

# THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité :

**SOLIDES, STRUCTURES ET SYSTÈMES MÉCANIQUES**

Option :

**VIBRATIONS DES STRUCTURES**

Présentée par

**Sébastien CAILLAUD**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI**

Sujet de la thèse :

*Excitation forcée et contrôle actif  
pour la mesure des forces fluide-élastiques*

Soutenue le **09 novembre 1999**

devant le jury composé de :

- |                      |            |
|----------------------|------------|
| – Monsieur GÉROLYMOS | Président  |
| – Madame REYNIER     | Rapporteur |
| – Monsieur JACQUET   | Rapporteur |
| – Monsieur DE LANGRE | Directeur  |
| – Monsieur ANTUNES   | Examineur  |
| – Monsieur PREUMONT  | Examineur  |



*Je souhaite remercier chaleureusement Monsieur de Langre, Maître de Conférences à l'École Polytechnique, qui m'a permis de mener à bien cette étude.*

*J'aimerais également exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Philippe Piteau, Ingénieur au CEA, pour sa disponibilité et tout le soutien qu'il a su m'apporter.*

*Je tiens ensuite à exprimer toute ma gratitude à Monsieur Gérolymos, Professeur à l'Université Paris VI, qui m'a fait l'honneur de présider ce jury.*

*Je tiens à remercier vivement Madame Reynier, Professeur à l'Université Paris X, et Monsieur Jacquet, Professeur à l'INSA de Lyon, d'avoir accepté la lourde charge de rapporteur.*

*Mes remerciements vont également à Monsieur Antunes, Chercheur à l'ITN au Portugal, et à Monsieur Preumont, Professeur à l'Université Libre de Bruxelles, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.*

*Les travaux présentés dans ce mémoire ont été réalisés au Laboratoire d'Études de DYNAmique du CEA-Saclay. Je tiens donc à remercier Monsieur Borsoi pour m'avoir accueilli au sein de son équipe. Enfin, je tiens à exprimer ma reconnaissance à l'ensemble des personnes du laboratoire qui ont participé de près ou de loin à l'aboutissement de ce travail.*



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>9</b>
1.1	Thème de l'étude . . . . .	9
1.1.1	Contexte industriel . . . . .	9
1.1.2	Mécanismes d'interaction fluide-structure . . . . .	12
1.1.3	Représentations du couplage fluide-élastique . . . . .	15
1.1.4	Modélisations analytiques et numériques du couplage fluide-élastique . . . . .	17
1.2	Détermination expérimentale du couplage fluide-élastique . . . . .	18
1.2.1	Méthodes de détermination de l'instabilité fluide-élastique . . . . .	18
1.2.2	Méthode indirecte . . . . .	19
1.2.3	Méthode directe . . . . .	22
1.2.4	Comparaison des méthodes directe et indirecte . . . . .	25
1.2.5	Insuffisances de la méthode indirecte . . . . .	26
1.3	Introduction au contrôle actif . . . . .	28
1.4	Objectif et organisation du mémoire . . . . .	30
<b>2</b>	<b>Nouvelles méthodes</b>	<b>31</b>
2.1	Méthode d'excitation additionnelle (MEA) . . . . .	31
2.1.1	Présentation . . . . .	31
2.1.2	Aspects théoriques . . . . .	32
2.1.3	Coefficients fluide-élastiques . . . . .	33
2.1.4	Mise en œuvre avec les actionneurs piézo-électriques . . . . .	34
2.1.5	Conclusion . . . . .	39
2.2	Méthode par contrôle actif de l'amortissement (MCA) . . . . .	40
2.2.1	Présentation . . . . .	40
2.2.2	La technique de contrôle actif . . . . .	40
2.2.3	Couplage fluide-élastique et contrôle actif . . . . .	43
2.2.4	Cas des faisceaux de tubes . . . . .	46
2.2.5	Validation de la technique de contrôle . . . . .	50
2.2.6	Validation de la MCA . . . . .	53
2.2.7	Limites de la MCA . . . . .	59
2.2.8	Conclusion . . . . .	61

<b>3</b>	<b>Application et analyse</b>	<b>63</b>
3.1	Application . . . . .	63
3.1.1	Essais en écoulement monophasique . . . . .	63
3.1.2	Essais en écoulement diphasique . . . . .	66
3.2	Analyse des résultats . . . . .	72
3.2.1	Introduction . . . . .	72
3.2.2	Spectre d'excitation en écoulement monophasique . . . . .	73
3.2.3	Spectre d'excitation en écoulement diphasique . . . . .	74
3.2.4	Coefficients fluide-élastiques en écoulement monophasique . . . . .	78
3.2.5	Coefficients fluide-élastiques en écoulement diphasique . . . . .	86
3.2.6	Calcul vibratoire d'un tube choquant sur des butées . . . . .	92
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>97</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>101</b>

**ANNEXES**

<b>A</b>	<b>Méthode de détermination du spectre d'excitation turbulente</b>	<b>109</b>
<b>B</b>	<b>Description de la maquette</b>	<b>111</b>
<b>C</b>	<b>Notions sur les plaques piézo-électriques</b>	<b>133</b>
<b>D</b>	<b>Tableaux de résultats</b>	<b>145</b>

# Table des figures

1.1	Principe de l'échange calorique dans un réacteur à eau pressurisée. . . . .	10
1.2	Écoulements transverses. . . . .	11
1.3	Évolution du niveau vibratoire d'un tube en fonction de la vitesse d'écoulement. . . . .	13
1.4	Exemple de carte de Connors [72]. . . . .	16
1.5	Critères d'instabilité fluide-élastique. . . . .	18
1.6	Exemple d'évolution de l'amplitude vibratoire par la méthode indirecte [50]. . . . .	21
1.7	Couplage entre deux tubes A et B. . . . .	22
1.8	Exemple de mise en œuvre expérimentale de la méthode directe [86, 87]. . . . .	24
1.9	Comparaison des méthodes directe et indirecte [47]. . . . .	26
1.10	Exemple de modélisation mécanique d'un tube en U supporté. . . . .	27
1.11	Schéma de principe du contrôle actif. . . . .	28
2.1	Schémas-blocs de l'excitation du tube. . . . .	32
2.2	$\gamma_{ZP}$ pour un niveau croissant d'excitation additionnelle à $V = 0,35 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	35
2.3	$H_P$ pour un niveau croissant d'excitation additionnelle à $V = 0,35 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	36
2.4	Déformée statique induite par les moments piézo-électriques. . . . .	37
2.5	Auto-spectre de la réponse vibratoire pour $\sigma_P = 0$ et $V = 0,35 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	38
2.6	Schémas-blocs du système en boucle fermée et en boucle ouverte. . . . .	41
2.7	Exemple de lieu des pôles. . . . .	42
2.8	Couplage fluide-élastique et couplage dû au contrôle. . . . .	43
2.9	Étapes de la MCA. . . . .	47
2.10	FTBO en air avec l'excitateur électromagnétique. . . . .	50
2.11	Réponse de la jauge à une excitation par lâcher après filtrage. . . . .	51
2.12	Validation du contrôleur électromagnétique. . . . .	52
2.13	Validation du contrôleur piézo-électrique. . . . .	52
2.14	Influence du contrôleur électromagnétique sur $f$ et $\xi$ en monophasique. . . . .	55
2.15	Influence du contrôleur piézo-électrique sur $f$ et $\xi$ en monophasique. . . . .	55
2.16	Influence du contrôleur électromagnétique sur $\phi_E$ en monophasique. . . . .	56
2.17	Influence du contrôleur piézo-électrique sur $\phi_E$ en monophasique. . . . .	56
2.18	Influence du contrôleur électromagnétique sur $f$ et $\xi$ en diphasique. . . . .	58
2.19	Influence du contrôleur électromagnétique sur $\phi_E$ en diphasique. . . . .	58
3.1	Essais en eau avec les actionneurs piézo-électriques. . . . .	64
3.2	Essais en eau avec l'excitateur électromagnétique. . . . .	65
3.3	Essais en diphasique avec l'excitateur électromagnétique - niveau vibratoire. . . . .	67
3.4	Essais en diphasique avec l'excitateur électromagnétique - fréquence. . . . .	68

3.5	Essais en diphasique avec l'excitateur électromagnétique - amortissement. . .	69
3.6	Niveaux vibratoires avec le contrôleur piézo-électrique en diphasique. . . . .	71
3.7	Carte de Connors obtenue avec le contrôleur piézo-électrique. . . . .	71
3.8	Spectre équivalent adimensionnel en écoulement monophasique. . . . .	74
3.9	Spectre équivalent adimensionnel en écoulement diphasique. . . . .	76
3.10	Comparaison avec les essais Villard [90] du spectre diphasique. . . . .	77
3.11	Comparaison à basses vitesses réduites avec les essais Granger [47]. . . . .	79
3.12	Comparaison avec les essais Villard [90] de $C_k V_r^2$ et $C_d V_r$ en monophasique.	81
3.13	Modélisation de Price-Païdoussis. . . . .	82
3.14	Comparaison des essais avec Granger-Païdoussis [49]. . . . .	84
3.15	Comparaison des essais avec Granger-Païdoussis avec les nouveaux $(\alpha_i, \delta_i)$ . .	85
3.16	Extrapolation du modèle de Granger-Païdoussis avec les nouveaux $(\alpha_i, \delta_i)$ . .	85
3.17	Comparaison avec les essais Villard [90] de $C_k V_r^2$ et $C_d V_r$ en diphasique. . .	87
3.18	Comparaison avec les essais d'Inada <i>et al.</i> [53] de $C_d V_r$ en diphasique. . . . .	89
3.19	Analogie monophasique-diphasique. . . . .	91
3.20	Tube flexible et ses butées. . . . .	92
3.21	Comparaison essais/calcul en linéaire à $\varepsilon_g = 85\%$ . . . . .	93
3.22	Comparaison avec un calcul non-linéaire à $\varepsilon_g = 85\%$ . . . . .	95
B.1	Photo et schéma hydraulique de la boucle d'essais Gascogne. . . . .	112
B.2	Photo et schéma du faisceau de tubes . . . . .	114
B.3	Schéma du tube flexible. . . . .	114
B.4	Schéma et photo du montage avec l'excitateur électromagnétique. . . . .	116
B.5	Déstabilisation du contrôleur dû au mode de suspension de l'excitateur. . . . .	117
B.6	Déformées modales du tube dans la direction de portance. . . . .	119
B.7	Schéma-bloc du contrôleur avec l'excitateur électromagnétique. . . . .	120
B.8	Contrôle du tube en air avec le filtre passe-bas. . . . .	122
B.9	Déstabilisation du troisième mode sans le filtre passe-bas. . . . .	122
B.10	Plaques piézo-électriques avant la pose de la couche d'étanchéité. . . . .	124
B.11	Schéma-bloc du contrôleur avec les actionneurs piézo-électriques. . . . .	128
B.12	Fonction de transfert de l'amplificateur Polytec-PI. . . . .	129
B.13	FTBO en air avec les actionneurs piézo-électriques. . . . .	129
B.14	Fréquences et amortissements calculés pour un contrôle en air. . . . .	131
C.1	Étapes de la fabrication d'une céramique piézo-électrique. . . . .	134
C.2	Axes principaux d'une céramique piézo-électrique. . . . .	135
C.3	Exemple d'une poutre avec ses actionneurs piézo-électriques. . . . .	138
C.4	Géométrie des céramiques collées sur une structure élastique. . . . .	138
C.5	Champs de déformation des piézo-électriques et de la poutre. . . . .	139
C.6	Évolution du cisaillement dans la colle pour différentes valeur de $\Gamma$ . . . . .	142
C.7	Moments induits par les céramiques pour un fonctionnement en flexion. . . . .	143



# Liste des tableaux

1.1	Gammes de $V_r$ , $R_e$ et $S_t$ par les méthodes directe [50] et indirecte [26]. . . . .	25
2.1	Écart-types des moments et des niveaux vibratoires. . . . .	34
2.2	Résultats comparés par la méthode indirecte et la MEA. . . . .	39
2.3	Caractéristiques modales de la structure au repos calculées pour $\varepsilon_g = 55\%$ . . . . .	57
2.4	Influence du modèle d'amortissement diphasique. . . . .	59
2.5	Influence du taux de vide. . . . .	60
3.1	$(\alpha_i, \delta_i)$ de Granger-Paidoussis [49]. . . . .	83
3.2	Nouveaux $(\alpha_i, \delta_i)$ . . . . .	83
B.1	Caractéristiques du tube équipé de l'excitateur électromagnétique. . . . .	115
B.2	Calcul éléments-finis du tube équipé de l'excitateur électromagnétique. . . . .	119
B.3	Résultats de l'excitation électromagnétique en boucle ouverte en air et en eau. . . . .	121
B.4	Caractéristiques du tube équipé des actionneurs piézo-électriques. . . . .	123
B.5	Caractéristiques des actionneurs piézo-électriques. . . . .	124
B.6	Fréquences et amortissements suivant les configurations de collage. . . . .	126
B.7	Fréquences ( $Hz$ ) calculées suivant les configurations de collage. . . . .	127
B.8	Calcul éléments-finis recalé du tube équipé des piézo-électriques en air. . . . .	127
B.9	Calcul éléments-finis recalé du tube équipé des piézo-électriques en eau. . . . .	127
B.10	Résultats de l'excitation piézo-électrique en boucle ouverte en air et en eau. . . . .	130
B.11	Comparaison modèle/expérience de $\alpha_P^i$ ( $m.s^{-2}.V^{-1}$ ). . . . .	131
C.1	Variables d'état de l'élément piézo-électrique. . . . .	135
C.2	Constantes piézo-électriques. . . . .	136
C.3	Caractéristiques du matériau piézo-électrique PIC151 (Polytec-PI). . . . .	137
D.1	Validation du contrôleur électromagnétique. . . . .	146
D.2	Validation du contrôleur piézo-électrique. . . . .	146
D.3	Validation du contrôleur électromagnétique en eau $g = 2 N.s.m^{-1}$ . . . . .	147
D.4	Validation du contrôleur électromagnétique en eau $g = 3 N.s.m^{-1}$ . . . . .	148
D.5	Validation du contrôleur piézo-électrique en eau $g = -198 V.s.m^{-1}$ . . . . .	148
D.6	Validation du contrôleur piézo-électriques en eau $g = 305 V.s.m^{-1}$ . . . . .	149
D.7	Validation du contrôleur électromagnétique en diphasique $g = 2 N.s.m^{-1}$ . . . . .	149
D.8	MEA en eau avec l'excitateur électromagnétique. . . . .	150
D.9	Mesures post-instables en eau avec l'excitateur électromagnétique. . . . .	150
D.10	MEA en eau avec les actionneurs piézo-électriques. . . . .	151

---

D.11 Paramètres en boucle ouverte diphasique avec l'excitateur électromagnétique.	152
D.12 Essais avec l'excitateur électromagnétique à $\varepsilon_g = 15\%$ .	153
D.13 Essais avec l'excitateur électromagnétique à $\varepsilon_g = 25\%$ .	154
D.14 Essais avec l'excitateur électromagnétique à $\varepsilon_g = 35\%$ .	155
D.15 Essais avec l'excitateur électromagnétique à $\varepsilon_g = 55\%$ .	156
D.16 Essais avec l'excitateur électromagnétique à $\varepsilon_g = 70\%$ .	157
D.17 Essais avec l'excitateur électromagnétique à $\varepsilon_g = 85\%$ .	158
D.18 Paramètres en boucle ouverte diphasique avec l'excitateur piézo-électrique.	159
D.19 Paramètres en boucle fermée diphasique avec l'excitateur piézo-électrique.	159
D.20 Caractéristiques principales des tubes des essais Villard [90].	160

# Nomenclature

## Indices :

$b$	: poutre ou lame flexible
$c$	: critique
$f$	: fluide
$FE$	: fluide-élastique
$g$	: gaz
$k$	: contrôleur
$l$	: liquide
$o$	: variable de référence ou à vitesse d'écoulement nulle
$p, P$	: actionneur externe
$s$	: structure
$t$	: tube
$T$	: turbulent
$v$	: visqueux
$2\varphi$	: diphasique

## Variables :

$A_r$	: nombre de Scruton [ ]
$c$	: amortissement modal [ $kg.s^{-1}$ ]
$C$	: matrice d'amortissement [ $kg.s^{-1}$ ]
$C_d$	: coefficient fluide-élastique adimensionnel d'amortissement [ ]
$C_k$	: coefficient fluide-élastique adimensionnel de raideur [ ]
$C_m$	: coefficient fluide-élastique adimensionnel de masse [ ]
$d_{31}$	: constante piézo-électrique de couplage électro-mécanique [ $m.V^{-1}$ ]
$D$	: diamètre du tube [ $m$ ]
$D_e$	: diamètre équivalent [ $m$ ]
$E$	: module d'Young [ $N.m^{-2}$ ]
$f$	: fréquence propre [ $Hz$ ]
$F$	: force [ $N$ ]
$g$	: gain de contrôle [ <i>variable</i> ]
$H$	: fonction de transfert [ <i>variable</i> ]
$k$	: raideur modale [ $N.m^{-1}$ ]
$K$	: matrice de raideur [ $N.m^{-1}$ ]

$l_x$	: largeur de $x$ [ $m$ ]
$L$	: longueur sous écoulement [ $m$ ]
$L_e$	: longueur modale équivalente [ $m$ ]
$L_x$	: longueur de $x$ [ $m$ ]
$m$	: masse modale [ $kg$ ]
$m_e$	: masse linéique équivalente [ $kg.m^{-1}$ ]
$M$	: matrice de masse [ $kg$ ]
$p$	: pôle [ $rad.s^{-1}$ ]
$P$	: pas du faisceau de tubes [ $m$ ]
$q$	: déplacement généralisé [ $m$ ]
$Q$	: débit volumique [ $m^3.s^{-1}$ ]
$R_e$	: nombre de Reynolds [ ]
$S_r$	: nombre de Strouhal [ ]
$S_t$	: nombre de Stokes [ ]
$s$	: variable de Laplace [ $s^{-1}$ ]
$t$	: temps [ $s$ ]
$t_x$	: épaisseur de $x$ [ $m$ ]
$U$	: tension aux bornes des céramiques piézo-électriques [ $V$ ]
$V$	: vitesse d'écoulement inter-tubes [ $m.s^{-1}$ ]
$V_r$	: vitesse réduite [ ]
$w$	: fonction de minoration de Pettigrew [ ]
$x$	: position sur l'axe ( $O, \vec{x}$ ) [ $m$ ]
$z$	: déplacement du tube dans la direction de portance [ $m$ ]
$\alpha$	: coefficient de participation modale [ <i>variable</i> ]
$\gamma$	: fonction de cohérence ordinaire [ ]
$\xi$	: amortissement modal réduit [%]
$\varepsilon$	: déformation mécanique [ ]
$\varepsilon_g$	: taux de vide homogène [%]
$\varphi(x)$	: déformée modale du tube [ ]
$\phi$	: spectre [ <i>variable</i> ]
$\phi_E$	: spectre équivalent d'excitation turbulente [ $N.s.m^{-2}$ ]
$\nu$	: viscosité cinématique [ $m^2.s^{-1}$ ]
$\rho$	: masse volumique [ $kg.m^{-3}$ ]
$\sigma$	: écart-type [ <i>variable</i> ]
$\omega$	: pulsation [ $rad.s^{-1}$ ]
$\Omega_p$	: constante de couplage électro-mécanique de Crawley [ $N.m.V^{-1}$ ]

# Chapitre 1

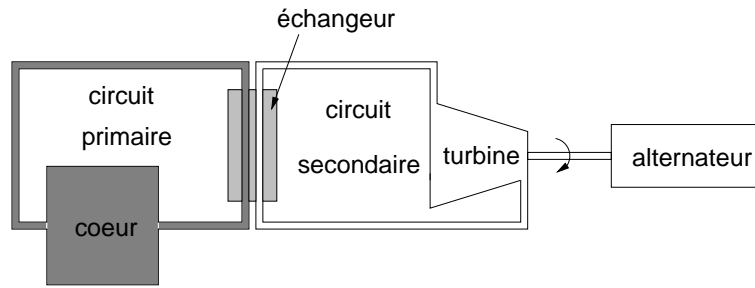
## Introduction

### 1.1 Thème de l'étude

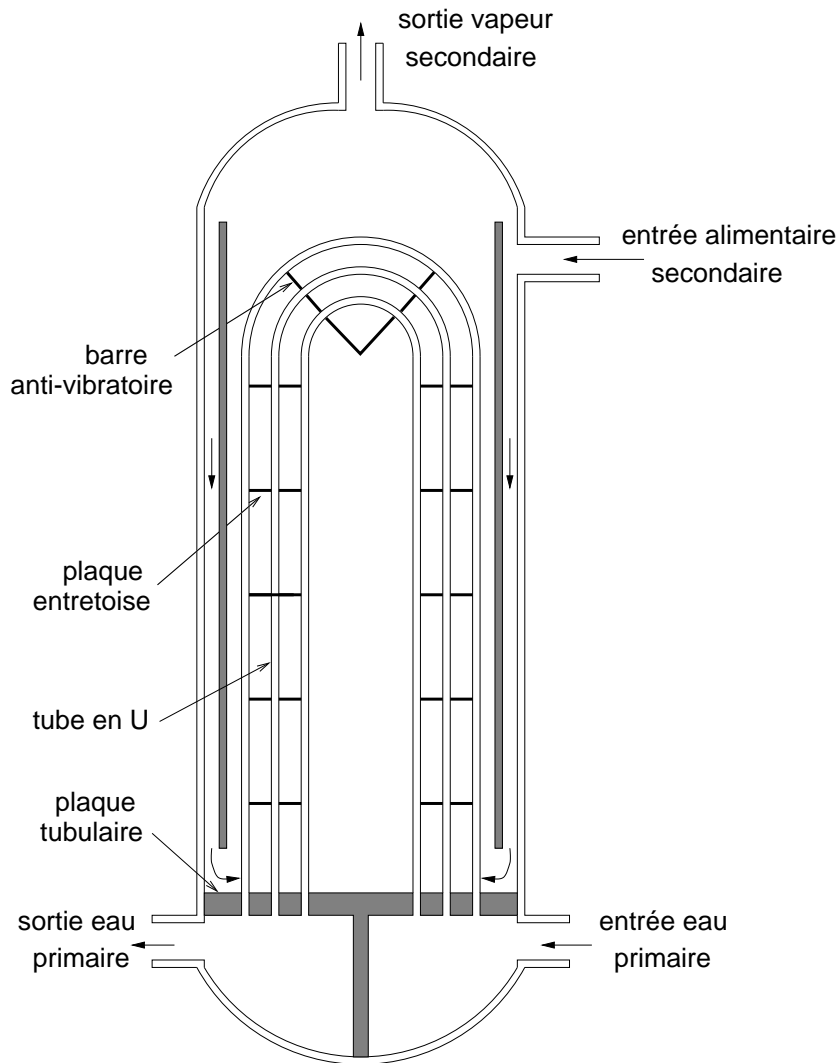
#### 1.1.1 Contexte industriel

Les problèmes posés par les phénomènes d'interaction fluide-structure se rencontrent couramment dans les installations industrielles où des structures sont en contact avec un fluide. Dans le secteur aéronautique, nous pouvons citer le cas des ailes d'avion qui peuvent être soumises à des instabilités aéroélastiques. Des structures du génie civil, telles que les ponts ou les pylônes, soumises à des vents violents, peuvent devenir instables. Ces structures élancées et souples soumises à des écoulements intenses présentent des risques vibratoires constituant un critère de dimensionnement prépondérant. L'industrie électro-nucléaire est également confrontée à des problèmes de vibrations excessives. De la même manière, une installation nucléaire présente de nombreuses structures flexibles soumises à des écoulements (tuyauteries, grappes de commande, tubes de générateur de vapeur...). Une installation doit être fiable pour des raisons évidentes de sûreté et de coûts. Les vibrations induites par les écoulements demeurent un domaine de préoccupations important pour le concepteur et l'exploitant de centrales nucléaires, ainsi que pour les autorités de sûreté.

Pour éviter tout rejet de produits radioactifs dans l'environnement, les réacteurs à eau pressurisée (Fig. 1.1(a)) sont divisés en deux circuits bien distincts. Le circuit primaire voit circuler de l'eau à l'état liquide, pressurisée à 155 *bars*, radioactive et chauffée à 325°C dans le cœur. Le circuit secondaire permet d'alimenter en vapeur les turbines génératrices d'électricité. Les circuits étant isolés l'un de l'autre, le transfert de chaleur du circuit primaire vers le circuit secondaire est réalisé par l'intermédiaire d'un échangeur appelé «générateur de vapeur». Le schéma de principe d'un générateur de vapeur (Fig. 1.1(b)) montre que l'échange calorifique se fait au travers de tubes en U. Les tubes sont soumis à l'écoulement interne du circuit primaire et à l'écoulement externe du circuit secondaire. L'eau du secondaire arrive à l'état liquide en partie basse des tubes du générateur de vapeur et passe progressivement à l'état eau-vapeur au contact des tubes. Les deux phases sont séparées en partie haute de l'échangeur (le mécanisme de séparation n'est pas représenté sur la figure 1.1(b)) et la vapeur sèche alimente les turbines.



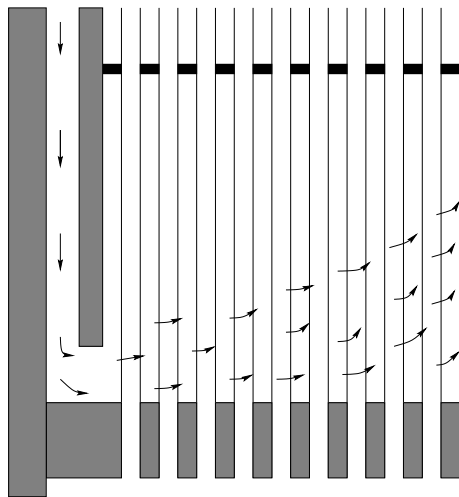
(a) Principe de fonctionnement d'un réacteur à eau pressurisée.



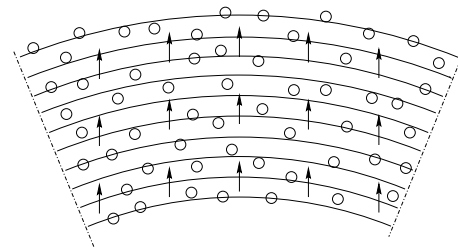
(b) Schéma de principe d'un générateur de vapeur.

FIG. 1.1 – Principe de l'échange calorifique dans un réacteur à eau pressurisée.

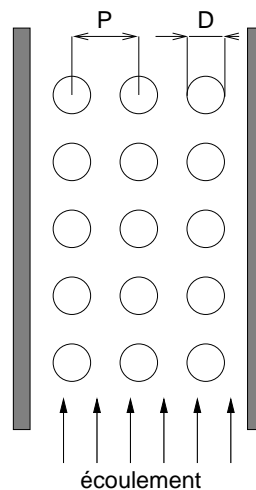
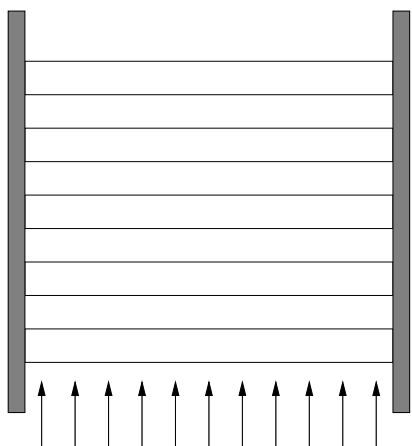
Les tubes en U sont soumis aux mécanismes d'interaction fluide-structure. Ces tubes élancés et flexibles sont encastés en partie basse sur la plaque tubulaire et guidés par des plaques entretoises et des barres anti-vibratoires afin de limiter leurs amplitudes de mouvement. Les tubes sont montés avec un jeu fonctionnel dans leurs supports pour des questions de facilité de montage et de dilatation. Les tubes vibrants peuvent s'user en venant choquer sur leurs supports (Delaune [38]). Ces chocs répétés peuvent alors conduire au percement des tubes. Les fuites radioactives devant être limitées, des études portant sur les mécanismes d'interaction fluide-structure dans les faisceaux de tubes et sur les mécanismes d'usure des tubes dans leurs supports intéressent les acteurs du nucléaire civil. Cet intérêt peut être amplifié par le désir d'accroître la puissance des tranches où les débits fluides mis en jeu peuvent augmenter.



(a) Partie basse du faisceau.



(b) Zone des cintres en haut du faisceau.



P : pas du faisceau

D : diamètre

(c) Faisceau analytique de tubes droits.

FIG. 1.2 – *Écoulements transverses.*

Dans un générateur de vapeur, en partie basse (Fig. 1.2(a)), les tubes sont principalement soumis à un écoulement transverse monophasique. Au niveau de la partie cintrée des tubes (Fig. 1.2(b)), l'écoulement est essentiellement transverse et diphasique. L'étude des mécanismes d'interaction fluide-structure dans ces deux zones est réalisée à l'aide de faisceaux analytiques de tubes droits soumis à un écoulement transverse (Fig. 1.2(c)). L'écoulement peut être monophasique ou diphasique. Pour les tubes de générateur de vapeur, les études réalisées portent essentiellement sur les écoulements transverses car les mécanismes d'interaction fluide-structure en écoulement axial sont quantitativement moins importants.

**Par la suite, nous allons nous intéresser aux mécanismes d'interaction entre un fluide et une structure vibrante. Par une approche analytique, nous allons étudier plus particulièrement le cas du faisceau de tubes droits sous écoulement externe transverse.**

### 1.1.2 Mécanismes d'interaction fluide-structure

Dans le cadre de l'étude des forces fluides agissant sur un faisceau de tubes sous écoulement transverse, il est possible de dégager plusieurs phénomènes distincts d'interaction fluide-structure qui peuvent être classés en deux familles :

- les phénomènes non-couplés : les forces fluides agissent sur les tubes et sont indépendantes du mouvement de ces derniers.
- à l'inverse, les phénomènes couplés.

La visualisation de l'écart-type du mouvement d'un tube en fonction de la vitesse d'écoulement (Fig. 1.3) permet de mettre en évidence les phénomènes de *couplage fluide-élastique*, d'*excitation aléatoire large bande* et de *détachement tourbillonnaire* (Fujita *et al.* [42]). Nous allons détailler chacun de ces phénomènes en ajoutant le phénomène de *couplage fluide-structure* qui est défini à vitesse d'écoulement nulle.

Le *couplage fluide-structure* résulte d'une interaction entre une structure et un fluide au repos où les forces de couplage dépendent fondamentalement du mouvement du tube. **Le terme «fluide au repos» sous-entend que la vitesse d'écoulement propre du fluide est nulle.** Pour de faibles amplitudes vibratoires, une analyse linéaire du système couplé peut être mise en œuvre. La théorie des écoulements potentiels fait alors apparaître un effet inertiel, communément appelé «masse ajoutée». Chen *et al.* [24, 30] ont déterminé et validé expérimentalement des coefficients de masse ajoutée pour différentes configurations de faisceaux de tubes. Un effet dissipatif peut être mis en évidence en tenant compte cette fois de la viscosité du fluide. Dans le cas de géométries simples, la résolution des équations de Stokes fait apparaître des forces dissipatives. Chen *et al.* [29] ont déterminé l'amortissement visqueux d'un cylindre vibrant en milieu fluide confiné. Dans le cas des géométries complexes où les équations de Stokes sont difficiles à résoudre analytiquement, des lois semi-empiriques sont utilisées. Rogers *et al.* [84] lient ainsi le cas complexe du tube inséré dans un faisceau au cas du cylindre de Chen *et al.* [29].



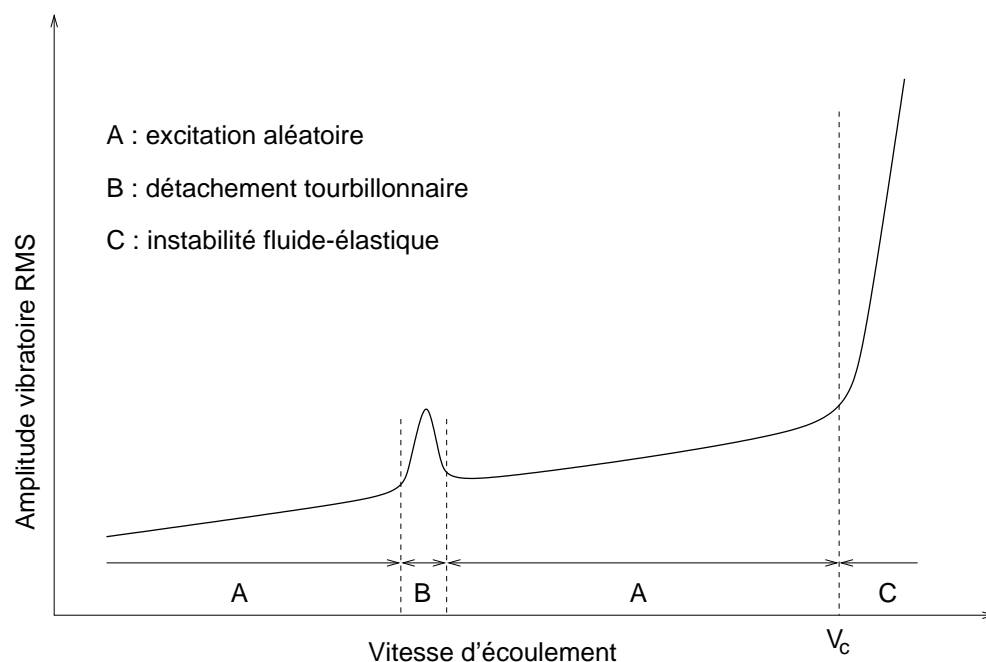


FIG. 1.3 – Évolution du niveau vibratoire d'un tube en fonction de la vitesse d'écoulement.

Le *couplage fluide-élastique* résulte de l'interaction entre une structure vibrante et un fluide soumis à un écoulement moyen. Les forces de couplage fluide-élastique dépendent du mouvement de la structure. D'un point de vue général, le couplage fluide-élastique dans la direction de la portance est prépondérant par rapport au couplage dans la direction de la traînée (Granger *et al.* [47], Tanaka *et al.* [87]). Malgré le caractère non-linéaire des équations de Navier-Stokes régissant le comportement du fluide, une analyse linéaire des forces de couplage fluide-élastique est toujours possible. Chen *et al.* [30] montrent expérimentalement que les effets de l'amplitude vibratoire sur des coefficients linéarisés de forces fluide-élastiques sont insignifiants pour une amplitude vibratoire inférieure à 70% de l'espace inter-tubes. Cette hypothèse de linéarisation est couramment retenue par les auteurs (Tanaka et Takahara [86], Chen [25], Pettigrew et Taylor [72]...). La linéarisation des forces fluide-élastiques fait apparaître des effets de couplage en masse, en amortissement et en raideur. Le couplage en amortissement conduit à un couplage non-conservatif entre le fluide et la structure. Le couplage fluide-élastique peut ainsi provoquer des instabilités dynamiques par amortissement négatif, le terme «d'instabilité fluide-élastique» est alors employé. L'amortissement total du système couplé fluide-structure peut devenir nul pour une vitesse d'écoulement dite critique  $V_c$  (Zone C - Fig. 1.3). C'est ce type de phénomène qui a conditionné la plupart des études menées sur les faisceaux de tubes. Ce phénomène peut en effet conduire à la rupture rapide de tubes de générateur de vapeur comme dans la centrale nucléaire de Mihama au Japon en 1991. Le couplage en masse est déjà observé lorsque le fluide est au repos. Dans le cas des faisceaux de tubes, le couplage inertiel est supposé être constant en fonction de la vitesse d'écoulement. Par conséquent, le terme de masse ajoutée des forces fluide-élastiques est déterminé à vitesse d'écoulement nulle. Dans le cas des faisceaux de tubes, le couplage en raideur ne conduit pas à des instabilités de type statique. Cependant, les forces de couplage en raideur ne sont pas négligeables : expérimentalement une évolution des fréquences propres

des tubes est observée lorsque la vitesse d'écoulement varie. Comme le couplage en masse est supposé constant, cette observation montre que la raideur du système couplé évolue.

L'*excitation aléatoire large bande* est engendrée par les fluctuations de forces induites par le fluide s'exerçant sur les tubes. Ce type d'excitation est indépendant du mouvement des tubes. Dans le cas des écoulements monophasiques, ces fluctuations de forces sont dues au caractère turbulent de l'écoulement. Pour les écoulements diphasiques, le mécanisme d'excitation est lié à la fois à la turbulence de l'écoulement et à la répartition spatio-temporelle aléatoire des deux phases. Sur la figure 1.3, les deux zones A correspondent au phénomène d'excitation aléatoire. Par la suite, l'excitation aléatoire large bande engendrée par un écoulement monophasique ou un écoulement diphasique sera indifféremment appelée «excitation turbulente». Dans tous les cas, l'excitation turbulente peut être caractérisée par son contenu fréquentiel. Les densités spectrales de puissance associées présentent alors une zone à large bande à basses fréquences. Le mécanisme d'excitation turbulente peut être qualifié de mécanisme aléatoire à large bande de fréquence. Axisa *et al.* [6] en monophasique et de Langre *et al.* [36, 37] en diphasique se sont intéressés à l'identification des spectres d'excitation turbulente. À partir du regroupement de données expérimentales, ces auteurs proposent des spectres enveloppes adimensionnels pour des études vibratoires de structures industrielles.

Le *phénomène de détachement tourbillonnaire* initialement observé sur un tube isolé et fixe en écoulement transverse peut également se rencontrer dans les faisceaux de tubes. Le détachement tourbillonnaire correspond à une organisation périodique de l'écoulement autour du cylindre. Ce phénomène est moins sensible pour les écoulements diphasiques que pour les écoulements monophasiques, surtout lorsque les proportions des deux phases sont équilibrées. La distribution aléatoire des deux phases peut parfois empêcher la formation des tourbillons. La périodicité du détachement tourbillonnaire est caractérisée par une fréquence  $f$  qui évolue linéairement avec la vitesse d'écoulement  $V$ . À une géométrie donnée, est alors associé un nombre de Strouhal :  $S_r = fD/V$ . Blevins [16] donne par exemple pour un cylindre seul :  $S_r = 0,2$ . Dans le cas des tubes flexibles, la *réponse au détachement tourbillonnaire* correspond à une coïncidence entre une fréquence de résonance d'un tube et la périodicité de l'écoulement. Le niveau vibratoire augmente alors sensiblement (Zone B - Fig. 1.3). Il est également possible de mettre en évidence le *phénomène d'accrochage tourbillonnaire*. Ce phénomène fluide-élastique est caractérisé par un couplage entre le mouvement du tube et le détachement tourbillonnaire. La fréquence du détachement est alors imposée par la structure même si la vitesse d'écoulement varie.

### 1.1.3 Représentations du couplage fluide-élastique

Afin de prévoir l'instabilité fluide-élastique, la carte de Connors [31] est en général utilisée. Cette carte d'instabilité permet de relier des vitesses réduites critiques  $V_{rc}$  au nombre adimensionnel de Scruton  $A_r$  encore appelé «paramètre de masse-amortissement».

$$V_{rc} = \frac{V_c}{f D} \quad (1.1)$$

$$A_r = \frac{2 \pi m_e \xi_o}{\rho_f D^2} \quad (1.2)$$

où  $V_c$  (Fig. 1.3) est la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique,  $f$  la fréquence de vibration et  $m_e$  la masse linéique équivalente du tube en milieu fluide,  $\xi_o$  l'amortissement du tube en fluide au repos et  $\rho_f$  la masse volumique du fluide. Historiquement, le phénomène fluide-élastique a d'abord été étudié sur des cartes de Connors. Les essais menés sur des faisceaux de tubes consistaient à rechercher la vitesse critique de départ en instabilité du faisceau. Pour une configuration d'écoulement donnée, par exemple un essai monophasique en eau, correspond un point d'instabilité dans la carte de Connors. Cette approche peut conduire à l'établissement de recommandations pour le dimensionnement de faisceaux de tubes à l'instabilité fluide-élastique. Pettigrew et Taylor [71, 72] ont par exemple construit une carte de Connors en compilant des résultats d'essais avec pour objectif de déterminer une borne inférieure conservative (Fig. 1.4). Cette borne inférieure est donnée par la relation :

$$V_{rc} = 3 A_r^{0,5} \quad (1.3)$$

La carte de Connors s'intéresse uniquement au couplage fluide-élastique en amortissement. Une autre approche par des coefficients linéarisés permet d'étudier le couplage en masse, en raideur et en amortissement. La linéarisation des forces fluide-élastiques  $F_{FE}$  conduit à une écriture sous la forme de masse, d'amortissement et de raideur fluides où  $z(t)$  est le déplacement du tube étudié.

$$F_{FE}(\ddot{z}(t), \dot{z}(t), z(t)) = -M_f \ddot{z}(t) - C_f \dot{z}(t) - K_f z(t) \quad (1.4)$$

Hadj-Sadok [50] et Granger *et al.* [47] expriment les termes  $M_f$ ,  $C_f$  et  $K_f$  en fonction de coefficients fluide-élastiques  $C_m$ ,  $C_d$ ,  $C_k$  adimensionnés par la masse volumique du fluide  $\rho_f$ , le diamètre  $D$  et la longueur du tube sous écoulement  $L$  :

$$\begin{aligned} M_f &= \frac{1}{2} \rho_f D^2 L C_m \\ C_f &= -\frac{1}{2} \rho_f D V L C_d \\ K_f &= -\frac{1}{2} \rho_f V^2 L C_k \end{aligned} \quad (1.5)$$

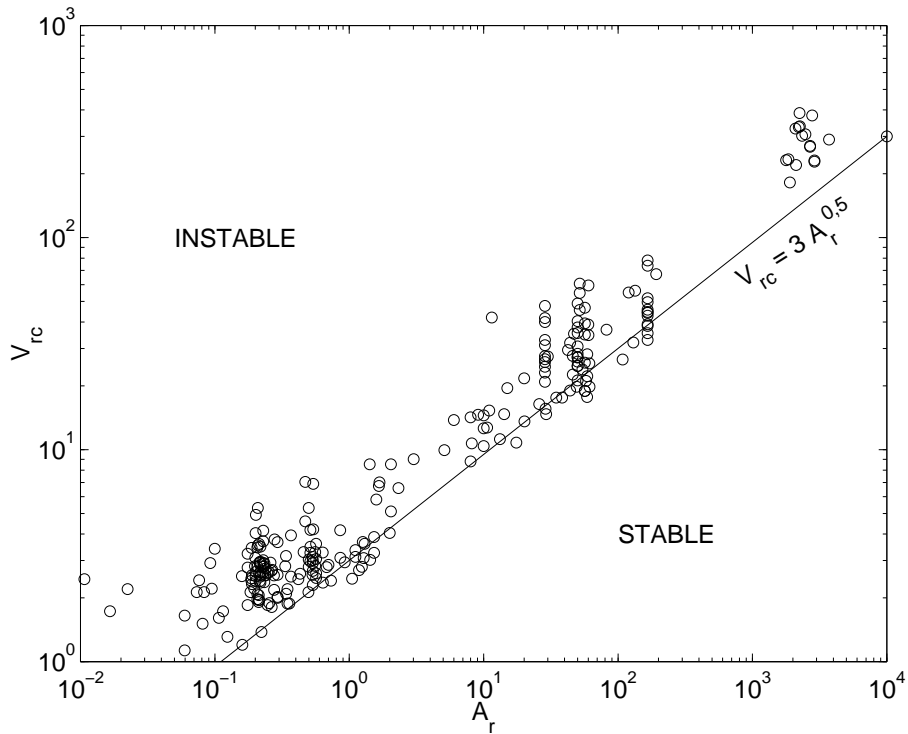


FIG. 1.4 – Exemple de carte de Connors [72].

Comme le montre Renou [83] par une analyse dimensionnelle, l'adimensionnalisation des forces de couplage fluide-élastique à l'aide des coefficients  $C_m$ ,  $C_d$ , et  $C_k$  reste perfectible. Ces coefficients ne dépendent que de la vitesse réduite  $V_r$  (Eq. 1.6). L'analyse dimensionnelle de Renou [83] montre que les forces de couplage fluide-élastique dépendent également du nombre de Reynolds  $R_e$  (Eq. 1.7) et du nombre de Stokes  $S_t$  (Eq. 1.8). Ces forces dépendent également du confinement du faisceau de tubes au travers du pas réduit  $P/D$  où  $P$  est le pas caractérisant la distance entre les centres de deux tubes voisins (Fig. 1.2(c)).

$$V_r = \frac{V}{fD} \quad (1.6)$$

$$R_e = \frac{VD}{\nu} \quad (1.7)$$

$$S_t = \frac{fD^2}{\nu} \quad (1.8)$$

Les forces fluide-élastiques sont dépendantes du pas réduit du faisceau  $P/D$ , de la vitesse réduite  $V_r$ , du nombre de Reynolds  $R_e$  et du nombre de Stokes  $S_t$ .

### 1.1.4 Modélisations analytiques et numériques du couplage fluide-élastique

Il existe des modèles analytiques tels que les modèles de Connors-Blevins [14, 31], Lever-Weaver [59, 60, 61, 91], Price-Païdoussis [81, 82] et Granger-Païdoussis [43, 49]. Le but de ces modèles est de prédire le comportement d'un tube flexible inséré dans un faisceau rigide sous écoulement monophasique. Hadj-Sadok [51] montre cependant, par une comparaison avec des essais en écoulement d'eau, que les modèles de Connors-Blevins, Lever-Weaver et Price-Païdoussis sont peu prédictifs. Ils ne permettent qu'une approche qualitative du phénomène fluide-élastique.

Dans les modèles de Lever-Weaver et de Price-Païdoussis, les auteurs font intervenir un terme de retard entre la force fluide-élastique agissant sur le tube et son mouvement. Ce terme de retard reste artificiel dans sa mise en œuvre au sein de ces modèles. Mais comme le souligne Granger *et al.* [47], ce terme est indispensable pour simuler le phénomène d'instabilité fluide-élastique. Ainsi, Granger et Païdoussis [49] proposent en 1996 un nouveau modèle analytique basé sur les travaux de Price et Païdoussis. Ils mettent en évidence un «effet mémoire» qui correspond à un effet de retard mais diffusé dans le temps. Par des comparaisons avec des résultats expérimentaux, Granger et Païdoussis [49] puis Fullana et Beaud [43] montrent que ce modèle constitue une approche quantitative du couplage fluide-élastique. Ces comparaisons confortent le sens physique de l'effet mémoire. Ces modèles faisant intervenir suivant les cas un effet de retard ou un effet mémoire montrent l'intérêt de la vitesse réduite dans l'étude du couplage fluide-élastique. La vitesse réduite (Eq. 1.6) caractérise en effet le rapport entre la vitesse d'écoulement et une vitesse caractéristique de vibration du tube.

Au niveau des méthodes numériques, dans le cas des faisceaux de tubes, deux problèmes essentiels viennent alourdir leur mise en œuvre. Le premier problème concerne le maillage du fluide qui doit être suffisamment fin lorsque la couche limite est prise en compte. Le deuxième est en liaison avec le caractère turbulent de l'écoulement qui impose des pas de temps de calculs faibles. Depuis quelques années, la conjonction de l'essor des moyens de calcul et du développement de formalismes visant à contourner ces problèmes, comme l'ALE (Aléatoire Lagrange-Euler) ou encore la méthode PMDF (Paroi Mobile sur Domaine Fixe) de Renou [83], a permis d'étudier les phénomènes de couplages fluide-structure et fluide-élastique. La place occupée actuellement par les méthodes numériques dans l'étude quantitative des forces fluide-élastiques demeure tout de même assez faible. Cependant, d'après Fujita *et al.* [42], ces méthodes numériques permettront peut être de mieux comprendre la physique du couplage fluide-élastique. Enfin, comme le souligne Price [80], ces modélisations restent pour l'instant cantonnées aux écoulements monophasiques.

**L'approche quantitative du couplage fluide-élastique reste donc essentiellement expérimentale.**

## 1.2 Détermination expérimentale du couplage fluide-élastique

Aujourd'hui, deux approches expérimentales sont principalement utilisées afin de déterminer le couplage fluide-élastique. La première approche permet de remonter de manière *indirecte* aux forces de couplage fluide-élastique à partir de la mesure du déplacement des tubes, puis la détermination des caractéristiques modales du système couplé fluide-structure. La structure est excitée par l'écoulement turbulent. Nous parlons alors de la «méthode indirecte». La deuxième méthode permet une détermination des coefficients de couplage à partir de l'excitation forcée en déplacement d'un tube et la mesure *directe* de l'effort induit par ce déplacement sur un autre tube. Il s'agit de la «méthode directe».

Dans un premier temps, nous allons cependant nous intéresser aux méthodes de détermination de l'instabilité fluide-élastique elle-même. Comme nous l'avons vu, avant de se consacrer aux forces fluide-élastiques, les auteurs ont concentré leurs efforts sur la seule détermination de la vitesse critique de départ en instabilité pour établir des cartes de Connors.

### 1.2.1 Méthodes de détermination de l'instabilité fluide-élastique

Comme le souligne Gibert [45] ou Preumont [79], la stabilité peut être associée à la localisation des pôles d'un système dans le demi-plan complexe à partie réelle négative. Dans le cas des systèmes mécaniques linéaires, cette définition de la stabilité conduit alors à un amortissement structural qui doit être positif. Pour un système mécanique sous écoulement, rechercher l'instabilité fluide-élastique revient alors à déterminer la vitesse critique pour laquelle l'amortissement total est nul. Partant de cette définition, plusieurs méthodes pratiques peuvent être envisagées afin de déterminer cette instabilité.

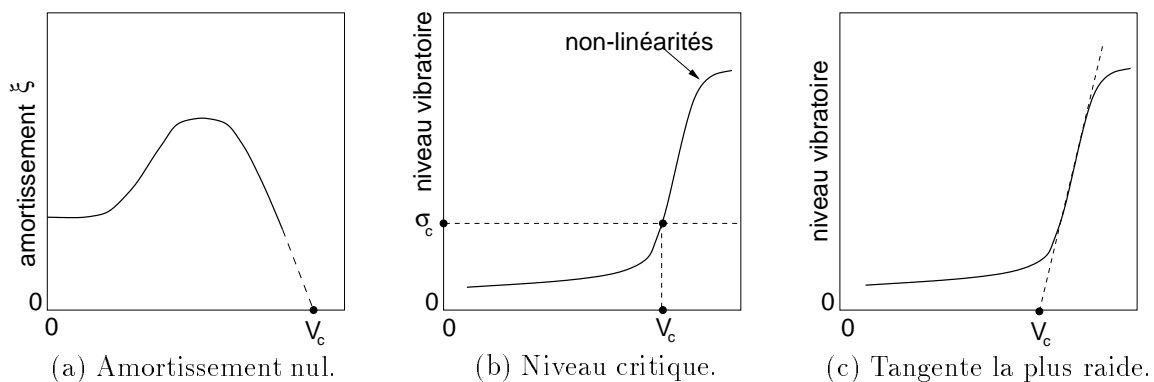


FIG. 1.5 – Critères d'instabilité fluide-élastique.

Une première méthode (Fig. 1.5(a)) pour déterminer la vitesse critique  $V_c$  consiste à mesurer l'amortissement du tube en zone stable comme le proposent Meskell et Fitzpatrick [69]. Par extrapolation de l'évolution de l'amortissement, il est alors possible de déterminer la vitesse critique. Pettigrew *et al.* [75] définissent l'instabilité fluide-élastique par un

niveau vibratoire critique (Fig. 1.5(b)). Ce critère s'éloigne de la définition de l'instabilité liée au positionnement des pôles dans le plan complexe mais reste réaliste par rapport à une maquette : sous de grandes amplitudes vibratoires le comportement du système peut devenir non-linéaire. La vitesse critique peut également être déterminée en traçant des tangentes aux courbes donnant le niveau vibratoire en fonction de la vitesse d'écoulement (Fig. 1.5(c)). Rzentkowski et Lever [85] définissent un critère d'instabilité où la vitesse critique est définie comme l'intersection entre la tangente à la courbe la plus raide et l'axe des vitesses.

**Ces méthodes de détermination de la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique conduisent à la construction de carte de Connors et permettent seulement l'étude du couplage fluide-élastique en amortissement.**

### 1.2.2 Méthode indirecte

La méthode indirecte repose sur l'estimation des caractéristiques modales (fréquence et amortissement) du système couplé fluide-structure qui évoluent en fonction de la vitesse d'écoulement. Les forces de couplage fluide-élastique se déduisent donc indirectement du mouvement du tube. Les forces fluides agissant sur la structure peuvent se décomposer en une composante turbulente  $F_T$  et une composante fluide-élastique  $F_{FE}$  (Chen [25]). L'équation d'équilibre du tube s'écrit alors :

$$M_s \ddot{z}(t) + C_s \dot{z}(t) + K_s z(t) = F_T(t) + F_{FE}(\ddot{z}(t), \dot{z}(t), z(t)) \quad (1.9)$$

La composante turbulente  $F_T$ , dans le cas de la méthode indirecte, permet d'exciter la structure pour obtenir une réponse vibratoire suffisante, lorsque le spectre d'excitation turbulente est assimilable à un bruit-blanc large bande. La projection de l'équation (1.9) dans la base modale du tube s'écrit pour un mode donné :

$$m_s \ddot{q}(t) + c_s \dot{q}(t) + k_s q(t) = f_T(t) + f_{FE}(\ddot{q}, \dot{q}, q) \quad (1.10)$$

où  $q(t)$  est le déplacement généralisé du mode considéré. En linéarisant la force fluide-élastique généralisée  $f_{FE}$ , nous obtenons :

$$f_{FE}(\ddot{q}, \dot{q}, q) = -m_f \ddot{q}(t) - c_f \dot{q}(t) - k_f q(t) \quad (1.11)$$

L'équation (1.9) devient alors :

$$(m_s + m_f) \ddot{q}(t) + (c_s + c_f) \dot{q}(t) + (k_s + k_f) q(t) = f_T(t) \quad (1.12)$$

La projection des forces fluide-élastiques  $F_{FE}$  dans la base modale modifie les caractéristiques modales du ou des tubes. Pour le mode étudié, la pulsation propre  $\omega$  et l'amortissement réduit  $\xi$  du système couplé s'écrivent :

$$\omega = \sqrt{\frac{k_s + k_f}{m_s + m_f}} \quad (1.13)$$

$$\xi = \frac{c_s + c_f}{2\omega(m_s + m_f)} \quad (1.14)$$

Un premier essai sans fluide, en général en air, permet de déterminer les coefficients liés à la structure ( $m_s$ ,  $c_s$ ,  $k_s$ ). La masse ajoutée  $m_f$ , dans le cas monophasique, peut être déterminée par un essai en fluide au repos ( $k_f = 0$  dans l'équation (1.13)). Sous écoulement, la détermination expérimentale de  $\omega$  et  $\xi$  permet alors de remonter aux coefficients de couplage fluide-élastiques ( $c_f$ ,  $k_f$ ). Les coefficients fluide-élastiques adimensionnels donnés par l'équation (1.5) peuvent s'exprimer en fonction des paramètres modaux mesurés. Nous notons  $\omega_o$  et  $\xi_o$ , la pulsation propre et l'amortissement réduit de référence, en général en fluide au repos, et  $L_e$  la longueur modale équivalente calculée à partir de la déformée modale du mode considéré  $\varphi(x)$ .

$$L_e = \int_0^L \varphi^2(x) dx \quad (1.15)$$

$$C_m = 2 m_f \frac{1}{\rho_f D^2 L_e} \quad (1.16)$$

$$C_d = 8\pi (m_s + m_f) \frac{\xi_o \frac{\omega_o}{\omega} - \xi}{\rho_f D^2 L_e V_r} \quad (1.17)$$

$$C_k = 8\pi^2 (m_s + m_f) \frac{\left(\frac{\omega_o}{\omega}\right)^2 - 1}{\rho_f D^2 L_e V_r^2} \quad (1.18)$$

Un exemple de mise en œuvre expérimentale de la méthode indirecte est décrit en Annexe B. Il s'agit de la maquette qui a constitué le point de départ de nos travaux.

Dans le cas du faisceau où tous les tubes sont flexibles, le système est assimilable à un système ayant autant de degrés de liberté que de tubes flexibles. Les tubes étant pratiquement identiques, les modes sont fortement couplés. L'identification modale par les méthodes fréquentielles classiques est donc difficile. Une méthode temporelle d'identification des modes basée sur l'algorithme de Prony a été développée afin de palier ce problème (Granger [46]).

**Dans le cas d'un faisceau rigide avec un seul tube flexible, les méthodes temporelle et fréquentielle donnent des résultats équivalents (Hadj-Sadok *et al.* [50, 51]). Par la suite, nous utiliserons donc indifféremment ces deux méthodes d'interpolation.**



Il est maintenant possible de dégager les limites de la méthode indirecte :

- Cette méthode fournit deux paramètres, la fréquence et l'amortissement, aboutissant à la détermination de deux coefficients fluide-élastiques. La masse ajoutée de fluide est alors supposée indépendante de la vitesse d'écoulement.
- Deux méthodes expérimentales différentes sont utilisées pour estimer les fréquences et les amortissements entre  $V = 0$  et  $V > 0$ . À vitesse nulle, la structure peut être excitée par choc ou à l'aide d'un lâcher et pour  $V > 0$ , le tube est excité par l'écoulement. Cette discontinuité de méthodes d'excitation peut aboutir à un écart sur les estimations des fréquences et des amortissements entre  $V = 0$  et  $V > 0$ .
- À basses vitesses d'écoulement, le niveau d'excitation turbulente du tube peut être insuffisant. Le niveau vibratoire du tube peut rester faible et par conséquent un problème de rapport signal sur bruit au niveau de la mesure apparaît. L'estimation des fréquences et des amortissements risque d'être faussée.
- À l'inverse, à la limite de l'instabilité, les niveaux vibratoires peuvent être importants en atteignant plusieurs millimètres. L'hypothèse de linéarité à la base de la méthode indirecte peut être invalidée tant sur le comportement du fluide que sur le comportement du tube. De plus, il est impossible de dépasser la vitesse critique d'instabilité.

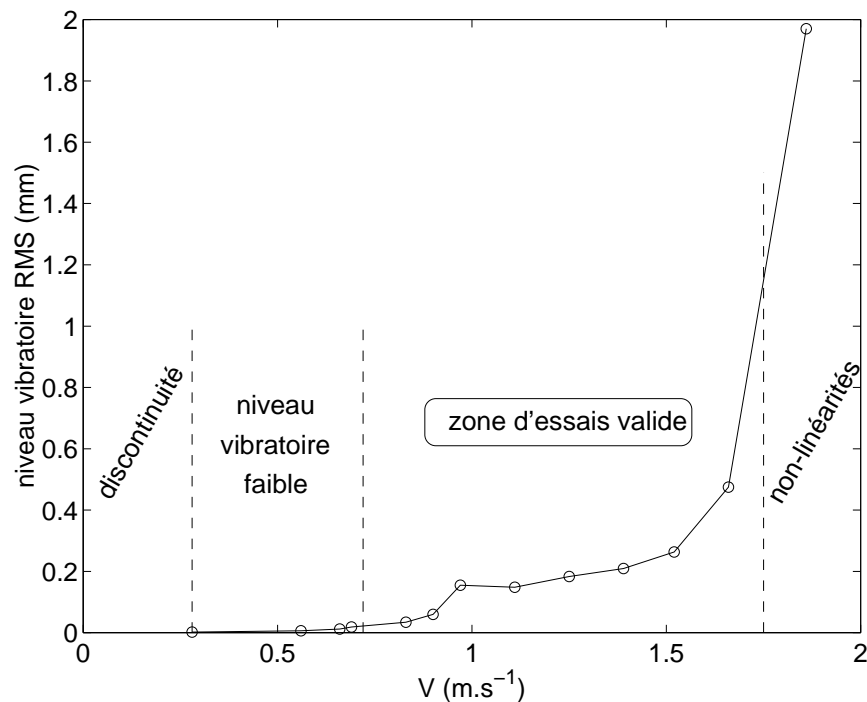


FIG. 1.6 – Exemple d'évolution de l'amplitude vibratoire par la méthode indirecte [50].

Enfin, la plage de vitesses d'écoulement où les essais par la méthode indirecte sont valides est limitée (Fig. 1.6).

### 1.2.3 Méthode directe

Au début des années 80, Tanaka *et al.* [86, 87] ont été les premiers à utiliser la méthode directe de détermination expérimentale des forces de couplage fluide-élastique. Par cette méthode, les forces de couplage fluide-élastique se déduisent directement de la mesure de l'effort induit sur un tube par le mouvement d'un autre tube. Cette méthode est réputée explorer des plages de  $V_r$  élevées et pourrait être complémentaire de la méthode indirecte présentée précédemment.

Nous allons détailler la modélisation adoptée dans le cas du couplage fluide-élastique entre deux tubes. Le raisonnement reste applicable au cas du couplage sur un tube flexible inséré dans un faisceau rigide. Nous considérons alors deux tubes A et B où le tube A a son déplacement sinusoïdal  $z_A(t)$  imposé dans la direction de la portance ( $o, \vec{z}$ ) (Fig. 1.7).

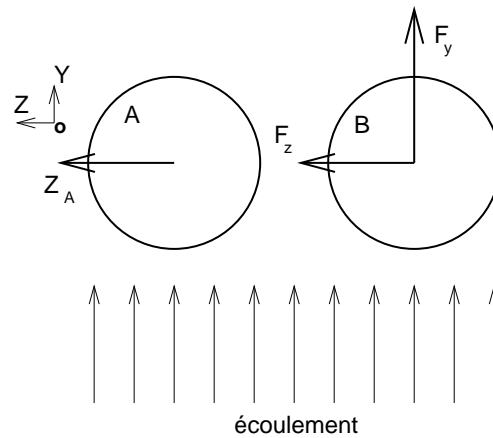


FIG. 1.7 – Couplage entre deux tubes A et B.

$$z_A(t) = z_o \cos(\omega t) \quad (1.19)$$

L'effort induit en portance sur B, par le mouvement de A dans la direction ( $o, \vec{z}$ ) peut s'écrire linéairement à partir du déplacement  $z_A(t)$ :

$$F_z(t) = \kappa z_o \cos(\omega t + \psi) \quad (1.20)$$

où  $\psi$  est le déphasage entre le mouvement du tube A et la force induite en portance sur le tube B. L'amplitude  $\kappa$  et le déphasage  $\psi$  sont déterminés à partir des signaux de forces expérimentaux. La décomposition de l'équation (1.20) donne :

$$F_z(t) = \kappa [z_o \cos(\omega t) \cos\psi - z_o \sin(\omega t) \sin\psi] \quad (1.21)$$

$$= \kappa \left[ z_A(t) \cos\psi + \frac{\dot{z}_A(t)}{\omega} \sin\psi \right] \quad (1.22)$$

La linéarisation de la force de couplage  $F_z$  d'après l'équation (1.4) donne :

$$F_z(t) = -M_z \ddot{z}_A(t) - C_z \dot{z}_A(t) - K_z z_A(t) \quad (1.23)$$

Le coefficient de couplage en masse  $M_z$  peut être connu analytiquement ou expérimentalement en fluide au repos. Les coefficients  $C_z$  et  $K_z$  de l'équation (1.23) s'écrivent alors :

$$C_z = -\kappa \frac{\sin\psi}{\omega} \quad (1.24)$$

$$K_z = M_z \omega^2 - \kappa \cos\psi \quad (1.25)$$

Pour obtenir tous les coefficients de couplage en portance et en traînée entre les tubes, il faut :

1. effectuer le même type de calcul pour la force de traînée  $F_y$ .
2. recommencer le même type de manipulation avec un déplacement imposé en traînée  $y_A(t)$ . En effet, dans la méthode présentée, seul le couplage dû au déplacement du tube A dans la direction de la portance est pris en compte.

Il est alors possible d'écrire les matrices de couplage de masse, d'amortissement et de raideur entre les tubes en mouvement suivant les directions de portance et de traînée en effectuant un assemblage à partir des différents coefficients de couplage. La résolution du système couplé permet de déterminer les nouvelles caractéristiques modales du faisceau de tubes sous écoulement comme le montrent par exemple Tanaka et Takahara [86].

La figure 1.8(a) illustre un exemple de mise en œuvre expérimentale de la méthode directe. Le mouvement harmonique est imposé par un moteur électrique muni d'un système bielle-manivelle pour Tanaka *et al.* [86, 87] ou Inada *et al.* [53]. Pour Chen *et al.* [25, 30, 54] ou Teh et Goyder [89], le mouvement est imposé par un exciteur électromagnétique. Pour ces deux types d'excitation, la difficulté principale est d'obtenir un mouvement imposé parfaitement sinusoïdal. L'intérêt de l'exciteur électromagnétique est de pouvoir contrôler le mouvement du tube A à l'aide d'un asservissement. Des jauges de déformation calibrées en force permettent de mesurer les forces de couplage. Un capteur inductif de déplacement donne l'amplitude du mouvement imposé. La fréquence du mouvement  $f$  peut varier en général de 1 à 25  $Hz$ . Comme la vitesse réduite s'écrit  $V_r = V / (f D)$  et comme la fréquence  $f$  peut être faible, il est possible d'atteindre des vitesses réduites élevées. La première fréquence propre des tubes, environ 100  $Hz$ , est en général très supérieure à la fréquence d'excitation, ce qui permet d'avoir des vitesses d'écoulement élevées. C'est l'un des intérêts de la détermination directe du couplage fluide-élastique. Cependant, il faut trouver un compromis entre un tube raide permettant d'avoir des fortes vitesses d'écoulement et un tube souple qui autorise un meilleur rapport signal sur bruit.

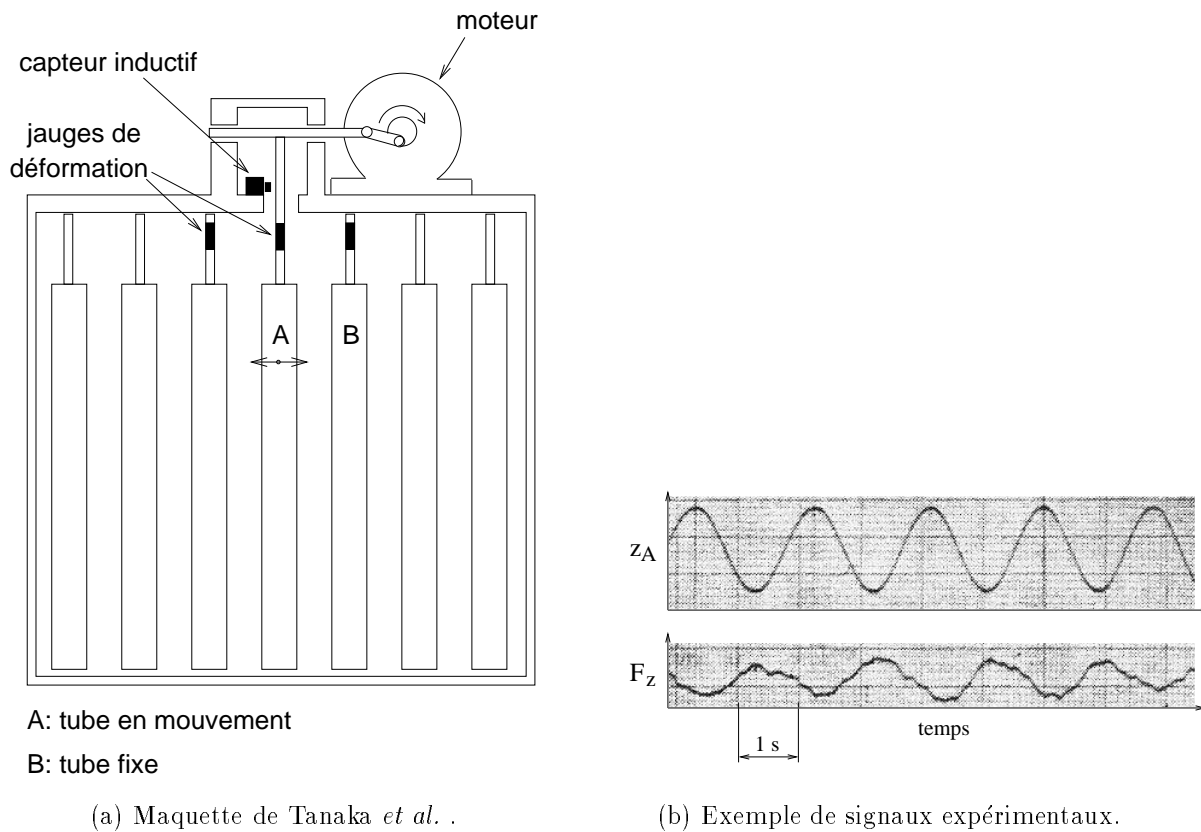


FIG. 1.8 – Exemple de mise en œuvre expérimentale de la méthode directe [86, 87].

Une analyse de la modélisation et de la mise en œuvre expérimentale de la méthode permet d'en extraire les limites. La méthode directe donne accès à la détermination de deux paramètres : l'amplitude de la force de couplage et son déphasage par rapport au mouvement du tube. Comme pour la méthode indirecte, la détermination de deux paramètres impose alors une hypothèse sur un coefficient fluide-élastique : le coefficient de masse ajoutée est supposé constant. Ensuite, la méthode ne permet pas une détermination correcte du couplage fluide-élastique à faible vitesse réduite. En effet, dans ce cas, la fréquence du mouvement du tube doit être importante et il est encore plus difficile d'obtenir un mouvement harmonique du tube propre à haute fréquence. Dans les publications, les vitesses réduites minimum étudiées sont bien supérieures à 2. Comme le souligne Granger [3], sur toute la plage de vitesse réduite, «*le rapport signal sur bruit dans ce genre de méthode est souvent assez mauvais*». Les exemples de signaux sinusoïdaux tirés des expériences de Tanaka et Takahara [86] en sont une illustration (Fig. 1.8(b)). Et, selon Granger [3], «*l'expérience de Tanaka n'a jamais été reproduite depuis 15 ans*». Enfin, la détermination des coefficients de couplage est lourde à mettre en œuvre. Comme le soulignent Chen *et al.* [30] : «*La méthode n'est pas globale*». Depuis 20 ans, le nombre de tubes étudiés dans le faisceau flexible va toujours en diminuant. En 1981, Tanaka *et al.* [86, 87] étudient un faisceau de tubes, en 1987, Hara [52] s'intéresse à une rangée de tubes et en 1995, Zhu *et al.* [92] font vibrer deux tubes.

### 1.2.4 Comparaison des méthodes directe et indirecte

Il pourrait être intéressant de comparer les résultats produits par les méthodes directe et indirecte. Nous avons vu au paragraphe 1.1.3 que les forces de couplage fluide-élastique dépendent de la géométrie du faisceau et des caractéristiques de l'écoulement. Nous pouvons donc regarder si les conditions expérimentales peuvent être identiques pour des essais réalisés par les méthodes directe et indirecte.

Pour les caractéristiques des faisceaux, les pas réduits ( $P/D$ ) utilisés ainsi que les géométries (pas carré, pas triangulaire...) ne sont pas forcément les mêmes d'une méthode à l'autre. Globalement, il est difficile de trouver dans la littérature des faisceaux de tubes ayant exactement les mêmes caractéristiques géométriques. Les nombres caractéristiques de l'écoulement sont la vitesse réduite, le nombre de Reynolds et le nombre de Stokes. Pour des essais réalisés par Chen *et al.* [26] en utilisant la méthode directe et par Hadj-Sadok *et al.* [50] en utilisant la méthode indirecte, les gammes de  $V_r$ ,  $R_e$  et  $S_t$  explorées peuvent être comparées (Tab. 1.1). Les faisceaux utilisés sont à pas carré et de pas réduits voisins. Pour les nombres de Reynolds et de Stokes, les plages explorées ne sont pas du tout les mêmes. Les nombres de Reynolds caractéristiques par la méthode directe montrent que l'écoulement est laminaire.

**Les conditions expérimentales d'écoulement différentes par les méthodes directe et indirecte impliquent que les résultats obtenus sont difficilement comparables.**

Méthode	$V_r$	$R_e$	$S_t$
directe	2 à 25	1540 à 4010	61 à 2005
indirecte	0,5 à 3,5	8400 à 53100	16800 à 15200

TAB. 1.1 – Gammes de  $V_r$ ,  $R_e$  et  $S_t$  par les méthodes directe [50] et indirecte [26].

Nous pouvons illustrer ces conclusions avec des travaux de Granger *et al.* [47]. Ces auteurs ont en effet effectué une comparaison entre les essais de Tanaka et Takahara [86] par la méthode directe et leurs propres essais par la méthode indirecte (Fig. 1.9). La comparaison effectuée en utilisant le coefficient fluide-élastique  $C_d$  fonction de  $V_r$  (Eq. 1.17) n'a pu mettre en évidence qu'un accord qualitatif entre les résultats obtenus par les deux méthodes.

La méthode indirecte semble plus naturelle et se rapproche davantage des conditions réelles d'écoulement dans un générateur de vapeur. Les conditions expérimentales par la méthode directe sont éloignées de celles du générateur de vapeur. La méthode directe reste artificielle en comparaison avec la méthode indirecte.

**La finalité industrielle de la détermination des forces de couplage fluide-élastique impose l'utilisation de la méthode indirecte. Les limites de la méthode directe, combinées aux conditions expérimentales éloignées de celles du générateur de vapeur, impliquent que cette méthode est insuffisante pour l'étude du couplage fluide-élastique.**

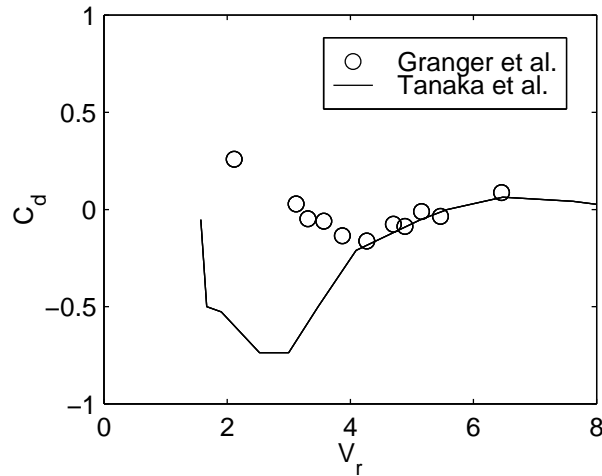


FIG. 1.9 – Comparaison des méthodes directe et indirecte [47].

### 1.2.5 Insuffisances de la méthode indirecte

La faible étendue de la plage de vitesses d'écoulement explorée par la méthode indirecte a principalement deux conséquences :

1. *La compréhension du couplage fluide-élastique reste difficile.*

Le phénomène fluide-élastique reste aujourd'hui encore mal compris, surtout en écoulement diphasique. La détermination du couplage est réalisée sur une plage de vitesses réduites relativement limitée. En écoulement monophasique à basse vitesse réduite, nous ne disposons pas de coefficients fluide-élastiques et la continuité entre  $V_r = 0$  et  $V_r > 0$  n'a jamais été étudiée. À l'instabilité fluide-élastique, tout essai est par définition impossible. Une extension de la plage de vitesses d'écoulement, tant à basse vitesse qu'à haute vitesse, permettrait d'améliorer la compréhension du phénomène de couplage fluide-élastique en apportant des informations nouvelles.

2. *Les données pour des calculs vibratoires de tubes sous écoulement sont limitées.*

L'objectif de ce type de calculs vibratoires est d'étudier l'usure par chocs sur les barres anti-vibratoires des tubes de générateur de vapeur (de Langre *et al.* [35]). Un exemple de modélisation d'un tube en U est donné par la figure 1.10. Les liaisons entre le tube et ses supports (barres anti-vibratoires + plaques entretoises) peuvent être modélisées par une liaison à jeu avec une raideur de choc. Dans le cadre de ces calculs non-linéaires, nous pouvons avoir besoin de données fluide-élastiques pour des vitesses réduites supérieures à la vitesse réduite critique d'instabilité fluide-élastique. Pour ces vitesses réduites post-critiques, le système linéaire fluide-structure serait instable si les barres anti-vibratoires et les plaques entretoises étaient absentes. L'amplitude du mouvement du tube est stabilisée par les chocs sur les supports. Actuellement, la méthode indirecte ne fournit pas les coefficients fluide-élastiques pour ces vitesses réduites au-delà de l'instabilité.

Il est toujours possible d'extrapoler des résultats expérimentaux ou des modèles analytiques pour des vitesses réduites supérieures à la vitesse réduite critique (Hadj-Sadok

[50]). Ces extrapolations sur des résultats d'essais supposent alors une évolution donnée des forces fluide-élastiques en fonction de la vitesse d'écoulement. Et, lorsque des modèles analytiques de forces fluide-élastiques sont utilisés, il faut supposer qu'ils sont bien valides. Aujourd'hui, les calculs non-linéaires de tubes de générateur de vapeur en situation post-critique reposent donc sur des données incertaines.

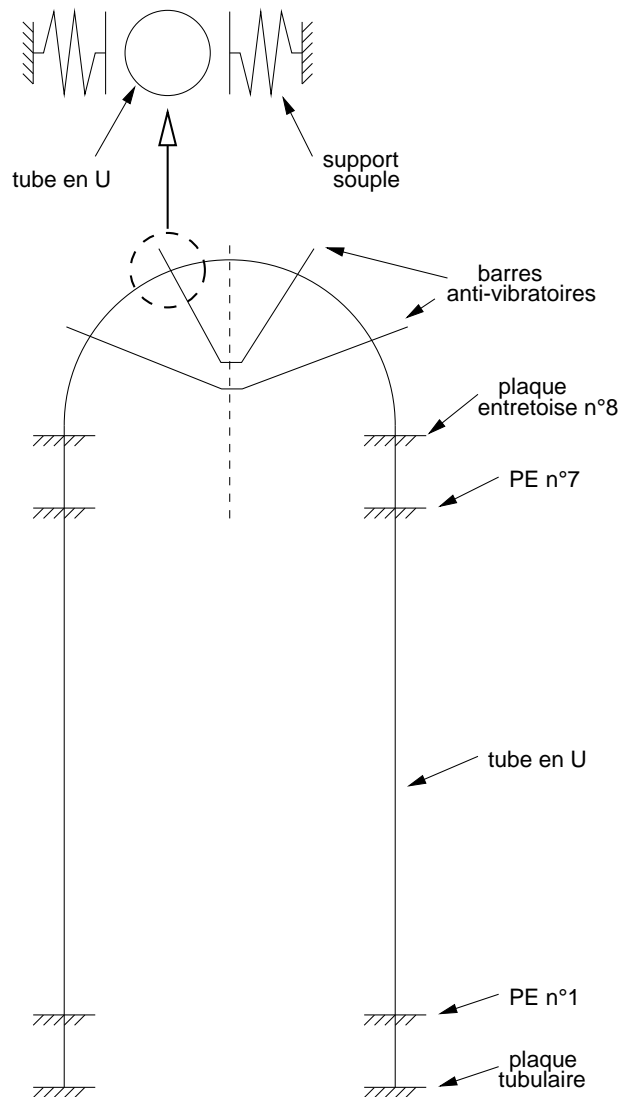


FIG. 1.10 – Exemple de modélisation mécanique d'un tube en U supporté.

Dans un souci de meilleure compréhension du couplage fluide-élastique et pour améliorer les données des calculs vibratoires de tubes de générateur de vapeur, il est intéressant de trouver des solutions pour étendre la plage de vitesses d'écoulement où sont déterminées les forces de couplage fluide-élastique par la méthode indirecte.

### 1.3 Introduction au contrôle actif

Différentes classes de problèmes sont à l'origine du contrôle de structures souples soumises à des vibrations jugées excessives. Nous pouvons citer par exemple les problèmes liés aux nuisances sonores, aux instabilités ou encore aux séismes. Les solutions technologiques apportées à ces problèmes peuvent être classées en deux catégories : le *contrôle passif* et le *contrôle actif*. Un système *actif* repose sur une boucle de rétroaction disposant d'au moins un capteur et un actionneur, ainsi que d'une source d'énergie auxiliaire. Le capteur mesure la grandeur à réduire et l'actionneur injecte une énergie visant à minimiser cette grandeur suivant une stratégie gérée par une électronique de commande (Fig. 1.11). Un système *passif* est lui basé sur une dissipation de l'énergie mécanique à l'aide d'un composant jouant à la fois le rôle du capteur et de l'actionneur. Une plaque piézo-électrique faisant office de convertisseur électro-mécanique connectée à une résistance dissipant l'énergie, est un exemple de contrôleur passif (Law *et al.* [58]). Dans le même ordre d'idée, Meskell et Fitzpatrick [69] ont connecté une inductance à une résistance électrique. Dans cette étude, les auteurs ont contrôlé passivement un tube flexible vibrant sous un écoulement d'air transverse et soumis à une instabilité fluide-élastique. Le problème posé et résolu par le contrôle passif se rapproche donc de nos préoccupations. Cependant, nous nous sommes orientés vers le contrôle actif pour *a priori* deux raisons principales. La première est donnée par Preumont [79] qui en confrontant le contrôle passif et le contrôle actif affirme que des structures actives peuvent offrir des performances que les structures passives ne possèdent pas. Ensuite, une structure active nous semblait offrir plus de possibilités d'utilisation, notamment au niveau du choix de la loi de contrôle.

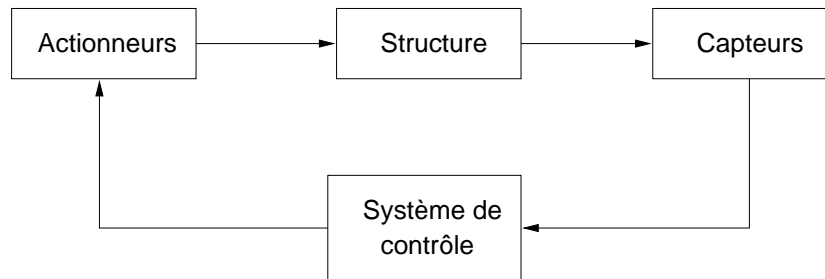


FIG. 1.11 – Schéma de principe du contrôle actif.

Le contrôle actif de structures flexibles a commencé à prendre son essor dans les années 80. Les secteurs de développement du contrôle actif sont aujourd'hui de plus en plus variés. Le champ d'étude peut aller par exemple du contrôle de la transparence acoustique d'une plaque (Friot [41]) au contrôle d'un pont à haubans (Achkire et Preumont [1, 77, 79]). Une description exhaustive des travaux portant sur le contrôle actif de structures reste donc difficile à réaliser. Chaque problème fait appel à des solutions technologiques différentes. À partir des lectures diverses sur le sujet et comme le souligne Preumont [79], il apparaît que l'éventail des choix disponibles au niveau de la conception du contrôleur est large. Nous proposons alors une démarche générale de choix du contrôleur.



1. *Définir les objectifs du contrôle.*

Suivant le problème posé, les objectifs du contrôle diffèrent et par conséquent les modes ciblés par le contrôle ne sont pas forcément les mêmes. Un contrôle de la transparence acoustique d'une plaque vise à réduire le bruit transmis au travers de cette plaque. Le contrôle portera donc sur une bande de fréquence donnée incluant plusieurs modes propres. À l'inverse, le contrôle d'un pont soumis à une instabilité sur un mode de torsion visera à stabiliser ce seul mode propre sans déstabiliser les autres modes.

2. *Choisir le type d'actionneur et de capteur et leurs emplacements.*

Une technologie sera employée suivant des critères de choix tels que les apports structurels (ou niveau d'intégration), les efforts à fournir, le coût, les moyens matériels disponibles... Le contrôle acoustique d'une plaque peut par exemple utiliser des plaques piézo-électriques pour leur haut niveau d'intégration.

3. *Définir une loi de contrôle.*

La loi de contrôle permet de remplir les objectifs assignés au contrôleur. Le contrôle acoustique d'une plaque n'utilise pas la même loi de contrôle que le contrôle d'un pont haubané. Pour chaque problème, il existe une loi de contrôle plus efficace que les autres.

Le contrôle actif pourrait être appliqué à notre problème, notamment au niveau de l'extension de la plage de vitesses d'écoulement au-delà de l'instabilité fluide-élastique. L'objectif du contrôleur serait alors de contrôler le mode propre du tube soumis à l'instabilité fluide-élastique en apportant artificiellement de l'amortissement au système. Ce contrôle sur un mode propre initialement instable pourrait nécessiter une mise en œuvre pratique avec un seul capteur et un seul actionneur suivant une loi de contrôle assez simple, par exemple une loi de contrôle direct en vitesse (Preumont [79]).

**Le contrôle actif appliqué à notre problème permettrait de contrôler l'instabilité fluide-élastique et par conséquent de dépasser la vitesse critique.**

## 1.4 Objectif et organisation du mémoire

L'objectif principal de la thèse est de proposer une nouvelle démarche de détermination des forces fluide-élastiques visant à étendre la plage de vitesses d'écoulement explorée. Cette démarche est basée sur l'ajout d'un actionneur externe monté sur un tube flexible. Cet actionneur, constituant un nouveau paramètre d'essai, va permettre des essais suivant deux axes pour améliorer la méthode indirecte classique :

### 1. *Sous faible excitation turbulente :*

L'idée est d'ajouter une force d'excitation pour venir augmenter artificiellement le niveau vibratoire du tube. Cette force sera exercée sur le tube par l'intermédiaire d'un actionneur. Cette approche permettra d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. Nous parlerons de la «Méthode d'Excitation Additionnelle (MEA)». Cette méthode ne fait pas appel au contrôle actif.

### 2. *À l'instabilité fluide-élastique :*

L'idée est de stabiliser artificiellement le tube à l'aide du contrôle actif, le tube étant soumis à l'instabilité fluide-élastique. Cette méthode sera qualifiée de «Méthode par Contrôle Actif de l'amortissement (MCA)».

Dans le cadre de la thèse, la MEA et la MCA sont applicables au cas du tube flexible inséré dans un faisceau rigide et vibrant en portance.

L'organisation du rapport de thèse est la suivante :

- les deux nouvelles méthodes de détermination des forces de couplage fluide-élastique, par excitation additionnelle et par contrôle actif de l'amortissement, sont décrites et validées dans la Chapitre 2. Les validations expérimentales sont réalisées en utilisant deux technologies d'actionneurs : des plaques piézo-électriques et un excitateur électromagnétique.
- ces méthodes sont ensuite appliquées pour d'obtenir de nouveaux résultats sous faible excitation turbulente et en situation de post-instabilité dans le Chapitre 3. Une analyse des résultats par une comparaison avec des données tirées de la littérature est ensuite réalisée. Cette analyse permet de montrer les apports de la MEA et de la MCA et d'évaluer les nouveaux résultats obtenus.

La méthode de détermination expérimentale du spectre d'excitation turbulente basée sur la détermination de l'écart-type de la réponse vibratoire du tube est détaillée en Annexe A. La maquette utilisée est présentée en Annexe B. Les deux configurations avec l'excitateur électromagnétique et les actionneurs piézo-électriques sont également présentées dans cette Annexe avec la description des contrôleurs actifs. Le choix de l'excitateur électromagnétique en tant qu'actionneur est justifié par des questions de puissance disponible. Et, l'intérêt des actionneurs piézo-électriques, moins puissants, réside dans leur haut niveau d'intégration dans la structure. Dans le cas du contrôle actif d'un faisceau flexible, l'utilisation de cette technologie «intégrée» aurait alors une justification. Une présentation des plaques piézo-électriques est réalisée en Annexe C.

# Chapitre 2

## Nouvelles méthodes

### 2.1 Méthode d'excitation additionnelle

#### 2.1.1 Présentation

La Méthode d'Excitation Additionnelle (MEA) repose sur la méthode indirecte dans le sens où la détermination des forces fluide-élastiques est dérivée de la mesure de la réponse vibratoire d'un tube à l'excitation turbulente. D'après l'équation (1.12), ce niveau vibratoire est gouverné par le niveau d'excitation turbulente. Or, les spectres d'excitation en écoulement monophasique (Axisa *et al.* [6]) et en écoulement diphasique (de Langre *et al.* [36, 37]) dépendent de la vitesse d'écoulement. Ainsi, pour de faibles vitesses, le niveau d'excitation turbulente peut être insuffisant et provoquer des amplitudes vibratoires trop faibles. Le signal de réponse du tube peut alors être fortement bruité. L'estimation de la fréquence et de l'amortissement sur la densité spectrale de puissance de la réponse vibratoire peut être faussée.

La méthode indirecte conduit à l'estimation de seulement deux paramètres modaux : la fréquence et l'amortissement. Ainsi, la méthode indirecte ne peut fournir que deux coefficients fluide-élastiques sur trois. Usuellement, la masse ajoutée de fluide est supposée constante en fonction de la vitesse d'écoulement. La fréquence et l'amortissement mesurés permettent alors de calculer des coefficients fluide-élastiques de raideur et d'amortissement.

Afin d'améliorer la méthode indirecte à faibles vitesses d'écoulement, nous proposons d'augmenter artificiellement l'amplitude vibratoire du tube. Le tube est alors excité par un actionneur externe. La force d'excitation additionnelle constituant un troisième paramètre de mesure va permettre la détermination complète des coefficients linéarisés de couplage fluide-élastique. Ainsi, le tube étant soumis à une nouvelle force, l'équation (1.12) qui est la projection de l'équation du mouvement du système couplé dans la base des modes propres devient :

$$(m_s + m_f) \ddot{q}(t) + (c_s + c_f) \dot{q}(t) + (k_s + k_f) q(t) = f_T(t) + f_P(t) \quad (2.1)$$

où  $f_P$  est la force d'excitation modale additionnelle de l'actionneur. Cette force est *a priori* quelconque, elle doit seulement permettre d'extraire au mieux les caractéristiques modales

du tube sous écoulement. Ce peut être un signal aléatoire de type bruit-blanc ou encore un signal déterministe de type sinus balayé.

### 2.1.2 Aspects théoriques

Le tube est excité par la turbulence de l'écoulement et par l'actionneur externe comme l'illustre le schéma-bloc de la figure 2.1(a). Les signaux  $P$  et  $T$  sont respectivement les forces d'excitation additionnelle et d'excitation turbulente.  $V$  et  $N$  sont respectivement les parts de la réponse vibratoire dues à  $P$  et à  $T$ , et  $H_P$ ,  $H_T$  sont les fonctions de transfert correspondantes.  $Z$  est la réponse vibratoire apparente du tube due à la double excitation. Seuls le signal de force d'excitation additionnelle  $P$  et le signal de réponse vibratoire du tube  $Z$  sont mesurables. L'excitation turbulente  $T$  reste inconnue. La connaissance de  $P$  et  $Z$  va permettre de calculer la fonction de transfert associée  $H_P$ . L'estimation des paramètres modaux nécessaires à la détermination du couplage fluide-élastique sera réalisée sur cette fonction de transfert. Or, d'après Bendat et Piersol [13], l'erreur statistique sur l'estimation de fonctions de transfert est beaucoup moins importante que la même erreur sur l'estimation de densités spectrales de puissance.

**L'estimation des paramètres modaux du système couplé fluide-structure sur des fonctions de transfert au lieu des densités spectrales de puissance constitue une première amélioration de la méthode indirecte par la MEA.**

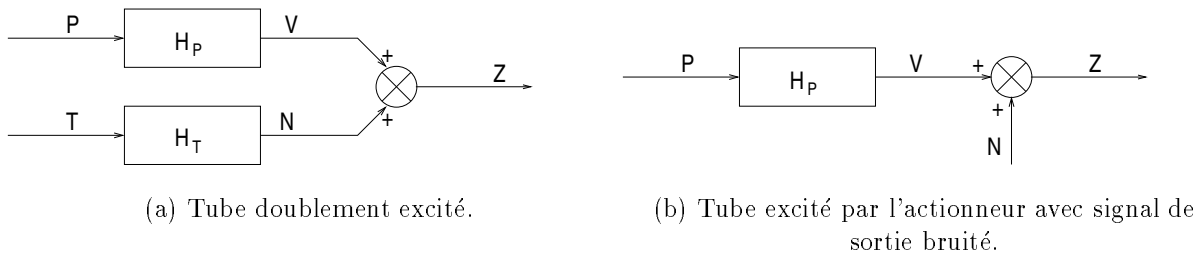


FIG. 2.1 – Schémas-blocs de l'excitation du tube.

En principe, la fonction de transfert  $H_P$  devrait être calculée à partir de  $P$  et de  $V$ . La pertinence du calcul de  $H_P$  à partir de  $P$  et de  $Z$  dépend donc fortement du traitement de  $N$ . La réponse du tube  $N$ , induite par la seule excitation turbulente  $T$ , peut être considérée comme un bruit externe comme l'illustre la figure 2.1(b). Ce bruit peut être éliminé par un filtrage adéquat. Les forces turbulentes  $T$  et les forces d'excitation additionnelle  $P$  sont décorrélées, par conséquent comme  $H_T$  est linéaire,  $P$  et  $N$  sont également décorrélés. Pour filtrer le bruit  $N$  sur le signal de réponse  $Z$ , le calcul de la fonction de transfert par l'estimateur H1 (Bendat et Piersol [13]) est une technique de filtrage communément utilisée. Ainsi, la fonction de transfert  $H_P$ , calculée par l'estimateur H1, s'écrit :

$$H_P(\omega) = \frac{\phi_{ZP}(\omega)}{\phi_{PP}(\omega)} \quad (2.2)$$

où  $\phi_{ZP}$  et  $\phi_{PP}$  sont respectivement l'inter-spectre entre les signaux  $Z$  et  $P$ , et l'auto-spectre du signal  $P$ .

L'estimateur H1 de la fonction de transfert est communément utilisé pour éliminer le bruit de bas niveau sur le signal de sortie. Ainsi, pour améliorer les essais par la MEA, le niveau d'excitation additionnelle doit être suffisamment grand par rapport à l'excitation turbulente. En pratique, comme la causalité entre une excitation et une réponse est mesurée par la fonction de cohérence ordinaire, la vérification du niveau d'excitation additionnelle peut être réalisée par une analyse des fonctions de cohérence. La fonction de cohérence ordinaire  $\gamma_{ZP}$  entre deux signaux  $Z$  et  $P$  s'écrit (Bendat et Piersol [13]) :

$$\gamma_{ZP}^2(\omega) = \frac{|\phi_{ZP}(\omega)|^2}{\phi_{ZZ}(\omega)\phi_{PP}(\omega)} \quad (2.3)$$

L'influence de la réponse  $N$  sur le signal de sortie  $Z$  peut être estimée en exprimant la fonction de cohérence  $\gamma_{ZP}$ , qui est mesurée, comme une fonction de l'auto-spectre  $\phi_{NN}$ . Bendat et Piersol [13] donnent la cohérence ordinaire  $\gamma_{ZP}$  comme une fonction de la cohérence ordinaire  $\gamma_{VP}$ , qui est voisine de 1 :

$$\gamma_{ZP}^2(\omega) = \frac{\gamma_{VP}^2(\omega)}{1 + \frac{\phi_{NN}(\omega)}{\phi_{VV}(\omega)}} \quad (2.4)$$

L'équation (2.4) montre que la qualité de la fonction de cohérence mesurée  $\gamma_{ZP}$  est altérée par la réponse externe  $N$ : lorsque  $\gamma_{ZP}$  est faible, le signal  $V$  est faible en comparaison avec le signal  $N$ .

**La fonction de cohérence  $\gamma_{ZP}$  peut être un indicateur indirect pour évaluer le niveau d'excitation additionnelle sur une bande de fréquence donnée.**

### 2.1.3 Coefficients fluide-élastiques

L'estimation modale de  $H_P$  fournit indifféremment par une méthode fréquentielle ou une méthode temporelle trois paramètres par mode identifié qui sont la fréquence  $f$ , l'amortissement réduit  $\xi$  et le coefficient de participation modale  $\alpha_P$ .

**Par rapport à la méthode indirecte, le coefficient de participation modale est un nouveau paramètre qui permet la détermination de tous les coefficients fluide-élastiques tels qu'ils sont définis par l'équation (1.11).**

Ainsi, les paramètres issus de l'estimation modale peuvent être associés à la masse, l'amortissement et la raideur du mode étudié du système couplé fluide-structure :

$$m_s + m_f = \frac{\varphi_P \varphi_Z}{\alpha_P} \quad (2.5)$$

$$c_s + c_f = 2 \frac{\varphi_P \varphi_Z}{\alpha_P} \omega \xi \quad (2.6)$$

$$k_s + k_f = \frac{\varphi_P \varphi_Z}{\alpha_P} \omega^2 \quad (2.7)$$

Les coefficients  $\varphi_P$  et  $\varphi_Z$  sont respectivement les coefficients de projections modales de la force d'excitation additionnelle et de la réponse. Ces coefficients modaux peuvent être déterminés à partir de la base modale du tube qui est connue expérimentalement ou à partir d'une modélisation éléments-finis. Finalement, la MEA fournit *a priori* plus d'informations sur les forces fluide-élastiques que la méthode indirecte.

#### 2.1.4 Mise en œuvre avec les actionneurs piézo-électriques

La configuration matérielle de la maquette est décrite en Annexe B. Les céramiques piézo-électriques sont excitées en tension par un bruit-blanc gaussien qui est mesuré. La fonction de transfert  $H_P$  est calculée à partir de la mesure du signal d'excitation en entrée des actionneurs piézo-électriques et du signal de réponse fourni par la jauge de déformation. La tension alimentant les céramiques piézo-électriques peut-être calibrée en moments mécaniques agissants aux extrémités de ces plaques (Crawley et De Luis [32]). En effet, comme les deux plaques fonctionnent en opposition de phase, le modèle de Crawley décrit en Annexe C, montre que le tube est déformé en flexion pure par deux moments agissant aux extrémités des actionneurs. Le coefficient de calibration vaut alors  $\Omega_P = 1,06.10^{-3} N.m.V^{-1}$ .

L'estimation des paramètres modaux est effectuée à l'aide du logiciel IMENE [46, 47] qui est basé sur l'algorithme de Prony. Pour un tube flexible, le choix de la méthode d'estimation des paramètres modaux n'a aucune importance (Hadj-Sadok *et al.* [50, 51]).

Les essais sont réalisés en écoulement monophasique en eau. À une vitesse d'écoulement donnée ( $V = 0,35 m.s^{-1}$ ), il est possible de faire varier le niveau d'excitation additionnelle pour mettre en évidence la nécessité d'une analyse des fonctions de cohérence. Pour trois niveaux d'excitation non-nuls, les écarts-types en moments appliqués aux extrémités des céramiques piézo-électriques  $\sigma_P$  sont donnés dans le tableau 2.1 avec les écarts-types des déplacements en bout de tube  $\sigma_A$  correspondants.

$\sigma_P$ (Nm)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )
0	3
$4,01 \times 10^{-3}$	7
$8,03 \times 10^{-3}$	13
$20,1 \times 10^{-3}$	36

TAB. 2.1 – Écarts-types des moments et des niveaux vibratoires.

Les fonctions de cohérence ordinaire (Fig. 2.2) illustrent l'importance d'une analyse de la cohérence des signaux. Sur la figure 2.2, plus le niveau d'excitation  $\sigma_P$  augmente, plus la qualité des cohérences ordinaires est bonne autour du premier mode propre estimé à  $18,7 Hz$  sur les fonctions de transfert (Fig. 2.3). Néanmoins, nous pouvons observer que sur la bande de fréquence 0-10  $Hz$ , la cohérence est peu influencée par le niveau d'excitation. Cette bande de fréquence reste cependant inférieure à la fréquence du premier mode. Il est donc toujours

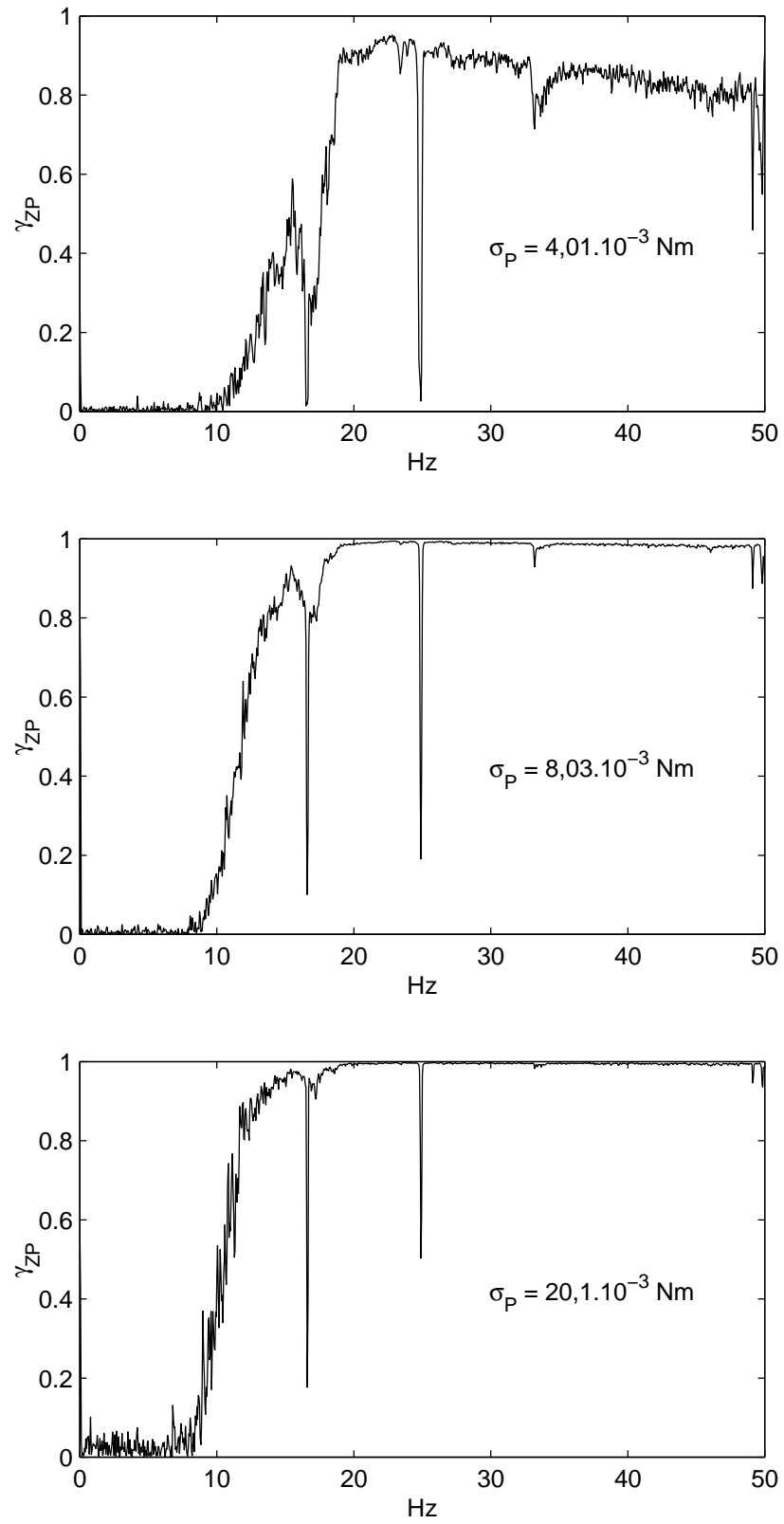


FIG. 2.2 –  $\gamma_{ZP}$  pour un niveau croissant d'excitation additionnelle à  $V = 0,35 \text{ m.s}^{-1}$ .

possible d'opérer une estimation modale de ce mode. L'estimation des paramètres modaux est alors réalisée sur la bande de fréquence 10-35 Hz. La figure 2.3 montre alors que la fonction de transfert du troisième niveau d'excitation est parfaitement interpolée, ce qui n'est pas le cas pour le niveau d'excitation le plus faible. L'estimation des paramètres modaux confirme donc les résultats de l'analyse des cohérences ordinaires.

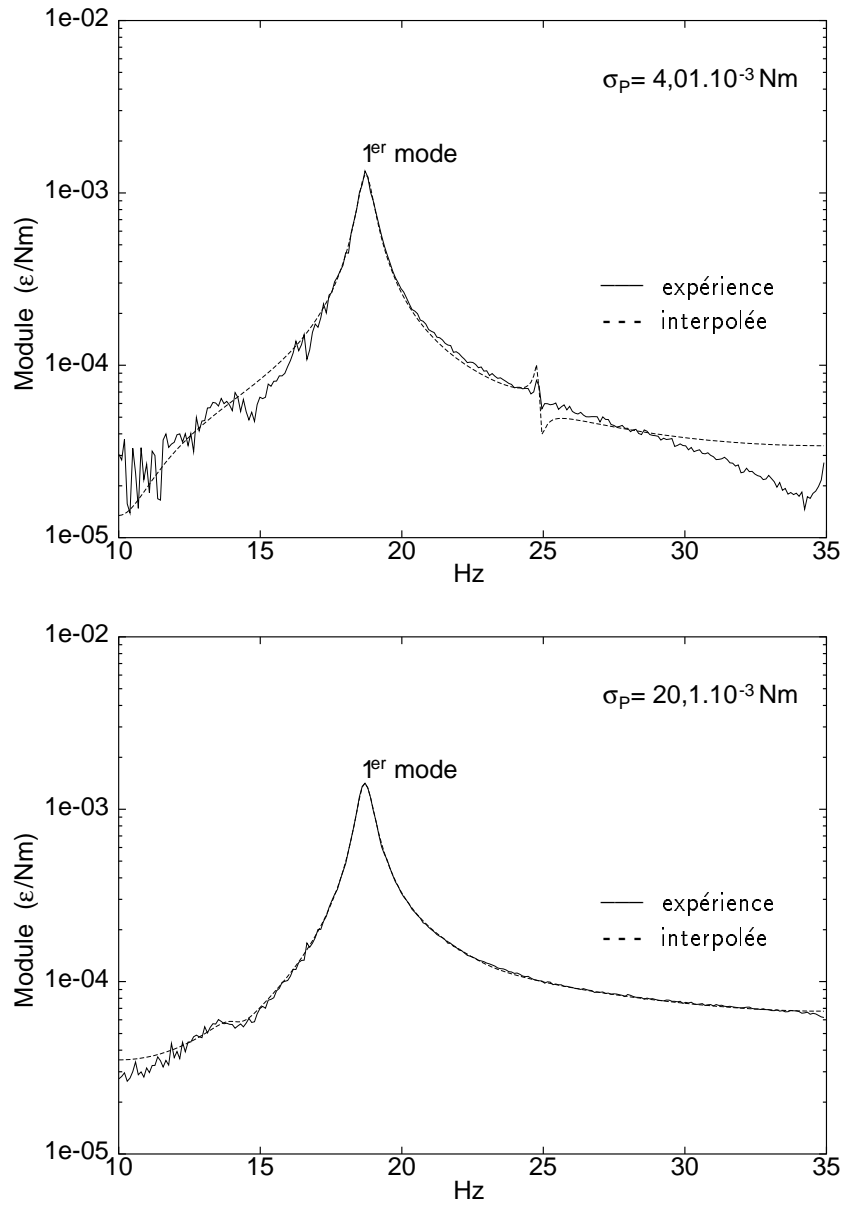


FIG. 2.3 –  $H_P$  pour un niveau croissant d'excitation additionnelle à  $V = 0,35 m.s^{-1}$ .



Sur la bande de fréquence 0-10 Hz, les fonctions de cohérence ordinaire des trois niveaux d'excitation (Fig. 2.2) sont proches de zéro. Cette observation peut s'expliquer en analysant la forme des fonctions de transfert  $H_T$  et  $H_P$  et en supposant que l'électronique des chaînes d'excitation et de mesure est parfaite et sans filtre. Pour notre maquette, les fonctions de transfert du second ordre  $H_T$  et  $H_P$  peuvent s'exprimer dans le domaine de Laplace. La forme classique de la fonction de réponse en fréquence  $H_T$  est alors :

$$H_T(s) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha_T^i}{(s^2 + 2 \xi_i \omega_i s + \omega_i^2)} \quad (2.8)$$

La fonction  $H_P$  peut être identifiée en trois étapes. Premièrement, en considérant une infinité de modes,  $H_P$  a la même forme que  $H_T$  (Eq. 2.8).

$$H_P(s) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha_P^i}{(s^2 + 2 \xi_i \omega_i s + \omega_i^2)} \quad (2.9)$$

Deuxièmement, comme la flexion du tube est causée par deux moments agissant aux extrémités des actionneurs (Crawley et De Luis [32]), seule la partie du tube sous les actionneurs est déformée statiquement (Fig. 2.4). La déformation statique correspondante n'est donc pas mesurée par la jauge de déformation. Ainsi, la fonction de transfert  $H_P$  est égale à zéro pour  $s = 0$  :

$$H_P(0) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha_P^i}{\omega_i^2} = 0 \quad (2.10)$$

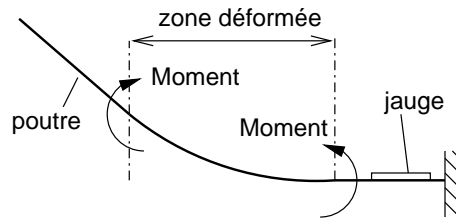


FIG. 2.4 – Déformée statique induite par les moments piézo-électriques.

Finalement,  $H_P$  peut s'écrire à partir des équations (2.9) et (2.10) :

$$H_P(s) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha_P^i}{(s^2 + 2 \xi_i \omega_i s + \omega_i^2)} - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha_P^i}{\omega_i^2} \quad (2.11)$$

$$H_P(s) = - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\alpha_P^i (s^2 + 2 \xi_i \omega_i s)}{\omega_i^2 (s^2 + 2 \xi_i \omega_i s + \omega_i^2)} \quad (2.12)$$

L'équation (2.12) montre que la fonction de transfert  $H_P$  filtre les fréquences inférieures à la pulsation  $\omega_1$ . Par contre,  $H_T$  (Eq. 2.8) ne filtre pas les basses fréquences :  $H_T$  est quasiment constante à basses fréquences. Le filtrage à basses fréquences de l'excitation additionnelle par  $H_P$  explique pourquoi la cohérence ordinaire  $\gamma_{ZP}$  est faible sur la plage 0-10 Hz.

En conclusion, l'analyse des cohérences a deux objectifs :

1. la fonction de cohérence doit être suffisamment bonne autour du mode étudié afin de valider le niveau d'excitation choisi.
2. l'analyse de la fonction de cohérence permet de choisir sans risque la bande de fréquence pour l'estimation modale.

Une comparaison de la MEA avec la méthode indirecte peut être effectuée toujours à la même vitesse d'écoulement ( $V = 0,35 \text{ m.s}^{-1}$ ) pour évaluer l'efficacité de la MEA. Par la méthode indirecte, le niveau d'excitation additionnelle est nul et la structure est uniquement excitée par l'écoulement. La fonction de transfert  $H_P$  ne peut évidemment pas être calculée. Seul l'auto-spectre de la réponse vibratoire est disponible (Fig. 2.5).

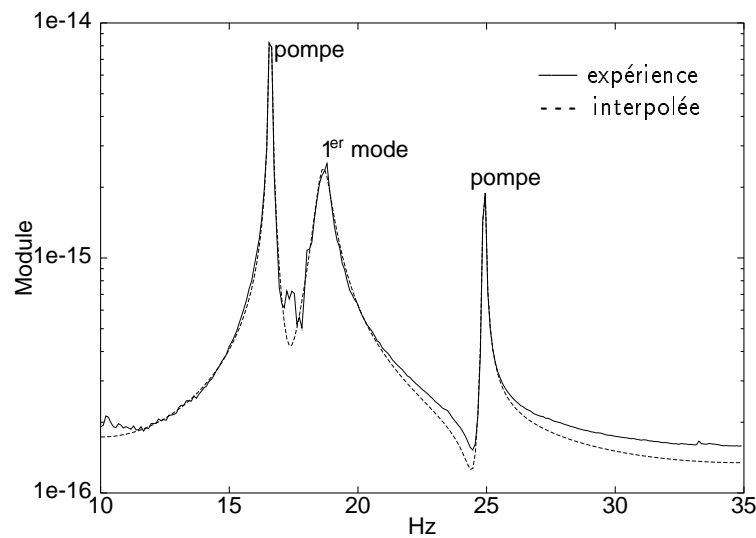


FIG. 2.5 – Auto-spectre de la réponse vibratoire pour  $\sigma_P = 0$  et  $V = 0,35 \text{ m.s}^{-1}$ .

La comparaison de la figure 2.5 avec la figure 2.3 ( $\sigma_P = 20,6 \text{ Nm}$ ) illustre l'efficacité de la MEA par rapport à la méthode indirecte. Les deux pics apparaissant à 16,6 Hz et à 25 Hz ont été identifiés comme des harmoniques de la pompe de la boucle. Le pic correspondant au premier mode de flexion est affecté par le bruit ce qui peut fausser l'estimation de ses paramètres modaux. Les différences obtenues au niveau de l'estimation des paramètres modaux par la méthode indirecte et la MEA sont consignées dans le tableau 2.2. Ces différences peuvent apparaître faibles. Mais, à l'échelle des variations de  $f$  et  $\xi$  dues au couplage fluide-élastique, ces différences restent importantes. En effet, dans le Chapitre 3, l'application de la MEA aux basses vitesses d'écoulement montrera que le couplage fluide-élastique est indépendant de la vitesse.

	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$\alpha_P$ ( $N^{-1}.s^{-2}.m^{-1}$ )
Méthode indirecte	18,64	1,57	-
MEA	18,70	1,45	0,58

TAB. 2.2 – Résultats comparés par la méthode indirecte et la MEA.

### 2.1.5 Conclusion

Les apports de la MEA par rapport à la méthode indirecte sont triples. Comme le contenu de l'excitation additionnelle est connu, une procédure spécifique est utilisée pour déterminer les fonctions de transfert. L'identification modale est alors beaucoup plus précise qu'une simple identification sur les densités spectrales de puissance. Ensuite, les trois paramètres modaux mesurés par la MEA permettent de définir complètement les forces fluide-élastiques linéarisés. Et enfin, l'excitation additionnelle permet d'obtenir des niveaux vibratoires significatifs pour une bonne estimation des paramètres modaux.

Dans le cas des écoulements diphasiques, la différence de masses volumiques entre les deux phases implique que le mélange est instable pour de faibles vitesses d'écoulement. Expérimentalement, il est difficile d'obtenir un mélange diphasique «propre» à basses vitesses. Les circulations de fluide à l'intérieur du faisceau sont en général importantes. La MEA a donc seulement été utilisée ici pour des écoulements monophasiques.

## 2.2 Méthode par contrôle actif de l'amortissement

### 2.2.1 Présentation

À l'approche de la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique, l'amortissement du système couplé fluide-structure tend vers zéro. Tout essai par la méthode indirecte est irréalisable, l'amplitude vibratoire du tube sous écoulement devenant trop importante. L'objectif de la Méthode par Contrôle Actif de l'amortissement (MCA) est d'étendre la plage de vitesse d'écoulement explorée au-delà de la vitesse critique d'instabilité. Cette nouvelle méthode repose sur un apport artificiel d'amortissement par contrôle actif du système. L'exposé de la MCA est réalisé ici en trois phases :

- La technique de contrôle actif de l'amortissement utilisée est tout d'abord présentée. Cette technique repose sur une modélisation de la structure contrôlée à partir de fonctions de transfert.
- Le cas spécifique du contrôle actif appliqué à la détermination du couplage fluide-élastique est ensuite décrit. Dans ce cas, la structure est soumise à deux couplages : le couplage fluide-élastique et le couplage induit par le contrôle. L'objectif est de montrer comment il est possible de déterminer le couplage fluide-élastique à partir des connaissances des caractéristiques modales du système en boucle fermée.
- La MCA est alors appliquée au cas du tube flexible sous écoulement monophasique et sous écoulement diphasique. La distinction entre les écoulements monophasique et diphasique est nécessaire car les caractéristiques modales en mélange diphasique en fluide au repos ne peuvent pas être déterminées expérimentalement.

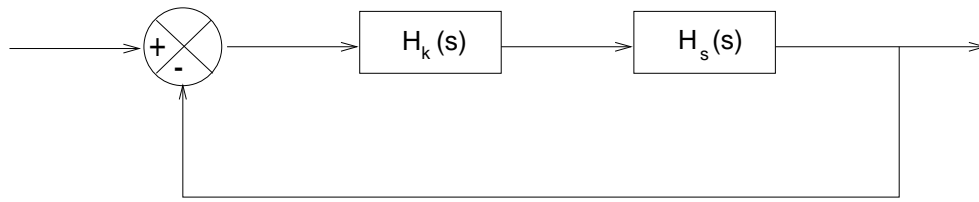
À la suite de cette présentation de la MCA, une validation expérimentale est réalisée. Nous pouvons remarquer que la présentation des deux premières phases reste très générale. Ces deux phases restent en effet applicables à des structures autres que les faisceaux de tubes. La même méthode de détermination des forces de couplage fluide-élastique pourrait être utilisée pour d'autres structures soumises au phénomène d'instabilité fluide-élastique.

### 2.2.2 La technique de contrôle actif

La technique de contrôle actif utilisée ici s'appuie sur l'étude de fonctions de transfert du système équipé d'un actionneur et d'un capteur. D'après Preumont [79], c'est une «technique classique» de contrôle, efficace sur des systèmes de type SISO (Single Input - Single Output). Un système de type SISO peut être représenté sous la forme d'un schéma-bloc avec des gains en variable de Laplace (Fig. 2.6). Les blocs de gain  $H_s(s)$  et  $H_k(s)$  représentent respectivement le système mécanique et le contrôleur. La rétroaction est caractérisée par une branche de retour unitaire : nous parlons alors de «système en boucle fermée» (Fig. 2.6(a)). Si cette branche de retour est supprimée, le terme de «système en boucle ouverte» est utilisé (Fig. 2.6(b)).

La fonction de transfert du système en boucle ouverte (FTBO) peut être définie par :

$$FTBO(s) = H_s(s) H_k(s) \quad (2.13)$$



(a) Système en boucle fermée.



(b) Système en boucle ouverte.

FIG. 2.6 – Schémas-blocs du système en boucle fermée et en boucle ouverte.

De même, la fonction de transfert du système en boucle fermé (FTBF), qui correspond à la fonction de transfert du système contrôlé, s'écrit :

$$FTBF(s) = \frac{FTBO(s)}{1 + FTBO(s)} = \frac{H_s(s) H_k(s)}{1 + H_s(s) H_k(s)} \quad (2.14)$$

Le contrôleur peut s'écrire sous la forme :

$$H_k(s) = g D(s) \quad (2.15)$$

où  $g$  est le gain de contrôle scalaire. L'étude des performances du contrôleur est effectuée en faisant varier ce paramètre. Dans une configuration de contrôle donnée,  $g$  est constant. Le lieu d'Evans est alors le lieu des pôles de la fonction de transfert en boucle fermée tracé dans le plan complexe lorsque  $g$  varie. D'après l'équation (2.14), ce lieu est fourni par les racines de l'équation caractéristique (2.16).

$$1 + FTBO(s) = 0 \quad (2.16)$$

Lorsque  $g$  varie, la FTBO et la FTBF conservent les mêmes zéros. Les pôles  $p$  associés aux modes propres de la structure peuvent s'exprimer en fonction de l'amortissement réduit  $\xi$  et de la pulsation propre  $\omega$  de ces modes :

$$p = -\xi \omega + j \omega \sqrt{1 - \xi^2} \quad (2.17)$$

La seule connaissance de la FTBO du système, obtenue expérimentalement ou par une modélisation de la structure et du contrôleur, permet de déterminer la FTBF du système pour un gain de contrôle  $g$  donné.

Nous pouvons illustrer cette première phase de l'exposé de la MCA par un exemple simple. Considérons alors une structure mécanique équipée d'un actionneur et d'un capteur. Cette structure est modélisée sur ses deux premiers modes propres, de pulsations à  $10 \text{ rad.s}^{-1}$  et  $20 \text{ rad.s}^{-1}$ , par la fonction de transfert en accélération suivante :

$$H_s(s) = \frac{s^2}{s^2 + 0.4s + 100} - \frac{s^2}{s^2 + 0.4s + 400} \quad (2.18)$$

Supposons maintenant que cette structure est contrôlée à partir d'une loi de contrôle direct en vitesse :

$$H_k(s) = \frac{g}{s} \quad (2.19)$$

Le produit des fonctions de transfert de la structure et du contrôleur fournissent la FTBO du système. La figure 2.7 illustre le comportement de la structure contrôlée dans le plan complexe des pôles. Le contrôle amorti le premier mode alors que le deuxième mode est déstabilisé en passant dans le demi-plan complexe à partie réelle positive. D'après l'équation (2.17), l'évolution des modes structuraux pourrait également être représentée sous la forme de la fréquence et de l'amortissement fonctions du gain de contrôle.

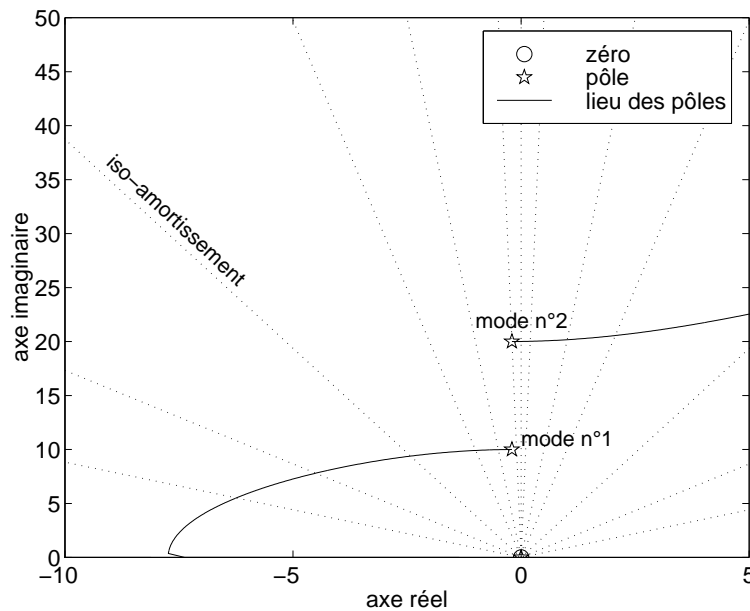


FIG. 2.7 – Exemple de lieu des pôles.

### 2.2.3 Couplage fluide-élastique et contrôle actif

La structure est soumise à un double couplage : les forces fluide-élastiques et les forces de contrôle dépendent de son mouvement. Le schéma de la figure 2.8 montre que le contrôleur agit sur le système couplé fluide-structure. Le système fluide-structure seul correspond au système en boucle ouverte et le système fluide-structure soumis à l'action du contrôleur correspond au système en boucle fermée. Par conséquent et comme le montre l'équation (2.14), les performances du contrôleur vont dépendre des caractéristiques du système couplé fluide-structure. Ici, le système en boucle ouverte, *i.e.* le système fluide-structure, est *a priori* en partie inconnu car les forces fluide-élastiques constituent l'objet des essais et elles modifient les caractéristiques modales de la structure. Contrairement à la phase précédente, il n'est donc plus possible de déterminer le système en boucle fermée à partir du système en boucle ouverte.

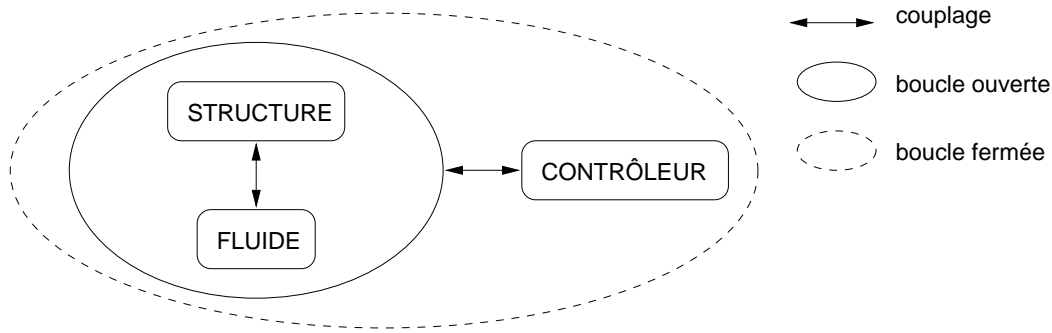


FIG. 2.8 – Couplage fluide-élastique et couplage dû au contrôle.

Cependant, lorsque la structure est sous écoulement, il est toujours possible de déterminer les fréquences et les amortissements du système en boucle fermée. Dans ce cas, comme pour la méthode indirecte, le système en boucle fermée est excité par la turbulence de l'écoulement et les caractéristiques modales de la structure se déduisent de la densité spectrale de puissance de sa réponse vibratoire. Par conséquent, les caractéristiques de la boucle de contrôle fermée peuvent être en partie déterminées. Or, pour remonter aux forces fluide-élastiques, il faut connaître les caractéristiques du système en boucle ouverte. Nous proposons donc d'effectuer la démarche inverse à celle exposée à l'étape précédente : **calculer les caractéristiques de la boucle ouverte à partir de la connaissance des caractéristiques en boucle fermée pour déterminer le couplage fluide-élastique.** En reprenant l'équation (2.14), la FTBO peut s'exprimer à partir de la FTBF :

$$FTBO(s) = \frac{FTBF(s)}{1 - FTBF(s)} \quad (2.20)$$

La résolution de l'équation (2.21) permet donc de rechercher les pôles de la boucle ouverte à partir de la connaissance de la boucle fermée.

$$1 - FTBF(s) = 0 \quad (2.21)$$

Le passage de la FTBF vers la FTBO suppose évidemment que la FTBF est parfaitement connue. *A priori*, seule une partie des pôles liés à la structure peuvent être déterminés expérimentalement en boucle fermée en reprenant la technique de la méthode indirecte. Supposons que la fonction de transfert  $H_s(s)$  modélise la structure sur  $n$  modes propres. La détermination expérimentale de tous ces modes, à partir de la densité spectrale de puissance de la réponse vibratoire de la structure, avec le système en boucle fermée, n'est pas forcément possible. En effet, le spectre d'excitation turbulente peut exciter les modes de la structure sur une plage de fréquence ne couvrant pas l'ensemble des modes pris en compte par  $H_s(s)$ . Les  $m$  modes du système en boucle fermée, pouvant être déterminés expérimentalement, peuvent être inférieurs au nombre de modes modélisés :  $m \leq n$ . De plus,  $H_s(s)$  et  $H_k(s)$  peuvent inclure des pôles qui proviennent de l'électronique de la chaîne de contrôle. Ces pôles évoluent également lorsque le système est en boucle fermée. Finalement, les  $(n - m)$  pôles structuraux non-mesurables et les pôles liés à l'électronique de contrôle sont *a priori* inconnus en boucle fermée. Nous proposons alors une démarche permettant de traiter ce problème en supposant :

**Les modes du système en boucle fermée ne pouvant pas être déterminés expérimentalement ne sont pas soumis au couplage fluide-élastique.**

Par conséquent, nous proposons de calculer, à partir de la FTBO en fluide au repos, les pôles non-mesurés pour déterminer totalement la FTBF sous écoulement. La démarche de la MCA est alors la suivante :

- étape n° 1 : détermination de la FTBO pour  $V = 0$

Cette FTBO peut être connue expérimentalement si la structure est excitée directement par l'actionneur de la boucle de contrôle en fluide au repos. Sinon, cette FTBO doit être déterminée à partir de la modélisation de la structure en fluide au repos et du contrôleur. Cette étape est fonction de la structure étudiée et du type de fluide. La FTBO en fluide au repos, notée  $FTBO_o$ , peut s'exprimer en fonction de ses  $a$  pôles  $p_i$  et de ses  $b$  zéros  $z_i$ .

$$FTBO_o(s) = \mathcal{X} \frac{\prod_{i=1}^b (s - z_i)}{\prod_{i=1}^a (s - p_i)} \quad (2.22)$$

- étape n° 2 : détermination de la FTBF pour  $V = 0$

La FTBO du système en fluide au repos est maintenant supposée connue. L'équation (2.16) permet de déterminer la FTBF en fluide au repos à partir de la FTBO déterminée à l'étape n°1. Cette étape permet de déterminer les  $(a - m)$  pôles du système en boucle fermée  $p_i^k$  qui ne sont pas affectés par le couplage fluide-élastique. La FTBF en fluide au repos peut s'exprimer sous la forme suivante en séparant les  $m$  pôles de la structure qui sont soumis au couplage fluide-élastique des autres pôles :



$$FTBF_o(s) = \mathcal{K} \frac{\prod_{i=1}^b (s - z_i)}{\prod_{i=1}^m (s - p_i^k) \prod_{i=m+1}^a (s - p_i^k)} \quad (2.23)$$

- étape n°3 : détermination expérimentale des pôles soumis au couplage fluide-élastique en boucle fermée

Les fréquences et les amortissements des  $m$  modes soumis au couplage fluide-élastique en boucle fermée peuvent être déterminés expérimentalement en utilisant la même technique que la méthode indirecte. L'équation (2.17) fournit l'expression des  $m$  pôles correspondant  $p_i^{fk}$ .

- étape n°4 : reconstruction de la FTBF pour  $V > 0$

À partir des étapes n°2 et n°3, la FTBF du système sous écoulement est reconstruite. Les  $m$  pôles  $p_i^k$  soumis au couplage fluide-élastique et calculés à l'étape n°2 sont remplacés par les pôles  $p_i^{fk}$  déterminés expérimentalement à l'étape n°3.

$$FTBF(s) = \mathcal{K} \frac{\prod_{i=1}^b (s - z_i)}{\prod_{i=1}^m (s - p_i^{fk}) \prod_{i=m+1}^a (s - p_i^k)} \quad (2.24)$$

- étape n°5 : détermination de la FTBO pour  $V > 0$

L'équation (2.21) permet de déterminer la FTBO sous écoulement à partir de la FTBF reconstruite. La connaissance de cette FTBO fournit les fréquences et les amortissements des modes de la structure soumis au seul couplage fluide-élastique.

$$FTBO(s) = \mathcal{K} \frac{\prod_{i=1}^b (s - z_i)}{\prod_{i=1}^m (s - p_i^f) \prod_{i=m+1}^a (s - p_i)} \quad (2.25)$$

Nous allons maintenant appliquer cette démarche au cas des écoulements monophasique et diphasique dans les faisceaux de tubes. L'objectif est de traiter l'étape n°1 conduisant à déterminer la FTBO en fluide au repos. Ensuite, une validation de la technique de contrôle et une validation de la MCA seront effectuées.

## 2.2.4 Cas des faisceaux de tubes

Dans le cas du fluide monophasique, la FTBO en fluide au repos est mesurable. Par une méthode d'interpolation fréquentielle ou temporelle, il est possible de caractériser cette FTBO. La connaissance de  $FTBO_o$  repose donc sur une approche expérimentale.

Nous pouvons illustrer l'application de la MCA au cas du tube flexible sous écoulement monophasique avec le contrôleur électromagnétique (Annexe B) avec  $g = 3 \text{ N.s.m}^{-1}$  et  $V = 3,3 \text{ m.s}^{-1}$ . Nous supposons que le couplage fluide-élastique agit uniquement sur le premier mode propre. La figure 2.9 résume graphiquement les 5 étapes de la MCA. L'étape n°1 consiste à mesurer et à interpoler la FTBO en fluide au repos. Le zoom autour du premier mode propre montre le passage de l'étape n°1 à l'étape n°2 qui est le calcul de FTBF en fluide au repos. Le contrôle actif amortit bien le système. L'auto-spectre de la réponse vibratoire est mesuré et interpolé à l'étape n°3. Enfin, le passage de la FTBF à la FTBO sous écoulement est réalisé. La comparaison des FTBO des étapes n°1 et n°5 permet alors d'évaluer les effets du couplage fluide-élastique : les forces fluide-élastiques tendent ici à amortir le tube.

Dans le cas du fluide diphasique, le mélange est en général instable à basses vitesses d'écoulement et la notion de vitesse d'écoulement nulle ne peut pas être définie. À la différence de l'écoulement monophasique, la FTBO ne peut donc pas être caractérisée expérimentalement en fluide au repos. Cette étape constituant le point de départ indispensable pour déterminer les forces fluide-élastiques par contrôle actif, nous proposons ici la construction de la FTBO en mélange diphasique au repos à partir d'une modélisation.

Les fréquences et les participations modales peuvent être déterminées à partir de ces mêmes caractéristiques estimées en gaz au repos et en liquide au repos. La masse modale diphasique  $m_{2\varphi}$  s'exprime linéairement à partir des masses modales en gaz au repos  $m_g$  et en liquide au repos  $m_l$ , et à partir du taux de vide homogène  $\varepsilon_g$  qui est défini par l'équation (B.1).

$$m_{2\varphi} = m_g \varepsilon_g + m_l (1 - \varepsilon_g) \quad (2.26)$$

En supposant, comme en fluide monophasique, que la présence du fluide se traduit uniquement par un apport en masse et sans apport en raideur, les fréquences en gaz, en liquide et en mélange diphasique au repos s'écrivent alors :

$$f_g = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_s}{m_g}} \quad f_l = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_s}{m_l}} \quad f_{2\varphi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_s}{m_{2\varphi}}} \quad (2.27)$$

En reprenant les équations (2.26) et (2.27), la fréquence en mélange diphasique au repos peut s'exprimer à partir de  $f_g$  et  $f_l$  sous la forme :

$$f_{2\varphi} = \frac{f_g f_l}{\sqrt{f_g^2 (1 - \varepsilon_g) + f_l^2 \varepsilon_g}} \quad (2.28)$$

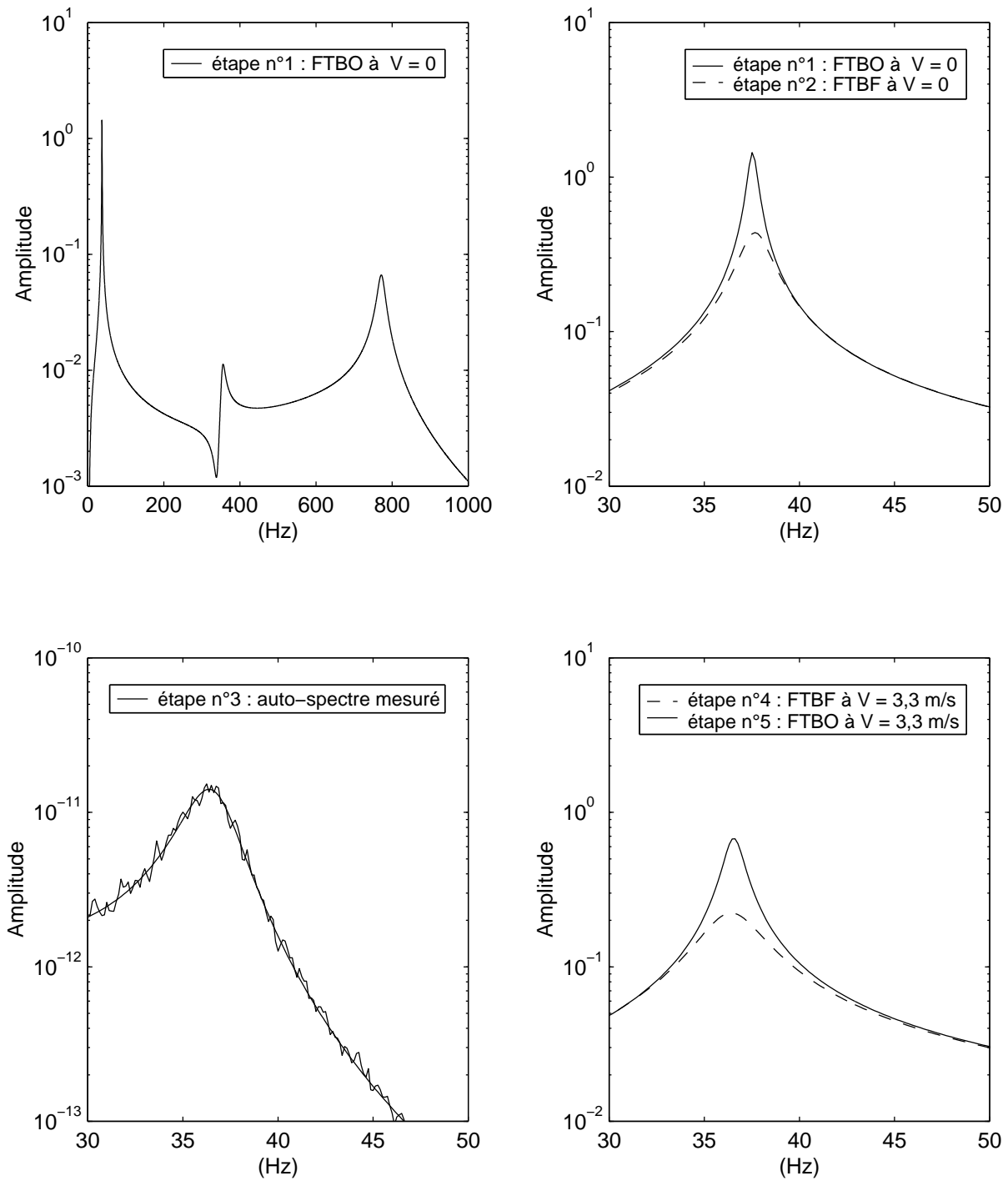


FIG. 2.9 – Étapes de la MCA.

D'après l'équation (2.5), la participation modale correspond à l'inverse de la masse modale. Les déformées modales sont supposées inchangées par la présence du fluide, l'apport en masse étant uniformément réparti sur toute la longueur du tube. Par conséquent, les participations modales et les masses modales sont reliées par les équations :

$$\frac{m_l}{m_{2\varphi}} = \frac{\alpha_{2\varphi}}{\alpha_l} \quad (2.29)$$

$$\frac{m_g}{m_{2\varphi}} = \frac{\alpha_{2\varphi}}{\alpha_g} \quad (2.30)$$

La combinaison des équations (2.26), (2.29) et (2.30) donne alors l'expression de la participation modale en mélange diphasique à partir de  $\alpha_g$ ,  $\alpha_l$  et  $\varepsilon_g$  :

$$\alpha_{2\varphi} = \frac{\alpha_g \alpha_l}{\alpha_g (1 - \varepsilon_g) + \alpha_l \varepsilon_g} \quad (2.31)$$

Trouver l'expression de l'amortissement du système couplé en mélange diphasique au repos est un problème physique plus complexe. En effet, l'amortissement en fluide diphasique au repos ne peut pas s'exprimer simplement à partir d'une combinaison des amortissements en gaz et en liquide au repos. Pettigrew *et al.* [72, 74] ou Baj *et al.* [7, 8] proposent des modèles semi-empiriques d'amortissement fluide diphasique au repos. Ces modèles sont construits à partir d'extrapolations à vitesse d'écoulement nulle de l'amortissement sur la base d'essais à basses vitesses. Nous allons prendre ici le modèle de Pettigrew [72, 74] qui est le modèle le plus communément utilisé. L'amortissement en fluide au repos  $\xi_o$  est alors la somme des amortissements dits visqueux  $\xi_v$ , diphasique  $\xi_{2\varphi}$  et structurel  $\xi_s$ . Le nouveau paramètre par rapport au cas monophasique est le terme  $\xi_{2\varphi}$ .

$$\xi_o = \xi_s + \xi_v + \xi_{2\varphi} \quad (2.32)$$

L'amortissement visqueux  $\xi_v$ , initialement proposé par Chen *et al.* [29] et Rogers *et al.* [84] en monophasique, est généralisé au cas du mélange diphasique :

$$\xi_v = \frac{\pi}{\sqrt{8}} \left( \frac{\rho_{2\varphi} D^2}{m_e} \right) \left( \frac{2 \nu_{2\varphi}}{\pi f_{2\varphi} D^2} \right)^{1/2} \left( \frac{1 + (D/D_e)^3}{[1 - (D/D_e)^2]^2} \right) \quad (2.33)$$

avec  $m_e$  la masse linéique équivalente qui est le rapport entre la masse modale  $m_{2\varphi}$  (Eq. 2.26) et la longueur modale équivalente  $L_e$  (Eq. 1.15). L'amortissement visqueux est alors le produit d'un rapport de masse avec l'inverse du nombre de Stokes et avec une fonction de confinement. Le rapport  $D_e/D$  définissant le diamètre équivalent  $D_e$  est donné par l'équation (B.6) pour un faisceau à pas carré. La viscosité cinématique diphasique  $\nu_{2\varphi}$  est déterminée à partir de la formule de McAdams [68] :

$$\nu_{2\varphi} = \frac{\nu_l}{1 + \varepsilon_g \left( \frac{\nu_l}{\nu_g} - 1 \right)} \quad (2.34)$$

Pour une configuration d'essai donnée, l'amortissement visqueux  $\xi_v$  est calculé et l'amortissement structurel  $\xi_s$  est connu expérimentalement. Des essais à faibles vitesses d'écoulement permettent d'extrapoler l'amortissement fluide de référence  $\xi_o$  à vitesse d'écoulement nulle. La combinaison de l'équation (2.32) avec la connaissance de  $\xi_o$ ,  $\xi_v$  et  $\xi_s$  permet de déterminer  $\xi_{2\varphi}$ . À partir d'une compilation d'essais, Pettigrew *et al.* proposent alors l'expression suivante de l'amortissement diphasique  $\xi_{2\varphi}$  :

$$\xi_{2\varphi} = 5 w(\varepsilon_g) \left( \frac{\rho_l D^2}{m_e} \right) \left( \frac{1 + (D/D_e)^3}{[1 - (D/D_e)^2]^2} \right) \quad (2.35)$$

La fonction de minoration de Pettigrew  $w(\varepsilon_g)$  est donnée par l'équation (2.36) où  $\varepsilon_g$  est exprimé en pourcents.

$$w(\varepsilon_g) = \begin{cases} \frac{\varepsilon_g}{40} & \text{si } \varepsilon_g < 40\% \\ 1 & \text{si } 40\% < \varepsilon_g < 70\% \\ 1 - \left( \frac{\varepsilon_g - 70}{30} \right) & \text{si } \varepsilon_g > 70\% \end{cases} \quad (2.36)$$

En conclusion, dans le cas du fluide diphasique, l'étape n°1 de la MCA s'appuie sur une reconstruction de la FTBO en mélange diphasique au repos à partir de la détermination expérimentale des FTBO en gaz au repos et en liquide au repos. Les fréquences et les participations modales sont respectivement calculées à partir des équations (2.28) et (2.31). Les amortissements sont issus du modèle de Pettigrew (Eqs. 2.32 à 2.36).

## 2.2.5 Validation de la technique de contrôle

Dans un premier temps, nous allons réaliser une validation expérimentale de la technique de contrôle actif qui est basée sur l'analyse des fonctions de transfert en boucle ouverte et en boucle fermée. Cette validation va reposer sur la vérification expérimentale de l'équation (2.16) permettant de lier le système en boucle ouverte au système en boucle fermée. Cette validation est présentée pour le contrôleur électromagnétique et le contrôleur piézo-électrique. Elle est réalisée en air et porte sur le premier mode de flexion du tube. L'étude des forces de couplage fluide-élastique est en effet réalisée sur ce mode propre.

Pour déterminer numériquement, le comportement du système en boucle fermée, une bonne connaissance de la FTBO est nécessaire. Les caractéristiques des appareils intervenants dans la boucle de contrôle doivent être connues. Nous avons détaillé les composants des deux boucles de contrôle utilisées en Annexe B ainsi que leurs configurations. Nous signalons simplement que les boucles de contrôle sont analogiques et font intervenir une loi de contrôle direct en vitesse.

Pour chaque contrôleur, la FTBO est mesurée en air et la structure est caractérisée par une interpolation fréquentielle sur trois modes (Fig. 2.10 pour le contrôleur électromagnétique). La connaissance de la FTBO permet de calculer les caractéristiques modales du premier mode propre en boucle fermée à partir de l'équation :  $1 + FTBO(s) = 0$ .

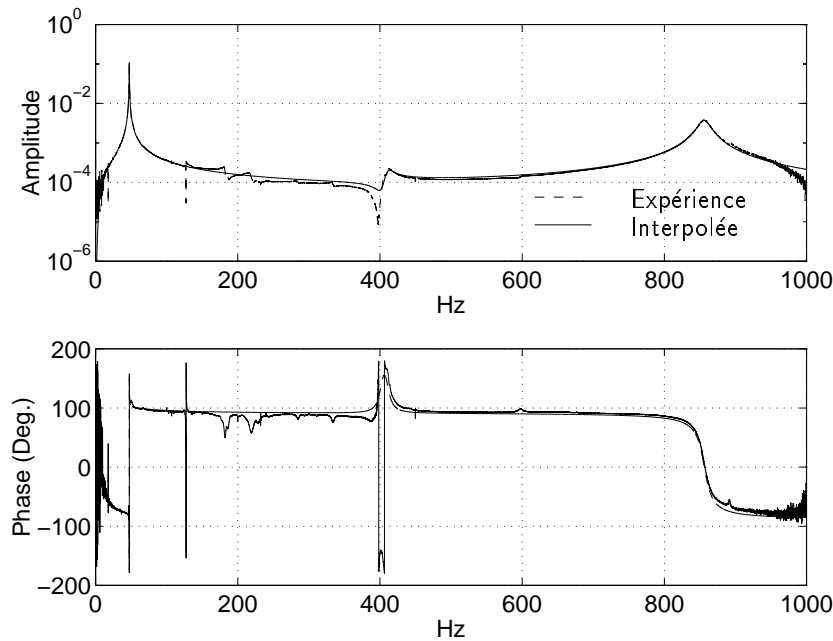


FIG. 2.10 – FTBO en air avec l'excitateur électromagnétique.

Le résultat des essais en boucle fermée est le couple (fréquence, amortissement) du premier mode propre. La structure est excitée à l'aide d'un lâcher qui permet de faire ressortir ce mode visé. La réponse vibratoire est filtrée autour du mode étudié puis interpolée au sens des moindres carrés par une sinusoïde amortie (Fig. 2.11).

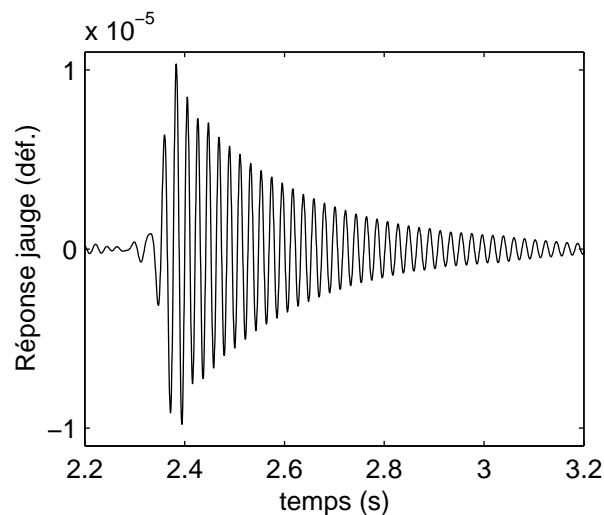


FIG. 2.11 – Réponse de la jauge à une excitation par lâcher après filtrage.

Avec le contrôleur électromagnétique<sup>1</sup>, la figure 2.12 montre le bon accord entre les essais et les calculs surtout pour la fréquence où l'écart reste inférieur à  $0,3 \text{ Hz}$ . Le contrôle direct en vitesse modifiant essentiellement l'amortissement, il est normal que cet écart sur la fréquence soit faible. Cependant, plus le gain de contrôle augmente, plus l'écart sur l'amortissement est important. Pour un gain de contrôle de  $6 \text{ N.s.m}^{-1}$ , il atteint  $0,9\%$  d'amortissement. Pour des gains de contrôle inférieurs, l'erreur reste tout de même faible. L'écart sur l'amortissement peut être attribué à la méthode d'interpolation. Pour un amortissement de  $6\%$ , la décroissance de la sinusoïde amortie est rapide et l'interpolation est réalisée sur une courte durée.

Avec le contrôleur piézo-électrique<sup>2</sup>, les résultats obtenus sont légèrement meilleurs qu'avec l'excitateur électromagnétique (Fig. 2.13). Les écarts sur la fréquence et l'amortissement sont respectivement de l'ordre de  $0,1 \text{ Hz}$  et  $0,1\%$ . Nous pouvons remarquer qu'un essai avec un gain de contrôle négatif tendant à déstabiliser le tube sur son premier mode a été effectué.

**En conclusion, la technique de contrôle actif appliquée à l'aide des contrôleurs électromagnétique et piézo-électrique est validée. Cette validation permet également de vérifier que les contrôleurs fonctionnent correctement.**

---

1. Tableau D.1

2. Tableau D.2

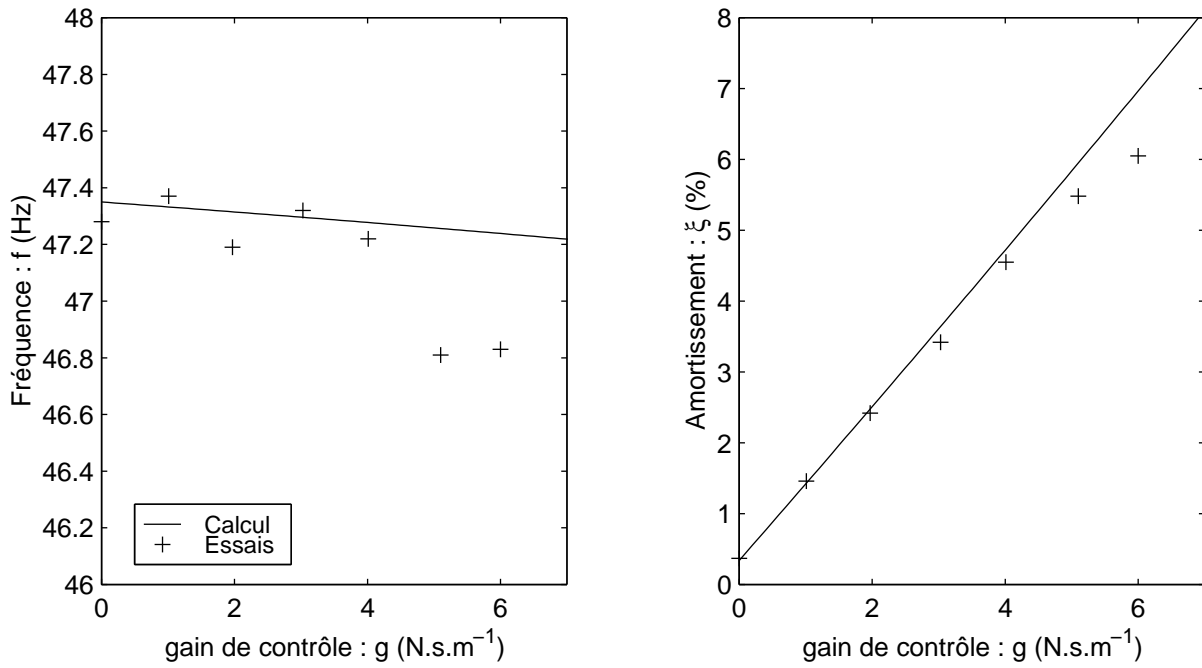


FIG. 2.12 – Validation du contrôleur électromagnétique.

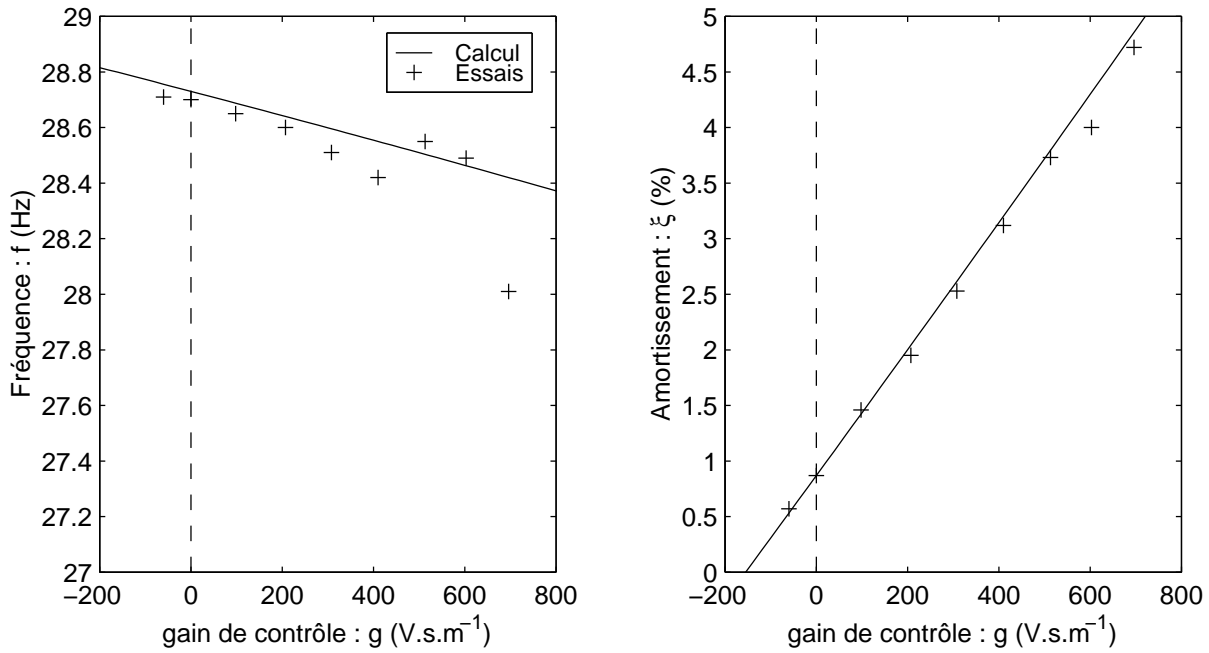


FIG. 2.13 – Validation du contrôleur piézo-électrique.



## 2.2.6 Validation de la MCA

L'objectif est de valider la MCA par une comparaison avec la méthode indirecte. Les essais sont donc réalisés pour des vitesses d'écoulement inférieures à la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique. En pratique, les essais par la méthode indirecte correspondent à des essais sans contrôle ( $g = 0$ ). La comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes porte sur les fréquences et les amortissements ainsi que sur le spectre d'excitation turbulente (Annexe A).

### Validation de la MCA en écoulement monophasique

La validation sous écoulement d'eau est réalisée à l'aide des deux contrôleurs. Avec l'excitateur électromagnétique, la validation a été réalisée avec deux gains de contrôle valant 2 et 3  $N.s.m^{-1}$ . Les résultats pour le premier gain sont présentés pour information dans le tableau D.3. Nous allons nous intéresser ici à l'analyse des résultats pour  $g = 3 N.s.m^{-1}$ . De même, deux gains de contrôle ont été utilisés avec le contrôleur piézo-électrique, un positif :  $g = 305 V.s.m^{-1}$  et un négatif  $g = -198 V.s.m^{-1}$ . Nous allons détailler la validation seulement pour le contrôleur électromagnétique et présenter les résultats obtenus avec le deuxième contrôleur.

L'application de la MCA nécessite tout d'abord de vérifier l'hypothèse sur l'influence du couplage fluide-élastique sur les modes n'étant pas déterminés expérimentalement. Dans le cas des tubes flexibles étudiés, il faut vérifier cette influence du couplage fluide-élastique sur les deuxième et troisième modes de flexion du tube car  $H_s(s)$  est modélisée ici sur trois modes et les forces fluide-élastiques sont déterminées sur le premier mode propre. Cette hypothèse peut être vérifiée en utilisant les coefficients fluide-élastiques adimensionnels  $C_d$  et  $C_k$  (Eqs. 1.17 et 1.18). Supposons alors que le couplage fluide-élastique induit une variation  $\Delta\xi$  de l'amortissement et une variation  $\Delta f$  de la fréquence :  $\xi = \xi_o + \Delta\xi$  et  $f = f_o + \Delta f$ . En reprenant les équations (1.17) et (1.18), les coefficients  $C_d$  et  $C_k$  peuvent s'exprimer au premier ordre en fonction de  $\Delta\xi$  et  $\Delta f$  :

$$C_d = -8\pi m_e \frac{f_o \Delta\xi}{\rho_f D V} \quad (2.37)$$

$$C_k = -8\pi^2 m_e \frac{2f_o \Delta f}{\rho_f V^2} \quad (2.38)$$

Les coefficients adimensionnels  $C_d$  et  $C_k$  sont indépendants du mode étudié. Par conséquent, les équations (2.37) et (2.38) permettent de lier les variations de fréquence  $\Delta f$  et d'amortissement  $\Delta\xi$  induites par le couplage fluide-élastique pour deux modes propres distincts d'indices  $x$  et  $y$ . Ces variations peuvent être caractérisées par les rapport  $\Delta f_x / \Delta f_y$  et  $\Delta\xi_x / \Delta\xi_y$ . Nous montrons alors :

$$R_{x/y} = \frac{\Delta f_x}{\Delta f_y} = \frac{\Delta\xi_x}{\Delta\xi_y} = \frac{m_e^y f_o^y}{m_e^x f_o^x} \quad (2.39)$$

Pour les tubes des contrôleurs électromagnétique et piézo-électrique, nous vérifions alors que  $R_{2/1} \leq 4\%$  et  $R_{3/1} \leq 2\%$  à partir de la connaissance de  $m_e$  et  $f_o$ . Nous avons donc vérifié que l'influence des forces fluide-élastiques sur les modes qui ne sont pas concernés par la détermination expérimentale du couplage fluide-élastique est négligeable.

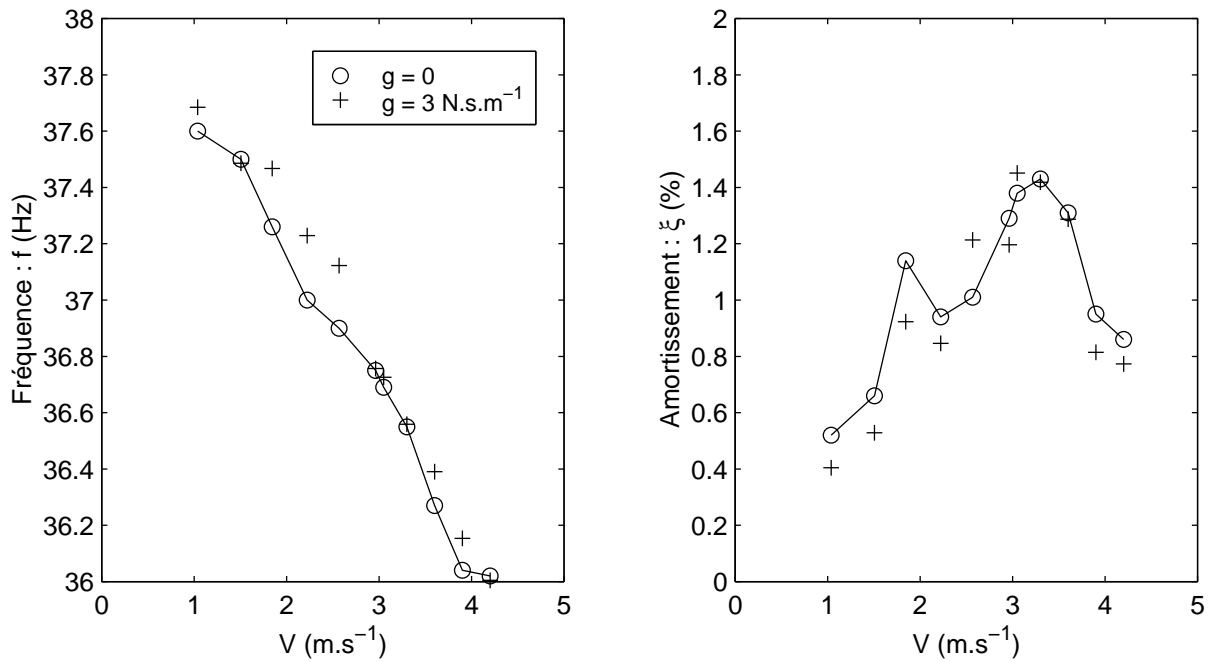
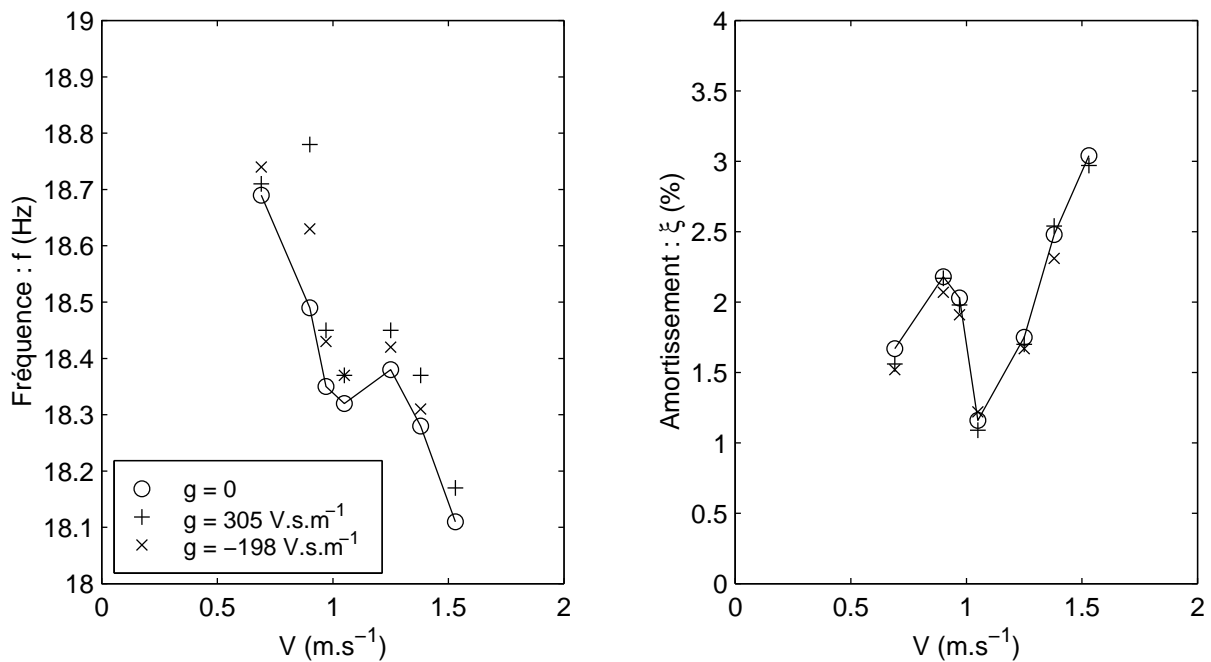
Il est maintenant possible de comparer les résultats obtenus avec et sans contrôle avec l'excitateur électromagnétique<sup>3</sup> (Fig. 2.14). Comme lors de la validation des contrôleurs, l'écart sur la fréquence ( $\Delta f = f_{BO} - f_{exp}$ ) est très faible à 0,2 Hz. Sur l'amortissement, l'écart  $\Delta \xi = \xi_{BO} - \xi_{exp}$  est aussi faible en avoisinant les 0,2% et reste dans le même ordre de grandeur que lors de la validation du contrôleur. Cette valeur est à comparer avec l'erreur commise en réalisant des mesures classiques d'amortissement. La MCA est également validée avec le contrôleur piézo-électrique. Les résultats sont équivalents à ceux obtenus avec l'excitateur électromagnétique<sup>4</sup> (Fig. 2.15). L'écart sur l'amortissement est de l'ordre de 0,1%. Finalement, les résultats obtenus sur la détermination de la fréquence et de l'amortissement sont tout à fait corrects.

Nous pouvons également effectuer une validation sur la détermination du spectre d'excitation turbulente. Nous reprenons alors l'expression du spectre équivalent  $\phi_E$  donnée par l'équation (A.5). La détermination de l'écart-type du mouvement du tube permet de remonter au spectre d'excitation équivalent à partir de la fréquence et de l'amortissement apparents du mode considéré. Par conséquent, pour calculer ce spectre dans le cas où le tube est contrôlé, il faut utiliser les fréquences et les amortissements en boucle fermée. L'amplitude vibratoire RMS passant de quelques  $\mu m$  à plus de 1 mm, la comparaison est effectuée en diagramme log-log avec en parallèle une courbe d'erreur relative  $\Delta \phi_E / \phi_E$ . Pour le contrôleur électromagnétique (Fig. 2.16), l'erreur relative entre les spectres équivalents mesurés avec et sans contrôle avoisine les 10%. La validation de la détermination du spectre d'excitation avec le contrôleur piézo-électrique (Fig. 2.17) donne des résultats moins bons. L'erreur relative peut en effet atteindre 60%. Nous n'avons pas d'explications à ces écarts importants.

---

3. Tableau D.4

4. Tableaux D.5 et D.6

FIG. 2.14 – Influence du contrôleur électromagnétique sur  $f$  et  $\xi$  en monophasique.FIG. 2.15 – Influence du contrôleur piézo-électrique sur  $f$  et  $\xi$  en monophasique.

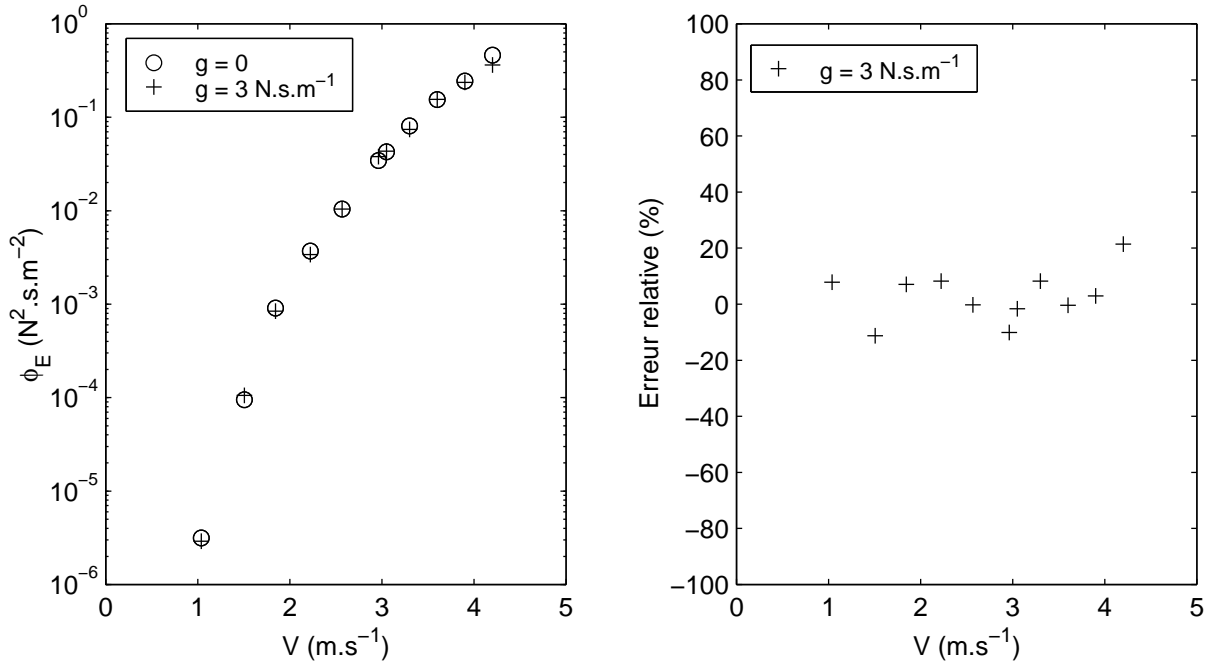


FIG. 2.16 – Influence du contrôleur électromagnétique sur  $\phi_E$  en monophasique.

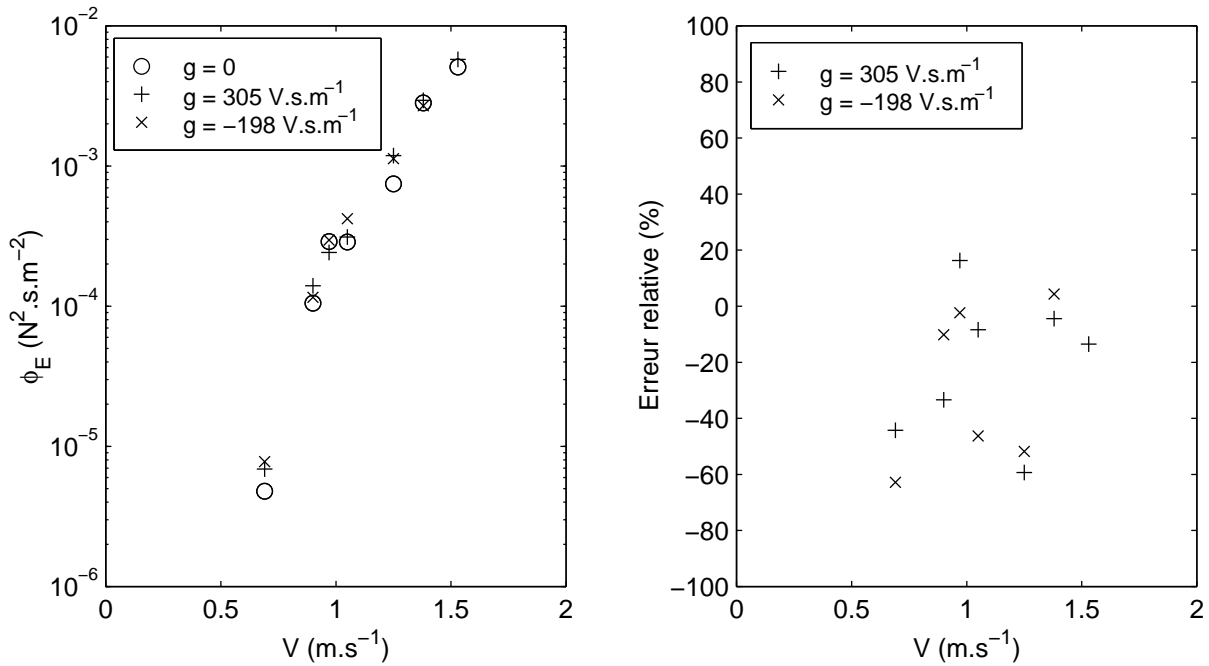


FIG. 2.17 – Influence du contrôleur piézo-électrique sur  $\phi_E$  en monophasique.

## Validation de la MCA en écoulement diphasique

Nous allons présenter ici une validation de la MCA en écoulement diphasique avec le contrôleur électromagnétique<sup>5</sup>. Les essais sont réalisés pour un taux de vide  $\varepsilon_g = 55\%$  et un gain de contrôle  $g = 2 \text{ N.s.m}^{-1}$ . Pour ce gain de contrôle, l'amortissement global peut être de l'ordre de 7%. À ce niveau d'amortissement, l'interpolation fréquentielle des densités spectrales de puissance peut comporter un degré d'erreur élevé. Nous n'avons donc pas jugé utile de réaliser une validation avec un gain  $g$  plus important.

La seule différence avec la MCA appliquée au fluide monophasique repose sur une modélisation de la FTBO en mélange diphasique. Les caractéristiques modales de la structure en mélange diphasique au repos (Tab. 2.3) sont déterminées à partir des mêmes caractéristiques modales en air au repos et en eau au repos issues du tableau B.3.

<i>Mode</i>	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)	$\alpha_P^i$ ( $m.s^{-2}.N^{-1}$ )
1	42,08	3,43	-5,32
2	381,8	1,5	-0,72
3	814,8	1,2	15,2

TAB. 2.3 – Caractéristiques modales de la structure au repos calculées pour  $\varepsilon_g = 55\%$ .

Les résultats de la figure 2.18 permettent de valider la MCA sur la détermination expérimentale de la fréquence et de l'amortissement. L'erreur en fréquence est inférieure à 0,2 Hz. L'erreur en amortissement est de l'ordre de 0,2% d'amortissement sauf pour les deux premiers points d'essais où elle est légèrement supérieure. L'objectif de la MCA est de réaliser des essais à des vitesses d'écoulement post-critiques. Par la suite, les essais seront donc réalisés pour de fortes vitesses d'écoulement. La qualité de la validation doit donc être correcte à haute vitesse. Nous pouvons remarquer que l'ordre de grandeur des erreurs commises reste identique au cas de l'écoulement monophasique.

L'influence de la méthode sur la détermination du spectre d'excitation diphasique peut également être étudiée (Fig. 2.19). L'erreur relative reste inférieure à 30%. L'utilisation du contrôle actif tend ici à sous-estimer  $\phi_E$ .

**La comparaison avec la méthode indirecte des résultats obtenus en écoulement monophasique et en écoulement diphasique permettent de valider la MCA.**

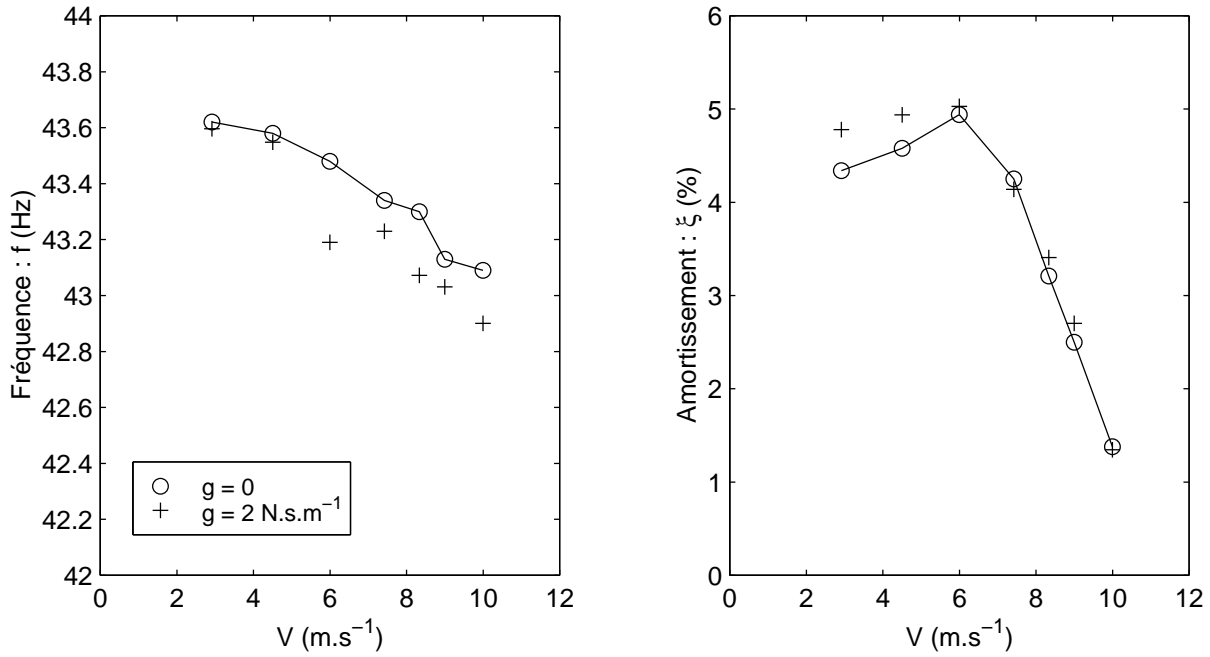


FIG. 2.18 – Influence du contrôleur électromagnétique sur  $f$  et  $\xi$  en diphasique.

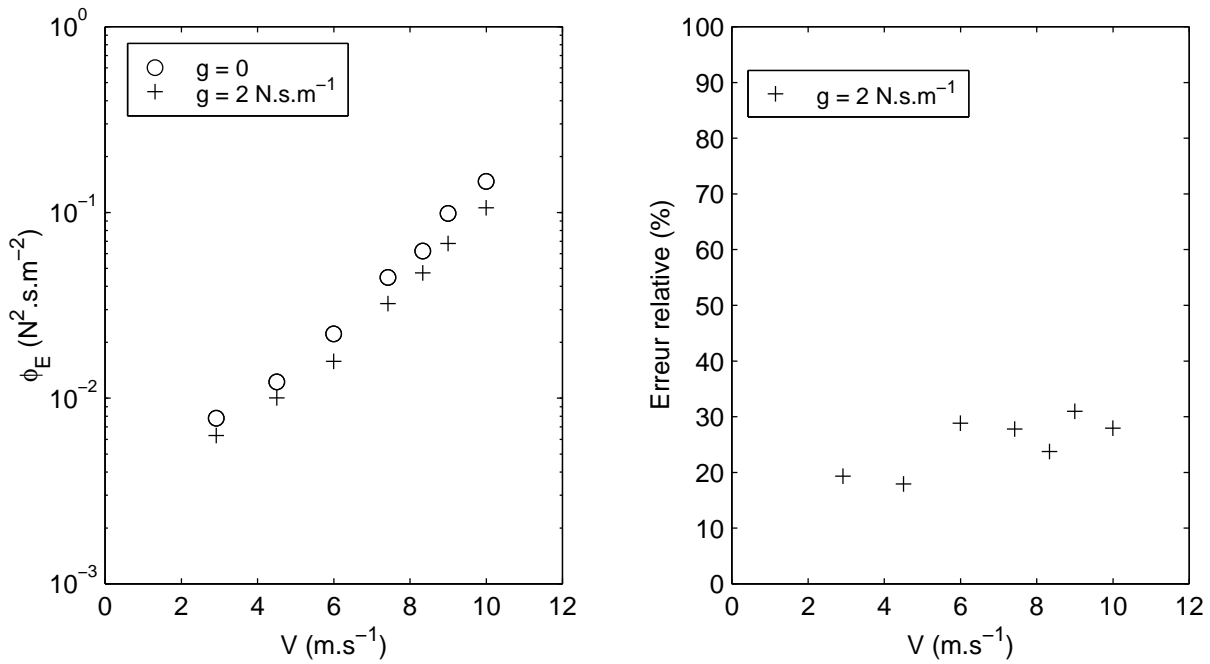


FIG. 2.19 – Influence du contrôleur électromagnétique sur  $\phi_E$  en diphasique.

## 2.2.7 Limites de la MCA

### Influence du modèle de Pettigrew

Le modèle d'amortissement diphasique de Pettigrew (Eqs. 2.32 à 2.36) est utile ici pour déterminer la FTBO en mélange diphasique au repos (étape n°1 de la MCA). L'établissement de modèles d'amortissement en fluide diphasique au repos reste un sujet de recherche sensible : Baj *et al.* [7, 8] réalisent par exemple une analyse critique du modèle de Pettigrew avant de proposer un nouveau modèle. Nous n'allons pas entrer ici dans le débat, nous allons plutôt chercher à évaluer la sensibilité de la MCA aux amortissements en fluide au repos. Cette étude de sensibilité est réalisée ici à partir d'un exemple numérique.

En supposant une marge d'erreur sur l'amortissement de l'ordre de 100%, nous pouvons ajouter par exemple 2% d'amortissement aux trois modes propres de la structure en mélange diphasique au repos, le système étant en boucle ouverte. Dans le tableau 2.3, donnant les caractéristiques modales de la structure calculées en boucle ouverte pour  $\varepsilon_g = 55\%$ , nous ajoutons alors 2% d'amortissement. La FTBF correspondante peut être calculée et comparée à la même FTBF calculée sans l'ajout des 2% d'amortissement. Le tableau 2.4 montre alors que le calcul des caractéristiques modales de la structure en boucle fermée n'est pas affecté par la valeur de l'amortissement en boucle ouverte. Les fréquences restent identiques et l'écart entre les amortissements reste à 2%. En conclusion, la valeur de l'amortissement du mélange diphasique au repos a très peu d'influence sur le calcul de la FTBF. Ce résultat semble logique par rapport à la loi de contrôle choisie. Pour un contrôle direct en vitesse parfait, la force de contrôle appliquée à la structure est proportionnelle à sa vitesse. L'amortissement apporté dépend alors principalement du coefficient de participation modale et de la fréquence propre de la structure.

Mode	Pettigrew		Pettigrew + 2%	
	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)
1	42,01	5,48	42,01	7,49
2	381,9	1,50	381,9	3,50
3	815,5	1,32	815,5	3,33

TAB. 2.4 – Influence du modèle d'amortissement diphasique.

### Influence du taux de vide

La détermination des caractéristiques modales de la structure en fluide diphasique au repos est réalisée à partir de la connaissance du taux de vide. Ici, le calcul du taux de vide est réalisé à l'aide du modèle cinématique homogène qui suppose l'absence de glissement entre la phase gazeuse et la phase liquide (Annexe B). En réalité, dans le cas d'un écoulement vertical ascendant, la vitesse du gaz est plus grande que la vitesse du liquide. Le choix du modèle cinématique influence donc la valeur calculée du taux de vide (Delenne *et al.* [39]). Et, comme

le montrent expérimentalement Feenstra *et al.* [40], le modèle cinématique homogène tend à surestimer le taux de vide réel. Ainsi, les équations (2.26), (2.28) et (2.31) montrent que le taux de vide homogène tend à surestimer la masse modale et à sous-estimer la fréquence et la participation modale. Nous pouvons donc réaliser une étude de sensibilité de la MCA au taux de vide.

Feenstra *et al.* [40] ont étudié l'influence des modèles cinématiques sur le calcul du taux de vide. En reprenant les comparaisons de ces auteurs, un taux de vide homogène de 55% pourrait alors passer à 35% en modèle de glissement. Nous pouvons alors comparer les résultats de la validation de la MCA en diphasique pour  $\varepsilon_g = 55\%$  (§ 2.2.6) avec des résultats obtenus en prenant un taux de vide de 35%.

Le tableau 2.5 permet de comparer les résultats de la MCA pour  $\varepsilon_g = 55\%$  et un taux de vide de 35%. Les résultats de la MCA sont la fréquence et l'amortissement du système fluide-structure sous écoulement et en boucle ouverte. Le tableau 2.5 montre que les fréquences calculées avec les deux taux de vide sont identiques. Par contre, sur l'amortissement l'écart est voisin de 0,14% d'amortissement et cet écart est indépendant de la vitesse d'écoulement. Cette erreur est du même ordre de grandeur que les erreurs constatées lors de la validation de la MCA en diphasique. La valeur du taux de vide a donc une influence sur l'estimation finale de l'amortissement du système couplé fluide-structure. Cette influence reste tout de même limitée à l'échelle des variations de l'amortissement. Pour les essais réalisés en diphasique au Chapitre 3, l'amortissement peut en effet varier de -5 à +5% d'amortissement. Une meilleure prise en compte du taux de vide irait tout de même dans le sens d'une amélioration de la MCA.

$V$ ( $m.s^{-1}$ )	modèle homogène $\varepsilon_g = 55\%$		modèle de glissement $\varepsilon_g = 35\%$	
	$f_{BO}$ (Hz)	$\xi_{BO}$ (%)	$f_{BO}$ (Hz)	$\xi_{BO}$ (%)
2,91	43,50	4,78	43,59	4,91
4,51	43,55	4,94	43,54	5,07
6,00	43,19	5,03	43,19	5,17
7,42	43,23	4,14	43,23	4,27
8,33	43,07	3,41	43,07	3,54
9,00	43,03	2,70	43,03	2,84
10,0	42,90	1,35	42,89	1,41

TAB. 2.5 – Influence du taux de vide.



### 2.2.8 Conclusion

La MCA est correctement validée sur la détermination de la fréquence et de l'amortissement en écoulement monophasique et en écoulement diphasique. D'après les différentes validations réalisées, les erreurs commises par exemple avec le contrôleur électromagnétique peuvent être évaluées. Sur la fréquence, l'écart peut être estimé linéairement en fonction du gain de contrôle avec une pente de  $0,1 \text{ Hz}$  pour  $1 \text{ N.s.m}^{-1}$ . De même sur l'amortissement, l'écart vaut environ  $0,1\%$  pour  $1 \text{ N.s.m}^{-1}$ . Sur le spectre d'excitation, l'erreur relative commise est plus importante et peut atteindre les  $30\%$ . Cette erreur est peut être en partie due à la méthode de détermination de l'écart-type du mouvement du tube. L'écart-type est calculé à partir de l'intégrale autour du mode étudié de la densité spectrale de puissance. Cette estimation dépend alors fortement des bornes de l'intégrale.

Les estimations des erreurs induites par la MCA sont valables pour le tube équipé de l'excitateur électromagnétique. Pour un autre tube, nous pensons que ces validations seront nécessaires pour avoir une idée des erreurs commises. Les écarts observés sur le tube équipé des actionneurs piézo-électriques sont en effet inférieurs. Par la suite, lorsque le gain de contrôle sera augmenté à une vitesse d'écoulement donné, deux essais seront réalisés avec l'ancien et le nouveau gain pour vérifier la qualité des essais. Les écarts constatés devront être identiques aux écarts énoncés précédemment.



# Chapitre 3

## Application et analyse

### 3.1 Application

La Méthode d'Excitation Additionnelle et la Méthode par Contrôle Actif de l'amortissement, présentées au Chapitre 2, sont appliquées ici pour élargir la plage de vitesses d'écoulement initialement explorée par la méthode indirecte en utilisant les tubes équipés de l'excitateur électromagnétique et de l'excitateur piézo-électrique.

#### 3.1.1 Essais en écoulement monophasique

Aucun essai n'a été réalisé avec *les actionneurs piézo-électriques* en écoulement monophasique en utilisant la MCA. La puissance de cet excitateur s'est en effet révélée trop faible. Seulement des essais par la MEA<sup>1</sup> à basses vitesses d'écoulement ont été réalisés. Les résultats de la figure 3.1, obtenus par la MEA et la méthode indirecte, montrent une très bonne continuité sur les évolutions de la fréquence et de l'amortissement.

En écoulement monophasique avec *l'excitateur électromagnétique*, trois méthodes différentes de détermination expérimentale des forces de couplage fluide-élastique sont maintenant utilisées pour couvrir une large plage de vitesses d'écoulement. La MEA est utilisée à basses vitesses, la méthode indirecte couvre une plage intermédiaire et la MCA permet de dépasser la vitesse critique<sup>2</sup>. La figure 3.2 illustre la complémentarité des trois méthodes sur la détermination de la fréquence et de l'amortissement, la MEA permettant en plus la détermination du coefficient de participation modale  $\alpha_P$ .

L'évolution du niveau vibratoire montre que l'utilisation du contrôle actif permet de limiter ce niveau à 1,3 mm RMS. Par la MCA, plusieurs gains de contrôle sont utilisés. À chaque diminution de l'amplitude vibratoire correspond une augmentation de ce gain. D'un point de vue protocole d'essais, deux essais sont réalisés à une même vitesse d'écoulement à chaque fois que le gain de contrôle est augmenté : un essai avec l'ancien gain et un essai avec le nouveau. La continuité des résultats ainsi obtenus sur l'évolution de la fréquence et de l'amortissement permet de vérifier que le niveau de contrôle n'a pas d'influence. Les erreurs commises sont du même ordre de grandeur que celles observées lors de la validation

---

1. Tableau D.10

2. Tableaux D.4, D.8 et D.9

de la MCA au Chapitre 2. Nous pouvons également étudier la continuité entre les différentes méthodes expérimentales. Entre la MEA et la méthode indirecte, les écarts en fréquence et en amortissement sont respectivement de l'ordre de  $0,05 \text{ Hz}$  et  $0,1 \%$  pour  $V \sim 1 \text{ m.s}^{-1}$ . Entre la méthode indirecte et la MCA, les écarts en fréquence et en amortissement sont toujours faibles et de l'ordre de  $0,1 \text{ Hz}$  et de  $0,2 \%$  pour  $V = 3,9 \text{ m.s}^{-1}$ .

Enfin, cette application de la MEA et de la MCA en écoulement monophasique montre qu'il est possible d'étendre la plage de vitesses d'écoulement à ses deux extrémités. La MEA permet de faire le lien entre  $V = 0$  et  $V > 0$ . La MCA permet ici un gain de 30% sur la plage de vitesses d'écoulement explorée par la méthode indirecte.

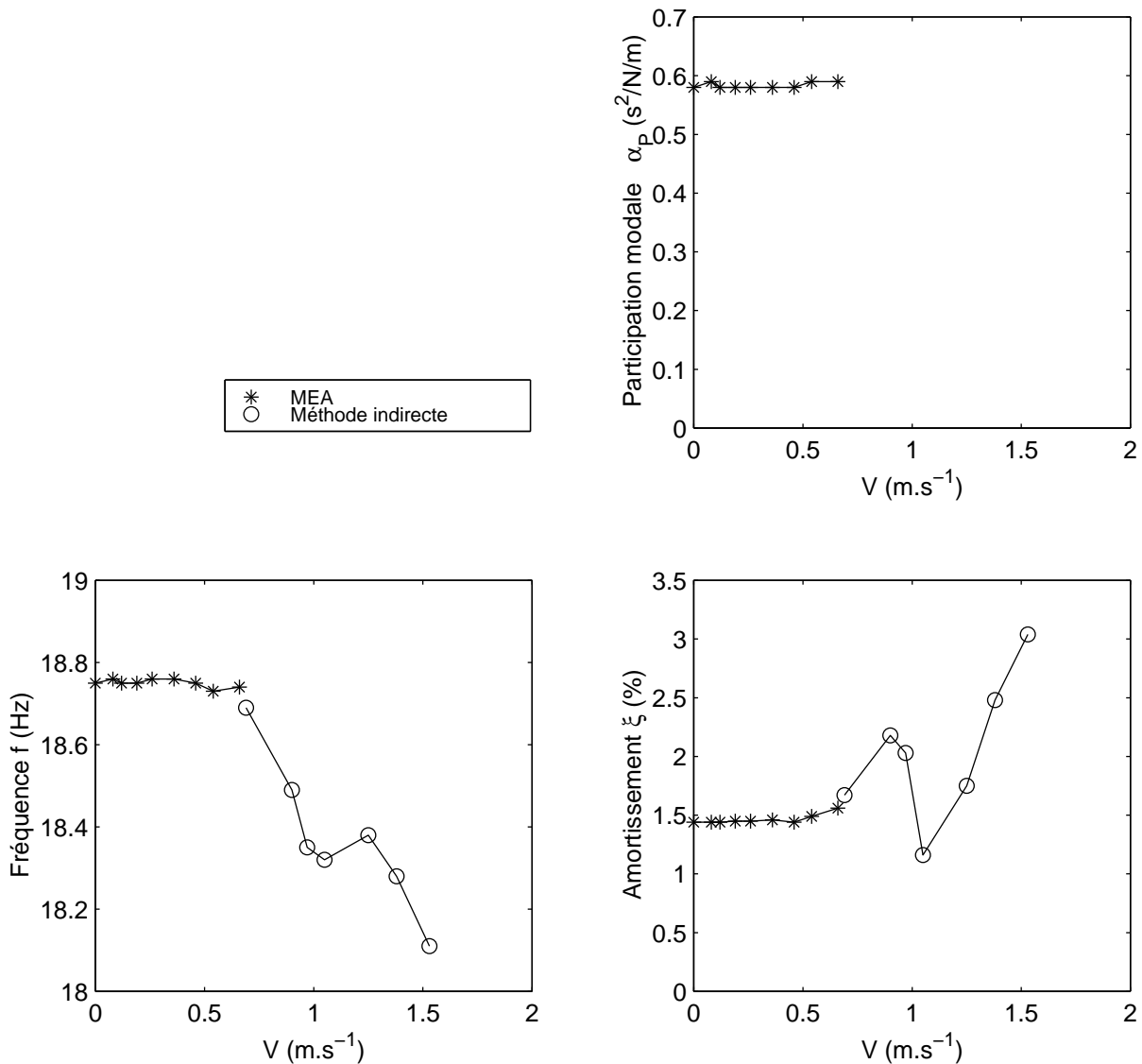


FIG. 3.1 – Essais en eau avec les actionneurs piézo-électriques.

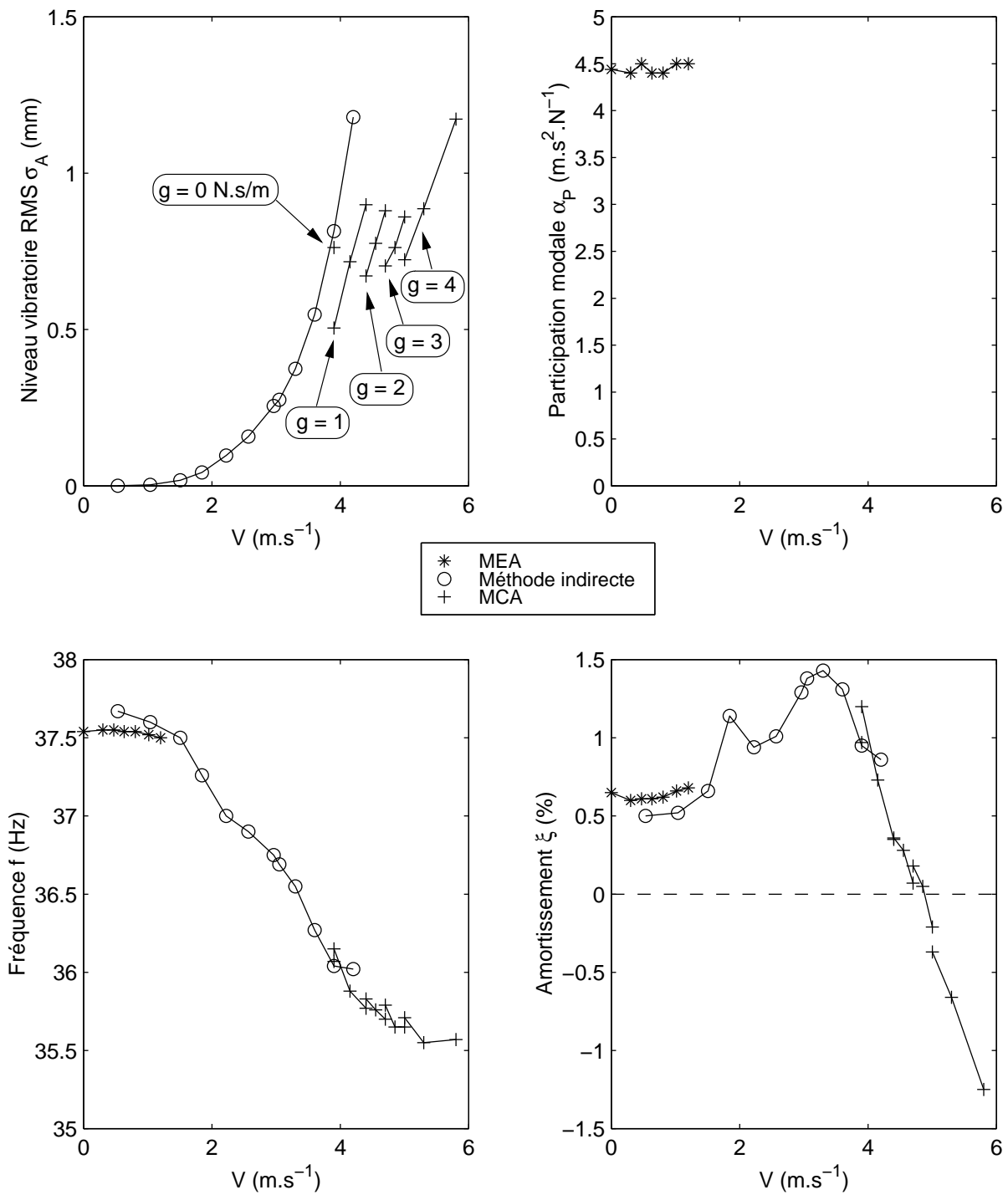


FIG. 3.2 – Essais en eau avec l'excitateur électromagnétique.

### 3.1.2 Essais en écoulement diphasique

Avec l'excitateur électromagnétique, de nouveaux essais ont été réalisés pour plusieurs taux de vide homogène  $\varepsilon_g$  (Eq. B.1). Pour ces essais, la méthode indirecte est utilisée avant l'instabilité fluide-élastique et la Méthode par Contrôle Actif de l'amortissement permet de dépasser la vitesse critique. Six taux de vide  $\varepsilon_g = [15, 25, 35, 55, 70, 85\%]$  ont été explorés<sup>3</sup>. Les essais à un taux de vide de 85% présentent un intérêt industriel pour les calculs vibratoires de tubes de générateur de vapeur. Les essais à des taux de vide plus faibles permettent d'améliorer la compréhension des phénomènes d'interaction fluide-structure. Les figures 3.3, 3.4 et 3.5 récapitulent les évolutions respectives des niveaux vibratoires, des fréquences et des amortissements.

Comme pour les essais en écoulement monophasique, le gain de contrôle  $g$  est variable pour maintenir le niveau vibratoire en bout de tube inférieur à 1 mm RMS (Fig. 3.3). Pour certains taux de vide, notamment à  $\varepsilon_g = 25\%$ , des recouvrements entre des essais réalisés avec des gains de contrôle différents peuvent apparaître (Fig. 3.3(b)). À gain de contrôle variable, les essais «doublés» pour une même vitesse d'écoulement montrent une bonne continuité des résultats sur la fréquence et l'amortissement. L'influence du niveau de contrôle sur les résultats au travers du choix de  $g$  est donc à nouveau réduite. La continuité entre la méthode indirecte et la MCA est également relativement bonne avec des écarts inférieurs à 0,4 Hz sur la fréquence et 0,1% sur l'amortissement sauf pour  $\varepsilon_g = 85\%$  où l'écart sur la fréquence atteint 1,1 Hz (Fig. 3.4(f)). À l'échelle des variations de la fréquence et de l'amortissement, les écarts induits par le contrôle actif sur la détermination de la fréquence et de l'amortissement restent relativement faibles.

Ces premiers résultats en écoulement diphasique obtenus en utilisant la MCA permettent d'étendre d'environ 50% la plage de vitesses d'écoulement initialement explorée par la méthode indirecte. Pour  $\varepsilon_g = 25\%$ , ce gain atteint même 80%. Ce résultat peut s'expliquer par la stabilisation observée au-delà de l'instabilité fluide-élastique (Fig. 3.5(b)). Pour ce taux de vide, nous avons alors mis en évidence deux vitesses critiques à environ 6 m.s<sup>-1</sup> et 10 m.s<sup>-1</sup>. Les essais réalisés à  $\varepsilon_g = 15\%$  (Fig. 3.5(a)) confirment la tendance stabilisatrice observée à 25% par une remontée de l'amortissement du système couplé au-delà de la vitesse critique. Pour ce taux de vide, cet amortissement reste tout de même négatif. Par contre, cette tendance n'est plus observée pour des taux de vide supérieurs. Sur l'évolution de la fréquence (Fig. 3.4), pour les taux de vide inférieurs à 55%, la méthode indirecte tend à mettre en évidence une diminution de la raideur du système couplé fluide-structure. À l'inverse, la MCA permet de montrer une augmentation de cette raideur pour les hautes vitesses d'écoulement. Cette augmentation n'est pas induite par l'utilisation de la MCA elle-même car pour  $\varepsilon_g = 35\%$  (Fig. 3.4(c)), la méthode indirecte montre une légère augmentation de la fréquence et la continuité avec la MCA est très bonne.

---

3. Tableaux D.12 à D.17

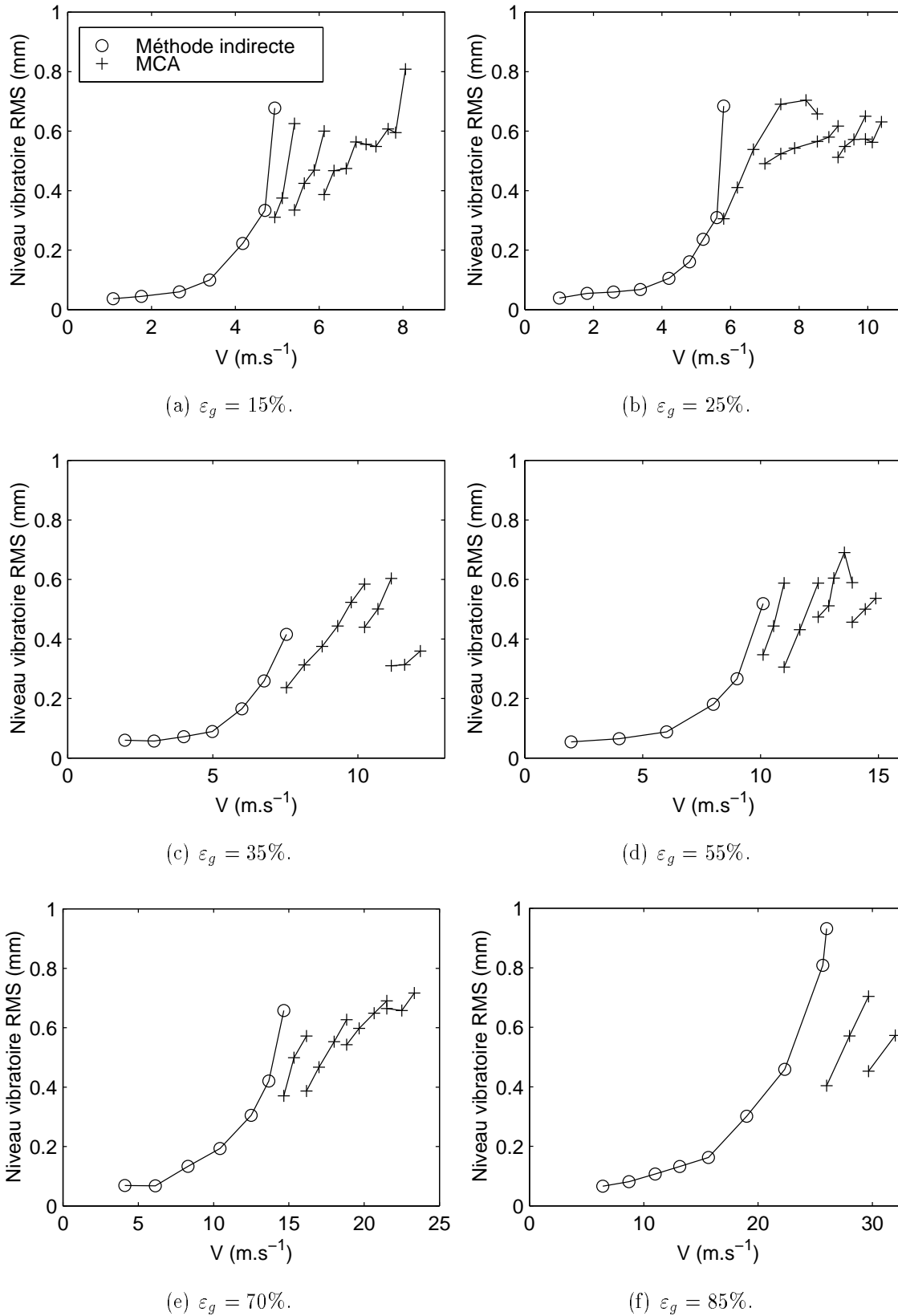
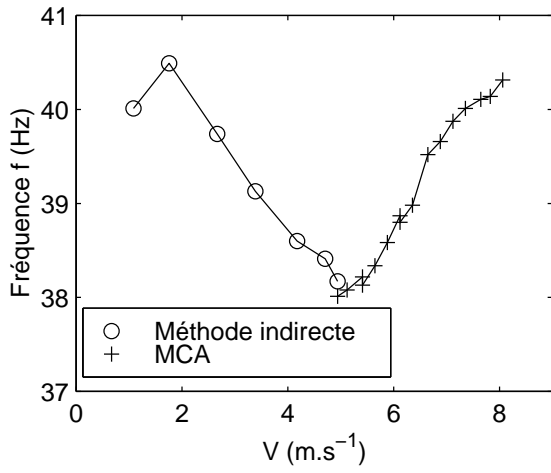
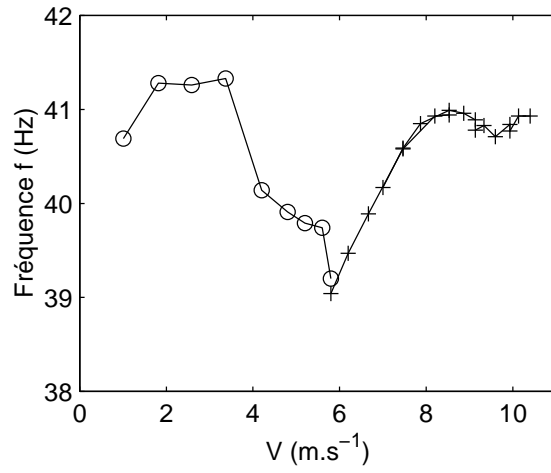


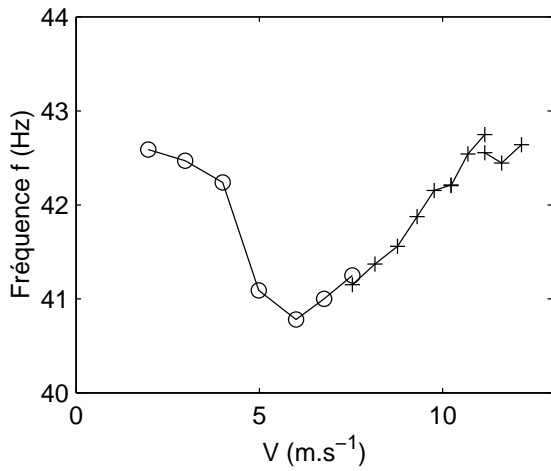
FIG. 3.3 – Essais en diphasique avec l'excitateur électromagnétique - niveau vibratoire.



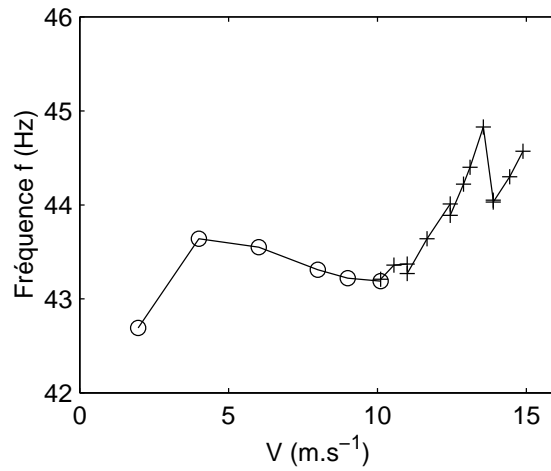
(a)  $\varepsilon_g = 15\%$ .



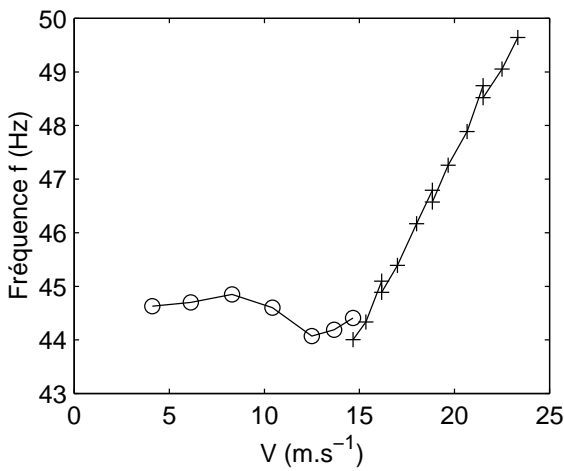
(b)  $\varepsilon_g = 25\%$ .



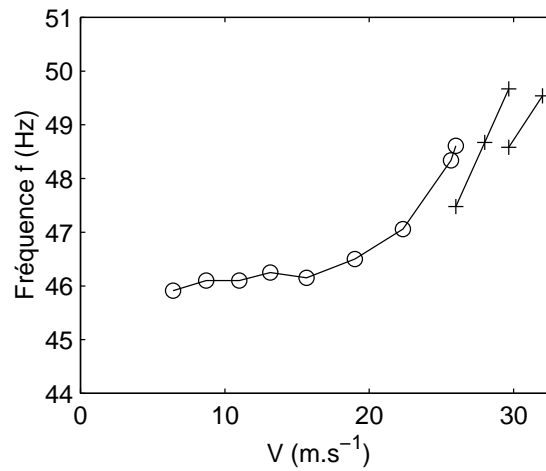
(c)  $\varepsilon_g = 35\%$ .



(d)  $\varepsilon_g = 55\%$ .



(e)  $\varepsilon_g = 70\%$ .



(f)  $\varepsilon_g = 85\%$ .

FIG. 3.4 – Essais en diphasique avec l'excitateur électromagnétique - fréquence.



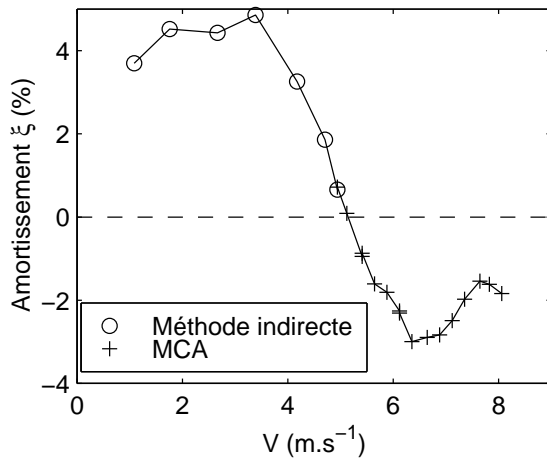
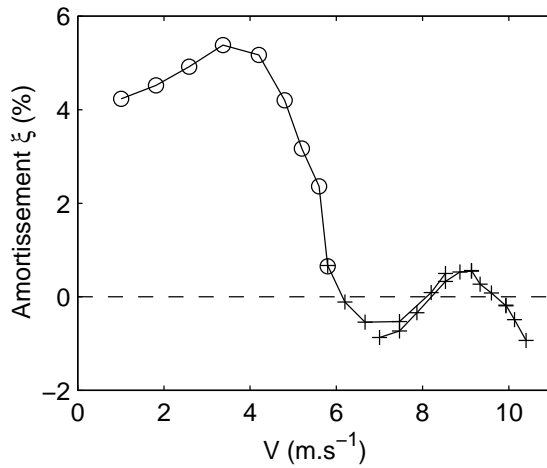
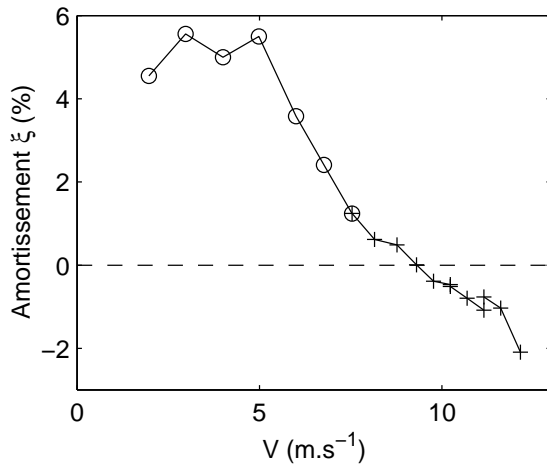
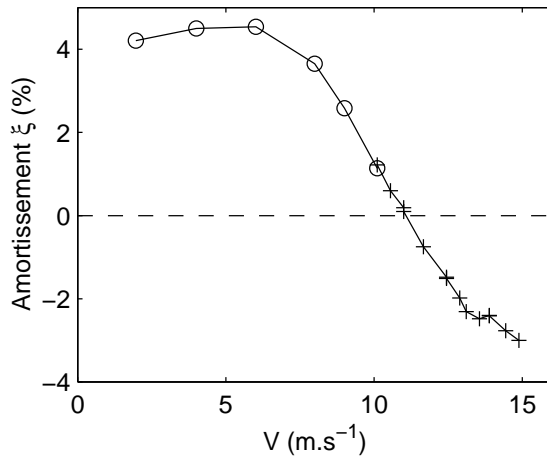
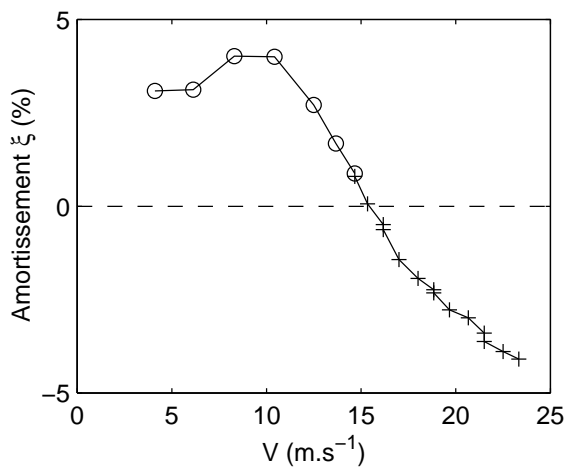
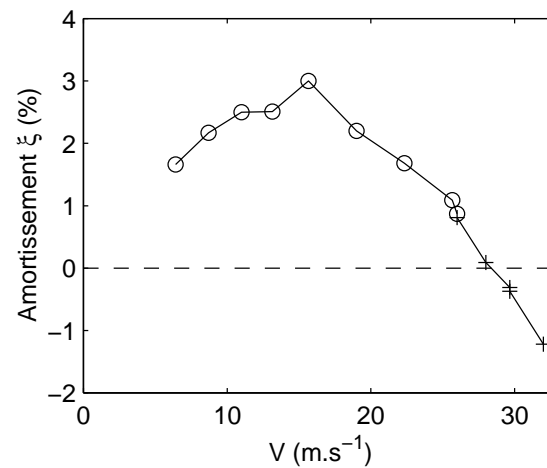
(a)  $\varepsilon_g = 15\%$ .(b)  $\varepsilon_g = 25\%$ .(c)  $\varepsilon_g = 35\%$ .(d)  $\varepsilon_g = 55\%$ .(e)  $\varepsilon_g = 70\%$ .(f)  $\varepsilon_g = 85\%$ .

FIG. 3.5 – Essais en diphasique avec l'excitateur électromagnétique - amortissement.

Nous pouvons également chercher à évaluer ici l'intérêt de la MCA dans la construction d'une carte d'instabilité de Connors. En utilisant la MCA, plusieurs vitesses critiques d'instabilité peuvent être mises en évidence en faisant varier artificiellement l'amortissement du système couplé fluide-structure. En remarquant qu'un faisceau de tubes classique sous écoulement possède une seule vitesse critique, nous voyons immédiatement l'intérêt du contrôle actif de l'amortissement dans l'établissement d'une carte de Connors.

Les essais sont effectués avec *l'excitateur piézo-électrique* en écoulement diphasique pour quatre taux de vide  $\varepsilon_g = [15, 25, 35, 55\%]$ . Deux gains de contrôle ont été choisis, un positif ( $g = 300 \text{ V.s.m}^{-1}$ ) et l'autre négatif ( $g = -300 \text{ V.s.m}^{-1}$ ). Le gain négatif diminuant l'amortissement du premier mode, il tend à diminuer la vitesse de départ en instabilité fluide-élastique. À l'inverse, le gain positif tend à augmenter cette vitesse critique. Au total, l'amortissement varie d'environ 2% entre les essais avec un gain positif et ceux avec un gain négatif<sup>4</sup>.

La vitesse critique est déterminée à partir des courbes donnant l'évolution du niveau vibratoire RMS en bout de tube en fonction de la vitesse d'écoulement (Fig. 3.6). Nous avons choisi d'utiliser le critère de Pettigrew et Taylor [72] qui définit la vitesse critique à partir d'un niveau vibratoire RMS critique. Ce choix est justifié par les auteurs du critère : en écoulement diphasique, le départ en instabilité ne se visualise pas aussi nettement sur les courbes donnant l'amplitude vibratoire qu'en écoulement monophasique. Il est alors difficile d'utiliser un critère basé sur le tracé de tangentes (Rzentkowski et Lever [85]) et des phénomènes non-linéaires liés aux comportements de la structure et du fluide peuvent venir perturber les essais au-delà d'un certain niveau vibratoire. En conséquence, nous avons choisi un niveau vibratoire RMS critique valant  $1 \text{ mm}$ .

À partir de ces essais, la vitesse réduite critique  $V_{rc}$  (Eq. 1.1) et le nombre de Scruton  $A_r$  (Eq. 1.2) sont calculés pour établir la carte de Connors des essais<sup>5</sup> (Fig. 3.7). Les différentes étapes de la MCA exposées au Chapitre 2 ne sont pas intégralement suivies ici. En effet, la fréquence et l'amortissement intervenant dans le calcul de  $V_{rc}$  et de  $A_r$  doivent être déterminés à vitesse d'écoulement nulle. Par conséquent, il est simplement nécessaire de déterminer les caractéristiques du système en boucle fermée à  $V = 0$ . Dans cette application, nous supposons alors que le couplage fluide-élastique n'influence pas le comportement du contrôleur. Les apports du contrôle en terme de fréquence et d'amortissement sont supposés être les mêmes en fluide au repos et sous écoulement.

**La figure 3.7 illustre les apports de la MCA dans la construction d'une carte de connors. Auparavant ( $g = 0$ ), nous avons un point d'instabilité pour un taux de vide donné. Maintenant, nous sommes capables de tracer une ligne d'instabilité en faisant varier artificiellement  $A_r$  au travers du contrôle actif de l'amortissement du système.**

---

4. Tableau D.18

5. Tableau D.19

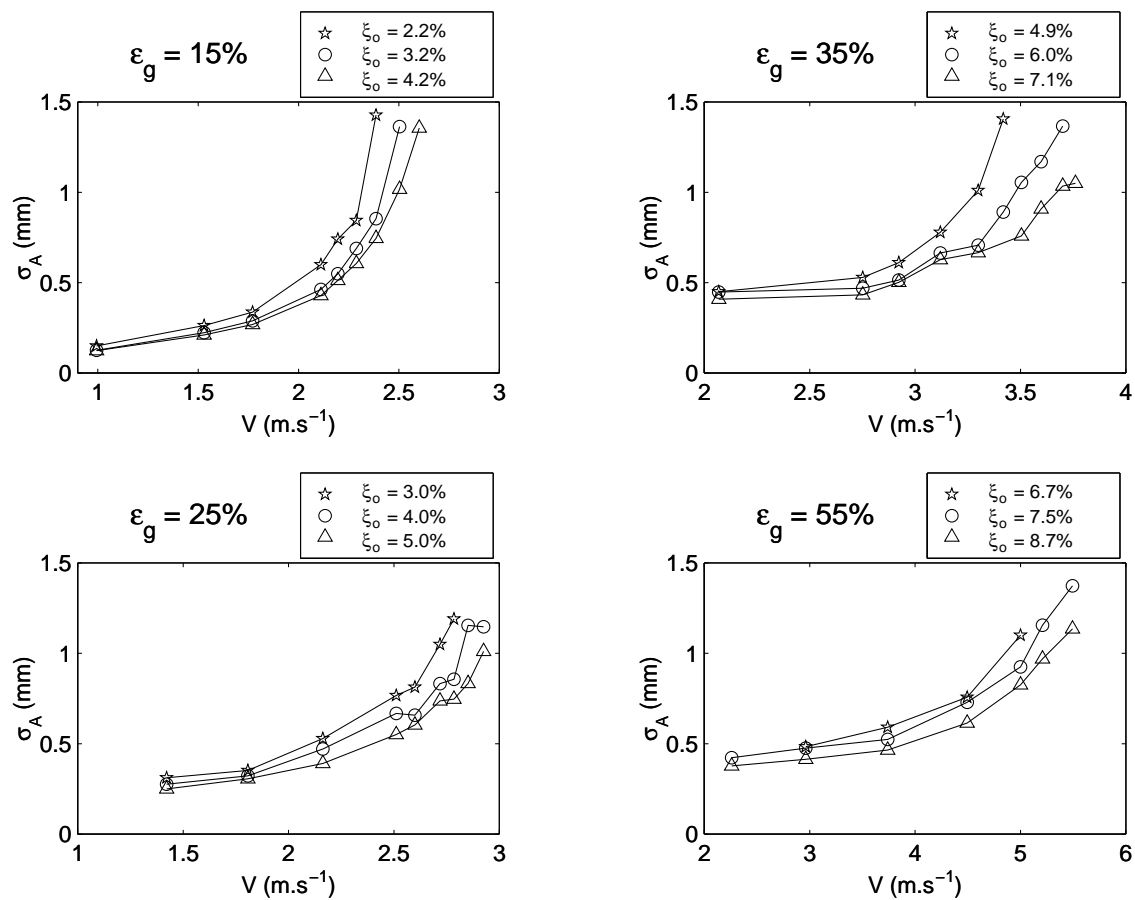


FIG. 3.6 – Niveaux vibratoires avec le contrôleur piézo-électrique en diphasique.

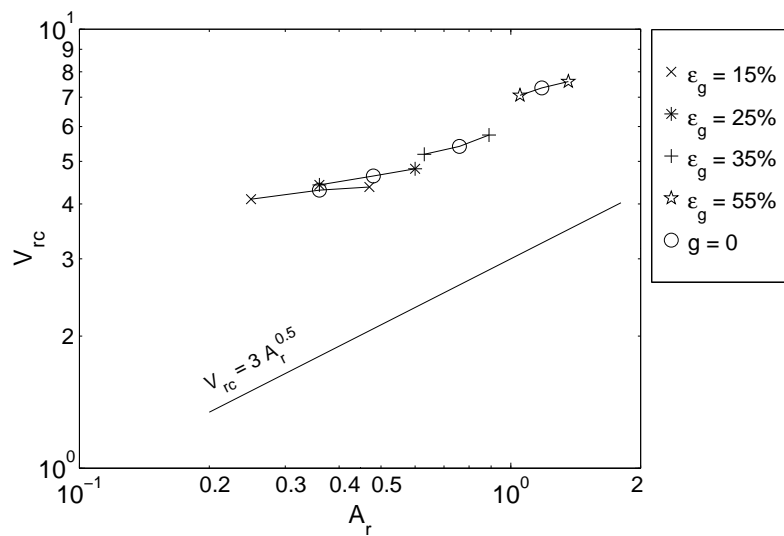


FIG. 3.7 – Carte de Connors obtenue avec le contrôleur piézo-électrique.

## 3.2 Analyse des résultats

### 3.2.1 Introduction

La Méthode d'Excitation Additionnelle et la Méthode par Contrôle Actif de l'amortissement ont permis d'étendre la plage de vitesses d'écoulement initialement explorée par la méthode indirecte. Le premier objectif de l'analyse des résultats est alors de montrer les apports de ces deux nouvelles méthodes par rapport à la méthode indirecte. Le deuxième objectif consiste à évaluer les nouveaux résultats en les comparant avec des résultats tirés de la littérature.

Pour les spectres d'excitation turbulente, nos résultats sont comparés avec les spectres enveloppes adimensionnels d'Axisa *et al.* [6] en écoulement monophasique et de de Langre *et al.* [36, 37] en écoulement diphasique. Cette comparaison reste intéressante car ces deux spectres adimensionnels et leurs spectres enveloppes associés sont actuellement utilisés dans les codes de calculs vibratoires des tubes de générateur de vapeur du CEA et Framatome, et d'EDF.

Pour les forces fluide-élastiques, nous rappelons qu'il est difficile de comparer des résultats expérimentaux provenant de faisceaux différents et des méthodes directe et indirecte. Par conséquent, le choix des comparaisons reste limité. En écoulement monophasique, une comparaison est effectuée ici à basses vitesses réduites avec des essais réalisés par Granger *et al.* [47] pour montrer les apports de la MEA. Le modèle analytique de Granger-Païdoussis [49], déjà validé sur des résultats expérimentaux provenant de la méthode indirecte (Granger et Païdoussis [49], Fullana et Beaud [43]), est comparé avec nos résultats en monophasique. Cette comparaison permet d'évaluer le modèle de Granger-Païdoussis sur une plage de vitesses réduites beaucoup plus large que celles utilisées précédemment. En écoulement diphasique, les coefficients fluide-élastiques sont comparés aux résultats récents d'Inada *et al.* [53] obtenus par la méthode directe. En suivant les conclusions du Chapitre 1 sur la méthode directe, cette comparaison reste cependant qualitative. Enfin, à la suite des conclusions de Baj [7], les résultats en écoulement monophasique et en écoulement diphasique sont comparés pour mettre en évidence d'éventuelles analogies fluide-élastiques.

En 1994, des essais ont été réalisés au laboratoire DYN du CEA sur le même faisceau que le nôtre (Villard *et al.* [90]). Pour ces essais par la méthode indirecte, cinq tubes flexibles différents ont été utilisés en écoulements monophasique et diphasique. Les caractéristiques du premier mode propre de ces tubes sont données dans le tableau D.20. Ces essais seront appelés «essais Villard». Une comparaison systématique sur le spectre d'excitation turbulente et sur les coefficients fluide-élastiques, nous semble donc intéressante pour évaluer les apports de la MEA et de la MCA.

Dans un dernier paragraphe, nous avons réalisé des calculs de réponse vibratoire d'un tube choquant sur des butées. Dans ces calculs, la vitesse réduite peut être supérieure à la vitesse réduite critique du tube sans butées. L'objectif est de montrer les apports possibles de la MCA dans les calculs non-linéaires de tubes sous écoulement.

### 3.2.2 Spectre d'excitation en écoulement monophasique

Le spectre d'excitation en écoulement monophasique usuellement utilisé est le spectre d'Axisa *et al.* [6]. Ce spectre est défini pour une longueur de référence et un diamètre de référence du tube :  $L_o = 1 \text{ m}$  et  $D_o = 20 \text{ mm}$ . Pour passer du tube de référence  $(L_o, D_o)$  à un tube quelconque  $(L, D)$ , l'équation (3.1) lie le spectre de référence équivalent  $\phi_E^o$  au spectre équivalent  $\phi_E$  défini par les équations (A.5) et (A.6).

$$\phi_E(f) = \left(\frac{L_o}{L}\right) \left(\frac{D}{D_o}\right) \phi_E^o(f) \quad (3.1)$$

L'adimensionnement est réalisé sur une échelle de temps conduisant à la définition de la fréquence réduite  $f_r = f / f_o$  et sur une échelle de pression à partir d'une pression  $p_o$ . Le spectre adimensionnel équivalent s'écrit alors :

$$\overline{\phi_E^o}(f/f_o) = \frac{f_o}{(p_o D)^2} \phi_E^o(f) \quad (3.2)$$

Axisa *et al.* [6] donnent les termes de pression statique  $p_o$  et de fréquence  $f_o$  conduisant à un spectre adimensionnel  $\overline{\phi_E^o}$  :

$$f_o = \frac{V}{D} \quad (3.3)$$

$$p_o = \frac{1}{2} \rho_f V^2 \quad (3.4)$$

Ainsi, l'équation (3.2) devient :

$$\overline{\phi_E^o}(f_r) = \frac{\phi_E^o(f)}{\left(\frac{1}{2} \rho_f V^2 D\right)^2 \frac{D}{V}} \quad (3.5)$$

Dans un souci de dimensionnement des structures et en rassemblant de nombreux essais, Axisa *et al.* [6] ont proposé un spectre enveloppe adimensionnel conservatif  $[\overline{\phi_E^o}]_U$  ( $U$  : upper bound) par rapport aux résultats de la littérature :

$$\left\{ \begin{array}{l} [\overline{\phi_E^o}]_U = 4.10^{-4} f_r^{-0,5} \quad \text{pour } 0,01 \leq f_r \leq 0,2 \\ [\overline{\phi_E^o}]_U = 3.10^{-6} f_r^{-3,5} \quad \text{pour } 0,2 \leq f_r \leq 3 \end{array} \right. \quad (3.6)$$

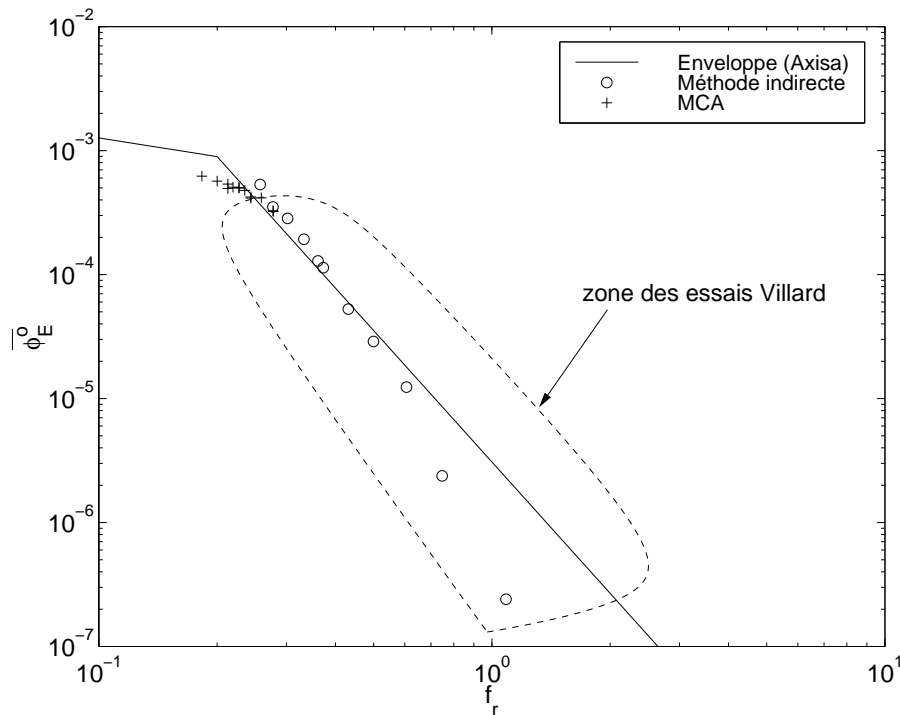


FIG. 3.8 – Spectre équivalent adimensionnel en écoulement monophasique.

Les nouveaux points d'essais obtenus par la méthode indirecte (sans contrôle) et par la MCA (avec contrôle) peuvent être comparés au spectre enveloppe adimensionnel d'Axisa *et al.* [6] (Fig. 3.8). Ces points se situent légèrement au-dessus de l'enveloppe autour de la fréquence réduite  $f_r = 0,3$ . La cohérence des nouveaux résultats avec le spectre enveloppe est bonne.

**Les nouveaux essais par la MCA ne conduisent donc pas à une remise en cause du spectre enveloppe d'Axisa *et al.***

Une comparaison avec les résultats des essais Villard [90] permet d'évaluer l'apport du contrôle actif de l'amortissement dans la détermination du spectre d'excitation. Les essais Villard sur cinq tubes flexibles conduisent à la définition d'une zone où sont rassemblés l'ensemble des spectres obtenus (Fig. 3.8). La comparaison des résultats montrent que nos essais sont en accord avec les essais Villard et que la MCA permet d'étendre la zone explorées notamment au niveau des basses fréquences réduites et des valeurs élevées du spectre d'excitation. La rupture de pente observée sur nos essais autour de  $f_r = 0,3$  confirme la forme du spectre enveloppe d'Axisa. Sans l'utilisation de la MCA, cette rupture de pente n'aurait pas pu être observée.

### 3.2.3 Spectre d'excitation en écoulement diphasique

De la même manière, nos essais peuvent être comparés avec le spectre d'excitation adimensionnel proposé par de Langre *et al.* [36, 37]. Le problème d'adimensionnement du spectre d'excitation en écoulement diphasique est beaucoup plus complexe qu'en écoulement

monophasique. La physique des mécanismes à l'origine de cette excitation reste encore mal connue. Dans ce cadre, l'objectif de de Langre *et al.* a été de proposer un spectre enveloppe sous forme adimensionnelle.

Un spectre de référence est défini pour une longueur et un diamètre de tube identiques à ceux d'Axisa *et al.* [6] par l'équation (3.1). L'adimensionnement est toujours réalisé à partir de la définition d'une fréquence  $f_o$  et d'une pression  $p_o$  (Eq. 3.2). Une compilation d'essais de la littérature conduit à la définition de  $f_o$  et  $p_o$  :

$$f_o = \frac{V}{D_w} \quad (3.7)$$

$$p_o = \rho_l g D_w \quad (3.8)$$

avec  $D_w$  correspondant à un diamètre de bulle équivalent :

$$D_w = \frac{D}{10 \sqrt{1 - \varepsilon_g}} \quad (3.9)$$

D'où :

$$\overline{\phi_E^o}(f_r) = \frac{\phi_E^o(f)}{(\rho_l g D_w D)^2 \frac{D_w}{V}} \quad (3.10)$$

De la même façon, le spectre enveloppe associé à  $\overline{\phi_E^o}$  est construit avec une approche conservative :

$$\begin{cases} \left[ \overline{\phi_E^o} \right]_U = 10 f_r^{-0,5} & \text{pour } 0,001 \leq f_r \leq 0,06 \\ \left[ \overline{\phi_E^o} \right]_U = 2.10^{-3} f_r^{-3,5} & \text{pour } 0,06 \leq f_r \leq 1 \end{cases} \quad (3.11)$$

Pour ne pas surcharger la figure 3.9, nous avons choisi de prendre les résultats de nos essais pour  $\varepsilon_g = 25\%$  et  $\varepsilon_g = 85\%$ . La comparaison de nos nouveaux essais par la méthode indirecte et par la MCA avec le spectre enveloppe de de Langre et Villard [36] montre que  $\left[ \overline{\phi_E^o} \right]_U$  n'est plus conservatif. Le dépassement du spectre enveloppe est d'environ une décade. Les nouveaux essais avec contrôle peuvent alors conduire à une remise en cause globale de  $\left[ \overline{\phi_E^o} \right]_U$ . Dans une première approche, le spectre enveloppe pourrait être remonté d'une décade pour rendre ces nouveaux essais conservatifs. Cette solution n'expliquerait pas ce dépassement. De plus, pour une fréquence réduite  $f_r = 0,02$ , la dispersion sur  $\overline{\phi_E^o}$  est de trois décades en prenant en compte les essais utilisés par de Langre et Villard.

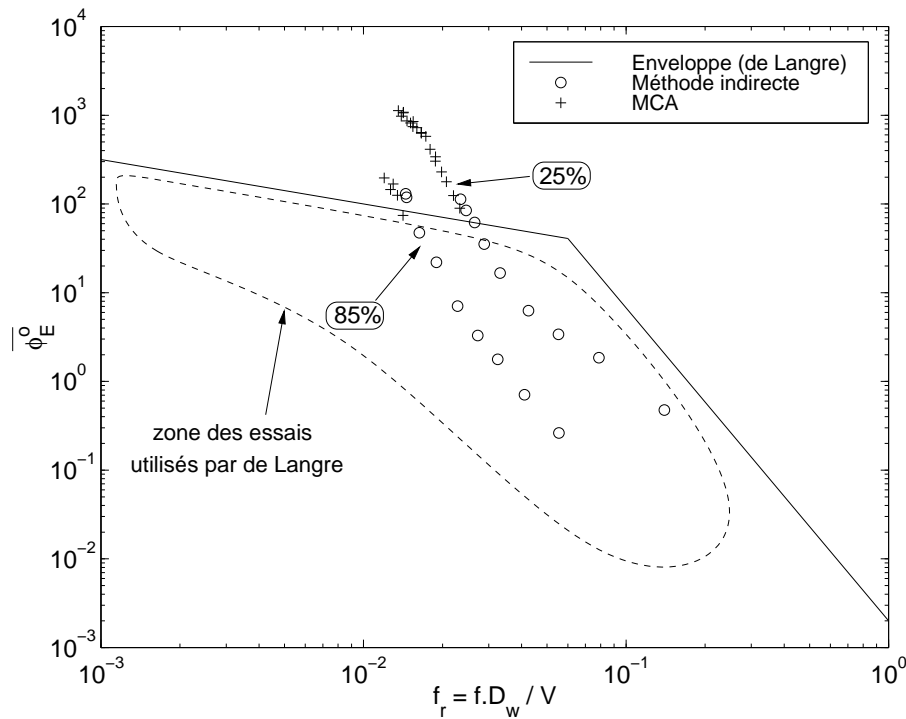


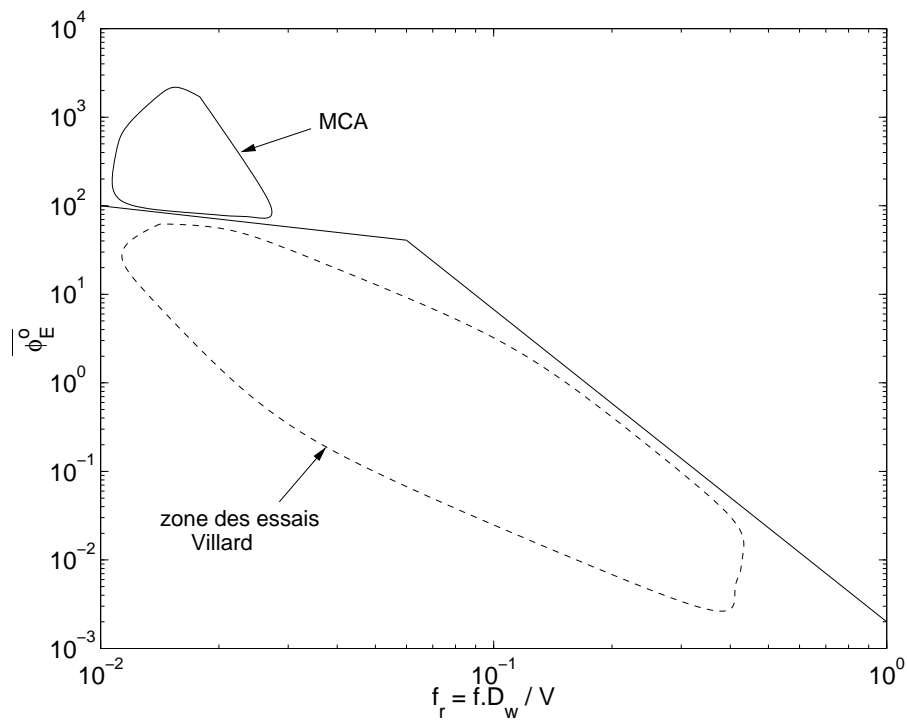
FIG. 3.9 – Spectre équivalent adimensionnel en écoulement diphasique.

**Les nouveaux essais par la MCA conduisent à revoir le spectre enveloppe diphasique de de Langre et Villard.**

L'influence des nouveaux essais peut être observée en les comparant avec les essais Villard [90]. L'apport de la MCA au niveau du dépassement du spectre enveloppe apparaît clairement sur la figure 3.10(a). Avec la méthode indirecte seule (*i.e.* les essais Villard), le spectre enveloppe reste conservatif. La dispersion des résultats pour une même fréquence réduite est de l'ordre de deux décades et reste toujours importante. Nous pouvons alors réaliser une analyse plus fine de ces résultats pour mieux comprendre ce problème d'adimensionnalisation du spectre diphasique. Tous ces résultats font en effet appel à des taux de vide différents et à des fréquences de tubes variables. Analysons par exemple un tube des essais Villard et le tube équipé de l'excitateur électromagnétique pour un seul taux de vide  $\varepsilon_g = 25\%$ . La seule différence entre ces deux tubes est alors leur fréquence en mélange diphasique au repos : environ  $20\text{ Hz}$  et  $40\text{ Hz}$ . La figure 3.10(b) montre alors que les deux courbes ne sont pas confondues. Nous pouvons remarquer que la valeur de  $\overline{\phi_E^o}$  est approximativement la même d'un tube à l'autre pour une même vitesse d'écoulement. Le choix de la fréquence  $f_o$  de l'échelle de temps (Eq. 3.7) peut donc être remis en cause. De plus, un effet dû à la vitesse d'écoulement apparaît sur la figure 3.10(b). La MCA permet d'atteindre des vitesses d'écoulement plus élevées que par la méthode indirecte. Le dépassement du spectre enveloppe est donc dû à un effet de vitesse. Cette constatation montre que la vitesse d'écoulement n'est pas prise en compte correctement dans l'adimensionnement de  $\phi_E^o$ .

**L'adimensionnement du spectre d'excitation en écoulement diphasique au travers de la définition de  $f_o$  et de  $p_o$  est à revoir.**





(a) Comparaison avec les essais Villard [90].

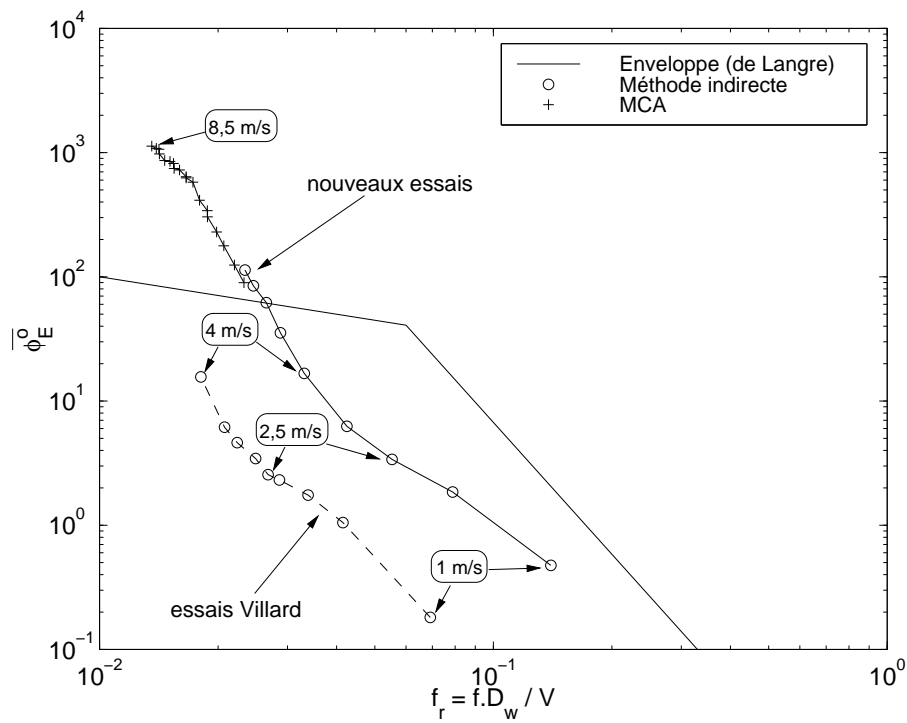
(b) Comparaison avec un tube des essais Villard à  $\varepsilon_g = 25\%$ .

FIG. 3.10 – Comparaison avec les essais Villard [90] du spectre diphasique.

### 3.2.4 Coefficients fluide-élastiques en écoulement monophasique

#### Comparaison à basses vitesses réduites avec les essais Granger [47]

Une comparaison avec des résultats obtenus par la méthode indirecte peut être effectuée pour évaluer les apports de la Méthode d'Excitation Additionnelle et pour discuter du sens physique des résultats. Les essais de Granger *et al.* [47], que nous appellerons «essais Granger», ont été effectués sous écoulement d'eau par la méthode indirecte. Les essais par la MEA proviennent du tube équipé de l'excitateur piézo-électrique. Les configurations des faisceaux comparés sont relativement semblables avec des pas réduits de 1,44 et 1,5. Les coefficients fluide-élastiques adimensionnels  $C_m$ ,  $C_d$  et  $C_k$  définis par les équations (1.5), (1.17) et (1.18) sont utilisés pour cette comparaison. Les coefficients  $C_k$  et  $C_d$  sont respectivement définis comme des fonctions linéaires de  $V_r^{-2}$  et de  $V_r^{-1}$ . À basses vitesses réduites, les erreurs sur l'estimation de la fréquence et de l'amortissement du mode étudié sont donc amplifiées par ces définitions de  $C_k$  et  $C_d$ . Comme l'analyse des résultats est effectuée ici à basses vitesses réduites, les résultats sont présentés en  $C_k V_r^2$  et  $C_d V_r$  fonction de  $V_r$ .

La figure 3.11 permet de comparer les résultats obtenus avec le tube de Granger et le tube équipé de l'excitateur piézo-électrique. Pour notre tube, la MEA et la méthode indirecte sont utilisées. Seule la MEA permet de déterminer les trois coefficients fluide-élastiques. La figure 3.11 montre que  $C_m$  est indépendant de  $V_r$ , le terme de masse ajoutée reste donc constant. Sur les coefficients  $C_k V_r^2$  et  $C_d V_r$ , les essais Granger par la méthode indirecte commencent à  $V_r = 2$  alors que la MEA permet de combler l'absence d'informations à faibles vitesses réduites.

Sur les coefficients  $C_k V_r^2$  et  $C_d V_r$ , un écart est observé entre les coefficients obtenus sur le tube des essais Granger et notre tube. Cet écart peut être attribué à une mauvaise estimation de la fréquence et de l'amortissement de référence en eau au repos. En fluide au repos, ces paramètres modaux sont estimés à partir de la réponse libre du tube à un lâcher (Granger *et al.* [47]). L'utilisation de deux méthodes différentes entre  $V_r = 0$  et  $V_r > 0$  est à l'origine de cet écart observé sur les coefficients fluide-élastiques. Ces résultats initialement erronés de Granger *et al.* [47] pouvaient laisser penser que le couplage fluide-élastique à basses vitesses réduites était non-négligeable. Pour les essais avec le tube équipé de l'excitateur piézo-électrique, deux méthodes expérimentales sont aussi utilisées, mais il est possible de vérifier la continuité des résultats obtenus (Fig. 3.11).

**Les nouveaux résultats obtenus grâce à la MEA en écoulement d'eau à basses vitesses réduites montrent que la masse ajoutée fluide reste constante et que le couplage fluide-élastique en raideur et en amortissement reste négligeable.**

Par définition de  $V_r$ , les temps caractéristiques du mouvement du fluide et de la structure ne sont pas du tout les mêmes pour des vitesses réduites faibles. Le phénomène de déphasage entre le mouvement du tube et la force fluide sur le tube induite par son mouvement est alors limité. Le couplage fluide-élastique résultant de ce déphasage (Granger *et al.* [47]) doit par conséquent rester faible à basses vitesses réduites ce que tend à démontrer expérimentalement la MEA.

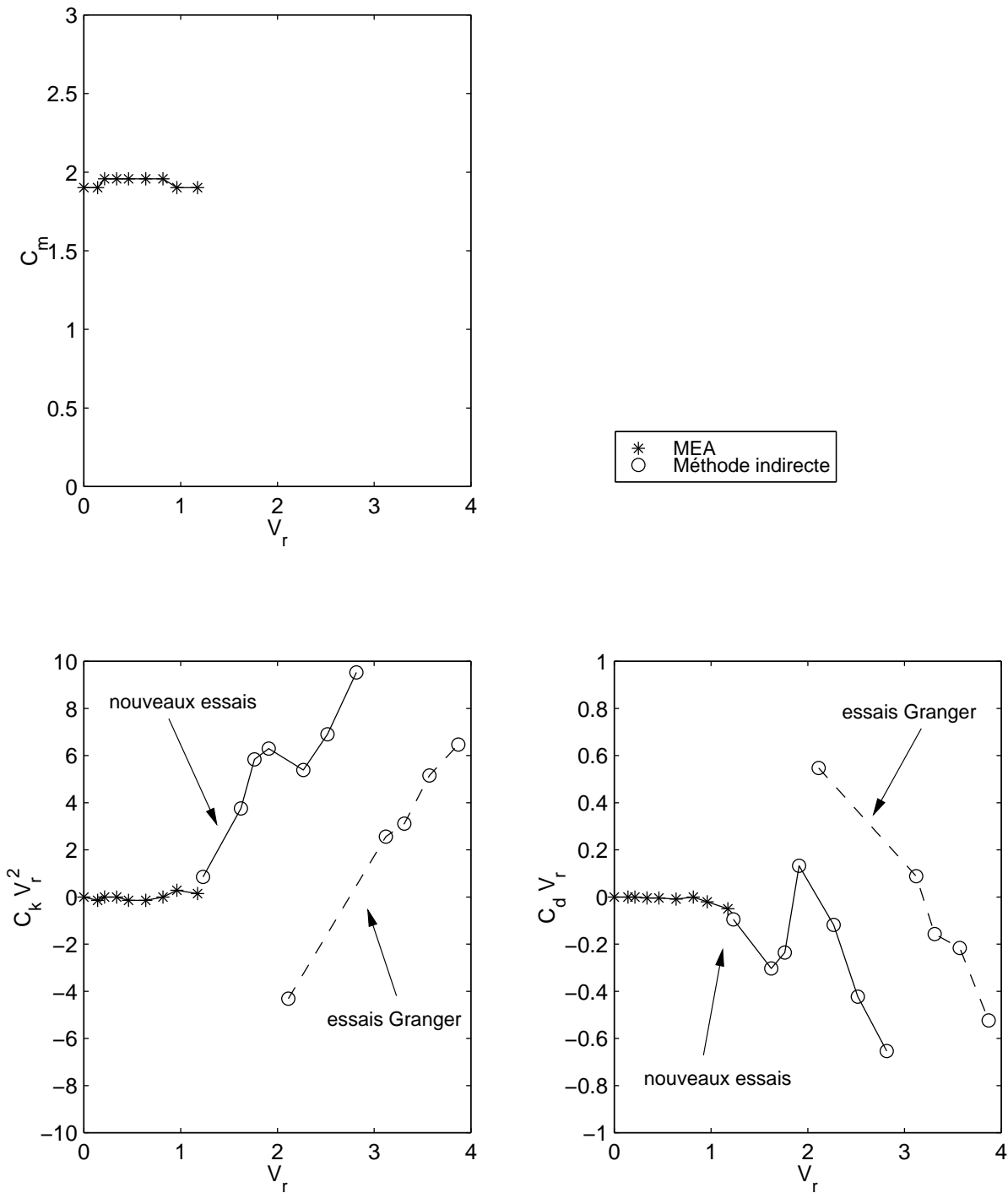


FIG. 3.11 – Comparaison à basses vitesses réduites avec les essais Granger [47].

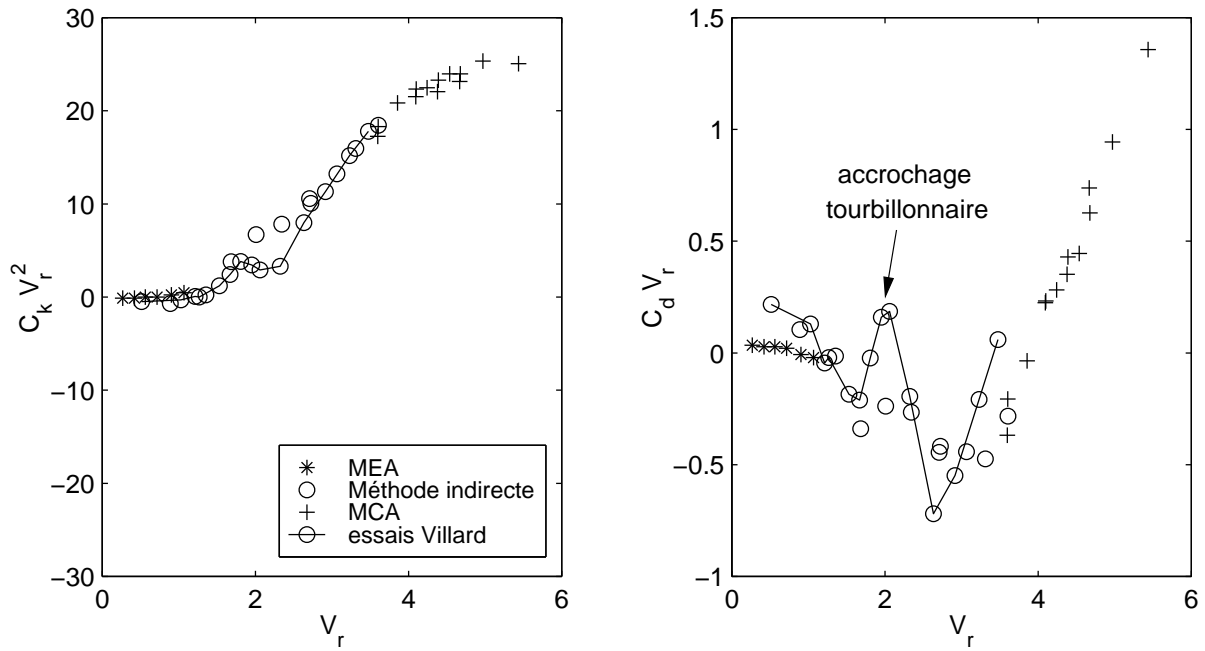
### Comparaison avec les essais Villard [90]

Une comparaison des nouveaux essais avec les essais Villard [90] peut être réalisée pour évaluer les apports de la MEA et la MCA. La comparaison avec deux tubes des essais Villard est suffisante pour mettre en évidence ces apports. Les tubes étudiés ici étant tous différents, les coefficients fluide-élastiques adimensionnels  $C_k V_r^2$  et  $C_d V_r$  fonction de  $V_r$  sont utilisés comme précédemment. La figure 3.12 montre alors une certaine dispersion des résultats sur les coefficients de couplage en raideur et en amortissement.

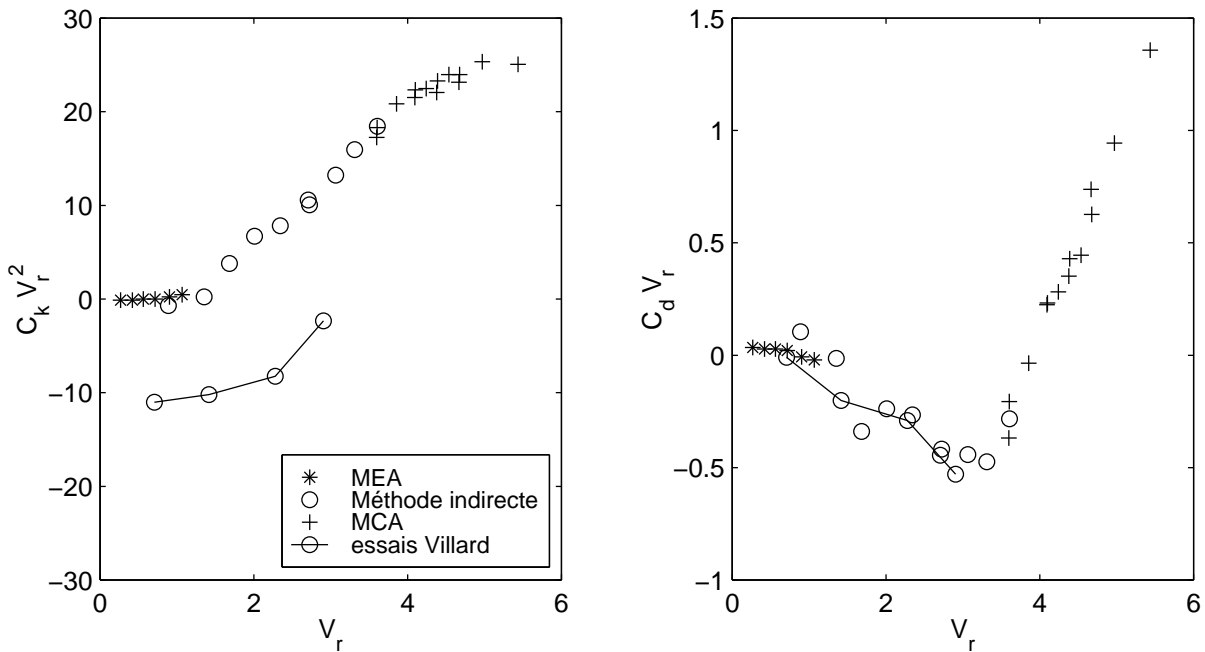
Pour le couplage en raideur, un premier tube des essais Villard (Fig. 3.12(a)) fournit des résultats comparables à nos nouveaux essais. Pour le second tube (Fig. 3.12(b)), la courbe  $C_k V_r^2$  fonction de  $V_r$  est décalée par rapport à nos essais. Nous pouvons donc penser que la fréquence à l'arrêt en eau de ce tube a été mal estimée. Cette observation rejoint les conclusions de la comparaison avec les essais Granger effectuée précédemment.

Pour le couplage en amortissement, les résultats semblent encore davantage dispersés, notamment sur la figure 3.12(a). Pour  $V_r < 1$ , les essais Villard fournissent des résultats différents de la MEA. Cet écart provient certainement d'une mauvaise estimation de l'amortissement du tube due à un mauvais rapport signal sur bruit de la réponse vibratoire à l'excitation turbulente. Cette comparaison illustre donc l'intérêt de la MEA. Au voisinage de  $V_r = 2$ ,  $C_d V_r$  oscille pour les essais Villard alors que pour notre tube,  $C_d V_r$  continue à diminuer. Le nombre de Strouhal est l'inverse de la vitesse réduite:  $S_r = 1 / V_r$ . Pour ce faisceau,  $S_r = 0,5$  (Blevins [16]). Par conséquent, au voisinage de  $V_r = 2$ , la réponse au détachement tourbillonnaire peut être observée. Pour les tubes des essais Villard, le phénomène d'accrochage tourbillonnaire se produit car l'amortissement et, dans une moindre mesure, la fréquence, sont affectés. Par contre, l'accrochage est beaucoup moins prononcé pour notre tube. En effet, ce tube ayant une première fréquence propre plus élevée que les autres tubes (Tab. D.20), sa vitesse d'écoulement à  $V_r = 2$  est plus importante. À cette vitesse d'écoulement plus élevée, le faisceau doit empêcher la formation des tourbillons à l'origine du phénomène d'accrochage.

**D'un point de vue global, les apports des nouvelles méthodes peut être mis en évidence. À basses vitesses réduites, la jonction entre le fluide au repos et le fluide en mouvement est effectuée. La plage de vitesses réduites explorée est également élargie au-delà de l'instabilité fluide-élastique.**



(a) Comparaison avec un premier tube des essais Villard.



(b) Comparaison avec un deuxième tube des essais Villard.

FIG. 3.12 – Comparaison avec les essais Villard [90] de  $C_k V_r^2$  et  $C_d V_r$  en monophasique.

### Comparaison avec le modèle de Granger-Païdoussis

Partant de nos résultats expérimentaux, le modèle de Granger-Païdoussis [49], applicable sur une large plage de vitesses réduites, peut être évalué. Notre objectif est d'étudier la validité de ce modèle analytique et de compléter les validations expérimentales déjà effectuées sur des plages de vitesses plus faibles par Granger et Païdoussis [49] et Fullana et Beaud [43]. Le modèle de Granger-Païdoussis est construit à partir du modèle de Price-Païdoussis [81, 82]. Ces derniers considèrent un tube flexible vibrant en portance dans un faisceau rigide. En se plaçant dans le repère lié au tube, la vitesse d'écoulement apparente est  $V_e$ . Ainsi, la force fluide-élastique en portance s'écrit :

$$F_{FE} = F_{po} \cos\delta + F_{tr} \sin\delta = \frac{1}{2} \rho_f V_e^2 D L (C_L \cos\delta + C_D \sin\delta) \quad (3.12)$$

où  $C_L$  et  $C_D$  sont des coefficients de portance et de traînée.

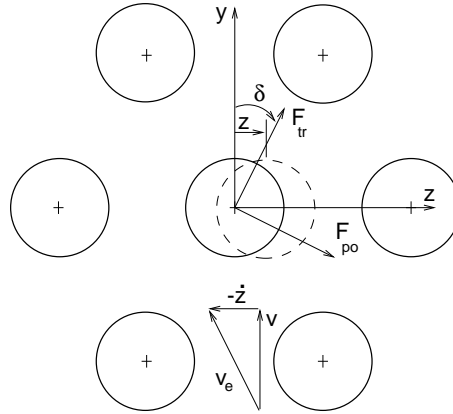


FIG. 3.13 – Modélisation de Price-Païdoussis.

En supposant l'amplitude de la vitesse du tube  $\dot{z}$  petite devant  $V$  :  $\delta = \frac{\dot{z}}{V}$  et  $V = V_e$ , l'équation (3.12) devient au premier ordre :

$$F_{FE} = \frac{1}{2} \rho_f V^2 D L \left( C_L - C_D \frac{\dot{z}}{V} \right) \quad (3.13)$$

Price et Païdoussis introduisent artificiellement un terme de retard  $\tau$  qui permet de modéliser le temps de réaction de l'écoulement au mouvement du tube. Granger et Païdoussis [49] ont cherché à travailler sur ce terme de retard introduit dans le modèle par Price-Païdoussis pour lui donner une signification physique. Par une analyse des équations de continuité et de Navier-Stokes, les auteurs mettent alors en évidence un effet mémoire au niveau de  $F_{FE}$  qui correspondrait à un effet de retard diffusé dans le temps. L'équation (3.13) après simplification fait alors intervenir une fonction  $h_{Ly}$  qui est convolée (\*) avec  $z(t)$ .

$$F_{FE} = \frac{1}{2} \rho_f V^2 D L \left( \frac{\partial C_L}{\partial z} h_{Ly}(t) * z(t) - \frac{1}{V} C_{D0} \dot{z}(t) \right) \quad (3.14)$$

À partir de l'équation (3.14), les auteurs donnent l'équation du mouvement à résoudre pour déterminer le nouveau pôle du système couplé.

$$\left( \frac{p_r}{\omega_{ro}} \right)^2 + 2 \xi_o \left( \frac{p_r}{\omega_{ro}} \right) + 1 - \frac{1}{2 m_r \omega_{ro}^2} \left[ \frac{\partial C_L}{\partial \bar{z}} \left( 1 - p_r \sum_{i=1}^N \frac{\alpha_i}{p_r - \delta_i} \right) - C_{D0} p_r \right] = 0 \quad (3.15)$$

où  $p_r = \frac{p D}{V}$ ,  $\omega_{ro} = \frac{\omega_o D}{V}$  et  $m_r = \frac{m_e}{\rho_f D^2}$ . La pulsation et l'amortissement en fluide au repos sont respectivement  $\omega_o$  et  $\xi_o$ .  $m_e$  est la masse linéique équivalente incluant la masse linéique ajoutée du fluide.

Pour un faisceau à pas carré de pas réduit  $P/D = 1,5$ , les coefficients  $\frac{\partial C_L}{\partial \bar{z}}$  et  $C_{D0}$  sont issus des tests statiques de Price et Païdoussis [82]:

$$\frac{\partial C_L}{\partial \bar{z}} = -8,11 \text{ et } C_{D0} = 0,256$$

Les zéros  $\alpha_i$  et les pôles  $\delta_i$  se déduisent directement de l'équation (3.15) et d'essais où sont mesurés les pôles réduits  $p_r$ . Suivant la démarche de Granger et Païdoussis, pour déterminer  $N$  couples  $(\alpha_i, \delta_i)$ , il faut  $N$  couples  $(\omega, \xi)$  mesurés pour  $N$  vitesses d'écoulement. Partant de nos résultats expérimentaux, une première évaluation de ce modèle peut être réalisée en reprenant les couples de paramètres  $(\alpha_i, \delta_i)$  établis par Granger et Païdoussis [49] à partir des essais Granger [47]. La figure 3.14 montre que le modèle est peu prédictif. La vitesse critique d'instabilité est surestimée par le modèle. D'un point de vue quantitatif, la fréquence et l'amortissement sont surévalués. Pour nos essais, nous proposons alors de déterminer de nouveaux couples  $(\alpha_i, \delta_i)$ . Nous obtenons alors de nouveaux paramètres qui ne sont pas fondamentalement différents de ceux de Granger et Païdoussis (Tab. 3.2). L'évaluation du modèle avec ces nouveaux paramètres est alors meilleure (Fig. 3.15).

$N$	$\alpha_1$	$\delta_1$	$\alpha_2$	$\delta_2$
1	1,097	-0,039		
2	1,134	-0,084	-0,121	-1,723

TAB. 3.1 –  $(\alpha_i, \delta_i)$  de Granger-Païdoussis [49].

$N$	$\alpha_1$	$\delta_1$	$\alpha_2$	$\delta_2$
1	1,153	-0,075		
2	1,125	-0,121	0,070	1,470

TAB. 3.2 – Nouveaux  $(\alpha_i, \delta_i)$ .

Finalement, le caractère prédictif du modèle reste bon sur le reste de la plage de vitesses d'écoulement pour  $N = 1$ . À basses vitesses réduites, le modèle tend à surestimer l'amortissement. L'accord entre le modèle et les essais reste donc qualitatif. Par contre, sur le reste de la plage de vitesses, l'accord modèle/expérience est meilleur.

**En conclusion, la MEA et la MCA permettent d'évaluer le modèle de Granger-Païdoussis sur une large plage de vitesses d'écoulement. La comparaison effectuée permet de confirmer la validité du modèle.**

Dans la continuité, en supposant le modèle valide au-delà de la plage de vitesses d'écoulement explorée ici, il peut être intéressant de regarder quelle serait l'évolution de la fréquence et de l'amortissement si nous pouvions aller plus loin en vitesses d'écoulement à l'aide du contrôle actif de l'amortissement du tube. La figure 3.16 montre qu'il ne faut pas espérer une stabilisation du tube. L'amortissement chute... La tendance sur l'évolution de la fréquence confirme l'inflexion observée expérimentalement en monophasique. En se risquant à regarder les résultats des essais en écoulement diphasique de la figure 3.4 donnant les évolutions de la fréquence, cette tendance semble également confirmée.

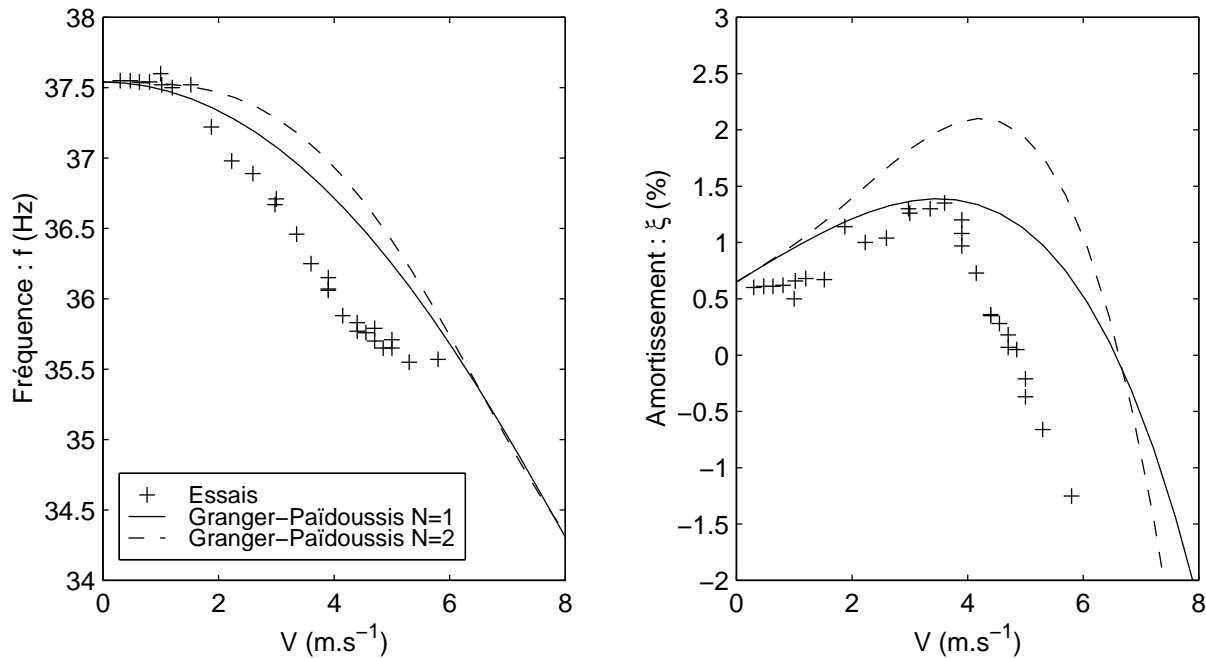


FIG. 3.14 – Comparaison des essais avec Granger-Païdoussis [49].



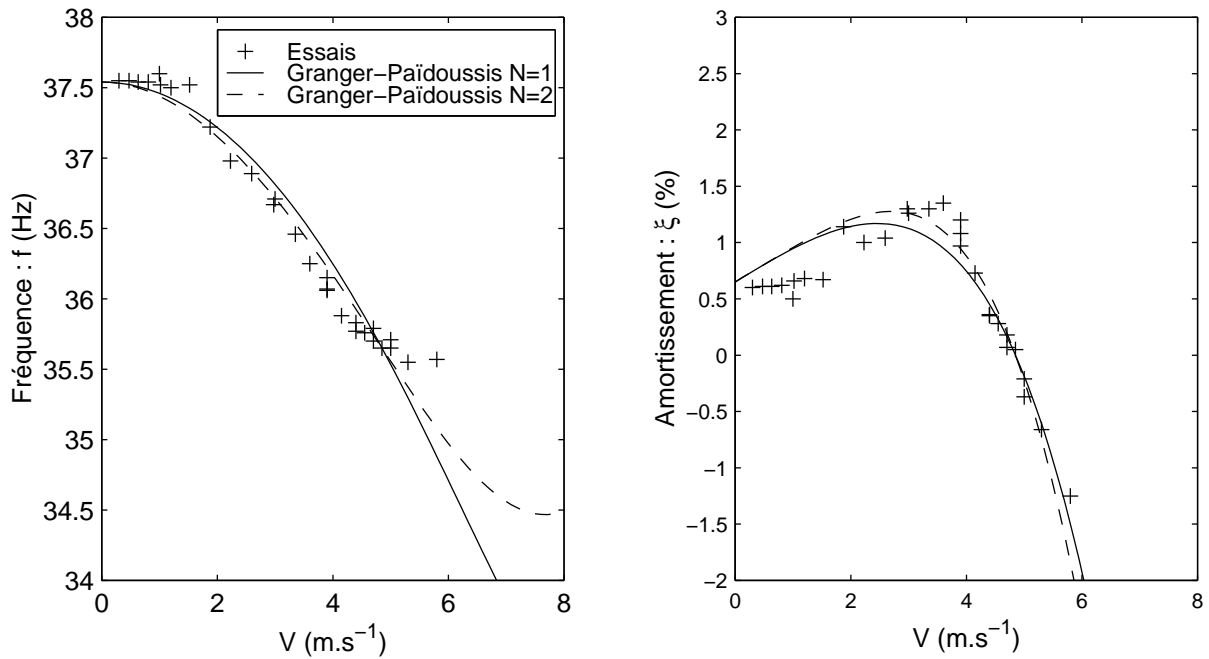


FIG. 3.15 – Comparaison des essais avec Granger-Paidoussis avec les nouveaux  $(\alpha_i, \delta_i)$ .

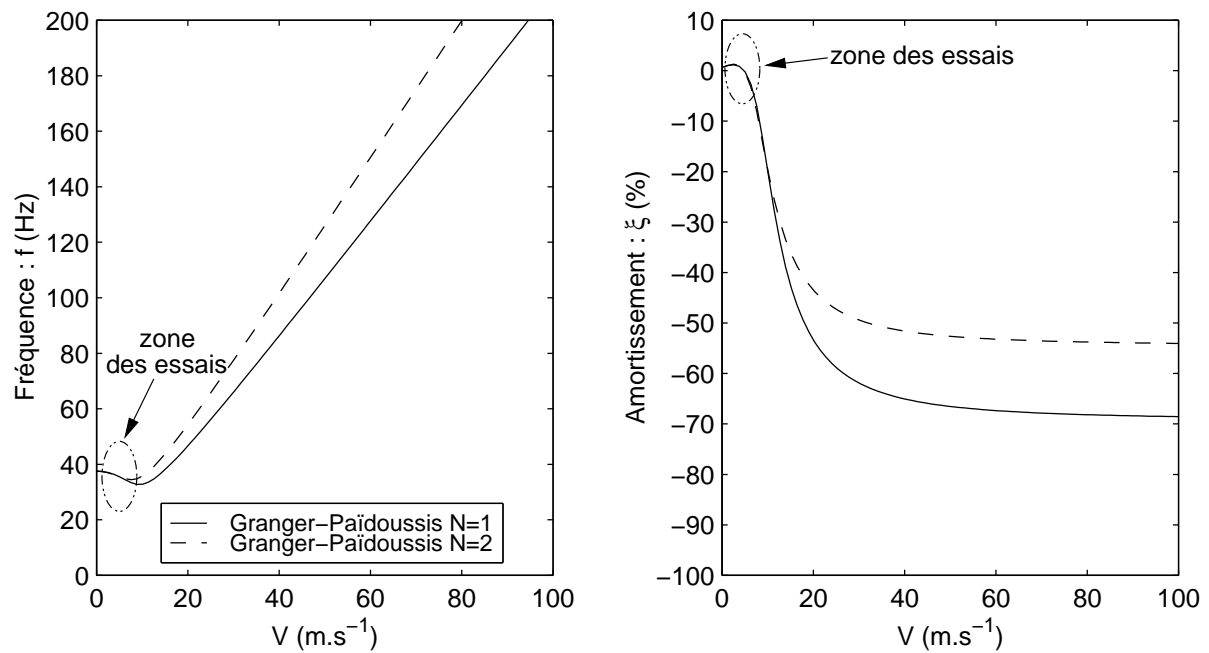


FIG. 3.16 – Extrapolation du modèle de Granger-Paidoussis avec les nouveaux  $(\alpha_i, \delta_i)$ .

### 3.2.5 Coefficients fluide-élastiques en écoulement diphasique

#### Comparaison avec les essais Villard [90]

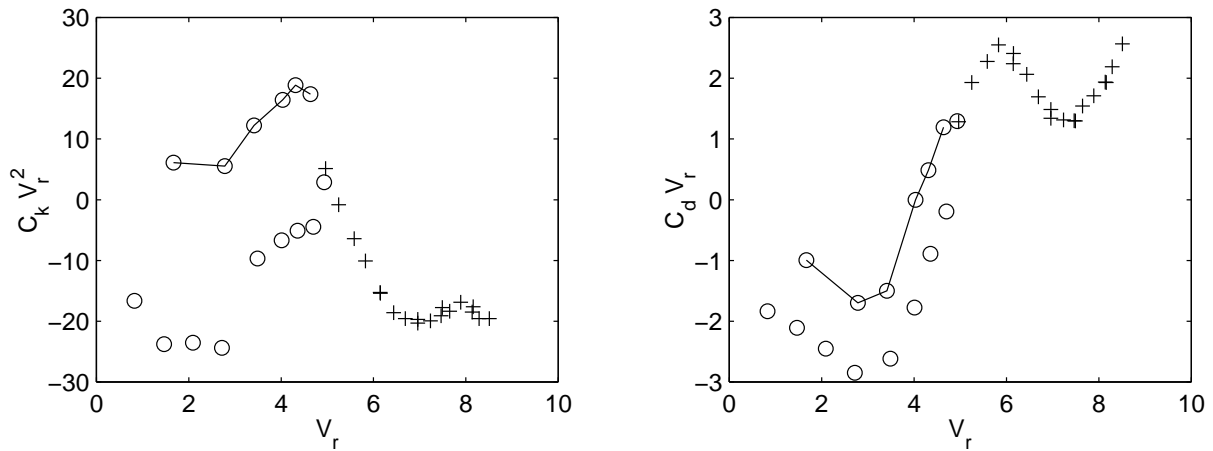
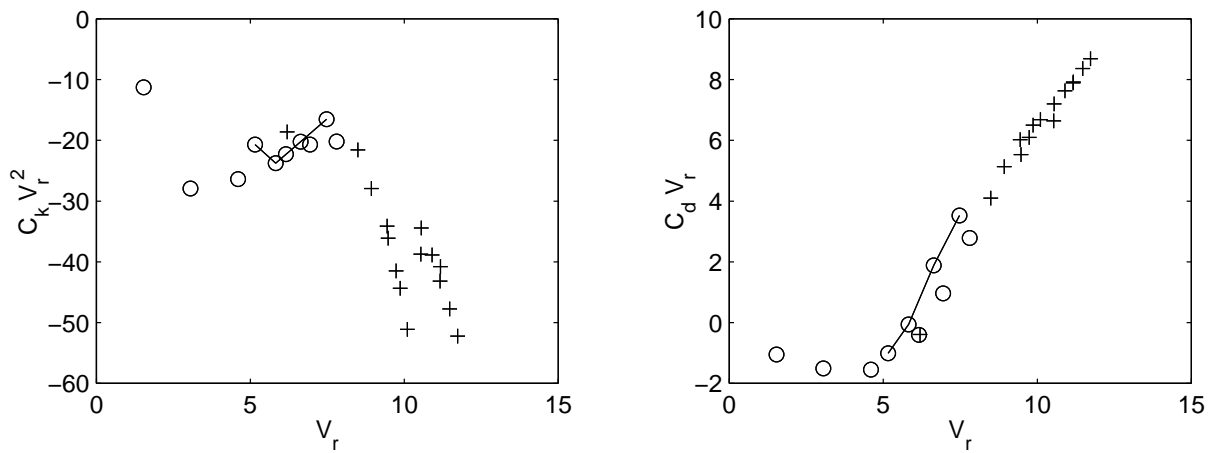
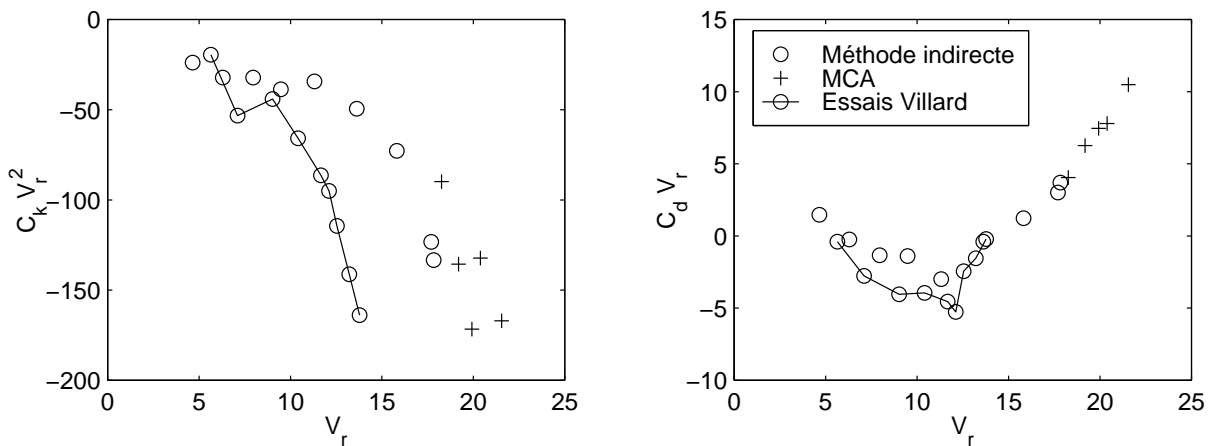
La comparaison avec les essais Villard [90] est effectuée en prenant le tube pour lequel le nombre de points d'essais est le plus important. Les autres tubes des essais Villard ne sont pas pris en compte ici, ce tube seul étant suffisant pour notre démonstration. Les essais avec ce tube ont été effectués pour trois taux de vide  $\varepsilon_g = [25, 55, 85\%]$ . Pour comparer les essais avec notre tube équipé de l'excitateur électromagnétique, les coefficients fluide-élastiques  $C_k V_r^2$  et  $C_d V_r$  sont à nouveau utilisés. La figure 3.17 montre alors que la plage de vitesses réduites est encore élargie grâce à la MCA. Cette remarque est d'autant plus vraie que le taux de vide est faible. Pour  $\varepsilon_g = 25\%$ , la plage explorée est pratiquement doublée.

Pour le coefficient de couplage en raideur  $C_k V_r^2$ , deux types de différences sont mises en évidence entre les essais Villard et nos nouveaux essais. Pour  $\varepsilon_g = 25\%$ , les deux courbes sont décalées verticalement (Fig. 3.17(a)). Comme en monophasique, la fréquence de référence de l'un des tubes doit être mal estimée. *A priori*, si l'évolution qualitative de  $C_k V_r^2$  en écoulement diphasique était la même qu'en écoulement monophasique, la figure 3.12 montre que le coefficient  $C_k V_r^2$  devrait rester positif au moins pour les basses vitesses réduites. L'estimation de la fréquence de référence de notre tube serait alors mauvaise. De plus, nous avons vu que le calcul du taux de vide par le modèle cinématique homogène conduisait à sous-estimer la fréquence en mélange diphasique au repos. Par conséquent, dans l'équation (1.18) donnant  $C_k$ , la fréquence de référence  $f_o$  est peut-être trop faible.

Pour le coefficient de couplage en amortissement  $C_d V_r$ , les évolutions sont quasiment identiques. L'amortissement de référence, pris en fluide au repos et déterminé par le modèle de Pettigrew, ne crée pas de décalages significatifs entre les résultats des deux tubes. Cependant, nous pouvons observer que la MCA permet de mettre en évidence une oscillation du coefficient  $C_d V_r$  pour  $\varepsilon_g = 25\%$ . Comme le montre la figure 3.17(a), ce phénomène fluide-élastique présente un caractère nouveau. Les essais Villard n'ont pas permis de mettre en évidence un tel phénomène.

**Cette comparaison avec les essais Villard montre que les apports de la MCA sont doubles. La MCA permet d'étendre la plage de vitesses réduites explorée et permet ici de mettre en évidence un effet stabilisateur au-delà de la vitesse critique pour les faibles taux de vide.**

Les essais réalisés jusqu'à aujourd'hui par la méthode indirecte n'ont pas mis en évidence cet effet stabilisateur. Nous pourrions alors regarder si des essais réalisés par la méthode directe pour des vitesses réduites plus importantes permettent de confirmer ce résultat.

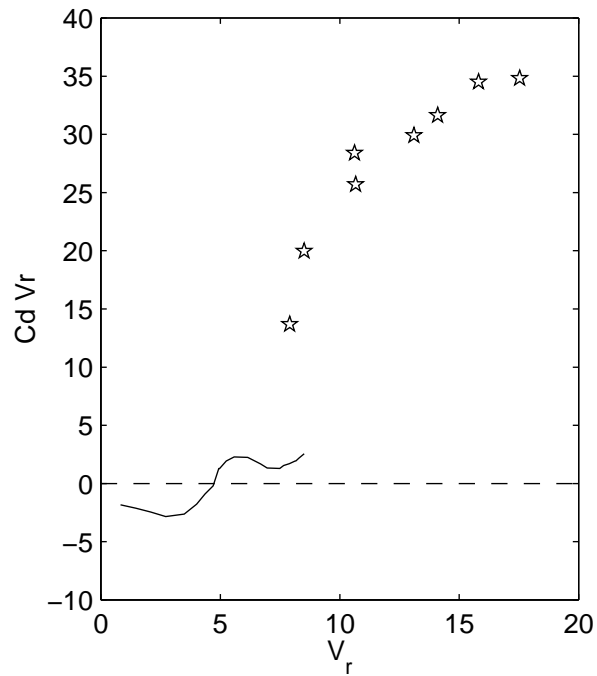
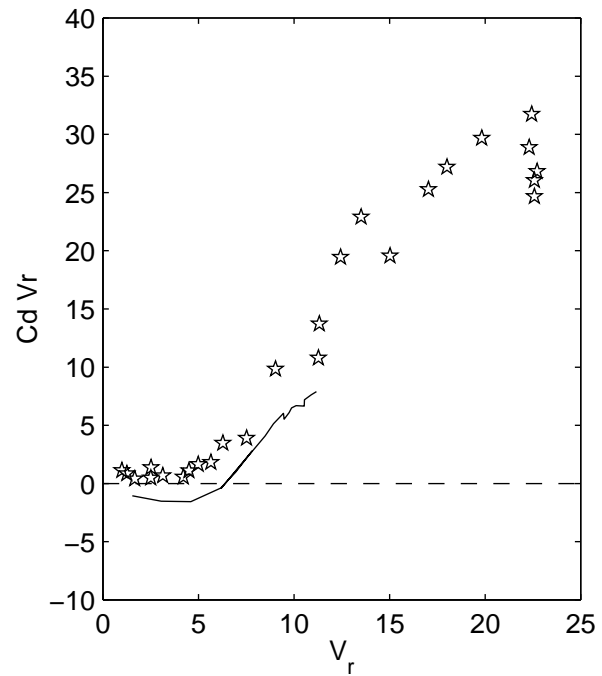
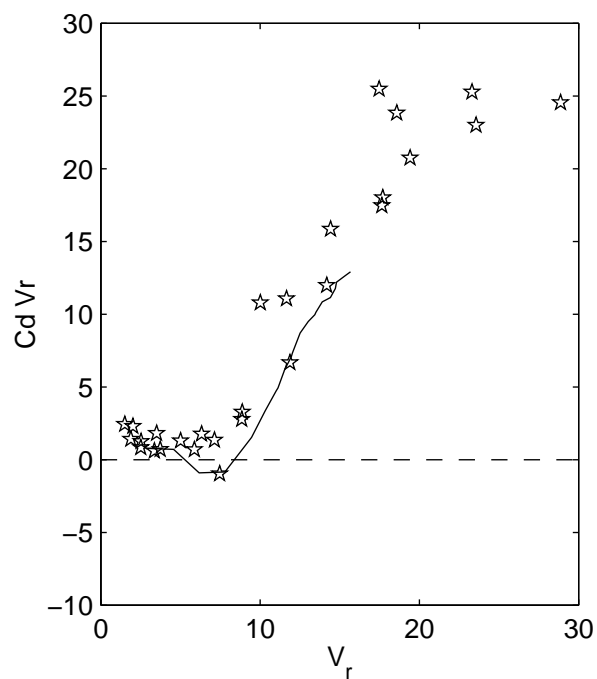
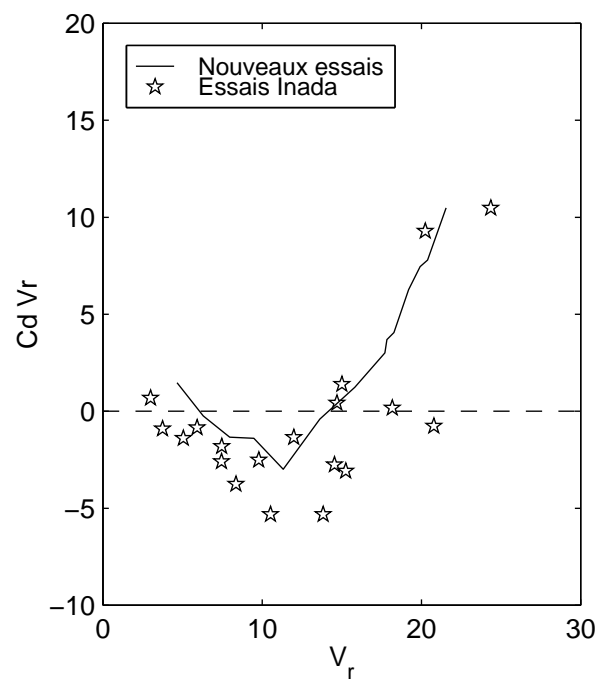
(a)  $\varepsilon_g = 25\%$ (b)  $\varepsilon_g = 55\%$ (c)  $\varepsilon_g = 85\%$ FIG. 3.17 – Comparaison avec les essais Villard [90] de  $C_k V_r^2$  et  $C_d V_r$  en diphasique.

### Comparaison avec les essais d’Inada *et al.* [53]

Inada *et al.* [53] ont déterminé par la méthode directe les forces fluide-élastiques sur un tube inséré au centre d’un faisceau rigide. Ce faisceau à pas carré a un pas réduit de 1,47 comparable à notre faisceau. Les tubes ont un diamètre de 22,2 mm. Le faisceau est sous écoulement diphasique eau-air. Par la méthode directe, la fréquence de mouvement du tube varie ici de 5 à 25 Hz par pas de 5 Hz. Les données d’Inada *et al.* sont comparées aux résultats obtenus sur notre tube seulement sur le coefficient  $C_d V_r$ . Les données fournies par Inada ne permettent pas de traiter le couplage en raideur.

*A priori*, d’après les conclusions du Chapitre 1, cette comparaison avec des essais issus de la méthode directe et de la méthode indirecte ne doit pas apporter de résultats concluants. Cependant, les évolutions de la figure 3.18 sont au moins qualitativement identiques.  $C_d V_r$  diminue légèrement à bas  $V_r$  puis augmente rapidement. Pour  $\varepsilon_g = 25\%$ , la comparaison est partielle, les plages de vitesses réduites explorées par les deux méthodes ne se recoupent pas (Fig 3.18(a)). Des données à basses vitesses réduites par la méthode directe auraient permis de conclure sur les oscillations observées grâce à la Méthode par Contrôle Actif de l’amortissement. Pour les deux taux de vide 55% et 70%, les courbes sont décalées sur l’axe des ordonnées. Cet écart peut être dû à l’amortissement de référence qui est mal estimé par le modèle de Pettigrew. Des effets de diamètre et de confinement peuvent également intervenir (Baj [7]). Pour  $\varepsilon_g = 85\%$ , les résultats sont semblables. Nous pouvons cependant remarquer que la dispersion par la méthode directe est importante (Fig. 3.18(d)).

**En conclusion, les essais réalisés par la méthode directe et la MCA sont qualitativement comparables pour les forts taux de vide ce qui conforte les résultats obtenus par la MCA. Par contre, nous ne pouvons pas conclure sur l’effet stabilisateur observé au-delà de la vitesse critique pour les taux de vide plus faibles à 15% et à 25%.**

(a)  $20\% < \epsilon_g < 30\%$ (b)  $50\% < \epsilon_g < 60\%$ (c)  $65\% < \epsilon_g < 75\%$ (d)  $80\% < \epsilon_g < 90\%$ FIG. 3.18 – Comparaison avec les essais d'Inada et al. [53] de  $C_d V_r$  en diphasique.

## Analogie monophasique-diphasique

Baj [7] réalise une analogie entre les coefficients fluide-élastiques d'amortissement en écoulement monophasique et en écoulement diphasique. Dans le même esprit, les résultats obtenus ici en écoulement monophasique et en écoulement diphasique pour trois taux de vide  $\varepsilon_g = [25, 70, 85\%]$  ont été comparés. Tous les taux de vide n'ont pas été retenus pour rendre les graphes de la figure 3.19 plus lisibles.

Pour les trois taux de vide,  $\varepsilon_g = [25, 70, 85\%]$ , les évolutions du coefficient de raideur sont globalement identiques.  $C_k V_r^2$  augmente légèrement à bas  $V_r$  puis chute rapidement. L'analogie monophasique-diphasique conduit à penser que l'évolution en eau devrait être la même. Sur la figure 3.19, une inflexion se produit pour les vitesses réduites élevées autour de  $V_r = 5$ . La plage de vitesses réduites explorée, déjà relativement étendue, ne l'est pas assez pour mettre en évidence une hausse de la fréquence. Cependant, comme le montre le modèle de Granger-Païdoussis (Fig. 3.16), pour des vitesses réduites importantes, la fréquence augmentant,  $C_k V_r^2$  devrait diminuer. Le modèle de Granger-Païdoussis vient donc appuyer nos propos. La comparaison avec les essais Villard [90] en diphasique a montré l'influence du modèle cinématique dans le calcul de la fréquence de référence, le choix de ce modèle cinématique conduisant à sous-estimer  $f_o$ . Sur la figure 3.19, les évolutions en diphasique de  $C_k V_r^2$  devraient donc être décalées vers le haut. La comparaison qualitative des essais en écoulement monophasique et en écoulement diphasique serait ainsi meilleure. L'idée d'analogie du comportement des forces fluide-élastiques entre le monophasique et le diphasique serait renforcée.

Entre les essais en écoulement monophasique et les essais à  $\varepsilon_g = [70, 85\%]$ , l'évolution globale de  $C_d V_r$  est qualitativement la même. Nous rejoignons ici les conclusions de Baj [7]. En terme d'amortissement réduit, lorsque la vitesse d'écoulement augmente, l'amortissement augmente légèrement pour chuter ensuite en-dessous de zéro. Par contre, pour  $\varepsilon_g = 25\%$ , une nouvelle tendance est mise en évidence. Au-delà de la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique, une stabilisation de la structure a lieu. Le même type de comportement est également observé pour  $\varepsilon_g = 15\%$ . En conservant l'idée de comportement analogue entre le monophasique et le diphasique, nous pourrions penser que le tube en eau peut se stabiliser à haute vitesse. Ce comportement peut être également envisagé pour les taux de vide plus importants. Ces hypothèses restent à vérifier. Nous pouvons remarquer que cette tendance irait à l'encontre des prédictions du modèle de Granger-Païdoussis (Fig. 3.16).

**L'analogie fluide-élastique entre les écoulements monophasique et diphasique est en partie confirmée. Cependant, le comportement stabilisateur observé pour les faibles taux de vide semble pour l'instant aller à l'encontre de cette analogie.**

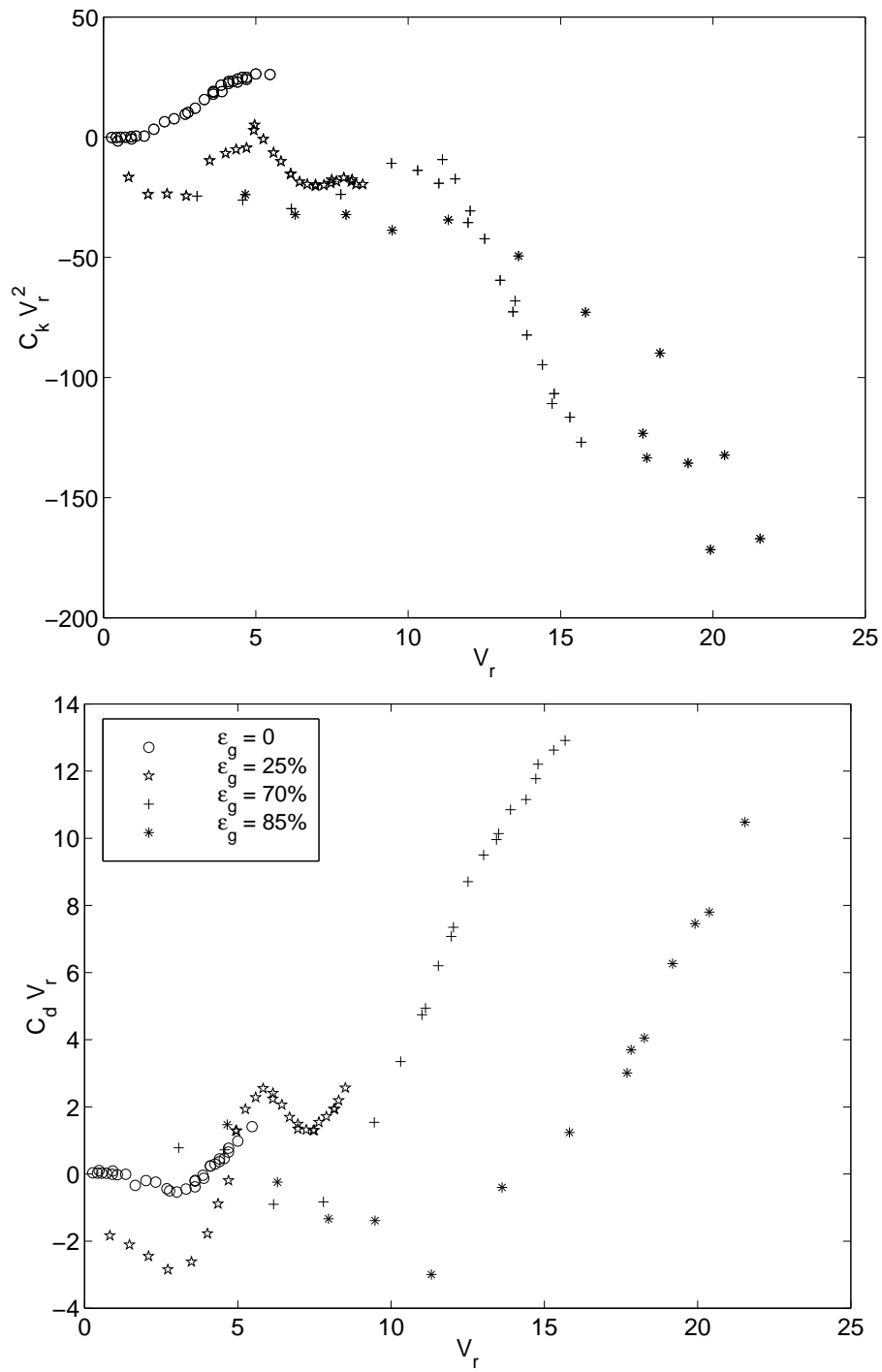


FIG. 3.19 – Analogie monophasique-diphasique.

### 3.2.6 Calcul vibratoire d'un tube choquant sur des butées

Dans le Chapitre 1, la nécessité de connaître les forces fluide-élastiques et le spectre d'excitation turbulente au-delà de la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique était justifiée pour les calculs vibratoires des tubes de générateur de vapeur. En effet, les vitesses réduites peuvent être supérieures à la vitesse réduite critique. L'amplitude vibratoire des tubes est alors limitée par les chocs sur les barres anti-vibratoires et les plaques entretoises. Dans le cadre d'un calcul d'usure des tubes par chocs, c'est la valeur moyenne de la force normale de choc des tubes sur leurs butées qui influe. L'usure des tubes est en effet corrélée à cette force de choc. Une étude non-linéaire d'un tube venant choquer sur des butées pourrait permettre d'évaluer l'apport des nouveaux essais par la MCA. Nous pouvons par exemple reprendre le tube équipé de l'excitateur électromagnétique auquel nous ajoutons deux butées à l'extrémité libre (Fig. 3.20).

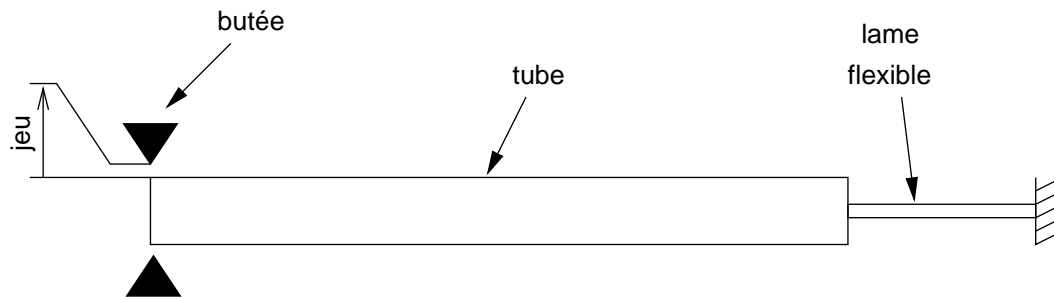


FIG. 3.20 – Tube flexible et ses butées.

Le calcul non-linéaire de chocs du tube est réalisé à partir d'une méthode de projection des forces sur base modale développée par Antunes [2] et Axisa *et al.* [5]. Dans cette méthode, les tubes sont modélisés par des poutres. Les équations du mouvement sont projetées sur base modale, les forces fluide-élastiques et les forces non-linéaires de choc étant reportées au second membre de ces équations. La résolution du système d'équations obtenu est réalisée dans le domaine temporel. Les résultats du calcul sont les déplacements du tube, obtenus par recombinaison modale et les forces de choc en fonction du temps. Les calculs sont réalisés ici sur les quatre premiers modes de flexion du tube. Les paramètres représentant les chocs sont la raideur de choc et l'amortissement de choc choisis respectivement à  $10^6 \text{ N.m}^{-1}$  et à  $0 \text{ N.s.m}^{-1}$ . Le jeu entre le tube et ses deux butées vaut  $0,5 \text{ mm}$  ce qui correspond à l'ordre de grandeur des jeux rencontrés entre les tubes en U et les barres anti-vibratoires. Les paramètres pris en compte dans l'algorithme d'intégration numérique sont :

- condition initiale: équilibre.
- pas de temps :  $6,1.10^{-5} \text{ s}$ .
- temps total de l'étude :  $60 \text{ s}$  pour chaque vitesse.

Le résultat du calcul est ici la force normale moyenne de choc qui est la moyenne arithmétique de la force normale de choc sur le temps de choc.



Un premier calcul linéaire sans butée permet de vérifier la validité des jeux de données expérimentaux (spectre et force fluide-élastique) en comparant les valeurs de l'amplitude vibratoire RMS données par le calcul et les essais. La figure 3.21 montre une bonne adéquation entre le calcul linéaire et les essais. Le spectre utilisé pour ce calcul est le spectre mesuré à  $\varepsilon_g = 85\%$ . Le calcul prend également en compte les forces fluide-élastiques mesurées pour ce même taux de vide.

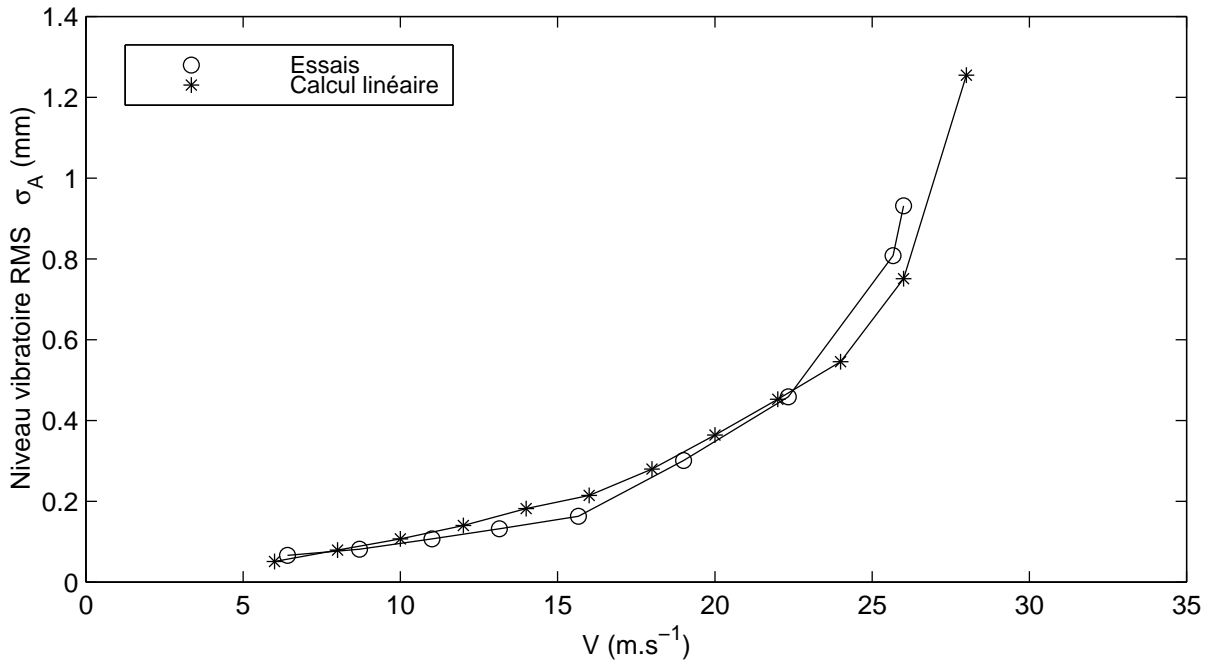


FIG. 3.21 – Comparaison essais/calcul en linéaire à  $\varepsilon_g = 85\%$ .

Les nouveaux essais ont conduit à la détermination du spectre d'excitation turbulente et des forces de couplage fluide-élastique. Pour évaluer l'apport de ces données, nous pouvons effectuer un calcul en prenant nos données expérimentales comparé à un calcul prenant les données usuellement utilisées. Aujourd'hui, un calcul de tubes de générateur en écoulement diphasique est réalisé à l'aide du modèle de Connors-Blevins [14, 31] et du spectre enveloppe adimensionnel de de Langre *et al.* [36, 37]. Le modèle de Connors-Blevins combiné à la compilation d'essais dans une carte d'instabilité conduit à l'établissement de recommandations conservatives sous la forme suivante :

$$V_{rc} = K A_r^{0,5} \quad (3.16)$$

où  $V_{rc}$  et  $A_r$  sont donnés par les équations (1.1) et (1.2). La carte d'instabilité de la figure 1.4 établie par Pettigrew et Taylor [71, 72] donne alors la constante de Connors  $K = 3$ . Cette valeur est usuellement retenue. Pour un calcul non-linéaire de tube, la vitesse critique  $V_c$  est tout d'abord déterminée à partir de la relation (3.16). À une vitesse d'écoulement donnée  $V$ , il est alors possible de déterminer l'amortissement du système couplé en reprenant cette équation :

$$\xi = \xi_o \left[ 1 - \left( \frac{V}{V_c} \right)^2 \right] \quad (3.17)$$

où  $\xi_o$  est l'amortissement en fluide au repos. Pour  $V > V_c$ , l'amortissement devient alors négatif.

La figure 3.22 montre que le calcul de la force normale moyenne de choc du tube sur ses butées est surestimé par le calcul avec le modèle de Connors-Blevins et le spectre enveloppe de de Langre. Cet écart peut être attribué à l'estimation de l'amortissement par le modèle de Connors-Blevins avec  $K = 3$ . Dans ce cas et comme le montre l'évolution de l'amortissement donnée par la figure 3.22,  $V_c = 5,5 \text{ m.s}^{-1}$  et l'amortissement calculé par le modèle de Connors est beaucoup plus faible que l'amortissement expérimental. L'amortissement négatif estimé par le modèle de Connors-Blevins tend à amplifier la force de choc calculée.

La force de choc dépend également du spectre d'excitation turbulente. Par conséquent, pour estimer l'effet du spectre enveloppe dans ces calculs, nous avons modifié la vitesse critique dans le modèle de Connors en prenant la vitesse critique expérimentale  $V_c = 28 \text{ m.s}^{-1}$ . La constante de Connors devient  $K = 15$ . Comme l'illustre la figure 3.22, l'estimation de l'amortissement est alors bien meilleure. Les nouveaux calculs de la force normale moyenne de choc montrent que le spectre de de Langre implique une sous-estimation de la force de choc au-delà d'une vitesse d'écoulement donnée. La figure 3.9 montre qu'à partir d'une fréquence réduite donnée, le spectre de de Langre n'est plus conservatif. Nous pouvons vérifier que l'intersection entre les courbes donnant la force moyenne de choc correspond bien à cette fréquence réduite. De plus, les prédictions par le spectre de de Langre montrent que la force de choc diminue avec la vitesse d'écoulement. L'analyse des équations (3.10) et (3.11) permet d'exprimer l'écart-type du mouvement du tube en fonction de la vitesse d'écoulement. Cette analyse montre alors que l'amplitude vibratoire varie en fonction de la vitesse d'écoulement en  $V^{-0.5}$  pour une fréquence réduite inférieure à 0,06 ce qui explique la décroissance de la force de choc en fonction de  $V$ .

**Ces comparaisons montrent l'intérêt de prendre des données expérimentales dans les calculs non-linéaires de tubes sous écoulement choquant sur des butées. Les marges de sécurité prises lors d'un calcul basé sur le modèle de Connors-Blevins apparaissent importantes. Un gain sur ces marges est donc possible. Les données obtenues par la Méthode par Contrôle Actif de l'amortissement permettent des calculs au-delà de la vitesse critique. L'amortissement négatif obtenu expérimentalement ne provoque pas d'augmentation significative de la force de choc. Une étude de sensibilité des forces de choc en fonction du spectre d'excitation turbulente montre qu'il est nécessaire de revoir l'adimensionnement du spectre d'excitation diphasique. Le spectre enveloppe associé tend en effet à sous-estimer les forces de choc pour les vitesses d'écoulement élevées.**

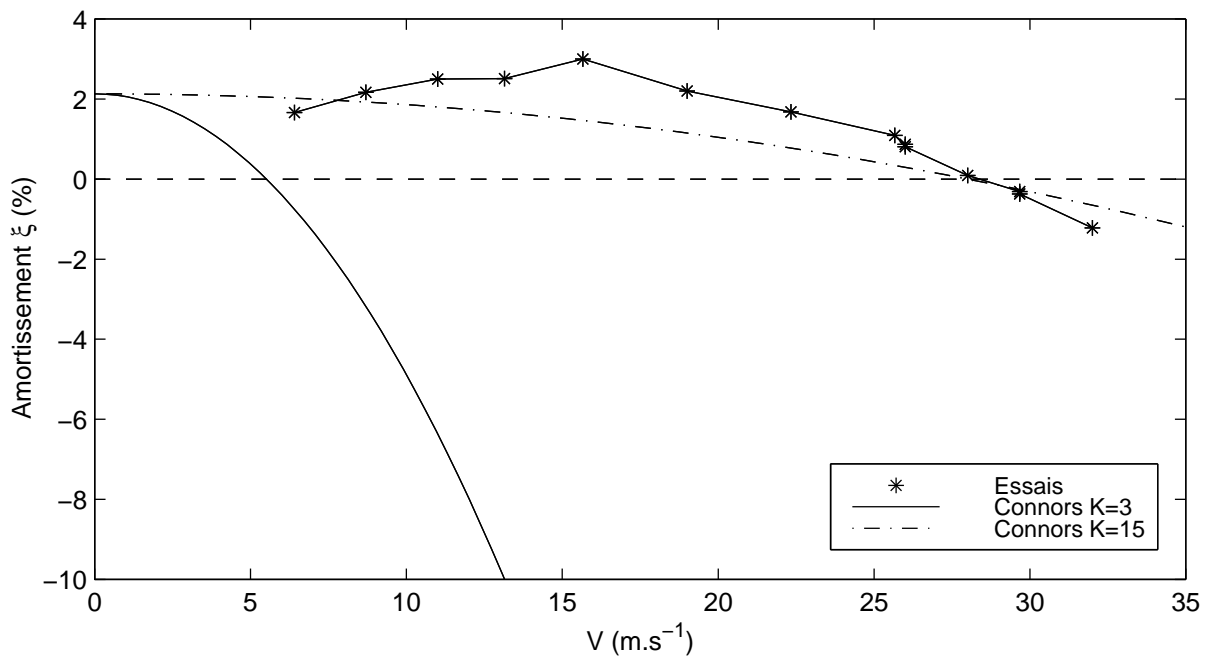
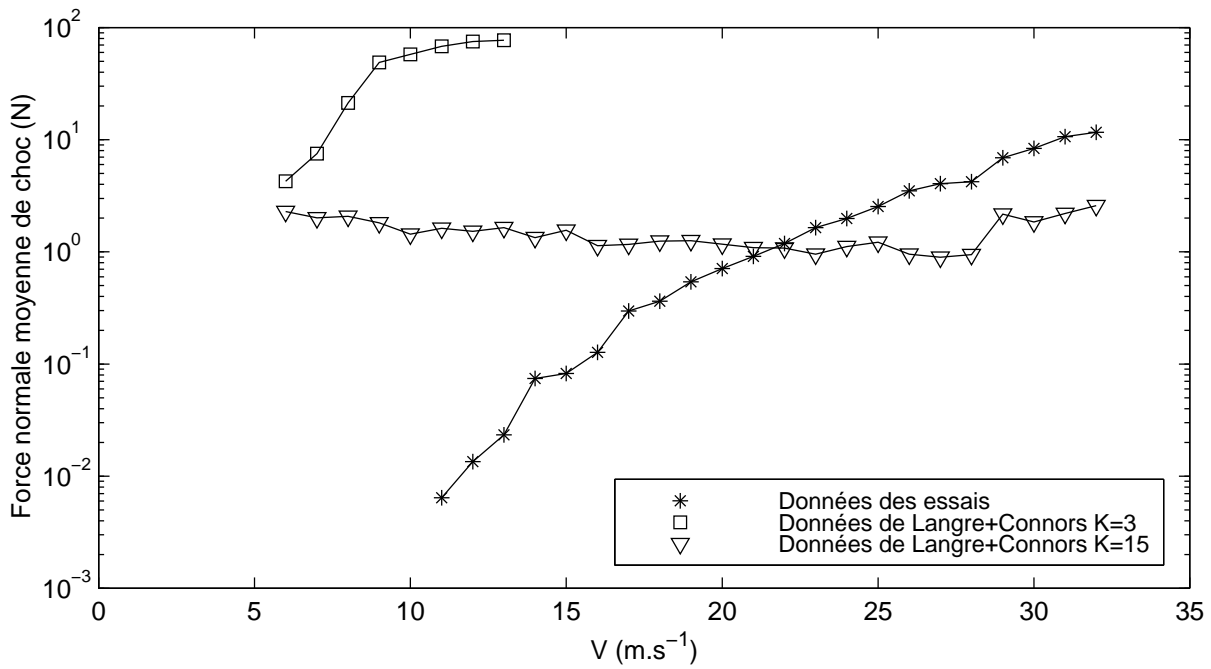


FIG. 3.22 – Comparaison avec un calcul non-linéaire à  $\varepsilon_g = 85\%$ .



# Conclusions et perspectives

La connaissance des phénomènes d'interaction fluide-structure dans les faisceaux de tubes reste ici appliquée au cas des tubes de générateur de vapeur. Dans ce cadre, une bonne connaissance des phénomènes de couplage fluide-élastique et d'excitation turbulente est nécessaire pour les calculs vibratoires de ces tubes. Actuellement, la détermination de ces deux phénomènes passe essentiellement par des approches expérimentales. La méthode indirecte de détermination expérimentale des forces de couplage fluide-élastique semble être la plus appropriée en comparaison avec la méthode directe. Une analyse de la méthode indirecte montre qu'elle reste perfectible à basses vitesses d'écoulement et à l'approche de la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique. Dans ce cadre, nous avons proposé une nouvelle démarche, basée sur l'utilisation d'un actionneur en boucle ouverte et en boucle fermée, permettant d'étendre la plage de vitesses d'écoulement explorée. La Méthode d'Excitation Additionnelle permet des essais sous faible excitation turbulente. La Méthode par Contrôle Actif de l'amortissement permet de dépasser la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique.

Après avoir présenté la MEA et la MCA, ces méthodes ont été d'abord validées expérimentalement sur un faisceau de tubes dont le tube central est flexible. Nous pouvons remarquer que la MEA et la MCA restent présentées ici de façon très générale et pourraient être appliquées à des structures autres que les faisceaux de tubes. La MEA est appliquée au cas des écoulements monophasiques en eau. La MCA a par contre été validée en écoulement monophasique et en écoulement diphasique. Ces méthodes ont été correctement validées sur la détermination du couplage fluide-élastique et la détermination du spectre d'excitation turbulente par rapport à des résultats obtenus avec la méthode indirecte.

Ces deux nouvelles méthodes ont ensuite été utilisées pour fournir de nouveaux résultats à basses vitesses d'écoulement et pour des vitesses supérieures à la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique. Les résultats obtenus à basses vitesses d'écoulement en eau ont montré l'absence de couplage fluide-élastique en raideur et en amortissement pour des vitesses réduites inférieures à 1. Cette conclusion est un résultat nouveau qui va à l'encontre des conclusions qui pouvaient être tirées des essais par la méthode indirecte. En effet, cette méthode peut introduire une erreur sur l'estimation des paramètres modaux à faibles vitesses d'écoulement et laisser penser que le couplage fluide-élastique est non-négligeable pour ces vitesses. La MEA s'oppose donc à l'idée reçue qui consistait à penser que la mise en écoulement du fluide impliquait une discontinuité du couplage fluide-élastique.

La MCA permet d'obtenir de nouveaux résultats pour des vitesses d'écoulement post-critiques en eau et en eau-air. Pour de faibles valeurs du taux de vide, un nouveau comportement du couplage fluide-élastique en amortissement est mis en évidence. Au-delà de la vitesse critique, le système couplé fluide-structure tend en effet à se stabiliser.

Une analyse des résultats est réalisée par rapport à des données tirées de la littérature. Une comparaison systématique avec des essais réalisés sur le même faisceau que le nôtre avec la méthode indirecte permet de démontrer l'efficacité de la MEA et de la MCA. L'objectif d'extension de la plage de vitesses d'écoulement est atteint. Ensuite, des comparaisons plus quantitatives ont été effectuées. En écoulement monophasique, une comparaison avec le modèle analytique de Granger-Païdoussis permet une meilleure évaluation de ce modèle sur une large plage de vitesses d'écoulement. L'effet mémoire à l'origine du phénomène de couplage fluide-élastique et mis en évidence par Granger-Païdoussis, nous semble alors avoir un sens physique. Ensuite, une comparaison avec les essais en écoulement diphasique réalisés par la méthode directe par Inada *et al.* permet d'évaluer nos résultats pour des vitesses réduites élevées. Comme nous le montrons dans le chapitre d'introduction, l'adéquation des résultats reste alors qualitative. Cependant, le comportement stabilisateur du couplage fluide-élastique au-delà de la vitesse critique observé pour les faibles taux de vide ne peut pas être confirmé par les essais d'Inada. Aujourd'hui, nous ne possédons pas d'explication physique à ce phénomène et nous restons les seuls à l'avoir observé. Les spectres d'excitation turbulente obtenus par la MCA ont été comparés aux spectres enveloppes adimensionnels en écoulements monophasique et diphasique utilisés dans les codes de calculs vibratoires industriels. Ces comparaisons conduisent à revoir le spectre enveloppe adimensionnel en écoulement diphasique et une analyse plus fine des résultats montre qu'il est nécessaire de revoir l'adimensionnalisation du spectre d'excitation turbulente.

Nous avons enfin réalisé des calculs de chocs d'un tube sur des butées à l'aide d'un code industriel pour évaluer l'apport des nouvelles données expérimentales obtenues par la MCA. Ces calculs non-linéaires montrent que les données usuellement utilisées (*i.e.* le modèle de Connors-Blevins et le spectre enveloppe diphasique de de Langre et Villard) ne permettent pas une bonne estimation des forces de choc.

D'un point de vue expérimental, deux configurations de contrôleur ont été testées avec un excitateur électromagnétique et des actionneurs piézo-électriques. Pour notre système de contrôle à une entrée et une sortie, basé sur une chaîne analogique, la loi de contrôle direct en vitesse s'est montrée efficace. Le problème de déstabilisation des modes d'ordre élevé, induit par le contrôleur, a été résolu à l'aide d'un filtre passe-bas. La validation expérimentale de la technique de contrôle utilisée ici a permis de vérifier le comportement des contrôleurs électromagnétique et piézo-électrique. Le contrôle actif du tube sous écoulement à l'aide de l'excitateur électromagnétique s'est montré efficace en permettant de dépasser largement la vitesse critique d'instabilité fluide-élastique.

## Perspectives

La Méthode d'Excitation Additionnelle et la Méthode par Contrôle Actif restent limitées aux systèmes à une entrée et une sortie. Or, un faisceau entièrement flexible est davantage représentatif du faisceau de générateur de vapeur. Ainsi, la MEA pourrait être appliquée à la détermination du couplage fluide-élastique entre tubes voisins. Dans ce cas, le rapport signal sur bruit risque d'être mauvais. L'excitation additionnelle d'un tube ne peut en effet induire un mouvement important sur ces tubes voisins. Nous retombons alors sur le problème initial de la MEA : améliorer le rapport signal sur bruit. Cependant, nous doutons de l'utilité d'une telle méthode car les résultats obtenus par la MEA s'inscrivent uniquement dans un processus de compréhension des phénomènes de couplage fluide-élastique.

De la même façon, la MCA s'applique à un tube flexible sous écoulement. Pour passer à un nombre plus important de tubes flexibles, il faudra *a priori* adapter la méthode. En effet, la loi de contrôle devra être efficace pour un système multi-modal dont les modes ont des fréquences pratiquement confondues et sont couplés entre eux par le fluide. Ensuite, la technologie efficace de l'excitateur électromagnétique trop encombrante devra être abandonnée au profit d'une technologie à haut niveau d'intégration telle que les plaques piézo-électriques. Nous avons montré ici les limites des plaques piézo-électriques qui ne semblaient pas adaptées aux dimensions de notre maquette. Finalement, l'adaptation de la MCA à un faisceau de tubes flexibles implique de revoir à la fois la stratégie de contrôle et sa mise en œuvre pratique.

Nous avons montré que le calcul du taux de vide pouvait influencer les résultats obtenus par la MCA en écoulement diphasique. Le taux de vide intervient en effet dans le calcul de la FTBO en mélange diphasique au repos. Nous avons utilisé ici le modèle cinématique homogène pour le calcul du taux de vide, ce modèle étant le plus utilisé par la communauté scientifique. Cependant, nous pensons que l'utilisation d'un modèle cinématique plus réaliste, par exemple le modèle de glissement, ne pourrait qu'améliorer les résultats de la méthode. Nous pouvons remarquer que le choix du modèle cinématique ne remet pas en cause le principe de la MCA.

Le phénomène de stabilisation observé en écoulement diphasique pour de faibles taux de vide reste difficile à expliquer physiquement et doit être confirmé. Nous pensons qu'il serait intéressant de reprendre des essais en utilisant la MCA avec un tube flexible différent pour essayer de mettre à nouveau en évidence ce phénomène. Ce tube flexible pourrait peut être autoriser un balayage encore plus large de la plage de vitesses d'écoulement. Ce phénomène stabilisateur pourrait alors apparaître en écoulement monophasique ou en écoulement diphasique pour des taux de vide plus importants.

Enfin, les calculs non-linéaires de chocs du tube équipé de l'excitateur électromagnétique sur des butées pourraient être validés expérimentalement. Il suffirait de monter une butée double à l'extrémité libre du tube, cette butée étant équipée d'une cellule de force. Pour ces essais à des vitesses post-critiques, le contrôleur ne serait évidemment pas utilisé.





# Bibliographie

- [1] ACHKIRE, Y. et PREUMONT, A. Active tendon control of cable-stayed bridges. *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, Vol. 25, p. 585-597, 1996.
- [2] ANTUNES, J. *Contribution à l'étude des vibrations de faisceaux de tubes en écoulement transversal*. Thèse de doctorat : Université Paris VI, 1986. 136 p.
- [3] ANTUNES, J., AXISA, F., DEBAILLEUX, C., GRANGER, S. et DE LANGRE, E. *Vibrations et écoulements, Mécanismes physiques et Méthodes de prédiction*. Saclay(Fr.) : CEA-DMT, Rapport d'études n°93-591, 1993. / Cours IPSI.
- [4] ANTUNES, J., VILLARD, B. et AXISA, F. Cross-flow induced vibration of U-bend tubes of steam generator tubes. In *Transactions 8<sup>th</sup> International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology*, Bruxelles, article F<sub>1</sub> 6/7, 1985.
- [5] AXISA, F., ANTUNES, J. et VILLARD, B. Overview of numerical methods for predicting flow-induced vibration. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 110, n°1, p. 6-14, 1988.
- [6] AXISA, F., ANTUNES, J. et VILLARD, B. Random excitation of heat exchanger tubes by cross-flows. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 4, p. 321-341, 1990.
- [7] BAJ, F. *Amortissement et instabilité fluide-élastique d'un faisceau de tubes sous écoulement diphasique*. Thèse de doctorat : Université Paris VI, 1998. 143 p.
- [8] BAJ, F. et DE LANGRE, E. An analysis of fluid damping in two-phase air-water cross-flow. In *Pressure Vessel and Piping Conference, Boston, Mass., N.Y.* : ASME, 1999.
- [9] BAZ, A. Boundary control of beams using active constrained layer damping. *Journal of Vibration and Acoustics*, Vol. 119, n°2, p. 166-172, 1997.
- [10] BAZ, A. et KIM, M. Active modal control of vortex-induced vibrations of a flexible cylinder. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 165, n°1, p. 69-84, 1993.
- [11] BAZ, A. et POH, S. Performance of an active control system with piezoelectric actuators. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 126, n°2, p. 327-343, 1988.
- [12] BAZ, A. et RO, J. Active control of flow-induced vibrations of a flexible cylinder using direct velocity feedback. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 146, n°1, p. 33-45, 1991.

- [13] BENDAT, J.S. et PIERSOL, A.G. *Engineering applications of correlation and spectral analysis*. N.Y. : Wiley-Interscience publication, 2<sup>nd</sup> ed., 1993. 458 p.
- [14] BLEVINS, R.D. Fluid-elastic whirling of a tube row. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 96, p. 263-267, 1974.
- [15] BLEVINS, R.D. *Formulas for natural frequency and mode shape*. N.Y. : Van Nostrand Reinhold Comp., 1979. 442 p.
- [16] BLEVINS, R.D. *Flow-induced vibration*. N.Y. : Van Nostrand Reinhold Comp., 2<sup>nd</sup> ed., 1990. 451 p.
- [17] CAILLAUD, S., DE LANGRE, E. et PITEAU, P. Instabilités fluide-élastiques et contrôle actif. In 14<sup>e</sup> *Congrès Français de Mécanique*, SFM, 1999.
- [18] CAILLAUD, S., DE LANGRE, E. et PITEAU, P. The measurement of fluidelastic effects at low reduced velocities using piezoelectric actuators. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 121, n°2 , p. 232-238, 1999.
- [19] CAILLAUD, S., DE LANGRE, E. et PITEAU, P. Measurement of critical velocities for fluidelastic instability using vibration control. In *Pressure Vessel and Piping Conference, Boston, Mass.*, N.Y. : ASME, 1999 et soumis au *Journal of Vibration and Acoustics*.
- [20] CAILLAUD, S. et PITEAU, P. *Contrôle actif de poutres en flexion. Application aux tubes de type DIVA*. Saclay(Fr.) : CEA-DMT, Rapport d'études n°96-335, 1996. 71 p.
- [21] CAILLAUD, S., PITEAU, P. et DE LANGRE, E. *Validation de la mesure par contrôle actif des forces fluide-élastiques sur un tube DIVA en faisceau rigide en eau*. Saclay(Fr.) : CEA-DMT, Rapport d'études n°97-505, 1997. 67 p.
- [22] CAILLAUD, S., PITEAU, P. et DE LANGRE, E. *Mesure des forces fluide-élastiques à faibles vitesses d'écoulement en excitation forcée*. Saclay(Fr.) : CEA-DMT, Rapport d'études n°98-002, 1998. 26 p.
- [23] CHEN, S.H., WANG, Z.D. et LIU, X.H. Active vibration control and suppression for intelligent structures. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 200, n°2, p. 167-177, 1997.
- [24] CHEN, S.S. Vibration of nuclear fuel bundles. *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 35, p. 399-422, 1975.
- [25] CHEN, S.S. A general theory for dynamic instability of tube arrays in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 1, p. 35-53, 1987.
- [26] CHEN, S.S., CAI, Y. et SRIKANTIAH, G.S. Fluid-damping-controlled instability of tubes in crossflow. In 4<sup>th</sup> *International Symposium on Fluid-Structures Interaction, Aeroelasticity, Flow-Induced Vibration and Noise, Dallas, N.Y.* : ASME, AD-Vol. 53-1, p. 153-162, 1997.

- 
- [27] CHEN, S.S., CAI, Y. et ZHU, S. Flow-induced vibration of tubes in cross-flow. *Journal of Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, Vol. 118, p. 253-258, 1996.
- [28] CHEN, S.S. et JENDRZEJCZYK, J.A. Characteristics of fluidelastic instability of tube rows in crossflow. In *Proceedings of the International Conference on Flow-Induced Vibrations, Bowness-on-Windermere, England*, Bedford (G.B.): BHRA, p. 77-84, 1987.
- [29] CHEN, S.S., WANBSGANSS, M.W. et JENDRZEJCZYK, J.A. Added mass and damping of a vibration rod in confined viscous fluids. *Journal of Applied Mechanics, Transactions of the ASME*, Vol. 43, p. 325-329, 1976.
- [30] CHEN, S.S., ZHU, S. et JENDRZEJCZYK, J.A. Fluid damping and fluid stiffness of a tube row in crossflow. In *Flow Induced Vibration*, N.Y.: ASME, PVP-Vol. 273, p. 15-31, 1994.
- [31] CONNORS, H.J. Fluid-elastic vibration of tube arrays excited by cross-flow. In *Flow-induced vibration in heat exchanger*, Chicago, N.Y.: ASME, p. 42.46, 1970.
- [32] CRAWLEY, E.F. et DE LUIS, J. Use of piezoelectric actuators as elements of intelligent structures. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, Vol. 25, n°10, p. 1373-1385, 1987.
- [33] DE LANGRE, E. *Vibrations induites par les écoulements sur les structures tubulaires*. Mémoire d'habilitation à diriger des recherches : Université Paris VI, 1997. 146 p.
- [34] DE LANGRE, E., BEAUFILS, B. et ANTUNES, J. The numerical prediction of vibrations in tube bundles induced by cross-flow turbulence. In *Proceedings 5<sup>th</sup> International Conference Flow-Induced Vibration, Brighton, U.K.*, London: I. Mech. E., p. 253-260, 1991.
- [35] DE LANGRE, E., HADJ-SADOK, C. et BEAUFILS, B. Non-linear vibrations induced by fluide-elastic forces in tube bundles. In *Symposium on Flow-Induced Vibration and Noise, Anaheim, USA*, N.Y.: ASME, PVP-Vol. 242, p. 107-134, 1992.
- [36] DE LANGRE, E. et VILLARD, B. An upper bound on random buffeting forces caused by two-phase flows across tubes. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 12, n°8, p. 1005-1023, 1998.
- [37] DE LANGRE, E., VILLARD, B. et ENTENMANN, K. A spectrum of two-phase flow random forces in tube arrays. In *Flow-Induced Vibration, 6<sup>th</sup> International Conference, London, England*, Rotterdam: Bearman Ed., p. 107-117, 1995.
- [38] DELAUNE, X. *Une démarche prédictive pour la réalisation des essais d'usure par impacts-glissemments*. Thèse de doctorat : Université Paris VI, 1997. 145 p.
- [39] DELENNE, B., GAY, N., CAMPISTRON, R., et BANNER, D. Experimental determination of motion-dependent fluid forces in two-phase water-freon cross flow. In *Fluid Structure Interactions, Aeroelasticity, Flow-Induced Vibration and Noise*, Dallas, Texas, N.Y.: ASME, Vol. 53-2, p. 349-356, 1997.

- [40] FEENSTRA, P.A., JUDD, R.L. et WEAVER, D.S. Fluidelastic instability in a tube array subjected to two-phase R-11 cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 9, p. 747-771, 1995.
- [41] FRIOT, E. Contrôle optimal par rétroaction de la transparence acoustique des plaques à l'aide de matériaux piézoélectriques. In *Matériaux intelligents et structures adaptives*, Ecoles CEA-EDF-INRIA, Problèmes Non Linéaires Appliqués, Le Chesnay(Fr.) : INRIA, p. 263-282, 1997.
- [42] FUJITA, K., NAKAMURA, T., MUREITHI, N.W. et ICHIOKA, T. Recent topics on cross-flow induced vibration of tube arrays. In *Flow-Induced Vibration*, N.Y.: ASME, PVP-Vol. 298, p. 45-54, 1995.
- [43] FULLANA, J. et BEAUD, F. Identification of a quasi-unsteady model for cross-flow-induced vibration of tube arrays. In *Pressure Vessel and Piping Conference, Boston, Mass.*, N.Y.: ASME, 1999.
- [44] GAUDILLER, L. et DER HAGOPIAN, J. Active control of flexible structures using a minimum number of components. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 193, n°3, p. 713-741, 1996.
- [45] GIBERT, R.J. *Vibrations des structures. Interactions avec les fluides. Sources d'excitation aléatoires*. Paris : Ed. Eyrolles, 1988. 677 p., Coll. de la Direction des Etudes et Recherches d'EDF.
- [46] GRANGER, S. A new signal processing method for investigating fluidelastic phenomena. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 4, p. 73-97, 1990.
- [47] GRANGER, S., CAMPISTRON, R. et LEBRET, J. Motion-dependent excitation mechanisms in a square in-line tube bundle subject to water cross-flow : an experimental modal analysis. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 7, p. 521-550, 1993.
- [48] GRANGER, S. et DE LANGRE, E. Vibrations sous écoulements et instabilités dynamiques des faisceaux de tubes des échangeurs de chaleur. *Revue Française de Mécanique*, n°1995-1, p. 38-47, 1995.
- [49] GRANGER, S. et PAÏDOUSSIS, M.P. An improvement to the quasi-steady model with application to cross-flow-induced vibration of tube arrays. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 320, p. 163-184, 1996.
- [50] HADJ-SADOK, C. *Forces fluide-élastiques dans un faisceau de tubes soumis à un écoulement transversal*. Thèse de doctorat : Université Paris VI, 1994. 171 p.
- [51] HADJ-SADOK, C., DE LANGRE, E. et GRANGER, S. Inverse methods for the measurement of fluid-elastic forces in tube bundles. In *Flow-Induced Vibration, 6<sup>th</sup> International Conference, London, England,*, Rotterdam : A.A. Balkema, p. 363-371, 1995.
- [52] HARA, F. Unsteady fluid dynamic forces acting on a single row of cylinders vibrating in crossflow. In *Flow Induced Vibration*, N.Y.: ASME, PVP-Vol. 122, p. 51-58, 1987.

- 
- [53] INADA, F., KAWAMURA, K. et YASUO, A. Fluid-elastic forces measurements acting on a tube bundle in two-phase cross flow. In *Pressure Vessels and Piping*, N.Y.: ASME, PVP 96-37, p. 81-87, 1996.
- [54] JENDRZEJCZYK, J.A. et CHEN, S.S. Motion-dependent fluid forces acting on a tube row in crossflow. In *Mechanical Signature Analysis: Machinery Vibration, Flow-Induced Vibration and Acoustic Noise Analysis*, N.Y.: ASME, DE-Vol. 7, p. 233-242, 1987.
- [55] KANEKO, S. et HIROTA, K. A study on active control of leakage flow induced vibrations. In *Control of Flow-Induced Vibration, Yokohama*, Vol. III, p. 63-69, 1992.
- [56] LALANDE, F., CHAUDHRY, Z. et ROGERS, C.A. Impedance-based modelling of induced strain actuators bonded on ring structures. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 201, n°2, p. 170-187, 1997.
- [57] LANDOLT-BOERNSTEIN. *Kristall-und Feskorperphysik. Vol. 1. Elastische, piezoelktrische, piezooptische und elektrooptische Konstanten von Kristallen*. Série: Landolt-Boernstein Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Techni (3-1), Springer Berlin, 1966. 160 p.
- [58] LAW, H.H., ROSSITER, P.L., SIMON, G.P. et KOSS, L.L. Characterization of mechanical vibration damping by piezoelectric materials. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 197, n°4, p. 489-513, 1996.
- [59] LEVER, J.H. et WEAVER, D.S. A theoretical model for fluid-elastic instability in heat exchanger tube bundles. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 104, p. 147-158, 1982.
- [60] LEVER, J.H. et WEAVER, D.S. On the stability of heat exchanger tube bundles, part 1: Modified theoretical model. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 107, n°3, p. 375-392, 1986.
- [61] LEVER, J.H. et WEAVER, D.S. On the stability of heat exchanger tube bundles, part 2: Numerical results and comparison with experiments. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 107, n°3, p. 393-410, 1986.
- [62] LIN, Y.H. et CHU, C.L. Comments on "active modal control of vortex-induced vibrations of a flexible cylinder". *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 175, n°1, p. 135-137, 1994.
- [63] LIN, Y.H. et CHU, C.L. Active flutter control of a cantilever tube conveying fluid using piezoelectric actuators. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 196, n°1, p. 97-105, 1996.
- [64] LOUEDEC, R. *Notice d'utilisation de la boucle Gascogne*. Saclay(Fr.): CEA-DMT, Rapport d'études n°92-044, 1992.
- [65] MAX, J. *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques, Tome 2*. Paris: Masson, 4<sup>e</sup> éd., 1987. 454 p.

- [66] MAX, J. et LACOUTUME, J.L. *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques, Tome 1*. Paris : Masson, 5<sup>e</sup> éd., 1987. 355 p.
- [67] MAZOYER, T. Applications de la simulation numérique de composants piézoélectriques au contrôle actif et semi-actif de vibrations. In *Matériaux intelligents et structures adaptives*, Ecoles CEA-EDF-INRIA, Problèmes Non Linéaires Appliqués, Le Chesnay(Fr.) : INRIA, p. 297-312, 1997.
- [68] MCADAMS, W.H. Vaporization inside horizontal tubes-ii-benzene-oil mixtures. *Trans. ASME*, Vol. 64, p. 193, 1942.
- [69] MESKELL, C. et FITZPATRICK, J.A. Identification of linearised parameters for fluidelastic instability. In *4<sup>th</sup> International Symposium on Fluid-Structures Interaction, Aeroelasticity, Flow-Induced Vibration and Noise, Dallas, N.Y.* : ASME, AD-Vol. 53-1, p. 319-324, 1997.
- [70] NGUYEN, Q.S. *Stabilité des structures élastiques*. Berlin : Springer-Verlag, 1995.
- [71] PETTIGREW, M.J. et TAYLOR, C.E. Fluidelastic instability of heat exchanger tube bundles: review and design recommendations. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 113, p. 242-256, 1991.
- [72] PETTIGREW, M.J. et TAYLOR, C.E. Two-phase flow-induced vibration : an overview. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 116, p. 233-253, 1994.
- [73] PETTIGREW, M.J., TAYLOR, C.E. et KIM, B.S. Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow, part 1: hydrodynamic mass and damping. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 111, p. 466-477, 1989.
- [74] PETTIGREW, M.J., TAYLOR, C.E. et YASUO, A. Vibration damping of heat exchanger tube bundles in two-phase flow. In *Welding Research Council, Bulletin 389*, p. 1-41, 1994.
- [75] PETTIGREW, M.J., TROMP, J.H., TAYLOR, C.E. et KIM, B.S. Vibration of tube bundles in two-phase cross-flow, part 2: fluidelastic instability. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 111, p. 478-487, 1989.
- [76] POH, S. et BAZ, A. A demonstration of adaptive least-mean-square control of small amplitude vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 10, n°6, p. 615-632, 1996.
- [77] PREUMONT, A. et ACHKIRE, Y. Active damping of structures with guy cables. In *Matériaux intelligents et structures adaptives*, Ecoles CEA-EDF-INRIA, Problèmes Non Linéaires Appliqués, Le Chesnay(Fr.) : INRIA, p. 125-144, 1997.
- [78] PREUMONT, A. *Vibrations aléatoires et analyse spectrale*. Lausanne (Ch.) : Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1990. 343 p.
- [79] PREUMONT, A. *Vibration control of active structures: an introduction*. Dordrecht (P.B.) : Kluwer Academic Publishers, 1997. 276 p.

- [80] PRICE, S.J. A review of theoretical models for fluidelastic instability of cylinder arrays in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, Vol. 9, p. 463-518, 1995.
- [81] PRICE, S.J. et PAÏDOUSSIS, M.P. An improved mathematical model for the stability of cylinder rows subject to cross-flow. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 77, n°1, p. 19-37, 1984.
- [82] PRICE, S.J. et PAÏDOUSSIS, M.P. A single flexible cylinder analysis for the fluid-elastic instability of an array of flexible cylinders in cross-flow. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 108, p. 193-199, 1986.
- [83] RENO, J.Y. *Une méthode eulérienne de calcul numérique de forces fluide-élastiques*. Thèse de doctorat : Université Paris VI, 1998. 139 p.
- [84] ROGERS, R. J., TAYLOR, C. et PETTIGREW, M. J. Fluid effects on multi-span heat-exchanger tube vibration. In *ASME Pressure Vessel and Piping Conference, San Antonio, Texas, N.Y.*: ASME, 1984.
- [85] RZENTKOWSKI, G. et LEVER, J.H. An effect of turbulence on fluidelastic instability in tube bundles: a nonlinear analysis. In *Flow-Induced Vibration, 6<sup>th</sup> International Conference, London, England,*, Rotterdam : A.A. Balkema, p. 351-362, 1995.
- [86] TANAKA, H. et TAKAHARA, S. Fluid elastic vibration of tube array in cross flow. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 77, n°1, p. 19-37, 1981.
- [87] TANAKA, H., TAKAHARA, S. et OHTA, K. Flow-induced vibration of tube arrays with various pitch-to-diameter ratios. In *Flow Induced Vibration of Circular Cylindrical Structures*, N.Y.: ASME, PVP-Vol. 63, p. 45-56, 1982.
- [88] TAYLOR, C.E., PETTIGREW, M.J., AXISA, A. et VILLARD, B. Experimental determination of single and two-phase cross flow-induced forces on tube rows. *Journal of Pressure Vessel Technology*, Vol. 110, p. 22-28, 1988.
- [89] TEH, C.E. et GOYDER, H.G.D. Data for the fluidelastic instability of heat exchanger tube bundles. In *Flow-Induced Vibration and Noise in Cylinder Arrays*, N.Y.: ASME, Vol. 3, p. 77-94, 1988.
- [90] VILLARD, B., LE BRETON, G., DUJOUR, P. et MURARD, C. *Vibrations d'un tube flexible soumis à des écoulements transverses mono et diphasiques. Influence de la fréquence et de l'amortissement*. Saclay(Fr.): CEA-DMT, Rapport d'études n°94-278, 1994.
- [91] YETESIR, M. et WEAVER, D.S. A theoretical study of fluidelastic instability in a flexible array of tubes. In *Symposium on flow-induced vibrations and noise*, N.Y.: ASME, PVP-Vol. 242, Vol. 2, p. 69-87, 1992.
- [92] ZHU, S., CHEN, S.S. et CAI, Y. Vibration and stability of two tubes in crossflow. In *Flow-Induced Vibration*, N.Y.: ASME, PVP-Vol. 298, p. 1-12, 1995.





## Annexe A

# Méthode de détermination du spectre d'excitation turbulente

La méthode indirecte de détermination des forces de couplage fluide-élastique permet également la détermination des forces d'excitation turbulente. En reprenant l'analyse d'Axisa *et al.* [6], il est admis que les forces fluctuantes à la paroi du tube induisent une force aléatoire par unité de longueur  $F_T(x, t)$  qui peut être caractérisée par son spectre d'inter-corrélation :

$$\psi_F(x_1, x_2, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} \left( \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} F_T(x_1, t) F_T(x_2, t + \tau) dt \right) e^{-2j\pi f \tau} d\tau \quad (\text{A.1})$$

Une séparation des variables d'espace ( $x_1, x_2$ ) et de temps ( $f$ ) permet de faire des hypothèses simplificatrices sur  $\psi_F$  évitant de modéliser  $F_T$ . Ainsi :

$$\psi_F(x_1, x_2, f) = \phi(f) e^{-|x_2 - x_1| / \lambda_c} \quad (\text{A.2})$$

où  $\phi(f)$  est le spectre d'auto-corrélation par unité de longueur et  $\lambda_c$  une longueur de corrélation. La théorie des vibrations aléatoires (Gibert [45]) permet alors de lier ce spectre de force avec le niveau vibratoire du tube. Axisa *et al.* [6] et de Langre *et al.* [36] supposent que l'excitation fluide est aléatoire, ergodique et à large bande de fréquence au niveau du mode de vibration concerné. Le tube étant faiblement amorti et en considérant un écoulement uniforme, l'écart-type du déplacement modal s'écrit :

$$\sigma_i(x) = \left[ \frac{\varphi_i^2(x) L \lambda_c a_i}{64 \pi^3 f_i^3 m_i^2 \xi_i} \phi(f_i) \right]^{1/2} \quad (\text{A.3})$$

où  $L$ ,  $\varphi_i$ ,  $m_i$ ,  $f_i$  et  $\xi_i$  sont la longueur du tube, sa déformée modale, sa masse modale, sa fréquence et son amortissement.  $a_i$  est le facteur de corrélation modal qui peut-être défini par l'équation (A.4) lorsque  $\lambda_c/L$  est suffisamment faible (de Langre *et al.* [34]).

$$a_i = 2 \frac{L_{\epsilon i}}{L} \quad (\text{A.4})$$

où  $L_{\epsilon i}$  est la longueur équivalente donnée par l'équation (1.15). Ainsi, l'équation (A.3) devient :

$$\sigma_i(x) = \left[ \frac{\varphi_i^2(x) L^2 a_i}{64 \pi^3 f_i^3 m_i^2 \xi_i} \phi_E(f_i) \right]^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

où  $\phi_E$  (Eq. A.6) est le spectre équivalent introduit par Axisa *et al.* [6].

$$\phi_E(f) = \frac{\lambda_c}{L} \phi(f) \quad (\text{A.6})$$

Connaissant l'amplitude vibratoire du tube et ses caractéristiques modales, il est possible de déterminer le spectre équivalent  $\phi_E(f)$ .

# Annexe B

## Description de la maquette

B.1	La boucle d'essais Gascogne . . . . .	112
B.1.1	Présentation . . . . .	112
B.1.2	Paramètres cinématiques en écoulement diphasique . . . . .	113
B.2	Le faisceau de tubes . . . . .	114
B.3	Tube équipé de l'excitateur électromagnétique . . . . .	115
B.3.1	Le tube flexible . . . . .	115
B.3.2	La loi de contrôle . . . . .	115
B.3.3	L'actionneur . . . . .	116
B.3.4	Les capteurs . . . . .	118
B.3.5	Calcul éléments-finis du tube . . . . .	118
B.3.6	La chaîne de contrôle . . . . .	120
B.4	Tube équipé des actionneurs piézo-électriques . . . . .	123
B.4.1	Le tube flexible . . . . .	123
B.4.2	Les actionneurs . . . . .	123
B.4.3	Les capteurs . . . . .	125
B.4.4	Apports structurels des actionneurs et capteurs . . . . .	125
B.4.5	Calcul éléments-finis du tube . . . . .	126
B.4.6	La chaîne de contrôle . . . . .	128

## B.1 La boucle d'essais Gascogne

### B.1.1 Présentation

La veine d'essais verticale, de section  $A$  valant  $300 \times 180 \text{ mm}^2$ , est insérée dans la boucle Gascogne (Fig. B.1) du Laboratoire DYN du CEA-Saclay (Louedec [64]). Cette boucle est équipée d'une pompe pouvant débiter de  $5$  à  $300 \text{ l.s}^{-1}$  d'eau et d'un compresseur à air pouvant débiter jusqu'à  $3000 \text{ m}^3.\text{h}^{-1}$  sous une pression absolue de  $8 \text{ bar}$ . La boucle peut ainsi fonctionner en écoulement d'eau, en écoulement d'air ou en écoulement diphasique eau-air.

Des tranquilliseurs sont placés en amont et en aval de la pompe afin d'isoler la veine d'essais des vibrations engendrées par la rotation de cette dernière. Sur la photo (Fig. B.1), il est possible de visualiser à gauche le séparateur eau-air, la veine d'essais se trouvant dans la structure métallique sur la partie droite.

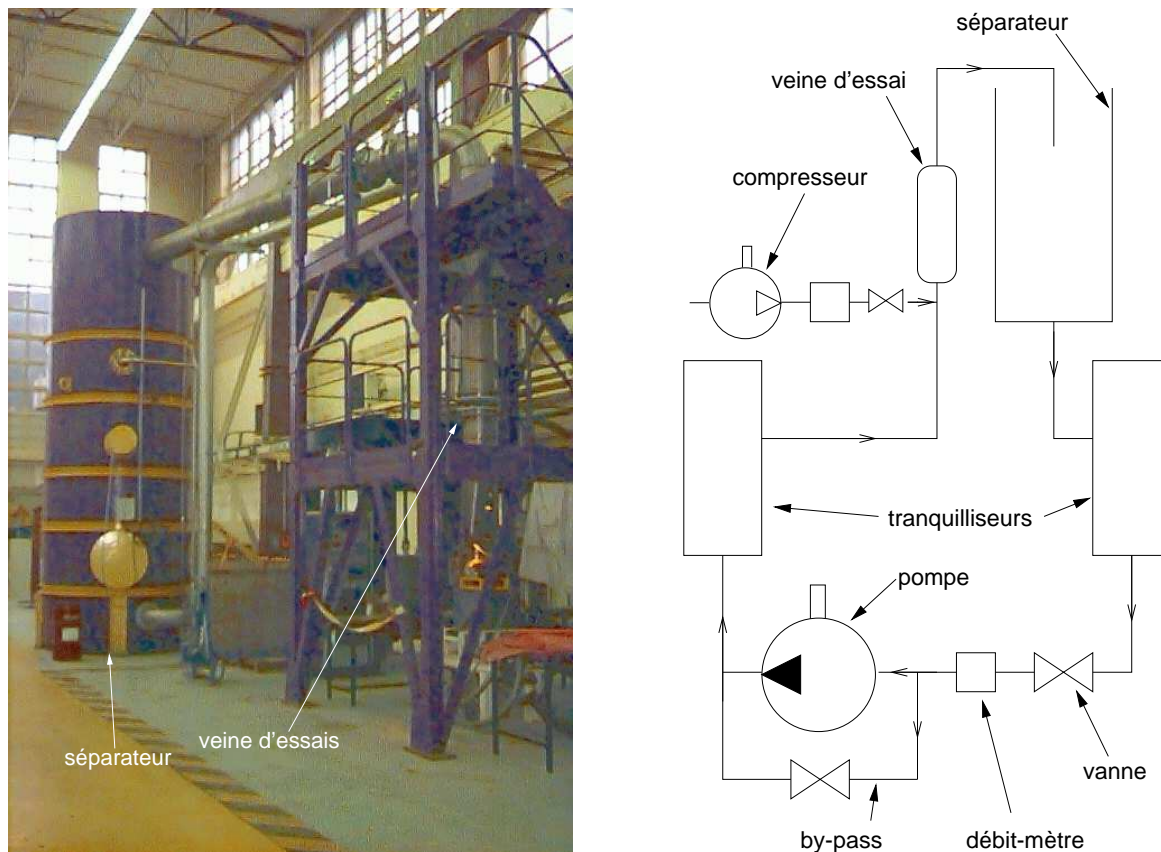


FIG. B.1 – Photo et schéma hydraulique de la boucle d'essais Gascogne.

### B.1.2 Paramètres cinématiques en écoulement diphasique

Des débit-mètres placés en amont de la maquette (Fig. B.1) permettent de mesurer séparément les débits d'eau et d'air. Les résultats obtenus en écoulement diphasique s'expriment alors en fonction du taux de vide caractérisant la proportion de gaz dans le mélange et de la vitesse inter-tubes de ce mélange.

Les calculs de ces deux paramètres cinématiques repose sur une modélisation. Afin de pouvoir comparer nos résultats, nous avons repris le modèle cinématique homogène qui est usuellement utilisé dans la littérature, par exemple par Inada *et al.* [53] et Pettigrew *et al.* [73]. Ce modèle cinématique suppose l'absence de glissement entre les phases.

Le taux de vide homogène  $\varepsilon_g$  est défini par l'équation (B.1) à partir des débits volumiques de la phase gazeuse et de la phase liquide notés respectivement  $Q_g$  et  $Q_l$  :

$$\varepsilon_g = \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (\text{B.1})$$

La vitesse homogène en amont du faisceau  $V_\infty$  est définie à partir du flux massique qui est le rapport du débit massique total ( $\rho_g Q_g + \rho_l Q_l$ ) sur la section d'écoulement  $A$ . La vitesse homogène amont s'écrit :

$$V_\infty = \frac{\rho_g Q_g + \rho_l Q_l}{\rho_{2\varphi} A} \quad (\text{B.2})$$

où  $\rho_{2\varphi}$  est la masse volumique homogénéisée définie par :

$$\rho_{2\varphi} = \varepsilon_g \rho_g + (1 - \varepsilon_g) \rho_l \quad (\text{B.3})$$

La vitesse homogène amont  $V_\infty$  permet de déterminer la vitesse inter-tubes  $V$  qui est la vitesse moyenne du fluide circulant entre les tubes du faisceau à partir du pas  $P$  du faisceau et du diamètre  $D$  des tubes :

$$V = V_\infty \frac{P}{P - D} \quad (\text{B.4})$$

L'écoulement diphasique est désormais caractérisé par les deux paramètres :  $\varepsilon_g$  et  $V$ .

## B.2 Le faisceau de tubes

Le faisceau analytique sous écoulement transverse est constitué de 15 tubes en acier inox placés sur 5 rangées et de 10 demi-tubes pour limiter les effets de bord (Fig. B.2). Les tubes ont un diamètre  $D$  de 30 mm et le faisceau un pas carré  $P$  de 45 mm. Ce faisceau a été conçu en 1992 pour les essais Villard [6, 50, 51, 90].

Dans cette configuration, seul le tube central est flexible, les tubes voisins qui sont pleins sont considérés rigides avec une première fréquence propre de l'ordre de 1000 Hz; les tubes encastrés-libres sont bloqués à leur extrémité libre à l'aide de cales en caoutchouc. Les études réalisées portent donc sur un tube flexible inséré dans un faisceau rigide. Nous pouvons noter que le faisceau existe également en configuration entièrement flexible (Hadj-Sadok *et al.* [51]).

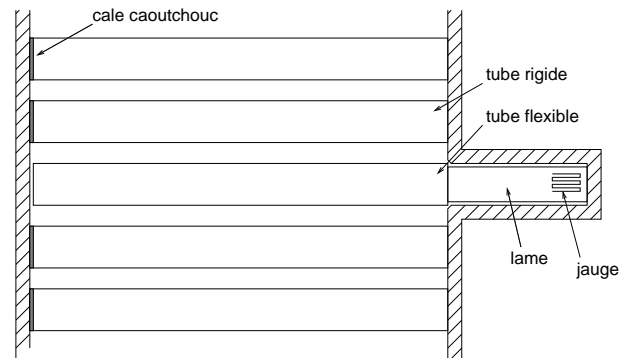


FIG. B.2 – Photo et schéma du faisceau de tubes .

Le tube flexible encastré-libre (Fig. B.3) est constitué d'une partie tubulaire creuse, sous écoulement, soudée sur une lame flexible. Dans une première approche, la fréquence propre du premier mode est alors fonction de la rigidité de la lame et de la masse de la partie tube. Ainsi, les paramètres influant sur les caractéristiques modales du tube sont les épaisseurs du tube et de la lame. Pour nos études, nous avons utilisé deux tubes différents associés à deux technologies d'actionneurs.

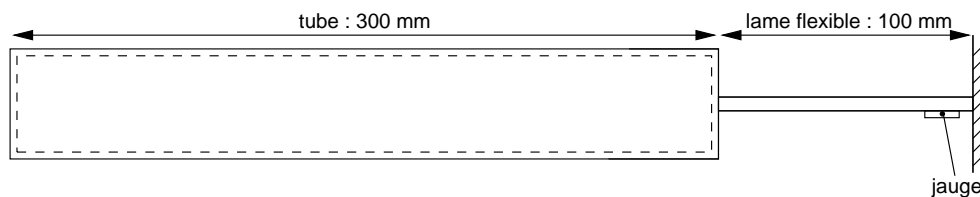


FIG. B.3 – Schéma du tube flexible.

## B.3 Tube équipé de l'excitateur électromagnétique

### B.3.1 Le tube flexible

Les caractéristiques du tube sont données dans le tableau B.1. Ce tube est différent des cinq tubes des essais Villard [90]. Ce tube a une première fréquence propre à 40 Hz plus haute que celles des tubes des essais Villard [90] (Tab. D.20).

Tube	longueur sous écoulement	$L(mm)$	298
	diamètre	$D(mm)$	30
	épaisseur	$t_t(mm)$	2
Rondelles	épaisseur côté lame	$e_1(mm)$	6
	épaisseur côté libre	$e_2(mm)$	0,8
Lame	longueur	$L_b(mm)$	100
	largeur	$l_b(mm)$	25
	épaisseur	$t_b(mm)$	8
Matériau	Module d'Young	$E_b(N.m^{-2})$	$2.10^{11}$
	Masse volumique	$\rho_b(kg.m^{-3})$	8100

TAB. B.1 – Caractéristiques du tube équipé de l'excitateur électromagnétique.

### B.3.2 La loi de contrôle

L'objectif du contrôle est d'apporter quelques pourcents d'amortissement sur un mode cible : le premier mode de flexion. Nous nous sommes orientés vers une loi de contrôle direct en vitesse (Preumont [79]). Cette loi présente en effet plusieurs intérêts qui ont conditionné notre choix :

- c'est une loi efficace pour contrôler un seul mode.
- c'est une loi de contrôle actif de l'amortissement (Preumont [79]) par conséquent son influence sur les fréquences reste faible.
- sa mise en œuvre pratique reste simple et la boucle de contrôle peut être analogique.

Son principal défaut réside dans son caractère instable lorsque les actionneurs et les capteurs ne sont pas colocalisés (Baz et Ro [12], Preumont [79]).

Dans la continuité de ce choix, notre démarche de mise au point du contrôleur a été de trouver une configuration techniquement simple et efficace.

### B.3.3 L'actionneur

Nous rappelons que l'excitateur électromagnétique (ainsi que les actionneurs piézo-électriques) est ajouté au montage de base afin de pouvoir exercer une force sur le tube. Cette force peut être décorrélée ou non avec le mouvement du tube suivant que l'excitation est réalisée en boucle ouverte ou en boucle fermée. Le montage en boucle fermée a conditionné les différents choix technologiques.

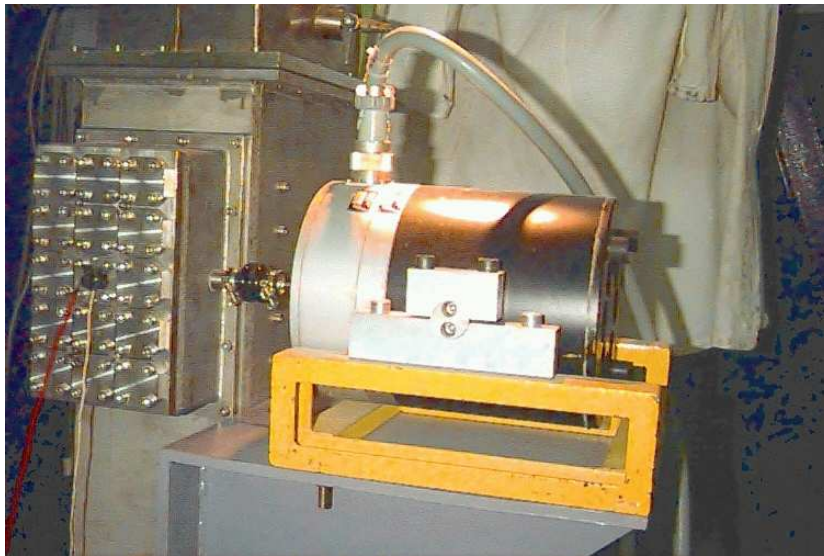
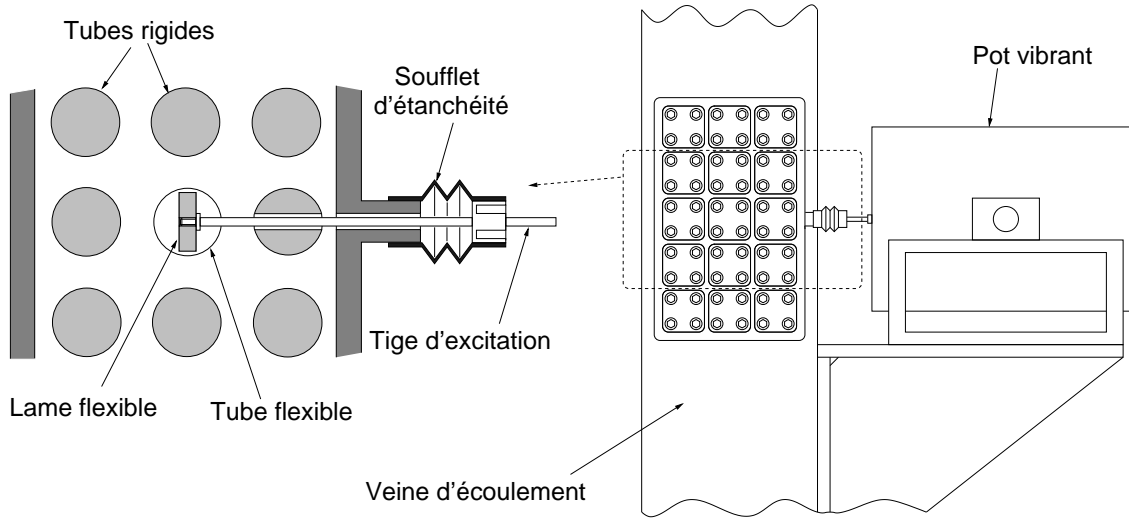


FIG. B.4 – Schéma et photo du montage avec l'excitateur électromagnétique.



L'excitateur Prodera de type EX220 peut délivrer une force de 200  $N$  maximum. Le premier mode propre de flexion du tube est le mode cible de la boucle de contrôle. Par conséquent, pour maximiser l'effort de contrôle projeté sur le premier mode du tube, l'excitateur électromagnétique est placé à 56  $mm$  de l'encastrement. Des contraintes géométriques d'implantation de l'excitateur empêchent de le placer plus loin de l'encastrement. Ce choix d'emplacement, résultant d'un compromis, a tout de même un défaut : il ne minimise pas du tout la projection de l'effort de contrôle sur les modes n°2 et n°3 (Fig. B.6). Un positionnement adéquat du capteur de la boucle de contrôle peut cependant permettre une diminution de l'influence du contrôle sur ces modes non-ciblés.

L'excitateur électromagnétique est encastré sur la structure pour des raisons liées à la mise au point du contrôleur. En effet, nous avons essayé un premier montage de l'excitateur suspendu dans un souci de simplicité, mais cet essai s'est soldé par un échec. Le mode de suspension de l'excitateur à 1,7  $Hz$  se situait relativement proche de la fréquence de coupure du filtre passe-haut de l'amplificateur de charge B&K 2635 (7  $Hz$ ). Par une simulation du contrôle, il est possible de montrer l'influence déstabilisatrice de ce mode de suspension sur un pôle de ce filtre. Sur la figure B.5, nous pouvons observer dans le plan complexe les deux pôles correspondant. Lorsque le gain de contrôle varie, le lieu des pôles du filtre passe-haut tend alors vers le demi-plan complexe à partie réelle positive. Nous observons une déstabilisation du contrôleur confirmée par l'évolution de l'amortissement. En encastrant l'excitateur électromagnétique, ce phénomène de déstabilisation disparaît avec le mode de suspension.

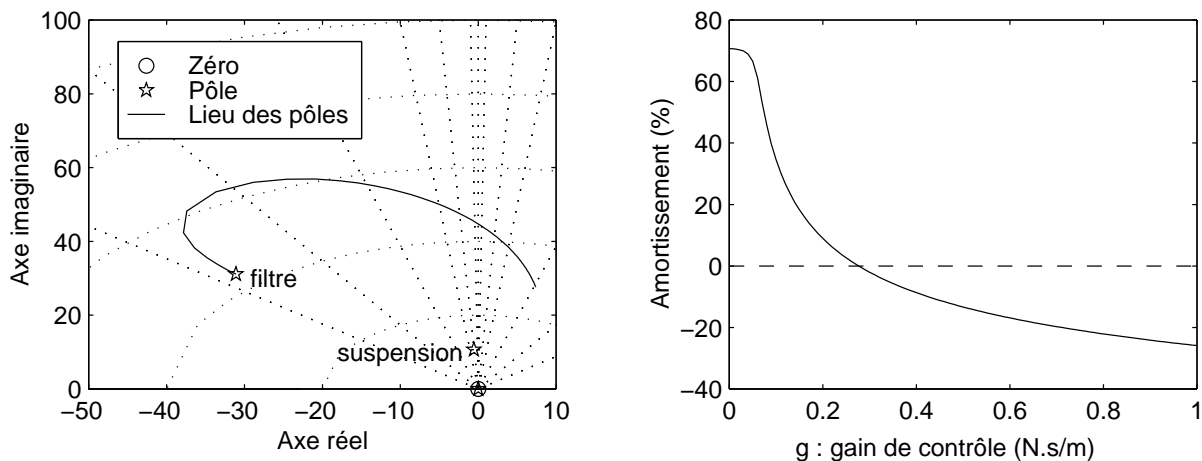


FIG. B.5 – Déstabilisation du contrôleur dû au mode de suspension de l'excitateur.

Le problème d'étanchéité entre la tige d'excitation et la veine d'essais a été résolu à l'aide d'un soufflet de protection en plastique souple Mollerbalg. L'amortissement du premier mode passe alors de 0,1% à 0,34% en ajoutant le soufflet d'étanchéité, ce qui reste relativement faible. À l'usage, cette solution s'est montrée fiable.

### B.3.4 Les capteurs

Le tube flexible est équipé de deux capteurs afin de séparer la chaîne de mesure de la boucle de contrôle. Le capteur de la chaîne de mesure est une jauge de déformation Micro-Measurements collée sur la lame flexible à 7 mm de l'encastrement pour une question de sensibilité. La jauge est étalonnée à l'aide d'un accéléromètre sur le premier mode propre du tube. Les déformations  $\varepsilon$  sont exprimées en mm en bout de tube par le coefficient d'étalonnage  $r_{AJ} = 7,98 \cdot 10^{-3} \text{ mm}/\mu\varepsilon$  qui a été mesuré.

Le capteur de la chaîne de contrôle est un accéléromètre piézo-électrique Endevco de type 2222C collé à l'intérieur du tube. Le choix d'un accéléromètre est justifié par le contrôle analogique et par la loi de contrôle direct en vitesse. En effet, il est plus facile d'intégrer proprement un signal que de le dériver : la dérivation conduit à une amplification des bruits de mesure alors que l'intégration les filtre. Afin de minimiser l'influence du contrôle sur les deuxième et troisième modes propres de flexion, l'accéléromètre est collé à 114 mm de l'extrémité libre du tube, proche des nœuds des modes n°2 et n°3 (Fig. B.6).

Le contrôle aurait pu être colocalisé en implantant simplement l'accéléromètre sur la tige d'excitation. Dans ce cas, comme le montre Preumont [79], la configuration du contrôleur aurait permis une stabilisation des modes supérieurs à notre premier mode (mode cible). Cependant, comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe B.3.3, cette configuration aurait conduit à une bonne efficacité du contrôle sur les modes de flexion n°2 et n°3. Le contrôle aurait été finalement plus efficace sur ces modes non-ciblés que sur le mode cible. Pour cette raison, nous avons abandonné cette solution *a priori* très intéressante d'un point de vue théorique (Friot [41], Preumont [79]).

### B.3.5 Calcul éléments-finis du tube

Une modélisation éléments-finis de type poutre du tube permet de calculer sa base modale. L'intérêt de ce calcul est de vérifier certains résultats expérimentaux et de déterminer des termes modaux telle que la masse linéique équivalente servant au calcul de coefficients fluide-élastiques adimensionnels  $C_m$ ,  $C_d$  et  $C_k$  (Eqs. 1.16, 1.17 et 1.18). La modélisation du tube prend en compte la présence de l'accéléromètre sous la forme d'une masse ponctuelle. Dans le tableau B.2, les résultats du calcul éléments-finis sont reportés pour le premier mode propre en air au repos et en eau au repos. Dans un souci de clarté, nous n'avons pas jugé nécessaire de reporter les résultats obtenus pour les modes suivants.

Le calcul en eau au repos est réalisé en supposant que la présence du fluide se traduit par un effet de masse ajoutée. D'après Chen [24], cette masse ajoutée peut être calculée analytiquement par la théorie des écoulements potentiels. La masse d'eau linéique s'écrit alors  $(\beta \rho_f D^2/4)$  où le coefficient  $\beta$  est fonction du confinement du faisceau :

$$\beta = \frac{(D_e/D)^2 + 1}{(D_e/D)^2 - 1} \quad (\text{B.5})$$

Pour un faisceau à pas carré, le diamètre équivalent ( $D_e$ ) est donné en fonction du pas réduit ( $P/D$ ) :

$$\frac{D_\epsilon}{D} = \left(1,07 + 0,56 \frac{P}{D}\right) \frac{P}{D} \quad (\text{B.6})$$

Pour un pas réduit de 1,5 nous obtenons  $D_\epsilon/D = 2,86$  et  $\beta = 1,28$ .

		AIR	EAU
Fréquence propre	$f$ (Hz)	48,41	38,62
Masse modale	$m$ (kg)	$2,16 \cdot 10^{-2}$	$3,40 \cdot 10^{-2}$
Raideur généralisée	$k$ (N.m <sup>-1</sup> )	2002	2002
Déformée modale	$\varphi(x)$ $0 < x < L$	$-0,986x - 0,051$	$-0,986x - 0,051$
Longueur équivalente	$L_e = \int_0^L \varphi^2(x) dx$	0,013	0,013
Masse linéique équivalente	$m_e = \frac{m}{L_e}$ (kg/m)	1,66	2,51

TAB. B.2 – Calcul éléments-finis du tube équipé de l'excitateur électromagnétique.

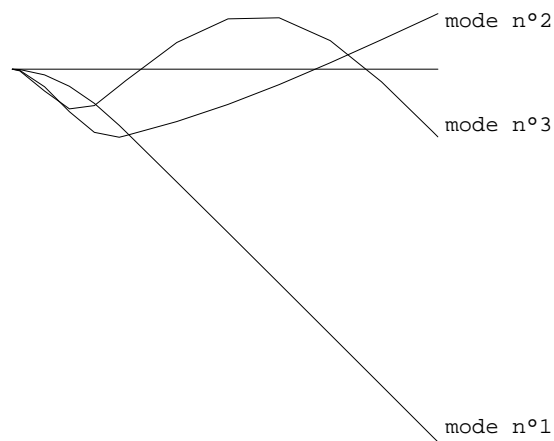


FIG. B.6 – Déformées modales du tube dans la direction de portance.

### B.3.6 La chaîne de contrôle

Dans le cadre de la modélisation de la chaîne de contrôle expérimentale (Fig. B.7), les caractéristiques de tous les appareils doivent être connues. Pour chaque appareil, il faut déterminer sa fonction de transfert.

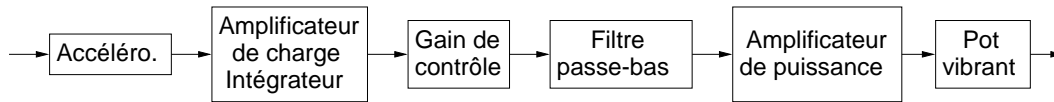


FIG. B.7 – Schéma-bloc du contrôleur avec l'excitateur électromagnétique.

– *Amplificateur de charge Bruël & Kjaer 2635 :*

Il convertit la charge donnée par l'accéléromètre piézo-électrique en tension. Cet amplificateur possède deux étages d'intégration, le signal fourni à sa sortie peut être un déplacement, une vitesse ou une accélération. Le loi de contrôle étant un contrôle direct en vitesse, le signal d'accélération est intégré une fois.

Cet amplificateur est constitué d'un filtre passe-haut de type Butterworth d'ordre 2 dont la fréquence de coupure varie avec le nombre d'intégration choisi ( $0,7Hz < f_c < 7Hz$ ). Ici, nous avons choisi  $f_c = 7 Hz$ , la fréquence du premier mode propre pouvant se situer au minimum à  $35 Hz$ . Ce filtre passe-haut permet de supprimer la composante continue du signal d'accélération qui peut être gênante lors de l'intégration.

– *Amplificateur Gearing & Watson :*

L'amplificateur possède un potentiomètre qui permet de régler de façon continue le gain de contrôle. Son gain est compris entre 0 et 10. Sa fonction de transfert est constante.

– *Filtre Krohn-Hite 3322R :*

Ce filtre utilisé en mode passe-bas permet de stabiliser la structure sur ses modes d'ordre supérieur à un. Nous verrons plus tard qu'un simple contrôle en vitesse du tube induit en effet une déstabilisation rapide de la structure sur son troisième mode propre. Ce filtre est un Butterworth d'ordre 4 dont la fréquence de coupure est réglable par pas de  $1 Hz$ , nous avons choisi ici une fréquence de coupure haute à  $700 Hz$ .

– *Amplificateur de puissance Prodera A648 :*

Cet amplificateur, de  $400 W$  efficace, constitue le dernière étage d'amplification avant l'excitateur EX220. Il permet une alimentation en courant. L'ensemble (amplificateur de puissance + excitateur électromagnétique) possède alors une impédance constante de  $40 N.V^{-1}$  sur la plage de fréquence prise en compte ( $0-1000 Hz$ ).

Une excitation en boucle ouverte en air et en eau au repos permet de caractériser la structure. Le tube flexible est excité par le pot vibrant qui est lui même alimenté par un signal de type bruit-blanc sur la bande de fréquence  $0-1000 Hz$  afin de faire ressortir les trois premiers modes propres. L'estimation des paramètres modaux (fréquence, amortissement,

participation) est réalisée dans le domaine fréquentielle sur la fonction de transfert idéale  $H_s$  (Eq. B.7). Les fonctions de transfert des composants intervenant dans la boucle de contrôle sont bien entendu pris en compte dans cette estimation. Le choix de trois modes propres provient de la prise en compte suffisante de ces modes dans la modélisation du contrôleur. Nous n'avons pas observé de déstabilisation due au contrôle des modes d'ordre supérieur à trois dans la plage de gain de contrôle utilisée. Une comparaison des fréquences expérimentales (Tab. B.3) avec les fréquences calculées par le modèle éléments-finis (Tab. B.2) permet de montrer la bonne adéquation des résultats autant en air qu'en eau.

$$H_s(j\omega) = - \sum_{i=1}^3 \frac{\alpha_P^i \omega^2}{(\omega_i^2 - \omega^2 + 2j \xi_i \omega_i \omega)} \quad (\text{B.7})$$

Mode	AIR			EAU		
	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)	$\alpha_P^i$ ( $m.s^{-2}.N^{-1}$ )	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)	$\alpha_P^i$ ( $m.s^{-2}.N^{-1}$ )
1	47,35	0,34	-6,40	37,54	0,65	-4,44
2	410	2,5	-0,8	354	1,5	-0,8
3	855	1,0	16,3	772	1,2	14,1

TAB. B.3 – Résultats de l'excitation électromagnétique en boucle ouverte en air et en eau.

Maintenant, nous sommes capables de modéliser dans le domaine de Laplace tous les éléments intervenants dans la boucle de contrôle. Par des simulations du contrôle (avec le logiciel Matlab), nous pouvons alors observer l'évolution des pôles du contrôleur dans le plan complexe afin de détecter par exemple d'éventuelles instabilités. Afin de valider le comportement de notre contrôleur, nous pouvons par exemple effectuer une simulation à partir des données mesurées en air sur la plage de gain de contrôle  $g$  que nous utiliserons. Nous pouvons alors observer l'influence du filtre passe-bas ajouté à la boucle de contrôle afin de stabiliser le troisième mode sur la plage de gain de contrôle qui nous intéresse en comparant les figures B.8 et B.9. Nous avons vérifié expérimentalement cette déstabilisation pour un gain de contrôle de  $g = 7,1 N.s.m^{-1}$ , ce qui est confirmé par la simulation. La figure B.8 montre bien l'efficacité du contrôleur sur le premier mode et la faible influence du contrôle sur les fréquences.

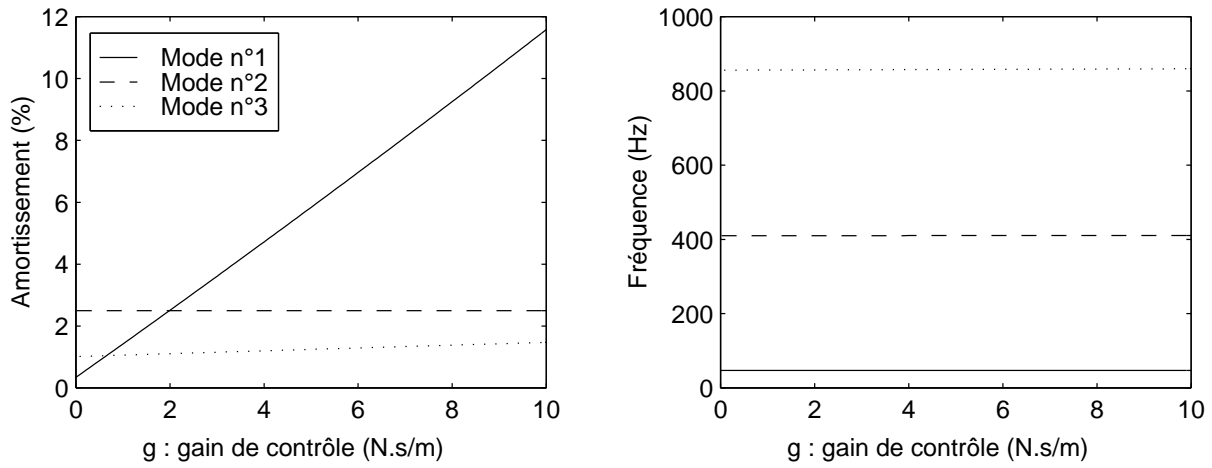


FIG. B.8 – Contrôle du tube en air avec le filtre passe-bas.

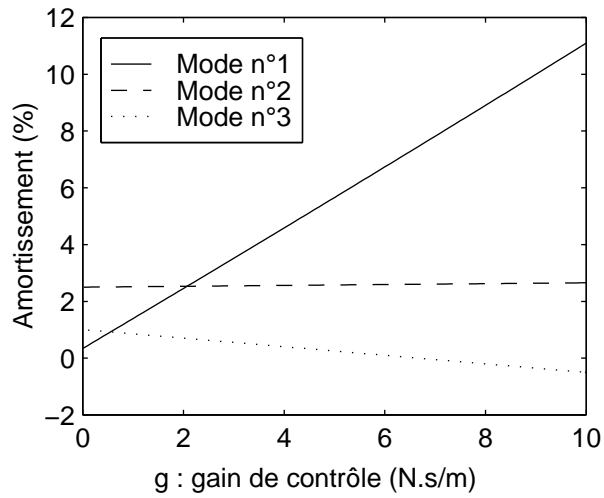


FIG. B.9 – Déstabilisation du troisième mode sans le filtre passe-bas.

## B.4 Tube équipé des actionneurs piézo-électriques

Avant de lire cette partie, il est possible de se reporter à l'Annexe C où est décrit le principe de fonctionnement des actionneurs piézo-électriques.

### B.4.1 Le tube flexible

Le tube flexible utilisé ici diffère du tube précédemment étudié avec l'excitateur électromagnétique. Ce tube est semblable à l'un des tubes de la campagne d'essais Villard [90]. Les différences avec le tube précédent portent sur l'épaisseur du tube et l'épaisseur de la lame (Tab. B.4).

Tube	longueur sous écoulement	$L(mm)$	298
	diamètre	$D(mm)$	30
	épaisseur	$t_t(mm)$	0,5
Rondelles	épaisseur côté lame	$e_1(mm)$	6
	épaisseur côté libre	$e_2(mm)$	0,8
Lame	longueur	$L_b(mm)$	100
	largeur	$l_b(mm)$	25
	épaisseur	$t_b(mm)$	4
Matériau	module d'Young	$E_b(N.m^{-2})$	$2.10^{11}$
	masse volumique	$\rho_b(kg.m^{-3})$	8100

TAB. B.4 – Caractéristiques du tube équipé des actionneurs piézo-électriques.

### B.4.2 Les actionneurs

Deux actionneurs piézo-électriques de type PZT (Polytec-PI, PIC151) sont collés de façon symétrique sur la lame et le plus près possible de l'encastrement. En effet, en reprenant l'équation (C.27) issue de la projection dans la base modale du tube des moments induits par les actionneurs (Crawley et De Luis [32]), pour un contrôle efficace du premier mode propre de flexion du tube, les céramiques doivent se trouver à l'encastrement. Les caractéristiques des actionneurs sont détaillées dans le tableau B.5.

Le collage a été réalisé à l'aide d'une colle époxy à base d'argent électriquement conductrice (Epo-Tek 417, XY Technology). L'électrode en contact avec le tube est au même potentiel que ce dernier. La masse de la chaîne de contrôle est alors reliée au tube. L'électrode côté libre est soumise à un potentiel variable. L'amplificateur de tension à deux tiroirs (Polytec-PI, E507.00) relié aux céramiques fournit une tension entre 0 et -1000 V. Afin de ne pas dépolari- ser ces céramiques, l'électrode à polarité positive est donc collée face contre tube. Afin de palier des problèmes d'arcs électriques qui apparaissaient sur les arêtes des actionneurs

Longueur	$L_p(mm)$	50
Largeur	$l_p(mm)$	22
Epaisseur	$t_p(mm)$	0,25
Distance de collage à l'encastrement	$x^-(mm)$	24,5
Module d'Young	$E_p(N.m^{-2})$	$67.10^9$
Masse volumique	$\rho_p(kg.m^{-3})$	7800
Constante de couplage électro-mécanique	$d_{31}(m.V^{-1})$	$210.10^{-12}$
Champ électrique maximum admissible	$E_{max}(V.mm^{-1})$	2000

TAB. B.5 – Caractéristiques des actionneurs piézo-électriques.



FIG. B.10 – Plaques piézo-électriques avant la pose de la couche d'étanchéité.



(0,25 mm d'épaisseur pour des tensions maximales de l'ordre de 500 V), les céramiques sont recouvertes d'un verni pour circuits imprimés (KF-Filmo'ron). L'étanchéité des actionneurs et de la jauge de déformation est réalisée à l'aide de joint PR-395P (le Joint Français). La couche de joint de 1 à 2 mm d'épaisseur induit essentiellement un apport en amortissement (environ 0,7% sur le premier mode - tableau B.6).

### B.4.3 Les capteurs

Ce tube est également équipé de deux capteurs : une jauge de déformation collée à 7,8 mm de l'encastrement ( $r_{AJ} = 13,6 \cdot 10^{-3} \text{ mm}/\mu\epsilon$ ) et d'un accéléromètre collé en bout de tube à 7 mm de l'extrémité libre. Dans ce cas, nous n'avons pas cherché à placer l'accéléromètre sur les noeuds des modes n°2 et n°3 car l'efficacité du contrôle sur les modes non-ciblés est ici beaucoup moins importante que pour le tube précédent.

Comme pour le tube précédent, le capteur n'est pas colocalisé avec les actionneurs. Dans ce cas la colocalisation nécessite l'utilisation de plaque piézo-électrique (par exemple des films polymères de type PVDF) de longueur  $L_p$  identique à celle des actionneurs. De nombreuses publications traitent de ce problème, nous pouvons par exemple citer de manière non-exhaustive Baz [9], Chen *et al.* [23] ou Preumont [79]. Cependant, nous n'avons pas retenu cette solution pour deux raisons :

- la superposition des actionneurs et des capteurs implique une bonne maîtrise du collage et de l'isolement des composants.

- le signal fourni par le capteur est un déplacement. Le contrôle direct en vitesse impose alors une dérivation du signal.

### B.4.4 Apports structurels des actionneurs et des capteurs

L'intérêt des céramiques piézo-électriques résidant essentiellement dans leur haut niveau d'intégration, il est intéressant d'étudier leurs apports structurels. Le tableau B.6 montre les apports structurels dus au collage des céramiques, de l'accéléromètre et du joint d'étanchéité sur des mesures de fréquences et d'amortissements pour trois configurations :

- Configuration n°1 : tube + accéléromètre
- Configuration n°2 : tube + accéléromètre + céramiques
- Configuration n°3 : tube + accéléromètre + céramiques + joint

Les résultats sans actionneur ont été obtenus par une excitation au marteau de choc. Ces résultats montrent que les céramiques provoquent un léger apport en raideur par augmentation de la fréquence du premier mode (Configurations n°1 et n°2). La diminution de la fréquence sur le deuxième mode est due à un effet de masse ajoutée plus important que l'effet de raideur ajoutée. Ensuite (Configurations n°2 et n°3), la pose du joint d'étanchéité constitue essentiellement un apport en masse par diminution des fréquences et d'un apport en amortissement. Finalement, le montage des actionneurs ne modifie que légèrement notre structure.

Mode	Config. n°1		Config. n°2		Config. n°3	
	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)
1	30,18	0,42	31,14	0,47	28,73	1,1
2	337,4	0,48	334,5	0,43	312,9	0,7

TAB. B.6 – Fréquences et amortissements suivant les configurations de collage.

### B.4.5 Calcul éléments-finis du tube

Il est également possible d'effectuer une modélisation éléments-finis de ce tube. Comme il n'existe pas d'élément de type piézo-électrique à disposition dans le code Castem, nous n'avons pas effectué de calcul éléments-finis du tube équipé de ses actionneurs. Ce type de calcul, possible avec d'autres codes (Lalande *et al.* [56], Mazoyer [67]), permet de déterminer le couplage électro-mécanique ainsi que les apports structurels dus au collage des actionneurs. Ici, pour compenser ce manque, nous avons fait appel à des modèles analytiques : Crawley et De Luis [32] (Annexe C) pour le couplage électro-mécanique et Baz et Poh [11] pour l'apport en raideur. Contrairement au tube précédent, nous avons jugé utile de reporter les résultats pour les deux ou trois premiers modes propres de flexion pour montrer la bonne adéquation entre ces modèles et les résultats expérimentaux.

Les résultats de calcul présentés dans le tableau B.8 prennent en compte les apports en masse et en raideur dus à la présence des actionneurs piézo-électriques. L'apport en masse est modélisé par une masse linéique  $\rho_p l_p t_p$  (Tab. B.5) ajoutée aux éléments «poutre» situés au niveau des actionneurs. L'apport en raideur est modélisé en reprenant la rigidité de flexion équivalente  $(EI)^*$  de Baz et Poh [11] avec deux plaques piézo-électriques collées de façon symétrique où  $E$  correspond au module d'Young,  $I$  au moment d'inertie de flexion,  $b$  et  $p$  étant les indices de la poutre et des piézo-électriques. Dans l'équation (B.8), l'épaisseur de colle est négligée.

$$(EI)^* = E_b t_b + 2 E_p t_p \quad (\text{B.8})$$

Le joint d'étanchéité et l'accéléromètre ont été modélisés ensuite par un apport en masse afin de recalculer la fréquence propre du premier mode sur l'expérience (Tab. B.6). Ainsi, dans le tableau B.7, les fréquences des deux premiers modes propres sont reportées suivant les trois configurations décrites précédemment. La comparaison entre ces fréquences calculées (Tab. B.7) et les fréquences expérimentales (Tab. B.6) montre une bonne adéquation des résultats avec une erreur inférieure à 1,1% sur le premier mode et 5,8% sur le deuxième. Les caractéristiques modales calculées des trois premiers modes propres sont détaillées dans le tableau B.8. Il est également possible de calculer le tube en eau en reprenant le modèle de masse ajoutée de fluide de Chen [24] décrit précédemment.

Mode	Config. n°1	Config. n°2	Config. n°3
1	30,10	30,81	28,75
2	339,5	339,19	332,1

TAB. B.7 – Fréquences (Hz) calculées suivant les configurations de collage.

Mode		1	2	3
Fréquence propre	$f_i$ (Hz)	28,71	332,1	1220
Masse modale	$m_i$ (kg)	$8,38 \cdot 10^{-3}$	$4,70 \cdot 10^{-4}$	$3,05 \cdot 10^{-4}$
Raideur généralisée	$k_i$ (N.m <sup>-1</sup> )	273	2045	17900
Déformée modale	$\varphi_i(x) \ 0 < x < L$	-0,993 x-0,052	-	-
	$\varphi_i(x_A)$	-0,348	$4,39 \cdot 10^{-2}$	$-5,37 \cdot 10^{-2}$
Longueur équivalente	$L_{ei} = \int_0^L \varphi_i^2(x) dx$	0,014	$2,92 \cdot 10^{-4}$	$2,76 \cdot 10^{-4}$
Masse linéique équivalente	$m_{ei} = m_i / L_{ei}$ (kg/m)	0,60	1,61	1,10
Rotation de section	$\theta_i^+$	0,76	0,66	-0,35
	$\theta_i^-$	0,29	0,81	0,95
Facteur de projection	$\lambda_i(x_A)$	19,6	14,0	-229

TAB. B.8 – Calcul éléments-finis recalé du tube équipé des piézo-électriques en air.

Mode		1	2	3
Fréquence propre	$f_i$ (Hz)	18,11	250,9	881,4
Masse modale	$m_i$ (kg)	$2,11 \cdot 10^{-2}$	$8,83 \cdot 10^{-4}$	$5,78 \cdot 10^{-4}$
Raideur généralisée	$k_i$ (N.m <sup>-1</sup> )	274	2045	17900
Longueur équivalente	$L_{ei} = \int_0^{L_t} \varphi_i^2(x) dx$	0,014	$2,92 \cdot 10^{-4}$	$2,76 \cdot 10^{-4}$
Masse linéique équivalente	$m_{ei} = m_i / L_{ei}$ (kg/m)	1,51	3,02	2,09

TAB. B.9 – Calcul éléments-finis recalé du tube équipé des piézo-électriques en eau.

### B.4.6 La chaîne de contrôle

La chaîne de contrôle présentée ici (Fig. B.11) repose sur une architecture identique à la chaîne précédente. La loi de contrôle est toujours un contrôle direct en vitesse. L'amplificateur de charge *B&K 2635* et l'amplificateur *Gearing & Watson* conservent les mêmes fonctions et réglages que précédemment. Le filtre passe-bas *KH 3322R* a sa fréquence de coupure qui est réglée à 700 ou 1000 *Hz* suivant les essais.

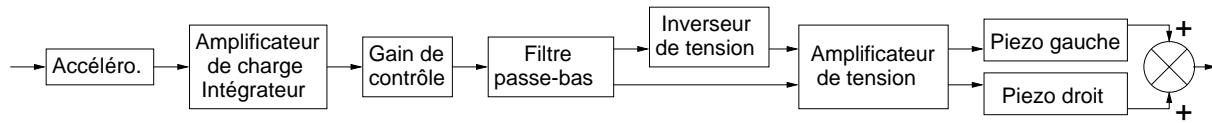


FIG. B.11 – Schéma-bloc du contrôleur avec les actionneurs piézo-électriques.

– *Amplificateur différentiel Ectron modèle 751 :*

Comme les deux céramiques piézo-électriques fonctionnent en opposition de phase, il est nécessaire d'inverser le signal dans la boucle de contrôle. Cet inversion est réalisée à l'aide d'un amplificateur différentiel dont la fonction de transfert est constante et vaut -1.

– *Amplificateur de tension Polytec-PI :*

Cet appareil constitue le dernière étage d'amplification avant les céramiques piézo-électriques. Sa gamme de tension de sortie est  $-1000V/0V$ . Il possède un gain de 100 en courant continu.

Sa fonction de transfert (Fig. B.12) n'est pas constante. Le constructeur ne donnant pas d'informations suffisantes, nous avons essayé de caractériser au mieux l'amplificateur sur la bande de fréquence 0-4000 *Hz*. L'amplificateur se comporte alors comme un filtre de Bessel d'ordre 2 avec une fréquence de coupure à 3200 *Hz*. En variable de Laplace, sa fonction de transfert s'écrit :

$$H_{PI}(s) = \frac{-4,04.10^{10}}{s^2 + 3,48.10^4 s + 4,04.10^8} \quad (\text{B.9})$$

L'excitation en boucle ouverte permet de déterminer les caractéristiques de la structure pour les comparer avec les calculs éléments-finis et de vérifier la qualité du collage des céramiques piézo-électriques. Le principe de la mesure de la FTBO repose sur une excitation de la structure par les actionneurs piézo-électriques. Le signal en tension délivré aux céramiques est un bruit-blanc sur la plage 0-2500 *Hz* afin d'exciter les trois premiers modes propres. La FTBO est alors mesurée entre l'excitation et la réponse fournie par l'accéléromètre. Le choix de trois modes propres provient de la prise en compte suffisante de ces modes dans la modélisation du contrôleur. Nous n'avons pas observé de déstabilisation, due au contrôle, des modes d'ordre supérieur à trois dans la plage de gain de contrôle utilisée. À partir de la fonction de transfert expérimentale entre la réponse de l'accéléromètre et la tension aux

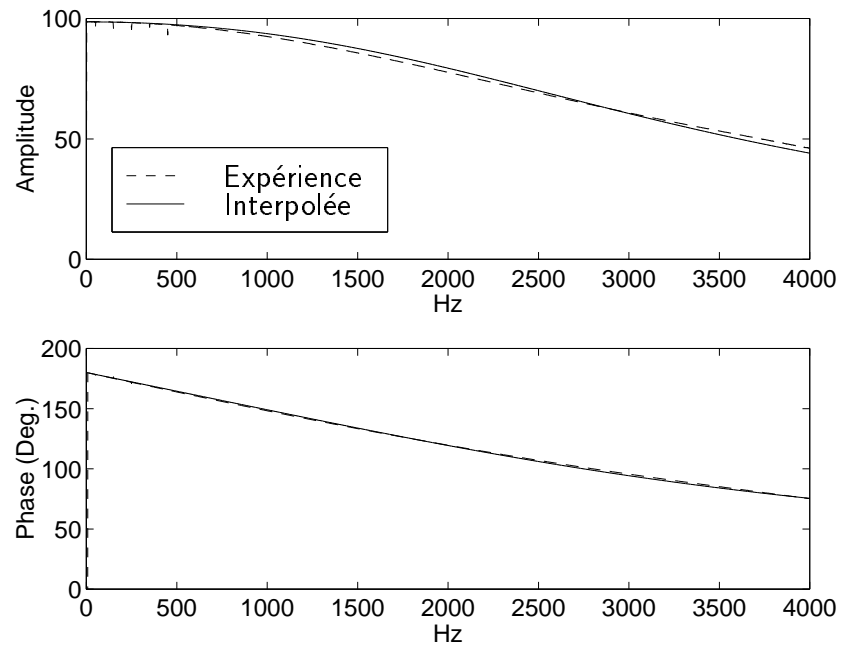


FIG. B.12 – Fonction de transfert de l'amplificateur Polytec-PI.

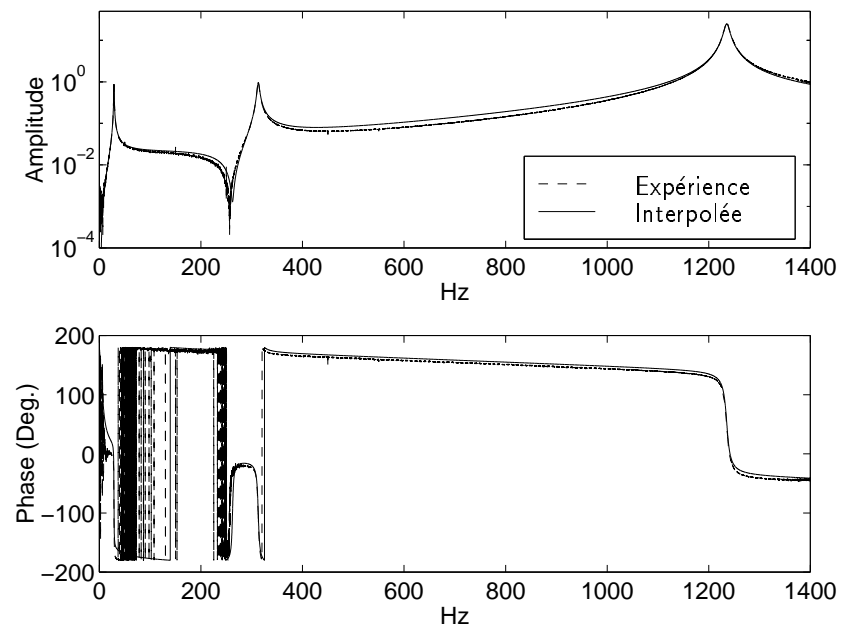


FIG. B.13 – FTBO en air avec les actionneurs piézo-électriques.

bornes des céramiques (Fig. B.13), les fréquences, les amortissements et les participations des trois premiers modes propres en air et en eau sont estimés (Tab. B.10) sur la fonction de transfert idéale de l'équation (B.7).

Mode	AIR			EAU		
	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)	$\alpha_P^i$ ( $m.s^{-2}.V^{-1}$ )	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)	$\alpha_P^i$ ( $m.s^{-2}.V^{-1}$ )
1	28,73	0,87	-0,021	18,72	1,44	-0,0080
2	312,9	0,7	-0,0135	220,7	1,0	-0,0090
3	1235,5	0,41	0,225	836,2	0,8	0,143

TAB. B.10 – Résultats de l'excitation piézo-électrique en boucle ouverte en air et en eau.

Au cours des différents essais réalisés, nous avons remarqué que l'amortissement propre de la structure pouvait évoluer d'une journée à l'autre. Des problèmes d'étanchéité rencontrés au niveau du joint ont modifié dans le temps l'efficacité des actionneurs piézo-électriques. Par conséquent, avant de commencer toute nouvelle manipulation, nous avons toujours excité en boucle ouverte le tube afin de bien connaître toutes les caractéristiques de la structure. Cette remarque explique pourquoi, d'une série d'essais à l'autre les paramètres modaux peuvent être légèrement différents.

La vérification du collage est réalisée en comparant des résultats expérimentaux avec le modèle de Crawley et De Luis [32] décrit en Annexe C. L'équation (C.26) donne la constante de couplage électro-mécanique de Crawley en reprenant les valeurs des tableaux B.4 et B.5 :

$$\Omega_p = 1,06.10^{-3} N.m.V^{-1}$$

D'après l'équation (C.28), l'équation dynamique du problème pour le mode n°i s'écrit :

$$m_i (\omega_i^2 - \omega^2 + 2j \xi_i \omega_i \omega) q_i = \Omega_p \Delta\theta_i U$$

Le déplacement généralisé  $q_i$  peut s'exprimer en fonction de l'accélération modale en bout de tube  $-\omega^2 \varphi_i(x_A)$ . L'accélération en bout de tube tronquée sur les trois premiers modes s'écrit :

$$\ddot{z}(x_A) = -\omega^2 \sum_{i=1}^3 \varphi_i(x_A) q_i \quad (\text{B.10})$$

$x_A$ : abscisse de l'accéléromètre.

Ainsi le terme  $\alpha_P^i$  de la fonction de transfert  $H_s(j\omega)$  de l'équation (B.7) s'écrit :

$$\alpha_P^i = \Omega_p \lambda_i(x_A) \quad (\text{B.11})$$

où le terme de projection modale  $\lambda_i(x_A)$  (Tab. B.8) s'écrit :

$$\lambda_i(x_A) = \frac{\Delta\theta_i \varphi_i(x_A)}{m_i^s} \quad (\text{B.12})$$

Mode	modèle	expérience
1	0,021	0,021
2	0,0148	0,0135
3	-0,243	-0,225

TAB. B.11 – Comparaison modèle/expérience de  $\alpha_P^i$  ( $m.s^{-2}.V^{-1}$ ).

La comparaison des niveaux d'excitation des céramiques (Tab. B.11) montre que le collage des céramiques est correct. Une vérification de la symétrie de l'excitation a montré une dissymétrie de l'ordre de 8% sur la participation modale entre les actionneurs «droit» et «gauche».

La différence entre le modèle et l'expérience n'a aucune influence dans la méthode de détermination des forces fluide-élastiques par contrôle actif présentée ici. La modélisation de la boucle de contrôle est réalisée à partir de la fonction de transfert en boucle ouverte expérimentale. Comme avec le tube précédent équipé de l'excitateur électromagnétique, il est maintenant possible d'effectuer une simulation de contrôle pour observer le comportement du contrôleur.

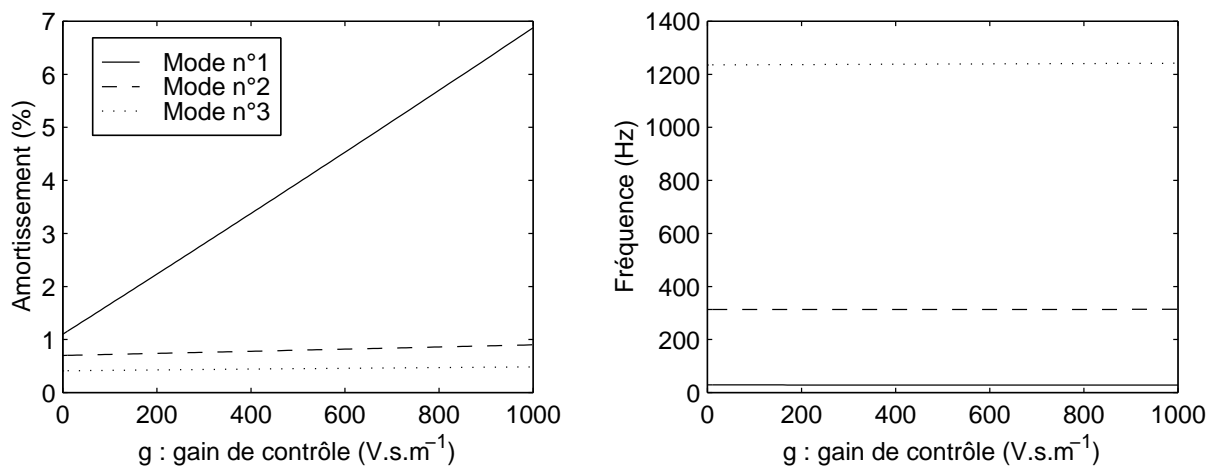


FIG. B.14 – Fréquences et amortissements calculés pour un contrôle en air.





# Annexe C

## Notions sur les plaques piézo-électriques

C.1	Qu'est ce qu'une céramique piézo-électrique $\Gamma$ . . . . .	134
C.2	Variables et équations . . . . .	134
C.2.1	Les variables . . . . .	134
C.2.2	Caractéristiques mécaniques . . . . .	135
C.2.3	Caractéristiques électriques . . . . .	136
C.2.4	Caractéristiques piézo-électriques . . . . .	136
C.2.5	Exemple: le PZT PIC151 de Polytec-PI . . . . .	136
C.2.6	Alimentation des actionneurs piézo-électriques . . . . .	136
C.3	Modèle du comportement de céramiques piézo-électriques collées sur une poutre	138
C.3.1	Hypothèses du modèle . . . . .	138
C.3.2	Mise en équations du problème . . . . .	139
C.3.3	Solution pour une couche de colle réelle . . . . .	141
C.3.4	Solution pour des actionneurs parfaitement collés . . . . .	143
C.3.5	Projection du moment piézo-électrique dans la base modale . . . . .	144

## C.1 Qu'est ce qu'une céramique piézo-électrique?

La piézo-électricité est un phénomène physique couplant les comportements mécanique et électrique d'un matériau. Les matériaux piézo-électriques sont principalement connus pour des applications de type capteur. La sollicitation mécanique du matériau produit alors une résultante électrique, c'est l'effet piézo-électrique direct. Dans des applications mécaniques plus récentes, l'effet piézo-électrique inverse a été utilisé : une sollicitation électrique du matériau produit alors une réaction de type mécanique. L'apparition récente des cristaux à base de plomb-titanate ( $\text{PbTiO}_3$ ) et de plomb-zirconate ( $\text{PZrO}_3$ ) a permis le développement de ces applications. Ces cristaux ont des capacités électro-mécaniques élevées. Le terme d'actionneur piézo-électrique est généralement employé.

Pour comprendre le fonctionnement d'une céramique piézo-électrique, il est possible de s'intéresser à son processus de fabrication. Ce processus peut être divisé en quatre étapes :

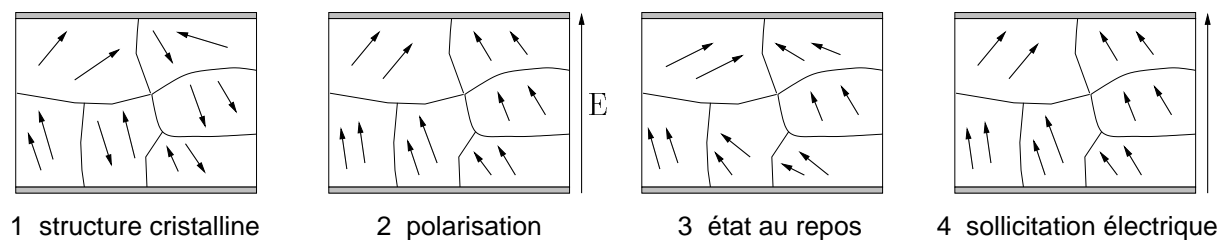


FIG. C.1 – Étapes de la fabrication d'une céramique piézo-électrique.

1. la céramique est chauffée afin de faire apparaître une structure cristalline (Fig. C.1).
2. la céramique est soumise à un champ électrique élevé ( $E$ ) de plusieurs kilo-volts par millimètre. Les dipôles internes du matériau s'alignent dans un sens.
3. la céramique est définitivement polarisée sous certaines conditions d'utilisation.
4. lorsque que la céramique est soumise par exemple à une tension, les dipôles s'orientent dans une nouvelle direction, modifiant la géométrie de la structure. Ceci provoque une déformation de la céramique dans certaines directions.

Les actionneurs piézo-électriques peuvent être utilisés entre 0 et une tension maximum. Dans certaines applications en tant qu'actionneur, une précharge électrique du matériau est donc nécessaire. À l'inverse, les capteurs piézo-électriques subissent une précontrainte mécanique afin de pouvoir fonctionner correctement.

## C.2 Variables et équations

### C.2.1 Les variables

Une céramique piézo-électrique est un milieu électriquement et mécaniquement anisotrope qui peut être repéré par trois axes principaux comme sur la figure C.2. Dans la

littérature, l'axe 3 correspond en général à l'axe de polarisation du matériau. Les variables d'état de la céramique sont définies dans le tableau C.1.

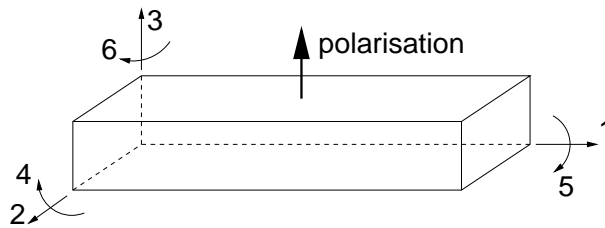


FIG. C.2 – Axes principaux d'une céramique piézo-électrique.

Notation	Appellation	Dimension
$S$	tenseur des déformations	1x6
$T$	tenseur des contraintes	1x6
$E$	vecteur champ électrique	1x3
$D$	vecteur induction	1x3

TAB. C.1 – Variables d'état de l'élément piézo-électrique.

Ces différentes variables sont liées par des équations de la mécanique, de l'électricité et de la piézo-électricité. Nous utilisons ici les notations rencontrées dans l'encyclopédie Landolt-Boernstein [57] et qui sont communément utilisées dans la littérature.

### C.2.2 Caractéristiques mécaniques

La souplesse élastique liant les deux variables mécaniques est définie par :

$$s_{ij} = \frac{S_i}{T_j}$$

La souplesse élastique est classiquement reliée au module d'Young et au coefficient de Poisson par :

- module d'Young :  $Y_{ii} = (s_{ii})^{-1}$
- coefficient de Poisson :  $\nu_{12} = -\frac{s_{12}}{s_{11}}$

Les coefficients  $s_{ij}^E$  à champ électrique constant (court-circuit) sont à distinguer des coefficients  $s_{ij}^D$  à induction constante (circuit ouvert).

### C.2.3 Caractéristiques électriques

La constante diélectrique  $\varepsilon_{ii}$  lie les deux variables électriques par la relation :

$$D_i = \varepsilon_{ii} E_i$$

où l'on distingue également  $\varepsilon_{ii}^T$  de  $\varepsilon_{ii}^S$ .

### C.2.4 Caractéristiques piézo-électriques

Les constantes piézo-électriques de charge  $d_{ij}$  et de tension  $g_{ij}$  permettent de relier les variables mécaniques et électriques comme dans le tableau C.2. Nous nous limitons ici aux constantes piézo-électriques qui nous intéressent.

Constante	Effet direct	Effet inverse
de charge $d_{ij}$	$\frac{D_i}{T_j}$ à champ constant [C.N <sup>-1</sup> ]	$\frac{S_j}{E_i}$ à effort constant [m.V <sup>-1</sup> ]
de tension $g_{ij}$	$\frac{E_i}{T_j}$ à induction constante [C.m <sup>-2</sup> ]	$\frac{S_j}{D_i}$ à déformation constante [N.m <sup>-1</sup> .V <sup>-1</sup> ]

TAB. C.2 – Constantes piézo-électriques.

### C.2.5 Exemple : le PZT PIC151 de Polytec-PI

Les actionneurs piézo-électriques utilisés lors des expérimentations sont constitués du matériau référencé PIC151 par le fabricant Polytec-PI. La définition normalisé de ce matériau est PZT-P7. Nous pouvons remarquer le caractère anisotrope du matériau lié à sa polarisation suivant l'axe 3. Par défaut, les variables  $X$  d'indice  $X_{12}$  ne sont pas référencées car  $X_{12} = X_{13}$ .

### C.2.6 Alimentation des actionneurs piézo-électriques

En pratique, la céramique piézo-électrique est alimentée par un amplificateur de puissance. En fonctionnement, l'amplificateur impose une tension à l'actionneur. Dans le cadre du dimensionnement de l'amplificateur, on suppose cette tension maximum. Elle se calcule à partir du champ électrique admissible par le matériau et de la distance entre les électrodes. Pour le matériau PIC151, le champ électrique admissible est de 2000 V/mm, ce qui donne une tension maximale de 500 V pour une plaque piézo-électrique de 0,25 mm d'épaisseur. Évidemment, pour des applications dynamiques, une précharge électrique de 250 V pourra être réglée et la tension appliquée aux céramiques pourra osciller entre 0 et 500 V.

Caractéristique	Notation	Unités	Valeur
masse volumique	$\rho_p$	$[kg.m^{-3}]$	7800
constantes diélectriques	$\varepsilon_{33}^T / \varepsilon_o$	-	2100
	$\varepsilon_{11}^T / \varepsilon_o$	-	1980
constante diélectrique relative	$\varepsilon_o$	$[10^{-12} F.m^{-1}]$	8,854
constantes de charge	$d_{31}$		-210
	$d_{33}$	$[10^{-12} m.V^{-1}]$	-450
	$d_{15}$		-580
constantes de tension	$g_{31}$	$[10^{-3} V.m.N^{-1}]$	-11,5
	$g_{33}$		-22,8
constantes élastiques	$s_{11}^E$	$[10^{-12} m^2.N^{-1}]$	15
	$s_{33}^E$		19
champ électrique admissible	$E_{max}$	$[V.mm^{-1}]$	2000

TAB. C.3 – Caractéristiques du matériau piézo-électrique PIC151 (Polytec-PI).

La puissance maximale que doit pouvoir fournir l'amplificateur est déterminée à partir de l'intensité nécessaire. D'après Law *et al.* [58], l'impédance interne d'une plaque piézo-électrique vibrant suivant un axe perpendiculaire à l'axe de polarisation (axes 1 ou 2) peut être assimilée à celle d'un condensateur pour des applications de type mécanique avec des fréquences inférieures à quelques milliers de hertz. L'intensité  $i$  que doit fournir l'amplificateur s'écrit donc classiquement :  $i = j C \omega U$ , où  $C$  est la capacité du condensateur.

Law *et al.* [58] définissent la capacité sans contrainte mécanique :

$$C^T = (L_p l_p / t_p) \varepsilon_{11}^T$$

où  $L_p, l_p$  et  $t_p$  sont la longueur, la largeur et l'épaisseur de la plaque céramique. Ainsi, pour notre application  $C^T = 77 nF$ . En première approximation, en supposant un mouvement harmonique à 100 Hz de la structure, l'amplificateur devra fournir une puissance de 3 W sous une tension alternative de 250 V.

### C.3 Modèle du comportement de céramiques piézo-électriques collées sur une poutre

Le modèle de couplage électro-mécanique est inspiré des travaux de Crawley et De Luis [32]. Ces auteurs se sont entre autres intéressés à la modélisation de l'action mécanique engendrée par une paire d'actionneurs piézo-électriques collés à la surface d'une poutre. Crawley et De Luis [32] considèrent que l'actionneur piézo-électrique collé et la poutre ont la même largeur. Pour nos applications, la largeur des céramiques piézo-électriques est plus faible que celle de la poutre (Fig. C.3).

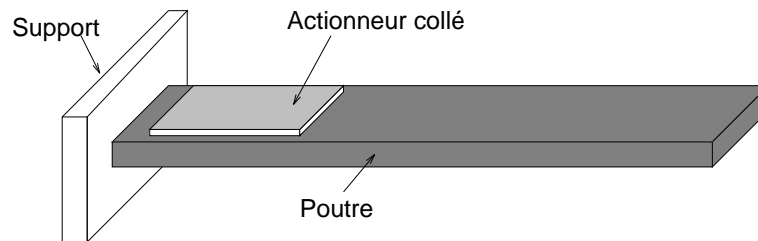


FIG. C.3 – Exemple d'une poutre avec ses actionneurs piézo-électriques.

#### C.3.1 Hypothèses du modèle

- ▷ Le modèle s'applique à un couple de céramiques soumises à une tension donnée  $U$ .
- ▷ Au niveau de la modélisation mécanique (Fig. C.4), l'actionneur travaille en traction-compression, la couche de colle en cisaillement et la poutre en flexion ou en traction-compression. Ces hypothèses imposent alors le profil du champ de déformation.

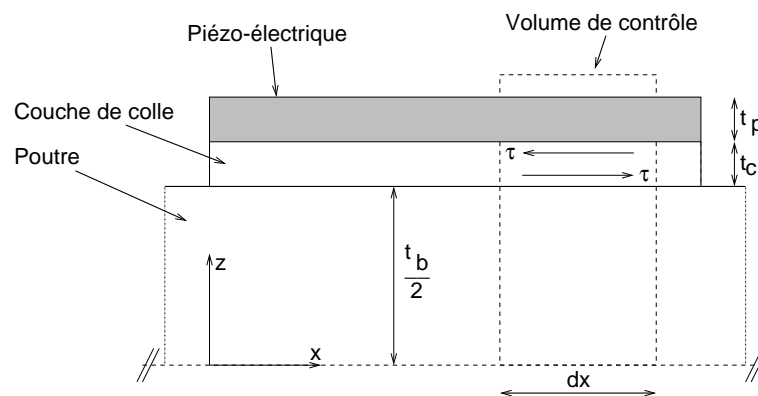


FIG. C.4 – Géométrie des céramiques collées sur une structure élastique.

- ▷ Le fonctionnement des céramiques en opposition de phase provoque la flexion de la poutre (Fig. C.5(a)). Par contre, un fonctionnement en phase provoque la traction ou la compression de la poutre (Fig. C.5(b)).

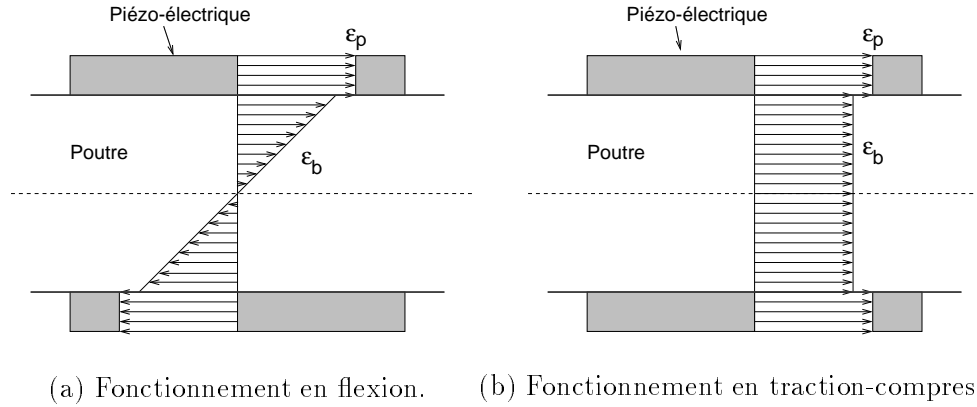


FIG. C.5 – Champs de déformation des piézo-électriques et de la poutre.

- ▷ les céramiques soumises à une tension  $U$  fonctionnent en déformation imposée (Lin *et al.* [62]).
- ▷ l'apport en masse des céramiques n'est pas pris en compte.

### C.3.2 Mise en équations du problème

La mise en équation est réalisée sur la demi-poutre supérieure munie de son actionneur où  $b$ ,  $c$  et  $p$  sont respectivement les indices de la poutre, de la colle et du piézo-électrique.

#### Relations géométriques

Les déformations dans la céramique  $\varepsilon_p$  et à la surface libre supérieure de la poutre  $\varepsilon_b^s$  s'écrivent en fonction des déplacements  $u$  :

$$\varepsilon_p = \frac{d u_p}{d x} = u_p' \tag{C.1}$$

$$\varepsilon_b^s = \frac{d u_b^s}{d x} = u_b^{s'} \tag{C.2}$$

L'angle de cisaillement dans la colle  $\gamma$  s'écrit :

$$\gamma = \frac{u_p - u_b^s}{t_c} \tag{C.3}$$

## Relations d'équilibre

Les équilibres du piézo-électrique et de la poutre dans le volume de contrôle (Fig. C.4) donnent :

$$\frac{d\sigma_p}{dx} - \frac{\tau}{t_p} = 0 \quad (\text{C.4})$$

$$\frac{d\sigma_b^s}{dx} + \frac{\delta r \tau}{t_b} = 0 \quad (\text{C.5})$$

où :

- $\delta = 6$  : fonctionnement en flexion /  $\delta = 2$  : fonctionnement en traction-compression (Fig. C.5).
- $\sigma_p$  et  $\sigma_b^s$  : contraintes dans les céramiques et à la surface libre de la poutre.
- $\tau$  : contrainte de cisaillement dans la colle.
- $l_p$  et  $l_b$  : largeurs respectives des céramiques et de la poutre.

$$r = \frac{l_b}{l_p} \quad (\text{C.6})$$

## Relations de comportement

La déformation des piézo-électriques  $\Lambda$  due à une tension  $U$  s'exprime sous la forme :

$$\Lambda = \frac{d_{31} U}{t_p} \quad (\text{C.7})$$

Les lois de comportement élastiques linéaires pour les céramiques, la poutre et la colle donnent :

$$\sigma_p = E_p (\varepsilon_p - \Lambda) \quad (\text{C.8})$$

$$\sigma_b^s = E_b \varepsilon_b^s \quad (\text{C.9})$$

$$\tau = G \gamma \quad (\text{C.10})$$

avec :

- $d_{31}$  : constante de couplage électro-mécanique fonction du matériau piézo-électrique.  $d_{31}$  est de signe positif.
- $E_p$  et  $E_b$  : modules d'Young des céramiques et de la poutre.
- $\varepsilon_p$  : déformation mécanique des piézo-électriques.
- $G$  : module de cisaillement de la colle.



### C.3.3 Solution pour une couche de colle réelle

La résolution du problème posé précédemment conduit, dans le cas d'une couche de colle réelle, à déterminer les inconnues  $(\sigma_p, \sigma_b^s, \tau, \Lambda, \varepsilon_p, \varepsilon_b^s, \gamma)$ . À partir des équations d'équilibre (C.4) et (C.5) et des équations (C.1), (C.2), (C.3), (C.8) et (C.9), nous arrivons à un système de deux équations différentielles du quatrième ordre découplées :

$$\frac{d^4 \varepsilon_b^s}{d \bar{x}^4} - \Gamma^2 \frac{d^2 \varepsilon_b^s}{d \bar{x}^2} = 0 \quad (\text{C.11})$$

$$\frac{d^4 \varepsilon_p}{d \bar{x}^4} - \Gamma^2 \frac{d^2 \varepsilon_p}{d \bar{x}^2} = 0 \quad (\text{C.12})$$

où :

- la différentiation est faite par rapport à la variable adimensionnelle  $\bar{x}$ .
- le paramètre de cisaillement  $\Gamma$  s'écrit :

$$\Gamma^2 = \frac{G}{E_p t_p t_c} \left( \frac{\psi + \delta r}{\psi} \right) \quad (\text{C.13})$$

- avec  $\psi$  : ratio de raideur entre la poutre et les céramiques :

$$\psi = \frac{E_b t_b}{E_p t_p} \quad (\text{C.14})$$

La résolution des équations différentielles (C.11) et (C.12) permet d'exprimer les déformations  $\varepsilon_p$  et  $\varepsilon_b^s$  en fonction de l'abscisse adimensionnée  $\bar{x}$  :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_p \\ \varepsilon_b^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} B_1 + \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} B_2 \bar{x} + \begin{bmatrix} \frac{\psi}{\delta r} \\ 1 \end{bmatrix} B_3 \sinh(\Gamma \bar{x}) + \begin{bmatrix} -\frac{\psi}{\delta r} \\ 1 \end{bmatrix} B_4 \cosh(\Gamma \bar{x}) \quad (\text{C.15})$$

L'expression des conditions limites en déformation aux extrémités des céramiques peut s'écrire :

$$\bar{x} = -1 \Rightarrow \varepsilon_p = \Lambda \ \& \ \varepsilon_b^s = 0 \quad (\text{C.16})$$

$$\bar{x} = +1 \Rightarrow \varepsilon_p = \Lambda \ \& \ \varepsilon_b^s = 0 \quad (\text{C.17})$$

Les relations (C.15), (C.16) et (C.17) permettent de calculer les constantes  $B_i$ .

$$B_1 = \frac{\psi}{\psi + \delta r} \left( \frac{\delta r \Lambda}{\psi} \right) \quad (\text{C.18})$$

$$B2 = 0 \quad (C.19)$$

$$B3 = 0 \quad (C.20)$$

$$B4 = -\frac{\delta r}{(\psi + \delta r) \cosh(\Gamma)} \Lambda \quad (C.21)$$

La connaissance de l'expression de l'action mécanique engendrée par le caractère piézo-électrique de la céramique sur la poutre passe par l'expression du cisaillement dans la colle  $\tau$ . L'intégration de l'équation (C.15) permet de calculer  $u_p$  et  $u_b^s$  à partir des équations (C.1) et (C.2). L'équation (C.3) et la relation de comportement (C.10) conduisent alors à :

$$\tau = \frac{-G}{t_c \Gamma} \left[ \frac{\sinh(\Gamma \bar{x})}{\cosh(\Gamma)} \right] \Lambda \quad (C.22)$$

Pour deux valeurs du paramètre de cisaillement ( $\Gamma = 5$  et  $\Gamma = 50$ ), le cisaillement dans la colle  $\tau$  est fonction de l'abscisse adimensionnée  $\bar{x}$  (Fig. C.6). Le paramètre de cisaillement  $\Gamma$  traduit la capacité de la couche de colle à transmettre l'effort induit par les céramiques à la poutre. Pour une valeur de  $\Gamma$  grande, ce qui correspond à un film de colle rigide et peu épais (Eq. C.22), le cisaillement est concentré aux extrémités des céramiques. Au milieu des actionneurs, les déformations de la poutre et des céramiques sont alors identiques.

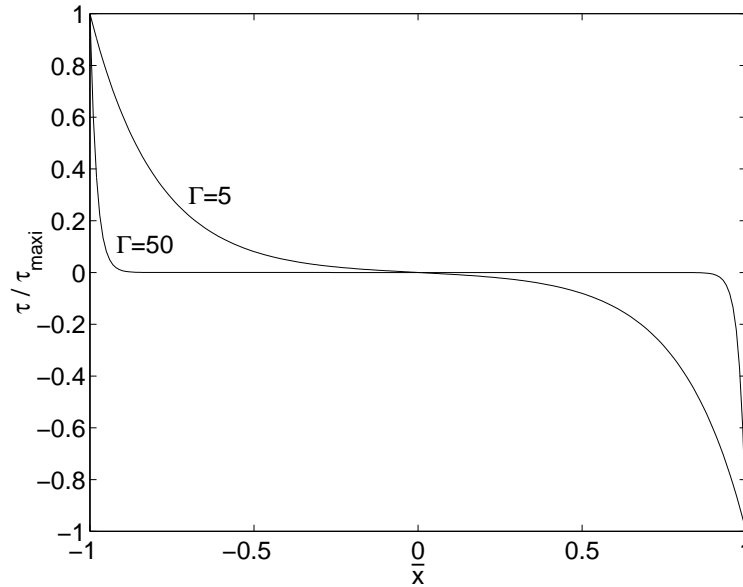


FIG. C.6 – Évolution du cisaillement dans la colle pour différentes valeur de  $\Gamma$ .

Nous allons nous intéresser maintenant au cas où les actionneurs sont parfaitement collés sur leur support ce qui correspond à un paramètre de cisaillement infini.

### C.3.4 Solution pour des actionneurs parfaitement collés

Dans ce cas, les déformations des piézo-électriques sont transmises à la poutre sur une distance infinitésimale aux extrémités des céramiques.

La force de cisaillement exercée par l'actionneur supérieur sur le support en  $\bar{x} = \pm 1$  s'écrit alors :

$$F = - \left( \frac{E_b t_b l_p}{\psi + \delta r} \right) \Gamma \bar{x} \quad (\text{C.23})$$

Pour un fonctionnement en flexion, le couplage entre les céramiques et la poutre peut se mettre sous la forme d'un moment  $M^\pm$  appliqué aux extrémités des actionneurs (Fig. C.7) :

$$M^\pm = F t_b \quad (\text{C.24})$$

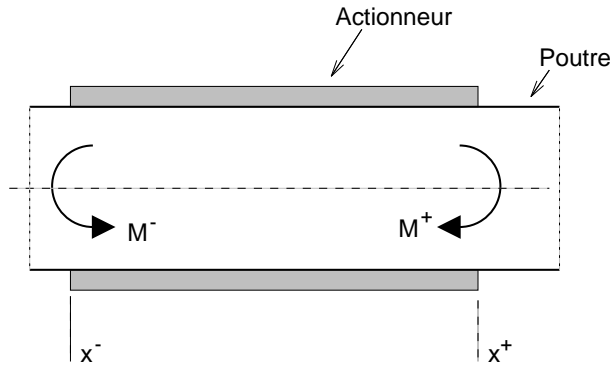


FIG. C.7 – Moments induits par les céramiques pour un fonctionnement en flexion.

A partir des équations (C.23) et (C.24), le moment dû à l'effet piézo-électrique est concentré en  $x = x^-$  et  $x = x^+$ . Il s'écrit :

$$M^- = -M^+ = \left( \frac{E_b t_b^2 l_p}{\psi + 6r} \right) \frac{d_{31}}{t_p} U \quad (\text{C.25})$$

On pose alors  $\Omega_p$ , la constante de couplage électro-mécanique de Crawley :

$$\Omega_p = \left( \frac{E_b t_b^2 l_p}{\psi + 6r} \right) \frac{d_{31}}{t_p} \quad (\text{C.26})$$

Le signe de la relation (C.25) est valable si  $U$  et  $-U$  sont les tensions respectives appliquées aux céramiques supérieure et inférieure.

### C.3.5 Projection du moment piézo-électrique dans la base modale

Le moment piézo-électrique se projète sur l'équation d'équilibre du mode n°i :

$$m_i \left( \omega_i^2 - \omega^2 + 2j \xi_i \omega_i \omega \right) q_i = M^- \theta_i^- + M^+ \theta_i^+ \quad (\text{C.27})$$

D'où :

$$m_i \left( \omega_i^2 - \omega^2 + 2j \xi_i \omega_i \omega \right) q_i = \Omega_p \Delta \theta_i U \quad (\text{C.28})$$

avec :

$$\Delta \theta_i = \theta_i^- - \theta_i^+ \quad (\text{C.29})$$

## Annexe D

### Tableaux de résultats

$g$ ( $N.s.m^{-1}$ )	Calculs		Essais		erreur	
	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$ \Delta f $ (Hz)	$ \Delta \xi $ (%)
0	47,35	0,34	47,28	0,37	0,7	0,03
1,01	47,33	1,43	47,37	1,46	0,04	0,03
1,97	47,32	2,48	47,19	2,42	0,13	0,06
3,03	47,30	3,64	47,32	3,42	0,02	0,22
4,01	47,28	4,73	47,22	4,55	0,06	0,18
5,10	47,26	5,95	46,81	5,48	0,35	0,47
6,00	47,24	6,96	46,83	6,05	0,31	0,91

TAB. D.1 – Validation du contrôleur électromagnétique.

$g$ ( $V.s.m^{-1}$ )	Calculs		Essais		erreur	
	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$ \Delta f $ (Hz)	$ \Delta \xi $ (%)
-60	28,76	0,53	28,71	0,57	0,05	0,04
0	28,73	0,87	28,70	0,87	0,03	0
98	28,69	1,42	28,65	1,46	0,04	0,04
207	28,64	2,04	28,60	1,95	0,04	0,09
308	28,60	2,61	28,51	2,53	0,09	0,08
410	28,55	3,20	28,42	3,12	0,13	0,08
513	28,50	3,79	28,55	3,73	0,05	0,06
603	28,46	4,31	28,49	4,00	0,03	0,31
696	28,42	4,85	28,01	4,72	0,41	0,13

TAB. D.2 – Validation du contrôleur piézo-électrique.

$V$ ( $m.s^{-1}$ )	Sans contrôle			Avec contrôle					Erreur	
	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	BF			BO		$ \Delta f $ ( $Hz$ )	$ \Delta \xi $ (%)
				$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)		
1,00	37,60	0,50	3	37,48	2,35	2	37,57	0,47	0,03	0,03
1,52	37,52	0,67	20	37,43	2,32	11	37,52	0,44	0	0,23
1,88	37,22	1,14	47	37,37	2,88	28	37,42	0,99	0,20	0,15
2,23	36,98	1,00	97	37,08	2,77	56	37,17	0,86	0,19	0,14
2,59	36,89	1,04	170	36,85	2,90	99	36,94	0,98	0,05	0,06
2,98	36,67	1,30	270	36,67	3,18	160	36,77	1,25	0,10	0,05
3,00	36,71	1,26	290	36,65	3,25	170	36,75	1,32	0,04	0,06
3,35	36,46	1,30	410	36,43	3,38	250	36,52	1,44	0,06	0,06
3,60	36,25	1,35	540	36,24	3,45	330	36,34	1,50	0,09	0,15
3,90	36,60	1,08	790	36,03	3,17	440	36,13	1,21	0,07	0,13

TAB. D.3 – Validation du contrôleur électromagnétique en eau  $g = 2 N.s.m^{-1}$ .

$V$ ( $m.s^{-1}$ )	Sans contrôle			Avec contrôle				Erreur		
	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	BF			BO		$ \Delta f $ ( $Hz$ )	$ \Delta \xi $ (%)
				$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)		
1,04	37,60	0,52	4	37,55	3,23	1	37,68	0,40	0,08	0,12
1,51	37,50	0,66	18	37,35	3,37	8	37,48	0,52	0,02	0,14
1,84	37,26	1,14	43	37,33	3,77	23	37,47	0,92	0,21	0,22
2,22	37,00	0,94	97	37,09	3,71	47	37,23	0,85	0,23	0,09
2,57	36,90	1,01	160	36,98	4,09	78	37,12	1,21	0,22	0,21
2,96	36,75	1,29	260	36,61	4,10	150	36,76	1,20	0,01	0,09
3,05	36,69	1,38	280	36,58	4,36	160	36,73	1,45	0,04	0,07
3,30	36,55	1,43	370	36,41	4,34	210	36,55	1,42	0	0,01
3,60	36,27	1,31	550	36,24	4,22	310	36,39	1,28	0,12	0,03
3,90	36,04	0,95	810	36,00	3,76	400	36,15	0,81	0,11	0,14
4,20	36,02	0,86	1180	35,85	3,73	510	36,00	0,77	0,02	0,09

TAB. D.4 – Validation du contrôleur électromagnétique en eau  $g = 3 N.s.m^{-1}$ .

$V$ ( $m.s^{-1}$ )	Sans contrôle			Avec contrôle				Erreur		
	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	BF			BO		$ \Delta f $ ( $Hz$ )	$ \Delta \xi $ (%)
				$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)		
0,69	18,69	1,67	12	18,81	0,96	20	18,74	1,52	0,05	0,15
0,90	18,49	2,18	50	18,70	1,51	62	18,63	2,07	0,14	0,11
0,97	18,35	2,03	87	18,50	1,34	110	18,43	1,91	0,08	0,11
1,05	18,32	1,16	110	18,44	0,65	180	18,37	1,22	0,05	0,06
1,25	18,38	1,75	150	18,49	1,10	230	18,42	1,67	0,04	0,08
1,38	18,28	2,48	250	18,38	1,74	290	18,31	2,31	0,03	0,17

TAB. D.5 – Validation du contrôleur piézo-électrique en eau  $g = -198 V.s.m^{-1}$ .



$V$ ( $m.s^{-1}$ )	Sans contrôle			Avec contrôle				Erreur		
	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	BF			BO		$ \Delta f $ ( $Hz$ )	$ \Delta \xi $ (%)
				$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)		
0,69	18,69	1,67	12	18,61	2,44	12	18,71	1,56	0,02	0,11
0,90	18,49	2,18	50	18,68	3,06	48	18,78	2,17	0,29	0,01
0,97	18,35	2,03	87	18,34	2,87	67	18,45	1,98	0,10	0,04
1,05	18,32	1,16	110	18,27	1,98	92	18,37	1,09	0,05	0,07
1,25	18,38	1,75	150	18,35	2,59	160	18,45	1,70	0,07	0,05
1,38	18,28	2,48	250	18,26	3,43	210	18,37	2,54	0,09	0,06
1,53	18,11	3,04	340	18,07	3,87	290	18,17	2,97	0,06	0,07

TAB. D.6 – Validation du contrôleur piézo-électriques en eau  $g = 305 V.s.m^{-1}$ .

$V$ ( $m.s^{-1}$ )	Sans contrôle			Avec contrôle				Erreur		
	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	BF			BO		$ \Delta f $ ( $Hz$ )	$ \Delta \xi $ (%)
				$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	$f$ ( $Hz$ )	$\xi$ (%)		
2,91	43,62	4,34	62	43,54	6,77	45	43,50	4,78	0,12	0,44
4,51	43,58	4,58	76	43,49	6,93	56	43,55	4,94	0,03	0,36
6,00	43,48	4,94	98	43,13	7,04	70	43,19	5,03	0,29	0,09
7,42	43,34	4,25	150	43,17	6,14	110	43,23	4,14	0,11	0,11
8,33	43,30	3,21	210	43,01	5,41	140	43,07	3,41	0,23	0,20
9,00	43,13	2,50	300	42,97	4,70	180	43,03	2,70	0,10	0,20
10,0	43,09	1,38	490	42,84	3,34	270	42,90	1,35	0,19	0,03

TAB. D.7 – Validation du contrôleur électromagnétique en diphasique  $g = 2 N.s.m^{-1}$ .

$V (m.s^{-1})$	$f (Hz)$	$\xi (\%)$	$\alpha_P (m.s^{-2}.N^{-1})$	$\sigma_A (\mu m)$
0	37,54	0,65	-4,4	-
0,30	37,55	0,60	-4,4	-
0,47	37,55	0,61	-4,5	-
0,63	37,54	0,61	-4,4	-
0,81	37,54	0,62	-4,4	-
1,01	37,52	0,66	-4,5	-
1,20	37,50	0,68	-4,5	-

TAB. D.8 – MEA en eau avec l'excitateur électromagnétique.

$V (m.s^{-1})$	$g (N.s.m^{-1})$	BF			BO	
		$f (Hz)$	$\xi (\%)$	$\sigma_A (\mu m)$	$f (Hz)$	$\xi (\%)$
3,90	0	36,06	0,97	760	-	-
3,90	1	36,10	2,18	510	36,15	1,20
4,15	1	35,83	1,71	720	35,88	0,73
4,40	1	35,72	1,33	900	35,77	0,35
4,40	2	35,74	2,33	670	35,83	0,36
4,55	2	35,65	2,25	780	35,76	0,28
4,70	2	35,59	2,04	880	35,70	0,07
4,70	3	35,63	3,15	700	35,79	0,18
4,85	3	35,49	3,03	760	35,65	0,05
5,00	3	35,49	2,76	860	35,65	-0,21
5,00	4	35,50	3,60	720	35,71	-0,37
5,30	4	35,34	3,32	890	35,55	-0,66
5,80	4	35,36	2,72	1170	35,57	-1,25

TAB. D.9 – Mesures post-instables en eau avec l'excitateur électromagnétique.

$V$ ( $m.s^{-1}$ )	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$\alpha_P$ ( $N^{-1}.s^{-2}.m^{-1}$ )	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )
0	18,75	1,44	0,58	-
0,08	18,76	1,44	0,59	-
0,12	18,75	1,44	0,58	-
0,19	18,75	1,45	0,58	-
0,26	18,76	1,45	0,58	-
0,36	18,76	1,46	0,58	-
0,46	18,75	1,44	0,58	-
0,54	18,73	1,49	0,59	-
0,66	18,74	1,56	0,59	-

TAB. D.10 – MEA en eau avec les actionneurs piézo-électriques.

$\varepsilon_g$ (%)	Mode	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)	$\alpha_P^i$ ( $m.s^{-2}.N^{-1}$ )
15	1	38,63	1,48	-4,64
	2	361,0	1,5	-0,68
	3	782,9	1,2	14,4
25	1	39,41	2,15	-4,80
	2	365,9	1,5	-0,71
	3	790,5	1,2	14,6
35	1	40,25	2,87	-4,96
	2	371,0	1,5	-0,72
	3	798,4	1,2	14,8
55	1	42,08	3,43	-5,32
	2	381,8	1,5	-0,74
	3	814,8	1,2	15,2
70	1	43,64	3,61	-5,65
	2	390,5	1,5	-0,76
	3	827,9	1,2	15,6
85	1	45,38	2,13	-6,00
	2	399,9	1,5	-0,78
	3	841,8	1,2	15,9

TAB. D.11 – Paramètres en boucle ouverte diphasique avec l'excitateur électromagnétique.

$V (m.s^{-1})$	$g (N.s.m^{-1})$	BF			BO	
		$f (Hz)$	$\xi (\%)$	$\sigma_A (\mu m)$	$f (Hz)$	$\xi (\%)$
1,08	0	40,01	3,70	37	-	-
1,76	0	40,49	4,52	45	-	-
2,67	0	39,74	4,43	60	-	-
3,39	0	39,13	4,86	100	-	-
4,18	0	38,60	3,26	220	-	-
4,71	0	38,41	1,86	330	-	-
4,94	0	38,17	0,66	680	-	-
4,94	2	37,92	2,67	310	38,01	0,72
5,12	2	37,99	2,03	380	38,08	0,09
5,41	2	38,13	0,98	630	38,22	-0,94
5,41	4	37,95	3,02	330	38,13	-0,87
5,65	4	38,16	2,25	420	38,34	-1,61
5,88	4	38,41	2,02	470	38,58	-1,81
6,12	4	38,70	1,54	600	38,87	-2,26
6,12	6	38,54	3,44	390	38,80	-2,31
6,36	6	38,73	2,71	470	38,98	-3,00
6,65	6	39,28	2,74	470	39,52	-2,89
6,88	6	39,42	2,78	560	39,66	-2,83
7,12	6	39,64	3,10	560	39,87	-2,49
7,35	6	39,78	3,61	550	40,01	-1,97
7,65	6	39,88	4,04	610	40,11	-1,54
7,82	6	39,91	3,96	590	40,14	-1,61
8,06	6	40,09	3,71	810	40,31	-1,84

TAB. D.12 – Essais avec l'excitateur électromagnétique à  $\varepsilon_g = 15\%$ .

$V (m.s^{-1})$	$g (N.s.m^{-1})$	BF			BO	
		$f (Hz)$	$\xi (\%)$	$\sigma_A (\mu m)$	$f (Hz)$	$\xi (\%)$
1,00	0	40,69	4,23	39	-	-
1,81	0	41,28	4,52	55	-	-
2,58	0	41,26	4,92	60	-	-
3,37	0	41,33	5,38	68	-	-
4,20	0	40,14	5,17	110	-	-
4,80	0	39,91	4,20	160	-	-
5,20	0	39,79	3,17	240	-	-
5,60	0	39,74	2,36	310	-	-
5,80	0	39,20	0,65	680	-	-
5,80	2	38,95	2,63	310	39,04	0,67
6,20	2	39,39	1,83	410	39,47	-0,11
6,67	2	39,81	1,37	540	39,89	-0,54
7,47	2	40,51	1,35	690	40,58	-0,53
8,20	2	40,86	1,96	700	40,93	0,09
8,53	2	40,87	2,38	660	40,94	0,22
7,00	3	40,05	1,99	490	40,17	-0,87
7,47	3	40,48	2,10	520	40,59	-0,73
7,87	3	40,74	2,48	540	40,85	-0,34
8,53	3	40,88	3,15	570	40,99	0,33
8,87	3	40,85	3,35	580	40,96	0,53
9,13	3	40,78	3,38	620	40,89	0,55
9,13	4	40,64	4,35	510	40,78	0,56
9,33	4	40,68	4,06	550	40,83	0,27
9,60	4	40,56	3,87	570	40,71	0,08
9,93	4	40,70	3,59	650	40,84	-0,19
9,93	5	40,59	4,57	570	40,77	-0,18
10,1	5	40,75	4,23	560	40,93	-0,49
10,4	5	40,75	3,78	630	40,93	-0,93

TAB. D.13 – Essais avec l'excitateur électromagnétique à  $\varepsilon_g = 25\%$ .

$V$ ( $m.s^{-1}$ )	$g$ ( $N.s.m^{-1}$ )	BF			BO	
		$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)
1,97	0	42,59	4,55	60	-	-
2,97	0	42,47	5,56	57	-	-
4,00	0	42,24	5,00	72	-	-
4,98	0	41,09	5,50	89	-	-
6,00	0	40,78	3,58	170	-	-
6,77	0	41,00	2,41	260	-	-
7,54	0	41,25	1,24	420	-	-
7,54	2	41,08	3,18	240	41,15	1,25
8,16	2	41,30	2,54	310	41,37	0,62
8,77	2	41,49	2,40	380	41,56	0,49
9,31	2	41,81	1,90	440	41,88	0,01
9,77	2	42,09	1,49	520	42,15	-0,39
10,23	2	42,15	1,41	580	42,21	-0,46
10,23	3	42,11	2,31	440	42,20	-0,51
10,69	3	42,45	2,00	500	42,54	-0,80
11,15	3	42,66	1,70	600	42,74	-1,08
11,15	5	42,40	3,93	310	42,56	-0,76
11,62	5	42,29	3,67	310	42,45	-1,03
12,15	5	42,49	2,57	360	42,64	-2,09

TAB. D.14 – Essais avec l'excitateur électromagnétique à  $\varepsilon_g = 35\%$ .

$V (m.s^{-1})$	$g (N.s.m^{-1})$	BF			BO	
		$f (Hz)$	$\xi (\%)$	$\sigma_A (\mu m)$	$f (Hz)$	$\xi (\%)$
1,96	0	42,69	4,21	55	-	-
4,00	0	43,64	4,50	65	-	-
6,01	0	43,55	4,54	88	-	-
8,00	0	43,31	3,65	180	-	-
9,00	0	43,22	2,58	270	-	-
10,1	0	43,19	1,14	520	-	-
10,1	1	43,18	2,21	350	43,21	1,22
10,6	1	43,33	1,58	440	43,36	0,60
11,0	1	43,34	1,17	590	43,37	0,19
11,0	3	43,18	3,06	310	43,27	0,10
11,7	3	43,55	2,18	430	43,64	-0,75
12,5	3	43,93	1,42	590	44,01	-1,48
12,5	4	43,78	2,37	470	43,89	-1,51
12,9	4	44,12	1,87	510	44,22	-1,98
13,1	4	44,30	1,52	600	44,40	-2,31
13,6	4	44,73	1,31	690	44,83	-2,48
13,9	4	43,94	1,46	590	44,05	-2,40
13,9	5	43,89	2,43	460	44,03	-2,41
14,4	5	44,17	2,04	500	44,30	-2,77
14,9	5	44,45	1,77	540	44,57	-3,00
14,9	6	44,27	2,76	420	44,42	-3,01
15,4	6	44,72	2,31	510	44,86	-3,39
15,9	6	45,02	1,99	530	45,16	-3,67

TAB. D.15 – Essais avec l'excitateur électromagnétique à  $\varepsilon_g = 55\%$ .



$V (m.s^{-1})$	$g (N.s.m^{-1})$	BF			BO	
		$f (Hz)$	$\xi (%)$	$\sigma_A (\mu m)$	$f (Hz)$	$\xi (%)$
4,11	0	44,63	3,09	69	-	-
6,13	0	44,70	3,12	68	-	-
8,29	0	44,85	4,02	130	-	-
10,4	0	44,60	4,00	190	-	-
12,5	0	44,07	2,71	300	-	-
13,7	0	44,19	1,68	420	-	-
14,7	0	44,41	0,88	660	-	-
14,7	2	43,95	2,86	370	44,01	0,80
15,3	2	44,28	2,10	500	44,33	0,06
16,2	2	45,05	1,51	570	45,10	-0,49
16,2	4	45,79	3,42	390	44,89	-0,62
17,0	4	44,30	2,56	470	45,39	-1,43
18,0	4	45,09	1,98	550	46,17	-1,93
18,8	4	46,72	1,62	630	46,79	-2,24
18,8	5	46,48	2,54	540	46,57	-2,32
19,7	5	47,18	2,01	600	47,26	-2,77
20,7	5	47,82	1,73	650	47,89	-2,98
21,5	5	48,69	1,23	690	48,74	-3,39
21,5	6	48,45	1,97	660	48,51	-3,62
22,5	6	49,00	1,63	660	49,05	-3,89
23,3	6	49,60	1,36	720	49,64	-4,09

TAB. D.16 – Essais avec l'excitateur électromagnétique à  $\varepsilon_g = 70\%$ .

$V$ ( $m.s^{-1}$ )	$g$ ( $N.s.m^{-1}$ )	BF			BO	
		$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$\sigma_A$ ( $\mu m$ )	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)
6,41	0	45,91	1,66	66	-	-
8,70	0	46,10	2,17	81	-	-
11,0	0	46,10	2,50	110	-	-
13,1	0	46,25	2,51	130	-	-
15,7	0	46,15	3,00	160	-	-
19,0	0	46,50	2,20	300	-	-
22,3	0	47,06	1,68	460	-	-
25,7	0	48,34	1,09	810	-	-
26,0	0	48,61	0,87	930	-	-
26,0	2	47,45	2,84	400	47,48	0,81
28,0	2	48,65	2,07	570	48,67	0,09
29,7	2	49,66	1,62	700	49,67	-0,31
29,7	4	48,53	3,62	450	48,58	-0,7
32,0	4	49,51	2,67	570	49,54	-1,22

TAB. D.17 – Essais avec l'excitateur électromagnétique à  $\varepsilon_g = 85\%$ .

$\varepsilon_g$ (%)	Mode	$f_i$ (Hz)	$\xi_i$ (%)	$\alpha_P^i$ ( $m.s^{-2}.V^{-1}$ )
15	1	19,67	3,22	-0,0092
	2	235,7	0,72	-0,0097
	3	872,4	0,65	0,151
25	1	20,32	4,00	-0,098
	2	241,9	0,72	-0,0102
	3	899,3	0,65	0,157
35	1	21,04	6,00	-0,0105
	2	248,7	0,72	-0,0108
	3	928,8	0,65	0,164
55	1	22,74	7,52	-0,0123
	2	264,1	0,72	-0,0121
	3	997,9	0,65	0,179

TAB. D.18 – Paramètres en boucle ouverte diphasique avec l'excitateur piézo-électrique.

$\varepsilon_g$ (%)	$g$ ( $V.s.m^{-1}$ )	$f$ (Hz)	$\xi$ (%)	$V_c$ ( $m.s^{-1}$ )	$A_r$	$V_{rc}$
15	-300	19,78	2,2	2,30	0,25	4,10
	0	19,67	3,2	2,41	0,36	4,30
	+300	19,55	4,2	2,45	0,47	4,37
25	-300	20,43	3,0	2,69	0,36	4,42
	0	20,32	4,0	2,82	0,48	4,63
	+300	20,20	5,0	2,93	0,60	4,81
35	-300	21,15	4,9	3,30	0,63	5,19
	0	21,04	6,0	3,44	0,76	5,41
	+300	20,92	7,1	3,65	0,89	5,74
55	-200	22,82	6,7	4,88	1,05	7,70
	0	22,74	7,5	5,07	1,18	7,35
	+300	22,61	8,7	5,24	1,36	7,60

TAB. D.19 – Paramètres en boucle fermée diphasique avec l'excitateur piézo-électrique.

Air	$f$ (Hz)	43,4	32,96	19,32	32,25	31,76
	$\xi$ (%)	0,17	0,15	0,1	0,08	0,11
	$m_e$ (kg/m)	0,42	0,42	0,42	0,92	1,58
Eau au repos	$f$ (Hz)	24,2	18,17	11,03	22,79	25,24
	$\xi$ (%)	0,73	1,00	0,91	0,5	0,4
	$m_e$ (kg/m)	1,31	1,31	1,31	1,81	2,47

TAB. D.20 – *Caractéristiques principales des tubes des essais Villard [90].*



## Résumé

L'action d'un fluide en écoulement sur un faisceau de tubes est communément décomposée en une excitation aléatoire turbulente et une excitation fluide-élastique. Les forces fluide-élastiques, qui sont couplées au mouvement des tubes, peuvent être déterminées expérimentalement à partir d'une analyse de la réponse vibratoire de la structure excitée par les forces turbulentes. Pour de faibles vitesses d'écoulement, l'excitation turbulente peut être insuffisante pour faire vibrer significativement le tube et pour autoriser une analyse vibratoire correcte. À l'inverse, la structure peut devenir instable pour de fortes vitesses d'écoulement : les forces fluide-élastiques font chuter l'amortissement du système fluide-structure vers zéro. Deux méthodes expérimentales sont proposées ici afin d'étendre la plage de vitesses d'écoulement explorée. Une force d'excitation additionnelle permet d'augmenter le niveau vibratoire d'un tube pour améliorer le rapport signal sur bruit à basses vitesses. Lorsque le tube est soumis au phénomène d'instabilité fluide-élastique, un apport artificiel d'amortissement par contrôle actif permet de le stabiliser. Les méthodes sont mises en œuvre sur un tube flexible inséré dans un faisceau de tubes rigides en écoulements transverses en eau et en eau-air. Deux technologies d'actionneurs sont utilisées : un excitateur électromagnétique et des actionneurs piézo-électriques. La méthode par excitation additionnelle permet de montrer que les forces fluide-élastiques restent négligeables à faibles vitesses en écoulement monophasique. La méthode par contrôle actif permet de réaliser des essais au-delà de l'instabilité fluide-élastique. En diphasique, un phénomène de stabilisation de la structure est alors observé pour les faibles taux de vide. Les nouveaux résultats sont analysés par rapport aux résultats de la littérature en termes de couplage fluide-élastique et d'excitation turbulente .

**Mots-clés :** forces fluide-élastiques, instabilité, faisceau de tubes, contrôle actif, excitation forcée, piézo-électrique, électromagnétique.

## Abstract

Fluid forces acting on a tube bundle are commonly divided into random buffeting excitation and fluidelastic excitation. Fluidelastic forces, which are motion-dependent, may be derived from an analysis of the vibrating response of the structure to the buffeting forces. At low velocities, buffeting forces may be insufficient to make the tube vibrate significantly and to allow a proper analysis. On the other hand, the structure may become unsteady for high flow velocities : fluidelastic forces make the damping of the fluid-structure system falling toward zero. Two experimental methods are proposed here in order to extend the flow velocity range explored. An added excitation force allows to increase the vibratory level of the tube to improve the signal to noise ratio when flow velocities are low. When the tube is subject to fluidelastic instability, an artificially added damping using active vibration control allows to stabilize the tube. The methods are carried into effect under water and air-water cross-flows using a flexible tube inserted in a bundle, the tubes of which are rigid. Two technologies of actuators are used : an electromagnetic shaker and piezoelectric actuators. Using the added excitation method, it is found that fluidelastic effects remain negligible at low velocities in single-phase flow. The active control method allows to carry out tests over the fluidelastic instability. A stabilizing phenomenon is then displayed in two-phase flow for low void fractions. The new results obtained are compared with results of the literature in terms of fluidelastic coupling and buffeting excitation.