendre que très récemment qu'un modèle basé sur celui de Price et Païdoussis (1986) soit adapté pour les écoulements diphasiques. Shahriary dans son mémoire de maîtrise expose l'adaptation qu'il a réalisé pour prédire les vitesses d'instabilités pour un écoulement diphasique de manière assez exacte (Shahriary, 2007).

1.3.3.3 Les modèles instables

Ces modèles sont basés sur la mesure des forces instables du fluide agissant sur un cylindre oscillant. Chen est le premier à développer un modèle analytique basé sur la mesure de telles forces pour prédire les instabilités fluide élastiques (Chen, 1987). En effet il utilise les résultats de Tanaka et Takahara sur les mesures des

forces instables (Tanaka, 1981) pour développer son modèle analytique. Il en déduit ainsi les deux mécanismes d'instabilité : le mécanisme contrôlé par l'amortissement et le mécanisme contrôlé par la raideur. Son modèle est en fait la généralisation des modèles quasi-statique et quasi-stable. Mais malheureusement, bien que très précis, ce modèle est très difficile à mettre en œuvre compte tenu du grand nombre de données à apporter et la difficulté à obtenir les coefficients de forces du fluide.

1.3.3.4 Les modèles de la mécanique des fluides assistés par ordinateur

La tendance actuelle dirigée par l'avancée technologique en informatique est d'utiliser cet outil sans limite qu'offre les dernières générations d'ordinateurs. Beaucoup moins coûteux que la réalisation d'expériences, de nombreux chercheurs essaient désormais de prédire les instabilités fluide élastiques de manière numérique. Quelques codes sont alors développés pour la prédiction de telles instabilités, mais que pour un écoulement monophasique. Ainsi Watteaux réalise un code numérique utilisant les dérivés de stabilité, pour prédire le comportement des vitesses et des pressions pour un faisceau de tubes soumis à un écoulement monophasique à Reynolds 20 (Watteaux et al., 2007).

Nous citerons par la même occasion les modèles d'écoulements non visqueux (Dalton, 1971), les modèles instables ou encore les modèles semi-analytiques (Lever, 1986). Comme nous l'avons dit peu de travaux ont été effectués pour des écoulements diphasiques, dus à leurs complexités. Il faudra alors attendre les années 90 pour voir apparaître des travaux concernant la mesure de forces hydrodynamiques en écoulements diphasiques transverses, ce qui permet de mieux adapter les modèles théoriques et de comprendre plus en profondeur les phénomènes physiques derrière les instabilités fluide élastiques. Dans un premier temps un premier modèle est développé (Marn, 1992), puis les travaux de Mureithi et Nakamura (1996), basés sur

la théorie sur l'instabilité de Chen (1987) visent à calculer les forces d'excitations du fluide dans un écoulement diphasique (eau-vapeur) transverse. Ils permettent donc, grâce à ces données, de calculer les domaines d'instabilité avec une précision assez fine pour des écoulements homogènes (Mureithi, 1996).

1.3.4 Objectifs de la recherche

Nous avons vu au terme de la revue de littérature, que peu de données sont disponibles à ce jour pour des écoulements diphasiques transverses. Deux problèmes majeurs à cela :

- La conception de composants de centrales nucléaires ne se trouve pas optimisé
- Les phénomènes physiques concernant les instabilités fluide élastiques sont donc encore mal connus

A l'ère des énergies renouvelables, la course à l'efficacité énergétique est un enjeu primordial. Il convient donc d'améliorer le design de ces composants, pour ainsi permettre une meilleure efficacité. Pour cela on peut retrouver des lignes de conduites à suivre pour le design, comme le recommande Pettigrew et Taylor (1991), mais celles-ci se retrouvent affectées par le manque crucial de données.

La mission première de ce mémoire est donc d'apporter les données nécessaires pour le design des générateurs de vapeur. Dans un second temps il convient de comparer ces résultats avec ceux obtenus par Khalvatti (2008) mais cette fois en écoulement diphasique, ainsi que ceux obtenus par Violette (2005) pour observer le changement entre un faisceau de tubes entièrement flexible et un faisceau partiellement flexible. D'autre part nous essayerons de comprendre plus en détails les phénomènes physiques sous-jacents à l'instabilité fluide élastique.

1.3.5 Structure du mémoire

Cette section met fin au premier chapitre de ce mémoire. Le lecteur a été informé des avancées effectuées dans le domaine des instabilités fluide élastiques. Maintenant que celui-ci est familier avec ce phénomène nous allons exposer dans la suite de ce mémoire les expériences effectuées ainsi que les résultats obtenus. Dans un second chapitre nous verrons donc le montage expérimental, ainsi que les procédures d'essais. Puis dans un troisième chapitre l'auteur pourra trouver les différents résultats expérimentaux de notre étude. Il pourra ainsi prendre connaissance, par le quatrième chapitre des différentes analyses que nous avons avancées. Les conclusions que l'on pourra tirer de cette recherche mettra un terme à ce mémoire dans un cinquième chapitre.

CHAPITRE 2

MATÉRIELS ET PROCÉDURES EXPÉRIMENTALES

Ce chapitre donne aux lecteurs les différentes méthodes utilisées ainsi que les différents matériels, pour la mise en œuvre des essais réalisés. Dans un premier temps le lecteur se familiarisera avec la section d'essais utilisée, puis dans un second temps il prendra conscience des différents procédés utilisés pour mener à bien les essais.

2.1 Boucle d'essais

Un générateur de vapeur étant trop onéreux et trop encombrant, il a été convenu de créer une section d'essais modélisant une partie de cet équipement de centrale nucléaire. Cette section représente la zone dans laquelle les tubes que composent ces générateurs sont soumis à des vibrations intenses, dues à un écoulement transverse de fluide diphasique. Cette section est alors intégrées sur la boucle primaire d'essais du laboratoire d'interaction Fluide-Structure de l'École Polytechnique de Montréal. Elle permet ainsi de modéliser la région haute des tubes en U des générateurs de vapeur communément utilisés dans l'industrie nucléaire. La figure 2.1 nous montre alors le parallèle entre les générateurs de vapeur et notre montage expérimental. Cette section va donc nous permettre de procéder à de nombreux essais, pour pouvoir étudier les différents phénomènes œuvrant dans les générateurs de vapeurs. La section d'essais utilisées pour effectuer cette recherche sera détaillée plus tard dans ce chapitre.

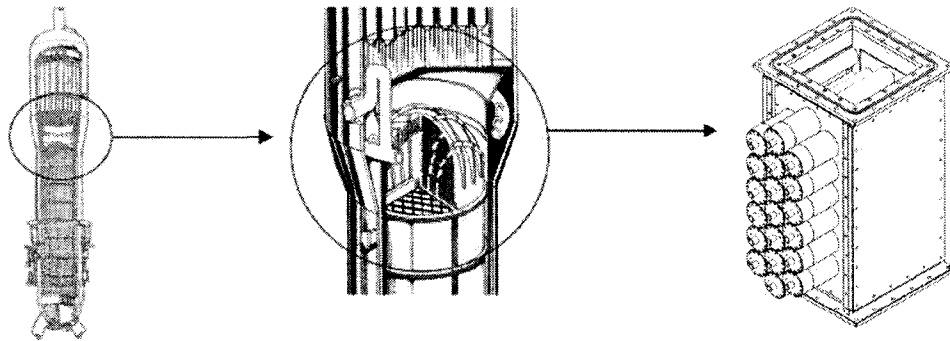


FIG. 2.1 Modélisation du générateur de vapeur.

2.1.1 Les moyens mis en œuvre pour la réalisation des essais

Il est question dans ce projet d'utiliser un fluide diphasique permettant de simuler de façon la plus similaire possible et la plus facile, en terme de mise en œuvre, l'écoulement transverse du mélange eau-vapeur que l'on retrouve dans les générateurs de vapeur de toutes centrales nucléaires. Plusieurs fluides ont été utilisés aux cours de nombreuses recherches. Tout d'abord le mélange eau-vapeur qui représente la meilleure solution pour simuler la réalité. Malheureusement ce mélange possède trop de contraintes pour pouvoir être utilisé de façon simple dans un laboratoire de recherche tel que celui de l'École Polytechnique. Effectivement de gros enjeux de sécurité et de coût d'un tel dispositif en font une solution rejetée, pour pouvoir l'étudier. D'autres fluides ont été utilisés, tel le Fréon qui a la particularité de s'évaporer à une faible température, ce qui simplifie la mise en œuvre de ce système. Ce dernier reste néanmoins un système très onéreux. D'autre part le mélange air-eau reste le plus facile à mettre en œuvre et est le moins coûteux. Le problème majeur de ce mélange est la taille des bulles qui peuvent en faire un modèle plus ou moins correct. Néanmoins Axisa et al. montrent que les résultats obtenus à partir du mélange air-eau restent un très bon compromis entre finesse des résultats et facilité de mise en œuvre (Axisa et al., 1984). Pour ces raisons nous avons utilisé un mélange

air-eau pour simuler l'écoulement transverse s'établissant dans les générateurs de vapeur.

2.1.2 Boucle diphasique

Dans cette partie nous allons décrire les différents composants de la boucle diphasique. Elle possède deux composants principaux : Tout d'abord la boucle à proprement parlée, puis la section d'essais, qui simule la partie supérieure des tubes en U. Cette machine permet la circulation du mélange diphasique en boucle fermée. La figure 2.2 donne la disposition de chaque composant au sein de la boucle d'essais.

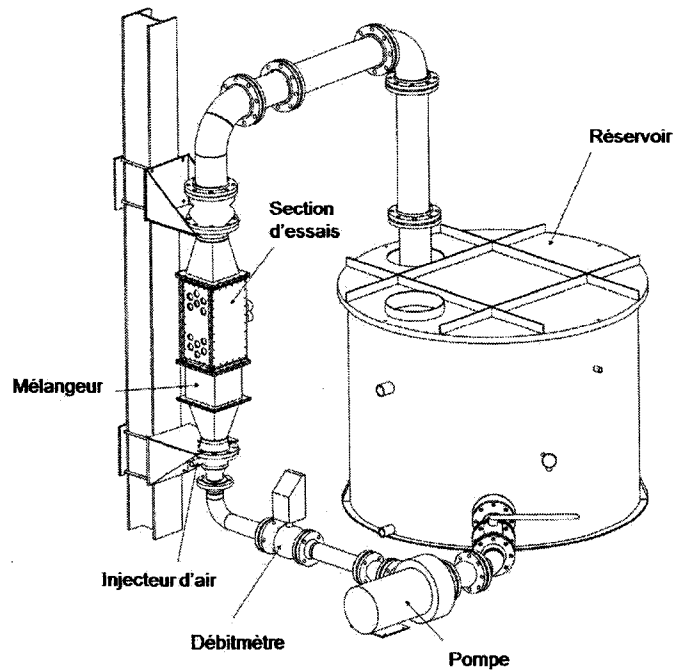


FIG. 2.2 Boucle diphasique du laboratoire d'interaction Fluide-Structure.

2.1.2.1 Cuve

La cuve permet de recueillir le mélange diphasique après son passage dans la section. Fabriquée en acier inoxydable elle a une capacité de 1250 litres d'eau.

2.1.2.2 Pompe

À la sortie de la cuve se trouve la pompe qui permet à l'eau de circuler dans la colonne où se trouve la section d'essais. Il s'agit d'une pompe *Goulds Pumps* modèle *SSH 23H2K5E0*, à débit variable couvrant une gamme de 0 à 25 L/s.

2.1.2.3 Débitmètre

Situé à la distance préconisée par le constructeur, un débitmètre magnétique *Danfoss* de type *Mag 5000* vient lire le débit d'eau généré par la pompe. Ceci nous permettra donc d'obtenir les conditions d'écoulement voulues.

2.1.2.4 Injecteur d'air

Pour effectuer le mélange diphasique un injecteur d'air comprimé est placé à l'entrée de la section d'essais. L'air comprimé est fourni par le service d'air de l'École Polytechnique. Il est alors possible de contrôler le débit d'air entrant grâce à deux plaques à orifices branchées directement sur les lignes d'approvisionnement de l'établissement. L'air circulant dans les tuyaux arrive au niveau de la plaque à orifice qui laisse passer l'air par l'orifice voulu. Ainsi deux plaques permettent de contrôler soit, des bas débits d'air, de 10 à 50 scfm (5 à 23 L/s pour des conditions de pression et de température standards) : Plaque à orifice de 13 millimètres de dia-

mètre. Soit des hauts débits d'air, de 50 à 500 scfm (23 à 235 L/s pour les mêmes conditions standards de pression et de température) : Plaque à orifice de 30 millimètres de diamètre. L'air est introduit dans l'injecteur de manière uniforme selon trois directions : Dans la direction de l'écoulement et suivant un angle de trente degrés de part et d'autre de la direction de l'écoulement au centre du tube d'arrivée d'eau, de telle sorte que l'air soit réparti de manière uniforme avant d'entrée dans le mélangeur.

2.1.2.5 Homogénéisateur

L'homogénéisateur va permettre au fluide diphasique air-eau de bien se mélanger avant d'entrer dans la section d'essais. Situé juste à l'entrée de la section d'essais il est constitué de deux plaques de tôle ondulée de 1/32 de pouce d'épaisseur (0,8 millimètre) en acier inoxydable, positionnées à 90 degrés l'une de l'autre, comme l'on peut le voir sur la figure 2.3.

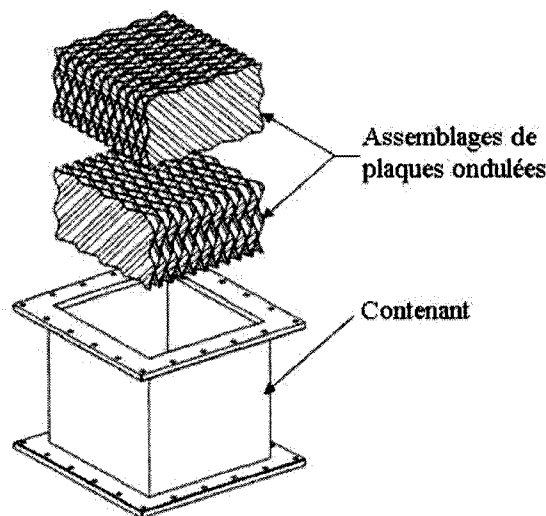


FIG. 2.3 Homogénéisateur, permettant le mélange uniforme de l'eau et de l'air.

2.1.3 Section d'essais

La section d'essais est la partie principale de la boucle diphasique. Elle est constituée de trois parties principales : L'armature en acier inoxydable, les tubes flexibles en aluminium et les plaques avant et latérales en acrylique, ce qui nous permet d'observer les vibrations des tubes, ainsi que l'écoulement du fluide diphasique pour les différentes conditions d'essais. La figure 2.4 montre la disposition de toutes ces composantes. Cette section d'essais est identique à celle utilisée dans les précédentes

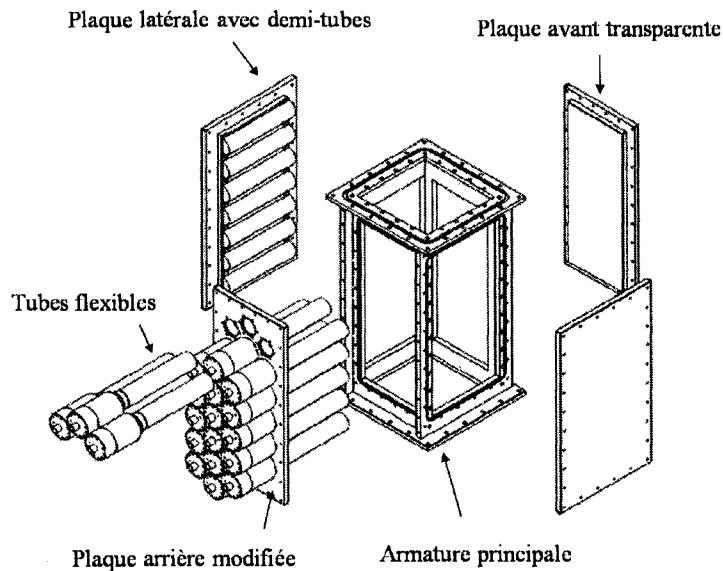


FIG. 2.4 Vue des composants de la section d'essais.

études (Violette, 2005) à la différence des tubes qui sont maintenant tous flexibles suivant une direction préférentielle. En effet les lamelles flexibles que composent les tubes sont conçues pour être plus beaucoup flexibles suivant une seule direction. Les tubes sont ainsi sujets à vibrer dans la direction où ils sont les plus flexibles. Pour pouvoir tourner les tubes suivant les différents angles d'attaques du fluide (0 degré, 30 degrés, 60 degrés, 90 degrés) la plaque arrière a dû être modifiée. Dans

le tableau 2.1 ci-dessous est présenté les différentes caractéristiques propres à cette boucle. On notera que les proportions d'un générateur de vapeur ont été gardées. On a donc un ratio distance intertubes sur le diamètre égal à 1,5. De plus la section est en configuration triangles tournés, c'est-à-dire que trois tubes adjacents forment un triangle avec un coté parallèle à l'écoulement du fluide comme montré à la figure 2.5.

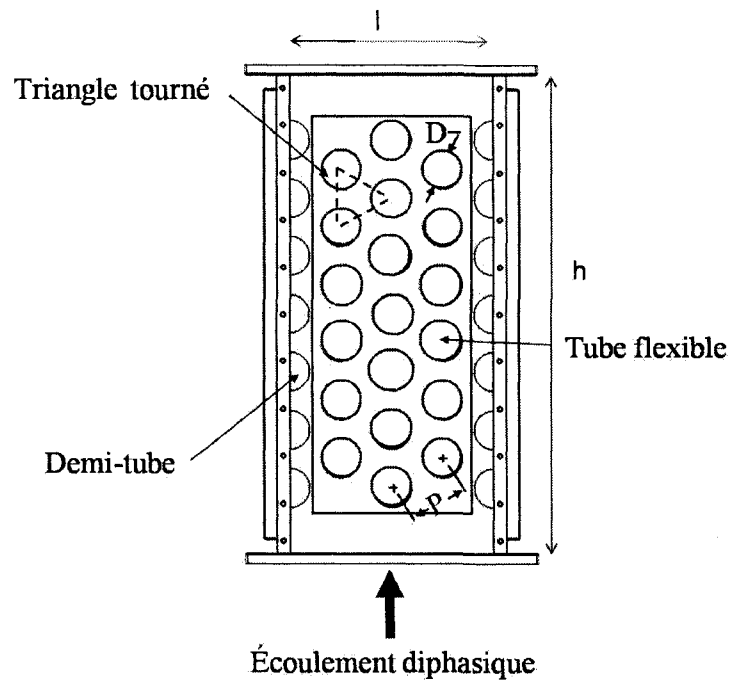


FIG. 2.5 Vue de face de la section d'essais.

Dimension de la section l x L x h	222mm x 260mm x 489mm
Nombre de tubes flexibles	19
Nombre de demi-tubes	14
Diamètre des tubes	38 mm
Configuration du faisceau	triangle tourné
Aire d'écoulement libre	0.038 m ²

TAB. 2.1 Données caractéristiques de la section d'essais.

Tubes flexibles

La grande différence entre cette étude et les précédentes se trouve dans le fait que le faisceau de tubes est maintenant entièrement flexible. Chaque tube peut désormais vibrer dans une direction précise. On étudie alors les vibrations occasionnées par l'écoulement diphasique selon différents angles d'attaques du fluide. Plus de précisions seront apportées sur ce point ultérieurement. La figure 2.6 montre ainsi les différentes parties des tubes qui composent le faisceau de tubes. La lamelle plate a

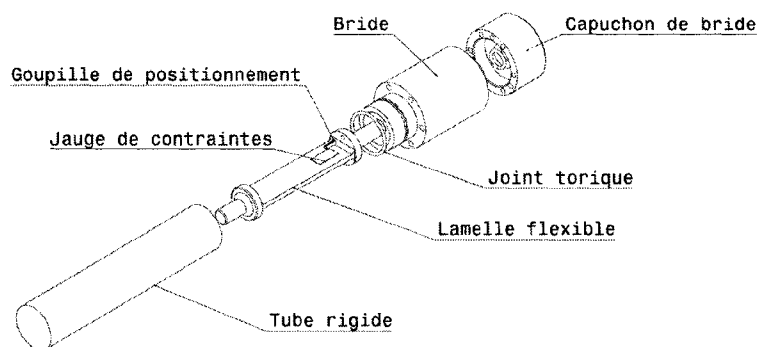


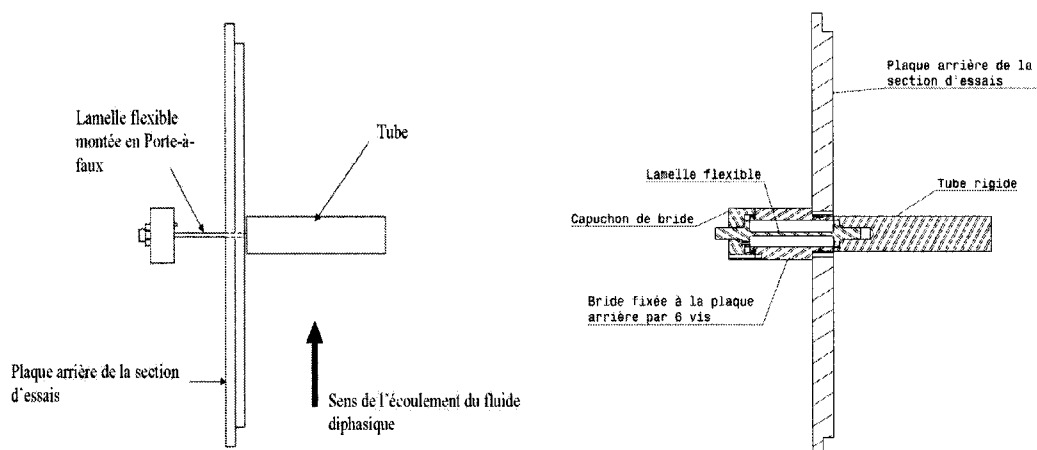
FIG. 2.6 Vue éclatée d'un tube flexible.

été dimensionnée pour obtenir une fréquence naturelle structurale de 14Hz dans la direction latérale. Sur la base de ces lamelles sont collées des jauges de contraintes qui permettent ainsi de mesurer leurs déformations, dues aux forces hydrodynamiques appliquées sur les tubes rigides. Ces jauges sont reliées à un conditionneur de signal qui nous permet de collecter les différentes valeurs de ces déformations. Ceci sera vu plus en détail dans la partie suivante.

Une goupille vient stopper la rotation de la lamelle par rapport à la bride, et donc assurer le positionnement entre ces deux pièces. Les joints toriques assurent l'étanchéité de l'assemblage. Lors de la mise en eau de la section d'essais, de l'eau est emprisonnée dans la bride, ce qui peut entraîner une humidité nuisible pour les jauges de contraintes. Pour cela une pâte étanche est apposée sur la lamelle et vient

donc protéger ces jauges. Deux problèmes sont à prendre en considération pour ce montage. D'une part la pose de cette pâte augmente légèrement l'amortissement structural de ces lamelles, mais ceci reste faible comparativement aux mêmes lamelles non instrumentées n'ayant pas cette pâte. D'autre part la prolongation des tubes dans l'eau peut tout de même causer une humidité importante sur les jauges, et donc entraîner une dérive des mesures. Cette dérive est facilement remarquable lors de la prise de mesure, et l'auteur préconise donc de mettre l'ensemble des tubes dans une étuve chauffée à 50 degrés Celsius pendant plusieurs heures, pour permettre à cette humidité de s'échapper.

Pour bien comprendre comment sont positionnés les tubes dans la section, la figure 2.7 nous donne l'implantation de ces derniers. Ils sont fixés d'un coté à la plaque arrière de la section, ce qui permet de créer un porte à faux, et donc laisse le tube libre de vibrer. Maintenant que le lecteur est familiarisé avec le matériel utilisé,



(a) Vue de côté d'un tube positionné sur la plaque arrière de la section d'essais. (b) Coupe d'un tube positionné sur la plaque arrière de la section d'essais.

FIG. 2.7 Positionnement des tubes.

nous allons dans la partie suivante exposer les différentes méthodes expérimentales qui nous ont permis d'obtenir les résultats escomptés.

2.2 Méthodes expérimentales

2.2.1 Instrumentation

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, des jauges de déformations sont utilisées pour la mesure des contraintes qui nous permettront de comprendre la dynamique vibratoire du faisceau de tubes. Dans notre faisceau de 19 tubes, seulement 7 tubes ont été instrumentés de cette manière. Ces 7 tubes sont les mêmes que ceux utilisés par Violette (2005) à l'exception des trous en bout de tubes, qui ont été rebouchés pour garder une homogénéité de masse linéique entre tous les tubes, et éviter de légères turbulences qu'ils pourraient causer.

Jauges de déformations

Couplées à un conditionneur de signal, les jauges permettent de mesurer les vibrations de chaque tube instrumenté. Leur comportement étant linéaire, il est très facile d'utiliser ce genre de matériel pour mesurer des déformations et des déplacements. Le modèle utilisé pour cette présente étude est le *CEA-06-125UN* fabriqué par *Vishay Micro-Measurement*, ayant une résistance nominale de $350\ \Omega$.

Conditionneur de signal

Comme mentionné précédemment, un conditionneur de signal est indispensable pour générer les signaux des ponts ou des demi-ponts de Wheatstone nécessaires au fonctionnement des jauges. Ce qui permet de mesurer les déformations des lamelles qui sont soumises à l'écoulement du fluide diphasique. Le conditionneur *DMC 160* fabriqué par *Cooper Instrument* présente 8 cartes indépendantes, sur lesquelles sont branchées les jauges.

Analyseur de spectres

Un analyseur de spectres est alors branché en sortie du conditionneur de signal, pour permettre à l'opérateur de sauvegarder les résultats voulus. Pour ce faire nous avons utilisé un analyseur de spectres OROS de type OR38 combiné au logiciel NvGates v5.01. Ce dernier permet donc d'obtenir les analyses spectrales pertinentes pour notre étude.

2.2.2 Calibrage des jauges de déformations

Nous devons, dans un premier temps, pour mesurer les amplitudes des vibrations effectuer les calibrages rigoureux des jauges de déformations qui se trouvent sur les lamelles flexibles des tubes. Pour se faire nous disposons d'un voltmètre, et d'un pied à coulisse. Nous cherchons alors pour chaque jauge sa sensibilité que l'on implantera dans le logiciel NvGate. Ceci nous donnera donc le déplacement exacte du tube en fonction du temps. On vient à l'aide du pied à coulisse pousser l'extrémité libre du tube d'une longueur connue puis on lit la tension induite correspondante à cette longueur. On répète ce test pour plusieurs longueurs, puis on trace la réponse (voltage) en fonction du déplacement du tube. La pente de la droite nous donne alors la sensibilité de notre jauge. On vient ensuite régler le gain du conditionneur, pour équilibrer le pont de Wheatstone. Les figures 2.8 et 2.9 schématisent la méthode utilisée. Une fois les jauges calibrées, notre montage est alors prêt à l'emploi. Mais une grande question se pose ; comment définir nos conditions expérimentales ? Ceci est discuté dans la section suivante.

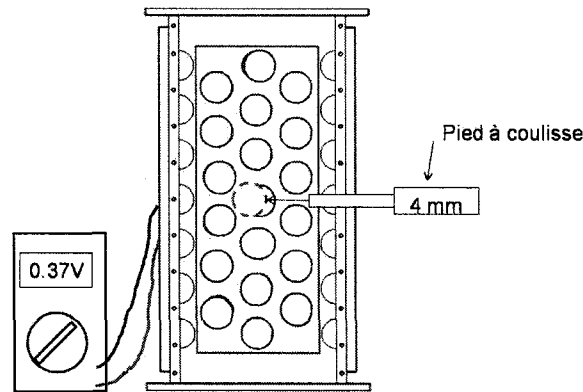


FIG. 2.8 Méthode de calibrage des jauges.

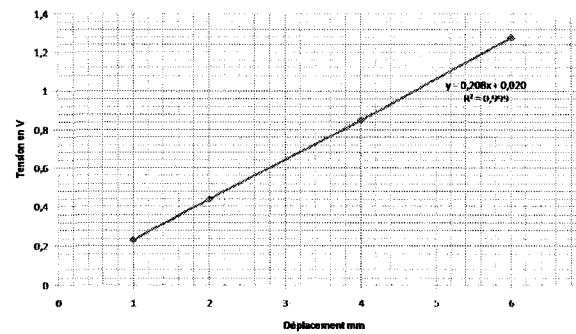


FIG. 2.9 Évolution du signal collecté par une jauge en fonction du déplacement du bout du tube.

2.2.3 Le modèle homogène

On retrouve dans la littérature différents modèles mathématiques qui permettent de prédire l'évolution du taux de vide pour un fluide diphasique. On compte parmi eux le "drift flux model", et le modèle homogène. Le premier modèle, développé par Zuber et Findlay, est un modèle théorique complexe, qui permet de prédire l'évolution du taux de vide réel dans un tube chauffé ainsi que la perte de pression apparaissant dans les générateurs de vapeur (Zuber and Findlay, 1965). Ce modèle permet de prendre en compte le glissement entre la phase gazeuse et la phase liquide du fluide étudié. Ce modèle bien que très précis est très difficile à mettre en

œuvre de manière expérimentale. Un modèle simplifié est alors de mise. Le modèle homogène, est un modèle simpliste, qui ne prend pas en compte ce glissement entre les phases liquide et gazeuse. On ne distingue donc plus le taux de vide moyen ε et le titre volumique ou la fraction volumétrique de vide β . Ce modèle simplifié serait alors très intéressant à utiliser à la vue de sa simplicité. Cependant il est beaucoup moins réaliste que le "drift flux model". Il est une bonne approximation pour des écoulements à bulles qui conservent une très bonne homogénéité entre les phases. Néanmoins ce glissement entre phases est très faible dans la zone intertubes d'un faisceau de tubes en configuration triangles tournés, ce qui correspond exactement à notre montage expérimental (Pettigrew et al., 2005). Le fluide garde des propriétés homogènes dans cette zone. Pour ces raisons nous avons utilisé dans cette présente étude ce modèle qui nous permet facilement de développer nos conditions expérimentales. Ce modèle met alors en jeu les propriétés physiques moyennes du fluide. Nous allons donc voir comment l'on définit les différentes propriétés physiques nécessaires à l'élaboration de nos conditions.

Nous définissons dans un premier temps la fraction volumétrique de vide, identique au taux de vide moyen dans le cas du modèle homogène, comme étant le volume de gaz divisé par le volume total du mélange. Puisque le glissement entre les phases est faible pour des taux de vide de 70%, 80% (Pettigrew et al., 2005) on définit alors cette fraction comme étant la fraction entre le débit volumique du gaz et le débit volumique total du mélange. On obtient l'équation 2.1 :

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_l + Q_g} \quad (2.1)$$

Le taux de vide moyen étant lui donné par l'équation 2.2

$$\beta = \frac{\varepsilon u_g}{\varepsilon u_g + (1 - \varepsilon) u_l} \quad (2.2)$$

Donc lorsque que le glissement $\frac{u_g}{u_l}=1$ (Vitesse du liquide = Vitesse du gaz) on retrouve que $\beta=\varepsilon$. De même on obtient la masse volumique du mélange par la formule 2.3

$$\rho_m = \beta\rho_g + (1 - \beta)\rho_l \quad (2.3)$$

De la même manière nous définissons la vitesse du mélange à l'entrée de la section d'essais comme suit :

$$U_\infty = \frac{Q_l + Q_g}{A_\infty} \quad (2.4)$$

Où A_∞ est l'aire de l'écoulement à l'entrée de la section d'essais. Entre autre pour toutes configurations du faisceau de tube, on définit la vitesse de pas comme étant :

$$U_p = U_\infty \left(\frac{P}{P - D} \right) \quad (2.5)$$

A l'aide des équations 2.1, 2.3, 2.4 et 2.5 on peut donc déterminer les débits d'air et d'eau nécessaires à l'obtention des conditions d'essais. Nous connaissons alors tous les paramètres nécessaires pour la conduite de nos essais d'instabilité.

Le but de notre étude étant de connaître les différentes vitesses d'instabilité et donc les domaines de stabilité du faisceau de tubes étudié ainsi que les régimes d'écoulement, il convient de connaître certains paramètres. La partie suivante est donc dédiée aux différents paramètres à connaître pour pouvoir tracer les différents domaines de stabilité.

2.2.4 Les paramètres de la relation de Connors

Comme nous l'avons vu précédemment la relation de Connors (1970), équation 1.3, nous permet de prédire les domaines de stabilité d'un faisceau de tubes. Cependant cette équation comporte des paramètres intrinsèques aux différents tubes que com-

posent le faisceau. La constante K de cette relation représentant en fait la stabilité du faisceau étudié. On pourra donc comparer deux faisceaux de tubes différents et comparer ainsi leur stabilité. On cherchera alors les valeurs de cette constante, qui renferme toute la dynamique du faisceau de tubes, pour les différentes configurations de faisceaux testées. Mais pour pouvoir évaluer cette constante, nous devons connaître au préalable, la vitesse critique d'instabilité, la fréquence de vibration du faisceau de tube, mais aussi, la masse linéique équivalente, l'amortissement et la masse volumique du fluide.

Vitesse critique d'instabilité U_{pc}

Plusieurs méthodes ont été élaborées pour déterminer la vitesse critique d'instabilité d'un faisceau de tube. Heilker et Vincent proposent de déterminer la vitesse d'instabilité lorsque les tubes s'entrechoquent (Heilker, 1981). Cette méthode est vite abandonnée, car elle ne définit pas bien la vitesse à laquelle le faisceau passe d'un régime stable à un régime instable. Soper (1983) a quant à lui proposé de tracer l'amplitude de vibration en fonction de la vitesse de l'écoulement et de prendre le point de la tangente aux points post-instabilité, sécant à l'axe des abscisses (Soper, 1983). D'autres comme The et Goyder prennent la vitesse pour laquelle l'amortissement est nul (Teh, 1988). On comprendra facilement que de grandes disparités dans l'obtention de la vitesse critique d'instabilité, peuvent apparaître, et donc changer de manière assez significative la valeur de la constante de Connors et donc de donner des résultats erronés. Il faudra attendre que Pettigrew et Taylor donnent une méthode systématique et pratique pour l'obtention de cette vitesse (Pettigrew, 1991). Pour cela distinguons deux cas pouvant se produire : Le premier, l'instabilité est très bien définie. Dans ce cas là il devient très facile d'établir cette vitesse, en prenant le seuil avant que l'instabilité n'apparaisse. Le deuxième cas ne présente pas de changement drastique dans l'évolution de l'amplitude. L'instabilité est dans ce cas là mal définie, et donc Pettigrew et Taylor préconisent de prendre la vitesse

correspondant à une amplitude de vibration excessive : Amplitude supérieur à 2% du diamètre du tube. La figure 2.10 permet de visualiser cette méthode. C'est cette méthode qui sera utilisée dans cette étude.

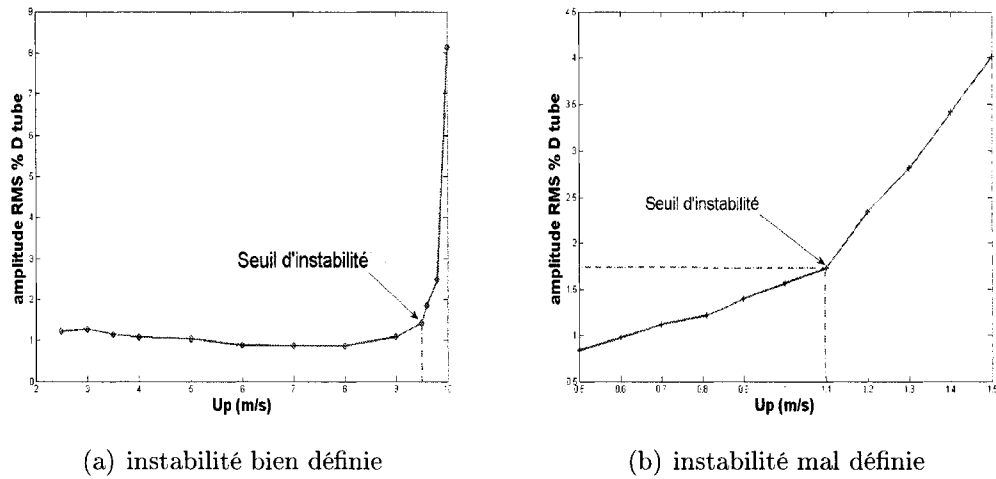


FIG. 2.10 Définition des instabilités.

Diamètre tube

Comme nous l'avons déjà explicité dans ce chapitre, le diamètre des tubes est de 38 mm.

Masse volumique

La masse volumique du mélange ρ_m est donnée par la formule 2.3.

Masse linéique des tubes m

La masse linéique totale comprend deux parties distinctes. La première est la masse linéique structurale du tube m_s en kg/m donnée par la formule 2.6.

$$m_s = \frac{\rho_t \pi D^2}{4} \quad (2.6)$$

où ρ_t est la masse volumique du tube. La deuxième est la masse ajoutée du fluide, ou masse hydrodynamique. Cette masse est en fait la masse de fluide déplacée par le mouvement du tube. Elle est donnée par la formule 2.7 (Pettigrew et al., 1989) :

$$m_f = \left(\frac{\rho_m \pi D^2}{4} \right) \frac{[(D_e/D)^2 + 1]}{[(D_e/D)^2 - 1]} \quad (2.7)$$

Où D_e est le diamètre équivalent du tube, qui se calcule par la relation 2.8 pour un faisceau de tube triangulaire (Rogers et al., 1984).

$$D_e = (0,96 + 0,5 \frac{P}{D})P \quad (2.8)$$

On a donc la masse linéique totale comme étant la somme de ces deux masses.

$$m = m_s + m_f \quad (2.9)$$

Il se peut cependant que de l'eau reste emprisonnée dans la bride, figure 2.6, mais en vu du faible mouvement de la lamelle flexible face au tube rigide qui reçoit directement le fluide, cette masse ajoutée est négligée.

Amortissement ζ

L'amortissement est un paramètre très important à prendre en compte. Nul à l'instabilité, il permet de donner une limite pour le design des générateurs de vapeur. La recherche de ce paramètre doit donc être fait de manière rigoureuse. Ce paramètre se décompose en trois parties. La partie structurale intrinsèque au tube, la partie visqueuse, et la partie due au fluide diphasique. L'amortissement total se décompose comme suit :

$$\zeta = \zeta_s + \zeta_v + \zeta_{TP} \quad (2.10)$$

Amortissement structural ζ_s

L'amortissement structural est mesuré à l'aide de la méthode du décrément logarithmique δ . On l'obtient en effectuant le rapport de deux amplitudes consécutives, pour n périodes, du mouvement libre du tube excité au préalable.

$$\delta = \frac{1}{n} \ln\left(\frac{x(t)}{x(t + n\tau)}\right) \quad (2.11)$$

On a donc :

$$\delta = \frac{2\pi\zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2}} \quad (2.12)$$

La figure 2.11 nous montre la façon expérimentale de l'obtention de l'amortissement structural. Un programme effectué sous le logiciel Labview nous permet

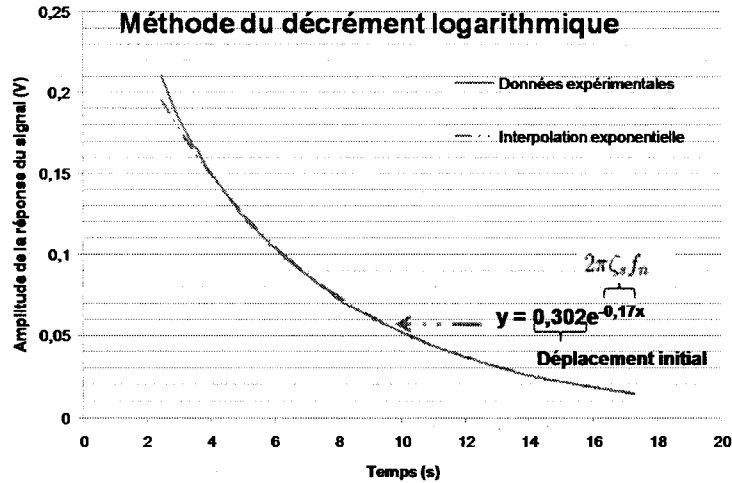


FIG. 2.11 Méthode du décrément logarithmique

d'obtenir de manière systématique la fréquence naturelle de chaque tube ainsi que l'amortissement structural, se basant sur la méthode du décrément logarithmique explicité précédemment. Ci-dessous est présenté l'ensemble des valeurs d'amortissement structural et fréquences naturelles pour chaque tube, effectué sans présence du fluide.

	tube 1	tube 2	tube 3	tube 4	tube 5	tube 6	tube 7
Fréquence (Hz)	14,2	14,2	14,2	14,2	14,3	14,5	14,1
Amortissement (%)	0,31	0,34	0,37	0,34	0,35	0,27	0,41

TAB. 2.2 Tableau récapitulatif des fréquences et des amortissements de chaque tube instrumenté

	tube 8	tube 9	tube 10	tube 11	tube 12	tube 13
f_n (Hz)	14,3	14,5	14,5	14,2	14,3	14,3
ζ_s (%)	0,17	0,34	0,19	0,18	0,17	0,19

TAB. 2.3 Tableau récapitulatif des fréquences et des amortissements de chaque tube non instrumenté

Amortissement visqueux ζ_v

L'amortissement visqueux est l'amortissement dû au mouvement d'oscillation du tube dans le fluide. Il est donné par la relation empirique établie par Pettigrew (Pettigrew, 2004) :

$$\zeta_v = \frac{100\pi}{\sqrt{8}} \left(\frac{\rho_m D^2}{m} \right) \left(\frac{2\nu_m}{\pi f D^2} \right)^{1/2} \frac{[1 + (D/D_e)^3]}{[1 - (D/D_e)^2]^2} \quad (2.13)$$

Où ν est la viscosité cinématique du mélange, que l'on définit par la relation 2.14 établie par Pettigrew et McAdams (2004) :

$$\nu_m = \frac{\nu_l}{1 + \beta \left(\frac{\nu_l}{\nu_g} - 1 \right)} \quad (2.14)$$

Où ν_l et ν_g sont respectivement la viscosité cinématique du liquide (eau) et du gaz (air).

Amortissement diphasique ζ_{TP}

Cette partie de l'amortissement total, est directement dépendant du mélange utilisé. Il nous faut alors définir ce paramètre qui pose encore de nombreux problèmes (Pettigrew, 2004). Ce paramètre est en effet très compliqué à évaluer car pour

	tube 14	tube 15	tube 16	tube 17	tube 18	tube 19
f_n (Hz)	14,3	14,5	14,2	14,4	14,3	14,3
ζ_s (%)	0,2	0,23	0,28	0,18	0,25	0,19

TAB. 2.4 Tableau récapitulatif des fréquences et des amortissements de chaque tube non instrumenté (suite)

pouvoir le faire en toute exactitude il faudrait un mélange stagnant, et exciter le tube. Mais la phase gazeuse est toujours en mouvement dans la phase liquide. Il faut donc évaluer ce paramètre lorsque l'écoulement est en place. Cependant un problème majeur intervient lorsque l'on augmente la vitesse du fluide. En effet lorsque l'on s'approche de l'instabilité l'amortissement chute pour devenir nul lors du changement d'état stable à l'état instable, comme le montre la figure 2.12. Pour évaluer ce paramètre il faut donc se placer loin du point d'instabilité, pour une vitesse ne dépassant pas 30% de la vitesse d'instabilité (Pettigrew et al., 1989), car cet amortissement ne varie peu dans cette plage de valeur.

Cependant pour le design de composants industriels de nombreuses données d'amortissement diphasique permettant d'élaborer les différentes spécifications pour la conception des générateurs de vapeur ont été recueillies (Pettigrew, 2004). Mais vu que cet amortissement dépend grandement des configurations de l'écoulement, nous l'avons déterminé expérimentalement pour chaque angle d'attaque du fluide. Pour ce faire nous avons utilisé un programme élaboré sous Matlab (Violette, 2005). Ce programme vient approximer au mieux les différents points recueillis pour différentes vitesses de fluide. Cependant ce programme nous donne l'amortissement total de notre système. Il faudra donc lui soustraire l'amortissement structural et visqueux pour connaître ainsi l'amortissement diphasique. Le deuxième mode de notre système n'étant pas excité car la fréquence associée étant loin de la première fréquence naturelle, l'approximation se base sur la réponse spectrale d'un système

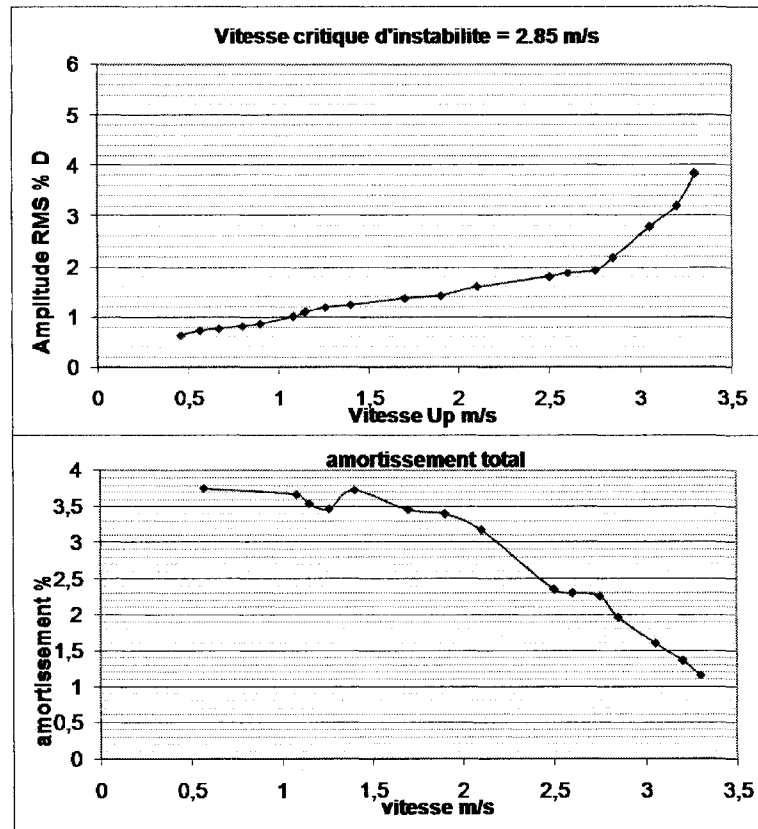


FIG. 2.12 Évolution de l'amortissement total en fonction de la vitesse de l'écoulement pour un seul tube libre de vibrer dans la direction transverse pour 90% de titre volumique.

à un degré de liberté, comme le montre l'équation 2.15 :

$$Y(f_e) = \frac{C_0}{\sqrt{(1 - (\frac{f_e}{f_{nf}})^2)^2 + (2\zeta(\frac{f_e}{f_{nf}}))^2}} \quad (2.15)$$

Où C_0 est la déformation statique d'un tube, f_e étant la fréquence excitation du système, et f_{nf} représente la fréquence naturelle du système en présence du fluide. Cette formule permet alors de prendre en compte les effets de la masse ajoutée dans la bride, car le tube est maintenant en présence du fluide. La figure 2.13 montre la mise en œuvre de cette méthode. Cette méthode a donc été utilisée comme nous l'avons dit précédemment pour tous les angles d'attaques du fluide, mais aussi

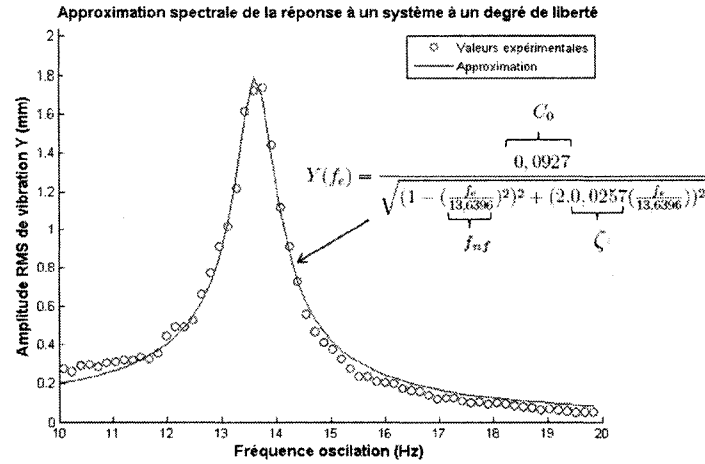


FIG. 2.13 Approximation spectrale de la réponse d'un système à un degré de liberté.

pour toutes les conditions d'écoulement voulues. Pour éviter tous couplages entre les différents tubes, nous avons donc mesuré cet amortissement pour un seul tube libre de vibrer au centre de la section d'essais.

Fréquence

A l'instabilité le faisceau de tubes vibre à une seule fréquence. Chaque tube vibre alors de manière synchrone. La figure 2.14 met en évidence l'évolution de la fréquence de chaque tube, jusqu'à l'instabilité.

2.2.5 Méthode de mesure des phases entre les tubes

Les travaux de Price et Païdousis et plus récemment ceux de Violette ont montré l'utilité de connaître les différences de phases entre les tubes, en prenant un tube de référence possédant un angle de phase nul (Price, 1984; Violette, 2005). En effet cela permet de mieux connaître la dynamique vibratoire du faisceau de tube, et donc de pouvoir prédire l'instabilité fluide élastique. De plus les modèles théoriques qui permettent de prédire l'instabilité, prennent en compte ces différences de phases.

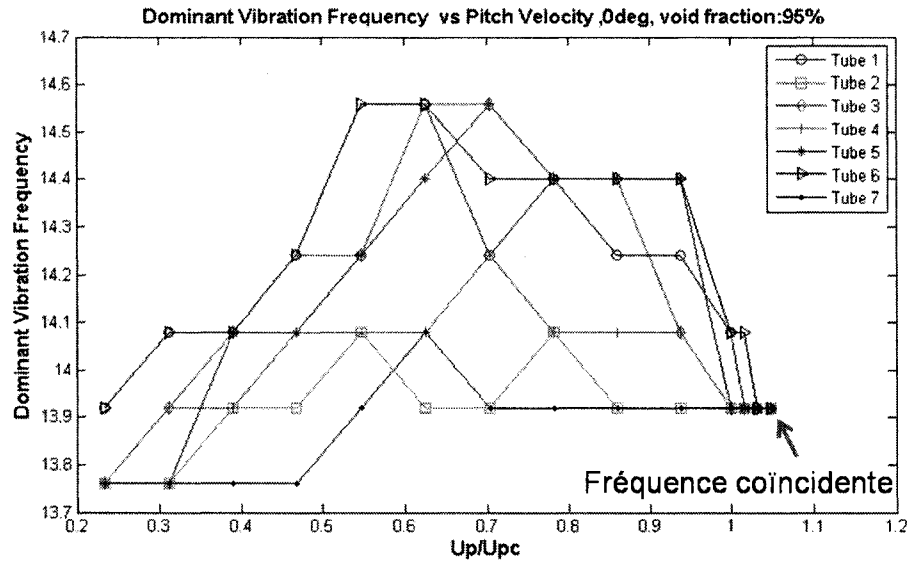


FIG. 2.14 Évolution de la fréquence jusqu'à l'instabilité.

Récemment un modèle théorique, basé sur ceux établis par Price et Païdousis (Price, 1984), a été développé par Shahriary (2007). Ce modèle codé en langage *Fortran* prend en compte les différents angles de phases entre les tubes, et permet donc de tracer les zones de stabilité (Shahriary, 2007). Pour trouver ces phases, nous avons alors utilisé une fonction très utile de l'analyseur de spectre, qui fait appel à la fonction de densité spectrale croisée, ou Cross Spectrum. Elle permet de récupérer la phase à la fréquence dominante de vibration. La figure 2.15 donne plus d'explications sur cette méthode. Un angle de phase positif signifie donc que le tube en question est en avance sur le tube de référence, et de la même manière un angle de phase négatif, signifie que le tube est en retard par rapport au tube de référence. Ce tube de référence, comme nous l'avons précisé précédemment est pris au milieu de la section d'essais. Les angles de phases sont alors mesurés pour les tubes adjacents au tube de référence. Nous verrons alors les différentes configurations de faisceau testées dans la section suivante.

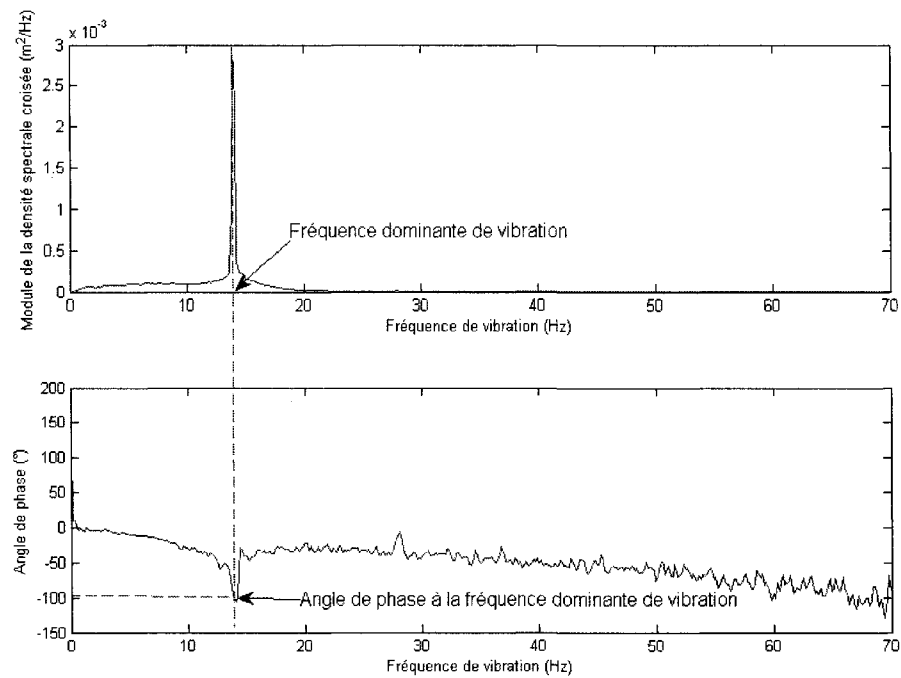


FIG. 2.15 Méthode de collecte des angles de phases.

En plus de connaître tous les paramètres établis précédemment, il convient de connaître les différents régimes de l'écoulement. En effet différents phénomènes peuvent se produire dépendamment du régime d'écoulement. La section suivante est alors dédiée aux différents régimes d'écoulements et à la façon de procéder pour reconnaître ces régimes.

2.2.6 Les régimes d'écoulements

Les fluides diphasiques présentent différentes configurations d'écoulements, ce qui est dû à un changement de propriétés entre les deux phases, liquide et gazeuse. En effet la phase gazeuse peut pour certains titres volumiques avoir une vitesse plus élevée, pour satisfaire à la loi de conservation de masse, et donc des zones de gaz ou de liquide peuvent se former, ce qui entraîne une non homogénéité du

mélange. Les vitesses critiques d'instabilité dépendant très fortement de ces conditions (Pettigrew, 1994), il est alors très important de pouvoir connaître notre régime d'écoulement avant de porter des conclusions hâtives. De nombreuses études sont ainsi réalisées sur les configurations d'écoulements internes (Bennett et al., 1965; Hewitt, 1969; Govier, 1972; Oshinowo, 1974), mais ces régimes d'écoulements sont très sensibles à la géométrie de la section étudiée et de la direction de l'écoulement. On a donc pour un tube avec un écoulement axial interne vers le haut les configurations d'écoulements décrites à la figure 2.16. Pour ainsi connaître notre

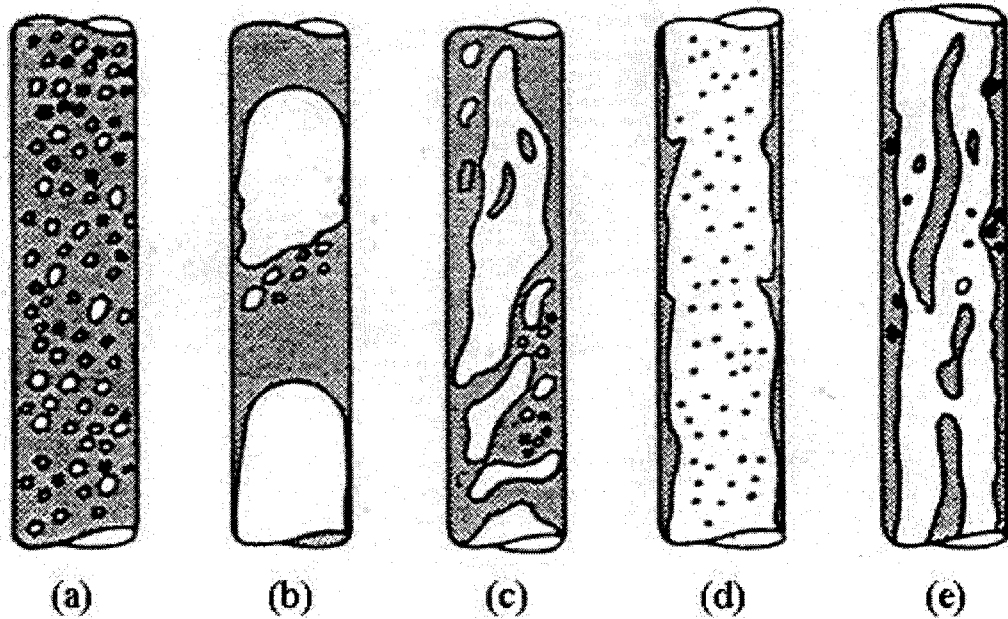


FIG. 2.16 Régimes d'écoulements pour un tube soumis à un écoulement axial dirigé vers le haut. (a) Écoulement à bulles, (b) Écoulement à bouchon, (c) Écoulement agité, (d) Écoulement annulaire, (e) Écoulement à filaments d'eau.

régime d'écoulement, des cartes sont tracées à l'aide de valeurs expérimentales. Par exemple la carte de Hewitt donne les frontières entre les différents régimes d'écoulements, en fonction de la vitesse surfacique du liquide et du gaz (Hewitt, 1969). En revanche pour les écoulements externes, comme c'est le cas pour notre étude, peu de travaux ont été effectués. Grant donne une approche de cartographie

des écoulements (Grant, 1975). C'est alors que Pettigrew et son équipe établissent une carte d'écoulement pour des faisceaux de tubes (Pettigrew et al., 2003). Basée sur les données de Grant elle est divisée en trois régions distinctes (Grant, 1975). Comme le montre la figure 2.17, on distingue les écoulements intermittents, les écoulements à bulles, ainsi que les écoulements à gouttelettes, où de fines gouttelettes de liquide sont emprisonnées dans un écoulement d'air. Pour plus de détails quant à ces différentes configurations l'auteur suggère la lecture de Pettigrew et Taylor (Pettigrew, 2003). En abscisse nous avons le paramètre de Martinelli (X)

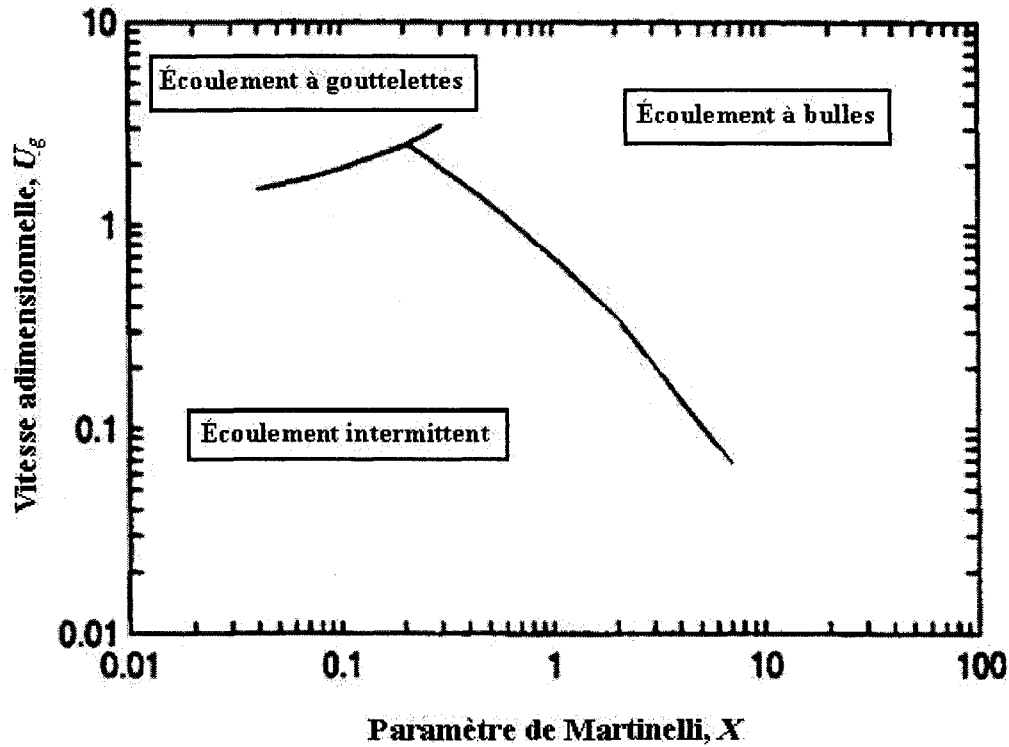


FIG. 2.17 Carte des régimes d'écoulements pour des écoulements verticaux confinés dans un faisceau de tubes (Pettigrew et al., 2003).

et en ordonnée la vitesse adimensionnelle de la phase gazeuse (U_g) qui sont définis

par les équations 2.16, et 2.17

$$X = \left(\frac{1 - \beta}{\beta}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0,4} \left(\frac{\nu_l}{\nu_g}\right)^{0,1} \quad (2.16)$$

$$U_g = \frac{\dot{m}_{pg}}{[d_e g \rho_g (\rho_l - \rho_g)]^{\frac{1}{2}}} \quad (2.17)$$

Où $\dot{m}_{pg}$ est le flux massique intertubes de la phase gazeuse. De même d_e est le diamètre hydraulique équivalent $d_e \cong 2(P - D)$ et g est l'accélération gravitationnelle.

Cependant de nouvelles études au laboratoire d'interaction Fluide-Structure de l'École Polytechnique de Montréal sont en cours, pour permettre une cartographie exacte de ces régimes d'écoulement pour la section d'essais usuellement étudiée. Il faudra alors attendre ces résultats pour avoir plus de précisions sur nos régimes d'écoulements. On notera cependant que les écoulements à bulles et à gouttelettes sont deux régimes homogènes. Le mélange entre les phases liquide et gazeuse est continu et donc l'emploi du modèle homogène est de mise pour ce genre d'écoulement. Nous verrons par la suite que nous sommes dans cette région dans la majorité de nos cas. Le régime intermittent quant à lui est non stationnaire, et donc ceci affecte grandement les vitesses critiques d'instabilité, et l'amortissement diphasique. Il faut donc éviter au générateur de vapeur de travailler dans une telle zone.

2.2.7 Procédure des essais

Le but étant de mesurer les différentes vitesses critiques d'instabilité, nous avons étudié plusieurs configurations de notre section d'essais. Tout d'abord il est important de rappeler une nouvelle fois, que l'ensemble de nos 19 tubes sont libres de vibrer suivant une direction préférentielle. Nous disposons de 8 tubes instrumentés qui ont été présentés à la figure 2.6. Ces tubes ont été placés de deux manières différentes, soit en une seule colonne, soit en grappe : Un tube se situe au centre de

la section avec les 6 autres adjacents à ce tube. La figure 2.18 nous donne ces deux configurations. On a ainsi récolté les valeurs des amplitudes pour chaque tube, ce

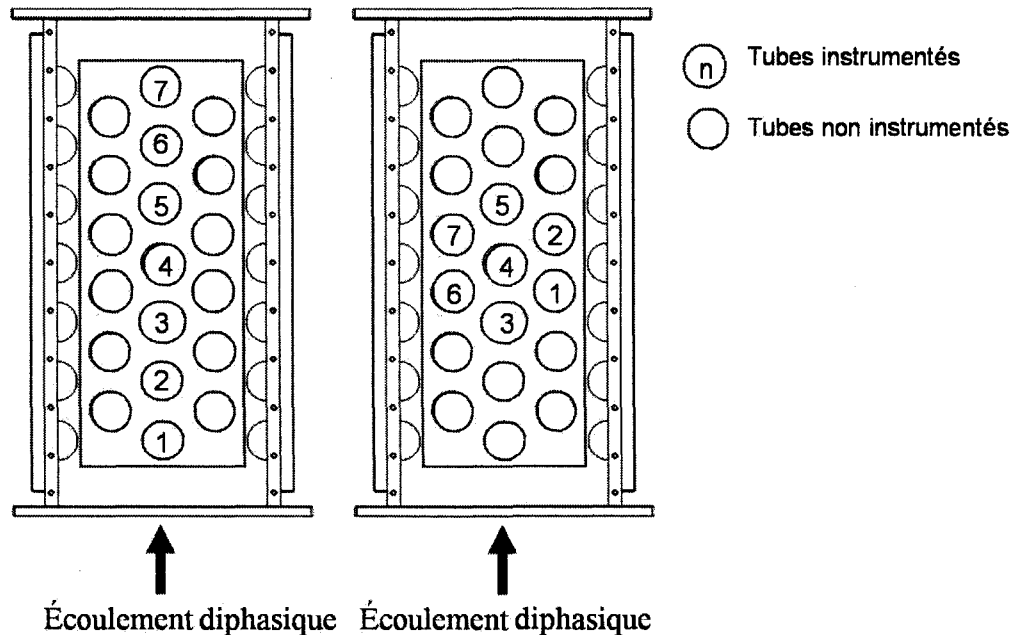


FIG. 2.18 Configuration de la section d'essais.

qui nous permet de trouver en définitive les vitesses critiques d'instabilité. D'autre part dans un générateur de vapeur, et plus particulièrement dans la région des tubes en U, le fluide "attaque" le tube sous différents angles. On appellera donc angle d'attaque du fluide, l'angle entre la direction de vibration du tube et la direction de l'écoulement. La figure 2.19 nous donne un récapitulatif de ces différentes configurations du faisceau ainsi testées. Pour chaque angle d'attaque du fluide, nous avons alors testé différents titres volumiques (70%, 80%, 90%, 95%). Ceci nous donnera alors les différents paramètres à prendre en compte pour les spécifications du design de générateur de vapeur.

D'autre part pour réaliser nos tests d'instabilité plusieurs façons de procéder sont plausibles. La première consiste à garder un flux massique du mélange constant et d'observer l'évolution du taux de vide dans la conduite. Cette méthode est utilisée

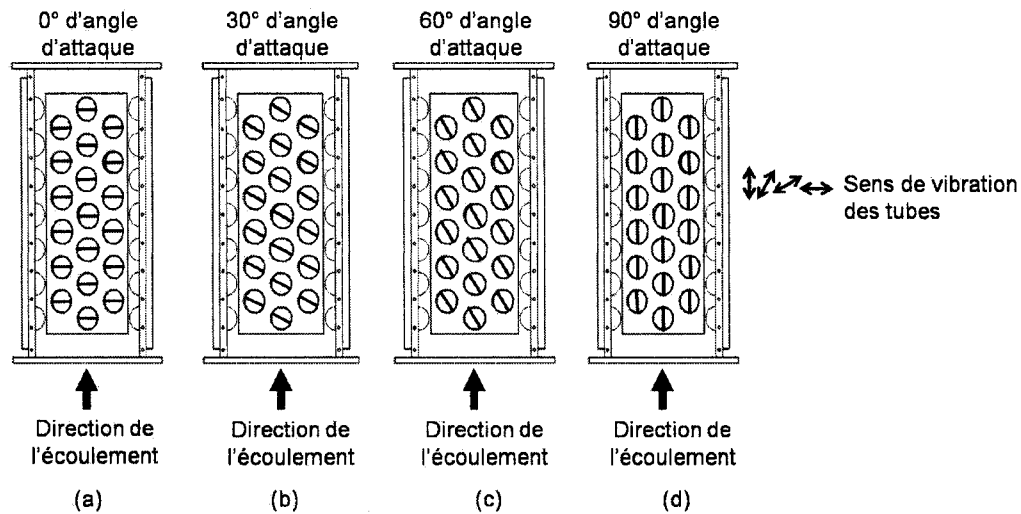


FIG. 2.19 Directions préférentielles de vibration des tubes. (a) 0° d'angle d'attaque : Écoulement axial, (b) 30° d'angle d'attaque, (c) 60° d'angle d'attaque, (d) 90° d'angle d'attaque : Écoulement transverse. - Direction de la partie latérale de lamelle flexible.

pour le cas de mélanges qui nécessitent un transfert de masse : Eau vapeur, ou encore le fréon. Pour notre cas, il convient de garder un titre volumique constant et de faire varier la vitesse de l'écoulement jusqu'à l'obtention de l'instabilité fluide élastique. Pour chaque vitesse de fluide testée nous avons alors enregistré les signaux des 7 tubes instrumentés pendant une durée de 360 secondes en gardant un échantillonnage de 3,276 kHz. On obtient donc les amplitudes de vibration des tubes en utilisant les spectres moyennés dans le temps. Pour éviter tout effet non désirés pendant la période de mise en place des conditions d'essais, nous avons donc laissé environ 30 secondes pour éviter la période de régime transitoire, et donc laisser le tube vibrer dans son mode de vibration préférentiel.

Maintenant que le lecteur est familier avec les différentes méthodes utilisées pour générer les résultats voulus, nous allons alors dédier le prochain chapitre aux différents résultats que nous avons obtenus.

CHAPITRE 3

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Nous avons vu dans les précédents chapitres les différentes études menées pour les composants de centrales nucléaires, ainsi que les différentes méthodes et matériels utilisés pour mener à bien nos expériences. Nous verrons alors dans ce présent chapitre les différents résultats obtenus. Dans un premier temps nous donnerons les résultats des tests d'instabilité pour les différents angles d'attaques du fluide. Nous continuerons en exposant, dans une deuxième partie, la comparaison de stabilité entre les différents angles d'attaques du fluide.

3.1 Résultats des tests d'instabilité

Nous rappellerons ici que notre faisceau de tubes est entièrement flexible suivant une direction préférentielle de vibration. Les figures 2.18 et 2.19 rappellent ces configurations.

3.1.1 Résultats des tests d'instabilité pour un angle d'attaque du fluide de 0 degré

L'ensemble des tubes sont libres de vibrer dans la direction de la traînée (figure 3.1). Nous possédons sept tubes instrumentés que nous avons disposé dans le faisceau suivant deux configurations. Dans la première configuration les tubes instrumentés sont disposés en une colonne. Dans la deuxième, six tubes instrumentés sont disposés autour d'un septième lui même instrumenté. On appelle cette configuration,

une configuration en "grappe" ou "cluster".

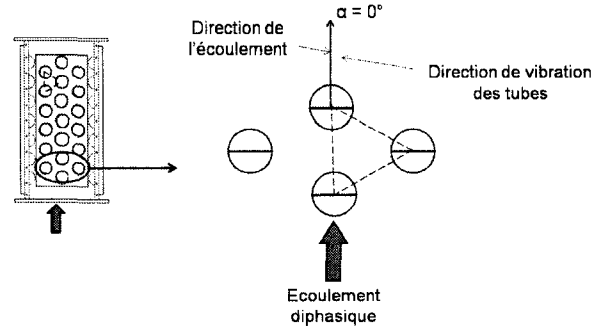


FIG. 3.1 Définition de l'angle d'attaque de 0 degré.

3.1.1.1 Une colonne de tubes instrumentés

Pour cette série d'essais cinq titres volumiques ont été testés : 50%, 70%, 80%, 90% et 95%. Malheureusement pour 50% de titre volumique aucune instabilité n'a été observée car les limites de la boucle ont été atteintes. Pour 70% de titre volumique nous observons (figure 3.2) une légère baisse de l'amplitude RMS de vibration des tubes, avant d'atteindre l'instabilité. On remarquera de même que cette instabilité n'est pas très bien définie. Notamment les tubes 1 et 2 qui se trouvent en amont, se voient recevoir un front d'écoulement diphasique et n'atteignent pas l'instabilité. Ceci est dû au fait que l'écoulement n'est pas encore développé et ils ne reçoivent donc pas les mêmes forces déstabilisantes que les tubes plus confinés. La réponse spectrale des vibrations des tubes (figure 3.3) nous montre la différence entre les tubes 2 et 4, le premier n'étant pas instable alors que le second plus confiné dans le faisceau est totalement instable.

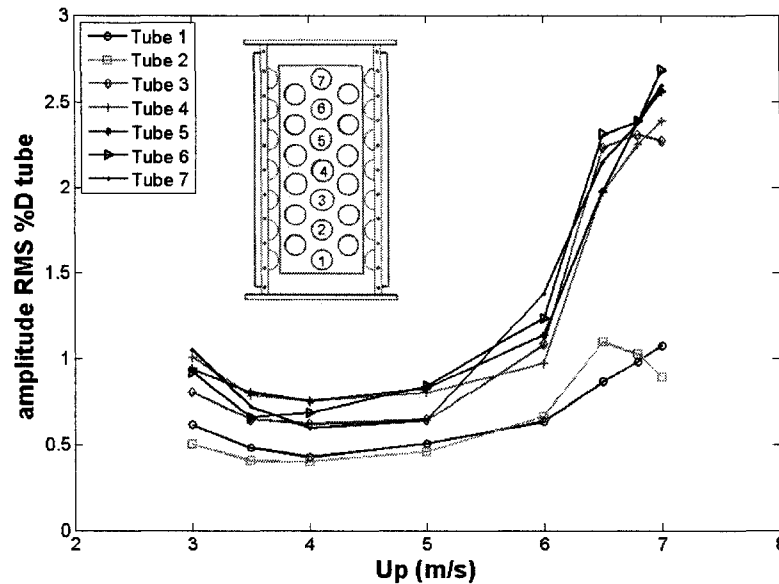
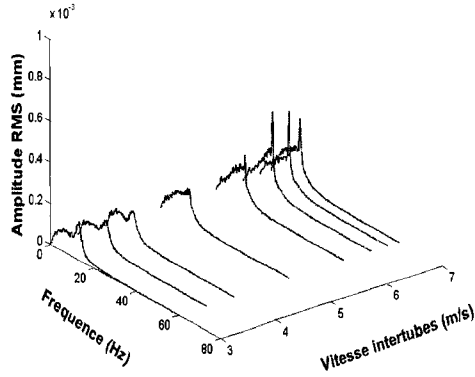
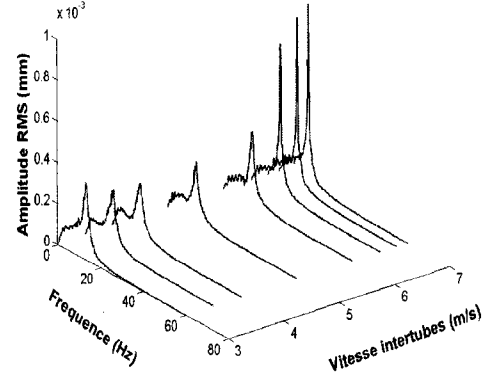


FIG. 3.2 Amplitude RMS vs vitesse de pas pour 70% de titre volumique.

Dans le premier cas le pic de la réponse spectrale n'est pas bien défini, beaucoup moins aiguë que celui typique d'une instabilité fluide élastique, comme la réponse du tube 4. Ces réponses mettent en évidence que les vibrations causées à faible vitesse du fluide sont dues aux effets de la turbulence du fluide. On remarquera de même que pour tous les titres volumiques testés, une même tendance dans l'évolution de l'amplitude de vibration des tubes. L'amplitude RMS décroît légèrement lorsque l'on augmente la vitesse intertube de l'écoulement, puis augmente drastiquement lorsque l'instabilité apparaît. De plus les tubes les plus confinés à l'intérieur du faisceau sont les plus sujet à l'instabilité. Ainsi on prendra note que le tube 4 est celui dont l'instabilité est la plus développée, et l'amplitude RMS de vibration atteint jusqu'à 14% du diamètre du tube pour un titre volumique de 95%. De la même manière les tubes 1 et 7 qui sont moins confinés (dû à la géométrie de la section d'essais) sont moins couplés avec les tubes adjacents et donc l'instabilité est moins formée. Pour ces raisons on ne remarque pas d'instabilité pour le tube 7 pour 90% de titre volumique. Il faudrait augmenter encore plus la vitesse de l'écoulement



(a) Réponse spectrale du tube 2

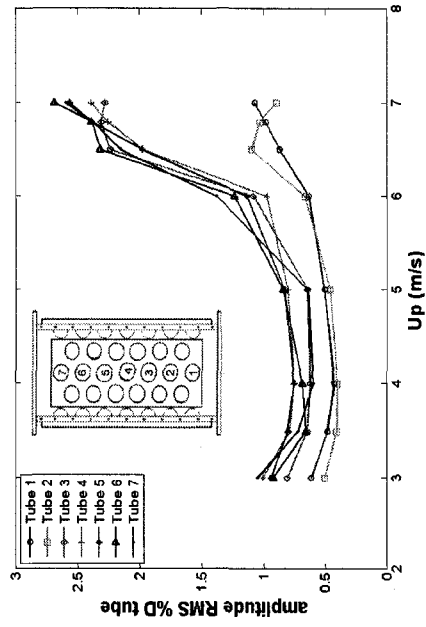


(b) Réponse spectrale du tube 4

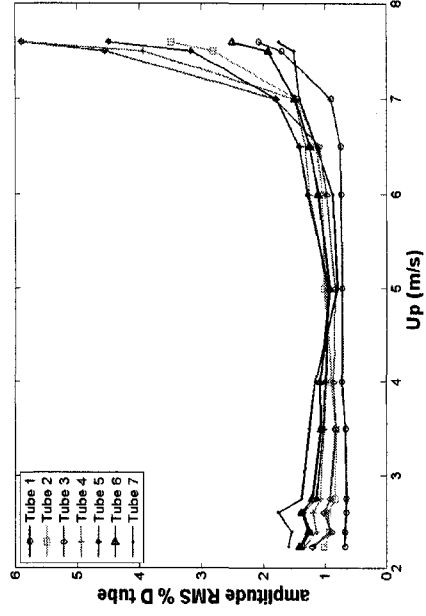
FIG. 3.3 Réponse spectrale des tubes 2 et 4 pour un titre volumique de 70%.

au risque de voir les autres tubes se briser. Les figures 3.4(a), 3.4(b), 3.4(c), 3.4(d) montre cette évolution de l'amplitude RMS avec la vitesse intertube U_p . On observe donc pour 70% de titre volumique une vitesse de pas critique de $U_{pc}=6 \text{ m.s}^{-1}$. Cette vitesse critique augmente avec l'augmentation du titre volumique. On a ainsi une vitesse $U_{pc}=7 \text{ m.s}^{-1}$ pour 80% de titre volumique, $U_{pc}=9,8 \text{ m.s}^{-1}$ pour 90% de titre volumique et $U_{pc}=13 \text{ m.s}^{-1}$ pour 95% de titre volumique. D'autre part nous observons que le faisceau de tube semble atteindre un mode de vibration préférentiel lorsque l'instabilité apparaît. En effet l'ensemble des tubes vibrent à des fréquences distinctes mais proches les unes des autres, pour en définitive vibrer de manière synchrone à l'instabilité.

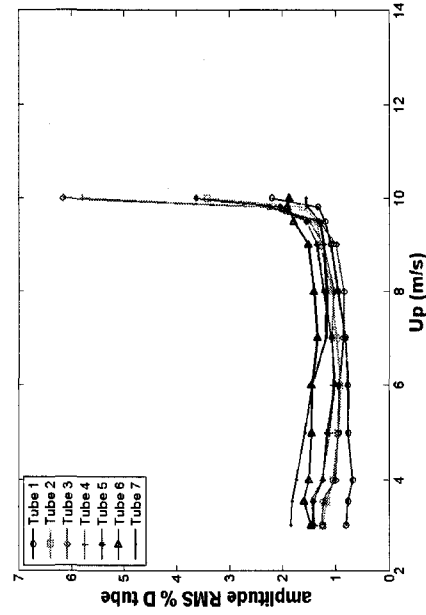
L'évolution des fréquences avec la vitesse de pas est donnée par les figures 3.5(a), 3.5(b), 3.5(c), 3.5(d).



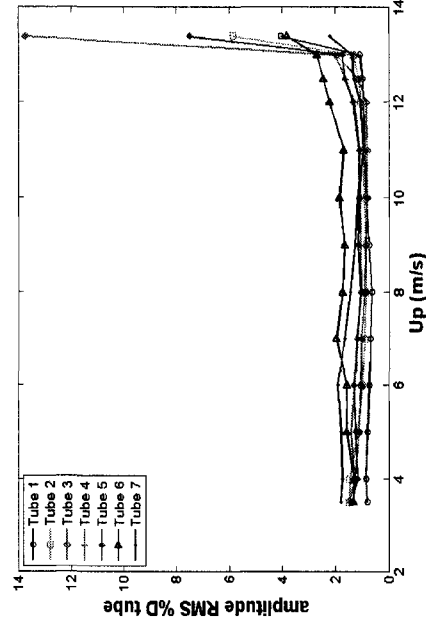
(a) 70% de titre volumique



(b) 80% de titre volumique

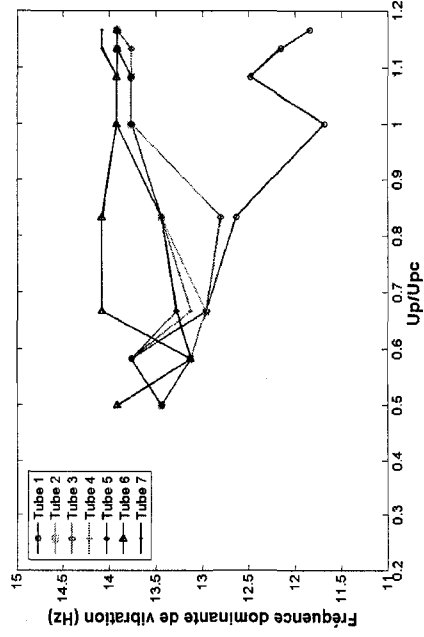


(c) 90% de titre volumique

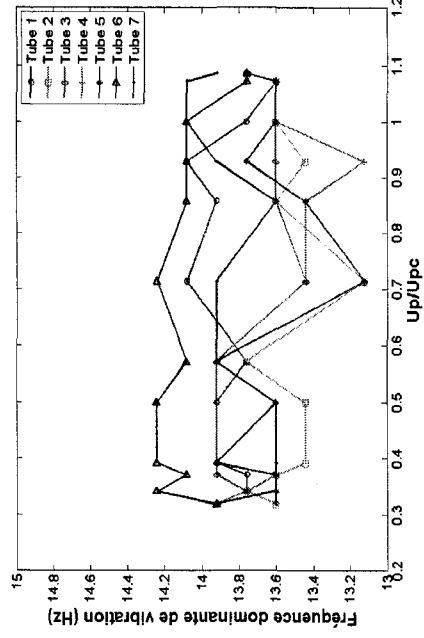


(d) 95% de titre volumique

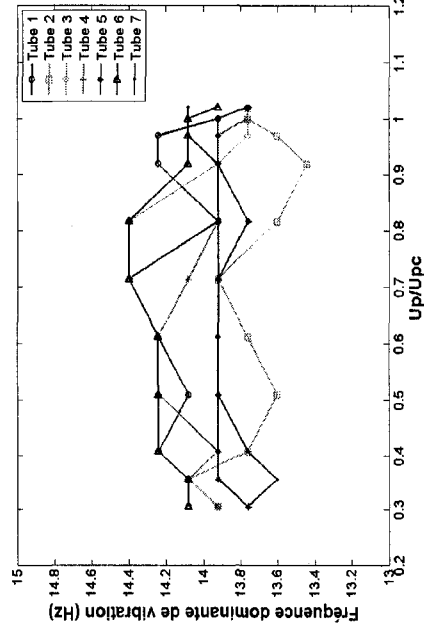
FIG. 3.4 Évolution de l'amplitude RMS de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p .



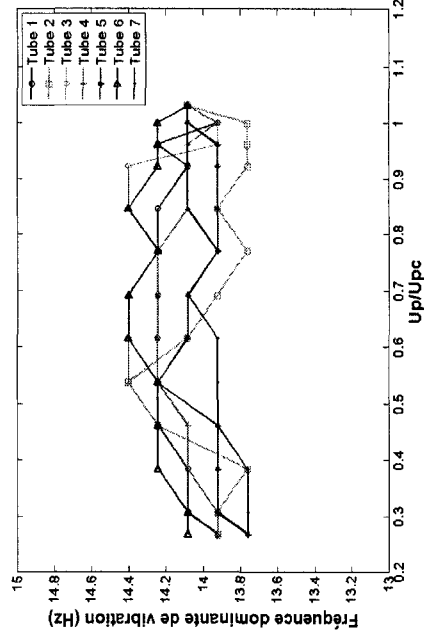
(a) 70% de titre volumique



(b) 80% de titre volumique



(c) 90% de titre volumique



(d) 95% de titre volumique

FIG. 3.5 Évolution de la fréquence de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p pour 0° d'angle d'attaque.

Pour 70% de fraction de vide nous remarquons que le tube 1 ne suit pas le même comportement vibratoire que les autres tubes. Mais comme nous l'avons vu précédemment ce tube voit un front d'écoulement très différent de l'écoulement à l'intérieur du faisceau qui l'empêche de suivre ce même comportement. Ceci est donc traduit par une instabilité mal définie, voire pas définie ainsi qu'une fréquence dominante de vibration à l'instabilité différente des autres tubes. D'autre part pour 90% de titre volumique les tubes 6 et 7 ne vibrent pas à la même fréquence que les autres tubes du faisceau. On retrouve de même que ces deux tubes ne semblent pas atteindre l'instabilité à la vitesse U_{pc} . En revanche pour 95% de titre volumique, tous les tubes ont atteint l'instabilité, et l'on peut voir que l'ensemble des tubes vibrent de manière synchrone, ce qui est typique de l'instabilité fluide élastique. Le faisceau de tubes est alors dans son mode instable de vibration.

La densité spectrale croisée nous a permis de collecter les phases entre les tubes. Ceci nous permet alors de déterminer le mode de vibration à l'instabilité, où les signaux entre le tube voulu et le tube de référence sont hautement corrélés (figure 3.6). Le mode de vibration du faisceau de tube à l'instabilité est donc donné à la

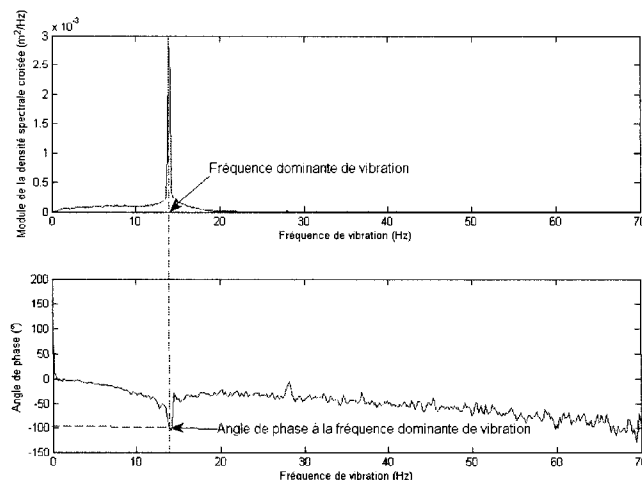


FIG. 3.6 Module et phase de la densité spectrale croisée du tube 2 par rapport au tube 4 (Référence) pour une vitesse U_p de 13,4 m/s et 95% de titre volumique.

figure 3.7 : Sur cette figure, lorsque l'on regarde deux tubes consécutifs on remarque

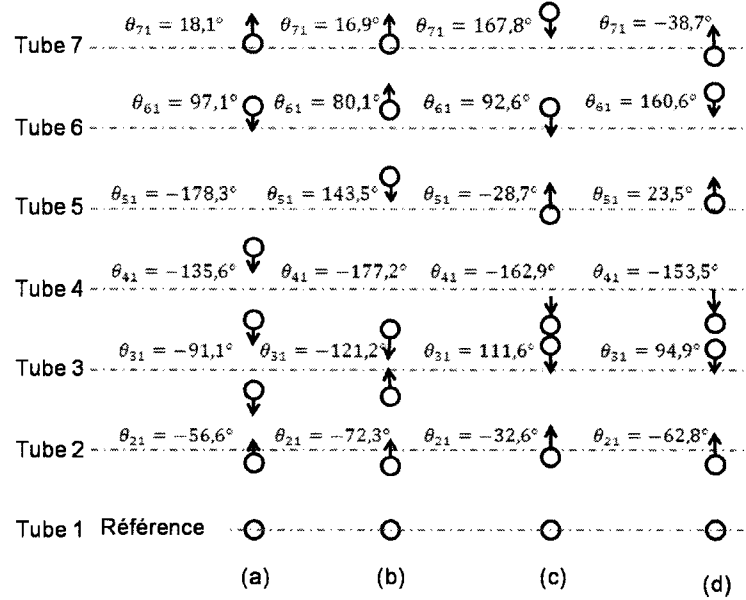


FIG. 3.7 Mode instable de vibration pour une colonne instrumentée dans un faisceau de tubes entièrement flexible : (a) 70% de titre volumique, (b) 80% de titre volumique, (c) 90% de titre volumique, (d) 95% de titre volumique.

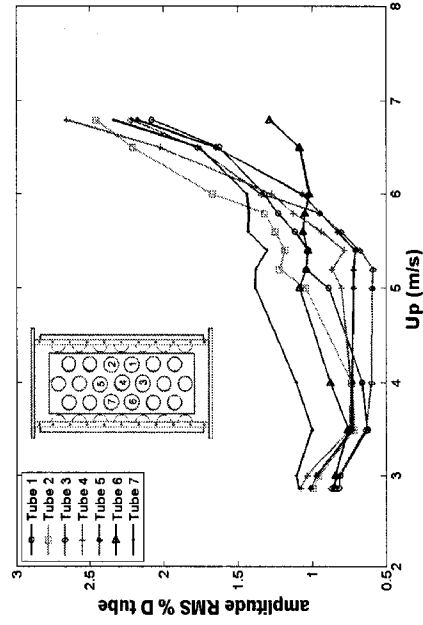
que chaque tube aval devance le tube amont.

3.1.1.2 Six tubes instrumentés groupés autour d'un septième : Formation Cluster

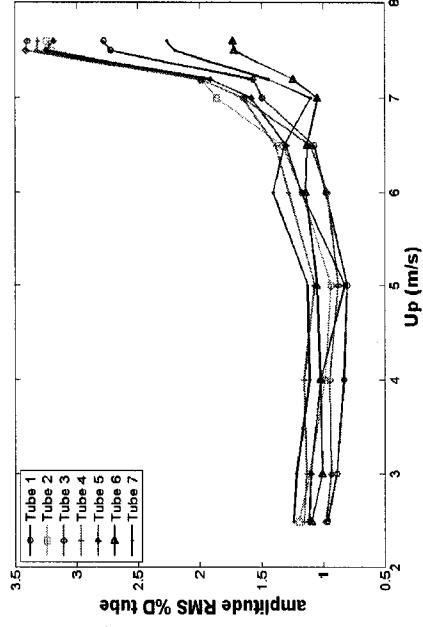
Nous avons par la suite positionné les tubes instrumentés en formation Cluster ou grappe, comme montré à la figure 2.18. Le faisceau est toujours entièrement flexible, mais seulement la position des tubes instrumentés a changé. Cette configuration nous a donc permis de mesurer les vitesses d'instabilité pour les tubes les plus confinés, ce qui nous donnera plus de précision sur les vitesses d'instabilité. D'autre part cette même configuration sera très utile pour récupérer les angles de phase entre les tubes. En effet le code élaboré par Shahriary basé sur l'analyse des modes

contraints impose la connaissance des phases entre un tube de référence et les autres tubes adjacents, pour ainsi permettre de tracer les domaines d'instabilité pour des faisceaux de tubes (Shahriary, 2007). La figure 3.8 répertorie les différentes vitesses d'instabilité pour ces tubes.

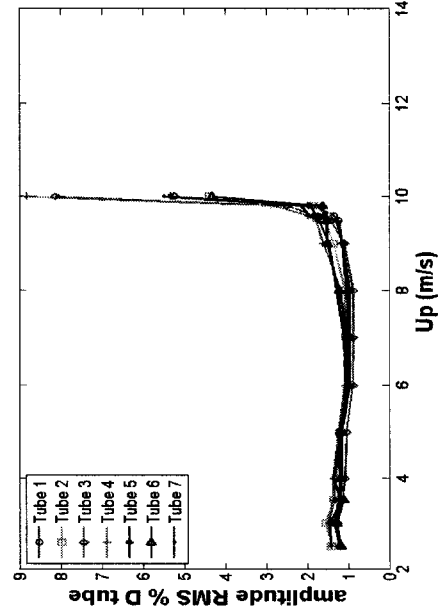
Pour 70% de titre volumique nous observons une instabilité à une vitesse $U_{pc}=5,8$ m.s⁻¹, de même pour 80% de titre volumique $U_{pc}=7$ m.s⁻¹ ainsi que $U_{pc}=9,5$ m.s⁻¹ pour 90% de titre volumique, et $U_{pc}=12,8$ m.s⁻¹ pour 95% de titre volumique. Nous observons entre autre le même comportement que pour la colonne instrumentée pour l'évolution des fréquences dominantes de vibration : Lorsque l'instabilité est bien définie comme dans le cas pour 80, 90 et 95% de titre volumique, les fréquences coalescent et le faisceau de tubes vibrent alors à une seule fréquence. Dans le cas d'une instabilité mal définie comme pour 70% de titre volumique, les fréquences de vibration des tubes ne se rejoignent pas nécessairement dès l'instabilité. La figure 3.9 illustre ces différences.



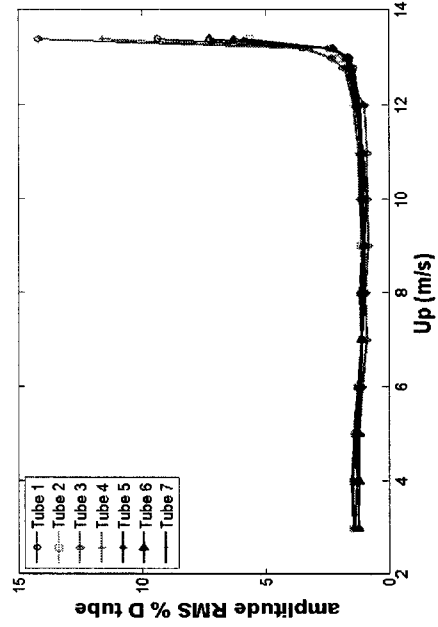
(a) 70% de titre volumique



(b) 80% de titre volumique

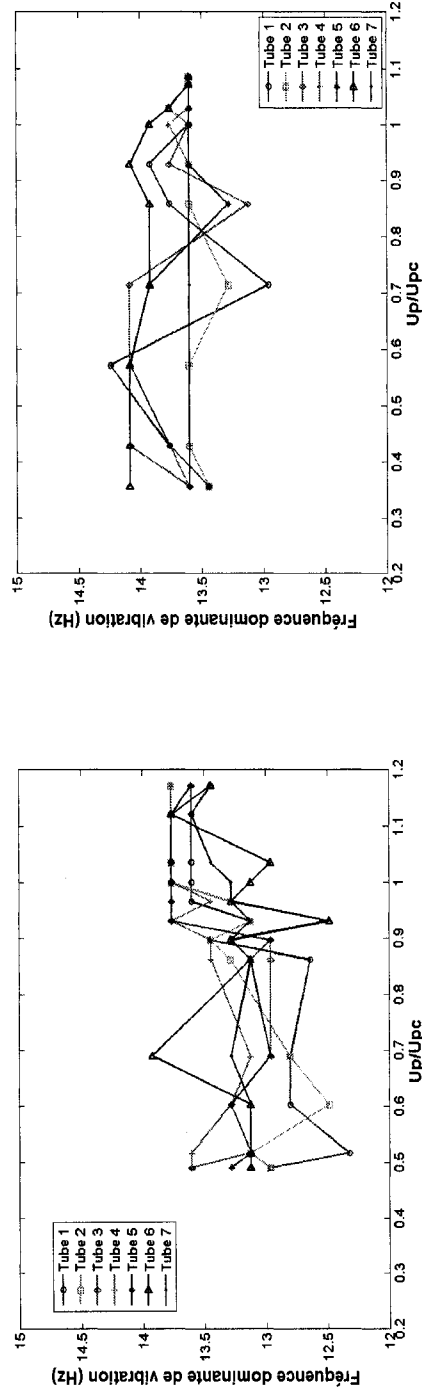


(c) 90% de titre volumique

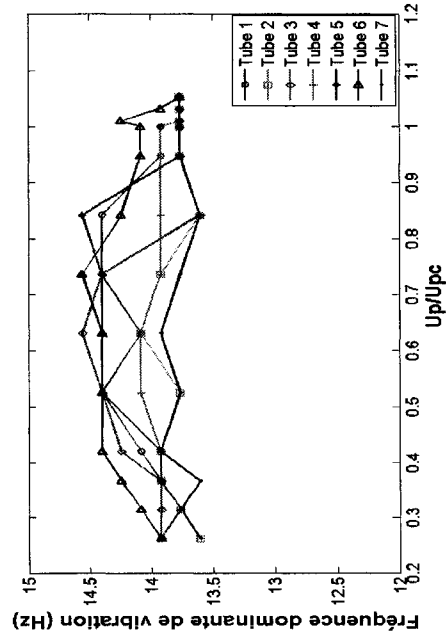


(d) 95% de titre volumique

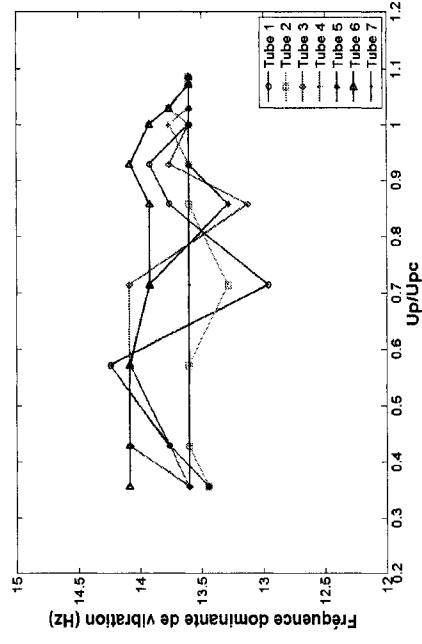
FIG. 3.8 Évolution de l'amplitude RMS de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p .



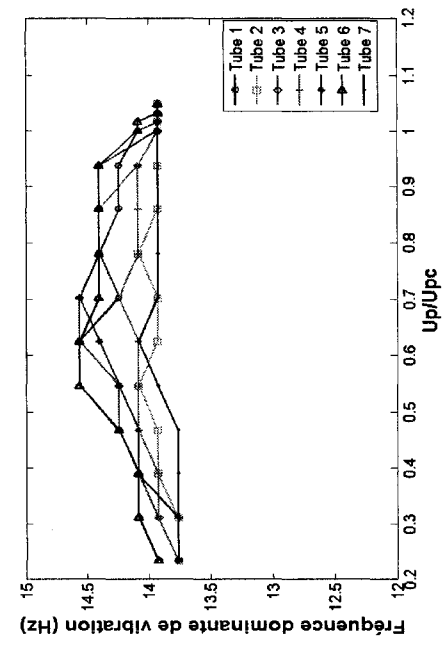
(a) 70% de titre volumique



(c) 90% de titre volumique



(b) 80% de titre volumique



(d) 95% de titre volumique

FIG. 3.9 Évolution des fréquences dominantes de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p .

On a donc un mode instable de vibration du faisceau de tubes qui est défini à la figure 3.10. En effet le faisceau de tube semble se placer dans un mode qui facilite les vibrations des tubes et donc l'instabilité peut se développer aisément. Ce sont ces valeurs de phase qui sont à incorporer dans le code numérique. On remarque comme

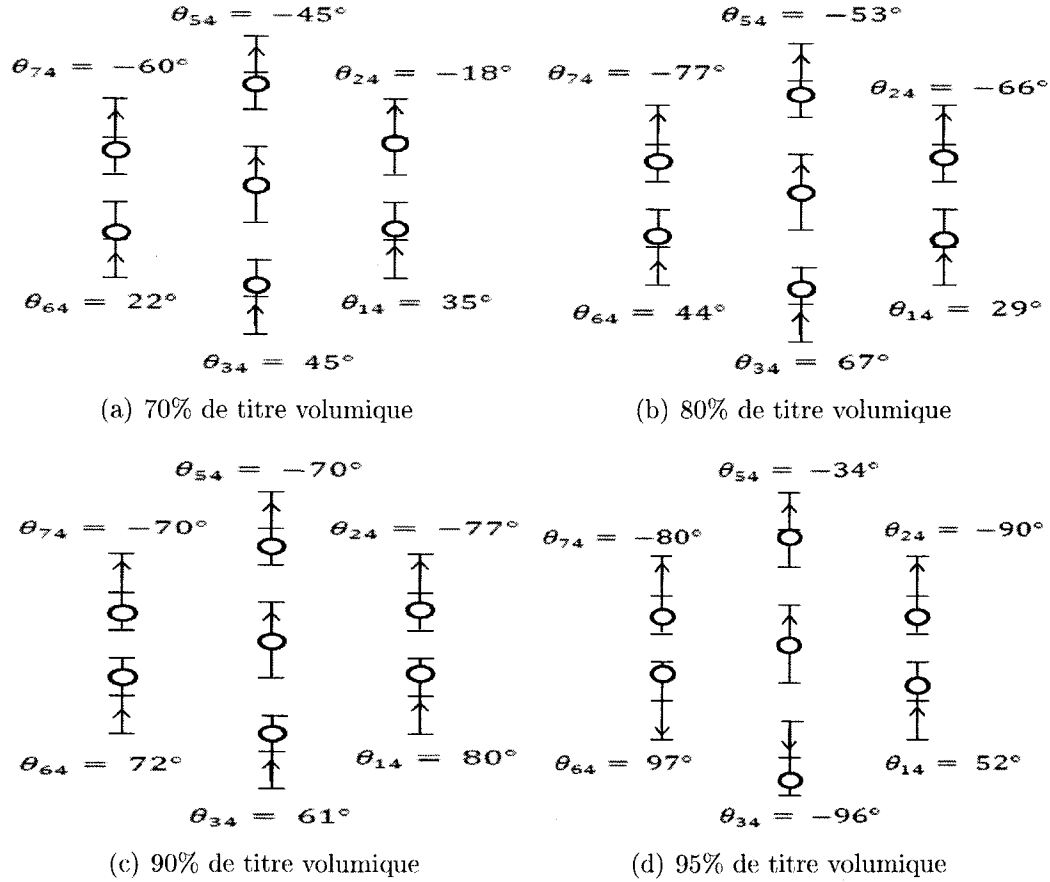


FIG. 3.10 Mode instable de vibration pour la configuration "grappe" des tubes instrumentés pour un angle d'attaque de 0 degré :+ Position d'équilibre et limite du mouvement des tubes. O position du tube à un instant arbitraire. > direction du mouvement des tubes à ce même instant.

Violette que les tubes vibrent de la même manière d'un titre volumique à l'autre (Violette, 2005). On retrouve ainsi que les tubes ayant un angle de phase positif sont en avance par rapport au tube de référence, tube 4 au milieu de la "grappe". Vu que le fluide arrive d'abord sur les tubes 1, 3 et 6 il est donc normal de retrouver

des angles positifs pour ces derniers, et de la même manière nous retrouvons des angles négatifs pour les tubes en aval du tube de référence. Pour le tube 3 et pour 95% de titre volumique la changement de mode du faisceau de tube est la cause de cette différence de phase comparativement aux comportements des autres tubes. En effet le tube 3 change de phase avant que les autres tubes n'atteignent l'instabilité. Entre autre le tracé de l'évolution de l'angle de phase donne de précieux indices sur le comportement vibratoire de chaque tube, mais cette partie sera discutée ultérieurement dans le prochain chapitre.

En définitive on remarquera que pour des titres volumiques élevés (90%, 95% de titre volumique) tous les tubes se rendent instables au même instant, alors que pour des titres volumiques plus faibles, certains tubes ne sont pas encore instables alors que d'autres (plus confinés dans le faisceau) sont totalement instables.

3.1.1.3 Configuration de l'écoulement

Ci-dessous (figure 3.11) est présentée la carte de configuration d'écoulement de Grant. Dans ce diagramme nous avons placé les conditions d'écoulement correspondantes à l'instabilité du faisceau de tubes. Nous observons que pour chaque titre volumique l'écoulement diphasique se situe dans la zone d'écoulement à bulles. Ce type d'écoulement présente des propriétés homogènes du fluide pour ces conditions. De même plus le titre volumique diminue, plus l'écoulement est à bulles. Ainsi pour 95% et 90% de titre volumique nous nous rapprochons de la limite avec l'écoulement intermittent.

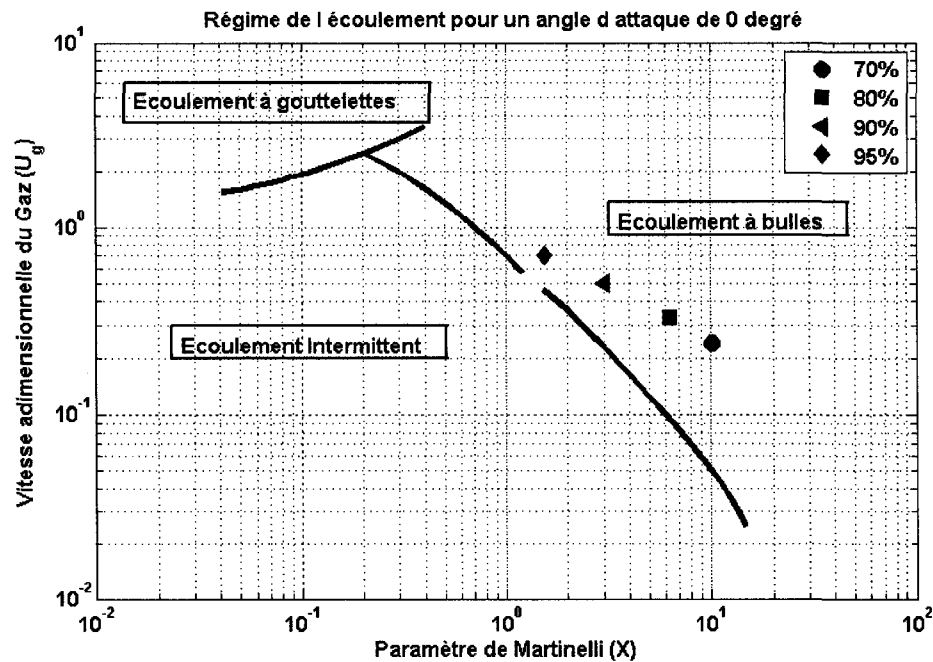


FIG. 3.11 Configuration de l'écoulement pour un angle d'attaque de 0 degré.

3.1.2 Résultats des tests d'instabilité pour un angle d'attaque du fluide de 30 degrés

3.1.2.1 Six tubes instrumentés groupés autour d'un septième : Formation Cluster

Pour ce cas présent trois titres volumiques ont été étudiés : 70%, 80% et 90%. Pour des raisons pratiques nous avons gardé ici la configuration "grappe" des tubes instrumentés, de manière à collecter les angles de phase. De la même manière nous avons analysé les amplitudes de vibration des tubes pour trouver les vitesses critiques d'instabilité. Les tubes sont maintenant libres de vibrer à 30 degrés par rapport à la direction de l'écoulement (figure 3.12). De même que précédemment la réponse spectrale garde la même forme pour 30 degrés d'angle d'attaque. Cette forme permet d'établir que les vibrations causées à des faibles vitesses

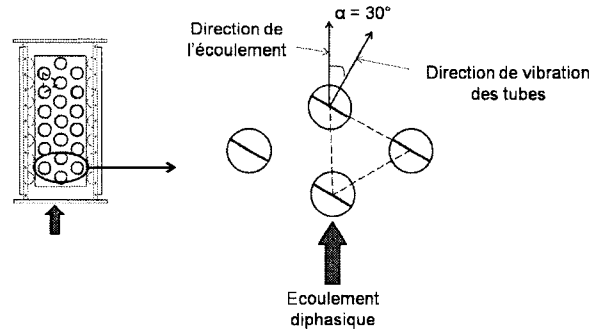


FIG. 3.12 Définition de l'angle d'attaque de 30 degrés.

d'écoulement sont dues à la turbulence. La figure 3.13 rappelle cette réponse. Pour

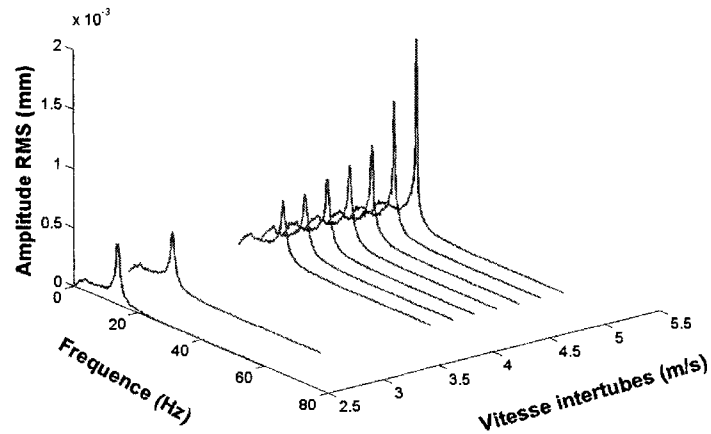


FIG. 3.13 Réponse spectrale du tube 4 pour un angle d'attaque de 30 degrés et 80% de titre volumique.

ce même angle d'attaque nous trouvons des vitesses d'instabilité plus faibles que pour un angle d'attaque de 0 degré.

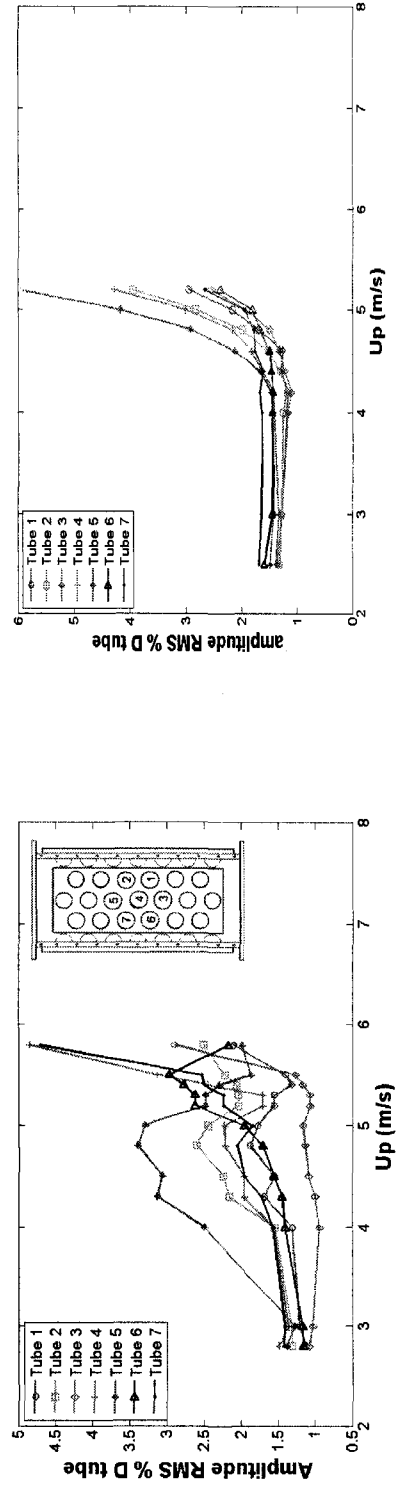
La figure 3.14 ainsi que le tableau 3.1 font un récapitulatif de ces vitesses d'instabilité. Pour 70% de titre volumique l'instabilité survient à une vitesse de $U_{pc}=4,3$ m.s⁻¹ soit une diminution de 35% par rapport à un angle d'attaque de 0 degré. De

même pour 80% de titre volumique nous obtenons une vitesse critique d'instabilité de $U_{pc}=4,6 \text{ m.s}^{-1}$, pour 90% de titre volumique $U_{pc}=6,4 \text{ m.s}^{-1}$ soit une diminution de 52% et 48% respectivement par rapport à un angle d'attaque de 0 degré.

titre volumique	70%	80%	90%
Vitesse critique $U_{pc} \text{ (ms}^{-1}\text{)}$	5,3	4,6	6,4
Diminution/0° angle d'attaque (%)	35	52	48

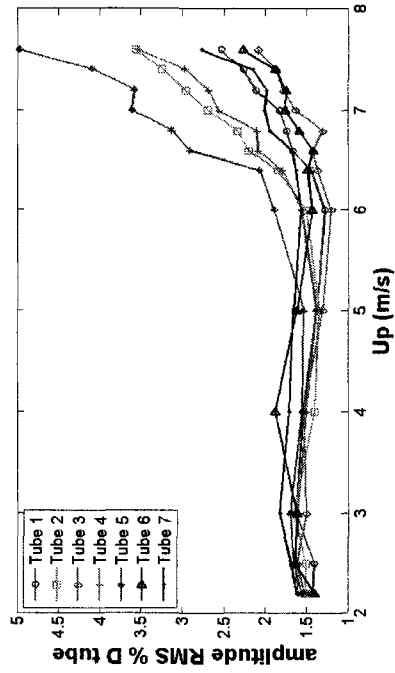
TAB. 3.1 Tableau récapitulatif des vitesses d'instabilité pour 30 degrés d'angle d'attaque.

En tournant les cylindres de 30 degrés, les interactions entre les tubes sont plus fortes que dans le cas d'un angle d'attaque de 0 degré. Les tubes reçoivent plus de forces destabilisantes causées par l'interaction avec les tubes adjacents, les forces stabilisantes sont alors moins importantes et les tubes deviennent instables plus rapidement. De la même manière que précédemment les fréquences de vibration de chaque tube se regroupent pour n'en donner plus qu'une (figure 3.15).



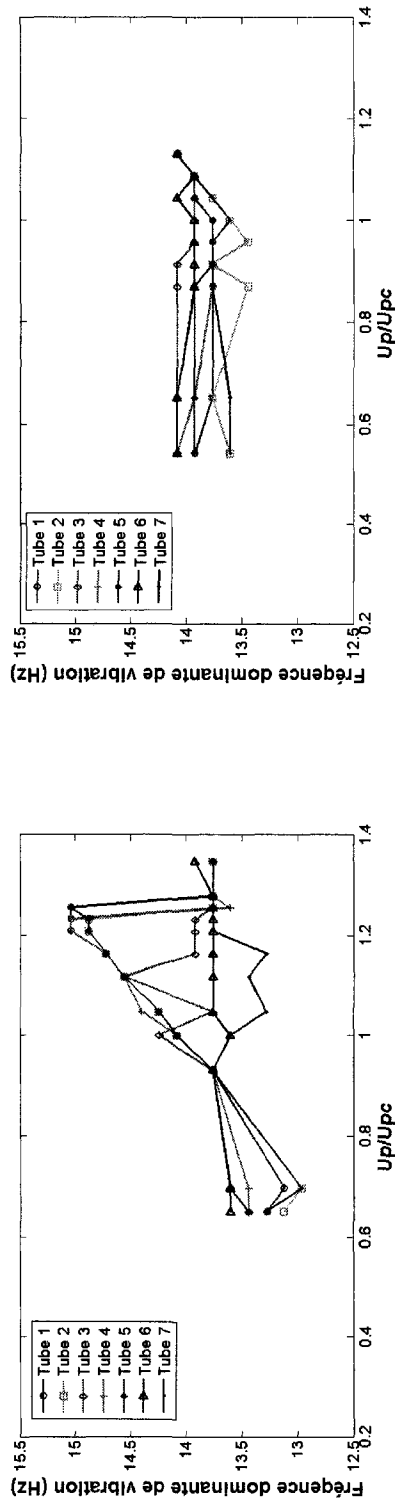
(a) 70% de titre volumique

(b) 80% de titre volumique



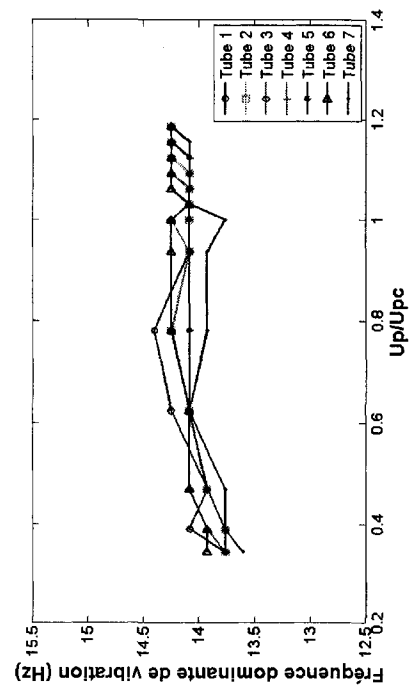
(c) 90% de titre volumique

FIG. 3.14 Évolution de l'amplitude RMS de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p pour un angle d'attaque du fluide de 30 degrés.



(a) 70% de titre volumique

(b) 80% de titre volumique



(c) 90% de titre volumique

FIG. 3.15 Évolution de la fréquence de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p pour un angle d'attaque du fluide de 30° .

Le faisceau est alors dans son mode de vibration instable qui est donné par la figure 3.16. L'observation de ces modes de vibration nous permet de mettre en évidence

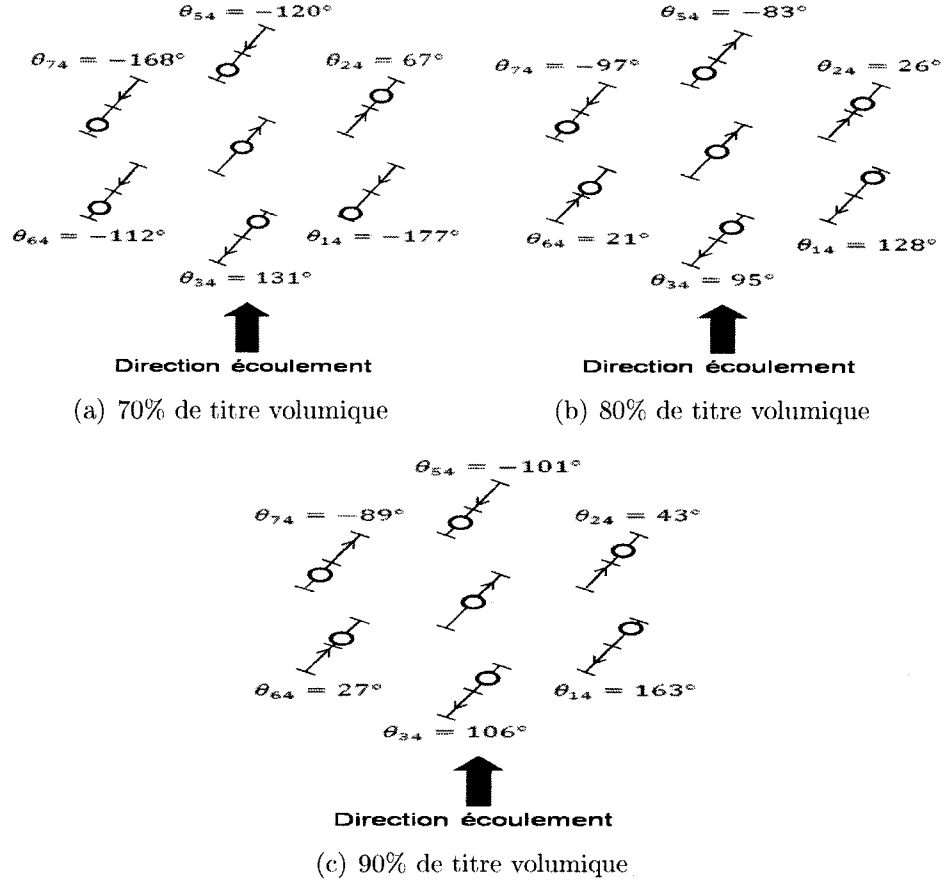


FIG. 3.16 Modes d'instabilité du faisceau de tubes pour 30 degrés d'angle d'attaque : + Position d'équilibre et limite du mouvement des tubes. O position du tube à un instant arbitraire. > direction du mouvement des tubes à ce même instant.

que certains tubes se comportent de la même manière d'un point de vue vibratoire et ceci pour l'ensemble des titres volumiques testés. Ainsi les tubes 7 et 5 vibrent quasiment en phase, de même que les tubes 6 et 2, et 1 et 3 à l'exception de 70% de titre volumique pour les mêmes raisons que pour 0 degré d'angle d'attaque. On remarque ainsi que pour chaque colonne, les tubes en aval sont en retard par rapport aux tubes amonts. Il est intéressant de noter que lorsque l'on a tourner

les tubes de 30 degrés par rapport à la direction de l'écoulement, la phase du tube 2 est devenue positive et proche de celle du tube 6. C'est-à-dire que le tube 2 est maintenant en avance par rapport au tube de référence (tube 4).

3.1.2.2 Configuration de l'écoulement

De même que pour un angle d'attaque de 0 degré, la carte de Grant ci-dessous (figure 3.17) illustre le régime d'écoulement lorsque l'instabilité est atteinte. On re-

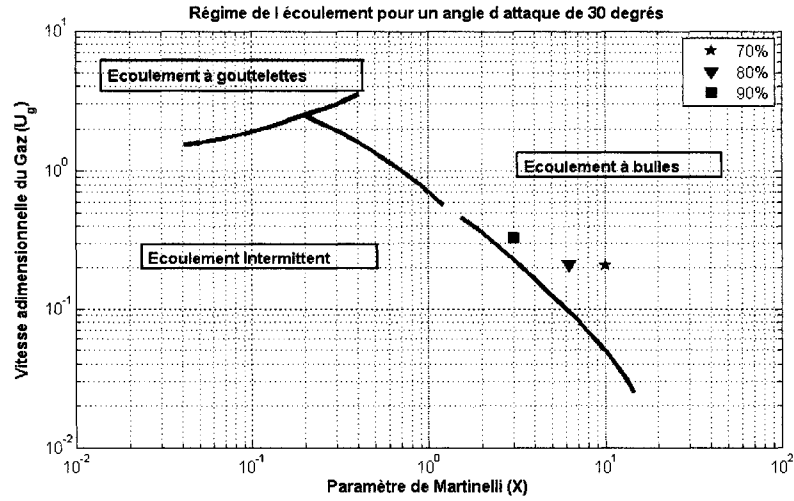


FIG. 3.17 Configuration de l'écoulement pour un angle d'attaque de 30 degrés.

marque que comparativement à 0 degré d'angle d'attaque les points sur la carte des régimes d'écoulement sont légèrement translatés vers la frontière avec l'écoulement intermittent.

3.1.3 Résultats des tests d'instabilité pour un angle d'attaque du fluide de 60 degrés

3.1.3.1 Six tubes instrumentés groupés autour d'un septième : Formation Cluster

Comme pour le cas précédent nous avons étudié les mêmes titres volumiques (70%, 80%, 90%), pour des tubes instrumentés en configuration cluster, pour ainsi comparer nos résultats à ceux obtenus à 0 degré et 30 degrés d'angles d'attaques. Les tubes sont alors libres de vibrer à 60 degrés par rapport à la direction d'écoulement, comme le montre la figure 3.18 : De la même manière nous

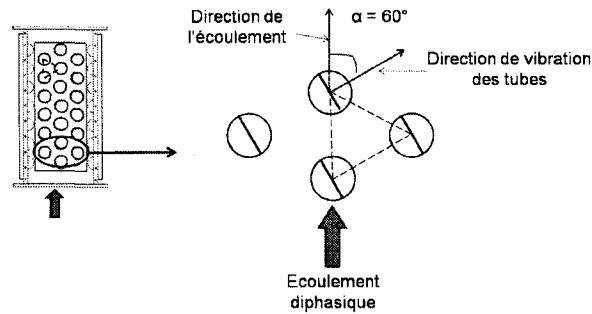


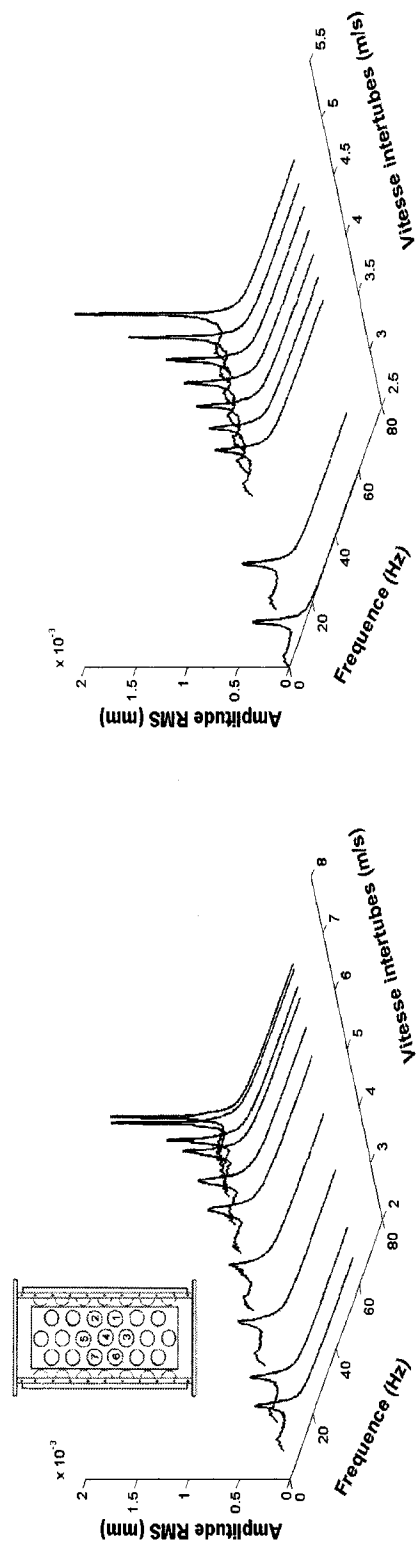
FIG. 3.18 Définition de l'angle d'attaque de 60 degrés.

avons collecté les réponses spectrales de chaque tube instrumenté. La figure 3.19 montre les différents spectres du tube 4 pour les angles d'attaques étudiés jusqu'ici.

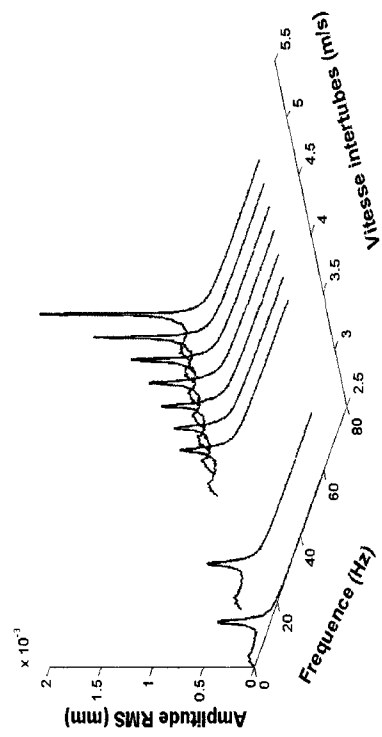
On remarque que pour 0 degré et 30 degrés d'angles d'attaques les pics pour de faibles valeurs de la vitesse ne sont pas aigües, on est en présence de vibrations dues à de la turbulence. Les pics aigües typiques de l'instabilité fluide élastique n'apparaissent que pour de hautes valeurs de la vitesse de pas : $U_p = 7,5 \text{ ms}^{-1}$ pour 0 degré d'angle d'attaque et 80% de titre volumique, et $U_p = 5 \text{ ms}^{-1}$ pour un angle d'attaque de 30 degrés, toujours à 80% de titre volumique. En revanche pour un

angle d'attaque de 60 degrés, nous n'observons plus ce même phénomène. En effet même pour de faibles valeurs de la vitesse de pas U_p nous observons un pic aiguë de la réponse spectrale, qui est bien typique d'une instabilité fluide élastique, mais ayant des amplitudes faibles. Il n'y a maintenant plus de changement brusque de l'amplitude de vibration, mais une progression constante de cette amplitude, jusqu'à l'obtention de valeurs élevées.

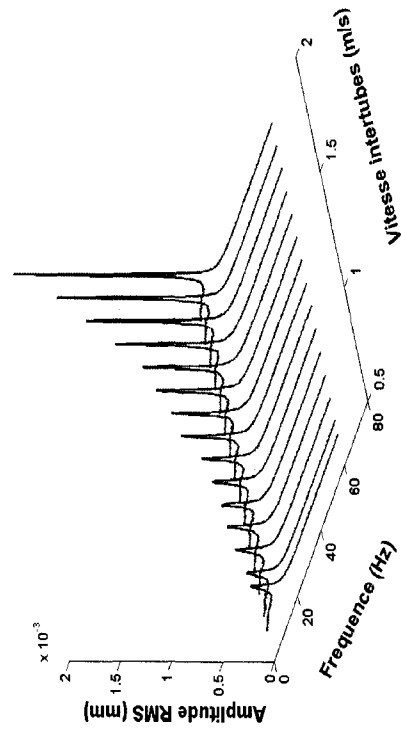
On observera ce phénomène encore mieux lorsque l'on regarde l'évolution de l'amplitude RMS en fonction de la vitesse de pas U_p , comme le montre la figure 3.20.



(a) 0 degré d'angle d'attaque



(b) 30 degrés d'angle d'attaque



(c) 60 degrés d'angle d'attaque

FIG. 3.19 Réponse spectrale du tube 4 selon différents angles d'attaques du fluide.

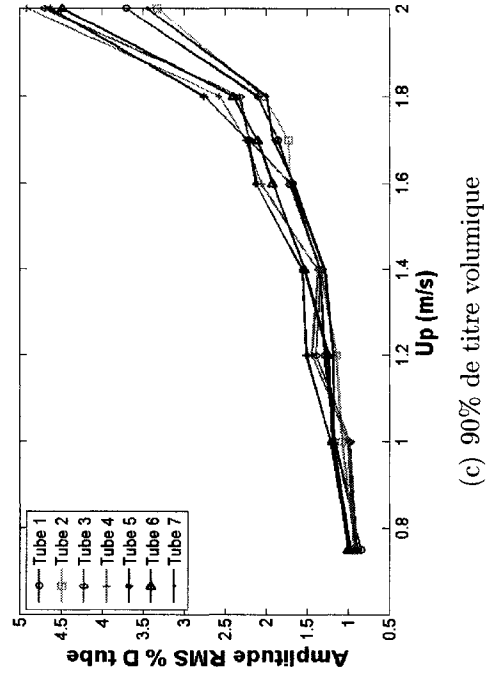
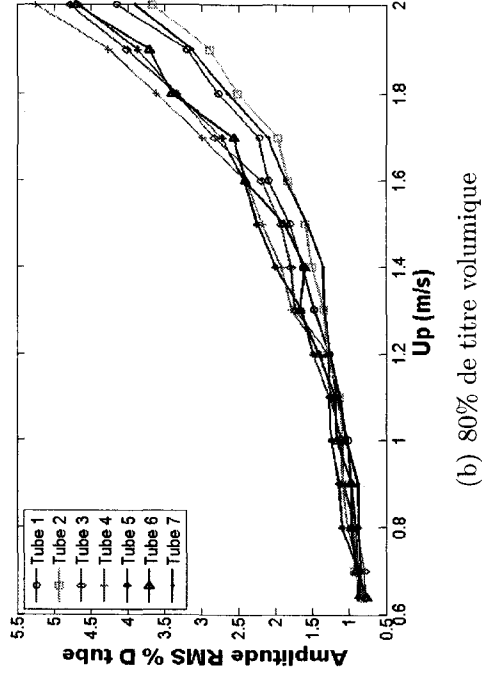
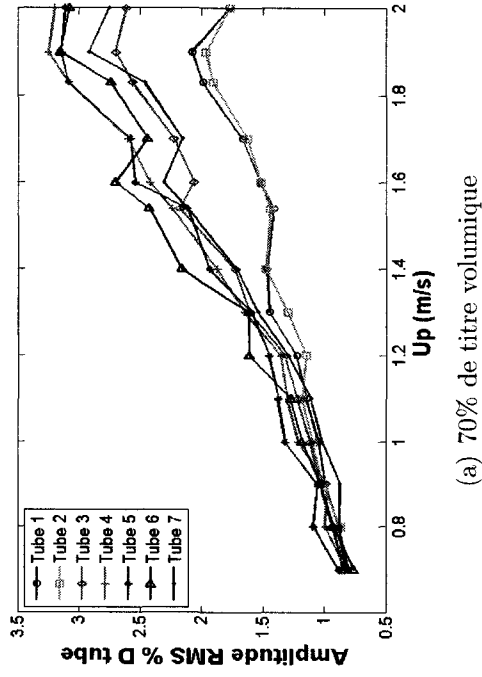


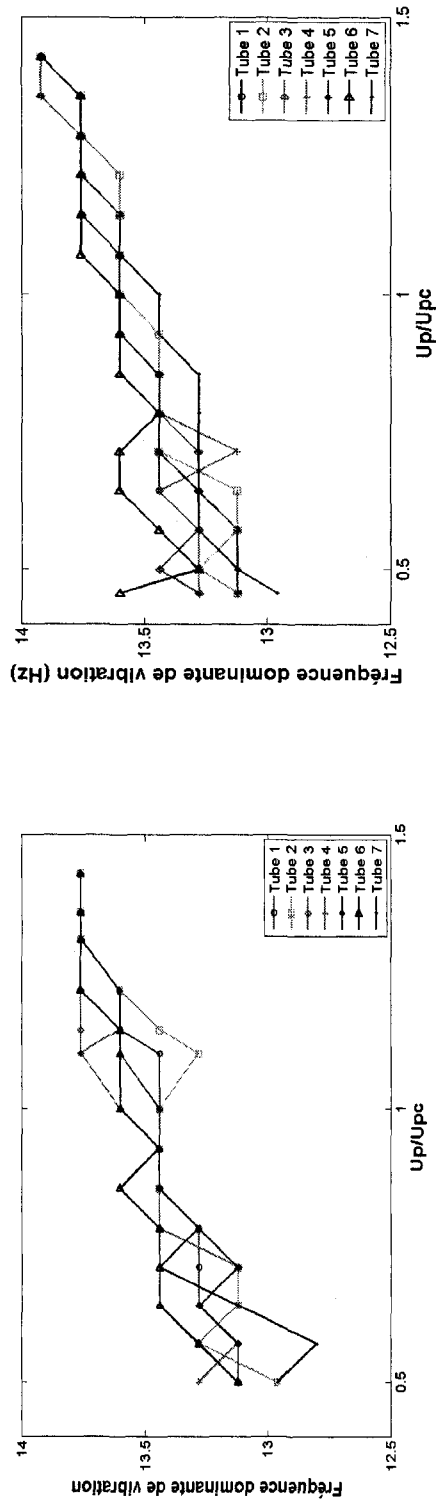
FIG. 3.20 Évolution de l'amplitude RMS en fonction de la vitesse de pas U_p pour un angle d'attaque de 60° .

On retrouve effectivement les mêmes comportements que l'on avait prédit en regardant les réponses spectrales. En effet, bien que les amplitudes de vibrations soient excessives et suffisantes pour créer des bris au sein de générateurs de vapeur, nous n'observons pas d'instabilité bien définie. Les amplitudes augmentent de façon régulière sans passer par un "seuil critique". On établit alors les vitesses critiques d'instabilité lorsque le rapport amplitude de vibration sur diamètre du tube est égal à 2 pour cent ($\frac{Y}{D} = 2\%$) (Pettigrew, 1991). On obtient donc pour 70% de titre volumique une vitesse critique de pas de $U_{pc}=1,4 \text{ m.s}^{-1}$. Pour 80% de titre volumique $U_{pc}=1,4 \text{ m.s}^{-1}$ ainsi que $U_{pc}=1,6 \text{ m.s}^{-1}$ pour 90% de titre volumique. Dans cette configuration la vitesse critique d'instabilité ne semble pas être beaucoup affectée par le titre volumique. Le Tableau suivant (tableau 3.2) donne un récapitulatif de ces vitesses d'instabilité : D'autre part même si le faisceau vibre

titre volumique	70%	80%	90%
Vitesse critique $U_{pc} \text{ (ms}^{-1}\text{)}$	1,4	1,4	1,6
Diminution/30° angle d'attaque (%)	207	229	256

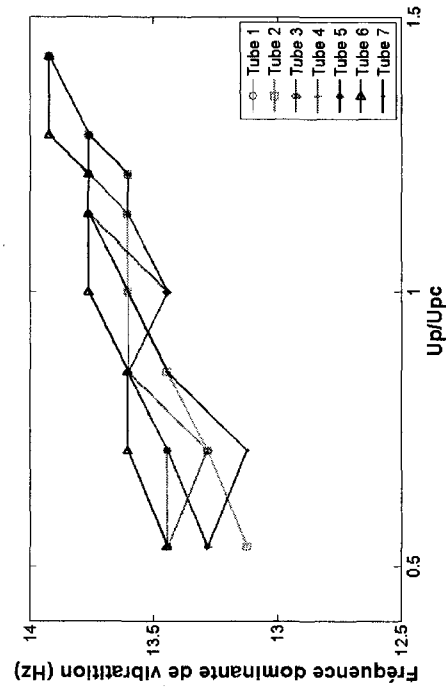
TAB. 3.2 Tableau récapitulatif des vitesses d'instabilité pour 60 degrés d'angle d'attaque.

à une même fréquence, comme le montre la figure 3.21, on remarque que chaque tube semble pouvoir devenir instable indépendamment des autres tubes. Ainsi on remarque que les tubes 2 et 1, pour un titre volumique de 70%, sont beaucoup moins instables que leurs tubes voisins. Les dispersions d'amplitudes, comparativement aux amplitudes pour 0 degré d'angle d'attaque, pour une vitesse donnée en apportent la preuve. On serait donc en présence d'un mécanisme d'instabilité contrôlé par l'amortissement.



(a) 70% de titre volumique

(b) 80% de titre volumique



(c) 90% de titre volumique

FIG. 3.21 Évolution de la fréquence de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p pour un angle d'attaque de 60° .

Cela étant, on remarque relativement le même comportement vibratoire des tubes que pour 30 degrés d'angle d'attaque. La figure 3.22 met en évidence ces modes instables de vibration. On retrouve de même que les tubes 3, 2 et 1 sont en avance

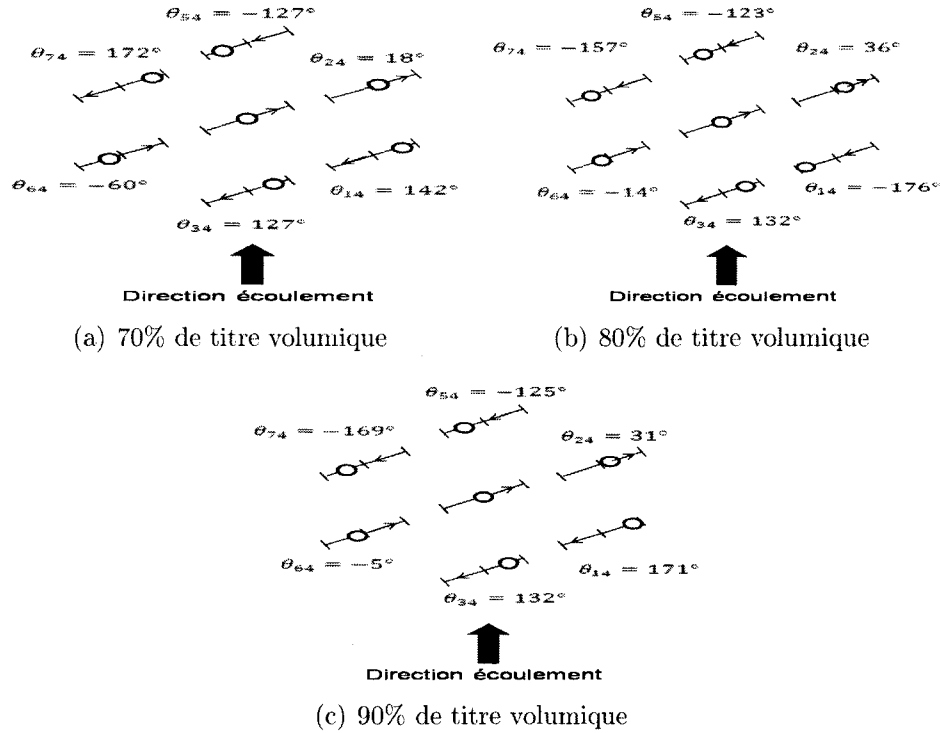


FIG. 3.22 Mode instable de vibration pour un angle d'attaque de 60 degrés.

sur le tube de référence 4. Il est à noter que le tube 6 est maintenant tout le temps en retard par rapport au tube de référence.

3.1.3.2 Configuration de l'écoulement

La carte de configuration des écoulements de Grant donnée à la figure 3.23 expose les points correspondant aux conditions de l'instabilité pour un angle d'attaque de 60 degrés. On remarque sur cette carte que l'on se trouve pour des titres volumiques de 80% et 90% dans la région des écoulements intermittents tandis que pour 70% de titre volumique l'instabilité est à la limite entre les écoulements intermittents

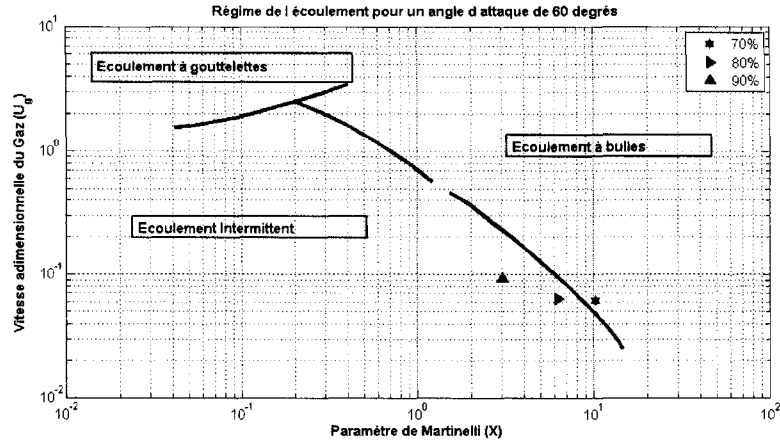


FIG. 3.23 Configuration de l'écoulement pour un angle d'attaque de 60 degrés.

et à bulles. Ces écoulements sont non homogènes et donc notre modèle théorique (modèle homogène) n'est plus très bien adapté à l'obtention des valeurs exactes des vitesses d'instabilités. Néanmoins il apporte tout de même une bonne approximation de ces valeurs. On remarque entre autre un grand changement des vitesses d'instabilité. En effet on observe une diminution de 250% des vitesses critiques d'instabilité entre les angles d'attaque de 30 degré (écoulement à bulles à l'instabilité) et 60 degrés d'angle d'attaque (écoulement intermittent à l'instabilité), alors que la différence entre les vitesses critiques d'instabilité pour 0 degré et 30 degrés d'angles d'attaques est moindre. On obtient entre 13% et 60% de diminution. Le passage d'un écoulement à bulles à un écoulement intermittent a donc pour effet de diminuer grandement ces vitesses d'instabilité. Notamment pour 70% de titre volumique l'instabilité est très mal définie et ceci correspond à la limite entre les deux écoulements. On serait alors en mesure de se demander si le passage d'un écoulement à l'autre serait la cause de l'instabilité.

3.1.4 Résultats des tests d'instabilité pour un angle d'attaque du fluide de 90 degrés

3.1.4.1 Une colonne de tubes instrumentés

Dans cette partie cinq titres volumiques ont été testés : 60%, 70%, 80%, 90% et 95%. Pour chaque titre volumique testé nous avons alors collecté les amplitudes RMS de vibration des tubes en fonction des vitesses de pas du fluide, ainsi que les fréquences de vibration des tubes, mais aussi les différences de phase entre les tubes, et ceci obtenu de la même manière qu'énoncé précédemment. Les tubes sont maintenant libres de vibrer dans la direction de la portance comme le montre la figure 3.24. Comme pour le cas d'un faisceau de tubes soumis à l'écoulement d'un

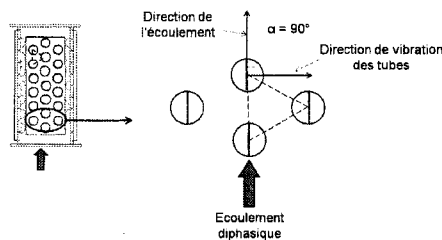
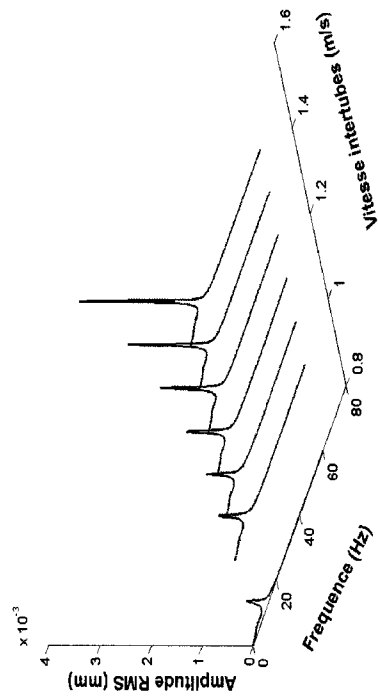
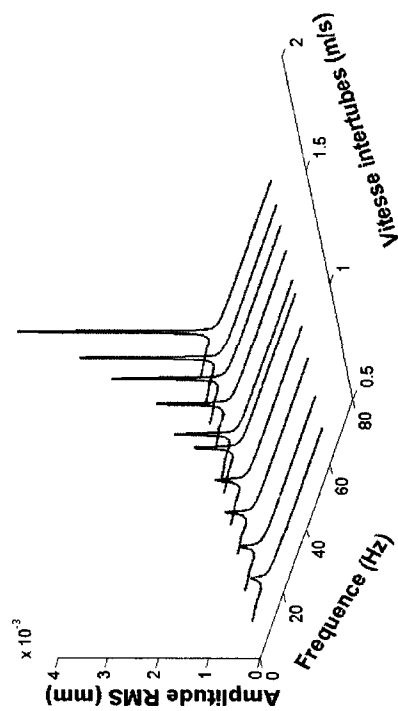


FIG. 3.24 Définition de l'angle d'attaque de 90 degrés

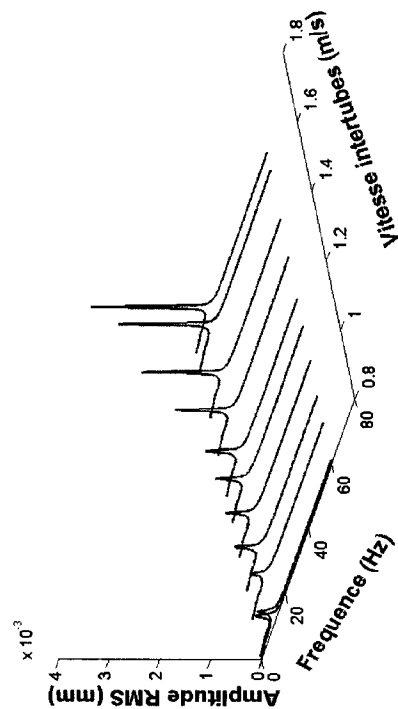
fluide diphasique suivant un angle d'attaque de 60 degrés, on remarque que les réponses spectrales, comme montré à la figure 3.25, nous donnent pour chaque vitesse testée un pic aiguë, représentatif d'une instabilité fluide élastique, même pour des amplitudes faibles. Ainsi nous n'avons pas d'instabilité parfaitement définie, et on observe un accroissement régulier des amplitudes de vibration en fonction de la vitesse de pas U_p du fluide (figure 3.26).



(a) 70% de titre volumique



(b) 80% de titre volumique



(c) 90% de titre volumique

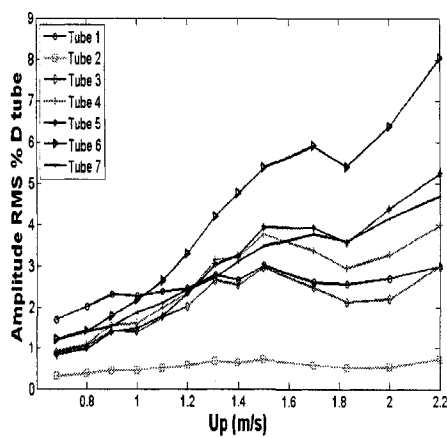
FIG. 3.25 Réponse spectrale du tube 4 pour un angle d'attaque de 90 degrés.

On retrouve pour 90% de titre volumique de très faibles valeurs des vitesses critiques d'instabilité. Pour 60% de titre volumique on trouve alors une vitesse critique d'instabilité $U_{pc}=1,1 \text{ m.s}^{-1}$, pour 70% de titre volumique $U_{pc}=1,2 \text{ m.s}^{-1}$ soit une diminution de 28% par rapport à 60 degrés d'angle d'attaque. Pour 80% de titre volumique on observe une vitesse critique de $U_{pc}=1,24 \text{ m.s}^{-1}$ correspondant à une diminution de 13% par rapport à 60 degrés d'angle d'attaque. Pour 90%, $U_{pc}=1,28 \text{ m.s}^{-1}$ soit une diminution de 40% et pour 95% de titre volumique $U_{pc}=1,2 \text{ m.s}^{-1}$. Le tableau 3.3 donne un récapitulatif de ces données. On peut remarquer là aussi que

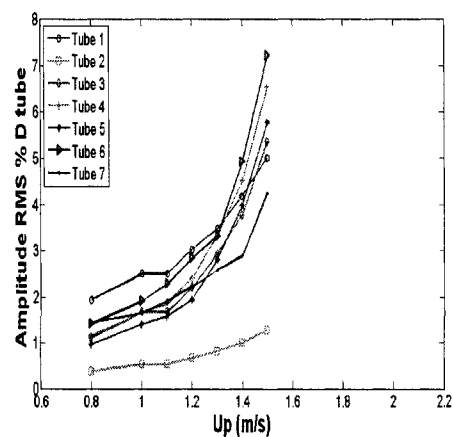
titre volumique	60%	70%	80%	90%	95%
Vitesse critique $U_{pc} \text{ (ms}^{-1}\text{)}$	1,1	1,2	1,24	1,28	1,2
Diminution/60° angle d'attaque (%)	-	17	13	41	-

TAB. 3.3 Tableau récapitulatif des vitesses d'instabilité pour 90 degrés d'angle d'attaque

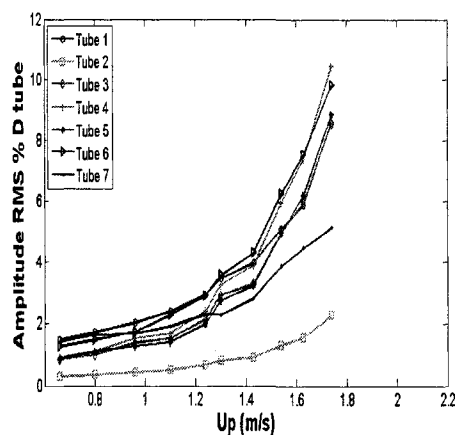
les tubes semblent libres de devenir instable indépendamment de leurs voisins. On est alors en présence d'une instabilité contrôlée par l'amortissement. Entre autre les tubes, lors de l'instabilité vibrent de manière synchrone, ce qui est typique de l'instabilité fluide élastique. Une observation intéressante pour cette configuration du faisceau de tube est la visualisation du comportement des tubes. En effet les tubes vibrent dans un mode très particulier et identique pour tous les titres volumiques testés. On peut ainsi voir les tubes "serpenter", de la même manière que l'instabilité d'un drapeau. La figure 3.27 montre ce mode de vibration préférentiel :



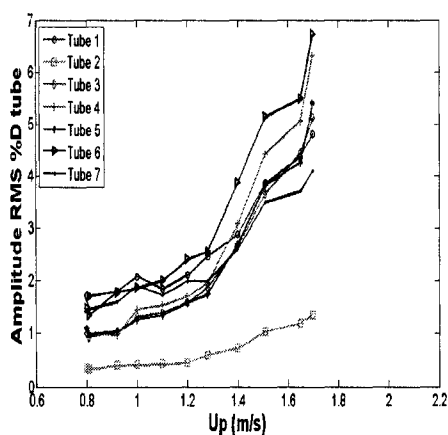
(a) 60% de titre volumique



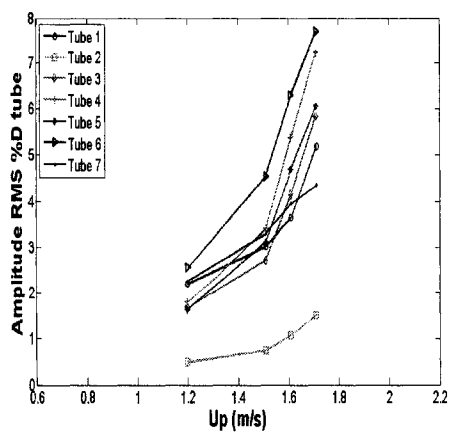
(b) 70% de titre volumique



(c) 80% de titre volumique



(d) 90% de titre volumique



(e) 95% de titre volumique

FIG. 3.26 Évolution de l'amplitude RMS de vibration des tubes en fonction de la vitesse de pas U_p pour 90° d'angle d'attaque.

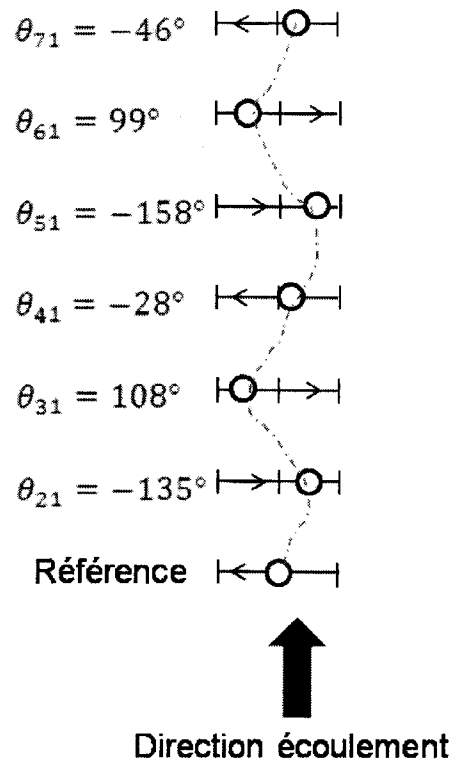
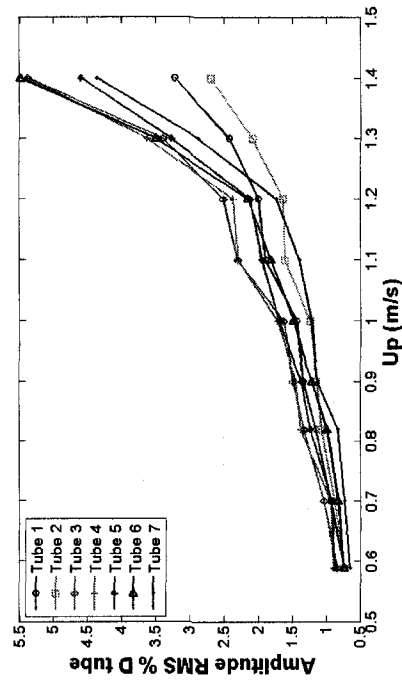


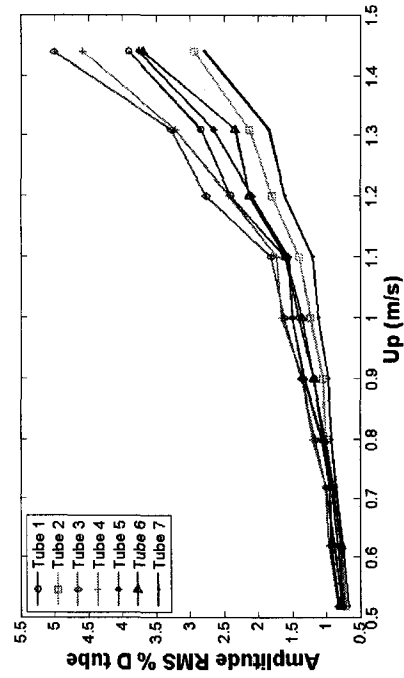
FIG. 3.27 Mode instable de vibration pour un angle d'attaque de 90 degrés et un titre volumique de 80%.

3.1.4.2 Six tubes instrumentés groupés autour d'un septième : Formation Cluster

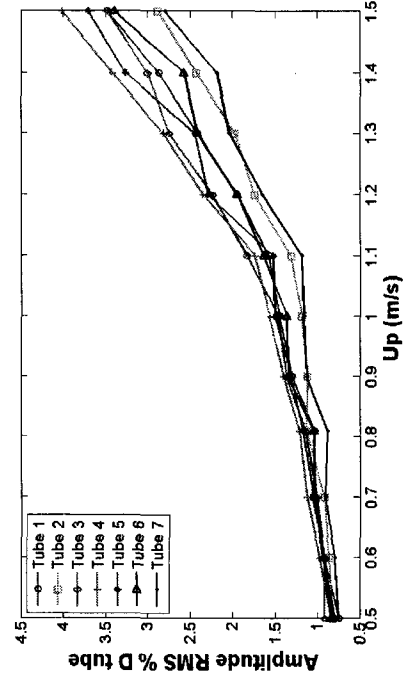
Dans cette partie nous nous sommes intéressés aux tubes plus confinés dans le faisceau flexible. Comme l'on peut le constater les vitesses d'instabilité sont identiques à celles trouvées pour une colonne de tubes instrumentés. De même cette formation des tubes nous permet de collecter les phases entre les tubes, important pour les modèles analytiques. Pour se faire nous avons donc étudié trois titres volumiques : 70%, 80% et 90%. Comme pour le cas précédent, l'instabilité est très rapidement atteinte mais semble mieux développée. La figure 3.28 illustre bien l'instabilité qui se produit.



(a) 70% de titre volumique



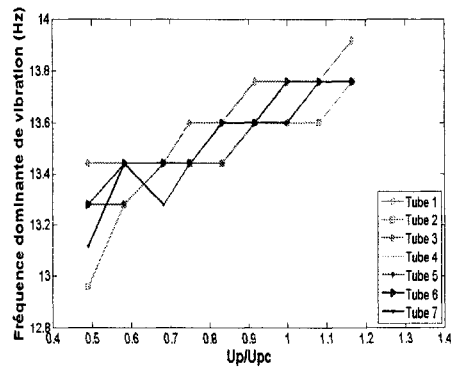
(b) 80% de titre volumique



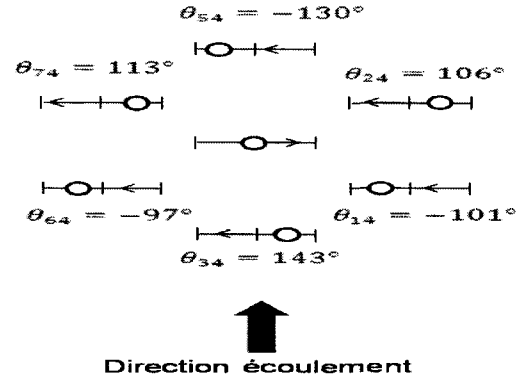
(c) 90% de titre volumique

FIG. 3.28 Évolution de l'amplitude RMS de vibration des tubes en fonction de la vitesse de pas U_p pour 90 degrés d'angle d'attaque.

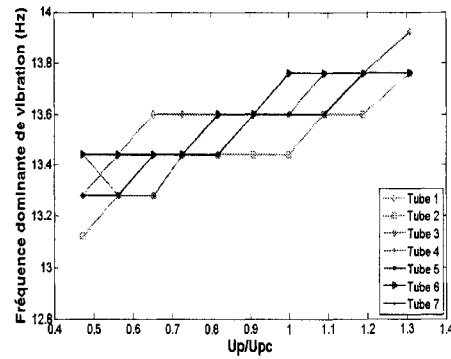
Les vitesses critiques sont comme nous l'avons dit très faibles, et se regroupent aux alentours de la valeur de 1 m.s^{-1} . Ainsi pour 70% de titre volumique nous obtenons une valeur de $U_{pc}=1,2 \text{ m.s}^{-1}$, tandis que pour 80% et 90% de titre volumique la vitesse critique est identique d'une valeur de $U_{pc}=1,1 \text{ m.s}^{-1}$. D'autre part les modes du faisceau associé aux fréquences d'oscillations sont donnés à la figure 3.29 : On remarque que deux tubes consécutifs amont et aval sont en opposition de phase. On observe alors le même schéma de vibration que pour une colonne de tubes instrumentés. De ce fait on s'aperçoit que l'ensemble des tubes du faisceau lorsque le fluide "attaque" les cylindres avec un angle de 90 degrés réagit de la même manière, que le tube soit plus confiné ou non et ceci pour tous les titres volumiques testés.



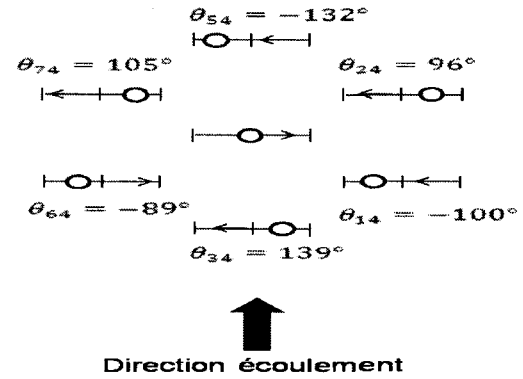
(a) 70% de titre volumique



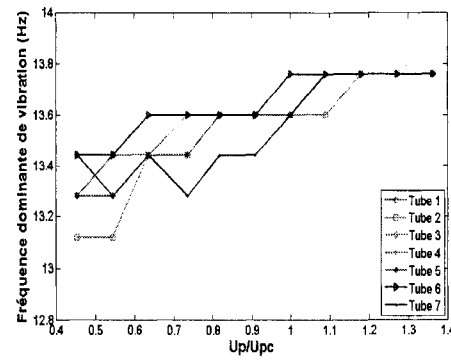
(b) 70% de titre volumique



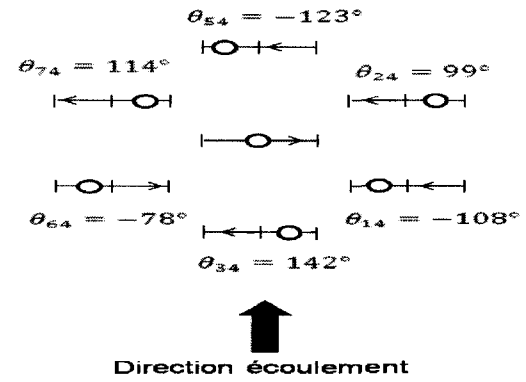
(c) 80% de titre volumique



(d) 80% de titre volumique



(e) 90% de titre volumique



(f) 90% de titre volumique

FIG. 3.29 Modes instables associés aux fréquences d'oscillations du faisceau flexible pour un angle d'attaque de 90 degrés.

3.1.4.3 Configuration de l'écoulement

La carte de configuration des écoulements de Grant donnée à la figure 3.30 expose les points correspondant aux conditions de l'instabilité pour un angle d'attaque de 90 degrés. De même que pour 60 degrés d'angle d'attaque on retrouve des écoule-

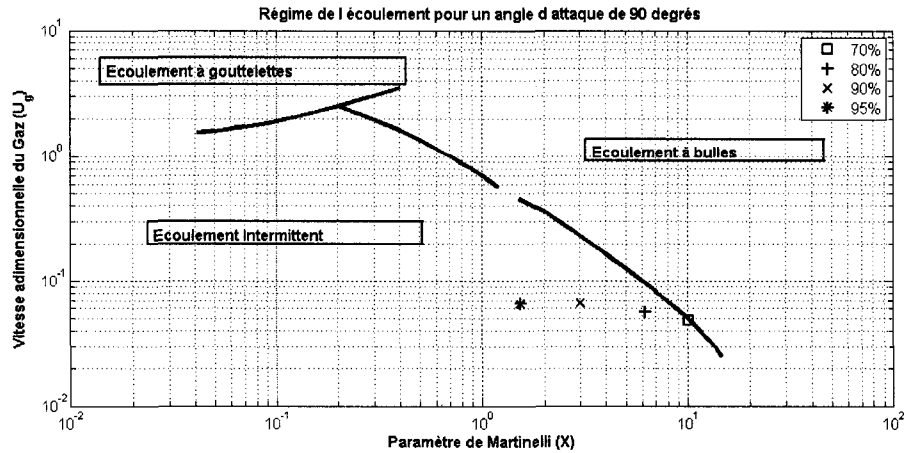


FIG. 3.30 Configuration de l'écoulement pour un angle d'attaque de 90 degrés.

ments intermittents pour 80%, 90% et 95% de titre volumique, d'où des vitesses d'instabilité faibles. L'observation de tels écoulements montre une certaine périodicité du fluide lors du passage dans la section d'essais. Des sortes de "bouchons" sont alors observés et pourraient donc être à l'origine des instabilités. Mais une recherche plus poussée sur ce domaine serait nécessaire pour pouvoir affirmer une telle chose. D'autre part pour 70% de titre volumique l'instabilité se produit à la transition entre les écoulements intermittents et à bulles. Ceci viendrait donc étayer notre observation effectuée pour 60 degrés d'angle d'attaque, c'est-à-dire que le changement de régime d'écoulement créer l'instabilité fluide élastique.

3.2 Comparaison de stabilité du faisceau suivant les différents angles d'attaques du fluide.

Comme nous l'avons dit précédemment la constante de stabilité, ou constante de Connors K est très importante pour la compréhension de l'instabilité fluide élastique. En effet elle renferme la physique liée à cette instabilité. C'est alors dans le but de connaître cette valeur que nous avons cherché à obtenir les vitesses critiques d'instabilité. Tous les paramètres nécessaires à l'obtention de cette valeur sont alors connus et sont ainsi répertoriées dans les tableaux 3.4, 3.5, 3.6 et 3.7.

β (%)	m (kg/m)	ζ (%)	ρ (kg/m ³)	$\sqrt{\frac{2\pi m \zeta}{\rho D^2}}$	f (Hz)	U_{pc} (m.s ⁻¹)	$\frac{U_{pc}}{fD}$	K
70	3,4	5,4	301	1,64	13,6	5,8	11,2	6,9
80	3,3	4,2	201	1,73	13,8	7	13,4	7,7
90	3,1	3,8	101	2,26	13,8	9,5	18,2	8,1
95	3,0	3,4	51	2,94	13,9	12,8	24,2	8,2

TAB. 3.4 Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour 0 degré d'angle d'attaque.

β (%)	m (kg/m)	ζ (%)	ρ (kg/m ³)	$\sqrt{\frac{2\pi m \zeta}{\rho D^2}}$	f (Hz)	U_{pc} (m.s ⁻¹)	$\frac{U_{pc}}{fD}$	K
70	3,4	4,0	301	1,4	13,8	4,3	10,1	5,9
80	3,3	3,9	201	1,7	14,1	4,6	8,6	5,2
90	3,1	3,9	101	2,3	14,2	6,4	14,2	5,2

TAB. 3.5 Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour 30 degrés d'angle d'attaque.

Il est intéressant de remarquer que pour un faisceau de tubes entièrement flexible dans la direction de la traînée (0 degré d'angle d'attaque), les valeurs des vitesses critiques d'instabilité ainsi que les valeurs de K sont très proches que celles trouvées par Violette, pour 7 tubes flexibles en configuration cluster, à l'intérieur d'un faisceau rigide (Violette, 2005). En effet pour 80% de titre volumique on retrouve une

β (%)	m (kg/m)	ζ (%)	ρ (kg/m ³)	$\sqrt{\frac{2\pi m \zeta}{\rho D^2}}$	f (Hz)	U_{pc} (m.s ⁻¹)	$\frac{U_{pc}}{fD}$	K
70	3,4	3,8	301	1,4	13,8	1,4	2,7	1,9
80	3,3	3,6	201	1,6	13,9	1,4	2,7	1,7
90	3,1	3,5	101	2,2	13,9	1,8	3,4	1,6

TAB. 3.6 Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour 60 degrés d'angle d'attaque.

β (%)	m (kg/m)	ζ (%)	ρ (kg/m ³)	$\sqrt{\frac{2\pi m \zeta}{\rho D^2}}$	f (Hz)	U_{pc} (m.s ⁻¹)	$\frac{U_{pc}}{fD}$	K
70	3,4	3,8	301	1,4	13,8	1,2	2,3	1,7
80	3,3	3,7	201	1,6	13,9	1,1	2,1	1,3
90	3,1	3,1	101	2,0	13,9	1,1	2,1	1,0

TAB. 3.7 Tableau récapitulatif des résultats obtenus pour 90 degrés d'angle d'attaque.

différence de vitesse critique de 0,75 m.s⁻¹ soit 9,7%, et une différence de 3,8% pour la valeur de K . De la même manière pour 90% de titre volumique nous retrouvons exactement la même vitesse critique d'instabilité, soit $U_{pc}=9,5$ m.s⁻¹ ce qui correspond à une différence de 5,2% sur la valeur de K , valeur légèrement différente due au fait que nos tubes ont une masse structurale légèrement supérieure ainsi qu'un amortissement légèrement différent. Quant à 95% de titre volumique nous trouvons une légère différence avec les résultats de Violette (2005), soit 5,2% de différence sur la vitesse critique et 15% avec la valeur de K . De ces valeurs nous pouvons donc en déduire que pour étudier l'instabilité d'un faisceau de tubes dans la direction de la traînée il suffit d'étudier 7 tubes flexibles au milieu du faisceau fixe. Ceci est particulièrement dû au fait que les tubes qui développent une instabilité fluide élastique plus facilement sont les tubes les plus confinés et qui subissent le plus de couplages.

Entre autre pour le cas où les tubes vibrent sous un angle d'attaque de 0 degré une valeur de la constante de Connors $K=8$ semble bien prédire ce qu'il se passe

à l'instabilité. On retrouve ainsi les mêmes résultats que ceux de Violette (2005), pour des titres volumiques inférieur à 80% cette constante se rapproche de sept. Pour des taux de vide supérieur, cette constante est de huit. Nous remarquons de même que cette constante diminue avec l'augmentation de l'angle d'attaque du fluide. Ainsi pour 30 degrés d'angle d'attaque on trouve une constante d'instabilité de $K = 5$. Quant aux angles d'attaques de 60 degrés et 90 degrés cette constante diminue drastiquement. On remarque que pour chaque angle cette constante est plus élevée pour 70% de titre volumique, on trouve $K = 1,95$ pour 60 degrés d'angle d'attaque et $K = 1,69$ pour 90 degrés d'angle d'attaque, alors que pour des titres volumiques plus importants, $K = 1,65$ pour 80% de titre volumique et $K = 1,59$ pour 90% de titre volumique et un angle d'attaque de 60 degrés. Nous observons la même tendance pour la direction de la portance : $K = 1,28$ pour 80% de titre volumique et $K = 1,03$ pour 90% de titre volumique. Pettigrew et son équipe ont observé la même tendance pour des tests effectués en Fréon-22 (Pettigrew et al., 1995). Pour 90% de titre volumique ils trouvent ainsi une valeur de $K = 1,36$. Ils expliquent cette petite valeur de la constante de stabilité par le changement de régime de l'écoulement. Ainsi pour des écoulements intermittents cette constante est très faible. Ceci concorde avec ce que nous observons lors de cette présente étude. La carte de Grant donnée à la figure 3.31 montre l'évolution des régimes d'écoulement pour les différents angles d'attaques. On remarque alors que plus l'angle d'attaque augmente, plus l'écoulement se déplace vers un régime intermittent. Pour 60 degrés et 90 degrés d'angles d'attaques on retrouve en effet des régimes intermittents de l'écoulement, ce qui correspond aux faibles valeurs de la constante de stabilité K . Vu que pour 70% de titre volumique nous sommes à la limite de ce régime d'écoulement il est alors normal de trouver une constante de stabilité plus élevée que pour le cas de 80% et 90% de titre volumique.

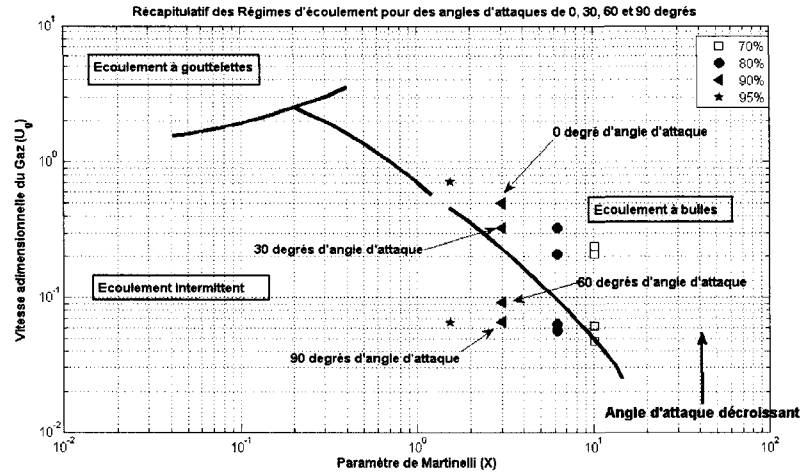
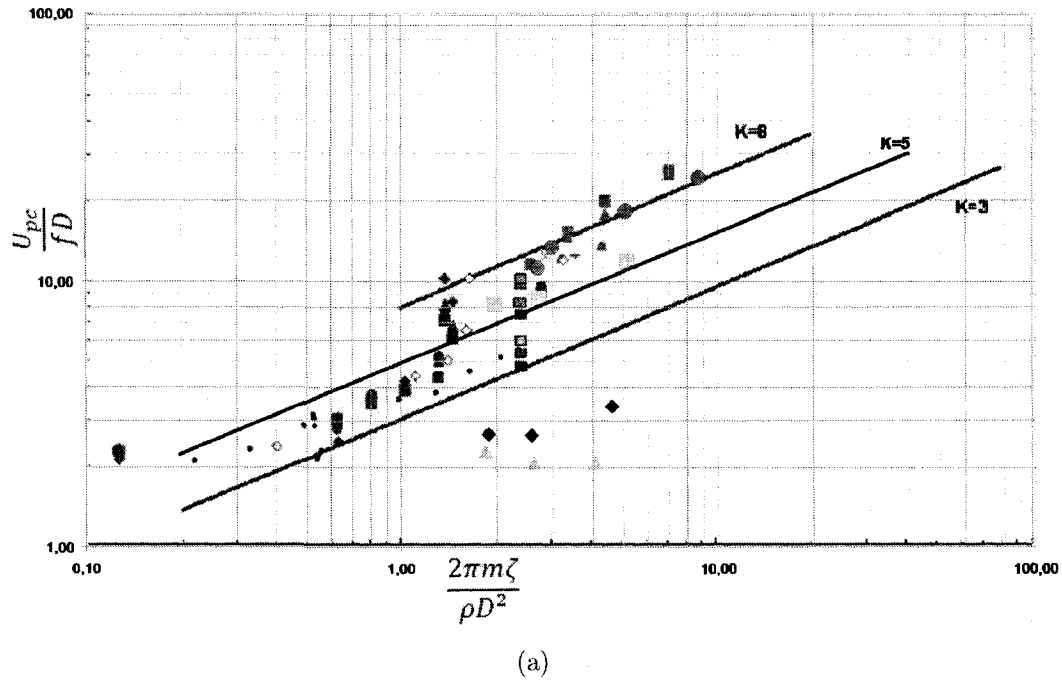


FIG. 3.31 Récapitulatif des configurations d'écoulement

D'autre part la carte de stabilité (figure 3.32) fait le récapitulatif des essais effectués pour des faisceaux de tubes, libres de vibrer dans la direction de la portance en écoulement monophasique (Mureithi et al., 2005), suivant différents angles d'attaques (Khalvatti et al., 2007), ainsi que des tests effectués en écoulement diphasique pour des tubes libres de vibrer dans toutes les directions (Pettigrew et al., 1989) et suivant différentes configurations du faisceau (Violette, 2005). Sont représentés sur cette carte les essais effectués dans le cadre de cette présente étude. Sur cette carte de stabilité l'axe des abscisses représente le ratio masse-amortissement ($\frac{2\pi m\zeta}{\rho D^2}$), et l'axe des ordonnées représente la vitesse critique réduite ($\frac{U_{pc}}{fD}$). Les données expérimentales montrent une grande similarité de stabilité entre les écoulements diphasiques et monophasiques lorsque les tubes sont libres de vibrer dans la direction de l'écoulement. Nos résultats comparés à ceux de Violette (2005) et Khalvatti (2008), montrent que pour étudier l'instabilité fluide élastique, lorsque les tubes vibrent dans la direction de l'écoulement, sept tubes flexibles au centre de la section d'essais sont suffisant.

Cependant pour les angles d'attaques supérieurs à 0 degré, on observe de grandes différences de stabilité entre un écoulement diphasique et monophasique. En ef-

fet pour 90 degrés d'angle d'attaque une constante de stabilité $K = 3,84$ semble bien prédire ce qu'il se passe à l'instabilité pour un écoulement monophasique, alors que pour le même angle d'attaque nous trouvons une constante $K = 1,03$, beaucoup plus faible. Ceci met donc fin à ce chapitre concernant les résultats de nos tests. Nous retiendrons donc que pour tous les cas testés nous avons obtenu une instabilité fluide élastique, comme l'ont montré Violette (2005) et Khalvatti (2007) lors de tests en soufflerie suivant différents angles d'attaques du fluide. De la même manière que Khalvatti (2007) nous observons une diminution significative de la constante de stabilité K avec l'augmentation de l'angle d'attaque du fluide. Cette diminution provient essentiellement de la diminution de la vitesse critique d'instabilité. La figure 3.33 fait un récapitulatif de l'évolution de la vitesse critique d'instabilité en fonction de l'angle d'attaque du fluide.



● faisceau de tubes entièrement flexible à 0 degré d'angle d'attaque pour un écoulement diphasique, ○ faisceau de tubes entièrement flexible à 30 degrés d'angle d'attaque pour un écoulement diphasique, ◆ faisceau de tubes entièrement flexible à 60 degrés d'angle d'attaque pour un écoulement diphasique, ▲ faisceau de tubes entièrement flexible à 90 degrés d'angle d'attaque pour un écoulement diphasique, ■ faisceau de tubes entièrement flexible à 90 degrés d'angle d'attaque pour un écoulement d'air (Khalvatti, 2008), ▤ faisceau de tubes entièrement flexible à 60 degrés d'angle d'attaque pour un écoulement d'air (Khalvatti, 2008), ▥ sept tubes flexibles dans la direction de l'écoulement au centre de la section d'essais pour un écoulement d'air à 30 degrés d'angle d'attaque (Khalvatti, 2008), ▧ sept tubes flexibles dans la direction de l'écoulement au centre de la section d'essais pour un écoulement d'air (Khalvatti, 2008), ▲ sept tubes flexibles dans la direction de l'écoulement au centre de la section d'essais (Violette, 2005), ▤ deux colonnes flexibles dans la direction de l'écoulement (Violette, 2005), + résultats en soufflerie pour sept tubes flexibles dans la direction de l'écoulement au centre de la section d'essais en écoulement d'air (Mureithi et al. 2005), x résultats en soufflerie pour une colonne de tubes flexibles dans la direction de l'écoulement, ○ un tube libre de vibrer dans la direction de la portance, ● faisceau de tube flexible dans toutes les direction (Pettigrew et al. 1989),

(b)

FIG. 3.32 Carte de stabilité des faisceaux de tubes testés.

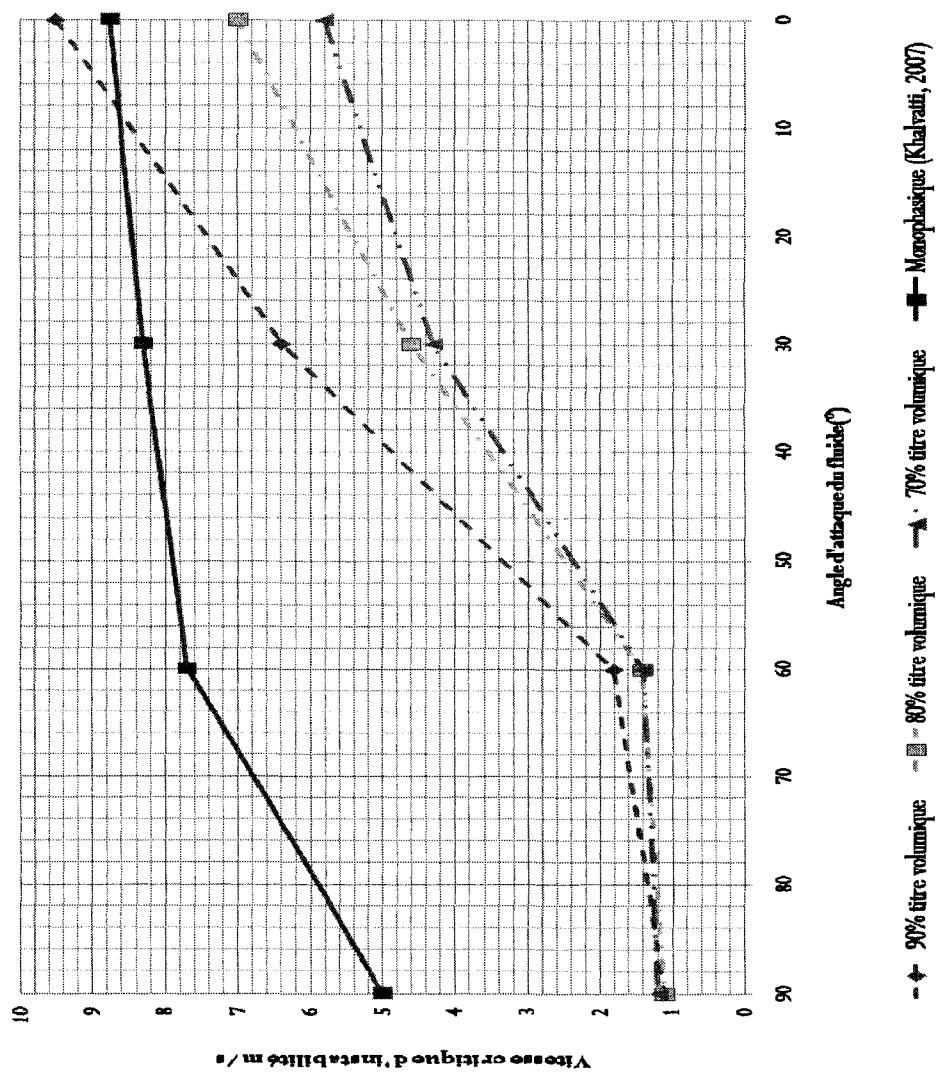


FIG. 3.33 Évolution de la vitesse critique d'instabilité en fonction de l'angle d'attaque du fluide.

Comme nous l'avons dit la vitesse critique diminue avec l'augmentation de l'angle d'attaque du fluide et avec la diminution du titre volumique. Ces observations sont ainsi conformes avec celles faites par Khalvatti (2007). Cependant cette diminution de la vitesse critique d'instabilité est plus accentuée pour des écoulements diphasiques ce qui est dû aux différents régimes d'écoulement.

Nous retiendrons de plus les grandes similarités de vibrations de certains tubes du faisceau, ce qui peut par la suite simplifier les modèles analytiques.

CHAPITRE 4

ANALYSE DES RÉSULTATS

Dans le chapitre précédent nous avons vu les différents résultats d'instabilité suivant quatre angles d'attaques différents (0 degré, 30 degrés, 60 degrés et 90 degrés). Ces données vont nous permettre de comprendre plus en profondeur les mécanismes sous-jacents à l'instabilité fluide élastique.

4.1 Évolution de l'amplitude RMS

Comme nous l'avons observé dans le chapitre précédent, l'observation de l'évolution de l'amplitude RMS en fonction de la vitesse intertube nous donne quelques indices importants sur les mécanismes d'instabilité. En effet comme cela a été dit dans le premier chapitre Chen (1987), Price et Païdoussis (1988) ainsi que Yetisir et Weaver (1993) ont mis en avance deux mécanismes dirigeant l'instabilité fluide élastique. Le premier mécanisme d'instabilité est le mécanisme dirigé par l'amortissement. Celui-ci requiert un seul degré de liberté pour se développer, ainsi les tubes peuvent devenir instables chacun leur tour, indépendamment des autres tubes. Le deuxième mécanisme, contrôlé par la rigidité a besoin quant à lui, pour se produire, du couplage entre le mouvement des tubes (Yetisir, 1993). Violette (2005) a ainsi démontré que pour un seul tube libre de vibrer dans la direction de l'écoulement au sein d'un faisceau rigide aucune instabilité fluide élastique n'a été détectée. Il en déduit donc que puisqu'il n'y a aucun couplage avec les tubes voisins, il faut au minimum deux degrés de liberté pour voir apparaître une instabilité. Une instabilité contrôlée par la rigidité se produit pour les tubes libres

de vibrer dans la direction de l'écoulement.

Néanmoins lors de cette présente étude l'observation de l'évolution de l'amplitude des tubes instrumentés, au milieu du faisceau entièrement flexible montre de manière qualitative que pour 70% de titre volumique les tubes commencent à développer une instabilité et ceci de manière individuelle (figure 4.1). Bien que ce

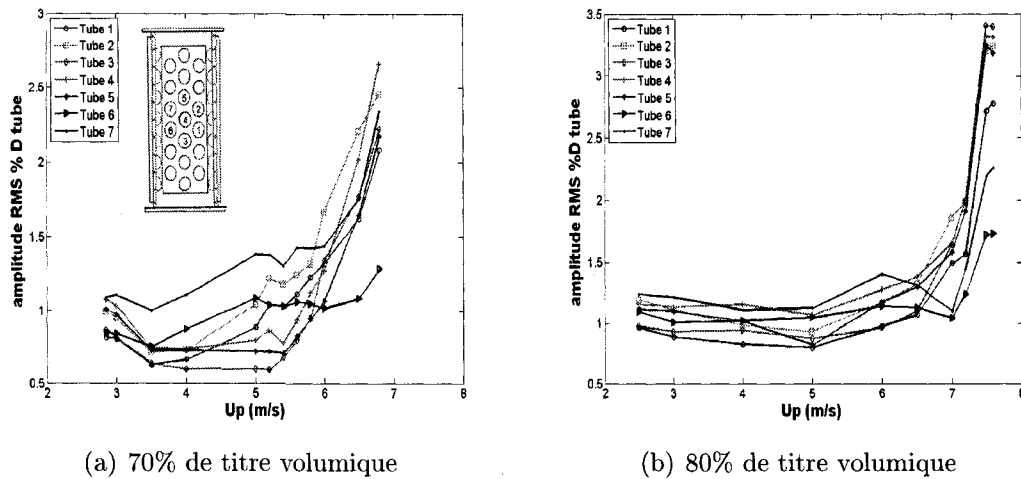


FIG. 4.1 Identification du mécanisme contrôlé par l'amortissement.

comportement soit observé, on remarque de même que chaque tube réagit de la même manière que son voisin aval. Ainsi le tube 7 et 6 ont le même comportement vibratoire tout comme les tubes 2 et 1 ou encore les tubes 5, 4 et 3. Il existe donc un couplage entre les mouvements des tubes et donc nous sommes en présence d'une instabilité contrôlé par la rigidité. Dans ce cas présent la présence des deux mécanismes d'instabilité semble se matérialiser. Le mécanisme contrôlé par la rigidité comme l'a démontré Violette (2005) pour le cas des tubes vibrant dans la direction de l'écoulement, mais aussi le mécanisme contrôlé par l'amortissement vu les faibles valeurs du paramètre masse-amortissement. En effet plus le titre volumique est faible, ce qui implique que la masse volumique du fluide est élevée, plus le paramètre masse-amortissement est faible. Étant inversement proportionnel et n'observant pas de changement drastique des valeurs de l'amortissement, la

masse volumique et donc le titre volumique est le paramètre le plus important qui détermine les valeurs du paramètre masse-amortissement. Pour 70% de titre volumique on obtient alors un paramètre masse amortissement de 2,68. Pour 80% de titre volumique nous observons la même tendance que pour 70% (figure 4.1) mais ceci est moins accentué, ce qui est parfaitement compréhensible car leur paramètre masse-amortissement sont très proches, mais pour 80% de titre volumique ce paramètre reste plus élevé. On observe donc une transition entre ces deux mécanismes d'instabilité.

Plus on augmente le titre volumique plus le mécanisme qui prédomine l'instabilité est le mécanisme contrôlé par la rigidité (Chen, 1987; Paidoussis, 1988; Yetisir, 1993). On peut remarquer que pour 90% et 95% de titre volumique (figure 4.2) l'ensemble des tubes libres de vibrer dans la direction de l'écoulement développe une instabilité de manière simultanée. Les paramètres masse-amortissements respectifs sont alors de 5,09 et 8,65. Ceci vient donc confirmer les affirmations de

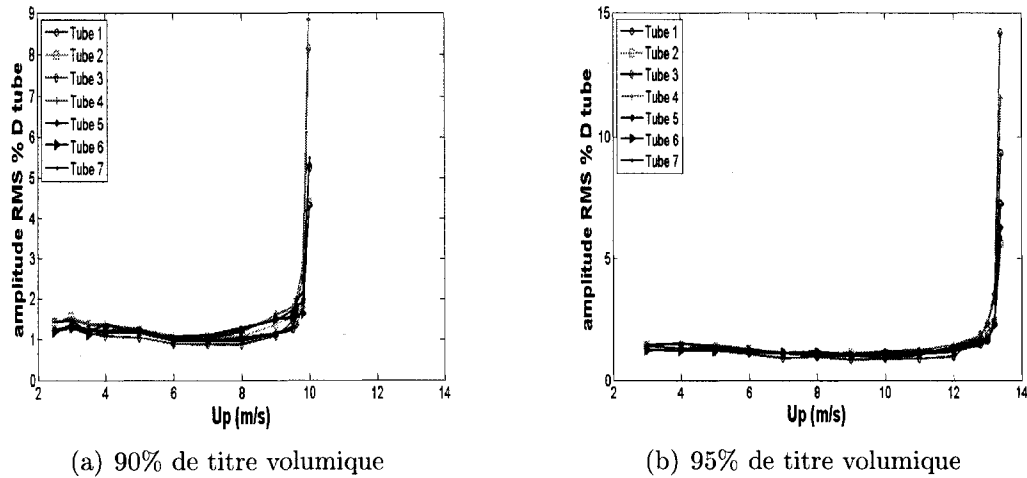


FIG. 4.2 Identification du mécanisme contrôlé par la rigidité.

Chen (1987), Price et Paidoussis (1988) et Yetisir et Weaver (1993) qui clament que pour de faibles valeurs du paramètre masse-amortissement ($\frac{2\pi m\zeta}{\rho D^2}$) l'instabilité contrôlée par l'amortissement prédomine, mais que le mécanisme contrôlé par

la rigidité est aussi présent pour ces faibles valeurs de ce paramètre. Price et Païdoussis (1988) établissent un modèle théorique qui permet de prédire les vitesses critiques d'instabilité et tracent alors les domaines de stabilité pour plusieurs tubes flexibles dans un faisceau rigide triangulaire tourné avec un ratio $P/D = 1,375$, comme le montre la figure 4.3. Sur ce graphe sont représentées les différentes zones d'instabilité, ainsi que les régions dans lesquelles les différents mécanismes d'instabilité opèrent. On observe ainsi que pour un faisceau de tubes libres de vibrer dans la direction de l'écoulement nos points expérimentaux se situent dans la région où les deux mécanismes d'instabilité sont plausibles.

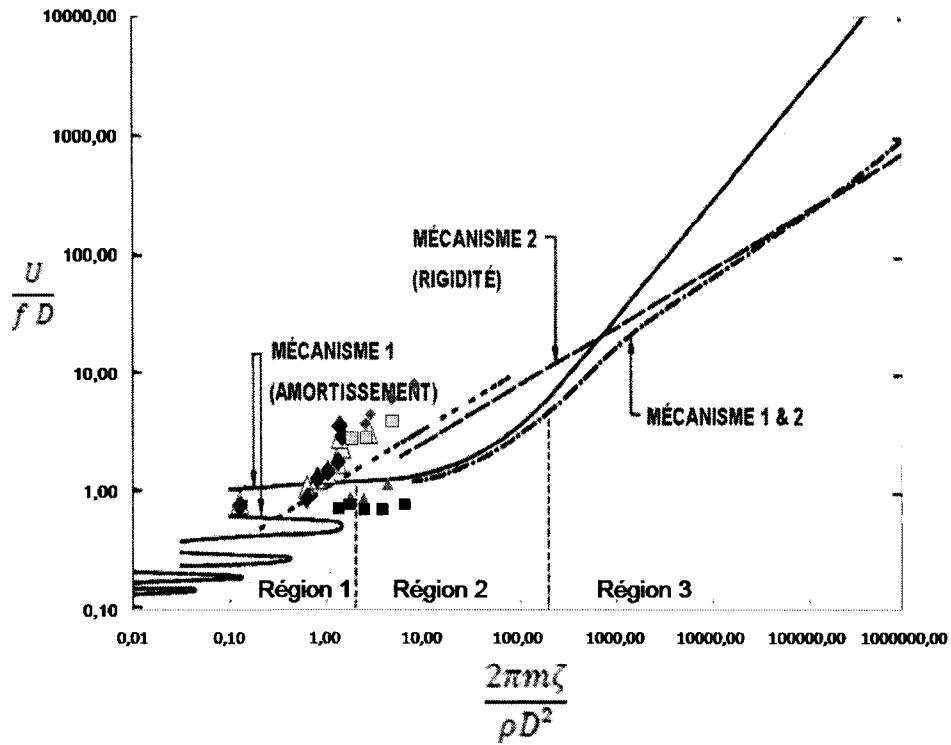
Nous venons donc de montrer que dans la direction de l'écoulement les deux mécanismes d'instabilité sont possibles pour un faisceau entièrement flexible. Mais en effet plus le rapport masse-amortissement est faible plus l'instabilité contrôlée par l'amortissement est prédominant. Ceci est d'autant plus visible pour des angles d'attaques du fluide de 30 degrés et 60 degrés. Pour 70% de titre volumique, figures 3.14(a) et 3.20(a), respectivement pour 30 degrés d'angle d'attaque et 60 degrés d'angle d'attaque, on observe que les deux mécanismes sont présents avec une prédominance pour le mécanisme contrôlé par l'amortissement, alors que plus on augmente le titre volumique, et mieux les instabilités sont définies car les tubes deviennent instables simultanément. Cependant on pourrait penser que la transition de configuration de l'écoulement soit à l'origine de l'instabilité fluide élastique. Entre autre pour 90 degrés d'angle d'attaque Price et Païdoussis (1988) affirment que l'instabilité est due au mécanisme contrôlé par l'amortissement (Païdoussis, 1988). Ceci vient une fois de plus conforter nos observations. En effet pour 90 degrés d'angle d'attaque les tubes peuvent développer une instabilité indépendamment des autres tubes. Violette (2005) a démontré dans son rapport de maîtrise qu'une instabilité fluide élastique pour un seul tube libre de vibrer dans la direction

de la portance au milieu d'un faisceau de tubes rigides, peut se développer. Ainsi il n'y a donc besoin que d'un seul degré de liberté pour qu'une telle instabilité apparaisse.

De plus les modèles de Chen (1987) et Price et Païdoussis (1988) prédisent que ce changement de prédominance de mécanisme s'effectue pour des valeurs du paramètre masse-amortissement proches de 300, or dans cette présente étude une valeur de 5 de ce même paramètre montre que l'instabilité est dirigée par le mécanisme contrôlé par la rigidité. Cependant les modèles de Chen (1987) et Price et Païdoussis (1988) sont réalisés pour des écoulements monophasiques. Il faudrait donc pouvoir tracer ces mêmes courbes pour le modèle adapté aux écoulements diphasiques (Shahriary, 2007). Malheureusement cette adaptation n'est pas encore disponible à l'utilisation, et il faudra donc attendre pour vérifier si pour des écoulements diphasiques cette transition entre mécanisme dirigé par l'amortissement et mécanisme dirigé par la rigidité ce fait à de plus faibles valeurs du paramètre masse-amortissement.

4.2 Évolution de la phase

D'autre part comme nous l'avons dit précédemment la phase entre les tubes est un indicateur important pour la compréhension de la dynamique vibratoire des tubes qui composent le faisceau. On peut ainsi tracer l'évolution de celle-ci et regarder à un temps arbitraire comment se comporte les tubes. Ainsi pour les différents angles d'attaques du fluide nous observons des comportements très similaires entre les tubes. Ainsi pour 0 degré d'angle d'attaque on remarque bien que chaque tube aval réagit exactement de la même manière que le tube amont. La figure 4.4 montre bien ce comportement.

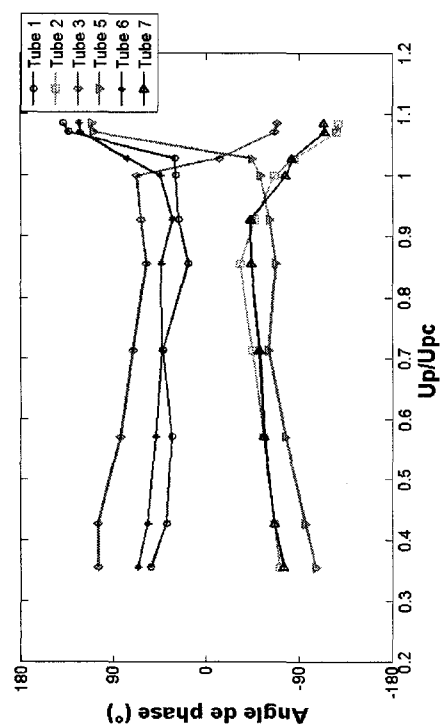


(a)

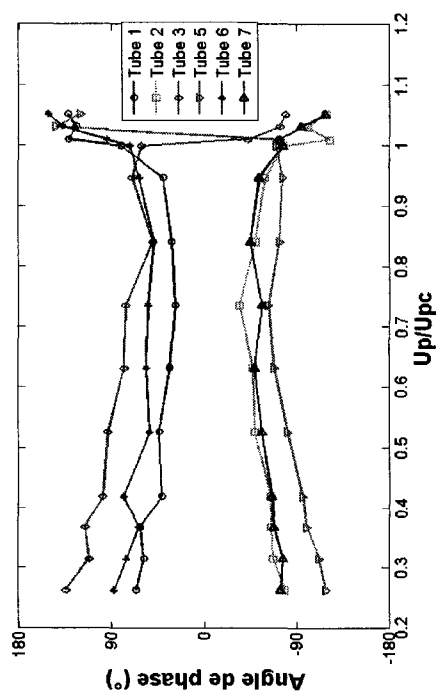
— Solution théorique pour le mécanisme contrôlé par l'amortissement, - - Solution théorique pour le mécanisme contrôlé par la rigidité, — . - . Solution théorique pour la combinaison des deux mécanismes, ---- Relation de Connors avec $K=3$, ♦ Tube seul flexible dans toutes les directions (Violette, 2005), ▲ Sept tubes flexibles dans toutes les directions situés au centre de la section d'essais (Violette, 2005), ● Faisceau entièrement flexible pour 0 degré d'angle d'attaque (Présente étude), ■ Faisceau entièrement flexible pour 30 degré d'angle d'attaque (Présente étude), ▲ Faisceau entièrement flexible pour 60 degré d'angle d'attaque (Présente étude), ■ Faisceau entièrement flexible pour 90 degré d'angle d'attaque (Présente étude)

(b)

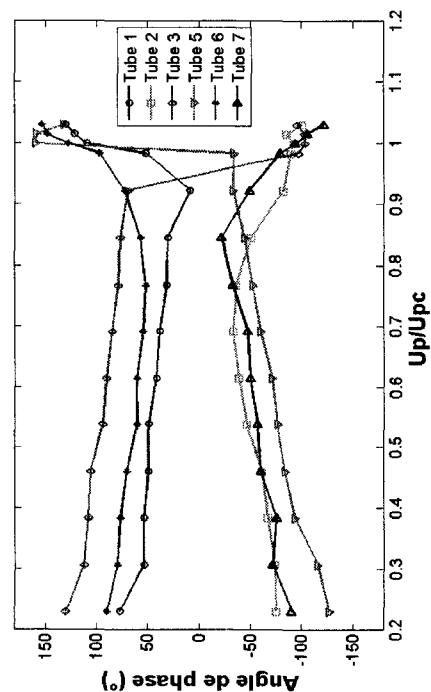
FIG. 4.3 Domaines de stabilité théoriques pour plusieurs tubes flexibles dans un faisceau rigide triangulaire tourné soumis à un écoulement monophasique avec un ratio $P/D = 1,375$ (Price et Païdoussis, 1988).



(a) 70% de titre volumique



(c) 90% de titre volumique



(d) 95% de titre volumique

(b) 80% de titre volumique

FIG. 4.4 Évolution de la phase par rapport au tube 4 en fonction de la vitesse intertube pour 0 degré d'attaque.

On remarque sur cette évolution de la phase que le faisceau de tube, lorsque celui-ci devient instable, change de mode. On remarque ainsi un changement soudain des angles de phase. Le faisceau se place alors dans un mode de vibration qui permet aux tubes de vibrer librement. Nous remarquons de même que cette réorganisation de phase s'estompe avec l'augmentation de l'angle d'attaque. En effet pour 70% de titre volumique ce changement n'est plus observable pour 60 et 90 degrés d'angles d'attaques (figure 4.5).

Ceci pourrait s'expliquer par le fait que dans la direction de traînée les couplages entre les tubes sont très importants (Violette, 2005), donc les tubes sont sujets aux mouvements de leurs voisins, et donc de ce fait ne peuvent pas vibrer librement. Et à l'instabilité l'énergie emmagasinée par le système seraient telle que les tubes pourraient changer de mode de vibration. Ainsi plus on augmente l'angle d'attaque, moins les couplages sont importants, et donc plus les tubes sont sujets à vibrer librement. Il n'y a donc pas de changement brusque dans l'évolution des phases.

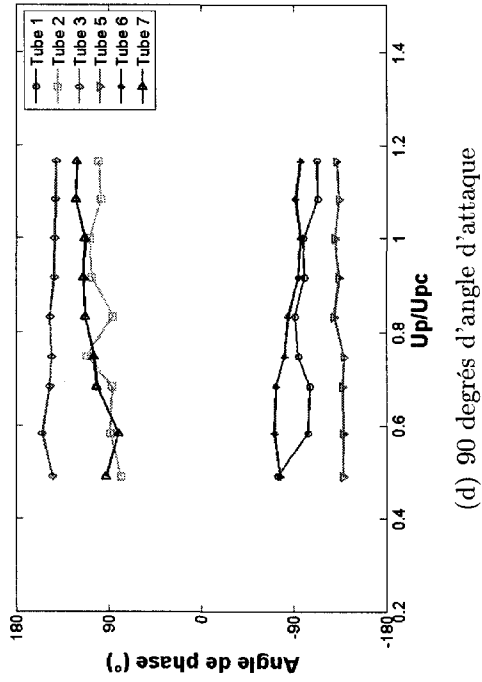
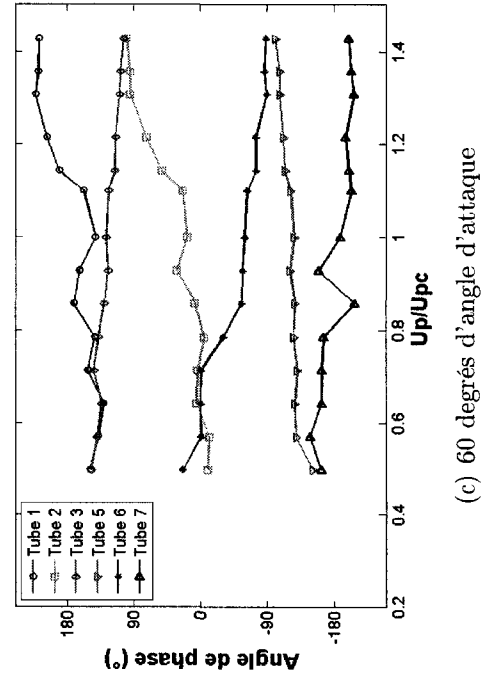
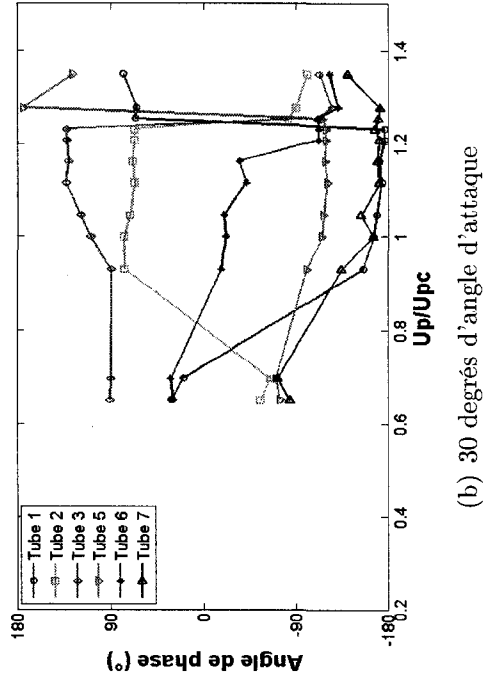
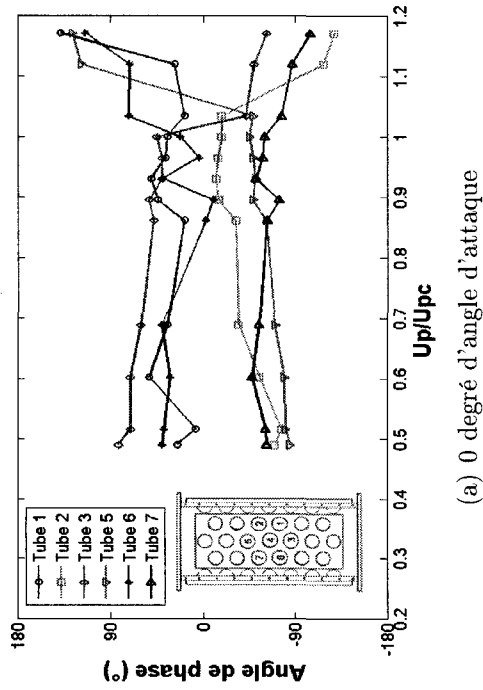


FIG. 4.5 Évolution de la phase entre les tubes en fonction de la vitesse intertube pour $\beta=70\%$.

Comme nous l'avons déjà dit on trouve qu'il n'y a pas de différence entre la dynamique vibratoire des tubes en amonts et en aval. Un fait intéressant est que les tubes vibrent de la même façon mais ceci est retardé d'un certain temps δt . Il s'agit donc du temps de latente que mettent deux tubes, amont et aval pour rejoindre la même position. Ceci est du au fait que l'écoulement met un certain temps pour arriver d'un tube à un autre. On prendra alors le temps moyen que met celui-ci pour se rendre à chaque tube. On a ainsi l'équation 4.1 pour le cas de l'écoulement se rendant à un tube espacé d'une distance P et l'équation 4.2 pour le cas de l'écoulement se rendant à un tube espacé d'une distance $\frac{P}{2}$.

$$t_{\text{écoulement}} = \frac{P}{U_p} \quad (4.1)$$

$$t_{\text{écoulement}} = \frac{\frac{P}{2}}{U_p} \quad (4.2)$$

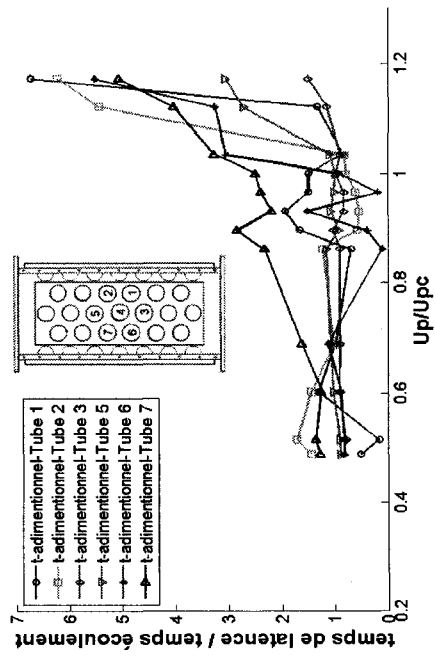
D'autre part l'angle de phase entre les tubes peut se décomposer comme suit (équation 4.3)

$$\delta t = t_{\text{latente}} = \frac{\theta}{2\pi f} \quad (4.3)$$

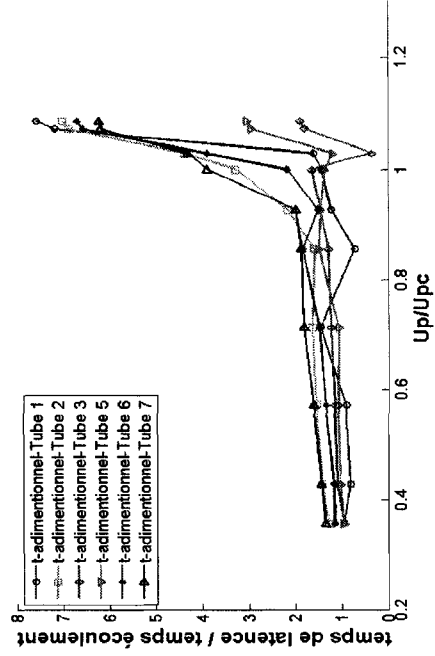
Où t_{latente} est le temps que mettent deux tubes consécutifs à rejoindre la même position. On définit alors un temps adimensionnel comme étant le rapport entre ces deux temps (équation 4.4).

$$t_{\text{adimensionnel}} = \frac{t_{\text{latente}}}{t_{\text{écoulement}}} = \frac{U_p \theta}{\pi f P} \quad (4.4)$$

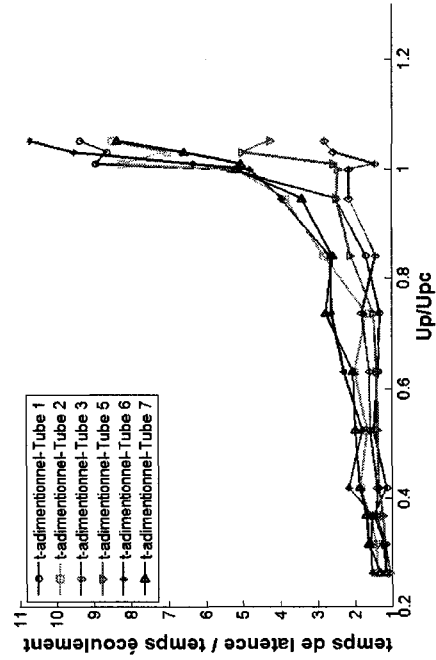
Il est alors possible de tracer l'évolution de ce temps adimensionnel en fonction de la vitesse de pas comme le montre la figure 4.6.



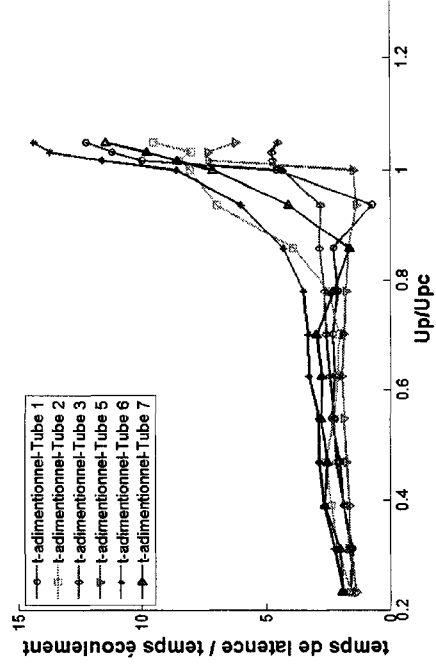
(a) 70% de titre volumique



(b) 80% de titre volumique



(c) 90% de titre volumique



(d) 95% de titre volumique

FIG. 4.6 Évolution du temps adimensionnel en fonction de la vitesse intertube pour 0 degré d'attaque.

On observe alors qu'avant l'instabilité le temps adimensionnel prend une valeur très proche de un. On peut ainsi en déduire que le temps que met l'écoulement pour se rendre d'un cylindre à un autre est égal au temps que mettent deux cylindres à rejoindre la même position. Ceci veut donc dire que les vibrations dues à l'écoulement du fluide sont le fruit de l'inertie du fluide. Aucun effet visqueux du fluide n'entre en ligne de compte. Lorsque l'on atteint l'instabilité ce temps augmente grandement, ce qui est dû au fait que le faisceau de tubes change de mode, les tubes se réarrangent donc pour vibrer dans leur mode préférentiel et donc le temps de latente augmente par la même occasion.

4.3 Évolution de la vitesse critique avec les angles d'attaques du fluide

Comme nous l'avons dit au chapitre précédent de grandes variations de la vitesse critique d'instabilité ont été trouvée pour différents angles d'attaques. En effet l'augmentation de l'angle d'attaque s'accompagne d'une diminution drastique de cette vitesse critique. la figure 3.33 récapitule ces résultats. Pour expliquer cette "chute" de la vitesse critique d'instabilité, revenons à l'organisation du fluide autour d'un cylindre (figure 4.7). Dans un faisceau de tubes Violette (2005) remarque que pour les titres volumiques de 80%, 90% et 95% à l'intérieur des lignes d'écoulement (CE), le mélange diphasique est très fin, ce qui n'est pas le cas pour la zone de stagnation lorsque les vitesses approchent celles de l'instabilité. Il observe donc que le titre volumique est beaucoup plus faible dans la zone de stagnation du fluide que celui des chemins d'écoulement, donc la densité dans une telle zone se trouve beaucoup plus élevée : $\rho_{ZS} \gg \rho_{CE}$. Il en déduit en prenant l'exemple d'un système à deux degrés de liberté dont les équations du mouvement sont données par le système d'équations 4.5, que les coefficients extradiagonaux de la matrice de rigidité doivent être différents et de signes opposés car pour ces titres volumiques et cet

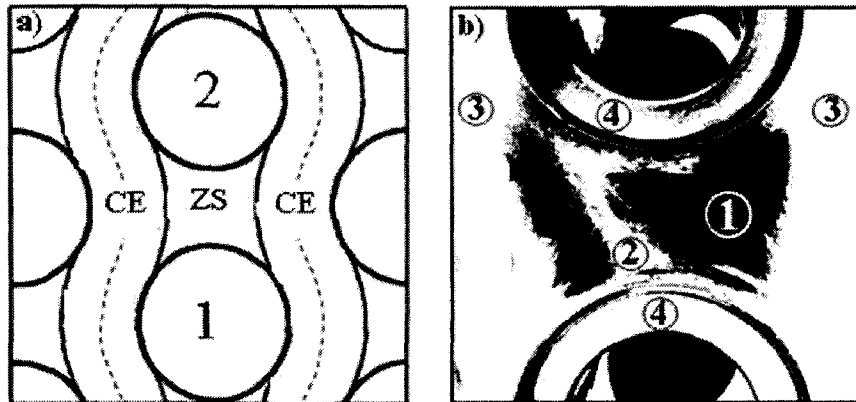


FIG. 4.7 Organisation du fluide diphasique autour d'un cylindre : a) schéma simplifié (CE : Chemin d'écoulement, ZS : Zone de stagnation). b) Photo noir et blanc prise lors des tests illustrant les composantes importantes de l'écoulement (Violette, 2005) (1 : mélange à très bas taux de vide appartenant à la zone de stagnation, 2 : filament oscillant composé d'un mélange air-eau, 3 : chemins d'écoulement composés d'un mélange diphasique fin, 4 : tubes)

angle d'attaque, l'instabilité est contrôlée par la rigidité. En effet cette hypothèse est bien fondée car d'après les équations établies pour l'analyse des modes contraints, par Shahriary (2007), on retrouve pour un faisceau de tubes libres de vibrer dans le sens de l'écoulement que les rigidités de deux tubes adjacents sont opposées. On a ainsi en respectant la notation de Shahriary $k_{13} = -k_{31}$ pour les tubes B et C. L'auteur suggère la lecture du mémoire de maîtrise de Shahriary pour prendre connaissance de la formulation de ces constantes de raideurs.

$$\begin{bmatrix} ml & 0 \\ 0 & ml \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} C & 0 \\ 0 & C \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (4.5)$$

Donc pour un "mouvement vers le haut du tube en aval, le tube en amont doit subir une force vers le haut et que pour un mouvement vers le haut du tube en amont, le tube en aval doit subir une force vers le bas" (Violette, 2005). Donc plus ces forces de rigidité sont importantes plus le système est instable. Le déplacement du tube amont affecterait donc celui du tube aval grâce au lien que crée la zone

de stagnation soit grâce au lien crée par le chemin d'écoulement. Il avance alors l'hypothèse que les forces provenant du chemin de l'écoulement sont des forces déstabilisantes, alors qu'au contraire les forces provenant de la zone de stagnation sont des forces stabilisantes. Donc dans le cas des tubes libres de vibrer dans la direction l'écoulement les chemins d'écoulement doivent être bien développés pour que les forces déstabilisantes contrecarrent les forces stabilisantes dues aux zones de stagnation du fluide. Ces chemins d'écoulement étant bien développés pour de hautes vitesses du fluide, on obtient donc pour 0 degré d'angle d'attaque des vitesses critiques d'instabilité élevées. La figure 4.8 montre l'évolution de la formation des chemins d'écoulement. On peut voir ainsi sur la première photographie que les

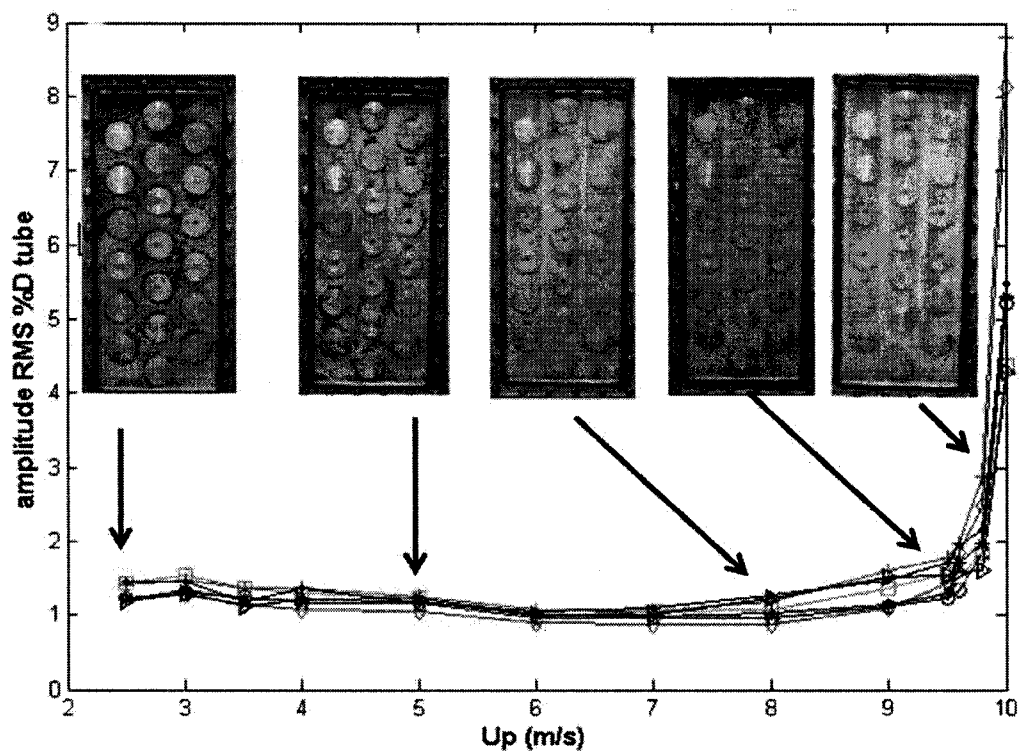


FIG. 4.8 Évolution de l'écoulement pour un angle d'attaque du fluide de 0 degré et 90% de titre volumique

chemins d'écoulement ne sont pas développés, les forces déstabilisantes sont donc

très faibles et donc l'amplitude de vibration est faible. Plus on augmente la vitesse du fluide, plus on remarque que les chemins d'écoulement se forment. Néanmoins les zones de stagnation ne sont pas très fines donc les forces stabilisantes sont prépondérantes, il en résulte que l'amplitude reste faible. De la même manière plus on augmente la vitesse intertube plus les chemins d'écoulement sont définis et plus les zones de stagnation sont fines. Il en résulte que les forces déstabilisantes sont désormais plus importantes que les forces stabilisantes et donc l'instabilité apparaît. D'autre part la variation des valeurs des vitesses critiques d'instabilité vient renforcer cette hypothèse faite par Violette (2005). En effet plus on tourne la direction de vibration des tubes, et moins l'effet de la zone de stagnation est ressenti, car la direction de vibration la plus flexible tend à devenir perpendiculaire à la direction de l'écoulement du fluide lorsque l'on augmente l'angle d'attaque du fluide. Pour 90 degrés d'angle d'attaque la zone de stagnation n'a donc plus aucun effet sur les tubes, donc les forces stabilisantes sont négligeables et donc les tubes peuvent ainsi développer une instabilité dès que les forces déstabilisantes le permettent. Pour ces raisons on observe donc une diminution des valeurs des vitesses critiques d'instabilité. Cependant il est fort plausible que le régime d'écoulement soit un facteur prépondérant au développement des instabilités au sein d'un faisceau de tubes. De même ces forces stabilisantes et déstabilisantes dites forces de couplage statique entre les tubes sont directement proportionnelles à la masse volumique du fluide (Paidoussis et al., 1988), donc plus la masse volumique est grande, donc plus le titre volumique est faible, plus les forces de couplages statiques sont élevées, et ceci entraînerait donc des vitesses critiques d'instabilité plus faibles. C'est ce que l'on remarque pour tous nos cas testés.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

Au terme de ce projet de maîtrise de recherche nous avons comparer les différents comportements de stabilité pour des angles d'attaques du fluide. Les principaux objectifs de cette maîtrise étaient de donner les différentes valeurs des vitesses critiques d'instabilité, ainsi que d'étudier les comportements vibratoires d'un faisceau de tubes entièrement flexible suivant différentes directions de flexibilités des tubes. Les observations expérimentales nous ont donc permis d'établir les conclusions suivantes :

- Une instabilité fluide élastique peut se développer dans un faisceau de tubes entièrement flexible soumis à un écoulement diphasique transverse pour différents angles d'attaques du fluide (0 degré, 30 degrés, 60 degrés et 90 degrés)
- L'instabilité fluide élastique dépend très fortement de l'angle d'attaque du fluide, ce qui concorde avec les résultats trouvés pour un écoulement monophasique (Khalvatti et al., 2007)
- Plus on augmente l'angle d'attaque du fluide, moins la vitesse critique d'instabilité est élevée. En accord avec les résultats en écoulement monophasique (Khalvatti et al., 2007)
- Une constante de stabilité de $K=8$ pour un faisceau entièrement flexible dans la direction de l'écoulement semble être en accord avec ce que trouvait Violette (2005) pour sept tubes flexibles dans la direction de l'écoulement, au sein d'un faisceau rigide.

- Pour 30 degrés d’angle d’attaque une constante de stabilité de $K=5$ semble bien prédire les résultats trouvés pour ce même faisceau de tubes entièrement flexible
- Pour 60 degrés et 90 degrés une constante de stabilité proche de 1 est trouvée. Le régime intermittent de l’écoulement en est la cause (Pettigrew et al., 1995)
- Les angles de phase des tubes adjacents au cylindre central, pour chaque angle d’attaque du fluide et chaque titre volumique testé sont donnés et sont à incorporer dans le code élaboré par Shahriary (2007)
- L’instabilité dans la direction de l’écoulement est dirigé par le mécanisme contrôlé par la rigidité, mais pour de faibles titres volumiques on retrouve une instabilité dirigée par le mécanisme contrôlé par l’amortissement
- Les couplages statiques entre les tubes (chemins d’écoulement et zone de stagnation) sont probablement à l’origine de la variation des vitesses critiques d’instabilité
- Un ensemble de sept tubes flexibles dans la direction de l’écoulement, au sein d’un faisceau de tubes rigides, semble suffir pour l’étude des instabilités fluidelastiques d’un faisceau de tubes.

La complexité des mécanismes d’instabilité font de ce domaine un domaine de pointe dans lequel beaucoup de travail reste à faire, et une recherche ciblée sur les écoulements diphasiques apporterait de nombreuses réponses très utiles à la compréhension des phénomènes encore mal compris jusqu’à ce jour.

5.1 Recommandations pour des travaux futurs

Nous voici arrivé à la fin de ce projet de maîtrise et quelques recommandations sont à faire pour de futurs projets. En effet il reste encore de nombreux points à élucider pour comprendre le phénomène d'instabilité fluide élastique. Tout d'abord ce domaine manque crucialement de données, du fait de la complexité de mise en œuvre des essais, mais aussi de leurs coûts de fabrication. Pour ces raisons il serait donc efficace d'utiliser l'outil informatique pour pouvoir concevoir de nouveaux modèles théoriques pour des écoulements diphasiques. De nos jours très peu de ces modèles ont vu le jour, on notera l'adaptation du modèle de Price et Païdoussis (1988) par Shahriary (2007) aux écoulements diphasiques. Il serait donc utile d'exploiter ce modèle pour pouvoir prédire les instabilités fluide élastiques. D'autre part la figure 3.32 donne un aperçu des données existantes à ce jour. Pour pouvoir affirmer ou infirmer les hypothèses de Price et Païdoussis (Païdoussis et al., 1988), sur les régions de changement de mécanismes d'instabilité, il faudrait donc faire varier le paramètre masse-amortissement. Pour cela plusieurs possibilités s'offrent à nous :

- Faire varier l'amortissement du tube
- Faire varier la masse linéique des tubes
- Utiliser un autre fluide, pour faire varier la masse volumique du fluide

Pour des raisons économiques il semblerait donc que la première possibilité est à retenir. En effet il suffirait d'apposer sur la lamelle flexible qui compose le tube un électroaimant qui permettrait de modifier l'amortissement du tube.

D'autre part une cartographie rigoureuse des régimes d'écoulement pour la section d'essais utilisée apporterait plus de précisions sur les régimes d'écoulement lors de l'instabilité.

RÉFÉRENCES

- Axisa, F., Villard, B., Gibert, R. J., Hetsroni, G., et Sundheimer, P. (1984). Vibration of tube bundles subjected to air-water and steam-water cross flow : Preliminary results on fluidelastic instability. In *Symposium on Flow-Induced Vibrations, Volume 2 : Vibration of Arrays of Cylinders in Cross Flow. Presented at the 1984 ASME Winter Annual Meeting.*, New Orleans, LA, pp. 269–284. ASME New York NY USA.
- Axisa, F., Boheas, M. A. et Villard, B. (1985). Vibration of tube bundles subjected to steam-water cross-flow : A comparative study of square and triangular arrays. *8th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology*, Paper No. B1/2.
- Bennett, A. W., Hewitt, G. F., Kearsy, H. A., Keeys, R. K. F. et Lacey, P. (1965). Flow visualisation studies of boiling at high pressures. *Mechanical Engineering Proceedings 1965-1966*, pp. 260–270.
- Blevins, R. D. (1974). Fluidelastic whirling of a tube row. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol.96, pp. 263–267.
- Chen, S. S. (1984). Guidelines for the instability flow velocity of tube arrays in crossflow. *Journal of Sound and Vibration*, Vol.93, pp. 439–455.
- Chen, S. S. (1987). A general theory for dynamic instability of tube arrays in cross-flow. *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol.1, pp. 35–53.
- Connors, H. J. (1970). Fluidelastic vibration of a tube array excited by cross flow. In *Proceedings of the symposium on Flow-Induced Vibration in Heat Exchanger*, New York, NY, pp. 42–56. ASME Winter annual Meeting.
- Dalton, C. et Helfinstine, R. A. (1971). Potential flow past a group of circular cylinders. Vol.93, pp. 636–42.

- Gorman, D. J. (1976). Experimental development of design criteria to limit liquid cross-flow-induced vibration in nuclear reactor heat exchange equipment. *Journal of Nuclear Science and Engineering*, Vol.61, pp. 324–336.
- Govier, G. W. et Aziz, K. (1972). The flow of complex mixture in pipes. *Workingham : Van Nostran-Reinhold*, New York, NY.
- Grant, I. D. R. (1975). Flow and pressure drop with single-phase and two-phase in the shell-side of segmentally baffled shell-and-tube heat exchangers. *National Engineering Laboratory Report*, pp. 1–22.
- Heilker, W.J. et Vincent, R. Q. (1981). Vibration in nuclear heat exchangers due to liquid and two-phase flow. *ASME Journal of Engineering for Power*, Vol.103, pp. 358–366.
- Hewitt, G. F. et Roberts, B. W. (1969). Studies of two-phase flow patterns by simultaneous x-ray and flash photography, AERE 2159, UK.
- Khalvatti, A., Mureithi, N. W., et Pettigrew, M. J. (2007). Effect of preferential flexibility angle on fluidelastic instability of a rotated triangular tube bundle. *21st Canadian Congress of Applied Mechanics*, Toronto, Ontario, Canada.
- Lever, J.H. et Weaver, D. S. (1986). On the stability of heat exchanger tube bundles part 1 : Modified theoretical model. *Journal of Sound and Vibration*, Vol.107, pp. 375–392.
- Marn, J. et Catton, I. (1992). On stability analysis of a flexible cylinder in a array of rigid cylinder. *Journal of Fluids Engineering, Tansaction of the ASME*, Vol.114, pp. 12-19.
- Mureithi, N. W., Zhang, C., Ruel, M., et Pettigrew, M. J. (2005). Fluidelastic instability tests on an array of tubes preferentially flexible in the flow direction. *Journal of Fluids and Structures*, Vol.21, pp. 75–87.

Mureithi, N. W. et Nakamura, T. (1996). Dynamics of an inline tube array in steam-water flow. Part 1 : Unsteady fluid forces. *American Society of Mechanical Engineers*.

Nakamura, T., Fujita, K., Shiraki, K., Kanasawa, H., et Sakata, K. (1982). An experimental study on exciting force by two-phase cross-flow. *Flow induced Vibration of Circular Cylindrical Structures*, Vol.63.

Oshinowo, T. et Charles, M. E. (1974). Vertical two-phase flow. part 1 : Flow pattern correlation. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, Vol.52, pp. 25–35.

Paidoussis, M. P. (1983). A review of flow-induced vibrations in reactors and reactor components. *Nuclear Engineering and Design*, Vol.74, pp. 31–60.

Paidoussis, M. P. et Price, S. J. (1988). The mechanisms underlying flow-induced instabilities of cylinder arrays in crossflow. *Journal of Fluid Mechanic*, Vol.187(pp. 45-59).

Paidoussis, M. P., Price, S. J., Nakamura, T., Mark, B., et Mureithi, N. W. (1988). Flow-induced vibrations and instabilities in a rotated-square cylinder array in cross-flow. In *Proceeding, International Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise : Flow-Induced Vibration and Noise in Cylinder Arrays - 1988*, Chicago, IL, pages pp. 111–138. New York NY.

Pettigrew, M. J. et Gorman, D. J. (1973). Experimental studies on flow-induced vibration to support steam generator design, Part 3 : Vibration of small tube bundles in liquid and two-phase cross-flow. Presented at the *International Symposium on Vibration Problems in Industry*, Keswick, UK. Published on AECL Report, AECL-5804.

Pettigrew, M. J., Sylvestre, Y., et Campagna, A. O. (1978). Vibration analysis of heat exchanger and steam generator designs. *Nuclear Engineering and Design*, Vol.48, pp. 98–115.

Pettigrew, M. J. et Gorman, D. J. (1981). Vibration of heat exchanger tube bundles in liquid an two-phase cross-flow. *American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, Vol.52, pp. 89–110.

Pettigrew, M. J., Tromp, J., et Mastorakos, J. (1985). Vibration of tube bundles subjected to two-phase cross-flow. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol.107, pp. 335–343.

Pettigrew, M. J., Taylor, C. E., et Kim, B. S. (1989). Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow : Part 1 hydrodynamic mass and damping. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol.111, pp. 466–477.

Pettigrew, M. J. et Taylor, C. E. (1991). Fluidelastic instability of heat exchanger tube bundles : Review and design recommendations. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, Vol.113, pp. 252–256.

Pettigrew, M. J. et Taylor, C. E. (1994). Two-phase flow-induced vibration : An overview. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, Vol.116, pp. 233–253.

Pettigrew, M. J., Taylor, C. E., Jong, J. H. et Currie, I. G. (1995). Vibration of a tube bundle in two-phase freon cross-flow. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, Vol.117, pp. 321–329.

Pettigrew, M. J., Antunes, J., Au-Yang, M. K., Eisinger, F., et Mureithi, N. W. (2003). Flow-induced vibration. *2003 ASME Pressure Vessels and Piping Conference, American Society of Mechanical Engineers, Pressure Vessels and Piping Division (Publication) PVP*, Cleveland, OH, United States, Vol.465, pp. 239. American Society of Mechanical Engineers New York NY 10016-5990 United States.

Pettigrew, M. J. et Taylor, C. E. (2003). Vibration analysis of shell-and-tube heat exchangers : an overview-part 1 : flow, damping, fluidelastic instability. *Journal of Fluids and Structures*, Vol.18, pp. 469–483.

- Pettigrew, M. J. et Taylor, C. E. (2004). Damping of heat exchanger tubes in two-phase flow : Review and design guidelines. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol.126, pp. 523–533.
- Pettigrew, M. J., Zhang, C., Mureithi, N. W., et Pamfil, D. (2005). Detailed flow and force measurements in a rotated triangular tube bundle subjected to two-phase cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, Vol.21, pp. 75–87.
- Price, S. J. et Paidoussis, M. P. (1984). Improved mathematical model for the stability of cylinder rows subject to cross-flow. *Journal of Sound and Vibration*, Vol.94, pp. 615–640.
- Price, S. J. et Paidoussis, M. P. (1986). A constrained-mode analysis of the fluidelastic instability of a double row of flexible circular cylinders subject to cross-flow : A theoretical investigation of system parameters. *Journal of Sound and Vibration*, Vol.105, pp. 121–142.
- Price, S. J. (1995). A review of theoretical models for fluidelastic instability of cylinder arrays in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, Vol.9, pp. 463–518.
- Remy, F. N. (1982). Flow induced vibration of tube bundles in two-phase cross flow. In *Vibration in Nuclear Plant. Proceedings of the 3rd International Conference*, Keswick, UK. British Nucl. Energy Soc, London UK Material Identity Number : XX1981-01466.
- Roberts, B. W. (1962). *Low Frequency Self-Excited Vibration in a Row of Circular Cylinders Mounted in an Air Stream*. Mémoire de Doctorat, Université de Cambridge.
- Rogers, R. G., Taylor, C. E., et Pettigrew, M. J. (1984). Fluid effects on multi-span heat exchanger tube vibration. In *Topics in Fluid Structure Interaction*, PVP-Vol. H00316, pp. 17–26, New York, NY

- Shahriary, S. (2007). *Fluid-elastic instability of a tube bundle in two-phase cross-flow using measured quasi-static forces*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal.
- Soper, B. M. H. (1983). Effect of grid generated turbulence on the fluidelastic instability of tube bundles in cross flow. In *Heat Exchangers : Theory and Practice. 1981 Seminar of the International Centre for Heat and Mass Transfer.*, Dubrovnik, pp. 325–337. Hemisphere Publ Corp Washington DC.
- Tanaka, H. et Takahara, S. (1981). Fluid elastic vibration of tube array in cross-flow. *Journal of Sound and Vibration*, Vol.77, pp. 19–37.
- Taylor, C. E., Currie, I. G., Pettigrew, M. J., et Kim, B. S. (1989). Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow : Part 3 - turbulence-induced excitation. *Journal of Pressure Vessel Technology, Transactions of the ASME*, Vol.111, pp. 488–500.
- Teh, C.E. et Goyder, H. G. D. (1988). Data for the fluidelastic instability of heat exchanger tube bundles. *Flow induced Vibration and Noise in Cylinder Arrays, International symposium on flow-induced vibration and noise*, Vol.3, pp. 77–94.
- Violette, R. (2005). *Instabilité fluidelastique d'un faisceau de tubes d'échangeurs de chaleur soumis à un écoulement diphasique transverse*. Mémoire de maîtrise, École Polytechnique, Montréal (Canada).
- Watteaux, R., Mureithi, N. W., et Pelletier, D. (2007). Determination of coupling force derivatives in tube bundles using the shape sensitivity equation method. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*.
- Yetisir, M. et Weaver, D. S. (1993). An unsteady theory for fluidelastic instability in an array of flexible tubes in cross-flow. Part ii : Results and comparison with experiments. *journal of Fluids and Structures*, Vol.7, pp. 767–782.
- Zuber, N. et Findlay, J. A. (1965). Average volumetric concentration in two-phase flow systems. *Journal of Heat transfert*, Vol.87, pp. 453–468.