

# Table des matières

<b>Nomenclature</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Etude d'un cylindre oscillant dans un écoulement axial non confiné</b>	<b>7</b>
<b>1 Modèles d'amortissement pour un cylindre oscillant en écoulement axial</b>	<b>9</b>
1.1 Approches dynamique et quasi-statique . . . . .	11
1.1.1 Formulation générale du problème dynamique . . . . .	11
1.1.2 Approche quasi-statique . . . . .	12
1.2 Forces normale et d'amortissement . . . . .	13
1.2.1 Décomposition de la force normale : forces d'inertie et d'amortissement . . . . .	13
1.2.2 Cylindre à grand angle d'attaque : principe d'indépendance . . . . .	14
1.2.3 Cylindre faiblement incliné : modèle de Taylor . . . . .	18
1.3 Conclusion . . . . .	20
<b>2 Cylindre statique en écoulement quasi-axial</b>	<b>23</b>
2.1 Montage expérimental . . . . .	25
2.1.1 Géométrie . . . . .	25
2.1.2 Mesures de forces . . . . .	25
2.1.3 Mesures de pressions . . . . .	27
2.1.4 Mesures de vitesses . . . . .	27
2.2 Forces normales s'exerçant sur le cylindre . . . . .	29
2.2.1 Forces de portance et de traînée . . . . .	29
2.2.2 Influence de la longueur du cylindre . . . . .	30
2.2.3 Expression de la force normale aux petits angles . . . . .	31
2.3 Origine de la force de portance . . . . .	33
2.3.1 Etude des distributions de pression autour du cylindre . . . . .	33
2.3.2 Pression à l'avant et à l'arrière du cylindre . . . . .	35
2.4 Caractérisation de l'écoulement autour d'un cylindre faiblement incliné . . . . .	36
2.4.1 Profils de vitesse au fil chaud . . . . .	36
2.4.2 Champs PIV à l'arrière du cylindre . . . . .	37
2.5 Discussion et Conclusion . . . . .	39

<b>3</b>	<b>Cylindre oscillant latéralement en écoulement axial</b>	<b>41</b>
3.1	Montages expérimentaux . . . . .	43
3.1.1	Géométrie du montage en eau et mesures de déplacement . . . . .	43
3.1.2	Géométrie du montage en air et mesures d'accélération . . . . .	44
3.2	Fréquence d'oscillation et taux d'amortissement . . . . .	45
3.2.1	Configuration de référence : analyse des signaux temporels . . . . .	45
3.2.2	Configuration de référence : détermination de l'amortissement . . . . .	48
3.2.3	Comparaison des résultats en eau avec et sans carénage . . . . .	49
3.2.4	Montage en air . . . . .	50
3.3	Amortissement du cylindre en fonction de la vitesse d'écoulement . . . . .	52
3.3.1	Calcul du coefficient d'amortissement . . . . .	52
3.3.2	Comparaison des coefficients d'amortissement obtenus à partir des quatre expériences dynamiques . . . . .	54
3.3.3	Comparaison des résultats du cas dynamique de référence avec ceux donnés par l'approche quasi-statique . . . . .	54
3.4	Conclusion . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Simulations CFD sur un cylindre fixe en écoulement quasi-axial</b>	<b>59</b>
4.1	Description du problème numérique . . . . .	61
4.1.1	Géométrie . . . . .	61
4.1.2	Paramètres de maillage . . . . .	62
4.1.3	Modèle de turbulence . . . . .	62
4.2	Validation des calculs CFD . . . . .	63
4.2.1	Validation en force pour la configuration de référence . . . . .	63
4.2.2	Validation en pression pour la configuration de référence . . . . .	65
4.2.3	Validation en vitesse pour la configuration de référence . . . . .	67
4.2.4	Influence du maillage et du modèle de turbulence . . . . .	69
4.3	Évolution de la pression et du champ de vitesse le long du cylindre . . . . .	71
4.3.1	Étude de la pression . . . . .	71
4.3.2	Étude du champ de vitesse . . . . .	73
4.4	Conclusion . . . . .	75
<b>II</b>	<b>Faisceau de cylindres oscillant dans un écoulement axial</b>	<b>77</b>
<b>5</b>	<b>Éléments bibliographiques sur le faisceau de cylindres oscillant en écoulement axial</b>	<b>79</b>
5.1	Variation de la masse ajoutée avec le confinement et le nombre de Reynolds . . . . .	81
5.1.1	Masse ajoutée d'un cylindre confiné . . . . .	81
5.1.2	Masse ajoutée d'un faisceau de cylindres . . . . .	82
5.2	Force d'amortissement fluide s'exerçant sur un faisceau de cylindres . . . . .	83
5.2.1	Modèle d'amortissement pour un faisceau de cylindres . . . . .	83
5.2.2	Modèle de force normale pour un faisceau de cylindres . . . . .	85
5.3	Conclusion et discussion . . . . .	85

<b>6 Etude expérimentale d'un faisceau de cylindres oscillant en écoulement axial</b>	<b>87</b>
6.1 Montage expérimental . . . . .	89
6.1.1 Description générale du montage . . . . .	89
6.1.2 Géométrie du faisceau de cylindres . . . . .	90
6.1.3 Motoréducteur . . . . .	92
6.2 Système de mesure . . . . .	93
6.2.1 Mesures de forces . . . . .	93
6.2.2 Mesures de déplacement . . . . .	93
6.2.3 Mesures de vitesse d'écoulement . . . . .	93
6.3 Traitement des signaux temporels de force et de déplacement . . . . .	94
6.3.1 Signaux de déplacement . . . . .	94
6.3.2 Décomposition de la force en termes élémentaires . . . . .	95
6.4 Caractérisation du montage expérimental en air . . . . .	97
6.4.1 Signaux de force du faisceau en air . . . . .	97
6.4.2 Force de frottement en air . . . . .	99
6.4.3 Réponse inertielle du système en air . . . . .	99
6.5 Résultats en eau sous écoulement . . . . .	100
6.5.1 Forces temporelles s'exerçant sur un faisceau de cylindres . . . . .	100
6.5.2 Coefficients de masse ajoutée . . . . .	106
6.5.3 Coefficients d'amortissement . . . . .	107
6.5.4 Synthèse des résultats sur la force normale s'exerçant sur le faisceau de cylindres	110
6.6 Discussion et Conclusion . . . . .	113
 <b>Conclusions et perspectives</b>	 <b>117</b>
 <b>Annexes</b>	 <b>121</b>
<b>A Principe d'indépendance</b>	<b>123</b>
<b>B Calculs CFD sur un maillage non raffiné aux pointes</b>	<b>125</b>
<b>C Calcul potentiel de la masse ajoutée d'un cylindre oscillant</b>	<b>141</b>
<b>D Calculs CFD 2D sur un faisceau oscillant</b>	<b>143</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>154</b>



# Nomenclature

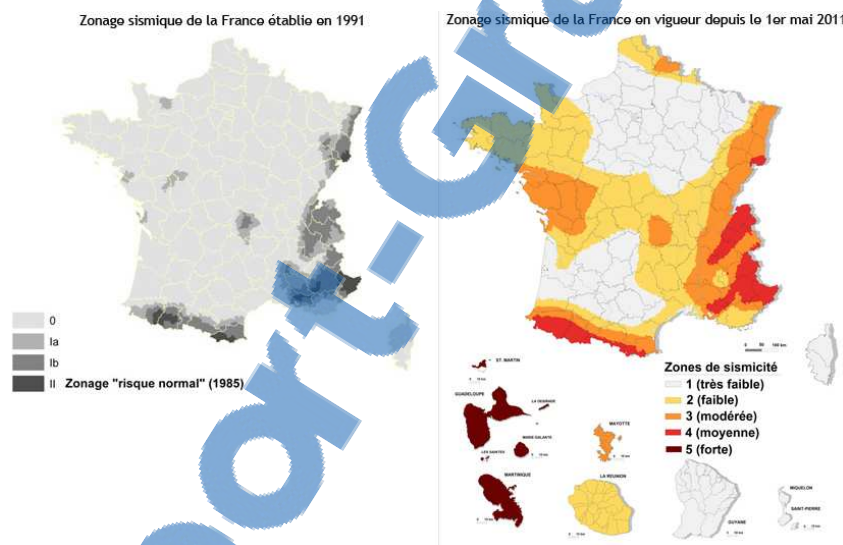
Les différentes notations utilisées dans le documents sont listées dans cette section. Les vecteurs sont notés en gras  $\mathbf{A}$ , le produit scalaire  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$  et la valeur moyenne entre crochets  $\langle A \rangle$ .

$C$	Coefficient d'amortissement
$C_a$	Coefficient de masse ajoutée
$C_D$	Coefficient de traînée : $C_D = F_D / (\frac{1}{2} \rho n_{cyl} U^2 DL)$
$C_D^{\alpha=90^\circ}$	Coefficient de traînée du cylindre en écoulement transverse
$C_f$	Coefficient de friction
$C_L$	Coefficient de portance : $C_L = F_L / (\frac{1}{2} \rho n_{cyl} U^2 DL)$
$C_N$	Coefficient de force normale : $C_N = F_N / (\frac{1}{2} \rho n_{cyl} U^2 DL)$
$C_N^{diss}$	Composante dissipative de la force normale
$C_p$	Coefficient de pression : $C_p = (p - p_0) / (\frac{1}{2} \rho U^2)$
$D$	Diamètre du cylindre
$D_h$	Diamètre hydraulique
$F_D$	Force de traînée exercée par le fluide sur le cylindre
$F_L$	Force de portance exercée par le fluide sur le cylindre
$F_N$	Force exercée par le fluide sur le cylindre dans la direction normale : $F_N = F_L \cos \alpha + F_D \sin \alpha$
$F_N^{diss}$	Composante dissipative de la force normale
$F_N^{iner}$	Composante inertielle de la force normale
$F_N^{stat}$	Composante dissipative de la force normale mesurée sur le cas statique d'un cylindre incliné
$L$	Longueur du cylindre
$L_{as}$	Largeur de la lame d'eau entre deux assemblages combustibles
$M_a$	Masse ajoutée
$M_{cyl}$	Masse du cylindre
$Re$	Nombre de Reynolds $Re = DU/\nu$
$Re_{as}$	Nombre de Reynolds axial pour l'assemblage combustible $Re = L_{as}U/\nu$
$U$	Vitesse de l'écoulement incident
$U_{axial}$	Vitesse de l'écoulement axial
$\dot{X}$	Vitesse d'oscillation du cylindre ou du faisceau de cylindres
$\ddot{X}$	Accélération du cylindre ou du faisceau de cylindres
$\mathcal{P}_{diss}$	Puissance dissipée
$\mathcal{R}$	Ratio entre la vitesse latérale et la vitesse axiale pour un assemblage : $\mathcal{R} = A2\pi f/U$
$f$	Fréquence d'oscillation du cylindre ou du faisceau de cylindres en eau

$f_{air}$	Fréquence d'oscillation du cylindre ou du faisceau de cylindres en air
$f_D$	Coefficient de friction à la paroi
$n_{cyl}$	Nombre de cylindres dans le faisceau
$p_0$	Pression de référence à l'entrée de la veine d'essai
$\alpha$	Angle d'inclinaison du cylindre ou angle de la vitesse relative avec l'axe du cylindre $\alpha = atan(\dot{X}/U)$
$\alpha_{max}$	Angle maximal de la vitesse relative avec l'axe du faisceau de cylindres $\alpha_{max} = atan(\mathcal{R})$
$\gamma$	Taux d'amortissement
$\mu$	Viscosité dynamique du fluide
$\nu$	Viscosité cinématique du fluide
$\rho$	Masse volumique du fluide
$\theta$	Angle azimutal
$\omega_x$	Vorticité dans la direction $x$

# Introduction

Des problèmes d'interaction fluide-structure peuvent se rencontrer sur plusieurs types d'éléments dans les centrales nucléaires comme les tubes des générateurs de vapeur, les échangeurs, les organes de robinetterie ou les assemblages combustibles. Les phénomènes physiques associés sont, par exemple, des instabilités fluides élastiques sur les tubes des générateurs de vapeur, des détachements tourbillonnaires synchronisés sur des organes de robinetterie, ou encore des oscillations latérales sous écoulement axial des assemblages combustibles en cas de séisme [1, 5, 46].

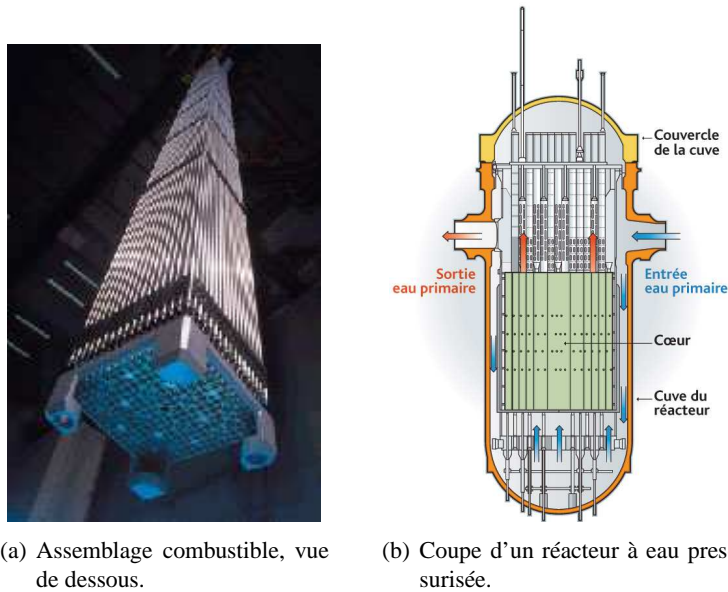


**Fig. 1** – Évolution de la carte de risque sismique entre 1991 et 2011.

Suite à une réévaluation sismique ayant abouti à une nouvelle carte du risque sismique en 2011 (figure 1), EDF doit quantifier les marges de tenue au séisme de ses installations. D'un point de vue pratique, l'excitation sismique est déterminée par des spectres d'accélération au sol déduits d'accélérographes et des spectres de plancher pour l'accélération sur la dalle des bâtiments. Des normes de sécurité existent comme, par exemple, celles données par la commission nucléaire des standards de sécurité KTA (Kerntechnischer Ausschuss) [34], qui recense les exigences et les recommandations pour le calcul de tenue au séisme des composants des centrales nucléaires. Lors d'un tel calcul, l'amortissement et la duc-

tilité de l'équipement sont des données importantes aux basses et moyennes fréquences. En particulier, l'amortissement diminue la valeur maximale de l'accélération dans les spectres d'accélération [16] et sa connaissance précise est donc de première importance. Dans la présente thèse, on s'intéresse à l'amortissement fluide sur le composant assemblage combustible en conditions accidentelles sous séisme.

Un assemblage combustible est un réseau confiné de 25 tubes guides et de  $17 \times 17$  crayons combustibles contenant des pastilles d'oxyde d'uranium. Les crayons combustibles ont un diamètre de 9 mm et l'espace entre les crayons dans l'assemblage est de 3 mm. Les assemblages combustibles sont des structures élancées (figure 2a) : leur hauteur totale est d'environ 4.5 m. Les crayons sont maintenus par des grilles munies d'ailettes de mixage servant à augmenter l'échange de chaleur entre les crayons et le fluide caloporteur, dans ce cas de l'eau liquide. Les assemblages combustibles sont soumis, dans le cœur des réacteurs de centrales nucléaires de type REP (Réacteur à Eau Pressurisée), à un écoulement axial, le long des crayons, qui sert à transférer la chaleur des crayons combustibles. Le cœur d'un réacteur REP (figure 2b) contient 157 assemblages pour un réacteur 900 MW, 193 pour un 1300 MW, 205 pour un 1400 MW et 241 pour un 1650 MW (EPR).



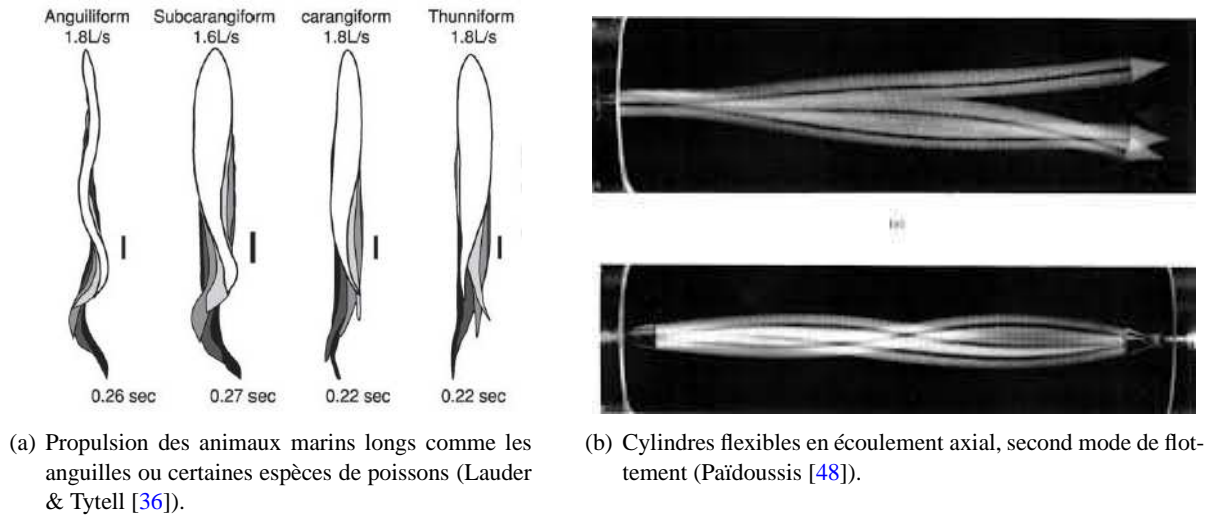
**Fig. 2** – Faisceau de cylindres en écoulement axial : assemblage combustible dans le cœur d'une centrale nucléaire.

Les calculs de dimensionnement au séisme en France métropolitaine sont réalisés avec des accélérations au sol variant entre 0.1 et 0.3 fois l'accélération de la pesanteur. L'accélération des structures est généralement amplifiée d'un facteur 2 ou 3. En conséquence des accélérations subies par la cuve du réacteur, les assemblages oscillent à des amplitudes pouvant aller jusqu'à quelques diamètres de crayons et jusqu'à des fréquences de 20 Hz. Il est possible de calculer l'ordre de grandeur de  $\mathcal{R} = \frac{A2\pi f}{U}$  qui représente le ratio entre la vitesse d'oscillation latérale de l'assemblage  $\dot{X} \sim A2\pi f$  et la vitesse de l'écou-



lement axial  $U$ . On évalue son ordre de grandeur sur la base d'une amplitude d'oscillation  $A = 0.02$  m de l'ordre de deux diamètres de crayons, d'une vitesse d'écoulement axial  $U = 5 \text{ m.s}^{-1}$  et de fréquences d'oscillation de 2 et 6 Hz correspondant aux fréquences de résonance des deux premiers modes d'oscillation d'un assemblage en eau [17]. On obtient ainsi  $\mathcal{R} \sim 5\%$  pour le mode 1 à 2 Hz et  $\mathcal{R} \sim 15\%$  pour le mode 2 à 6 Hz. On donne également le nombre de Reynolds axial  $Re_{as} = \frac{L_{as}U}{\nu}$  basé sur la largeur de lame fluide entre deux assemblages  $L_{as} \sim 6 \text{ mm}$  et la vitesse de l'écoulement axial dans les conditions réelles de fonctionnement d'un cœur REP, avec des conditions de pression à 150 bar et de température à  $300^\circ\text{C}$ . Dans ces conditions, la viscosité cinématique de l'eau vaut  $\nu = 1.3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ . Le nombre de Reynolds axial pour l'assemblage est ainsi  $Re_{as} \sim 2.3 \cdot 10^5$ . On peut conclure des valeurs des deux paramètres  $\mathcal{R}$  et  $Re$  que l'écoulement autour d'un assemblage sous séisme est toujours quasi-axial et à très grand nombre de Reynolds.

Cette thèse débute par l'étude de l'amortissement fluide créé par l'écoulement axial sur un objet le plus simple possible mais représentatif : un cylindre rigide oscillant latéralement en écoulement axial. Les résultats obtenus sur ce cas fondamental permettront une bonne compréhension des phénomènes physiques à l'origine de l'amortissement et serviront à l'interprétation de configurations plus complexes comme celle d'un faisceau confiné de cylindres oscillant en écoulement axial.

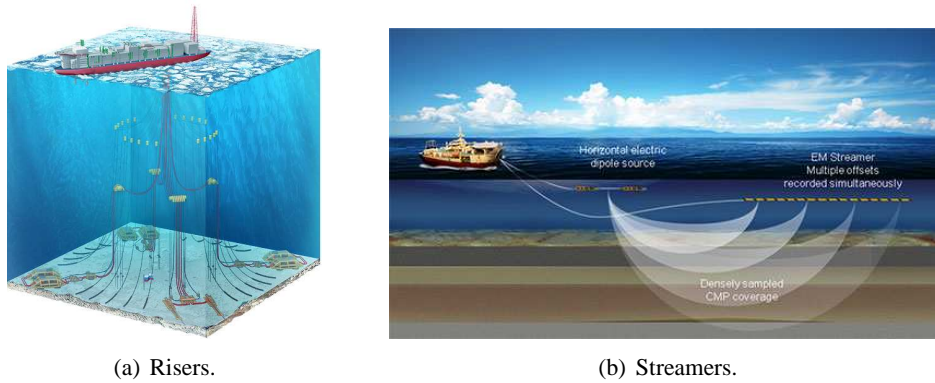


**Fig. 3** – Exemples de corps cylindriques flexibles oscillants.

Dans la littérature, les cylindres oscillant en écoulement axial à basse fréquence ont été majoritairement étudiés avec une approche quasi-statique. Par changement de référentiel, un cylindre oscillant en écoulement axial est équivalent à un cylindre soumis à un écoulement oblique d'inclinaison variant avec le temps. Le cas statique équivalent est alors celui d'un cylindre en écoulement oblique de vitesse et d'inclinaison constantes. Les premiers travaux réalisés sur des cylindres en écoulement oblique ont été appliqués à la détermination des forces aérodynamiques s'exerçant sur des câbles tendus (Relf & Powell

[59]). Les résultats ont ensuite été directement utilisés pour l'analyse de la propulsion des animaux marins longs (figure 3a), en considérant la force s'exerçant sur une section de l'animal comme équivalente à celle s'exerçant sur un long cylindre de même diamètre, dans un écoulement de même vitesse et incliné du même angle. Des modèles de force plus récents [50] ont été appliqués avec le même principe pour décrire le flottement de cylindres flexibles dans un écoulement axial (figure 3b).

La connaissance des forces d'amortissement sur des cylindres oscillant en écoulement axial ou oblique est également cruciale dans l'industrie offshore pour estimer le niveau de sollicitations des câbles, risers ou streamers. Les risers servent à transporter le pétrole du sous-sol aux plate-formes pétrolières à la surface (figure 4a). Ils sont soumis à des écoulements fluides externes et internes ainsi qu'à des oscillations basse fréquence, inférieures à 0.5 Hz, engendrées par la houle qui met en mouvement la plate-forme. A l'approche du fond marin, la courbure du riser est plus importante et l'écoulement dans le référentiel du riser est oblique voire quasi-axial. D'autres objets dans l'industrie offshore sont soumis à des écoulements obliques : les streamers. Les streamers sont des câbles de 3000 m à 8000 m de long auxquels sont fixés des hydrophones (figure 4b). Il servent de récepteurs lors de la recherche de réservoirs de pétrole en eau par détection sismique. Les streamers étant tractés par un navire, ils sont soumis à un écoulement principalement axial ou quasi-axial.



**Fig. 4** – Risers et streamers dans l'industrie offshore.

A l'échelle de l'assemblage, on s'intéresse aux faibles valeurs du ratio  $\mathcal{R}$ . Ceci reste également valable à l'échelle du crayon combustible. Le cas du cylindre non confiné oscillant en écoulement axial doit être étudié dans la gamme des faibles vitesses d'oscillation comparées à la vitesse d'écoulement, ce qui revient, en statique, à ne considérer que les faibles inclinaisons. Un ratio  $\mathcal{R} \leq 15\%$  équivaut ainsi en statique à un angle d'inclinaison du cylindre  $\alpha \leq 8.5^\circ$ .

## Plan de la thèse

La thèse est divisée en deux grandes parties : la première vise à déterminer une loi expérimentale pour l'amortissement d'un cylindre non confiné oscillant en écoulement axial avec des approches dynamique

et quasi-statique, et la deuxième a pour objectif l'évaluation de la force d'amortissement pour un faisceau de cylindres confiné oscillant en écoulement axial.

Sur le cas du cylindre unique oscillant en écoulement axial, on définit, dans le premier chapitre, le système étudié en dynamique et l'approche quasi-statique associée. Une revue bibliographique des modèles d'amortissement existants est effectuée. Les deuxième et troisième chapitres sont consacrés à l'étude expérimentale de l'amortissement avec des approches respectivement quasi-statique et dynamique. Les résultats expérimentaux donnés par les deux approches sont comparés et une loi expérimentale pour l'amortissement est proposée. Dans le quatrième chapitre, des simulations numériques sont réalisées sur le cas statique du cylindre incliné. Les résultats sont comparés aux résultats expérimentaux du deuxième chapitre. Les simulations permettent d'avoir des données en pression et vitesse sur tout le domaine, ce qui apporte un complément d'information aux résultats expérimentaux. On peut alors étudier la variation du champ de vitesse et des forces de pression le long du cylindre.

Dans la deuxième partie, l'influence du confinement des cylindres est caractérisée à travers l'étude des forces d'amortissement pour un faisceau de cylindres. Une synthèse des résultats de la littérature sur les forces fluides s'exerçant sur un faisceau oscillant en écoulement axial est réalisée dans le cinquième chapitre. Dans le sixième chapitre, le montage expérimental permettant de faire osciller à basses fréquences un faisceau rectangulaire de 40 cylindres dans un écoulement axial d'eau est présenté. Les forces de masse ajoutée et d'amortissement sont caractérisées en fonction de la vitesse de l'écoulement axial et l'effet du confinement est discuté.

En conclusion, les résultats obtenus pour l'amortissement sur les cas du cylindre unique et du faisceau de cylindres sont résumés et des perspectives d'études expérimentales et numériques offertes par ces travaux, notamment sur les effets du confinement pour le faisceau de cylindres, sont proposées.

Les chapitres 2, 3 et 4 ont fait l'objet d'un papier soumis à *Journal of Fluid Mechanics*.



## **Première partie**

# **Etude d'un cylindre oscillant dans un écoulement axial non confiné**



## Chapitre 1

# Modèles d'amortissement pour un cylindre oscillant en écoulement axial

Ce chapitre introduit le problème général étudié dans la première partie de la thèse. Il s'agit de caractériser la force d'amortissement s'exerçant sur un cylindre oscillant latéralement en écoulement axial. Cette force correspond à la force dissipative dans la direction normale, c'est-à-dire dans la direction de l'oscillation. L'amortissement peut être caractérisé en dynamique, c'est-à-dire en mesurant la force de dissipation s'exerçant sur le cylindre oscillant ou par une approche quasi-statique. Dans ce dernier cas, identifier les forces s'exerçant sur un cylindre oscillant en écoulement axial revient à étudier les forces s'exerçant sur un cylindre immobile incliné dans un écoulement. La connaissance de la force normale s'exerçant sur un cylindre fixe et incliné permet alors de déterminer l'amortissement d'un cylindre oscillant en écoulement axial.

Le problème dynamique est tout d'abord décrit et l'approche quasi-statique traditionnellement utilisée pour déterminer l'amortissement est détaillée. La deuxième partie est consacrée à un état de l'art des modèles statiques de force normale. On distingue le cas des grands angles d'inclinaison, qui correspondent en dynamique au cas des grands ratios vitesse latérale - vitesse axiale, des faibles angles d'inclinaison où l'écoulement est toujours quasi-axial. En conclusion de ce chapitre, la problématique autour la configuration quasi-axiale est affinée.

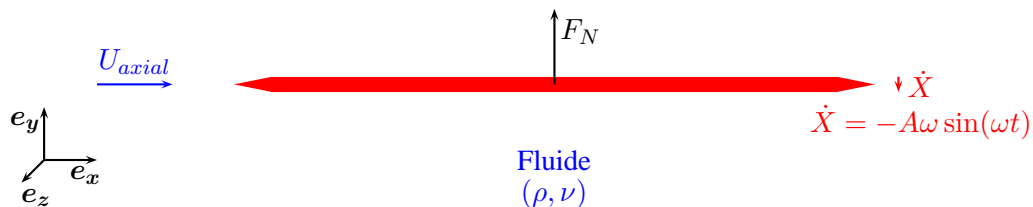
## Sommaire

---

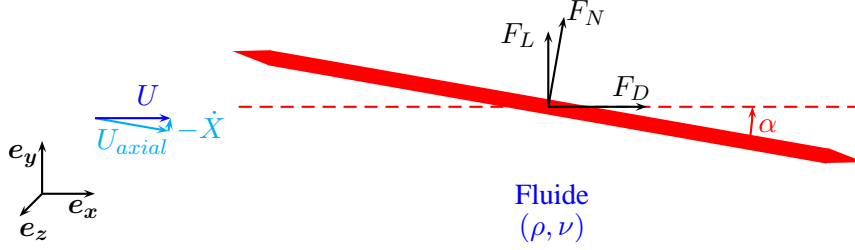
<b>1.1</b>	<b>Approches dynamique et quasi-statique . . . . .</b>	<b>11</b>
1.1.1	Formulation générale du problème dynamique . . . . .	11
1.1.2	Approche quasi-statique . . . . .	12
<b>1.2</b>	<b>Forces normale et d'amortissement . . . . .</b>	<b>13</b>
1.2.1	Décomposition de la force normale : forces d'inertie et d'amortissement . . . .	13
1.2.2	Cylindre à grand angle d'attaque : principe d'indépendance . . . . .	14
1.2.3	Cylindre faiblement incliné : modèle de Taylor . . . . .	18
<b>1.3</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>20</b>

---





Le nombre de Reynolds peut être vu comme le rapport entre les forces d'inertie  $\rho DU^2$  et les forces visqueuses :  $\rho \nu U$ . Le rapport de vitesse  $\mathcal{R}$ , commenté en détail dans le paragraphe 1.1.2, est pour les petites valeurs ( $\mathcal{R} \ll 1$ ) assimilable à un angle instantané. L'écoulement axial le long du cylindre crée d'emblée un problème tridimensionnel. Le rapport d'aspect  $L_{adim}$  rend compte de l'influence des extrémités du cylindre. Dans les expériences et simulations numériques réalisées dans cette thèse, la gamme de nombre de Reynolds est  $4500 < Re < 35000$ , le rapport de vitesse est  $\mathcal{R} < 0.35$  et le rapport d'aspect  $15 < L_{adim} < 75$ .



**Fig. 1.2** – Schéma du problème statique et notations.

Dans l'étude du cylindre oscillant, la force d'amortissement est l'unique force dissipant de l'énergie. La puissance moyenne dissipée  $\langle \mathcal{P}_{diss} \rangle$  pendant une période d'oscillation du cylindre  $T$  s'écrit :

$$\langle \mathcal{P}_{diss} \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{F} \cdot \mathbf{V}_{cyl} dt = \frac{1}{T} \int_0^T F_N \dot{X} dt, \quad (1.3)$$

où  $\mathbf{F}$  est la force exercée par le fluide sur le cylindre et  $\mathbf{V}_{cyl}$  est la vitesse du cylindre dans la direction des oscillations. La puissance instantanée étant le produit scalaire entre la force et la vitesse du cylindre, elle dépend uniquement de la force dans la direction des oscillations  $F_N$  (figure 1.1). Par conséquent, seule la connaissance de la force normale  $F_N$  est nécessaire pour déterminer l'amortissement.

### 1.1.2 Approche quasi-statique

En effectuant un changement de référentiel, un cylindre oscillant latéralement à la vitesse  $\dot{X}$  est équivalent à un cylindre immobile dans un écoulement oscillant à la vitesse  $-\dot{X}$ . Par composition des vitesses, le cylindre est donc placé dans un écoulement de vitesse égale à la somme des vitesses axiale et latérale, de norme  $U$ , et incliné d'un angle  $\alpha$  par rapport à son axe, tel que :

$$\begin{cases} U = U_{axial} \sqrt{1 + \mathcal{R}^2} & = U_{axial} \sqrt{1 + \left( \frac{-\dot{X}}{U_{axial}} \right)^2} \\ \alpha = \arctan(\mathcal{R}) & = \arctan\left( \frac{-\dot{X}}{U_{axial}} \right) \end{cases} \quad (1.4)$$

Le problème du cylindre oscillant présenté en figure 1.1 est donc équivalent au problème d'un cylindre en écoulement oblique présenté en figure 1.2, avec un angle d'inclinaison dépendant du temps.

Lorsque la vitesse de la structure est très faible devant la vitesse des particules fluides, il est possible de faire une hypothèse quasi-statique. Cela revient, aux basses fréquences à considérer la vitesse du cylindre comme constante. Par changement de référentiel, on assimile donc le problème du cylindre oscillant en écoulement axial au problème statique équivalent, c'est-à-dire celui d'un cylindre en écoulement stationnaire oblique. On définit dans le cas statique les forces normale  $F_N$ , de portance  $F_L$  et de traînée  $F_D$ , respectivement dans les directions normale à l'axe du cylindre, normale à la vitesse de

l'écoulement et dans la direction de l'écoulement (figure 1.2). La force normale est reliée aux forces de portance et de traînée par l'équation 1.5.

$$F_N = F_L \cos \alpha + F_D \sin \alpha \quad (1.5)$$

On définit également les coefficients de force normale, de force de portance et de traînée associés aux forces de même nom :

$$C_i = \frac{F_i}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL}, \text{ avec } i = N, L \text{ ou } D. \quad (1.6)$$

En pratique, pour déterminer la force d'amortissement par une approche quasi-statique, on mesure la force normale sur un cylindre incliné pour différents angles  $\alpha$  et différentes vitesses incidentes  $U$ . On en déduit un modèle de force d'amortissement  $F_N^{diss}$  qui dépend de deux paramètres :  $U$  et  $\alpha$ . Les valeurs de ces deux paramètres sont calculées à partir des vitesses latérale  $\dot{X}$  et axiale  $U$  à chaque instant de l'oscillation (équation 1.4) et sont les paramètres d'entrée du modèle statique pour calculer la force dynamique à l'instant  $t$  :

$$F_N^{diss}(t) = F_N^{stat}(U(t), \alpha(t)) \quad (1.7)$$

L'approche quasi-statique est classiquement utilisée pour déterminer la force d'amortissement d'un cylindre oscillant en écoulement axial. Le paragraphe suivant présente les modèles statiques de référence pour déterminer l'amortissement d'un cylindre oscillant en écoulement axial.

## 1.2 Forces normales s'exerçant sur un cylindre oscillant

### 1.2.1 Décomposition de la force normale : forces d'inertie et d'amortissement

L'étude de la force normale s'exerçant sur un cylindre oscillant en écoulement axial s'inspire des travaux effectués sur le cas du cylindre oscillant dans un fluide au repos. Morison [45] propose une décomposition de la force normale en deux termes : un terme de dissipation (ou d'amortissement)  $F_N^{diss}$  et un terme inertiel  $F_N^{iner}$  (équation 1.8).

$$F_N(t) = F_N^{iner} + F_N^{diss} \quad (1.8)$$

Plus précisément, dans la décomposition proposée par Morison, le terme inertiel est assimilé à une masse ajoutée, en phase avec l'accélération et pouvant être calculée en considérant l'écoulement comme potentiel, et le terme de dissipation ou d'amortissement correspond à la traînée du cylindre dans le cas limite où la vitesse du cylindre est constante. En pratique, on ne se situe pas toujours dans une gamme de paramètres où les coefficients d'inertie et d'amortissement sont connus. Ceux-ci sont alors calculés par identification des termes de la force normale respectivement en phase avec l'accélération du cylindre et en phase avec la vitesse d'oscillation au carré.

Lighthill [37] formule l'hypothèse que le terme d'inertie correspond au terme de la masse ajoutée potentielle, qui peut donc être calculé en considérant un écoulement potentiel autour du cylindre. Un

seul paramètre, l'amortissement, reste à déterminer empiriquement. Sarpkaya [63] montre néanmoins que le terme d'inertie ajoutée peut dépendre de l'amplitude et de la fréquence d'oscillation ainsi que de la rugosité du cylindre.

Le même type de décomposition est utilisé dans le cas d'un cylindre en écoulement axial. Avec une approche potentielle, l'écoulement axial de vitesse  $U_{axial}$  ne modifie pas la masse ajoutée : le terme asymptotique d'inertie est donc le même que dans le cas du cylindre oscillant dans un fluide au repos. Le terme d'amortissement asymptotique, dans le cas limite où la vitesse du cylindre  $\dot{X}$  est stationnaire, dépend de la vitesse de l'écoulement axial. Il est important de noter que le terme d'amortissement asymptotique correspond au cas statique présenté dans le paragraphe 1.1.2 sur l'approche quasi-statique et est donc égal à la force normale  $F_N^{stat}(U(t), \alpha(t))$  s'exerçant sur un cylindre incliné d'un angle  $\alpha$  dans un écoulement de vitesse  $U$ . L'équation 1.9 résume la décomposition choisie dans le cas d'un cylindre oscillant en écoulement axial :

$$F_N(t) = \underbrace{-C_a \frac{\rho \pi L D^2}{4} \ddot{X}}_{\text{terme d'inertie}} + \underbrace{F_N^{stat}(U(t), \alpha(t))}_{\text{terme d'amortissement}}, \quad (1.9)$$

où  $C_a$  est le coefficient de masse ajoutée dans le terme d'inertie proportionnel à l'accélération du cylindre  $\ddot{X}$  et caractérise la résistance du fluide [6].

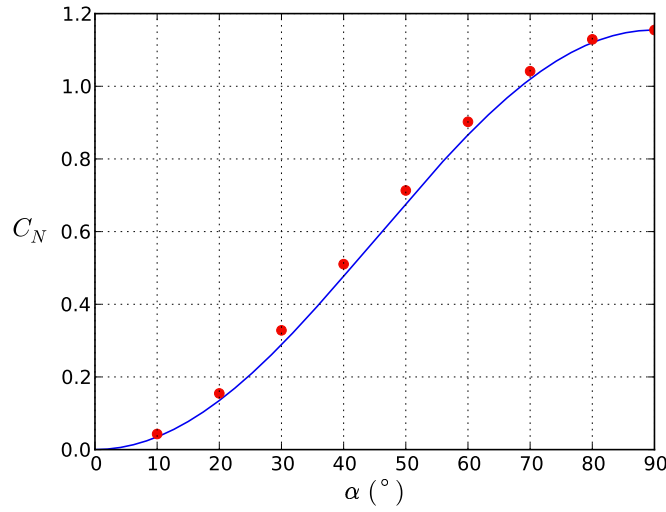
Les paragraphes 1.2.2 et 1.2.3 présentent deux modèles asymptotiques de force d'amortissement  $F_N^{stat}(U(t), \alpha(t))$  obtenus en considérant le cas statique d'un cylindre incliné.

### 1.2.2 Cylindre à grand angle d'attaque : principe d'indépendance

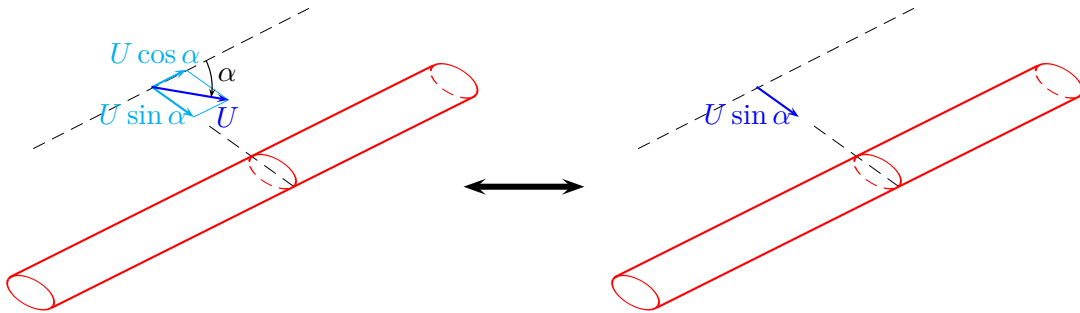
On considère le cas d'un cylindre incliné d'un angle  $\alpha$  dans un écoulement de vitesse  $U$  présenté en figure 1.2. A  $\alpha = 90^\circ$ , le cylindre est en écoulement transverse et à  $\alpha = 0^\circ$  en écoulement axial. Relf and Powell [59] ont été les premiers à mesurer des forces fluides sur des cylindres inclinés dans un écoulement, pour des inclinaisons  $\alpha$  entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  par pas de  $10^\circ$ . Le coefficient de force normale  $C_N$ , mesuré en fonction de l'inclinaison, est tracée en figure 1.3.

Les points expérimentaux de Relf & Powell sont proportionnels au sinus carré de l'angle d'inclinaison et suivent ainsi la loi  $C_N(\alpha) = C_D^{\alpha=90^\circ} \sin^2 \alpha$ , avec  $C_D^{\alpha=90^\circ}$  le coefficient de traînée du cylindre en écoulement transverse. Ce résultat est appelé principe d'indépendance, car il revient à ne considérer que la composante normale à l'axe du cylindre  $U \sin \alpha$  comme vitesse de référence dans le calcul du coefficient de force normale. La force fluide s'exerçant sur un cylindre incliné d'un angle  $\alpha$  dans un écoulement de vitesse  $U$  est alors la même que celle qui s'exerce sur un cylindre en écoulement transverse de vitesse  $U \sin \alpha$  (figure 1.4).

Jones [32] et Sears [65] ont apporté une justification théorique au principe d'indépendance dont les détails sont donnés en annexe A. Ils ont montré qu'en retirant les termes négligeables, les équations de couche limite devenaient identiques à celles que l'on aurait pour un cylindre en écoulement transverse avec une vitesse d'écoulement égale à la composante transverse de la vitesse incidente dans le cas oblique  $U \sin \alpha$ . La question de la traînée d'un cylindre en écoulement transverse étant largement documentée



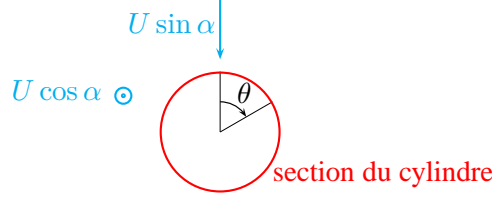
**Fig. 1.3** – (—) Principe d'indépendance  $C_N(\alpha) = C_D^{\alpha=90^\circ} \sin^2 \alpha$  et (•) résultats expérimentaux de Relf & Powell.



**Fig. 1.4** – Principe d'indépendance : équivalence entre le système constitué par un cylindre incliné d'un angle  $\alpha$  par rapport à l'écoulement de vitesse  $U$  et celui constitué par un cylindre en écoulement transverse de vitesse  $U \sin \alpha$ .

dans la littérature [54, 81], le principe d'indépendance permet de déterminer la force normale dans une large gamme d'angles d'inclinaison et de nombres de Reynolds.

Par projection de la force normale  $F_N$  prédite par le principe d'indépendance dans les directions respectivement parallèle et orthogonale à l'écoulement et en négligeant la force longitudinale le long du cylindre, on peut obtenir les expressions des forces de traînée  $F_D$  et de portance  $F_L$  s'exerçant sur un cylindre incliné. Hoerner [31] donne ainsi les expressions des coefficients de traînée  $C_D^{ind}$  et de portance



**Fig. 1.5** – Notations pour les distributions de coefficient de pression  $C_p(\theta)$  sur une section de cylindre, avec  $\theta$  l'angle azimutal.

$C_L^{ind}$  :

$$\begin{cases} C_D^{ind} &= C_D^{\alpha=90^\circ} \sin^3 \alpha \\ C_L^{ind} &= C_D^{\alpha=90^\circ} \sin^2 \alpha \cos \alpha \end{cases} \quad (1.10)$$

Il montre que selon le principe d'indépendance la force de portance est supérieure à la force de traînée jusqu'à  $45^\circ$ .

Toutefois, il existe des limites au principe d'indépendance que souligne Zdravkovich [82] : le principe d'indépendance n'est plus valable au-delà du point de séparation, il ne peut servir à prédire le point de séparation et le sillage du cylindre incliné peut être très différent de son équivalent en écoulement transverse, notamment en ce qui concerne la fréquence de détachement tourbillonnaire. En effet, d'après la théorie du principe d'indépendance, la force normale mais également la distribution de pression autour du cylindre sont proportionnelles au sinus carré de l'angle d'inclinaison. La distribution de pression autour d'un cylindre incliné est donc la même que celle d'un cylindre en écoulement transverse, au facteur d'échelle près. Pour les distributions de pression, on définit le coefficient de pression  $C_p(\theta)$  sur une section de cylindre :

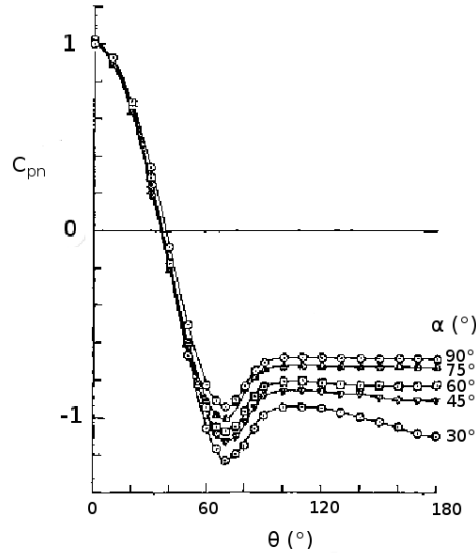
$$C_p(\theta) = \frac{p(\theta) - p_0}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (1.11)$$

où  $p_0$  est une pression de référence,  $U$  la vitesse incidente,  $p(\theta)$  la pression en paroi du cylindre à la coordonnée azimutale  $\theta$  défini en figure 1.5. Le principe d'indépendance pour la distribution de pression sur une section de cylindre s'écrit donc :

$$C_p(\theta) = C_p^{\alpha=90^\circ}(\theta) \sin^2 \alpha, \quad (1.12)$$

avec  $C_p^{\alpha=90^\circ}$  la distribution de pression d'un cylindre en écoulement transverse. Smith *et al.* [68] ont montré que si le principe d'indépendance est toujours vérifié avant le point de séparation, il ne peut décrire la pression de base qui dépend de l'angle d'inclinaison. Le principe d'indépendance s'applique donc uniquement dans la zone où sa justification théorique est valable. La figure 1.6 illustre ce phénomène : les distributions de pression expérimentales de Smith *et al.* sont normalisées par la vitesse

normale, ce qui permettrait de retrouver directement la distribution de pression en écoulement transverse si le principe d'indépendance s'appliquait partout. Les distributions de pression des cylindres inclinés se superposent parfaitement à la distribution en écoulement transverse jusqu'à  $\theta = 60^\circ$  mais au-delà, les variations de pression ainsi que les valeurs de la pression de base diffèrent du cas transverse. Les



**Fig. 1.6** – Coefficients de pression  $C_{pn} = (p - p_0)/(\frac{1}{2}\rho U_N^2)$  normalisés par la vitesse normale  $U_N = U \sin \alpha$  mesurés par Smith *et al.* [68] pour différentes inclinaisons  $\alpha$  entre  $30^\circ$  et  $90^\circ$  à  $Re_N = \frac{DU_N}{\nu} = 6950$ .

expériences de Smith *et al.* ont été réalisées à un nombre de Reynolds basé sur la vitesse normale  $Re_N = \frac{DU_N}{\nu} = 6950$ . Bursnall et Loftin [11] ont réalisé le même type d'expériences à nombre de Reynolds plus élevé ( $6.0 \cdot 10^4 < Re_N < 2.0 \cdot 10^5$ ) et concluent tout comme Smith *et al.* [68] à la validité du principe d'indépendance uniquement avant le point de séparation.

Les conditions aux limites peuvent également modifier le sillage du cylindre. Dans le cas d'un cylindre en écoulement axial, l'écoulement est tridimensionnel avec le développement d'une couche limite le long du cylindre. Il y a donc une influence de la pointe amont contrairement au cas d'un cylindre en écoulement transverse. Dans une configuration de cylindre incliné, on peut s'attendre à une influence de la condition aux limites à l'amont du cylindre sur le sillage. Ramberg [57] et Hyashui [29] ont en particulier montré que le sillage pouvait être très différent entre des conditions aux limites d'extrémités de cylindre libres et des conditions où les pointes sont encastrées dans les parois supérieures et inférieures pour des grands angles d'inclinaison. Un paramètre important dans la description du sillage d'un cylindre en écoulement transverse est le nombre de Strouhal  $St = fD/U_{transverse}$  qui correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire adimensionnée par le rapport  $U_{transverse}/D$ . Dans le cas transverse, cette fréquence peut être prédite avec, par exemple, le modèle de Roshko [61]. En écoulement oblique, Han-

son [28] et Van Atta [74] ont observé une influence de l'inclinaison sur la fréquence de détachement tourbillonnaire, ce qui constitue une limite au principe d'indépendance.

On ne dispose pas de données expérimentales en pression pour  $\alpha < 30^\circ$ . Dans le paragraphe suivant, on présente le modèle de Taylor, qui a adapté le principe d'indépendance aux petites inclinaisons en prenant en compte la force de friction.

### 1.2.3 Cylindre faiblement incliné : modèle de Taylor

Le modèle de force normale de Taylor [72] est le modèle d'amortissement de référence et a été utilisé entre autres par Païdoussis [48], Triantafyllou et Chrysostomidis [73], Gosselin et de Langre [27] et Singh *et al.* [67]. Taylor a proposé plusieurs modèles de force de friction, selon le type de rugosité du cylindre, mais on ne détaillera dans ce paragraphe que le modèle le plus utilisé. Celui-ci, résumé dans la figure 1.7, ajoute à la force normale donnée par le principe d'indépendance la contribution de la force de friction. En effet, aux petits angles, la force de traînée du cylindre est majoritairement due à de la friction. Taylor fait ainsi l'hypothèse d'une force de traînée de friction constante (équation 1.14) et égale à celle du cylindre à l'horizontale (équation 1.13). Il en déduit la contribution de la friction à la force normale en projetant la force de traînée dans la direction normale (équation 1.5). Ce terme de friction  $C_f \sin \alpha$  est linéaire avec l'inclinaison aux petites inclinaisons (équation 1.16). Aux petits angles, l'expression du

#### Modèle de Taylor

1. Définition du coefficient de friction  $C_f$  à partir de la force de traînée du cylindre à l'horizontale :

$$C_f = C_D(\alpha = 0^\circ) = \frac{F_D(\alpha = 0^\circ)}{\frac{1}{2}\rho U^2 DL} \quad (1.13)$$

2. Hypothèse de traînée de friction constante aux petits angles :

$$C_D(\alpha) \sim C_f \quad (1.14)$$

3. Ajout de la force de traînée projetée dans la direction normale au coefficient de force normale donné par le principe d'indépendance :

$$C_N = C_f \sin \alpha + C_D^{\alpha=90^\circ} \sin^2 \alpha \quad (1.15)$$

4. Aux petits angles,  $\sin \alpha \sim \alpha$  :

$$C_N \sim C_f \alpha + C_D^{\alpha=90^\circ} \alpha^2 \quad (1.16)$$

**Fig. 1.7** – Modèle de Taylor : prise en compte de la force de friction dans le modèle de force normale donné par le principe d'indépendance.

coefficient de force normale dans l'équation 1.15 se simplifie et le coefficient de force normale peut alors

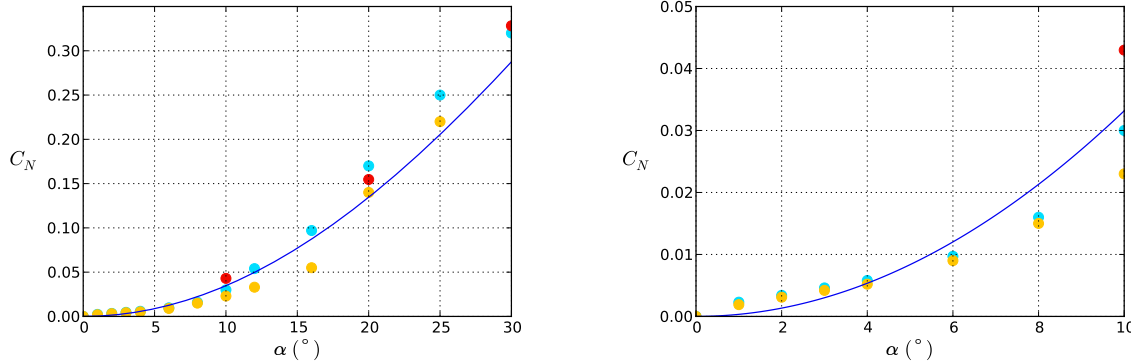


s'écrire comme la somme d'un terme de friction proportionnel à l'inclinaison du cylindre et un terme de pression quadratique avec l'inclinaison. Les deux constantes  $C_f$  et  $C_D^{\alpha=90^\circ}$  sont définies comme la traînée du cylindre respectivement à l'horizontale et en écoulement transverse. Pour des très petits angles, on peut s'attendre à ce que le terme linéaire, c'est-à-dire de friction soit prépondérant.

Taylor a proposé ce modèle de force de friction faute de données expérimentales sur les forces aux petits angles. En pratique, le modèle de Taylor (figure 1.7) est souvent modifié en prenant un coefficient de friction différent de la valeur de la traînée du cylindre à l'horizontale. Selon Ives et Ortloff [47], le ratio  $C_f/C_D^{\alpha=0^\circ}$  peut ainsi varier entre 0.5 et 2.0 en fonction de la rugosité du cylindre. Dowling [23] utilise  $C_f/C_D^{\alpha=0^\circ} = 0.25$  et Païdoussis [50] donne une gamme de valeurs pour le coefficient de force normale  $C_N$  :  $0.005 < C_N < 0.040$ , soit une variation d'un ordre de grandeur.

Un autre modèle de forces de traînée semi-empirique a été proposé par Taylor [72] et concerne les inclinaisons supérieures à  $10^\circ$ . Une démonstration de ce modèle a été apportée par Ehrenstein & Eloy [24]. Ce modèle ne sera pas utilisé dans le cadre de cette thèse : on s'intéresse en effet qu'aux faibles inclinaisons pour lesquelles ce deuxième modèle de traînée de Taylor ne s'applique pas.

Les seules mesures de forces réalisées aux petits angles sont celles d'Ersdal et Faltinsen [25] qui ont mesuré la force normale s'exerçant sur un cylindre rigide incliné tracté dans un canal d'eau à vitesse constante. Leurs résultats sont présentés en figure 1.8. Si le coefficient de force normale est quadratique avec l'angle d'inclinaison pour  $\alpha > 5^\circ$ , ce qui est conforme au principe d'indépendance, pour les inclinaisons inférieures, Ersdal et Faltinsen observent une linéarité du coefficient de force normale (figure 1.8b) dont la valeur de la pente est trop élevée pour être uniquement due à la friction. Ersdal



(a) Coefficient de force normale en fonction de l'inclinaison du cylindre.

(b) Zoom de la figure (a) pour les petites inclinaisons.

**Fig. 1.8** – Coefficient de force normale mesuré par Ersdal et Faltinsen [25] pour  $L/D = 39.2$ . (—) Principe d'indépendance :  $C_N(\alpha) = C_N^{\alpha=90^\circ} \sin^2 \alpha$ , (●)  $U = 1$  m/s ( $Re = 51000$ ) et (●)  $U = 2.5$  m/s ( $Re = 128000$ ). (●) Résultats de Relf et Powell.

et Faltinsen ont également comparé les forces estimées par l'approche quasi-statique à celles mesurées

directement sur un cylindre oscillant en appliquant le principe d'indépendance seul ou en prenant en compte la linéarité de la force normale aux petits angles. Ils en ont conclu que la prise en compte de la linéarité aux petits angles avec la pente mesurée dans les expériences statiques permet d'améliorer la prédiction de la force d'amortissement dynamique.

### 1.3 Conclusion

L'étude des forces fluides s'exerçant sur un cylindre oscillant en écoulement axial est liée à des problématiques d'interaction fluide-structure comme la caractérisation des forces d'amortissement s'exerçant sur des risers ou streamers en industrie offshore ou des assemblages combustibles dans l'industrie nucléaire. Pour ce dernier cas, on s'intéresse à de faibles vitesses d'oscillation comparées à la vitesse de l'écoulement axial.

La structure oscillant latéralement, l'amortissement est dû à la force fluide dissipative s'exerçant dans la direction normale à l'axe du cylindre, c'est-à-dire dans la direction des oscillations. On s'intéresse donc exclusivement à la force normale. Les modèles d'amortissement existant sont tous basés sur une approche quasi-statique : à chaque instant, la force d'amortissement est égale à la force normale s'exerçant sur un cylindre incliné d'un angle  $\alpha$  dans écoulement de vitesse  $U$ . Pour les petits angles, l'angle d'inclinaison est égal au ratio entre la vitesse latérale d'oscillation à l'instant  $t$  et la vitesse de l'écoulement axial :  $\alpha \sim -\dot{X}/U$ , et la vitesse de l'écoulement oblique est égale à la vitesse de l'écoulement axial :  $U \sim U_{axial}$ .

Le modèle d'amortissement de référence est le modèle de Taylor, basé sur le principe d'indépendance avec l'ajout d'une contribution de la friction. Le principe d'indépendance qui a été à la fois observé expérimentalement et justifié théoriquement stipule que seule la composante de vitesse dans la direction normale est à l'origine de la force normale. La force normale s'exerçant sur un cylindre incliné d'un angle  $\alpha$  dans un écoulement de vitesse  $U$  est donc égale à celle qui s'exerce sur un cylindre en écoulement transverse de vitesse  $U \sin \alpha$ . Des mesures de force normale pour des inclinaisons supérieures à  $10^\circ$  confirment ce résultat ; en revanche il n'existe pas de données expérimentales à des angles inférieurs. Aux petits angles, Taylor suppose une contribution de la force de friction à la force normale. Il crée un modèle simple de force de friction où le coefficient de friction est évalué à partir de la traînée du cylindre à l'horizontale. La friction rajoute une contribution, linéaire en inclinaison, au coefficient de force normale du principe d'indépendance, qui est quadratique en inclinaison. Selon le modèle de Taylor, les forces de friction prédominent donc aux petits angles.

Le manque de données aux faibles inclinaisons ne permet pas une validation complète du modèle de Taylor. Il est d'ailleurs fréquent que ce modèle soit utilisé avec des valeurs de coefficient de friction supérieures ou inférieures d'un facteur 2 à celles mesurées sur le cylindre à l'horizontale. Les expériences d'Ersdal et Faltinsen ont de plus montré que si le coefficient de force normale était effectivement linéaire aux faibles angles, sa pente était trop élevée pour que la linéarité soit uniquement créée par une force de friction. Il est donc crucial de déterminer l'origine de la linéarité avec l'angle de la force normale aux faibles inclinaisons afin d'apporter un modèle complètement validé d'amortissement dans cette gamme

d'inclinaisons.

Afin de déterminer l'amortissement d'un cylindre oscillant à faible amplitude, on se propose dans un premier temps d'effectuer une étude expérimentale basée sur des mesures de forces normales sur un cylindre fixe incliné à de faibles inclinaisons. Des mesures de champs de vitesse et de pression permettront de discuter de l'origine de la linéarité de la force. La validité de l'approche quasi-statique sera également étudiée à travers la comparaison des forces d'amortissement quasi-statiques avec celles mesurées directement sur une expérience dynamique.



## Chapitre 2

# Cylindre statique en écoulement quasi-axial

Les modèles d'amortissement de la littérature présentés dans le chapitre précédent sont basés sur une approche quasi-statique. Aux basses fréquences d'oscillation, la force d'amortissement s'exerçant sur un cylindre en écoulement axial est égale à la force normale s'exerçant sur un cylindre incliné par rapport à l'écoulement incident. Dans le cadre de la thèse, on s'intéresse exclusivement en dynamique aux faibles ratios  $\mathcal{R}$  entre la vitesse d'oscillation et la vitesse d'écoulement axial. L'équivalent en statique de ce problème est la caractérisation de la force normale aux faibles inclinaisons.

Dans les travaux présentés dans ce chapitre, on souhaite dans un premier temps vérifier la validité du modèle statique de Taylor aux petites inclinaisons. A cet effet, on réalise des expériences sur différents montages permettant de mesurer les forces fluides, la pression à la paroi du cylindre, et les vitesses autour du cylindre. Une loi pour l'amortissement, basée sur des résultats expérimentaux, est ensuite développée. Le modèle de Taylor prend en compte la force de friction pour les petites inclinaisons et ne considère que la composante de portance donnée par le principe d'indépendance. Le modèle de Taylor sera alors discuté à la lumière des mesures de forces réalisées dans les expériences de ce chapitre. L'écoulement autour du cylindre faiblement incliné sera également comparé à l'écoulement autour d'un cylindre en écoulement transverse.

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Montage expérimental . . . . .</b>	<b>25</b>
2.1.1	Géométrie . . . . .	25
2.1.2	Mesures de forces . . . . .	25
2.1.3	Mesures de pressions . . . . .	27
2.1.4	Mesures de vitesses . . . . .	27
<b>2.2</b>	<b>Forces normales s'exerçant sur le cylindre . . . . .</b>	<b>29</b>
2.2.1	Forces de portance et de traînée . . . . .	29
2.2.2	Influence de la longueur du cylindre . . . . .	30
2.2.3	Expression de la force normale aux petits angles . . . . .	31
<b>2.3</b>	<b>Origine de la force de portance . . . . .</b>	<b>33</b>
2.3.1	Etude des distributions de pression autour du cylindre . . . . .	33
2.3.2	Pression à l'avant et à l'arrière du cylindre . . . . .	35
<b>2.4</b>	<b>Caractérisation de l'écoulement autour d'un cylindre faiblement incliné . . . . .</b>	<b>36</b>
2.4.1	Profils de vitesse au fil chaud . . . . .	36
2.4.2	Champs PIV à l'arrière du cylindre . . . . .	37
<b>2.5</b>	<b>Discussion et Conclusion . . . . .</b>	<b>39</b>

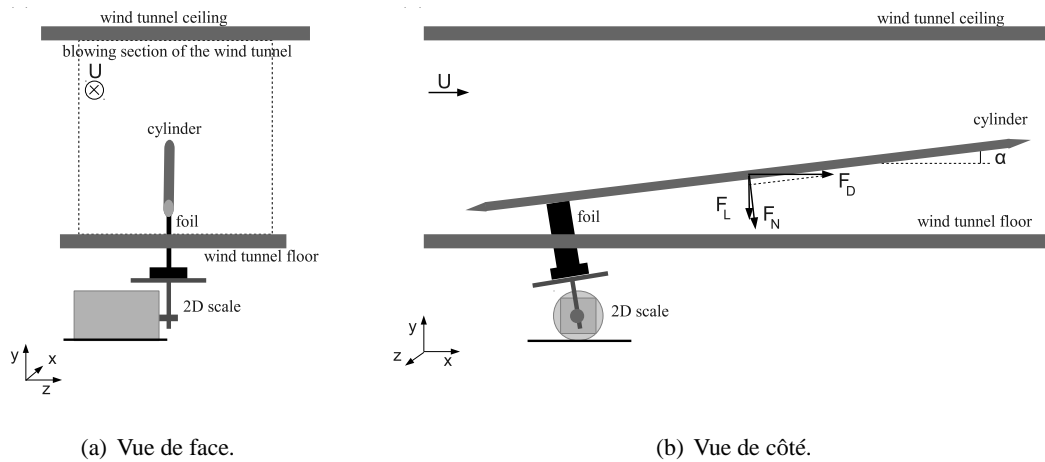
---

## 2.1 Montage expérimental

### 2.1.1 Géométrie

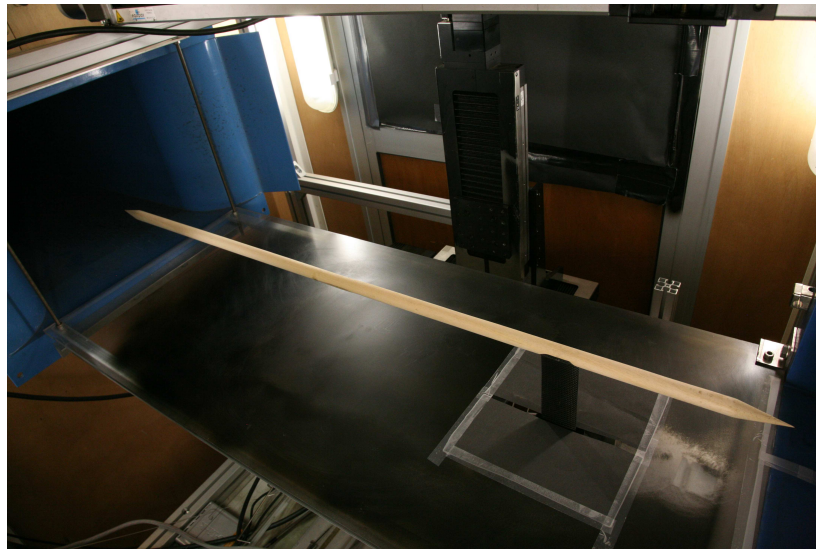
Les expériences sont réalisées dans la soufflerie Eiffel de l'ENSTA. L'intensité turbulente est de moins de 0.3% et l'homogénéité en vitesse dans la section d'essai de  $400 \text{ mm} \times 400 \text{ mm}$  de 0.4%. La veine d'essais est longue de 1.2 m. Les cylindres placés dans la veine ont un diamètre  $D = 20 \text{ mm}$  et leurs extrémités sont des pointes coniques d'angle valant  $11.3^\circ$ . Dans le but de faire varier le rapport d'aspect du cylindre, des cylindres de différentes longueurs  $L = 0.3 \text{ m}$ ,  $L = 0.6 \text{ m}$ ,  $L = 1.2 \text{ m}$  et  $L = 1.5 \text{ m}$  pointes comprises sont utilisés. La vitesse de référence des expériences est  $U = 18.5 \text{ m/s}$  et le nombre de Reynolds  $Re = DU/\nu$  correspondant égal à 24000. Trois montages différents ont été mis en place pour maintenir le cylindre en fonction des mesures à réaliser et sont présentés dans les sections suivantes. Le premier montage permet de mesurer simultanément les forces de portance et de traînée, le deuxième est utilisé pour mesurer la force de portance avec une grande précision et le troisième sert à la fois à mesurer la pression à la paroi du cylindre et à mesurer les vitesses d'écoulement autour du cylindre par vélocimétrie par images de particules et au fil chaud.

### 2.1.2 Mesures de forces



**Fig. 2.1** – Schéma du montage utilisé pour la mesure simultanée des forces de traînée et de portance à l'aide d'une balance bidimensionnelle.

Deux montages différents ont été utilisés pour mesurer les forces fluides s'exerçant sur un cylindre incliné. Des mesures simultanées de forces de portance  $F_L$  et de traînée  $F_D$  ont été réalisées en reliant le cylindre à une balance bidimensionnelle qui mesure simultanément les efforts dans des directions normales et longitudinales par rapport à l'axe du cylindre. Le cylindre est solidaire d'un profil NACA 0010 fixé à la balance bidimensionnelle, comme décrit en figure 2.1. Le profil NACA (figure 2.2) permet de réduire les efforts aérodynamiques sur la partie du système de maintien présent dans la veine d'essais.

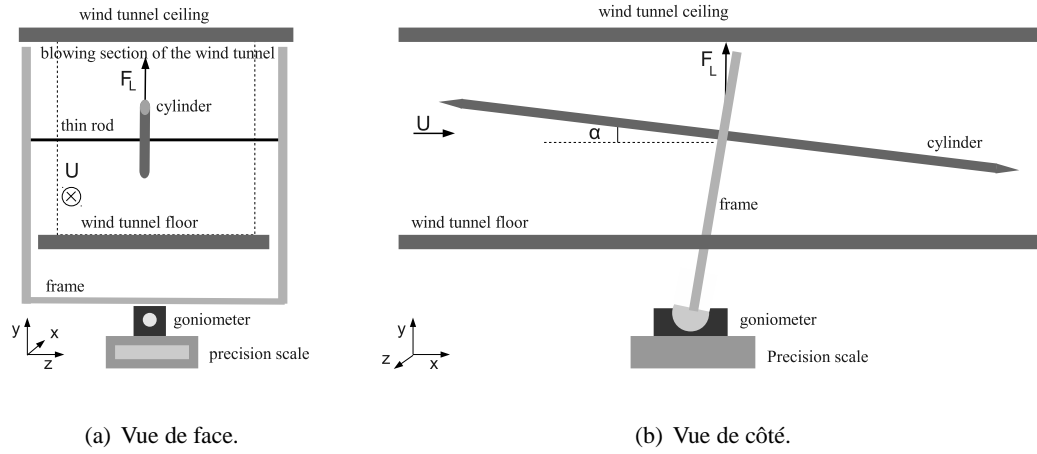


**Fig. 2.2** – Photo du cylindre dans la soufflerie pour le montage utilisé pour la mesure simultanée des forces de traînée et de portance à l’aide d’une balance bidimensionnelle pour lequel le cylindre est maintenu par un profil NACA.

La résolution de la balance bidimensionnelle est de 0.4 g en portance et 0.6 g en traînée. La balance a une plate forme rotative motorisée permettant de régler son inclinaison et ainsi l’inclinaison du cylindre avec une précision de  $0.2^\circ$ . Les forces sont mesurées pendant une durée de 120 s et avec une fréquence d’échantillonnage de 100 Hz ; les signaux sont ensuite moyennés. Avant chaque mesure, un signal de référence sans écoulement est mesuré et les valeurs moyennes des forces mesurées sont soustraites à celles mesurées avec l’écoulement. La force aérodynamique due au profil NACA à l’horizontale, mesurée en enlevant le cylindre, est également soustraite. Cette correction est de  $\sim 0.5$  g pour la traînée et de  $\sim -2.0$  g pour la portance.

Dans le but d’améliorer la précision des mesures de force de portance et pour éviter la création de portance par le profil NACA qui peut dégrader les mesures aux petits angles, un nouveau montage, dans lequel le cylindre est maintenu par un cadre, a été créé. Dans ce montage, présenté en figure 2.3, le cadre est relié *via* un goniomètre à une balance de précision mesurant uniquement la force de portance avec une précision de  $\pm 0.01$  g. Le goniomètre permet de régler l’inclinaison à  $0.1^\circ$  près. Les barres verticales du cadre sont situées en dehors de la section d’essai (figure 2.3a) et n’interfèrent donc pas avec l’écoulement. La barre horizontale du cadre est un petit cylindre de 5 mm de diamètre et ne crée qu’une force de traînée supplémentaire. De la même manière que pour les mesures effectuées avec la balance bidimensionnelle, une mesure de force correspond à un signal de force de 120 s moyenné. La fréquence d’échantillonnage est ici de 1000 Hz. Une mesure sans écoulement ainsi qu’une mesure du cadre en écoulement sans le cylindre sont effectuées et leurs valeurs moyennes soustraites à la valeur moyenne obtenue pour le montage complet en écoulement. De légères vibrations du cylindre dégradent





**Fig. 2.3** – Schéma du montage utilisé pour les mesures de la force de portance à l'aide d'une balance de précision.

la précision de la balance qui passe alors à  $\pm 0.2$  g.

Les coefficients de force normale, portance et traînée sont calculés à partir des forces mesurées en utilisant la définition donnée en équation (1.6).

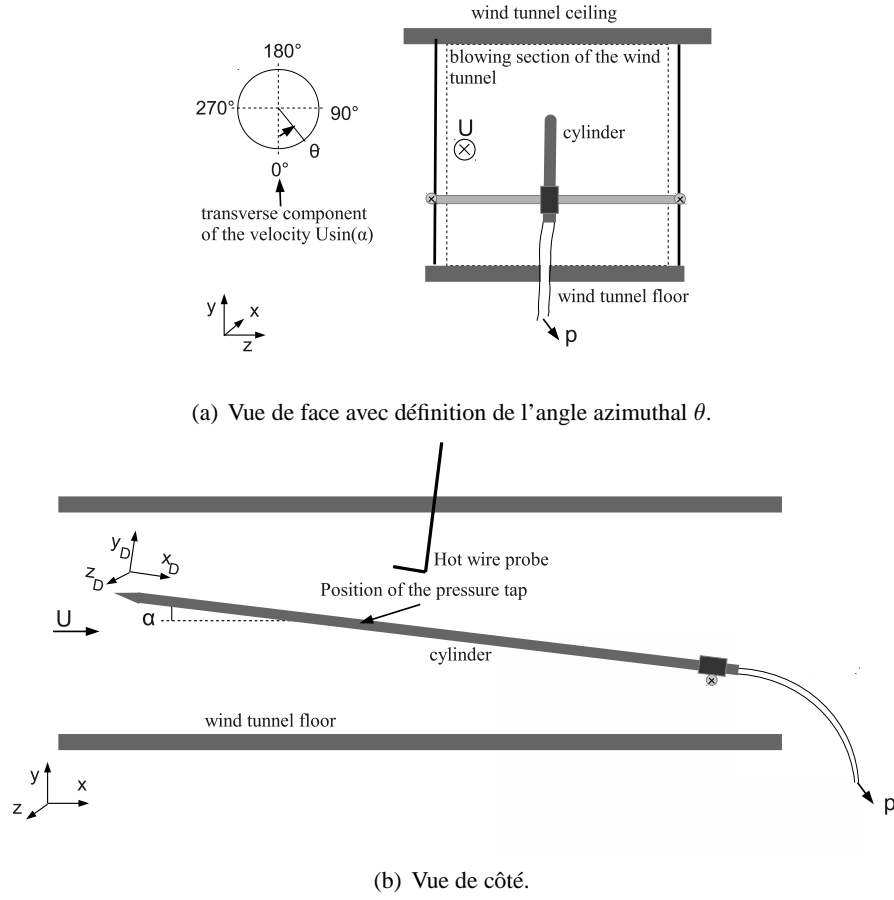
### 2.1.3 Mesures de pressions

Un troisième montage, présenté en figure 2.4, a été créé et monté dans la soufflerie pour mesurer des distributions de pression  $C_p(\theta)$  sur un contour du cylindre. Un cylindre creux est fixé par un support qui permet de régler l'angle d'inclinaison  $\alpha$  et l'angle de rotation  $\theta$  défini en figure 1.5. La pression est mesurée par un trou de 0.8 mm percé dans le cylindre à une distance  $x = 0.46$  m de la pointe amont. La pression de référence  $p_0$  est prise dans l'écoulement à l'entrée de la section d'essai. Un tube de Pitot, placé en amont du cylindre, mesure la pression dynamique avec laquelle est calculée la vitesse  $U$  de l'écoulement. Toutes les prises de pression sont connectées à un capteur de pression Scanivalve DSA 3217/16px qui mesure la pression à une précision de  $\pm 1$  Pa. Les pressions sont mesurées pendant 3 minutes à une fréquence d'acquisition de 500 Hz. Les signaux sont ensuite moyennés et leur écart type est utilisé pour caractériser l'incertitude en pression des mesures. Le coefficient de pression  $C_p$  est calculé à partir de l'équation (1.12). Pour réaliser les distributions de pression  $C_p(\theta)$ , le cylindre est tourné autour de son axe par pas de  $15^\circ$  avec une précision de  $3^\circ$ .

### 2.1.4 Mesures de vitesses

#### Mesures au fil chaud

Des mesures locales de vitesses sont réalisées en utilisant un fil chaud DANTEC (fil chaud de type 55P15, support de type 55H22). Le fil chaud est connecté à une unité de mesure par anémométrie à fil



**Fig. 2.4** – Schéma du montage utilisé pour les mesures de pression, de vitesse locales à l'aide d'un fil chaud et de champs PIV.

chaud *DISA55* avec un ratio de surchauffe de 1.5. La sonde est montée sur un support robotisé placé sur le plafond de la soufflerie permettant de déplacer la sonde perpendiculairement à l'axe du cylindre (figure 2.4). Le fil chaud est orienté de manière à être sensible au module de la vitesse  $u_D$  dans le plan  $(x_D, y_D)$ . Le support robotisé permet le déplacement vertical de la sonde pour l'acquisition de profils de vitesse sur la partie supérieure du cylindre pour  $y_D > 0.0$  à une distance  $x_D = 0.5$  de la pointe amont du cylindre. La valeur moyenne de la vitesse  $U_D$  est obtenue en moyennant les signaux de vitesse acquis à une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz sur 30 s. Des précisions supplémentaires sur les mesures de vitesses par anémométrie à fil chaud peuvent être trouvées dans l'ouvrage de Lomas [38].

A partir des profils de vitesse mesurés au fil chaud, on peut calculer l'épaisseur de couche limite  $\delta_{99}$

et l'épaisseur de déplacement  $\delta_1$  définies dans les équations (2.1) et (2.2).

$$\delta_{99} = y_0 \text{ tel que } U_D(y_0) = 0.99U_{D\infty} \quad (2.1)$$

$$\delta_1 = \frac{1}{U_{D\infty}} \int_0^\infty (U_{D\infty} - U_D) dy \quad (2.2)$$

### **Mesures par un système de PIV (Particle Image Velocimetry)**

L'analyse du sillage à l'arrière du cylindre est réalisée par vélocimétrie stéréoscopique à images de particules (SPIV). Pour plus de détails sur la méthode PIV, le lecteur peut se référer à l'article d'Adrian [2]. Le système PIV est constitué d'un laser DANTEC *dual pulse* (Nd :YAG, 2 135 mJ, 4 ns) et de deux caméras CCD DANTEC (FlowSense EO, 4 Mpx). Les images sont acquises à une fréquence de 10 Hz ; et chaque série d'acquisition totalise 1000 paires d'images. La taille de la fenêtre d'interrogation est de  $32 \times 32$  pixels, ce qui correspond à une taille physique de  $2.4 \times 2.4$  mm et le taux de recouvrement de 25%. La stéréo-PIV permet de mesurer simultanément les trois composantes de la vitesse dans le plan de mesure  $(y, z)$ , situé à la même distance de la pointe du cylindre que la prise de pression. Les champs de vitesse moyenne et de vorticité sont calculés à partir des vecteurs valides des 1000 mesures.

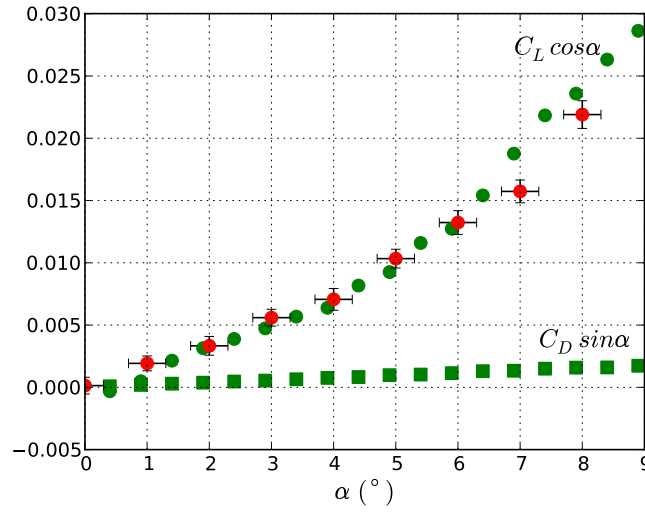
## **2.2 Forces normales s'exerçant sur le cylindre**

### **2.2.1 Forces de portance et de traînée**

La force normale s'exerçant sur un cylindre incliné est la somme d'une composante de portance et d'une composante de traînée (équation 1.5). Les forces de portance et de traînée ont ainsi été mesurées par une balance bidimensionnelle dans l'expérience décrite en figure 2.1 pour des angles d'inclinaison  $\alpha$  entre  $0^\circ$  et  $9^\circ$  par pas de  $0.5^\circ$ . La vitesse de l'écoulement incident est  $U = 18.5$  m/s. Les composantes de traînée  $C_D \sin \alpha$  et de portance  $C_L \cos \alpha$  de la force normale ont été calculées à partir des mesures de forces et sont tracées en figure 2.5. Les résultats montrent que la contribution de la force de traînée est proportionnelle à l'inclinaison, ce qui est conforme au modèle de Taylor (figure 1.7). Une régression linéaire des données expérimentales donne :

$$C_D = 0.012 \pm 0.001. \quad (2.3)$$

Cette valeur de la force de traînée est en accord avec la gamme de valeurs donnée par Païdoussis [50]. La contribution de la force de traînée à la force normale est cependant très faible comparée à la contribution de la force de portance. D'autres mesures ont été réalisées à des vitesses de 15 m/s et 25 m/s et donnent des résultats similaires. La suite de l'étude en force sera donc consacrée à l'évaluation de la force de portance puisque celle-ci est majoritairement à l'origine de la force normale. A cet effet, un deuxième montage a été créé pour mesurer la force de portance avec une balance de précision et est présenté en figure 2.3. La contribution de la force de portance à la force normale évaluée avec ce nouveau montage



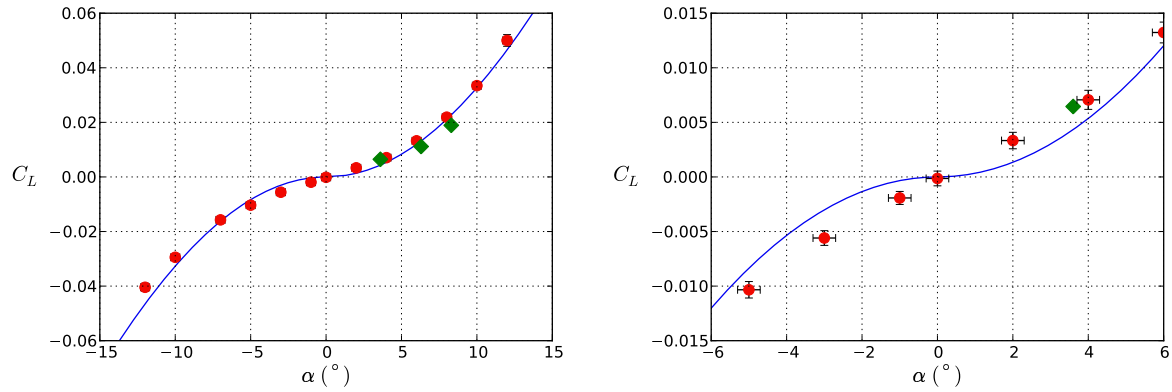
**Fig. 2.5** – Composantes de portance  $C_L \cos \alpha$  et de traînée  $C_D \sin \alpha$  de la force normal  $F_N$  tel que  $C_N = C_L \cos \alpha + C_D \sin \alpha$ . (●) composante de portance mesurée avec la balance bidimensionnelle, (●) composante de portance mesurée avec la balance de précision et (■) composante de traînée mesurée avec la balance bidimensionnelle.

est tracée en rouge en figure 2.5 et est en très bon accord avec les mesures effectuées avec la balance bidimensionnelle.

Les coefficients de portance mesurés avec la balance de précision en fonction de l'inclinaison du cylindre sont tracés en figure 2.6 et sont comparés aux coefficients de portance  $C_L^{ind}$  donnés par le principe d'indépendance (équation 1.10). Tout comme dans l'expérience avec la balance bidimensionnelle, la vitesse de l'écoulement est de 18.5 m/s. Les mesures mettent en évidence deux comportements différents du coefficient de portance selon la gamme d'inclinaison. Pour  $|\alpha| > 5^\circ$ , le coefficient de portance varie quadratiquement avec l'inclinaison, ce qui est prédit par le principe d'indépendance (figure 2.6a). En revanche, pour  $|\alpha| < 5^\circ$ , (figure 2.6b) le coefficient de portance est linéaire avec l'angle d'inclinaison. De toute évidence, le principe d'indépendance n'est plus valable pour  $|\alpha| < 5^\circ$ .

### 2.2.2 Influence de la longueur du cylindre

Dans le but d'estimer l'influence des effets de bords sur la portance, les mesures de coefficient de portance sont répétées pour quatre longueurs de cylindre telles que  $L/D = 15, 30, 60, 75$  et à des angles d'inclinaison  $|\alpha| < 5^\circ$ . On observe que les coefficients de portance, tracés en figure 2.7(a), sont toujours proportionnels à l'inclinaison du cylindre, quelque soit la longueur du cylindre. La pente de la droite a été calculée pour chaque cylindre par régression linéaire. L'incertitude sur la pente est calculée en prenant la différence entre les pentes maximales et minimales des droites telles que toutes les données expérimentales soient comprises entre ces deux droites. Les pentes  $C_L/\alpha$  pour chaque longueur de cy-



(a) Coefficient de portance en fonction de l'inclinaison du cylindre. (b) Zoom de la figure (a) pour les petites inclinaisons.

**Fig. 2.6** – Coefficient de portance  $C_L$  en fonction de l'inclinaison du cylindre  $\alpha$  pour  $L/D = 60$  et à  $Re = 24000$ . (—) Principe d'indépendance :  $C_L^{ind}(\alpha) = C_D^{\alpha=90^\circ} \sin^2 \alpha \cos \alpha$ , (•) coefficients de portance mesurés avec la balance de précision et (♦) coefficient de portance local obtenu par intégration des distribution de pression du paragraphe 2.3.

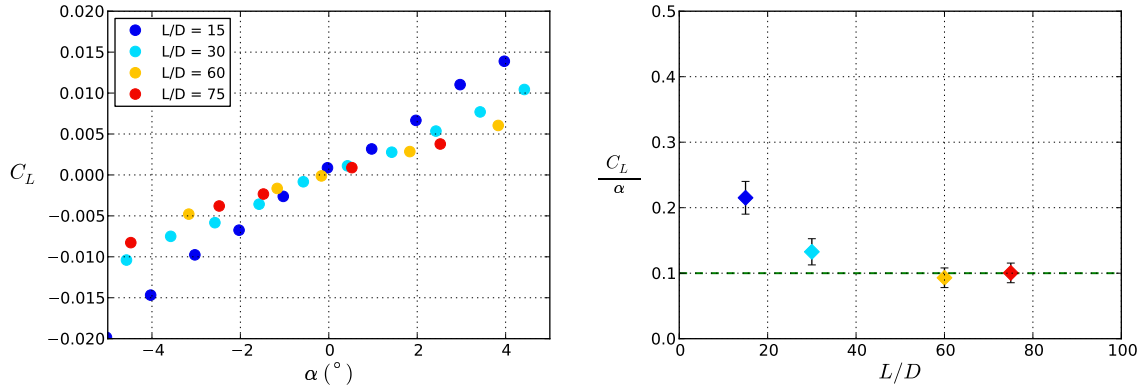
lindre sont tracées en figure 2.7(b). On observe que le coefficient de portance diminue avec la longueur du cylindre : les effets de bords sont donc associés à une portance supplémentaire. Pour  $L/D > 50$ , la pente du coefficient de portance devient constante et les effets de bords sont alors négligeables. On peut donc en déduire que pour un cylindre suffisamment long incliné d'un angle inférieure à  $5^\circ$ , le coefficient de portance s'écrit :

$$C_L = (0.10 \pm 0.016)\alpha. \quad (2.4)$$

### 2.2.3 Expression de la force normale aux petits angles

Dans la limite d'un cylindre de rapport d'aspect  $L/D > 50$ , on peut déduire des mesures de force de traînée et de portance une loi expérimentale pour la force normale. Les principaux résultats obtenus dans les expériences de mesures de forces sont rappelés en figure 2.8. Tout d'abord, on a montré que la portance contribue majoritairement à la force normale. Le second résultat est que la force de traînée est constante et par projection donne une contribution à la force normale linéaire avec l'angle, ce qui valide bien le modèle de traînée de friction projetée de Taylor. Troisièmement, on a montré que la force de portance est linéaire avec l'angle aux inclinaisons  $\alpha < 5^\circ$ . Le coefficient de force normale est donc linéaire avec l'angle (équation 2.8) mais le coefficient de proportionnalité est bien plus élevé que celui prédit par le modèle de Taylor [72] qui ne prend pas en considération la linéarité de la force de portance.

Afin de confirmer ce résultat, des mesures sur une gamme de vitesses plus étendue ont été réalisées. Les expériences de mesures de forces ont ainsi été répétées pour des vitesses d'écoulement entre 13 m/s et 23 m/s. Les résultats sont présentés en figure 2.9 et montrent que la valeur du coefficient d'amortissement



(a) Coefficient de portance en fonction de l'inclinaison du cylindre pour quatre valeurs de rapport d'aspect  $L/D$ . (b) Pente du coefficient de portance en fonction du rapport d'aspect  $L/D$ .

**Fig. 2.7** – (a) Coefficient de portance  $C_L$  en fonction de l'inclinaison du cylindre  $\alpha$ . (•)  $L/D = 15$ , (•)  $L/D = 30$ , (•)  $L/D = 60$  et (•)  $L/D = 75$ . (b) Pente du coefficient de portance  $C_L/\alpha$  en fonction du rapport d'aspect  $L/D$ . (---) asymptote  $C_L/\alpha = 0.1$  pour les grands rapports d'aspect.

#### Force normale pour $|\alpha| < 5^\circ$ :

1. La force normale est la somme des forces de portance et de traînée projetées dans la direction normale et s'écrit aux petits angles :

$$C_N \sim C_D \alpha + C_L \quad (2.5)$$

2. La traînée est constante avec l'angle et correspond à une traînée de friction décrite dans le modèle de Taylor en figure 1.7 :

$$C_D = 0.012 \pm 0.001 \quad (2.6)$$

3. La force de portance est linéaire avec l'angle d'inclinaison :

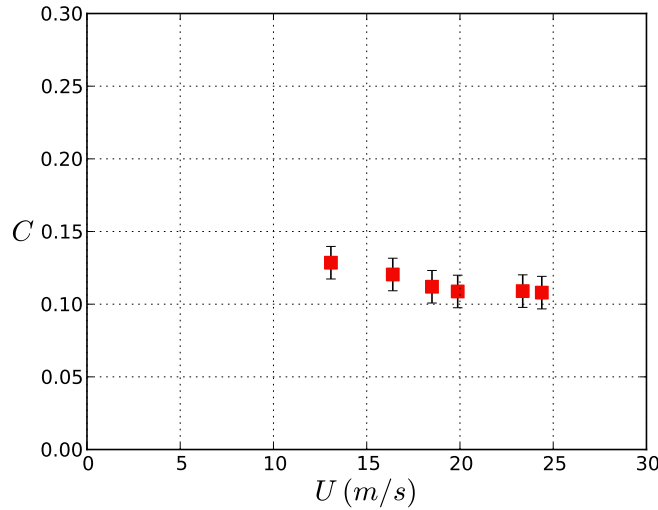
$$C_L = (0.10 \pm 0.015) \alpha \quad (2.7)$$

4. L'expression de  $C_N$  est obtenue en ajoutant les contribution de la traînée et de la portance dans l'équation (5.7) par les expressions déduites des expériences (équations 2.6 et 2.7) :

$$C_N = C \alpha, \text{ avec } C = 0.11 \pm 0.016 \quad (2.8)$$

**Fig. 2.8** – Loi expérimentale déduite des expériences statiques : force normale pour  $|\alpha| < 5^\circ$ .

semble légèrement décroître avec la vitesse pour converger vers une valeur  $C = 0.11$  à partir de  $U = 16$  m/s. La loi expérimentale pour la force normale, présentée en figure 2.8, est donc *a minima* valide sur



**Fig. 2.9** – (■) Coefficient d'amortissement  $C$  mesurée pour différentes vitesse d'écoulement  $U$ .

une gamme de nombre de Reynolds  $Re = 20000-30000$ .

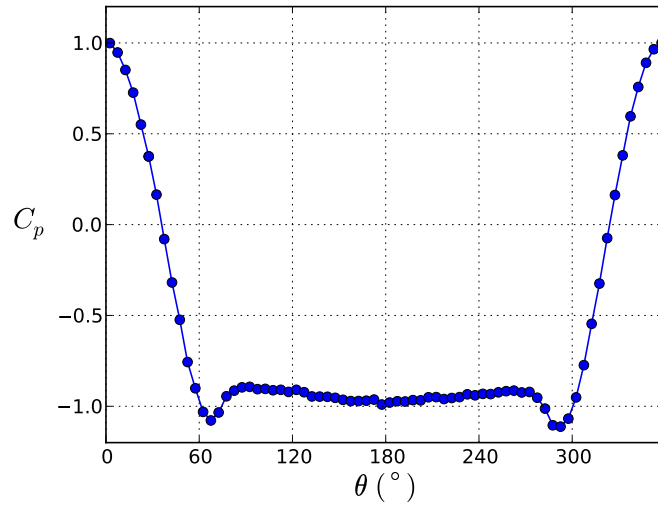
Afin de comprendre l'origine de la force de portance aux petits angles, on se propose d'analyser la distribution de forces de pression sur le cylindre ainsi que l'écoulement autour du cylindre dans les deux paragraphes suivants.

## 2.3 Origine de la force de portance

### 2.3.1 Etude des distributions de pression autour du cylindre

La figure 2.11 présente les distributions de pression  $C_p(\theta)$  réalisées pour quatre inclinaisons  $\alpha = 3.6^\circ$ ,  $6.3^\circ$ ,  $8.3^\circ$  et  $21^\circ$  et pour un écoulement incident de vitesse  $U = 18.5$  m/s. Les distributions de pression sont toutes comparées à celle donnée par le principe d'indépendance et définie dans l'équation (1.12). La distribution de référence pour un cylindre en écoulement transverse à même nombre de Reynolds est donnée en figure 2.10. Le coefficient de pression vaut 1 à l'avant du cylindre et  $-1.1$  à la base du cylindre. Pour  $0^\circ < \theta < 67^\circ$ , l'écoulement autour du cylindre est accéléré et le coefficient de pression décroît. Pour  $67^\circ < \theta < 80^\circ$ , on voit apparaître un gradient de pression adverse qui provoque un décollement à partir de  $\theta = 80^\circ$ . On situe ainsi les points de décollement à  $\theta = 80^\circ$  et  $\theta = 280^\circ$ . La pression constante observée pour  $80^\circ < \theta < 280^\circ$  montre que l'écoulement est séparé dans cette région.

Les distributions de pression pour le cylindre incliné données en figure 2.11 ne suivent pas le principe d'indépendance pour les faibles angles d'inclinaison. Dans la distribution en écoulement transverse, le



**Fig. 2.10** – Distribution expérimentale de pression d'un cylindre en écoulement transverse à  $Re = 24000$ .

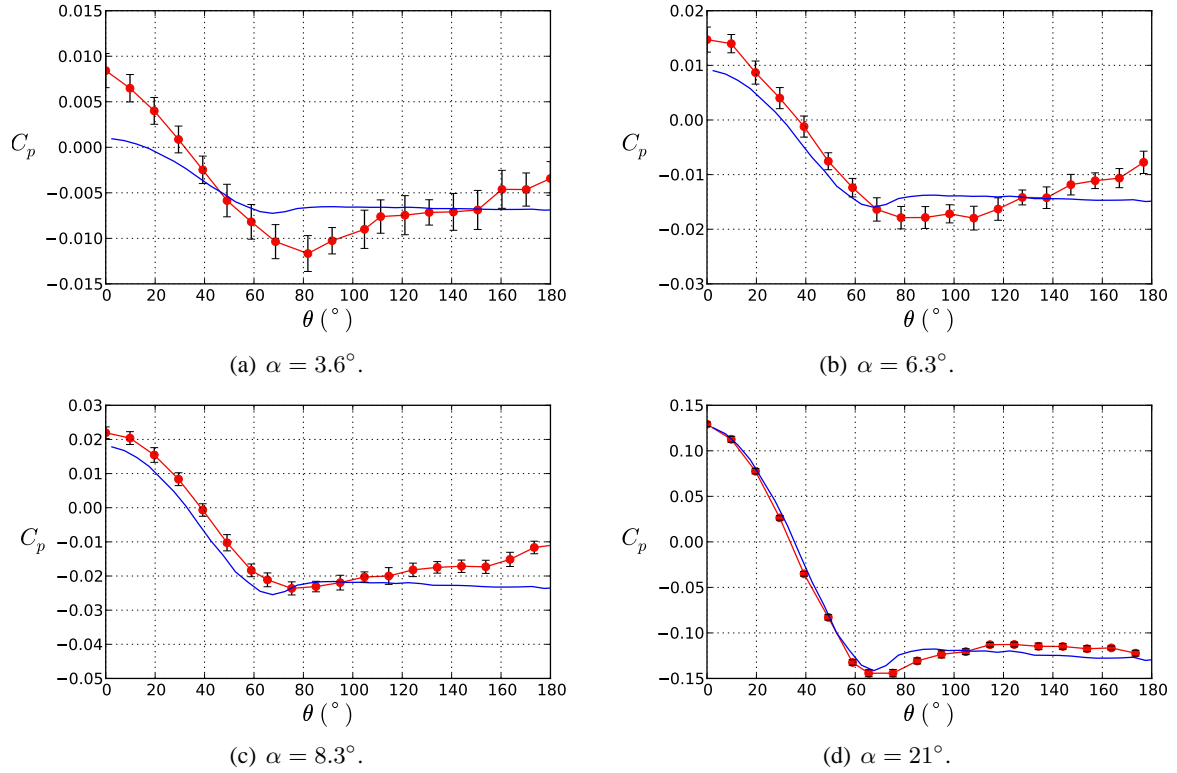
pointe de séparation est à  $\theta = 80^\circ$ . Par conséquent, les distributions de pression données par le principe d'indépendance présupposent que le point de séparation est à  $\theta = 80^\circ$  pour toutes les inclinaisons, ce qui n'est pas le cas en raison de la force elliptique du cylindre vue par l'écoulement dans le cas où le cylindre est incliné à faible angle. On ne s'attend donc pas à ce que le principe d'indépendance s'applique autour du point de séparation et au-delà. En revanche, il est surprenant que le principe d'indépendance ne puisse pas prédire la pression à l'avant du cylindre c'est-à-dire à  $\theta = 0^\circ$ . Les valeurs de pression prédites à cet endroit par le principe d'indépendance sont bien plus faibles que celles mesurées expérimentalement. Pour l'inclinaison  $\alpha = 21^\circ$ , le coefficient de pression en avant du point de séparation suit parfaitement la distribution donnée par le principe d'indépendance, on retrouve un résultat déjà observé par Burnnall et Loftin [11] pour des inclinaisons plus élevées.

Pour chaque distribution de pression, on peut calculer un coefficient local de force normale de pression  $C_{N_p}$  :

$$C_{N_p} = \frac{1}{2} \oint_0^{360} C_p(\theta) \cos \theta d\theta \quad (2.9)$$

Le coefficient local de force de portance est alors défini comme  $C_{L_p} = C_{N_p} \cos \alpha$ . Les valeurs de  $C_{L_p}$  ainsi calculées sont tracées en figure 2.6. Les valeurs locales et totales étant en très bon accord, on a la confirmation que la force normale est majoritairement une force de pression et les effets visqueux sont négligeables.

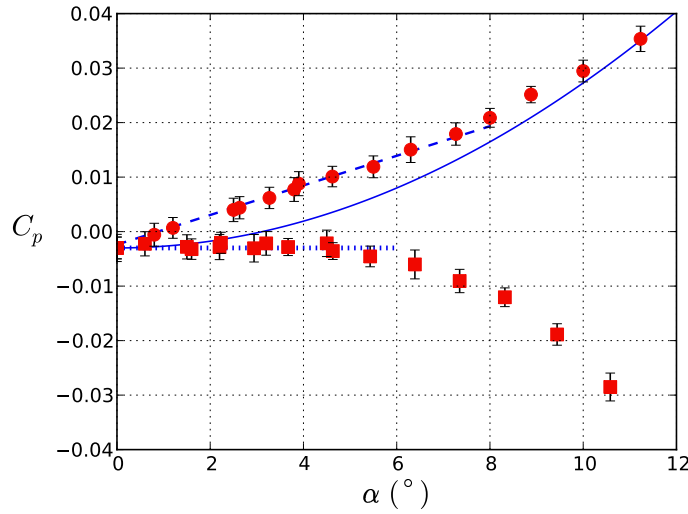




**Fig. 2.11** – Coefficient de pression  $C_p$  en fonction de l'angle azimutal  $\theta$  à une distance  $x/D = 23$  de la pointe amont du cylindre et à  $Re = 24000$  pour quatre inclinaisons  $\alpha$ . (—) Principe d'indépendance :  $C_p(\theta) = C_p^{\alpha=90^\circ}(\theta) \sin^2 \alpha$ , (•) coefficients de pression mesurés avec le dispositif présenté en figure 2.4.

### 2.3.2 Pression à l'avant et à l'arrière du cylindre

La force normale étant en grande partie due à une différence de pression entre l'avant et la base du cylindre, on se propose d'étudier la variation des coefficients de pression à  $\theta = 0^\circ$  et à  $\theta = 180^\circ$  pour des inclinaisons  $\alpha$  entre  $0^\circ$  et  $11^\circ$ . Les coefficients de pression expérimentaux sont tracés en figure 2.12 et comparés à ceux donnés par le principe d'indépendance. La pression à l'avant du cylindre  $C_p(\theta = 0^\circ)$  présente les mêmes variations que le coefficient de portance : elle est linéaire aux faibles inclinaisons et quadratique au-delà. Le comportement de la pression de base est différent : celle-ci est constante aux faibles inclinaisons et sa valeur est égale à la valeur du coefficient de pression quand le cylindre est à l'horizontale. Pour des inclinaisons  $\alpha > 5^\circ$ , la pression de base décroît avec l'angle de manière quadratique. La valeur négative du coefficient de pression à inclinaison nulle  $C_p = -0.0037$  est une conséquence de l'effet de blocage dû à la présence du cylindre dans l'écoulement. On déduit de ces résultats que la force de portance est gouvernée aux faibles inclinaisons ( $\alpha < 5^\circ$ ) par la variation linéaire de la pression à l'avant du cylindre combinée à une pression de base constante.



**Fig. 2.12** – Coefficients de pression  $C_p$  à une distance  $x = 0.46$  m de la pointe amont du cylindre. (●) pression à l’avant du cylindre ( $\theta = 0^\circ$ ), (■) pression de base ( $\theta = 180^\circ$ ), (—) Principe d’indépendance  $C_p(\theta = 0^\circ) = \sin^2 \alpha$ , (···) valeur de la pression pour le cylindre à l’horizontale  $C_p = C_p(\alpha = 0^\circ)$ , (--) régression linéaire  $C_p = 0.16\alpha(\text{rad})$ .

Dans la section suivante, l’écoulement autour du cylindre incliné est étudié en détails et est comparé à l’écoulement autour d’un cylindre à l’horizontale.

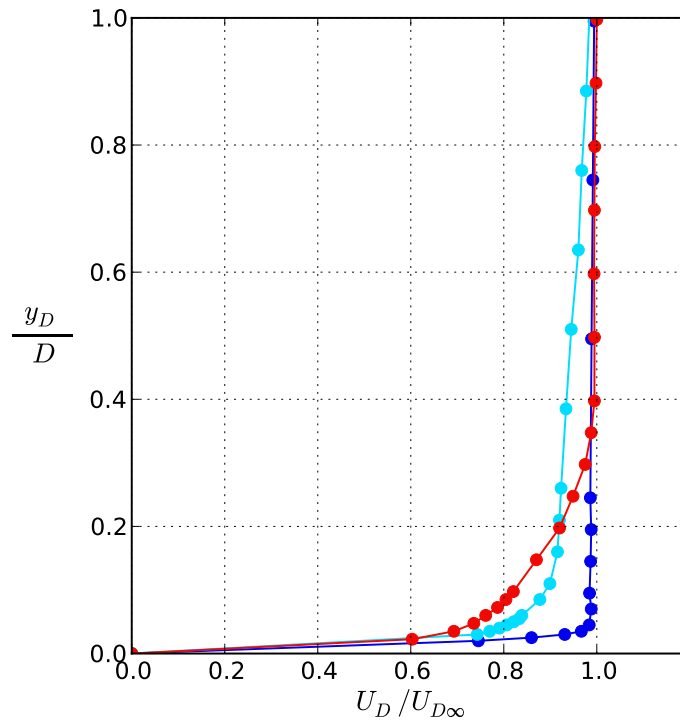
## 2.4 Caractérisation de l’écoulement autour d’un cylindre faiblement incliné

### 2.4.1 Profils de vitesse au fil chaud

Lorsque le cylindre est à l’horizontale, une couche limite se développe le long du cylindre et crée une zone de déficit de vitesse. On souhaite caractériser l’écoulement autour d’un cylindre faiblement incliné et le comparer à l’écoulement autour d’un cylindre à l’horizontale. A cet effet, des profils de vitesse ont été mesurés au fil chaud à une distance  $x = 0.5$  m de la pointe amont du cylindre selon la technique décrite en section 2.1.4. La vitesse asymptotique à une distance au cylindre  $y_D$  suffisamment grande est  $U_{D\infty} = 18.5$  m/s et le nombre de Reynolds associé est de 24000. Un premier profil a été réalisé avec le cylindre en position horizontale ( $\alpha = 0^\circ$ ) puis deux autres pour une inclinaison  $\alpha = 5^\circ$  sur l’avant et l’arrière du cylindre, c’est-à-dire avec les orientations respectives  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 180^\circ$ . Ces trois profils sont présentés en figure 2.13. Pour le cylindre à l’horizontale, l’épaisseur de la couche limite  $\delta_{99}$  définie en équation (2.1) est de  $0.4 D$ . L’épaisseur de déplacement  $\delta_1$  définie en équation (2.2) a été calculée et vaut  $\delta_1/D = 0.06$ .

Les profils réalisés à une inclinaison de  $\alpha = 5^\circ$  montrent que l’écoulement autour du cylindre est

très différent de celui observé sur le cylindre à l'horizontale. Sur l'avant du cylindre à  $\theta = 0^\circ$ , la couche limite est très fine comparée à celle du cylindre à l'horizontale et son épaisseur est  $\delta_{99}/D \sim 0.05$  avec une épaisseur de déplacement associée de  $\delta_1/D = 0.03$ . Sur l'arrière du cylindre, à  $\theta = 180^\circ$ , on observe une zone de déficit de vitesse dont la taille est de l'ordre du diamètre du cylindre. Ce déficit correspond à un sillage à l'arrière du cylindre qui fait l'objet d'une étude par une technique de *Stereoscopic Particle Image Velocimetry*.

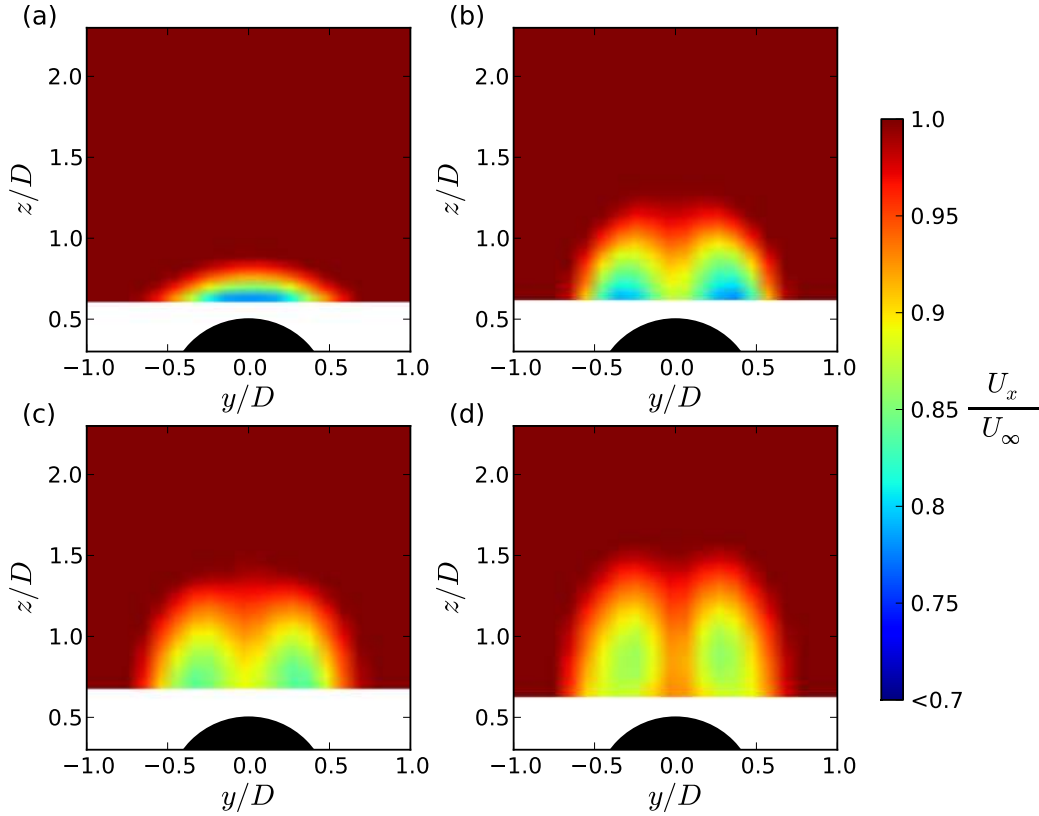


**Fig. 2.13** – Vitesse  $U_D$  mesurée au fil chaud en fonction de la distance  $y_D$  au cylindre à une distance  $x = 0.5$  m de la pointe amont du cylindre. (●) profil réalisé sur le cylindre horizontal ( $\alpha = 0^\circ$ ), (●) profil réalisé sur le cylindre incliné à  $\alpha = 5^\circ$  et sur l'avant du cylindre ( $\theta = 0^\circ$ ), (●) profil réalisé sur le cylindre incliné à  $\alpha = 5^\circ$  et sur l'arrière du cylindre ( $\theta = 180^\circ$ ).

#### 2.4.2 Champs PIV à l'arrière du cylindre

Des mesures de champs de vitesse par PIV ont été réalisées dans le plan  $(y, z)$ , à la même distance de la pointe amont que les distributions de pression. Le champ de vitesse dans la direction  $x$  à l'arrière du cylindre est tracé en figure 2.14. Lorsque le cylindre est à l'horizontale *i.e.* pour  $\alpha = 0^\circ$ , la figure 2.14(a) montre un déficit de vitesse axisymétrique autour du cylindre dû au développement de la couche

limite le long du cylindre. L'épaisseur de la couche limite est de 0.4 diamètre et est en accord avec celle mesurée au fil chaud (figure 2.13). Sur les figures 2.14(b, c et d), on observe que le sillage à l'arrière du cylindre présente une forme en deux lobes dont la taille augmente avec l'angle d'inclinaison. On définit

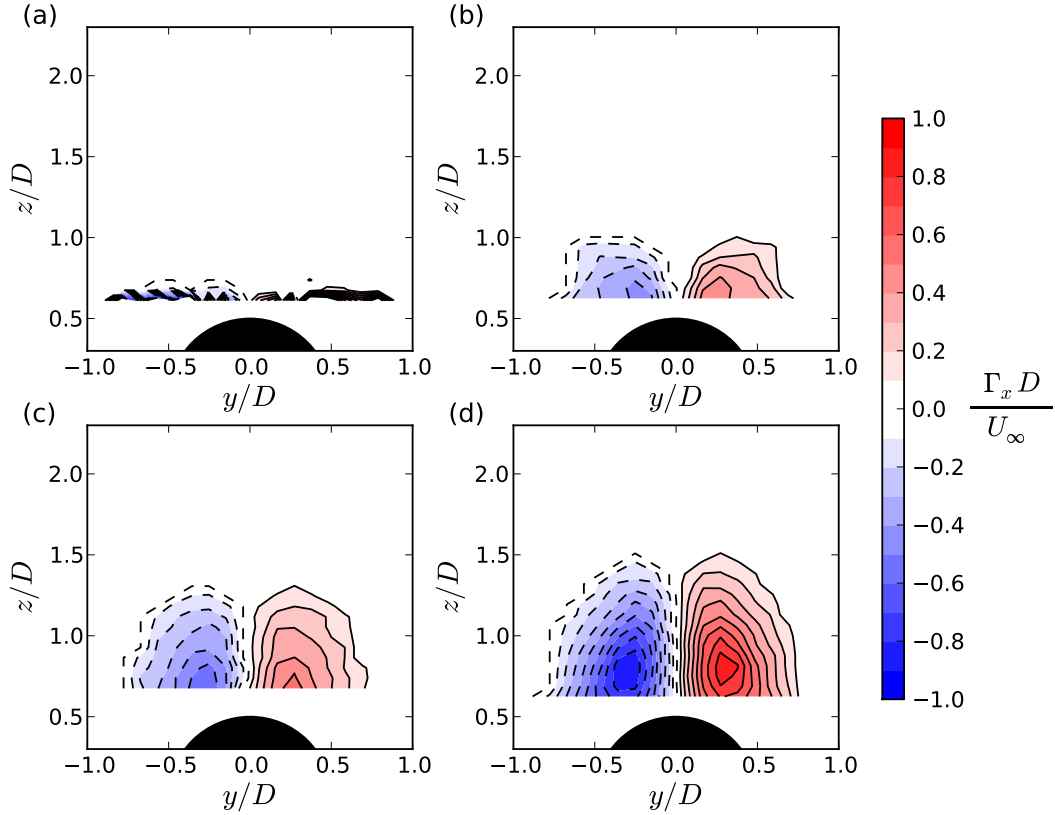


**Fig. 2.14** – Champs PIV de la vitesse dans la direction  $x$  à l'arrière du cylindre pour quatre inclinaisons : (a)  $\alpha = 0.0^\circ$ , (b)  $\alpha = 3.6^\circ$ , (c)  $\alpha = 6.3^\circ$  et (d)  $\alpha = 8.3^\circ$ .

la vorticité  $\omega_x$  dans la direction  $x$  dans l'équation (2.10).

$$\omega_x = \frac{\partial}{\partial y} v_z - \frac{\partial}{\partial z} v_y \quad (2.10)$$

Les champs de vorticité sont calculés à partir des composantes de la vitesse mesurées dans les directions  $y$  et  $z$  et sont présentés en figure 2.15. Les champs de vorticité révèlent la présence de deux vortex contra-rotatifs et stationnaires à l'arrière du cylindre. Ces deux vortex sont le signe d'une séparation tridimensionnelle le long du cylindre, qui se produit même pour de très faibles inclinaisons. En comparant le champ de vorticité et le champ de vitesse dans la direction  $x$  (figures 2.14 et 2.15), on montre que le cœur des vortex est associé à un important déficit de vitesse dans la direction  $x$ .



**Fig. 2.15** – Champs PIV de la vorticité dans la direction  $x$  à l’arrière du cylindre pour quatre inclinaisons : (a)  $\alpha = 0.0^\circ$ , (b)  $\alpha = 3.6^\circ$ , (c)  $\alpha = 6.3^\circ$  et (d)  $\alpha = 8.3^\circ$ .

## 2.5 Discussion et Conclusion

La composante normale de la force est responsable de l’amortissement dans le cas d’un cylindre oscillant en écoulement axial dans la direction orthogonale à l’écoulement. L’évaluation de l’amortissement est faite dans ce chapitre à travers une approche quasi-statique, c’est-à-dire en étudiant les forces normales s’exerçant sur un cylindre faiblement incliné. L’objectif de ce chapitre était de vérifier la validité du modèle de Taylor aux faibles angles.

Le résultat principal obtenu est que la force normale est linéaire avec l’inclinaison pour les faibles inclinaisons  $|\alpha| < 5^\circ$ , ce qui était prédit par le modèle de Taylor. Mais à la différence du modèle de Taylor qui attribue la linéarité de la force normale à une force de friction, nous avons montré qu’aux faibles inclinaisons la force de portance prédomine et est linéaire avec l’inclinaison. Nous avons également mis en évidence que la contribution de la force de friction à la force normale est effectivement linéaire mais ne constitue que 10% de la force normale. Le modèle de Taylor n’est donc pas adapté pour définir l’amortissement lorsque la vitesse latérale d’oscillation est très petite comparée à la vitesse de l’écoulement axial.

Les mesures de pression effectuées à une distance suffisamment éloignée de la pointe amont du cylindre ont montré que la force portance mesurée est due à la pression et non aux forces de friction. La non-axisymétrie de la pression autour du cylindre est associée à une séparation tridimensionnelle qui donne naissance à deux vortex contra-rotatifs et stationnaires.

Il existe de nombreuses références dans la littérature scientifique sur les couches limites axisymétriques. Les travaux d’Afzal et Narasimha [3] ainsi que ceux de Piquet et Patel [55] ont montré que les deux paramètres de contrôle permettant de décrire des régimes d’écoulement autour d’un cylindre horizontal sont le nombre de Reynolds et le ratio entre l’épaisseur de la couche limite et le rayon du cylindre. On se situe ici dans le cas où le nombre de Reynolds est élevé et l’épaisseur de couche limite de l’ordre du diamètre du cylindre. Pour les grands nombres de Reynolds, Afzal et Narasimha ont montré que pour  $2\delta_1/D \leq 1$ , les effets de la courbure du cylindre sur la couche limite sont modérés et que localement, la couche limite peut être assimilée à celle se développant sur une plaque plane. Nous avons observé qu’une faible inclinaison change complètement l’écoulement autour du cylindre. La couche limite devient très mince à l’avant du cylindre tandis que deux vortex contra-rotatifs et stationnaires apparaissent à l’arrière. La déstabilisation de la couche limite axisymétrique pour les très faibles inclinaisons est donc caractérisée par apparition d’un sillage à l’arrière du cylindre et d’une couche limite très fine à l’avant. Ce phénomène a été observée auparavant par Willmarth *et al.* [76], Rao et Keshavan [58] et Heenan et Morrison [30] qui ont montré que ce type d’écoulement était visible dès  $\alpha = 1.0^\circ$ . Pour des angles inférieurs à  $1^\circ$ , Lueptow *et al.* [41] observent une dissymétrisation progressive de la couche limite axisymétrique avec l’angle. Les deux vortex à l’arrière du cylindre maintiennent la pression de base à une valeur constante. On a ainsi montré dans ce chapitre que la linéarité de la force de portance est principalement due à la linéarité de la pression à l’avant du cylindre combinée à une pression de base constante et égale à sa valeur pour la position horizontale du cylindre. L’origine de la linéarité de la pression à l’avant du cylindre reste à expliquer.

## Chapitre 3

# Cylindre oscillant latéralement en écoulement axial

Dans le chapitre précédent, des mesures de force normale sur un cylindre en écoulement quasi-axial ont permis de proposer une loi expérimentale d'amortissement (figure 2.8) basée sur une approche quasi-statique. On présente dans ce chapitre les résultats de deux expériences dynamiques réalisées sur le cas d'un cylindre oscillant latéralement en écoulement axial. Dans la première expérience, un cylindre est placé dans la veine d'un tunnel hydrodynamique et est soumis à un écoulement axial d'eau. Dans la deuxième expérience, le même type de montage est réalisé mais en soufflerie. Les montages sont conçus de manière à obtenir des oscillations libres pour le cylindre, et l'amortissement se déduit de la décroissance de l'amplitude des oscillations.

La première partie présente le montage expérimental utilisé pour les expériences dynamiques en air et en eau. Le cylindre est fixé à la paroi de la veine d'essai *via* des lames flexibles permettant son oscillation. Il s'agit ici d'étudier l'amortissement d'un oscillateur à un degré de liberté oscillant librement en fonction de la vitesse de l'écoulement axial d'air ou d'eau. En deuxième partie, on analyse les signaux temporels d'accélération ou de déplacement du cylindre mesurés pour différentes vitesses d'écoulement axial. La fréquence d'oscillation et le taux d'amortissement sont déduits des mesures temporelles et sont discutés. En troisième partie, on calcule la masse ajoutée et le coefficient d'amortissement à partir des valeurs de fréquence d'oscillation et de taux d'amortissement. Les résultats pour les différents montages sont comparés entre eux et les résultats du cas dynamique de référence sont comparés à ceux de l'approche quasi-statique. La validité de l'approche quasi-statique est discutée en conclusion.

## Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Montages expérimentaux . . . . .</b>	<b>43</b>
3.1.1	Géométrie du montage en eau et mesures de déplacement . . . . .	43
3.1.2	Géométrie du montage en air et mesures d'accélération . . . . .	44
<b>3.2</b>	<b>Fréquence d'oscillation et taux d'amortissement . . . . .</b>	<b>45</b>
3.2.1	Configuration de référence : analyse des signaux temporels . . . . .	45
3.2.2	Configuration de référence : détermination de l'amortissement . . . . .	48
3.2.3	Comparaison des résultats en eau avec et sans carénage . . . . .	49
3.2.4	Montage en air . . . . .	50
<b>3.3</b>	<b>Amortissement du cylindre en fonction de la vitesse d'écoulement . . . . .</b>	<b>52</b>
3.3.1	Calcul du coefficient d'amortissement . . . . .	52
3.3.2	Comparaison des coefficients d'amortissement obtenus à partir des quatre expériences dynamiques . . . . .	54
3.3.3	Comparaison des résultats du cas dynamique de référence avec ceux donnés par l'approche quasi-statique . . . . .	54
<b>3.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>56</b>

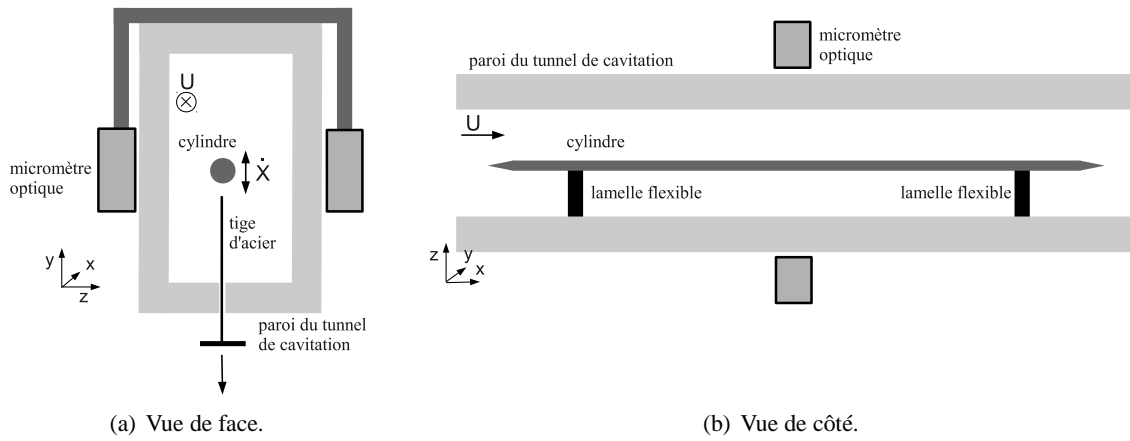
---



### 3.1 Montages expérimentaux

#### 3.1.1 Géométrie du montage en eau et mesures de déplacement

L'expérience est montée dans la veine d'essai du tunnel de cavitation de l'ENSTA et est présentée en figure 3.3. La veine d'essai a une section  $S = 90 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ . Un cylindre en laiton est placé au centre de la veine et est relié à l'une des parois latérales par deux lamelles flexibles. Le diamètre du cylindre est  $D = 10 \text{ mm}$  et sa longueur  $L = 0.560 \text{ m}$ . Les extrémités du cylindre sont taillées en forme de cône sur 30 mm pour réduire les effets de bords et éviter un décollement du fluide à la pointe amont du cylindre. La masse du cylindre est  $M_{cyl} = 301 \text{ g}$ . Les lames flexibles, qui permettent l'oscillation du cylindre, ont une taille de  $25 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$  et une épaisseur de 1 mm. La gamme de vitesse d'écoulement des expériences est  $U = 0.48 - 4.0 \text{ m/s}$  et la précision en vitesse est de  $0.01 \text{ m/s}$ .



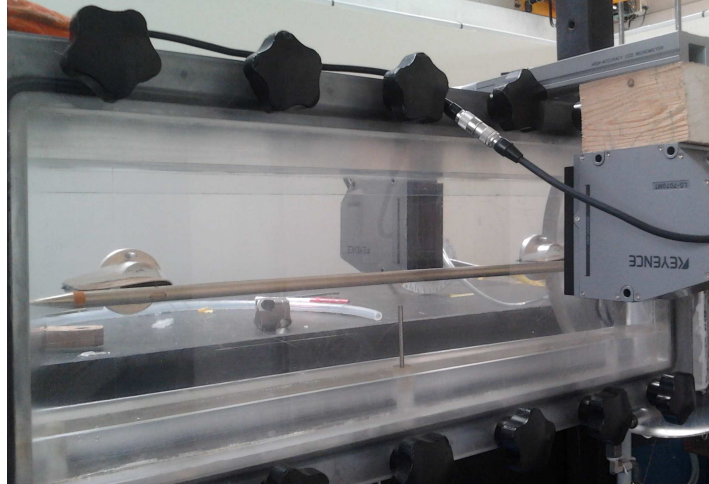
**Fig. 3.1** – Schéma du montage dans le tunnel de cavitation. Dans la vue de face, la petite tige permet d'établir la condition initiale en déplacement pour les oscillations libres.

Un déplacement initial de l'ordre de 3 mm est appliqué au cylindre depuis sa position d'équilibre à l'aide d'une petite tige d'acier passant à travers un passage étanche de la veine (figure 3.3a). En retirant brusquement la tige déclenche l'oscillation du cylindre avec des conditions initiales de déplacement fixé et de vitesse initiale nulle.

La fréquence propre du système en eau stagnante est  $f = 7.74 \text{ Hz}$ . Lorsque la vitesse de l'écoulement axial est supérieure à  $1 \text{ m/s}$ , la valeur absolue de l'angle instantané  $\alpha(t) \simeq \frac{-\dot{X}}{U}$ , où  $\dot{X}$  est la vitesse d'oscillation du cylindre et  $U$  la vitesse de l'écoulement fluide à l'entrée de la veine, est toujours inférieure à  $5^\circ$ . On se trouve donc toujours dans une gamme d'angles instantanés où selon les résultats de l'approche quasi-statique, l'amortissement est linéaire avec la vitesse d'oscillation.

On vérifie à l'aide de deux caméras que le déplacement du cylindre  $X$  est un mouvement de translation verticale. On se contente donc dans les expériences présentées dans ce chapitre de mesurer le déplacement du cylindre en son milieu. Les mesures sont réalisées par un micromètre optique Keyence constitué d'une unité de transmission qui émet de la lumière et d'une unité de réception qui détecte la

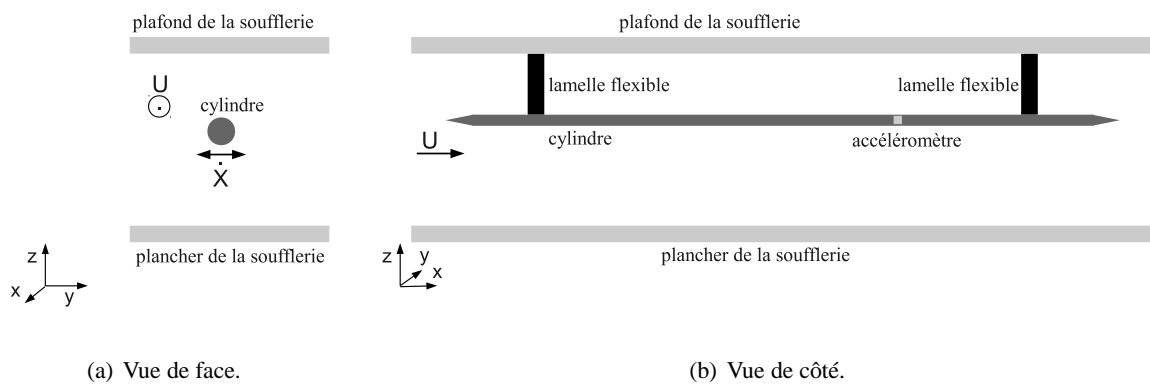
position de l'ombre de l'objet passant dans le faisceau de lumière. La précision du micromètre est de  $\pm 0.15 \mu\text{m}$  et la fréquence d'échantillonnage a été réglée à 400 Hz.



**Fig. 3.2** – Photo du cylindre dans le tunnel de cavitation avec le carénage autour des lamelles.

Les lamelles représentent 10% de la surface projetée  $L \times D$  du cylindre. Afin d'étudier leur influence sur l'amortissement, les mesures sont réalisées sur deux configurations différentes : une où un carénage est placé autour des lamelles pour les maintenir en eau stagnante comme le montre la photo en figure 3.2 et une sans carénage où les lamelles sont au même titre que le cylindre exposées à l'écoulement d'eau.

### 3.1.2 Géométrie du montage en air et mesures d'accélération



**Fig. 3.3** – Schéma du montage dans la soufflerie basé sur le même principe que celui du tunnel de cavitation.

Une expérience similaire à celle réalisée dans le tunnel de cavitation est menée en soufflerie. Un cylindre de longueur égale à 1.2 m et de diamètre égal à 0.02 m est maintenu au plafond de la soufflerie

par deux lamelles flexibles de 50 mm de large, 1 mm d'épaisseur et de longueur réglable permettant d'obtenir des fréquences d'oscillation en air de 3.17 Hz et 3.66 Hz. Les vitesses d'écoulement sont comprises entre 5.8 m/s et 23 m/s. Le cylindre est écarté de sa position d'équilibre d'une distance de deux diamètres de cylindre. A la différence de l'expérience dans le tunnel de cavitation, on mesure l'accélération avec un accéléromètre Brüel & Kjær fixé au cylindre légèrement à l'aval de sorte à pouvoir éventuellement capter des modes autres que le mode de translation dans la direction  $y$ .

Les paramètres des expériences en air et en eau sont résumés en figure 3.4. On voit que les expériences en air et en eau sont dans les mêmes gammes de paramètres et une comparaison des résultats est donc possible entre ces deux expériences.

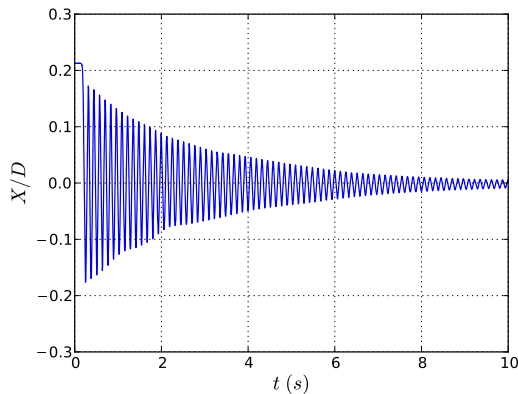
	$\frac{L}{D}$	$Re = \frac{DU}{\nu}$	$\alpha_{max} = atan\left(\frac{X_0 2\pi f}{U}\right)$
eau	56	4000 – 34000	$\alpha_{max} < 5^\circ$ pour $U > 1.0$ m/s
air	60	7000 – 30000	$\alpha_{max} < 5^\circ$ pour $U > 10.0$ m/s

**Fig. 3.4** – Synthèse des paramètres des expériences en air et en eau.

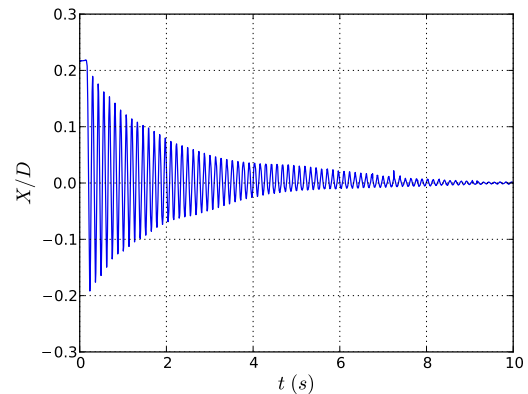
## 3.2 Fréquence d'oscillation et taux d'amortissement

### 3.2.1 Configuration de référence : analyse des signaux temporels

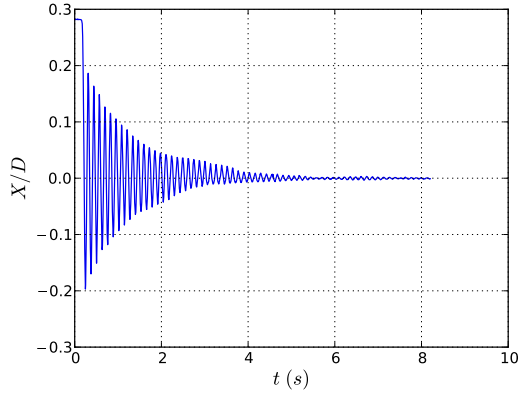
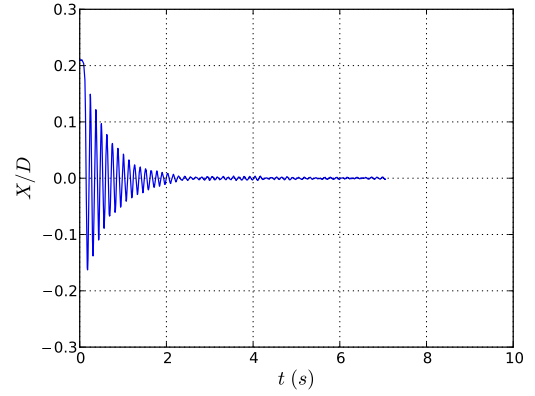
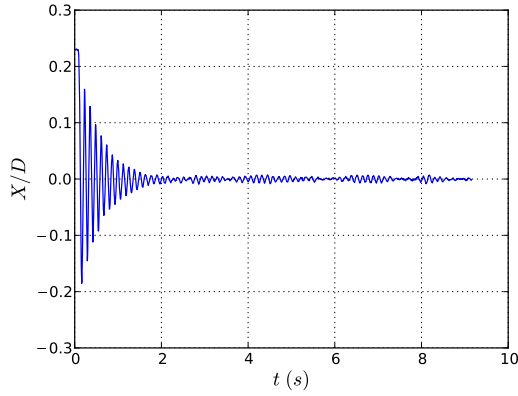
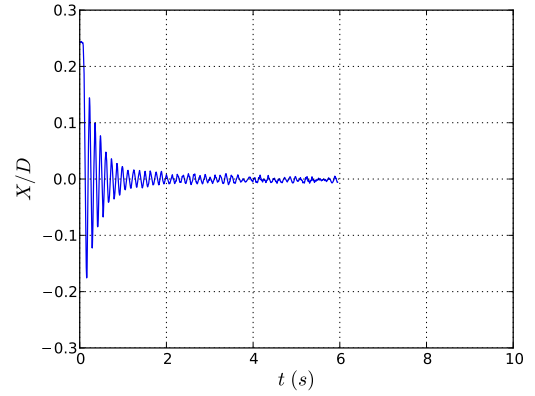
On choisit comme configuration de référence des expériences dynamiques l'expérience en eau dans le tunnel de cavitation avec un carénage autour des lamelles flexibles. Ce cas sert également d'exemple pour expliquer les calculs de fréquence d'oscillation et de taux d'amortissement à partir des signaux temporels mesurés. Les résultats obtenus seront utilisés comme référence et seront comparés à ceux en eau sans carénage et en air dans les paragraphes suivants.



(a)  $U = 0.00$  m/s.



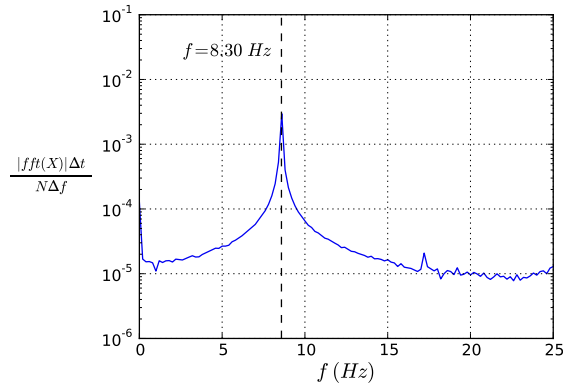
(b)  $U = 0.59$  m/s.

(c)  $U = 1.40$  m/s.(d)  $U = 1.97$  m/s.(e)  $U = 3.00$  m/s.(f)  $U = 4.00$  m/s.

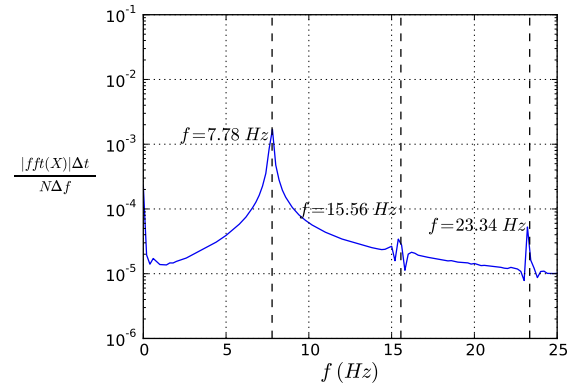
**Fig. 3.5** – Déplacement du cylindre  $X/D$  en fonction du temps en eau stagnante et pour plusieurs vitesses d'écoulement axial.

Les signaux temporels de déplacement du cylindre sont tracés en figure 3.5 dans le cas où le cylindre est en eau stagnante et pour plusieurs vitesses d'écoulement axial jusqu'à 4 m/s. On observe que l'enveloppe du signal décroît de façon quasiment exponentielle et que la fréquence d'oscillation change peu. De plus, le signal de déplacement est d'autant plus amorti que la vitesse de l'écoulement axial est importante. Le temps caractéristique de l'enveloppe exponentielle est ainsi divisé par 4 entre l'expérience à  $U = 0.59$  m/s et celle à  $U = 4.00$  m/s (figures 3.5b et 3.5f). Avec cette expérience, on met ainsi directement en évidence le rôle de l'écoulement axial sur l'amortissement des oscillations du cylindre.

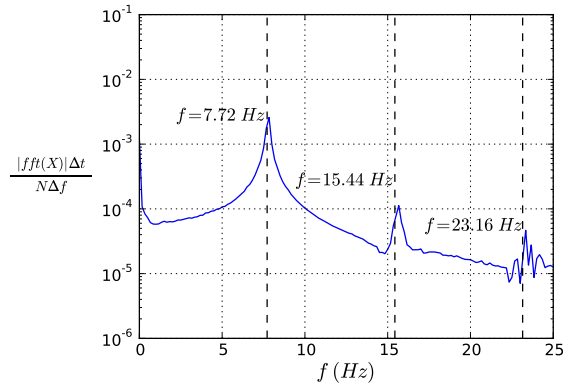
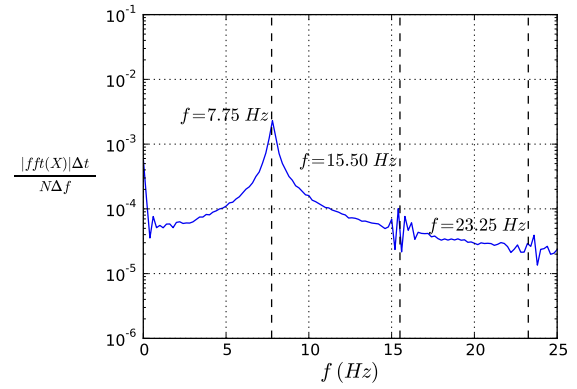
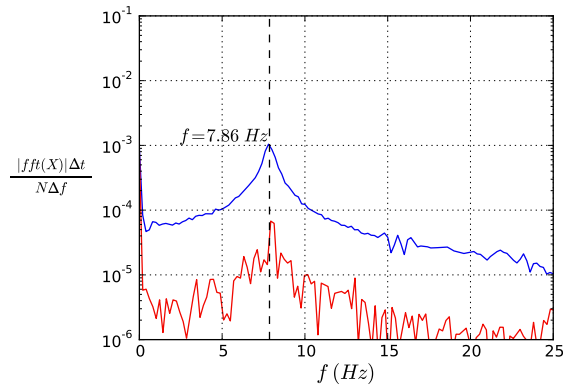
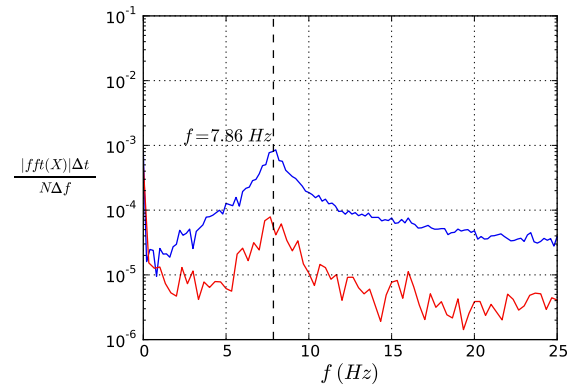
Les signaux temporels de déplacement du cylindre en air, en eau stagnante et en écoulement sont analysés en calculant leur transformée de Fourier sur 6 s (figure 3.6). Les résultats pour des vitesses axiales de 0.70 m/s et 3.92 m/s, qui servent d'exemple pour la détermination de l'amortissement ci-après, sont tracés en figure 3.6(c) et (f). On observe que les fréquences fondamentales sont proches pour les deux vitesses axiales, celle à plus grande vitesse axiale étant 1.4% plus élevée.



(a) Air.



(b) Eau stagnante.

(c)  $U = 0.70$  m/s.(d)  $U = 1.4$  m/s.(e)  $U = 1.97$  m/s.(f)  $U = 3.92$  m/s.

**Fig. 3.6** – (—) FFT du signal de déplacement sur 6 s contenant le transitoire, en eau stagnante et pour différentes vitesses d'écoulement axial, et (—) FFT sur le signal sur 6 s en écoulement sans lâcher pour évaluer le bruit et l'excitation par la turbulence.

A basse vitesse d'écoulement, on observe des traces des harmoniques 2 et 3 (figure 3.6c) alors que pour la vitesse de 3.92 m/s, une seule fréquence est observée (figure 3.6f). La FFT du signal en air (figure 3.6a) met en évidence une seule fréquence d'oscillation, avec une trace de l'harmonique 2. L'amplitude des pics des harmoniques est suffisamment faible pour considérer le système comme linéaire. Pour des vitesses d'écoulement suffisamment élevées, l'amortissement augmente et on ne voit plus qu'un seul pic. On déduit de l'analyse fréquentielle que cylindre oscille sur un seul mode qui est un mouvement de translation verticale et on peut exclure le mode d'oscillation où les lamelles oscilleraient en opposition de phase. La différence d'amplitude entre les pics permet de négliger les harmoniques dans l'analyse du signal présentée ci-après.

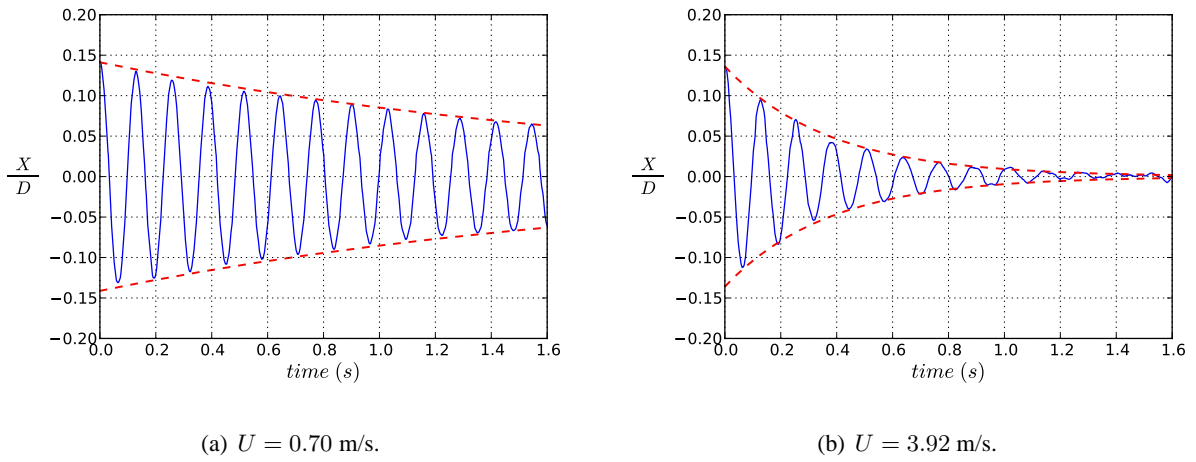
Pour les vitesses d'écoulement  $U = 1.97$  et  $3.92$  m/s, on trace sur les mêmes figures que celles des transformées de Fourier des signaux transitoires (figures 3.6e et f) la transformée de Fourier sur 6 s du déplacement du cylindre en écoulement et uniquement excité par la turbulence (sans déplacement initial permettant l'oscillation). Ceci permet d'estimer le bruit créé par la turbulence sur la FFT du transitoire. On observe une décade d'écart entre les deux signaux, ce qui permet bien une interprétation des FFT du transitoire.

L'observation du pic principal en figure 3.6 montre un élargissement de ce pic entre le montage en air et en eau puis quand la vitesse de l'écoulement augmente. Tout comme pour les signaux temporels (figure 3.5), on met bien en évidence l'augmentation de l'amortissement avec la vitesse d'écoulement.

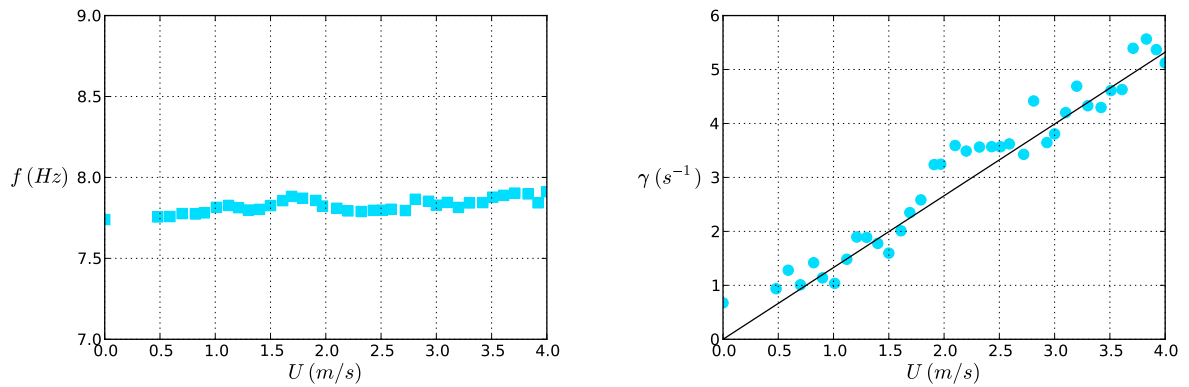
### 3.2.2 Configuration de référence : détermination de l'amortissement

La décroissance exponentielle de l'amplitude des oscillations permet de calculer le taux d'amortissement  $\gamma$  tel que l'enveloppe du signal de déplacement soit décrite par  $e^{-\frac{1}{2}\gamma t}$ . En pratique, le calcul du taux d'amortissement est effectué sur la partie du signal où l'amplitude est inférieure à 2 mm. La figure 3.7 montre deux signaux de déplacement mesurés pour des vitesses axiales de 0.70 m/s et 3.92 m/s et les enveloppes exponentielles associées. L'enveloppe avec une exponentielle décroissante décrit parfaitement la décroissance de l'amplitude au cours du temps.

Les mesures du taux d'amortissement  $\gamma$  et de la fréquence d'oscillation  $f$  sont répétées sur tous les signaux de déplacement obtenus pour des vitesses d'écoulement axial entre 0.48 m/s et 4.00 m/s et sont présentées en figure 3.8. La figure 3.8(a) montre l'évolution de la fréquence d'oscillation avec la vitesse de l'écoulement axial. La fréquence reste quasi-constante avec cependant une légère augmentation avec la vitesse de l'écoulement. Le taux d'amortissement, présenté en figure 3.8(b), augmente linéairement avec la vitesse de l'écoulement axial. On estime la pente  $\beta$  par régression linéaire sur les valeurs de la vitesse supérieures à 1 m/s, c'est-à-dire pour des vitesses d'écoulement suffisamment élevées pour avoir un angle instantané toujours inférieur à  $5^\circ$ . On trouve ainsi une loi de variation du taux d'amortissement  $\gamma = \beta U$ , avec  $\beta = 1.33 (\pm 0.12) \text{ m}^{-1}$ .



**Fig. 3.7** – (—) Déplacement du cylindre  $X/D$  en fonction du temps et (---) enveloppe exponentielle pour deux vitesses d'écoulement axial.



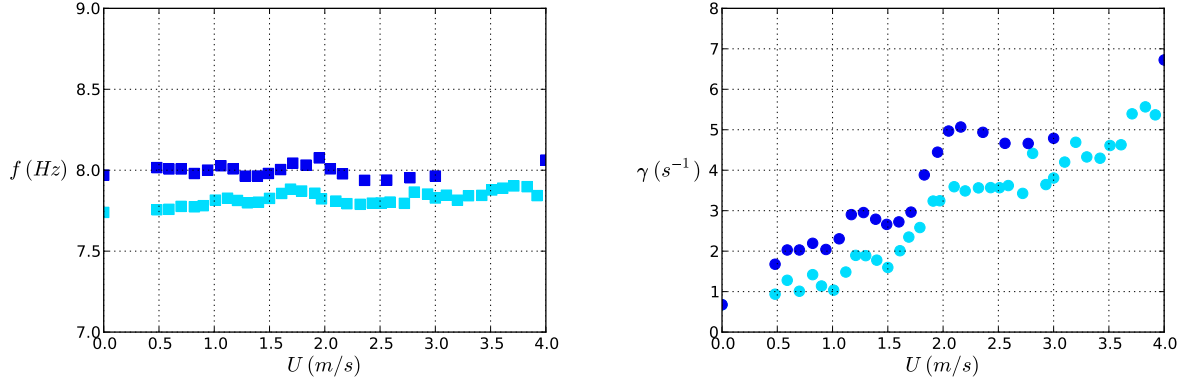
(a) Fréquence d'oscillation  $f$  en fonction de la vitesse de l'écoulement axial  $U$ . (b) Taux d'amortissement  $\gamma$  en fonction de la vitesse de l'écoulement axial  $U$ .

**Fig. 3.8** – (■) Fréquence d'oscillation  $f$ , (●) taux d'amortissement  $\gamma$  et (—) droite  $\gamma = \beta U$  avec  $\beta = 1.33 (\pm 0.12) \text{ m}^{-1}$ .

### 3.2.3 Comparaison des résultats en eau avec et sans carénage

Le même type d'analyse que dans le paragraphe précédent a été réalisé pour le montage en eau sans carénage. Les résultats obtenus pour la fréquence et l'amortissement sont tracés en figure 3.9 et sont comparés à ceux obtenus sur le montage avec carénage. On observe que la fréquence d'oscillation est de l'ordre de 3% plus élevée dans le cas sans carénage (figure 3.9a). En effet, le carénage crée une zone d'eau stagnante confinée autour des lamelles flexibles qui entraîne une augmentation de la masse ajoutée

localement au niveau des lamelles et donc une diminution de la fréquence par rapport à la configuration sans carénage. De plus, on observe dans le cas avec carénage une augmentation faible mais significative de l'ordre de 2% de la fréquence avec la vitesse axiale. Ceci est dû à l'écoulement autour du carénage qui est accéléré sur les côtés et crée une dépression d'autant plus importante que la vitesse de l'écoulement axial est élevée.



(a) Fréquence d'oscillation  $f$  en fonction de la vitesse de l'écoulement axial  $U$ . (b) Taux d'amortissement  $\gamma$  en fonction de la vitesse de l'écoulement axial  $U$ .

**Fig. 3.9** – Fréquence d'oscillation  $f$  avec (■) et sans (■) carénage, taux d'amortissement  $\gamma$  avec (●) et sans (●) carénage.

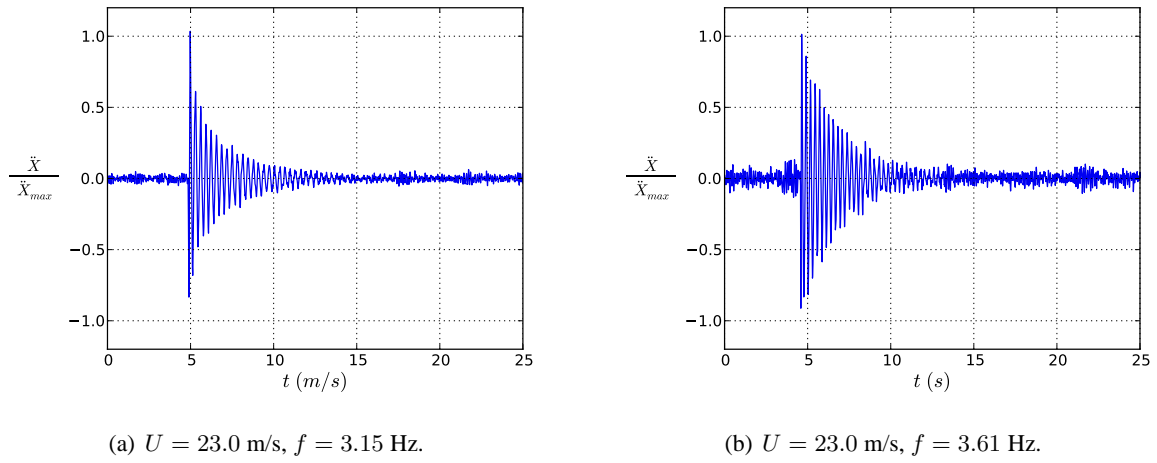
L'effet du carénage est également visible sur l'amortissement (figure 3.9b) : il permet d'éliminer l'amortissement dû à l'écoulement axial autour des lamelles qui est estimé à 30% au vu des deux courbes. On remarque que lorsque le montage est en eau stagnante, l'amortissement est le même entre les cas avec et sans carénage. Dans la suite, on ne considérera que le cas avec carénage.

### 3.2.4 Montage en air

Pour le montage en soufflerie, les expériences sont réalisées pour deux fréquences d'oscillation :  $f \sim 3.15$  Hz et  $f \sim 3.6$  Hz. La figure 3.10 montre les signaux temporels d'accélération obtenus pour ces deux cas et pour une vitesse d'écoulement axial égale à 23 m/s. La différence d'amortissement entre ces deux signaux est visible, quoique les fréquences soient relativement proches.

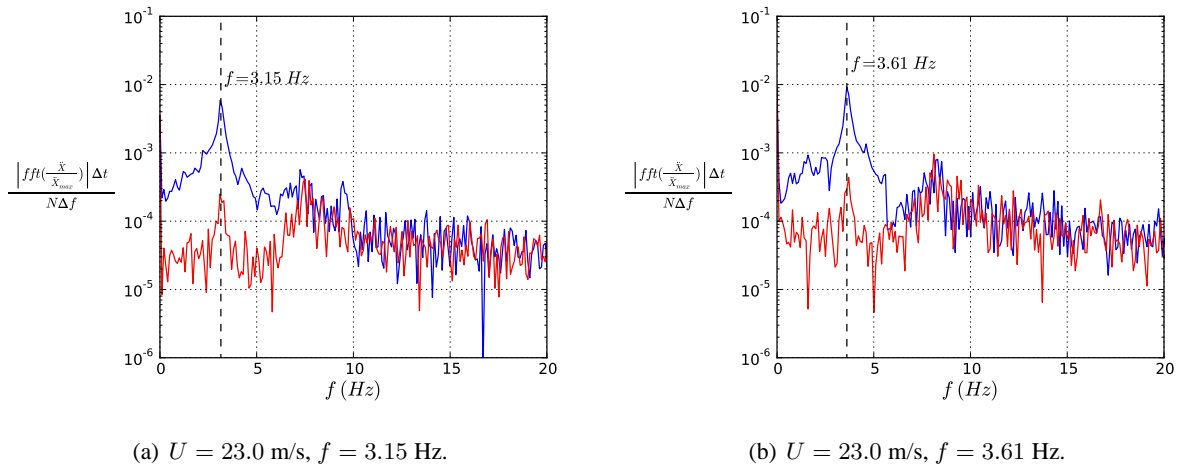
La figure 3.11 montre les transformées de Fourier sur 10 s associées à ces deux signaux temporels. On observe pour les deux signaux un pic principal correspondant au fondamental. Tout comme pour les signaux en eau, on superpose aux signaux transitoires les transformées de Fourier sur 10 s des signaux d'accélération obtenus en laissant le cylindre en écoulement sans déplacement initial. Les résultats montrent qu'au-delà de 7 Hz on ne mesure que du bruit, qu'il soit dû à la turbulence ou à l'utilisation de l'accéléromètre en basses fréquences. Les résultats en air devront être pris avec prudence, et on garde





**Fig. 3.10** – Signal d'accélération pour deux fréquences d'oscillation différentes et une vitesse d'écoulement axial  $U = 23.0$  m/s.

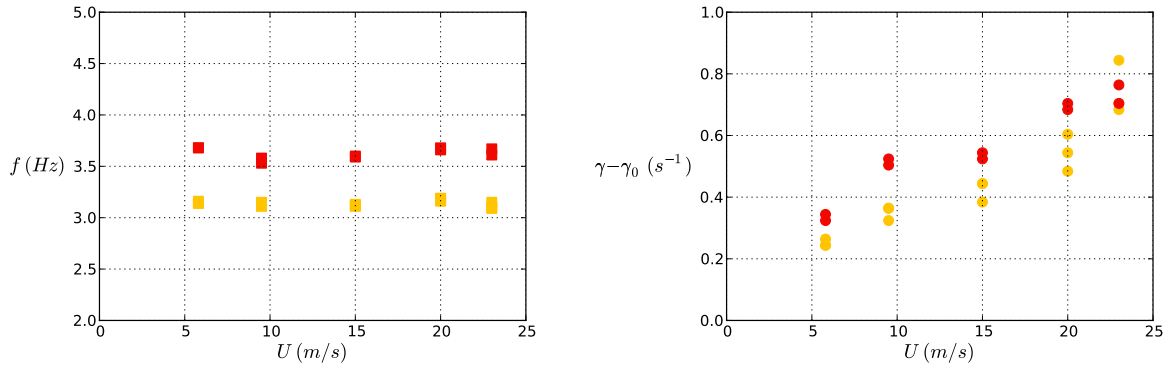
le montage en eau comme référence pour les expériences dynamiques.



**Fig. 3.11** – (—) FFT du signal d'accélération sur 6 s pour deux fréquences d'oscillation différentes et une vitesse d'écoulement axial  $U = 23.0$  m/s, en eau stagnante et pour différentes vitesses d'écoulement axial, et (—) FFT sur le signal sur 6 s en écoulement sans lâcher pour évaluer le bruit et l'excitation par la turbulence.

Comme pour le montage en eau, on calcule la fréquence d'oscillation et le taux d'amortissement à partir des signaux temporels. On rappelle qu'en dérivant deux fois une sinusoïde exponentiellement amortie, on ne modifie pas le taux d'amortissement. Celui-ci est donc déterminé de la même manière que pour le signal de déplacement dans les expériences en eau. On soustrait au taux d'amortissement obtenu  $\gamma$  le taux d'amortissement sans écoulement  $\gamma_0$  correspondant à la dissipation d'énergie par les

lamelles flexibles. Les mesures sont répétées plusieurs fois pour chaque vitesse axiale. La figure 3.12(a) montre que la fréquence principale évolue peu avec la vitesse de l'écoulement axial que les expériences fournissent un résultat reproductible. On observe une plus grande dispersion des points pour l'amortissement (figure 3.12b), en particulier pour la plus basse des deux fréquences. La dispersion des points peut être expliquée par le fait que le mouvement du cylindre est la composition de deux modes d'oscillation. Lorsque le cylindre est lâché à partir de sa position initiale, le deuxième mode peut être plus ou moins excité si le cylindre dans sa position initiale n'est pas tout à fait parallèle à l'écoulement.



(a) Fréquence d'oscillation  $f$  en fonction de la vitesse de l'écoulement axial  $U$ .

(b) Taux d'amortissement  $\gamma - \gamma_0$  en fonction de la vitesse de l'écoulement axial  $U$ .

**Fig. 3.12** – (■, ■) Fréquences d'oscillation  $f$  pour deux longueurs de lamelles différentes, (●, ●) taux d'amortissement  $\gamma - \gamma_0$  associés.

En conclusion des expériences en air, on a tout comme en eau observé un taux d'amortissement qui augmente avec la vitesse axiale. Cependant, l'analyse fréquentielle des signaux temporels a montré que le rapport signal sur bruit n'était pas favorable dans cette expérience. Les résultats en air doivent donc être interprétés avec prudence, d'autant plus qu'aucun carénage n'ayant été posé autour des lamelles, on peut s'attendre à une surévaluation de l'amortissement dans cette expérience. Dans la partie suivante, on présente les résultats en terme de coefficient d'amortissement et on compare les coefficients d'amortissement donnés par les expériences dynamiques à ceux obtenus par l'approche quasi-statique.

### 3.3 Amortissement du cylindre en fonction de la vitesse d'écoulement

#### 3.3.1 Calcul du coefficient d'amortissement

Le déplacement du cylindre  $X$  est solution d'une équation différentielle dont l'expression dans le cas général est écrite en équation (3.1).

$$A\ddot{X} + BX = F_N \quad (3.1)$$

### 3.3. AMORTISSEMENT DU CYLINDRE EN FONCTION DE LA VITESSE D'ÉCOULEMENT 53

La force d'amortissement est le seul terme en phase avec la vitesse d'oscillation.  $F_N$  représente la force d'amortissement fluide et l'amortissement des lamelles flexibles est négligé. Les coefficients  $A$  et  $B$  représentent les termes proportionnels respectivement avec l'accélération et le déplacement du cylindre. On fait les hypothèses suivantes :

- Le coefficient  $A$  est la somme de la masse du cylindre  $M_{cyl}$  et de la masse ajoutée  $M_a$  (équation 3.2)
- On attribue la raideur  $B$  uniquement à une raideur structurelle, *i.e.* à la raideur des lamelles flexibles  $K_{plates}$  (équation 3.3). Cela revient à négliger d'éventuelles raideurs produites par l'écoulement.

$$A = (M_{cyl} + M_a) \quad (3.2)$$

$$B = K_{plates} \quad (3.3)$$

Contrairement au montage en eau où l'oscillation du cylindre est verticale, on ne peut pas négliger la gravité dans le montage en air. En effet, dans l'approximation des petites amplitudes d'oscillation, la gravité fait apparaître un terme linéaire en déplacement, au même titre que la raideur des lames flexibles. On ne cherche pas à isoler le terme de gravité pour le montage en air et on l'inclut dans le coefficient  $B$ . Dans le montage en eau, les hypothèses réalisées sur les coefficients  $A$  et  $B$  conduisent à négliger toute raideur fluide. Seul le coefficient  $A$  peut dépendre de la vitesse de l'écoulement axial. Les termes de déplacement et d'accélération étant en phase, des effets de raideur fluide peuvent être à l'origine variations du coefficient  $A$  avec la vitesse d'écoulement axial.

L'enveloppe exponentielle observée en figure 3.7 suggère que le déplacement du cylindre  $X$  est la solution d'une équation différentielle linéaire, c'est-à-dire que l'amortissement fluide  $F_N$  est linéaire avec la vitesse du cylindre  $\dot{X}$  et peut ainsi s'écrire :

$$F_N = -\frac{1}{2}\rho D L C U \dot{X}, \quad (3.4)$$

où le coefficient d'amortissement  $C$  se déduit du signal de déplacement du cylindre en oscillations libres.

En dynamique, on rappelle que pour des vitesses d'oscillation très faibles devant la vitesse de l'écoulement axial, l'angle instantané  $\alpha(t)$  est le rapport entre les vitesses de la structure et de l'écoulement incident :  $\alpha(t) = \frac{\dot{X}}{U}$ . Par conséquent, la force d'amortissement fluide s'écrit dans l'expérience du cylindre oscillant de la manière suivante :

$$F_N = \frac{1}{2}\rho D L C U^2 \alpha(t). \quad (3.5)$$

Cette expression est équivalente au résultat sur la force d'amortissement  $C_N = C\alpha$  déduit des expériences statiques et résumé dans la figure 2.8.

La mesure de la fréquence d'oscillation du cylindre en air  $f_{air}$  est indispensable pour calculer la raideur des lamelles  $K_{plates}$ . Dans la configuration en air, on ne prend pas en compte la force d'amortissement et la masse ajoutée est négligeable, ce qui conduit à l'expression  $K_{plates} = M_{cyl}(2\pi f_{air})^2$ .

Le coefficient d'amortissement et la masse ajoutée présentés dans les équations (3.6) et (3.7) sont obtenus en combinant les équations (3.1), (3.4) et l'expression de la raideur des lamelles. Avec le choix de modélisation qui a été fait en équation (3.1), ils dépendent tous les deux de la fréquence d'oscillation du système en écoulement, du taux d'amortissement et de la fréquence du système en air.

$$C = \frac{M_{cyl} + M_a}{\frac{1}{2}\rho D^2 L} \frac{D\gamma}{U} \quad (3.6)$$

$$M_a = M_{cyl} \left( \frac{f_{air}^2}{f^2 + \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\gamma^2}{4}} - 1 \right) \quad (3.7)$$

Il est à noter que d'éventuels effets de raideur ajoutée devraient en toute rigueur être pris en compte. La modélisation proposée ici les omet et toute variation de fréquence d'oscillation avec le nombre de Reynolds sera donc incluse par défaut dans le coefficient de masse ajoutée.

Dans les expériences en air, la masse ajoutée est négligeable devant la masse du cylindre. Celle-ci n'est alors pas prise en considération dans l'évaluation du coefficient d'amortissement  $C$ .

### 3.3.2 Comparaison des coefficients d'amortissement obtenus à partir des quatre expériences dynamiques

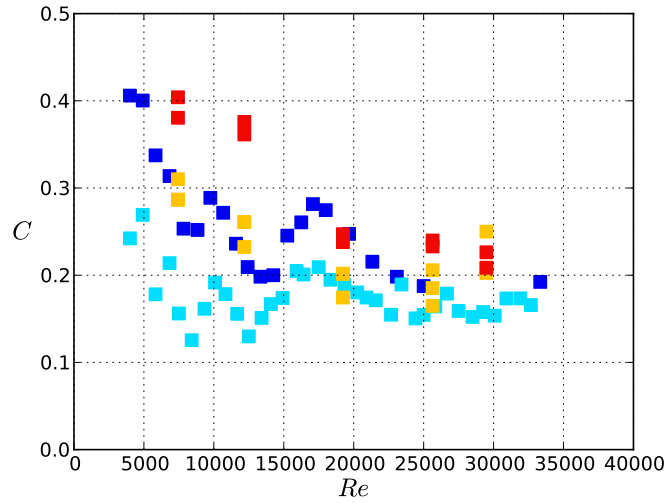
Le coefficient d'amortissement  $C$  est calculé à partir de la fréquence d'oscillation et du taux d'amortissement mesurés sur les signaux temporels et analysés en partie 3.2. On trace en figure 3.13 les coefficients obtenus pour les expériences en eau avec et sans carénage et en air pour les deux fréquences d'oscillation testées. On remarque que pour les quatre séries d'expériences, le coefficient d'amortissement tend à décroître avec le nombre de Reynolds pour se stabiliser à des valeurs comprises entre 0.18 et 0.25. On observe également que les expériences sans carénage ou avec une oscillation combinant plusieurs modes conduisent à une surestimation de l'amortissement. Les expériences sont réalisées à des fréquences d'oscillation différentes, mais il ne semble pas y avoir de tendance nette en ce qui concerne l'influence de la fréquence d'oscillation sur la valeur du coefficient d'amortissement.

Dans le paragraphe suivant, on utilise l'expérience en eau avec carénage, sur laquelle on a identifiée le moins de biais, pour comparer les résultats dynamique à ceux établis avec une approche quasi-statique.

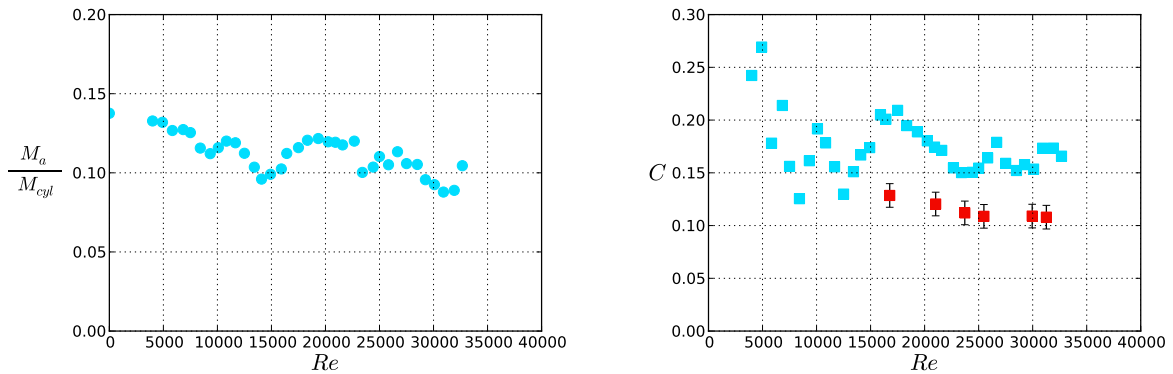
### 3.3.3 Comparaison des résultats du cas dynamique de référence avec ceux donnés par l'approche quasi-statique

La masse ajoutée et le coefficient d'amortissement pour le cas dynamique de référence (en eau et avec carénage) ainsi que les résultats statiques du chapitre 2 sont tracés en figure 3.14 en fonction du nombre de Reynolds. Les expériences statiques et dynamiques étant réalisées dans une même gamme de nombres de Reynolds, les coefficients d'amortissement dynamiques peuvent être directement comparés à ceux donnés par le modèle quasi-statique.

La masse ajoutée du système en eau stagnante peut être calculée à partir des fréquences d'oscillation en air et en eau et du taux d'amortissement du système en eau (équation 3.7). La fréquence d'oscillation



**Fig. 3.13** – Coefficient d'amortissement  $C$  (■) montage en eau sans carénage, (■) montage en eau avec carénage, (■) montage en air à  $f \sim 3.15$  Hz, (■) montage en air à  $f \sim 3.6$  Hz.



(a) Masse ajoutée adimensionnée en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ . (b) Coefficient d'amortissement en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ .

**Fig. 3.14** – (●) Rapport entre la masse ajoutée  $M_a$  et la masse du cylindre  $M_{cyl}$  pour l'expérience dynamique en eau avec carénage, (■) coefficient d'amortissement  $C$  mesurée dans l'expérience dynamique en eau avec carénage et (■) modèle quasi-statique : coefficient d'amortissement  $C$  mesurée dans l'expérience statique.

du cylindre mesurée en air est  $f_{air} = 8.26$  Hz tandis qu'elle est égal à 7.74 Hz en eau stagnante, ce qui donne une masse ajoutée expérimentale  $M_a = 0.041$  kg. Un calcul réalisé en considérant un écoulement potentiel autour du cylindre donne, selon Blevins [7], une masse ajoutée  $M_a = 0.043$  kg qui est quasi identique à celle mesurée expérimentalement. Le calcul est présenté en annexe C. Le rapport entre la

masse ajoutée et la masse du cylindre est de 0.14 (figure 3.14a). De part la modélisation choisie en équation 3.1, le coefficient de masse ajoutée tend à décroître avec le nombre de Reynolds, consécutivement à une augmentation de la fréquence d'oscillation avec la vitesse de l'écoulement axial. Il faut toutefois noter que cela pourrait être dû à un effet de raideur ajoutée. On a évoqué dans le paragraphe 3.2.3 que la présence d'un carénage (figure 3.2) accélère le fluide créant une dépression de part et d'autre du cylindre. Ceci peut être à l'origine d'une raideur fluide. D'ailleurs, sans carénage la fréquence ne dépend pas de la vitesse de l'écoulement axial (figure 3.9). Néanmoins, cette variation du rapport de masse ajoutée de 0.14 à 0.09 est trop faible pour avoir une influence significative sur le coefficient d'amortissement  $C$  (équation 3.6).

On présente en figure 3.14(b) le coefficient d'amortissement  $C$  déduit des expériences dynamiques ainsi que celui obtenu par l'approche quasi-statique en fonction du nombre de Reynolds  $Re = DU/\nu$ . La valeur à  $Re = 24000$  est le coefficient d'amortissement déduit des expériences statiques en soufflerie à la vitesse axiale de référence  $U = 18.5$  m/s (figure 2.8). Les autres valeurs correspondent à celles obtenues dans les expériences statiques en faisant varier la vitesse de l'écoulement incident (figure 2.9). Pour  $Re < 20000$ , le coefficient d'amortissement déduit des expériences dynamiques décroît avec le nombre de Reynolds et atteint au-delà de  $Re = 20000$  une valeur constante  $C = 0.165 \pm 0.015$ . Le coefficient d'amortissement déduit de l'approche quasi-statique est  $C = 0.11 \pm 0.016$ . Par conséquent, l'approche quasi-statique a permis d'obtenir une bonne estimation de l'amortissement, l'amortissement légèrement supérieur trouvé dans les expériences dynamiques pouvant être dû à la configuration particulière des lamelles flexibles dans le carénage.

### 3.4 Conclusion

Les expériences réalisées sur un cylindre oscillant librement en écoulement axial ont permis d'évaluer le coefficient d'amortissement en dynamique. L'analyse des signaux de déplacement du cylindre a montré que l'amplitude des oscillations décroît de manière exponentielle et que la constante de temps de la décroissance diminue avec la vitesse axiale. La décroissance exponentielle est une conséquence de la linéarité de l'amortissement avec l'angle instantané  $\alpha(t)$ . On retrouve ainsi un résultat déjà obtenu en statique pour les angles  $|\alpha| < 5^\circ$  dans le chapitre 2.

La masse ajoutée a également pu être mesurée. Sa valeur en eau stagnante est quasi identique à celle prédite par le calcul en considérant le fluide comme parfait. En présence d'un écoulement axial, la masse ajoutée du cylindre oscillant telle que calculée dans ce chapitre tend à diminuer avec la vitesse. Ce résultat a été obtenu en considérant que toutes les forces en phase avec l'accélération sont d'origine inertielle. On privilégie l'explication d'une raideur ajoutée due à la présence du carénage autour des lamelles. La masse ajoutée représentant moins de 15% de la masse du cylindre, l'incertitude sur sa valeur réelle ne perturbe pas les résultats sur l'amortissement.

Les coefficients d'amortissement déduits des différentes expériences dynamiques ont été comparés entre eux. Ils présentent la même tendance générale : une décroissance avec le nombre de Reynolds et

une convergence vers des valeurs  $C = 0.18 - 0.25$  au-delà de  $Re = 20000$ . Les résultats de la meilleure expérience ont ensuite été comparés aux coefficients donnés par l'approche quasi-statique dans le chapitre 2. L'approche quasi-statique fournit une bonne estimation du coefficient d'amortissement. Cette comparaison permet de conclure à la validité de l'approche quasi-statique pour évaluer l'amortissement d'un cylindre oscillant en écoulement axial.





## Chapitre 4

# Simulations CFD sur un cylindre fixe en écoulement quasi-axial

On présente dans ce chapitre les calculs CFD (Computational Fluid Dynamics) réalisés avec le logiciel *Code\_Saturne*, décrit par Archambeau et *al.* [4] sur le cas d'un cylindre en écoulement quasi-axial. L'objectif de ces simulations est tout d'abord de montrer la faisabilité de simulations CFD sur le cas d'un cylindre faiblement incliné et ensuite d'apporter des résultats complémentaires aux résultats expérimentaux.

Des études numériques sur des cylindres en écoulement axial ont déjà été réalisées par le passé, et ont généralement pour objectif de représenter et caractériser le sillage de cylindres inclinés ou oscillant en écoulement axial. Les angles statiques ou instantanés pour les cas dynamiques sont plus élevés que la gamme d'inclinaisons étudiée dans cette thèse. Lucor et Karniadakis [40] ont réalisé des simulations DNS à  $Re = 4000 - 6300$  sur des cylindres inclinés à des angles supérieurs à  $30^\circ$ . Ils montrent que pour  $\alpha < 35^\circ$ , le principe d'indépendance ne s'applique plus pour le sillage. Zhao et *al.* [85] ont également simulé par DNS (Direct Numerical Simulation) des écoulements autour de cylindres infinis inclinés à des angles  $\alpha = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$  à  $Re = 1000$ . Yeo et Jones [78, 79, 80] ont étudié avec des simulations de type DES (Detached Eddy Simulation) les caractéristiques 3D de sillages de cylindres courts inclinés à des angles supérieurs à  $30^\circ$ . Jordan [33] s'est intéressé à la transition à la turbulence en comparant des simulations LES (Large Eddy Simulation) réalisées pour un cylindre incliné à des angles compris entre  $45^\circ$  et  $60^\circ$  avec des simulations réalisées sur le cas d'un cylindre en écoulement transverse. Dans des configurations plus originales, Lam et *al.* [35] ont étudié deux cylindres inclinés placés en tandem et De Ridder et *al.* [21] ont effectué des simulations de couplage fluide-structure, avec un modèle de turbulence de type RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) pour le fluide, sur les cas d'un cylindre flexible et d'un faisceau de cylindres flexibles confinés et oscillant en écoulement axial.

Les simulations présentées dans ce chapitre sont à un nombre de Reynolds  $Re \sim 25000$ , bien trop élevé pour des simulations de type DNS ou DES. On fait le choix d'utiliser des modèles de turbulence de type RANS pour avoir des temps de calcul raisonnables. On se concentrera principalement sur les efforts fluides et la pression s'exerçant à la paroi du cylindre. Les champs de vitesse autour du cylindre seront

également discutés.

Dans une première partie, on présente le problème numérique et on décrit les choix de modélisation comme le maillage ou le modèle de turbulence. La deuxième partie présente la validation du calcul de référence à partir des résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 2. On compare également les résultats pour deux raffinements de maillage et deux modèles de turbulence. En troisième partie, on s'intéresse à l'évolution de la pression et du champ de vitesse le long du cylindre.

## Sommaire

---

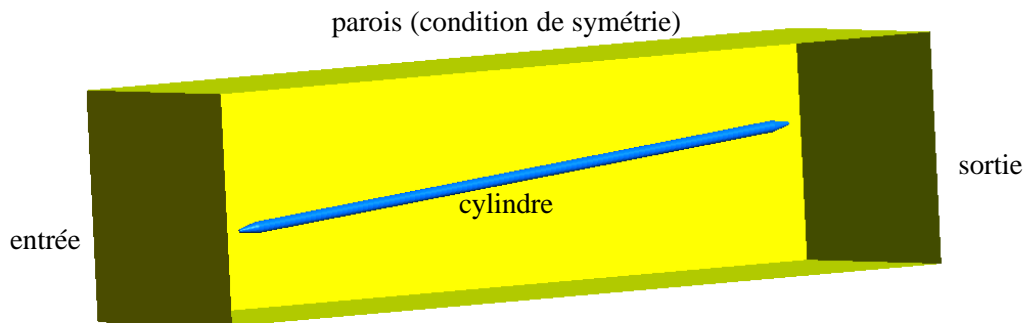
<b>4.1</b>	<b>Description du problème numérique . . . . .</b>	<b>61</b>
4.1.1	Géométrie . . . . .	61
4.1.2	Paramètres de maillage . . . . .	62
4.1.3	Modèle de turbulence . . . . .	62
<b>4.2</b>	<b>Validation des calculs CFD . . . . .</b>	<b>63</b>
4.2.1	Validation en force pour la configuration de référence . . . . .	63
4.2.2	Validation en pression pour la configuration de référence . . . . .	65
4.2.3	Validation en vitesse pour la configuration de référence . . . . .	67
4.2.4	Influence du maillage et du modèle de turbulence . . . . .	69
<b>4.3</b>	<b>Évolution de la pression et du champ de vitesse le long du cylindre . . . . .</b>	<b>71</b>
4.3.1	Étude de la pression . . . . .	71
4.3.2	Étude du champ de vitesse . . . . .	73
<b>4.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>75</b>

---

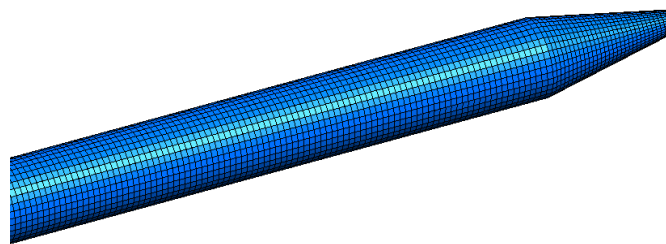
## 4.1 Description du problème numérique

### 4.1.1 Géométrie

La géométrie du domaine fluide et du cylindre a été choisie de manière à reproduire le plus fidèlement possible l'expérience statique du cylindre incliné. Le domaine fluide est un parallélépipède de dimensions  $0.4 \text{ m} \times 0.4 \text{ m} \times 1.2 \text{ m}$ , qui correspondent exactement à celles de la section d'essais de la soufflerie Eiffel de l'ENSTA. La figure 4.1(a) montre la configuration du domaine fluide avec le cylindre placé au centre. Tout comme dans les expériences, le diamètre du cylindre de la simulation de référence est égal à  $0.02 \text{ m}$  et sa longueur est de  $1.2 \text{ m}$ . Les pointes des cylindres ont été légèrement modifiées dans le maillage : les 20 derniers pour cent des cônes aux extrémités du cylindre ont été remplacés par une calotte sphérique (figure 4.1b).



(a) Configuration du domaine fluide à mailler.



(b) Détail du maillage sur l'extrémité du cylindre.

**Fig. 4.1** – Maillage en hexaèdres du domaine fluide.

On impose une vitesse constante et uniforme sur la face d'entrée, une condition de pression statique constante sur la face de sortie, des conditions de symétrie sur les faces de côté du domaine fluide qui sont

équivalentes à des conditions de glissement en paroi et des conditions de paroi sur le cylindre. Dans un premier temps, les simulations numériques ont été réalisées sur le cas de référence, avec un cylindre de rapport d'aspect  $L/D = 60$  et des angles d'inclinaison  $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, 3^\circ, 3.6^\circ, 4^\circ, 5.0^\circ, 6.3^\circ, 8.3^\circ$ . Dans un second temps, on a fait varier le rapport d'aspect en maillant le domaine pour des cylindres avec des rapports d'aspect  $L/D = 15$  et  $L/D = 30$  et pour des inclinaisons  $\alpha = 0.0^\circ, 2.0^\circ$  et  $4.0^\circ$ .

#### 4.1.2 Paramètres de maillage

Le maillage du domaine fluide, réalisé avec le logiciel de maillage *gmsh*, développé par Geuzaine & Remacle [26], est un maillage hexaédrique et conforme. Il est important de souligner le rôle essentiel non seulement du raffinement du maillage mais également de la qualité du maillage sur le résultat des simulations. Des calculs préliminaires ont montré l'importance du maillage de la pointe du cylindre avec des cellules le plus carré possible pour l'obtention d'une solution réaliste. Un soin particulier a donc été apporté à la réalisation du maillage du domaine fluide, avec notamment un raffinement au niveau de la pointe du cylindre (figure 4.1). Dans ce chapitre, on ne présente que les résultats de calculs obtenus avec ce dernier maillage et l'on renvoie à l'annexe B pour les résultats de calculs avec le maillage non raffiné au niveau des pointes du cylindre.

Afin d'estimer la sensibilité des résultats au raffinement du maillage, deux maillages avec des longueurs caractéristiques de cellule  $\Delta x = 2.6$  mm et  $\Delta x = 1.6$  mm, ont été testés. Le cas de référence est le maillage le plus raffiné, qui donne de meilleurs résultats, et l'on se référera au paragraphe 4.2.4 pour une comparaison des résultats obtenus avec les deux maillages.

Dans toutes les simulations, un pas de temps variable avec une valeur caractéristique  $\Delta t = 0.1$  ms a été appliqué pour atteindre la condition de stabilité CFL  $\Delta t \sum_{i=0}^3 \frac{v_i}{\Delta x_i} < 1$  pour chaque cellule du maillage. Une loi de paroi classique à deux échelles est utilisée ce qui permet d'éviter de mailler la couche limite. Pour une bonne utilisation de la loi de paroi, on s'assure que la taille de la première maille est suffisamment grande de telle sorte que  $y^+ > 30$  dans la première maille.

#### 4.1.3 Modèle de turbulence

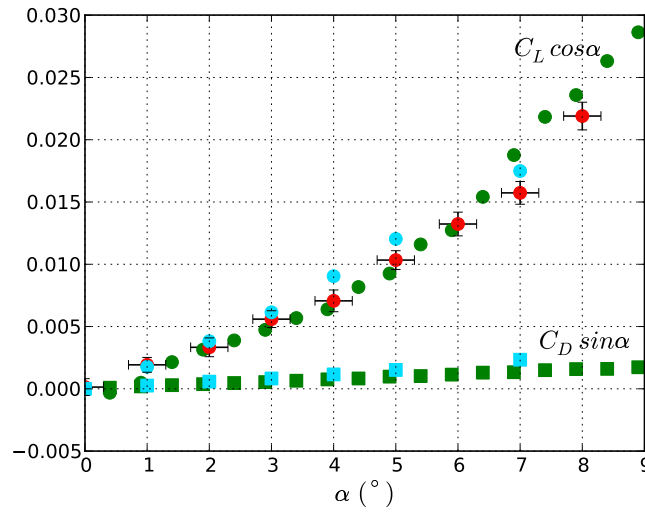
Deux modèles de turbulence ont été testés pour les simulations : un modèle  $R_{ij} - \epsilon$  SSG développé par Speziale *et al.* [69] et un modèle k- $\omega$  SST (Shear Stress Transport) développé par Menter [42, 43]. Le modèle  $R_{ij} - \epsilon$  SSG est basé sur la résolution des équation de transport du tenseur de contraintes algébriques contrairement au modèle k- $\omega$  qui est basé un modèle de viscosité turbulente.

Dans le cas de référence, on utilise le modèle k- $\omega$  SST qui est un modèle de turbulence à deux équations où les équations de transport sont résolues pour deux grandeurs turbulentes : l'énergie cinétique turbulente  $k$  et  $\omega$ . Il cumule les avantages du modèle de turbulence k- $\omega$  en proche paroi avec ceux du modèle k- $\epsilon$  en champ lointain. Pour plus de détails sur ces modèles de turbulence, on se référera au livre de Pope [56]. Une comparaison des résultats obtenus en utilisant les modèles k- $\omega$  SST et  $R_{ij} - \epsilon$  SSG est réalisée dans le paragraphe 4.2.4.

## 4.2 Validation des calculs CFD

### 4.2.1 Validation en force pour la configuration de référence

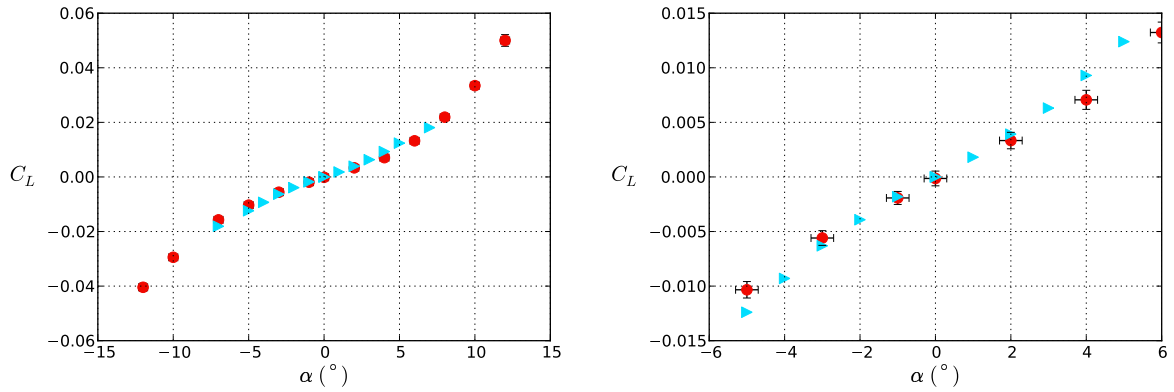
La force fluide s'exerçant sur chaque face de surface du cylindre est intégrée sur tout le cylindre. A partir de la force totale ainsi obtenue, on peut calculer les composantes de portance et de traînée et de la force normale et les comparer aux mesures expérimentales présentées auparavant dans le paragraphe 2.2.1. On observe une très bonne correspondance entre les points expérimentaux et numériques, tant au niveau de la composante de traînée que de celle de portance.



**Fig. 4.2** – Composantes de portance  $C_L \cos \alpha$  et de traînée  $C_D \sin \alpha$  de la force normale  $F_N$  telle que  $C_N = C_L \cos \alpha + C_D \sin \alpha$ . (●) composante de portance mesurée avec la balance bidimensionnelle, (●) composante de portance mesurée avec la balance de précision, (●) composante de portance obtenue par les calculs CFD, (■) composante de traînée mesurée avec la balance bidimensionnelle, (■) composante de traînée obtenue par les calculs CFD.

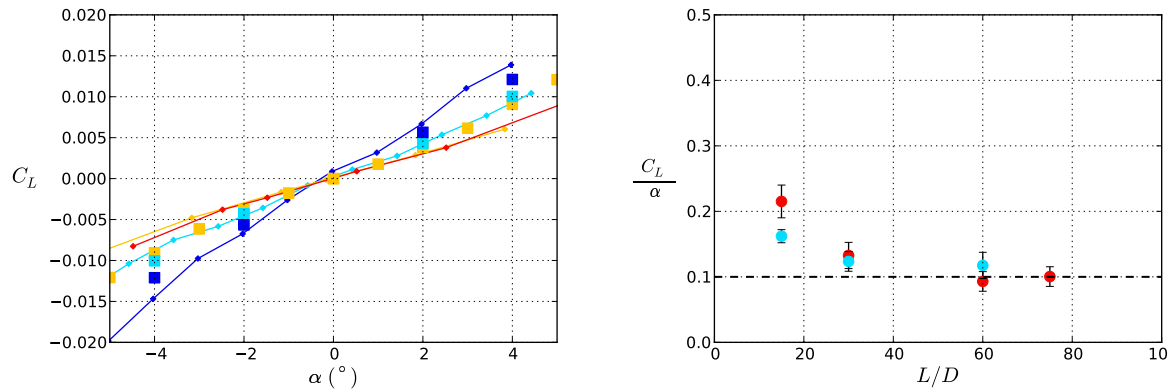
Les coefficients de portance numériques sont comparés aux coefficients de portance mesurés expérimentalement et déjà présentés dans le paragraphe 2.2.1. Tout comme dans le cas expérimental, on observe pour les coefficients numériques une variation quadratique avec l'inclinaison (figure 4.3a), sauf aux petits angles où la variation est linéaire (figure 4.3b). L'angle de transition entre les variations linéaires et quadratiques, autour de  $\alpha = 4^\circ$  est légèrement inférieur à celui observé expérimentalement, qui est autour de  $\alpha = 5^\circ$ .

Les simulations numériques sont répétées pour des longueurs de cylindre  $L = 0.3$  m et  $L = 0.6$  m. La figure 4.4(a) montre les coefficients de portance pour ces deux cylindres ainsi que pour le cylindre de référence de longueur  $L = 1.2$  m à des inclinaisons comprises entre  $-5^\circ$  et  $5^\circ$ . Les données numériques sont proches des points expérimentaux, et tout comme en expérimental, on observe une variation du coefficient de portance linéaire avec l'inclinaison.



(a) Coefficient de portance en fonction de l'inclinaison du cylindre. (b) Zoom de la figure (a) pour les petites inclinaisons.

**Fig. 4.3** – Coefficient de portance  $C_L$  en fonction de l'inclinaison du cylindre  $\alpha$  pour  $L/D = 60$  et à  $Re = 24000$ . (●) Coefficients de portance mesurés avec la balance de précision et (▶) coefficient de portance obtenu les calculs CFD.



(a) Coefficient de portance numériques et expérimentaux en fonction de l'inclinaison pour différents rapports d'aspect. (b) Pente du coefficient de portance en fonction du rapport d'aspect  $L/D$ .

**Fig. 4.4** – (a) Coefficient de portance  $C_L$  en fonction de l'inclinaison du cylindre  $\alpha$ . Résultats CFD : (■)  $L/D = 15$ , (■)  $L/D = 30$  et (■)  $L/D = 60$ . Lignes de mêmes couleurs : résultats expérimentaux. (b) Pente du coefficient de portance  $C_L/\alpha$  en fonction du rapport d'aspect  $L/D$  déterminée à partir (●) des points expérimentaux, (●) des résultats de calculs CFD et (---) asymptote  $C_L/\alpha = 0.1$  pour les grands rapports d'aspect.

On évalue ensuite la pente des courbes pour chaque cylindre. Les pentes  $C_L/\alpha$  des résultats numé-

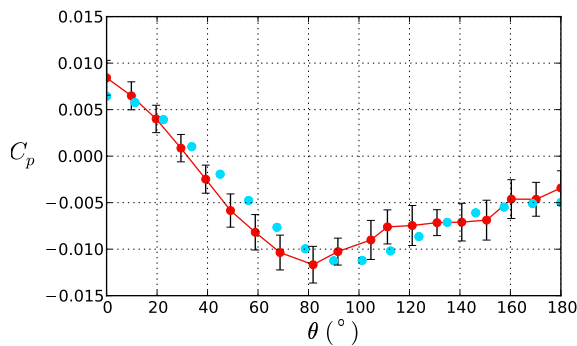
riques sont comparées à celles des résultats expérimentaux en figure 4.4(b). Les simulations numériques permettent de retrouver la diminution de la pente avec la longueur des cylindres observée dans les expériences.

On a montré que les simulations numériques permettaient de bien représenter les efforts globaux. On va dans la suite regarder leur représentativité pour des grandeurs plus locales : la pression à la paroi du cylindre et le champ de vitesse dans le sillage à une distance de 0.46 m de la pointe amont.

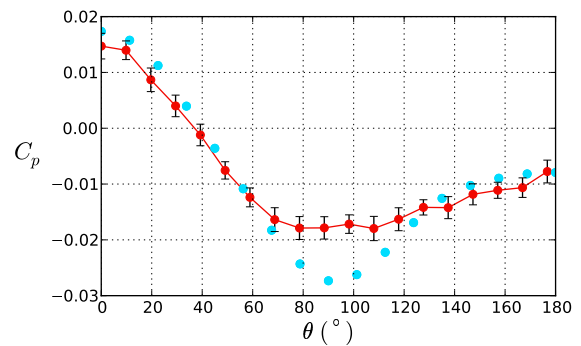
### 4.2.2 Validation en pression pour la configuration de référence

En figure 4.5, on compare les distributions de pression expérimentales réalisées sur un contour de cylindre à 0.46 m de la pointe amont et détaillées en paragraphe 2.3.1 avec les distributions numériques réalisées aux mêmes inclinaisons et à la même distance de la pointe amont. Pour la plus faible inclinaison,  $\alpha = 3.6^\circ$ , la distribution de pression donnée par les simulations numériques et tracée en figure 4.5(a) est très proche de la distribution expérimentale. Pour les inclinaisons  $\alpha = 6.3^\circ$  et  $\alpha = 8.3^\circ$ , les simulations numériques offrent d'excellents résultats pour des angles  $\theta < 60^\circ$ . Au-delà, la simulation numérique surestime la dépression dans la zone  $60^\circ < \theta < 130^\circ$ . Pour des angles azimutaux  $130^\circ < \theta < 180^\circ$ , ce qui correspond à l'arrière du cylindre, la pression donnée par les simulations numériques est de nouveau bien représentative des mesures expérimentales.

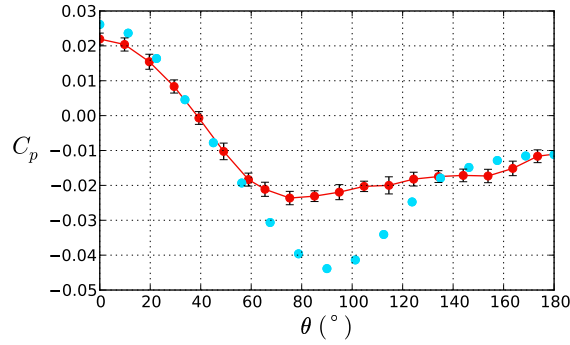
Les simulations numériques ayant donné de bons résultats à l'avant et à l'arrière du cylindre, on poursuit la comparaison entre résultats numériques et expérimentaux en traçant simultanément en figure 4.6 les coefficients numériques et expérimentaux à l'avant ( $\theta = 0^\circ$ ) et à la base ( $\theta = 180^\circ$ ) du cylindre en fonction de l'inclinaison. La distance à la pointe amont est comme précédemment de 0.46 m. Ce qui avait été constaté sur les trois distributions de pression de la figure 4.5 se vérifie sur une plus large gamme d'inclinaisons : les coefficients de pression numériques et expérimentaux à l'avant et à l'arrière du cylindre se superposent bien. Fait remarquable, on retrouve la même pente de 0.16 pour la variation linéaire de la pression à l'avant du cylindre avec l'angle.



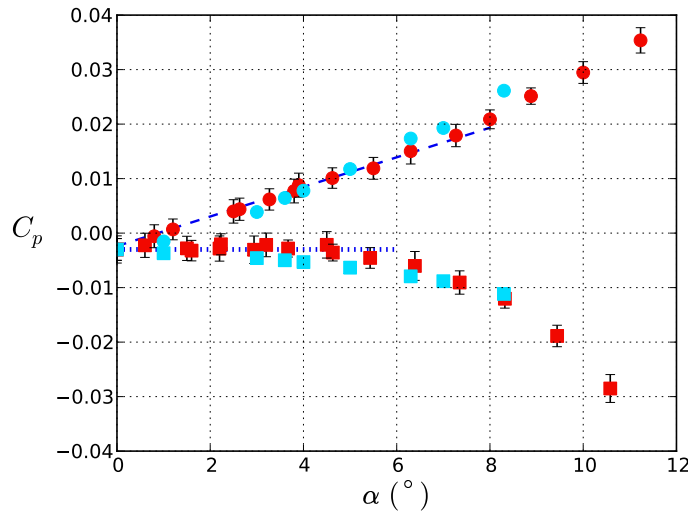
(a)  $\alpha = 3.6^\circ$ .



(b)  $\alpha = 6.3^\circ$ .

(c)  $\alpha = 8.3^\circ$ .

**Fig. 4.5** – Coefficient de pression  $C_p$  en fonction de l'angle azimutal  $\theta$  à une distance  $x/D = 23$  de la pointe amont du cylindre et à  $Re = 24000$  pour trois inclinaisons  $\alpha$ . (●) Coefficients de pression expérimentaux et (●) coefficients de pression obtenus par calculs CFD.



**Fig. 4.6** – Coefficients de pression  $C_p$  à une distance  $x = 0.46$  m de la pointe amont du cylindre. Pression (●) expérimentale et (●) numérique à l'avant du cylindre ( $\theta = 0^\circ$ ), pression de base ( $\theta = 180^\circ$ ) (■) expérimentale et (■) numérique, (···) valeur de la pression pour le cylindre à l'horizontale  $C_p = C_p(\alpha = 0^\circ)$ , (---) régression linéaire  $C_p = 0.16\alpha(\text{rad})$ .

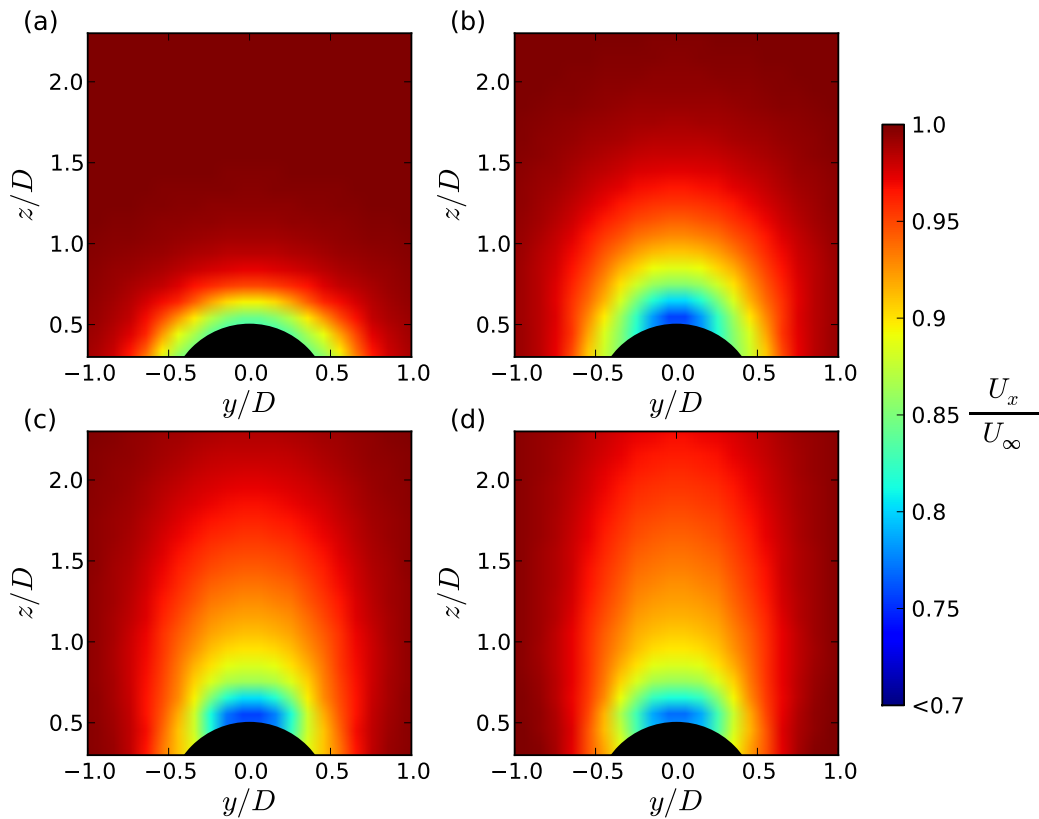
La capacité des simulations numériques à représenter la pression à l'avant et à l'arrière du cylindre explique celle à représenter la force normale : en effet, la force normale est principalement une force de pression qui est intégrée sur la surface du cylindre et projetée dans la direction normale. La contribution des forces de pression s'exerçant sur les côtés du cylindre est donc faible, ce qui conduit ainsi à de bons résultats en force, même si la pression sur les côtés du cylindre n'est pas bien estimée. L'étude du champ de vitesse à l'arrière du cylindre, présentée dans le paragraphe suivant, fournira des indications sur les



phénomènes qui peuvent expliquer une surestimation de la dépression sur les côtés du cylindre dans le cas numérique.

### 4.2.3 Validation en vitesse pour la configuration de référence

Afin de pouvoir comparer directement les champs de vitesse numériques et expérimentaux, on extrait des résultats des calculs CFD les champs de vitesse et de vorticité dans le même plan que le plan PIV des expériences (Cf. paragraphe 2.4.2). On montre ainsi en figure 4.7 le champ de vitesse dans la direction  $x$  à l'arrière du cylindre pour le cylindre à l'horizontale et pour trois autres inclinaisons identiques à celles des expériences PIV. Cette figure peut donc être directement mise en regard de la figure 2.14.

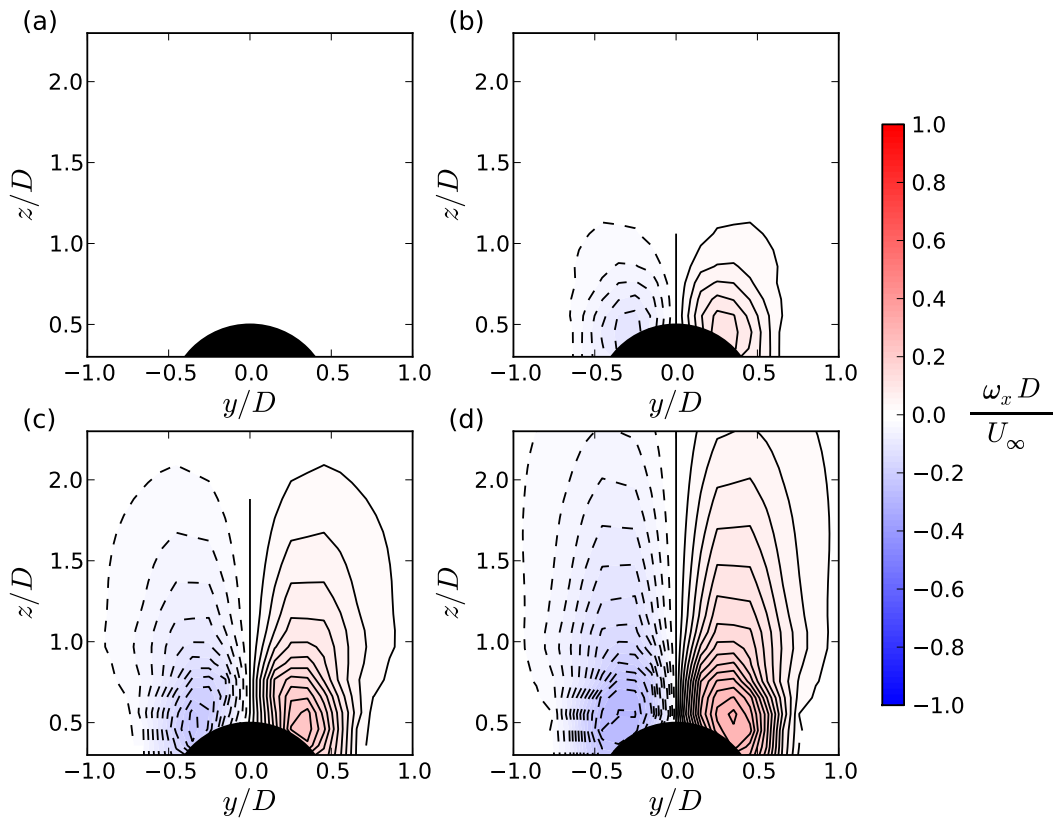


**Fig. 4.7** – Champs PIV de la vitesse dans la direction  $x$  à l'arrière du cylindre pour quatre inclinaisons : (a)  $\alpha = 0.0^\circ$ , (b)  $\alpha = 3.6^\circ$ , (c)  $\alpha = 6.3^\circ$  et (d)  $\alpha = 8.3^\circ$ .

On observe que pour le cylindre à l'horizontale l'épaisseur de la couche limite numérique est du même ordre que celle mesurée expérimentalement. Pour toutes les inclinaisons, on trouve que les calculs CFD surestiment la taille de la zone de déficit de vitesse à l'arrière du cylindre. De plus, les expériences montraient que la zone de déficit de vitesse portait la marque des deux vortex stationnaires contra-rotatifs sous la forme de deux cellules de déficit de vitesse à l'arrière du cylindre. Ce n'est jamais le cas dans les

résultats de simulations, et ce quel que soit l'angle.

La figure 4.8 montre la vorticité dans la direction  $x$  dans le même plan que celui de la figure précédente. Dès l'inclinaison de  $3.6^\circ$ , on observe deux vortex stationnaires contra-rotatifs à l'arrière du cylindre. La zone sur laquelle on observe de la vorticité tend à s'étendre avec l'inclinaison. Cette figure peut directement être comparée à la figure 2.15 qui montre la vorticité mesurée expérimentalement dans le même plan et pour les mêmes inclinaisons du cylindre. On voit que les vortex obtenus dans les simulations numériques sont nettement plus faibles et plus étendus que ceux mesurés expérimentalement.

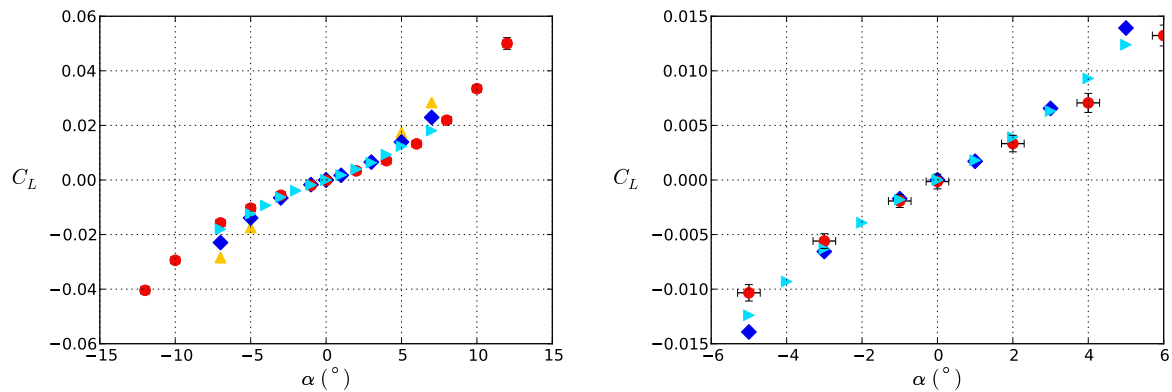


**Fig. 4.8** – Champs PIV de la vorticité dans la direction  $x$  à l'arrière du cylindre pour quatre inclinaisons : (a)  $\alpha = 0.0^\circ$ , (b)  $\alpha = 3.6^\circ$ , (c)  $\alpha = 6.3^\circ$  et (d)  $\alpha = 8.3^\circ$ .

La faible valeur de la vorticité au cœur des deux vortex dans le cas numérique explique le fait qu'on ne retrouve pas la trace des vortex dans la figure montrant le déficit de vitesse dans la direction  $x$  (figure 4.7), contrairement aux résultats expérimentaux.

#### 4.2.4 Influence du maillage et du modèle de turbulence

On a effectué quelques vérifications afin d'évaluer l'influence du maillage et du modèle de turbulence sur les résultats en force et en pression. La figure 4.9 montre ainsi le coefficient de portance en fonction de l'inclinaison du cylindre en expérimental, pour la configuration numérique de référence, pour une configuration avec une taille de maille plus large et pour une configuration avec une taille de maille plus large et un autre modèle de turbulence. On rappelle que dans la configuration de référence, le maillage a une taille de maille caractéristique  $\Delta x = 1.6$  mm et le modèle de turbulence utilisé est le modèle  $k - \omega$  SST. Le maillage moins raffiné a une taille de maille caractéristique  $\Delta x = 2.6$  mm et le deuxième modèle de turbulence utilisé est le modèle  $R_{ij} - \epsilon$  SSG. On n'observe pas de grandes différences entre les résultats numériques pour les trois configurations aux petits angles. Pour  $\alpha = 7^\circ$ , les différences sont légèrement plus marquées et la configuration avec le maillage moins raffiné et le modèle de turbulence  $k - \omega$  donne les moins bons résultats. On en conclut donc que pour le coefficient de portance, les modèles de turbulence  $k - \omega$  SST et  $R_{ij} - \epsilon$  SSG donnent des résultats similaires : les variations linéaires et quadratiques du coefficient de portance sont bien représentées. Le maillage moins raffiné dégrade sensiblement la solution mais les résultats restent convaincants.



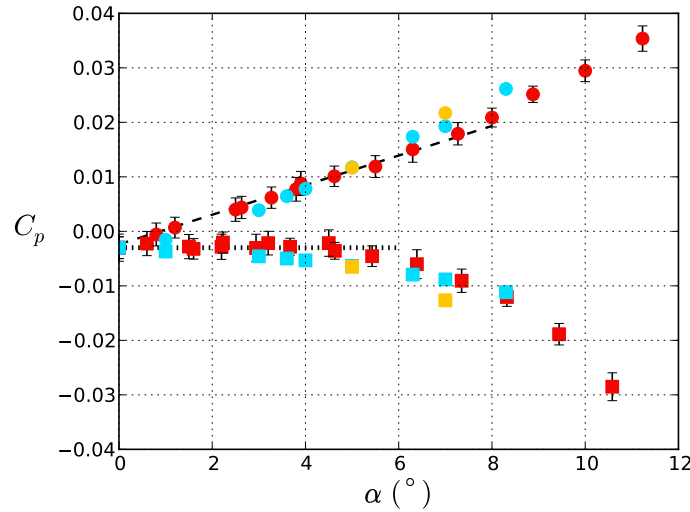
(a) Coefficient de portance en fonction de l'inclinaison du cylindre.

(b) Zoom de la figure (a) pour les petites inclinaisons.

**Fig. 4.9** – Coefficient de portance  $C_L$  en fonction de l'inclinaison du cylindre  $\alpha$  pour  $L/D = 60$  et à  $Re = 24000$ . (•) Coefficients de portance mesurés avec la balance de précision, ( $\blacktriangleright$ ) calculs CFD sur la configuration de référence ( $\Delta x = 1.6$  mm et modèle de turbulence  $k - \omega$  SST), ( $\blacklozenge$ ) calculs CFD sur la configuration avec le modèle de turbulence  $R_{ij} - \epsilon$  SSG et  $\Delta x = 2.6$  mm, et ( $\blacktriangleup$ ) calculs CFD sur la configuration avec  $\Delta x = 2.6$  mm le modèle de turbulence  $k - \omega$  SST.

On continue la comparaison cette fois à une échelle plus locale. On trace en figure 4.10 le coefficient de pression  $C_p$  à l'avant et à l'arrière du cylindre en fonction de l'inclinaison pour deux maillages et le modèle de turbulence  $k - \omega$ . On voit que pour l'inclinaison de  $5^\circ$  les deux maillages donnent des

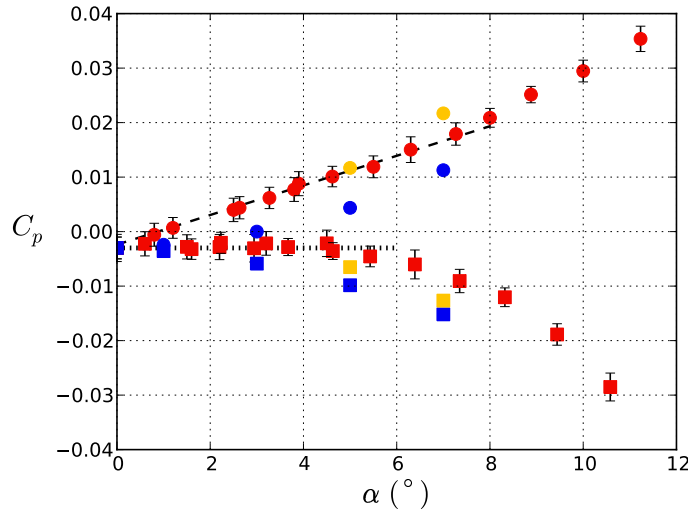
résultats similaires. En revanche, le maillage plus raffiné (configuration de référence) donne de meilleurs résultats pour l'inclinaison de  $7^\circ$ . Le maillage de référence contient 16 millions de cellules et le logiciel de maillage *gmsh* ne permet pas de le raffiner plus.



**Fig. 4.10** – Coefficients de pression  $C_p$  à une distance  $x = 0.46$  m de la pointe amont du cylindre. Pression à l’avant du cylindre ( $\theta = 0^\circ$ ) (●) expérimentale, (●) numérique sur le cas de référence et (●) numérique avec  $\Delta x = 2.6$  mm, pression de base ( $\theta = 180^\circ$ ) (■) expérimentale, (■) numérique sur le cas de référence et (■) numérique avec  $\Delta x = 2.6$  mm, (···) valeur de la pression pour le cylindre à l’horizontale  $C_p = C_p(\alpha = 0^\circ)$ , (--) régression linéaire  $C_p = 0.16\alpha(\text{rad})$ .

La figure 4.10 montre le coefficient de pression  $C_p$  à l’avant et à l’arrière du cylindre en fonction de l’inclinaison pour les deux modèles de turbulence  $k - \omega$  SST et  $R_{ij} - \epsilon$  SSG. On observe de grands écarts entre les résultats expérimentaux et ceux obtenus pour la configuration utilisant le modèle  $R_{ij} - \epsilon$  SSG, qui sous-estime la pression à l’avant du cylindre et sur-estime la dépression à l’arrière du cylindre. De plus, la pression à l’avant varie quadratiquement, contrairement aux résultats expérimentaux et numériques pour la configuration de référence.

La différence de pression entre l’avant et l’arrière du cylindre est, par contre, du même ordre que celle observée sur les résultats expérimentaux, ce qui explique très certainement le fait que les résultats en force pour ce modèle de turbulence sont bons. La comparaison des résultats en pression invalide donc, dans les conditions d’utilisation telles que décrites dans ce chapitre, les résultats obtenus pour ce modèle de turbulence. On a donc bien montré que la configuration de référence est bien le meilleur compromis, étant donnée la limitation en nombre de cellules du logiciel de maillage et les temps de calculs admissibles.



**Fig. 4.11** – Coefficients de pression  $C_p$  à une distance  $x = 0.46$  m de la pointe amont du cylindre. Pression à l'avant du cylindre ( $\theta = 0^\circ$ ) (●) expérimentale, (●) numérique sur le cas de référence et (●) numérique avec le modèle de turbulence  $R_{ij} - \epsilon$  SSG, pression de base ( $\theta = 180^\circ$ ) (■) expérimentale, (■) numérique sur le cas de référence et (■) numérique avec le modèle de turbulence  $R_{ij} - \epsilon$  SSG, (· · ·) valeur de la pression pour le cylindre à l'horizontale  $C_p = C_p(\alpha = 0^\circ)$ , (—) régression linéaire  $C_p = 0.16\alpha(\text{rad})$ .

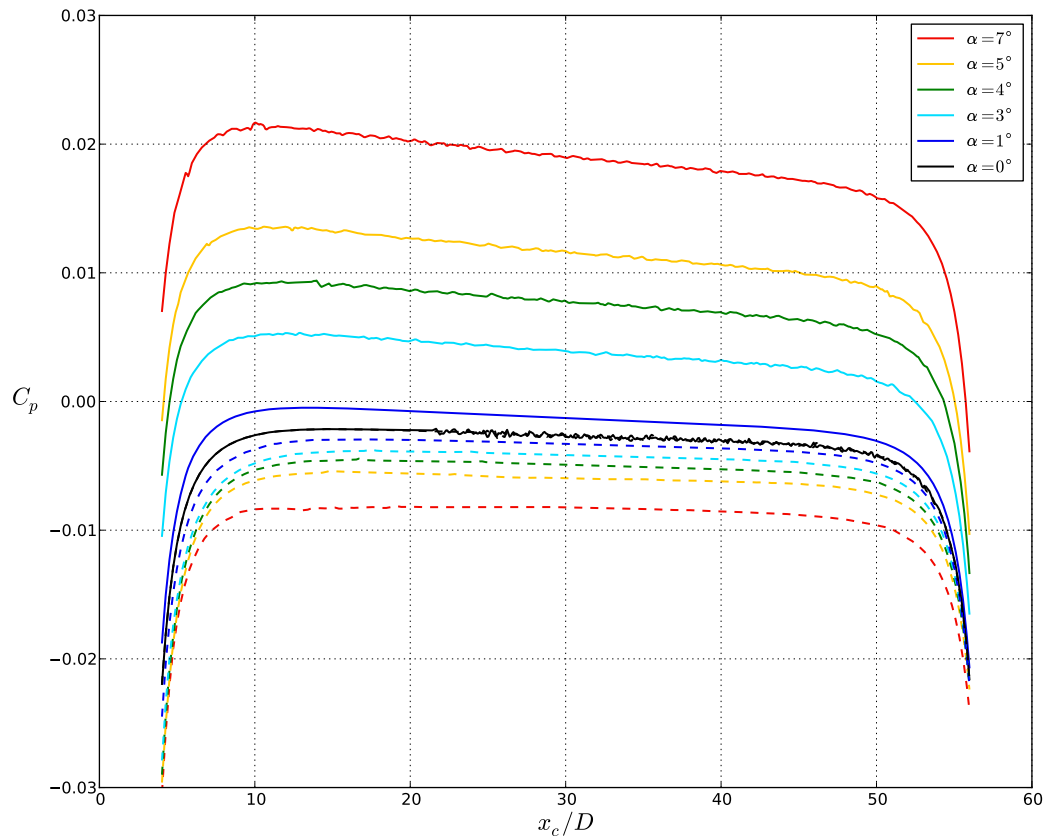
### 4.3 Évolution de la pression et du champ de vitesse le long du cylindre

#### 4.3.1 Étude de la pression

La configuration de référence ayant été validée en force et en pression par comparaison avec des points de mesure expérimentaux, on peut maintenant étendre l'étude à des zones où il n'y a eu de mesures expérimentales. On choisit ainsi d'étudier la pression le long du cylindre pour, d'une part, caractériser la distance sur laquelle on observe des effets de bord et, d'autre part, évaluer la variation de pression le long du cylindre.

On trace en figure 4.12 le coefficient de pression à l'avant et à l'arrière du cylindre en fonction de la distance à la pointe  $x_c/D$  sur un axe correspondant à l'axe du cylindre. On remarque que les effets de bords sont visibles jusqu'à 0.2 m des pointes amont et avale et sont caractérisés par des valeurs de pressions d'autant plus faibles que l'on est proche de la pointe. Dans la zone entre  $x_c/D = 10$  et  $x_c/D = 50$ , on observe une perte de charge selon l'axe  $x_c$  qui évolue linéairement avec la distance à la pointe. La pente est différente selon que l'on se trouve à l'avant ou à l'arrière du cylindre.

La figure 4.13 montre la perte de charge selon l'axe  $x_c$  en fonction de l'inclinaison du cylindre. Pour des inclinaisons inférieures à  $5^\circ$ , la perte de charge à l'arrière du cylindre dépend peu de l'inclinaison. Pour l'inclinaison de  $7^\circ$ , la perte de charge à l'arrière du cylindre est moindre. Au contraire, la perte de charge à l'avant du cylindre augmente avec l'inclinaison. Cette augmentation est linéaire pour  $\alpha \leq 5^\circ$ .

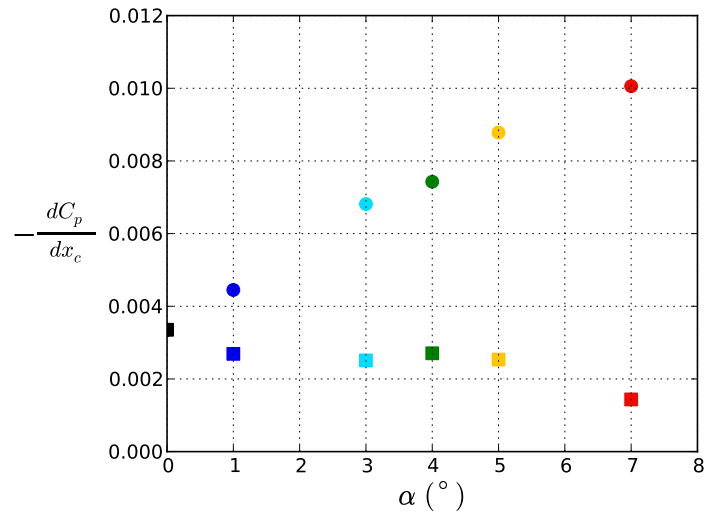


**Fig. 4.12** – Coefficient de pression  $C_p$  en fonction de la distance à la pointe amont du cylindre  $x_c/D$ . Traits pleins : avant du cylindre ( $\theta = 0^\circ$ ) et traits pointillés : arrière du cylindre ( $\theta = 180^\circ$ ).

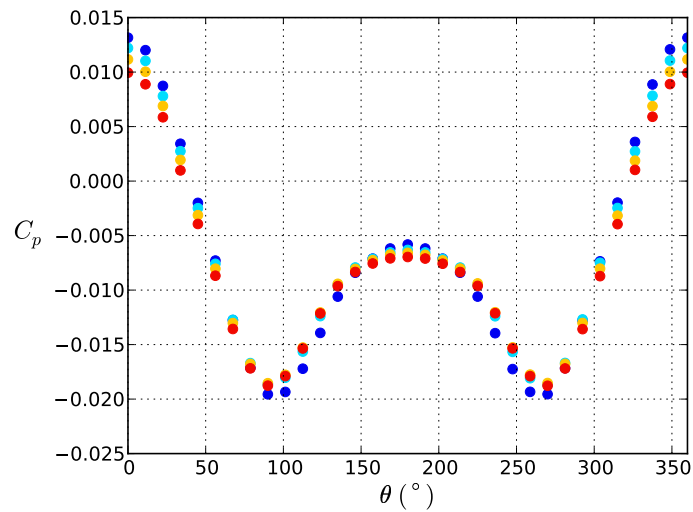
Les conditions de symétrie sur les bords latéraux du domaine, équivalentes à des conditions de glissement, impliquent que la perte de charge est uniquement due au cylindre. Cette augmentation de la perte de charge à l'avant du cylindre peut être liée à les valeurs plus élevées de l'écoulement axial à l'avant du cylindre qu'à l'arrière dans le sillage où on a observé une zone de déficit de vitesse.

Afin d'affiner ce résultat, on trace en figure 4.14 les distributions de pressions obtenus pour un cylindre incliné de  $5^\circ$  et pour différentes distances à la pointe amont. La plus grande variation de pression avec la distance à la pointe se fait à l'avant, où la pression tend à diminuer à mesure que l'on s'éloigne de la pointe.

L'intégration de ces distributions de pression permet de trouver les coefficients de force normale locaux que l'on présente en figure 4.15. On montre que le coefficient de force normale local tend à diminuer quand la distance à la pointe amont augmente. Ce résultat reste toutefois à confirmer au niveau expérimental car on a montré que le coefficient de force normale sur tout le cylindre ne dépend pas de la longueur du cylindre pour  $L/D \geq 60$  (figure 2.7).



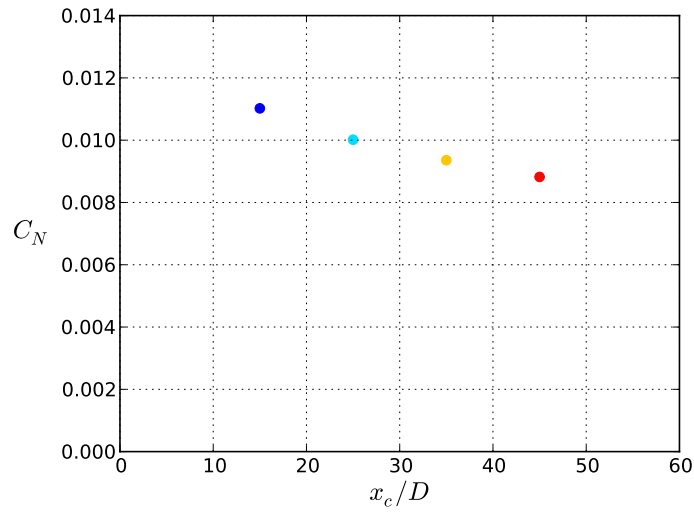
**Fig. 4.13** – Déficit de pression par  $m$  le long du cylindre dans la zone où le déficit est linéaire en fonction de l’inclinaison du cylindre. Ronds : avant du cylindre ( $\theta = 0^\circ$ ) et carrés : arrière du cylindre ( $\theta = 180^\circ$ ).



**Fig. 4.14** – Distributions de pression  $C_p(\theta)$  à différentes distances à la pointe amont du cylindre pour une inclinaison du cylindre de  $5^\circ$ . (•)  $x_c/D = 15$ , (•)  $x_c/D = 25$ , (•)  $x_c/D = 35$ , (•)  $x_c/D = 45$

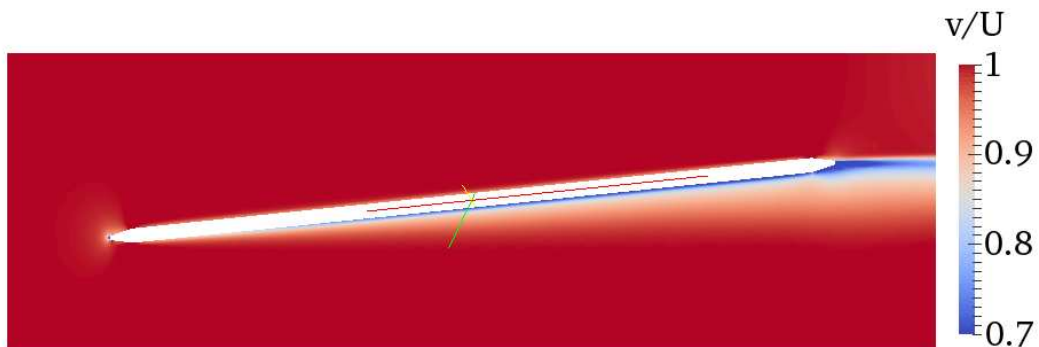
### 4.3.2 Étude du champ de vitesse

En figure 4.16, on présente le rapport entre le module de la vitesse  $v$  et la vitesse incidente  $U$  dans une coupe longitudinale pour une inclinaison  $\alpha = 5^\circ$ . On observe que le déficit de vitesse à l’arrière



**Fig. 4.15** – Coefficient de force normale locale obtenu par intégration des distributions de pression de la figure 4.14 en fonction de la distance à la pointe amont du cylindre  $x_c/D$  pour une inclinaison du cylindre  $\alpha = 5^\circ$ .

du cylindre s'accroît à mesure que l'on s'éloigne de la pointe. On ne cherche pas ici à quantifier l'augmentation de la largeur du sillage étant donnée la mauvaise représentativité des simulations numériques concernant le champ de vitesse mise en évidence dans le paragraphe 4.2.3. On met ici en évidence un effet tridimensionnel dû à l'écoulement axial : l'augmentation du sillage le long du cylindre. Au vu des bons résultats en force et en pression malgré une moins bonne résolution du champ de vitesses, cet effet peut être négligé. Pour des longueurs de cylindre très importantes, il faudrait vraisemblablement revoir cette hypothèse.



**Fig. 4.16** – Rapport entre le module de la vitesse  $v$  et la vitesse incidente  $U$  dans une coupe longitudinale pour  $\alpha = 5^\circ$ .



## 4.4 Conclusion

La bonne corrélation entre les résultats numériques présentés dans ce chapitre et les résultats expérimentaux souligne la capacité des calculs CFD à calculer les forces s'exerçant sur un cylindre en écoulement quasi-axial. On a ainsi pu retrouver les résultats expérimentaux pour la force et la pression :

- la contribution minoritaire de la composante de traînée à la force normale,
- la linéarité de la portance avec l'inclinaison aux petites inclinaisons (pour  $\alpha < 4^\circ$  en numérique contre  $\alpha < 5^\circ$  dans les expériences),
- la linéarité du coefficient de portance à l'avant du cylindre avec l'inclinaison.

L'étude du champ de vitesse a montré que les simulations numériques sous-estiment les vortex stationnaires à l'arrière du cylindre, ce qui ne permet pas de bien prédire le déficit de vitesse à l'arrière du cylindre. Ceci influence peu les résultats sur la force et la pression sur l'avant et l'arrière du cylindre.

La validation des simulations numériques en force et en pression permet de compléter les résultats expérimentaux en explorant des zones non accessibles aux mesures. On observe ainsi une perte de charge sur l'avant du cylindre supérieure à celle mesurée sur l'arrière. Cette différence peut être due à la vitesse d'écoulement axial, plus faible dans le sillage qu'à l'avant du cylindre. Le champ de vitesse met quant à lui en évidence une augmentation du sillage le long du cylindre, qui pourrait avoir des conséquences non négligeables dans le cas de cylindres de très grande longueur. Ces résultats ouvrent des perspectives d'études expérimentales sur la variation de la pression le long du cylindre.

En perspective des ces simulations numériques, d'autres modèles de turbulence pourraient être testés pour essayer d'obtenir une bonne représentation des expériences à la fois en vitesses et en pression. Des simulations pourraient également être réalisées en dynamique en faisant osciller le cylindre en écoulement et en comparant les coefficients d'amortissement obtenus à ceux déterminés expérimentalement dans le chapitre 3.



## **Deuxième partie**

# **Faisceau de cylindres oscillant dans un écoulement axial**



## Chapitre 5

# Eléments bibliographiques sur le faisceau de cylindres oscillant en écoulement axial

On se propose dans ce chapitre de faire une revue bibliographique des travaux réalisés sur les faisceaux de cylindres rigides et en écoulement axial afin de définir les axes de recherche sur la détermination de l'amortissement fluide et de la masse ajoutée. La plupart des études sur des cylindres en écoulement axial se concentrent sur les faisceaux flexibles. Les travaux sur les cylindres ou faisceaux de cylindres confinés, rigides et en écoulement axial sont peu nombreux et datent généralement des années 70. Pour des cylindres ou des faisceaux de cylindres flexibles, des coefficients de masse ajoutée et d'amortissement modaux sont définis mais ne peuvent pas être directement utilisés pour l'étude des faisceaux rigides. Les configurations avec cylindres flexibles représentent des exemples classiques d'interaction fluide-structure et ont été, jusqu'à aujourd'hui, largement étudiés à la fois expérimentalement et numériquement. On s'attachera dans ce chapitre uniquement à présenter les travaux sur les cylindres ou faisceaux de cylindres rigides.

L'application industrielle des travaux de cette thèse est la détermination des efforts latéraux s'exerçant sur un assemblage combustible sous séisme. L'étude de l'amortissement, jusque là limitée au cas d'un seul cylindre, doit être élargie aux cas du faisceau de cylindres. Dans un assemblage combustible, le rapport entre la distance inter-crayons et le diamètre du crayon est de 0.3. On s'attend donc à ce que le confinement modifie l'amortissement et la masse ajoutée par rapport aux travaux sur le cylindre unique non confiné présentés dans les deux parties précédentes.

De nombreuses publications ont montré que l'amortissement de l'assemblage combustible augmente avec la vitesse de l'écoulement axial [70, 71, 10, 9, 39]. L'écoulement axial crée ainsi un amortissement supplémentaire par rapport au cas où l'assemblage oscille dans un fluide au repos. Les phénomènes physiques à l'origine de cet amortissement, pour les faibles vitesses d'oscillation comparées à la vitesse de l'écoulement axial ( $\mathcal{R} < 0.2$ ), ont en revanche été très peu étudiés. Pour réduire le nombre de degrés de liberté et étudier la dynamique d'un cœur de centrale nucléaire, des approches de type milieu poreux ont été privilégiées par certains auteurs [83, 84] avec des méthodes d'homogénéisation [53, 18, 19, 66] ou de moyenne spatiale [60]. On s'intéresse dans le cadre de cette thèse aux efforts locaux sur les crayons

combustibles et de telles approches ne sont dans ce cas pas pertinentes. Cette décomposition lorsqu'elle est faite à l'échelle d'un assemblage combustible reste grossière puisque d'une part on considère l'amortissement total de l'objet comprenant les crayons combustibles, les tubes guides et les grilles, et d'autre part la déformation locale de l'assemblage crée inévitablement des effets fluides 3D et non linéaires, dus à l'écoulement axial et au fait que tous les points de l'assemblage n'oscillent pas à la même amplitude.

Dans un premier temps, on effectue une brève revue des travaux existants sur la masse ajoutée avec l'étude de l'influence du confinement pour le cas d'un unique cylindre et pour le cas du faisceau de cylindres. La pertinence du calcul potentiel est discutée. Dans un second temps, les modèles d'amortissement fluide pour le réseau de cylindre sont présentés et sont comparés à ceux utilisés dans le cas d'un unique cylindre oscillant. On présente en conclusion, le modèle de force qui sera discuté dans l'étude expérimentale des forces s'exerçant sur un faisceau de cylindres dans le chapitre suivant.

## Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Variation de la masse ajoutée avec le confinement et le nombre de Reynolds . . . .</b>	<b>81</b>
5.1.1	Masse ajoutée d'un cylindre confiné . . . . .	81
5.1.2	Masse ajoutée d'un faisceau de cylindres . . . . .	82
<b>5.2</b>	<b>Force d'amortissement fluide s'exerçant sur un faisceau de cylindres . . . . .</b>	<b>83</b>
5.2.1	Modèle d'amortissement pour un faisceau de cylindres . . . . .	83
5.2.2	Modèle de force normale pour un faisceau de cylindres . . . . .	85
<b>5.3</b>	<b>Conclusion et discussion . . . . .</b>	<b>85</b>

## 5.1 Variation de la masse ajoutée avec le confinement et le nombre de Reynolds

### 5.1.1 Masse ajoutée d'un cylindre confiné

Dans le cas d'un fluide parfait, incompressible et pour un écoulement potentiel, la masse ajoutée peut être définie simplement comme la force s'exerçant sur le cylindre qui permet de transférer l'énergie d'un objet oscillant dans un fluide au repos au fluide autour de l'objet. Pour le cas d'un cylindre de diamètre  $D$  et de longueur  $L$  oscillant dans un fluide au repos et dans un milieu infini, un calcul de conservation de l'énergie en considérant un écoulement potentiel autour du cylindre permet d'obtenir une expression de la masse ajoutée  $M_a = \rho\pi LD^2/4$ . Le coefficient de masse ajoutée est défini comme le ratio entre la masse ajoutée (mesurée ou calculée) et la masse de fluide contenu dans le volume du cylindre oscillant (équation 5.1).

$$C_a = \frac{M_a}{\rho \frac{D^2}{4} \pi L} \quad (5.1)$$

La valeur potentielle du coefficient de masse ajoutée est ainsi  $C_a = 1$ . La notion de masse ajoutée peut être étendue au-delà du cadre théorique des écoulements potentiels en la définissant comme un terme de force fluide en phase avec l'accélération. Une telle définition revient à faire un développement limité à l'ordre 2 de la force fluide dans l'approximation linéaire. Des expériences effectuées par Sarpkaya [62] sur le cas d'un cylindre non confiné et oscillant dans un fluide au repos ont montré que pour des amplitudes  $A$  telles que  $2\pi A/D < 8$ , le coefficient de masse ajoutée est proche de sa valeur potentielle. De manière cohérente avec cette constatation, Sarpkaya n'observe pas de détachement tourbillonnaire dans cette gamme de paramètres. Pour des valeurs d'amplitude plus élevées, Sarpkaya & Isaacson [64] observent différents régimes de détachement tourbillonnaires qui entraînent une dépendance du coefficient de masse ajoutée à l'amplitude et la fréquence des oscillations. Sarpkaya [62] mesure ainsi des coefficients de masse ajoutée  $C_a$  variant de  $-0.4$  à  $1.0$ . On conclut de ces travaux que la valeur de la masse ajoutée potentielle est pertinente en l'absence de détachement tourbillonnaire.

Des calculs laminaires sans écoulement de masse ajoutée ont été effectués dans un contexte industriel dans les années 70 par Chen & Chung [13] sur le cas de deux cylindres concentriques séparés par un fluide visqueux incompressible. Le cylindre extérieur est fixe et le cylindre inférieur oscille à faible amplitude. Chen & Chung ont montré que la viscosité et le confinement tendent à faire augmenter la masse ajoutée. En comparant leurs résultats numériques à la courbe donnée par un calcul potentiel, ils observent que les effets du confinement peuvent être visibles jusqu'à des distances entre les parois des deux cylindres égales à 8 fois le rayon du cylindre et que l'effet de la viscosité est non négligeable jusqu'à des nombres de Reynolds  $Re \sim 1000$ .

Il n'existe aucune donnée sur la masse ajoutée d'un cylindre rigide oscillant en écoulement axial. Un écoulement axial uniforme autour d'un cylindre rigide ne modifiant pas le résultat du calcul de masse ajoutée potentiel, la valeur de masse ajoutée potentielle de référence est identique à celle obtenue dans le cas d'un cylindre oscillant dans un fluide au repos. Cependant, l'écoulement axial garantissant un

nombre de Reynolds élevé, on ne s'attend pas à un effet de la viscosité. L'absence de détachement tourbillonnaire, constatée dans l'étude statique du cylindre incliné dans le chapitre 3, indique que l'on se trouve dans un régime d'écoulement différent de ceux pour lequel Sarpkaya & Isaacson ont observé d'importantes variations du coefficient de masse ajoutée.

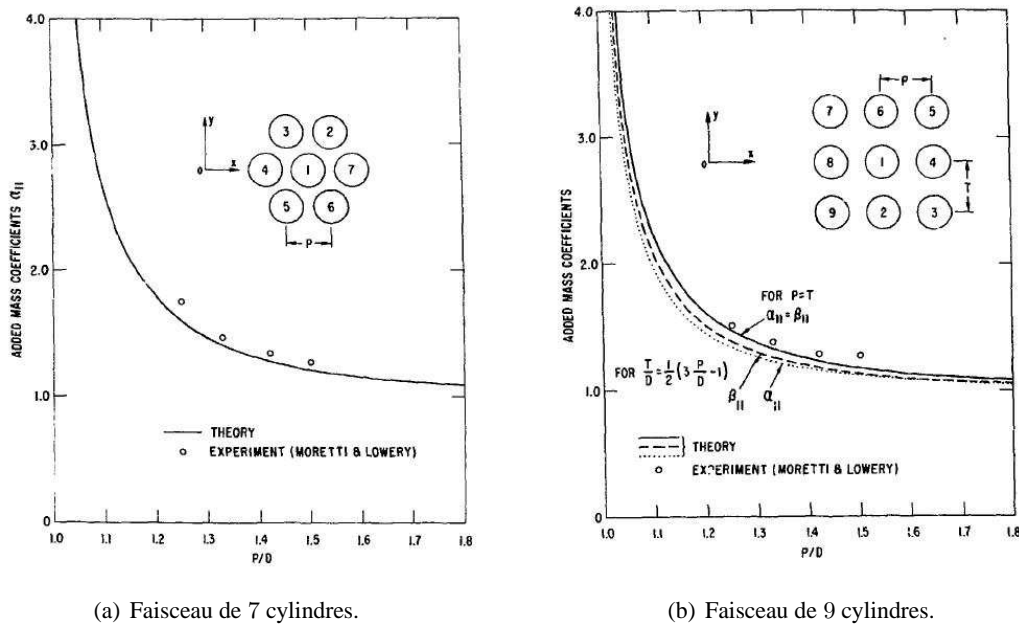
### 5.1.2 Masse ajoutée d'un faisceau de cylindres

La masse ajoutée d'un faisceau de cylindres a été étudiée dans le contexte de vibrations ou de départ en instabilité de faisceaux de cylindres flexibles. Les calculs de masse ajoutée effectués sur ce type d'objets sont des calculs potentiels, qui prennent en compte le mouvement relatif des cylindres dans le faisceau. On obtient ainsi une matrice de masse ajoutée qui donne la valeur de la masse ajoutée de chaque cylindre du faisceau pour chaque mode d'oscillation du faisceau. Des calculs potentiels bidimensionnels de modes de faisceaux de cylindres oscillant dans un fluide au repos ont été réalisés entre autres par Chen & Rosenberg [14], Yamamoto [77], Chung & Chen [15] et Dalton [20].

Païdoussis et *al.* [51, 52] ont développé une méthode de calcul de masse ajoutée dans le cas d'un faisceau de cylindres flexibles oscillant en écoulement axial. Le problème à résoudre est ici tridimensionnel : à cause de l'inclinaison locale du cylindre, la vitesse axiale  $U$  se décompose en une composante longitudinale et une composante latérale qui s'ajoute à la vitesse d'oscillation. Le calcul de masse ajoutée est effectuée en considérant l'écoulement comme potentiel. La matrice de masse ajoutée ainsi obtenue est utilisée en donnée d'entrée des calculs par coefficient d'influence qui prennent en compte les efforts fluides sur la structure au moyen de coefficients globaux projetés sur les modes et ainsi que les effets de dissipation dans les directions latérales et axiales via les coefficients d'amortissement fluide.

Dans cette partie de la thèse, on s'intéresse au cas d'un faisceau rigide oscillant latéralement dans un écoulement axial. Les cylindres restant parallèles entre eux, la détermination de la matrice de masse ajoutée est un problème potentiel unidimensionnel identique à celui du faisceau rigide oscillant dans un fluide au repos. Les travaux de Chen [12] ont montré l'influence du confinement et de la forme du faisceau pour la détermination de la masse ajoutée. La figure 5.1 représente ainsi la masse ajoutée du cylindre central pour deux types de faisceaux et en fonction de l'espace inter-cylindre. On observe, tout comme dans le cas du cylindre unique confiné, que la masse ajoutée augmente avec le confinement du faisceau pour les configurations à 7 et 9 cylindres. La valeur de masse ajoutée d'un cylindre unique en écoulement potentiel est quasiment atteinte lorsque l'espacement des centres des cylindres  $P$  dépasse deux diamètres de cylindre. Pour un assemblage combustible,  $P/D = 1.3$ , on s'attend donc à ce que la valeur du coefficient de masse ajoutée des cylindres au centre du faisceau soit de l'ordre de  $\sim 1.45$  (figure 5.1).





**Fig. 5.1** – Valeurs expérimentales et numériques du coefficient de masse ajoutée pour le cylindre central en fonction du rapport entre l'espacement  $P$  des centres des cylindres et le diamètre des cylindres  $D$  d'après Chen [12].

## 5.2 Force d'amortissement fluide s'exerçant sur un faisceau de cylindres

### 5.2.1 Modèle d'amortissement pour un faisceau de cylindres

Il n'existe pas dans la littérature de résultats expérimentaux de force d'amortissement fluide sur des faisceaux rigides de cylindres oscillant en écoulement axial. En effet, les études sur les faisceaux de cylindres sont pour la plupart réalisées sur les faisceaux déformables et visent à déterminer la vitesse réduite de départ en instabilité ou la fréquence et les modes d'oscillation des cylindres du faisceau. Dans l'étude de ces effets, la vitesse réduite et la fréquence d'oscillation dépendent principalement de la masse ajoutée et dans ce contexte, il n'est pas indispensable de connaître l'amortissement avec une grande précision. Néanmoins, l'amortissement a une grande influence sur l'amplitude des oscillations et il est nécessaire de disposer d'un modèle validé d'amortissement pour pouvoir prédire l'amplitude avec précision.

On détaille dans cette partie la méthode de Païdoussis & Suss [51] qui permet de prédire l'amortissement fluide sur un faisceau de cylindres en se basant sur le modèle de Taylor présenté en figure 1.7 qui a été élaboré pour le cas d'un unique cylindre non confiné avec une approche quasi-statique. L'équation (5.2) donne ainsi l'expression du coefficient d'amortissement  $C_N^{diss}$  en fonction de l'angle instantané

$\alpha(t)$  pour le faisceau de cylindres.

$$C_N^{diss} = n_{cyl}(C_f \alpha + C_D^{\alpha=90^\circ} \alpha^2), \text{ avec } \alpha = \frac{\dot{X}}{U} \quad (5.2)$$

Si la forme de la force est identique au modèle de Taylor, les coefficients de friction  $C_f$  et  $C_D^{\alpha=90^\circ}$  dépendent du confinement et doivent donc être recalculés ou mesurés dans le cas du faisceau.

La valeur du coefficient de friction  $C_f$  peut être estimée par la loi de Darcy–Weisbach (équation 5.3). Cette loi relie la perte de charge le long du faisceau  $\Delta p$  au coefficient de friction en paroi  $f_D$ .

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{1}{2} \rho U^2 \frac{f_D}{D_h} \quad (5.3)$$

Dans cette équation,  $U$  représente la vitesse de l'écoulement axial et  $D_h$  est le diamètre hydraulique qui est égal au ratio entre la section fluide et le périmètre mouillé. Les valeurs du coefficient de friction  $f_D$  en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité sont données dans le diagramme de Moody [8, 44]. Une valeur caractéristique du coefficient de friction est  $f_D = 0.02$  pour une paroi lisse et un nombre de Reynolds  $Re = 60000$ . Le coefficient de friction du modèle de Taylor  $C_f$  est estimé à partir de la traînée du faisceau de cylindres immobile comme dans le cas du cylindre unique non confiné. On écrit ainsi  $C_f = C_D(\alpha = 0^\circ)$ . La force de traînée étant principalement due à la différence de pression entre l'avant et l'arrière du faisceau (équation 5.4), on obtient une relation entre le coefficient de friction du faisceau  $C_f$  et la perte de charge le long du faisceau.

$$C_D(\alpha = 0^\circ) = n_{cyl} \Delta p \pi \frac{D^2}{4} \quad (5.4)$$

En combinant les équations (5.3) et (5.4), on donne en équation (5.5) une expression du coefficient de friction de l'assemblage  $C_f$  qui dépend du diamètre du cylindre  $D$ , du diamètre hydraulique  $D_h$  et du coefficient de friction à la paroi  $f_D$ .

$$C_f = \frac{\pi}{4} f_D \frac{D}{D_h} \quad (5.5)$$

L'estimation de  $C_D^{\alpha=90^\circ}$  est plus difficile à déterminer : dans la configuration du cylindre unique non confiné, elle était obtenue par le principe d'indépendance et correspondait à la traînée du cylindre en écoulement transverse. Dans le cas du faisceau de cylindres, les cylindres du centre ont une vitesse équivalente qui correspond à la vitesse d'oscillation corrigée par une vitesse représentative de l'écoulement rendant compte de l'entraînement du fluide par les cylindres environnants. Païdoussis [51] propose d'utiliser le coefficient de traînée du principe d'indépendance mais en remplaçant la vitesse latérale par une vitesse latérale équivalente pour tenir compte de la modification du champ de vitesse dans le faisceau. Le calcul de la vitesse latérale dans le faisceau est réalisé en considérant l'écoulement comme potentiel sur le cas du faisceau de cylindres auquel on a retiré le  $j^{ième}$  cylindre. Les vitesses fluides potentielles sont intégrées sur le contour fictif du  $j^{ième}$  cylindre et on utilise la valeur moyenne  $V_N^j$  ainsi obtenue pour corriger la vitesse latérale dans l'expression générale de la force d'amortissement.

L'expression générale de la force d'amortissement pour le faisceau rigide est donnée en équation (5.6) : la partie dissipative de la force normale est égale à la somme du terme de friction et du terme de traînée.

$$F_N^{diss} = \sum_{j=0}^{n_{cyl}-1} \frac{1}{2} \rho D L C_f U (\dot{X} - V_N^j) + \frac{1}{2} \rho D L C_D^{\alpha=90^\circ} |\dot{X} - V_x^j| (\dot{X} - V_N^j) \quad (5.6)$$

### 5.2.2 Modèle de force normale pour un faisceau de cylindres

La figure 5.2 résume le modèle de Païdoussis pour le cas d'un faisceau rigide de  $n_{cyl}$  cylindres oscillant en écoulement axial. Tout comme le modèle de Taylor pour le cylindre unique non confiné, le modèle de Païdoussis considère la force normale comme la somme d'un terme de masse ajoutée et d'un terme d'amortissement. Le confinement et la perturbation de l'écoulement par les cylindres du faisceau sont pris en compte à plusieurs niveaux. Tout d'abord, le confinement induit une augmentation de la masse ajoutée par cylindre par rapport à la valeur potentiel pour un cylindre non confiné. Le confinement entraîne également une augmentation de la composante de friction de la force normale. De plus, les cylindres au centre du faisceau voient un écoulement très différent de celui autour d'un cylindre non confiné. Pour tenir compte de l'influence de la configuration du faisceau sur l'écoulement, la vitesse relative moyenne est estimée : elle correspond à la différence entre la vitesse du faisceau et la vitesse instantanée de l'écoulement intégrée sur le contour de chaque cylindre.

Ce modèle de force normale a été utilisé par Païdoussis [49, 51] pour l'étude de l'oscillation de faisceaux de cylindres flexibles. Il observe que ce modèle prédit de plus grandes amplitudes d'oscillation par rapport aux amplitudes mesurées dans une expérience. Une des raisons invoquées est la sous-estimation de l'amortissement.

## 5.3 Conclusion et discussion

On a présenté dans ce chapitre un état de l'art sur l'influence sur la force normale du confinement et de la configuration en faisceau. Des études basées sur des calculs potentiels de masse ajoutée ont montré que le coefficient de masse ajoutée augmente avec le confinement, qu'il s'agisse d'un unique cylindre confiné ou d'un faisceau de cylindres où une diminution de la distance inter-cylindres augmente le confinement. Ces calculs potentiels ne permettant pas de prendre en compte l'influence de l'écoulement axial, il n'existe aucune donnée connue sur la masse ajoutée d'un faisceau rigide de cylindre en écoulement axial. De même, l'amortissement fluide d'un faisceau de cylindres n'est que partiellement connu et le modèle de force normale de Païdoussis est très largement basé sur le modèle de Taylor qui a été discuté dans le chapitre 2.

Dans le modèle de Païdoussis, la force normale s'exerçant sur le faisceau de cylindres est la somme d'un terme de masse ajoutée, où le coefficient de masse ajoutée est estimé par un calcul potentiel, d'un terme de friction estimé par la loi de Darcy-Weisbach et d'un terme de traînée égal à celui du modèle de Taylor. Dans les termes de friction et de traînée, Païdoussis remplace la vitesse d'oscillation par la vitesse

**Modèle de force normale pour un faisceau rigide de cylindres oscillant en écoulement axial :**

1. Le coefficient de masse ajoutée est obtenu par un calcul potentiel, il ne dépend pas de l'écoulement axial :

$$C_a \sim 1.45, \text{ pour } P/D = 1.3 \quad (5.7)$$

2. Le modèle de Taylor présenté en figure 1.7 dans le cas du cylindre unique est repris pour décrire l'amortissement fluide sur  $j^{\text{ième}}$  cylindre du faisceau. L'angle instantané  $\alpha$  est corrigé par la vitesse moyenne de l'écoulement  $V_N^j$  autour du  $j^{\text{ième}}$  cylindre estimée par un calcul potentiel :

$$C_N^{\text{diss},j} = C_f \alpha_j + C_D \alpha_j^2, \text{ avec } \alpha_j = \frac{(\dot{X} - V_N^j)}{U} \quad (5.8)$$

3. Le coefficient  $C_D$  est déduit du principe d'indépendance :

$$C_D = 1.1 \quad (5.9)$$

4. Le coefficient  $C_f$  est obtenue en estimant la traînée moyenne par cylindre du faisceau de cylindres. A cause du confinement,  $C_f$  est supérieur à la valeur trouvée pour un cylindre non confiné.  $C_f$  peut être estimé en calculant la perte de charge dans le faisceau par la loi de Darcy–Weisbach :

$$C_f = \frac{\pi}{4} f_D \frac{D}{D_h} \quad (5.10)$$

où  $D_h = S_f/P_m$  est le diamètre hydraulique égal au ratio entre la surface de la section fluide  $S_f$  et le périmètre mouillé  $P_m$ .

5. L'expression de  $F_N$  pour le faisceau est obtenue en ajoutant les composantes de masse ajoutée et d'amortissement :

$$\frac{F_N}{\frac{1}{2}\rho D L} = \pi \frac{D}{2} n_{cyl} C_a \ddot{X} + \sum_{j=0}^{n_{cyl}-1} \left( C_f U (\dot{X} - V_N^j) + C_D |\dot{X} - V_N^j| (\dot{X} - V_N^j) \right) \quad (5.11)$$

**Fig. 5.2** – Modèle de force normale de Païdoussis [50] pour un faisceau rectangulaire de cylindres oscillant avec  $P/D = 1.3$  et  $\dot{X} \ll U$ .

relative d'oscillation pour chaque cylindre pour prendre en compte l'effet d'entraînement du fluide dans le faisceau. Tout comme dans le modèle de Taylor, la partie dissipative de la force normale contient un terme bilinéaire avec les vitesses axiale et latérale et un terme quadratique avec la vitesse latérale.

Le manque de données de validation pour le modèle de Païdoussis justifie l'étude expérimentale réalisée dans le chapitre suivant. On souhaite en particulier vérifier que l'angle  $\alpha$  est bien l'unique paramètre nécessaire pour décrire la force normale. Le caractère linéaire ou quadratique de l'amortissement sera également caractérisé et les valeurs des coefficients  $C_a$ ,  $C_f$  et  $C_D$  seront comparées à celles du modèle de Païdoussis.

## Chapitre 6

# Etude expérimentale d'un faisceau de cylindres oscillant en écoulement axial

Ce chapitre présente les mesures de force latérale réalisées sur un faisceau de cylindres oscillant latéralement dans un écoulement axial d'eau dans la veine d'essai d'un tunnel hydrodynamique. Le faisceau de cylindres est constitué de 40 cylindres organisés en un faisceau rectangulaire de  $5 \times 8$  cylindres. Le confinement du faisceau est élevé et est dû, d'une part, au confinement des cylindres dans le faisceau et, d'autre part, à la distance entre le faisceau et la paroi de la veine du tunnel hydrodynamique. Le grand nombre de cylindres du faisceau permet de considérer un comportement général en force et ainsi de définir des coefficients de masse ajoutée et d'amortissement par cylindre. On souhaite caractériser la variation des coefficients de masse ajoutée et d'amortissement en fonction de la vitesse de l'écoulement axial, de la fréquence et de l'amplitude d'oscillation. Les calculs et l'analyse des résultats présentés dans ce chapitre ont été effectués sur la base des mesures expérimentales de force et de déplacement réalisées par Fanny Depaix dans le cadre de son stage de fin d'études.

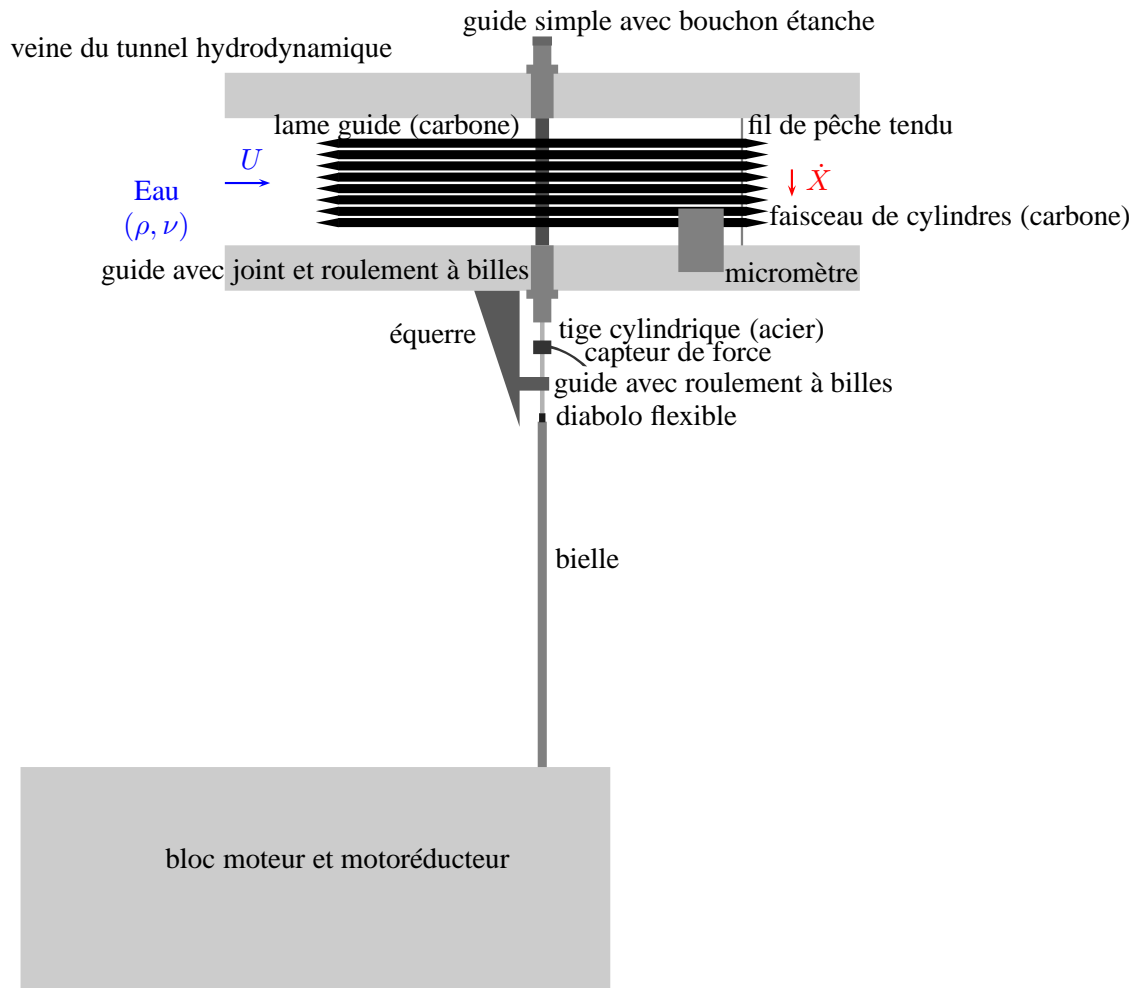
Dans une première partie, on explique la géométrie du montage expérimental, le système permettant de faire osciller le faisceau et le système de mesure. Dans une deuxième partie, on détaille le calcul des coefficients de masse ajoutée et d'amortissement à partir des mesures de force latérale et de déplacement du faisceau. En troisième partie, on caractérise le système en air afin de valider l'utilisation de la tête d'impédance dans la gamme de forces mesurées et de connaître l'amplitude de la force de frottement créée par le système de guidage. On étudie dans une quatrième partie le système en eau avec tout d'abord les signaux temporels qui permettent ensuite de calculer les coefficients d'amortissement et de masse ajoutée. La variation des signaux temporels de force latérale avec la fréquence et la vitesse d'écoulement est en particulier caractérisée. Enfin, les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement sont tracés en fonction des paramètres caractéristiques du problème : la vitesse de l'écoulement axial, le ratio entre la vitesse d'écoulement et la vitesse d'oscillation et l'angle apparent de l'écoulement. L'étude de ces coefficients permet de proposer un modèle de force fluide latérale pour le faisceau de cylindres.

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Montage expérimental . . . . .</b>	<b>89</b>
6.1.1	Description générale du montage . . . . .	89
6.1.2	Géométrie du faisceau de cylindres . . . . .	90
6.1.3	Motoréducteur . . . . .	92
<b>6.2</b>	<b>Système de mesure . . . . .</b>	<b>93</b>
6.2.1	Mesures de forces . . . . .	93
6.2.2	Mesures de déplacement . . . . .	93
6.2.3	Mesures de vitesse d'écoulement . . . . .	93
<b>6.3</b>	<b>Traitement des signaux temporels de force et de déplacement . . . . .</b>	<b>94</b>
6.3.1	Signaux de déplacement . . . . .	94
6.3.2	Décomposition de la force en termes élémentaires . . . . .	95
<b>6.4</b>	<b>Caractérisation du montage expérimental en air . . . . .</b>	<b>97</b>
6.4.1	Signaux de force du faisceau en air . . . . .	97
6.4.2	Force de frottement en air . . . . .	99
6.4.3	Réponse inertielle du système en air . . . . .	99
<b>6.5</b>	<b>Résultats en eau sous écoulement . . . . .</b>	<b>100</b>
6.5.1	Forces temporelles s'exerçant sur un faisceau de cylindres . . . . .	100
6.5.2	Coefficients de masse ajoutée . . . . .	106
6.5.3	Coefficients d'amortissement . . . . .	107
6.5.4	Synthèse des résultats sur la force normale s'exerçant sur le faisceau de cylindres	110
<b>6.6</b>	<b>Discussion et Conclusion . . . . .</b>	<b>113</b>

---



**Fig. 6.1** – Schéma du montage permettant de faire osciller un faisceau de  $8 \times 5$  cylindres et notations.

## 6.1 Montage expérimental

### 6.1.1 Description générale du montage

Le montage expérimental permet de faire osciller à basses fréquences un faisceau rigide de  $n_{cyl} = 40$  cylindres et de mesurer simultanément la force latérale et le déplacement du faisceau. Un schéma général présente les différentes parties du montage expérimental en figure 6.1.

Le faisceau de cylindres est placé dans la veine du tunnel hydrodynamique et est soumis à un écoulement axial d'eau de vitesse  $U$  variant entre 0.65 et 5.2 m/s. Il est maintenu dans la veine par une lame carbone de 13 mm de largeur et de 1.9 mm d'épaisseur passant à travers la rangée centrale de cylindres. La lame carbone est guidée en haut et en bas de la veine par deux passages étanches. Le guide supérieur

consiste en une fente de taille légèrement supérieure à la lame carbone et est fermé en haut par un bouchon étanche. La partie inférieure de la lame carbone est reliée à une tige en acier de 5 mm de diamètre. Le guide inférieur est composé d'une fente rectangulaire similaire à la fente du guide supérieur prolongée par un guide circulaire avec des roulements à billes qui permettent de guider la tige circulaire en limitant les frottements. Un joint circulaire est positionné à la suite du roulement et garantit l'étanchéité.

A l'extérieur du guide inférieur, un capteur de force est fixé à la tige en acier. La partie inférieure du capteur est reliée à une tige en acier identique à la tige supérieure et guidée par un roulement positionné dans l'alignement de la tige par une équerre. L'oscillation sinusoïdale du faisceau est obtenue en reliant la tige d'acier à une bielle de 1 m de longueur fixée sur l'axe du système de motoréducteur. Ce système, qui permet de faire osciller le faisceau à basses fréquences, sera décrit ultérieurement avec plus de précisions. La bielle, lorsqu'elle est suffisamment longue, sert à passer d'un mouvement de rotation elliptique en sortie du système de motoréduction à un mouvement de translation verticale à l'autre extrémité de la bielle. La bielle étant de longueur finie, on place un petit diabolo en caoutchouc entre l'extrémité de la bielle et la tige d'acier pour rattraper les petits déplacements latéraux.

Lorsque le faisceau est placé dans un écoulement, sa position centrée dans la veine dans la direction latérale n'est pas stable. A cause de la faible raideur de torsion de la lame carbone, le faisceau se met alors en travers de la veine ce qui augmente les frottements de la lame dans le guide et ne permet pas de mesurer des efforts fluides. Pour remédier à ce phénomène, on place deux fils de pêche tendus au niveau des pointes avales du faisceau pour ne pas perturber l'écoulement dès l'amont. On assure ainsi la stabilité du montage, même aux grandes vitesses d'écoulement axial.

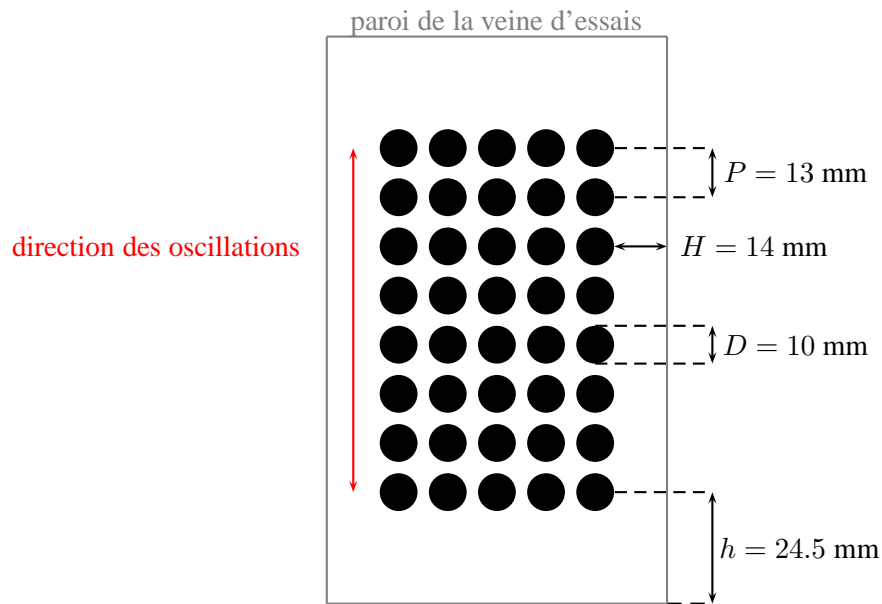
### 6.1.2 Géométrie du faisceau de cylindres

Le faisceau de 40 cylindres de carbone est organisé en un réseau rectangulaire de  $5 \times 8$  cylindres. Les cylindres ont un diamètre  $D = 10$  mm et une longueur  $L = 0.564$  m. Les deux extrémités des cylindres sont en forme de cônes de 30 mm de long pour limiter les effets de bords aux extrémités du faisceau. Les pointes du cylindre mesurent 40 mm (correspondant à la partie conique de 30 mm et une partie cylindrique de 10 mm) et sont vissées sur le corps cylindrique du cylindre. L'espace inter-cylindre dans le faisceau est de 3 mm, la taille totale du faisceau est ainsi de 62 mm en largeur, 101 mm en hauteur et 530 mm en longueur. On rappelle que la section du tunnel de hydrodynamique est  $S = 90 \text{ mm} \times 150 \text{ mm}$ , le by-pass sur le côté du faisceau est donc de  $H = 14$  mm sur la largeur et  $h = 24.5$  mm en hauteur (figure 6.2).

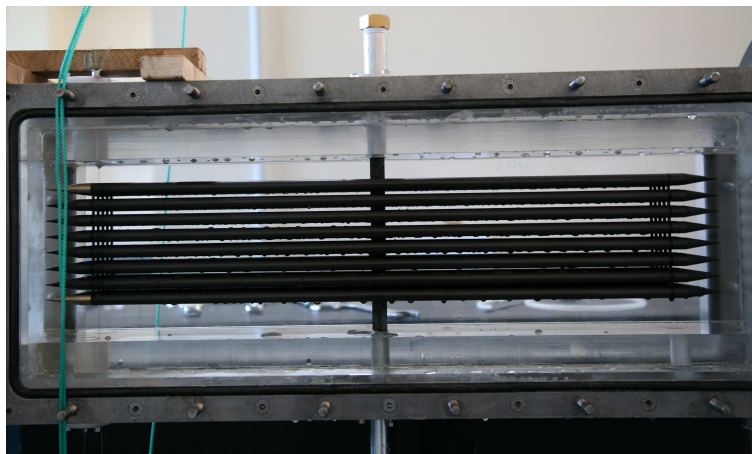
Pour assurer la stabilité du faisceau deux fils de pêche ont été tendus verticalement à l'aval du cylindre et affleurent la première rangée de cylindre à l'intérieur du faisceau comme le montre la figure 6.3(b). Comme on peut le voir dans cette même figure, les premières pointes des premières rangées ont été remplacées par des pointes en bronze marine afin de limiter les frottements.

Les cylindres sont maintenus par des grilles en carbone de 2 mm d'épaisseur et situées à 40 mm des extrémités amonts et avales des cylindres. Les grilles sont visibles en figure 6.4 et ont été conçues de manière à perturber le moins possible l'écoulement dans le faisceau. Les pointes des cylindres sont





**Fig. 6.2** – Coupe latérale : faisceau de cylindres dans la veine d'essais et dimensions caractéristiques.



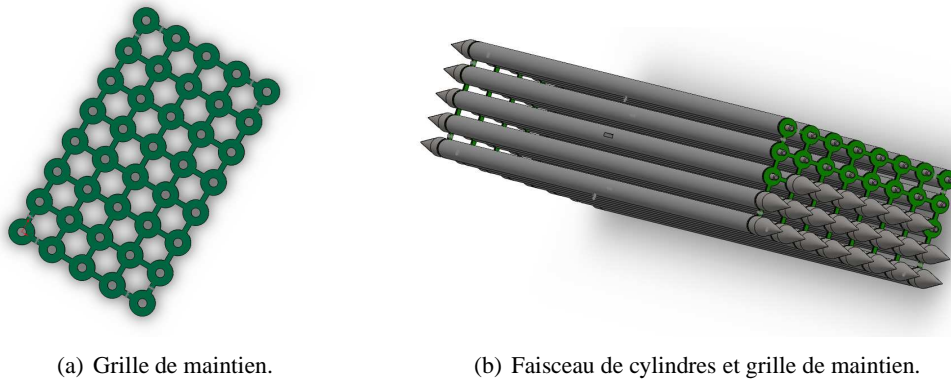
(a) Faisceau de cylindres, vue de face.



(b) Faisceau de cylindres, détail à l'aval du faisceau.

**Fig. 6.3** – Faisceau de  $5 \times 8$  cylindres dans la veine d'essais.

dévisser et les grilles sont intercalées entre le corps du cylindre et les pointes. Les grilles ont été usinées dans une plaque de carbone de 2 mm d'épaisseur et leur forme reprend la forme du faisceau en laissant une lame de carbone de 1 mm de large pour relier les cylindres entre eux. Des trous ont été percés sur l'axe des cylindres pour pouvoir visser la pointe au corps du cylindre à travers la grille (figure 6.4a). Une fois la grille montée et les cylindres vissés, seules les petites lames de carbones peuvent perturber



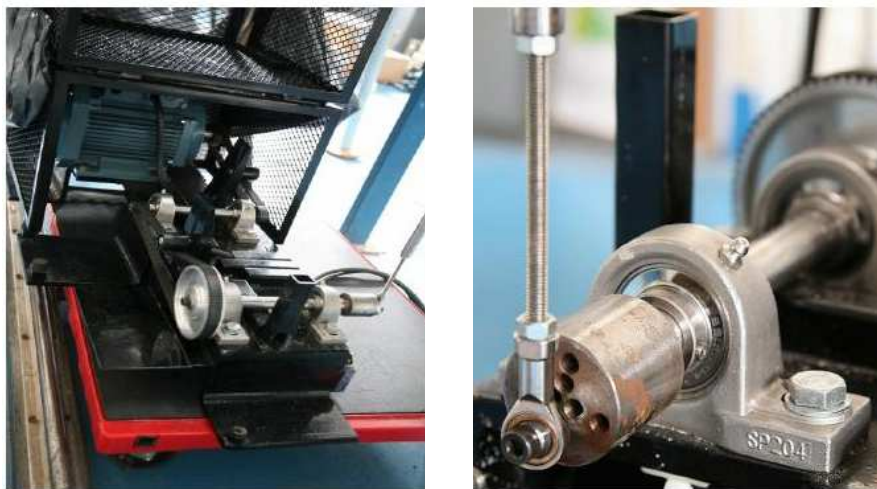
(a) Grille de maintien.

(b) Faisceau de cylindres et grille de maintien.

**Fig. 6.4** – Faisceau de  $5 \times 8$  cylindres et grille de maintien.

l'écoulement dans l'espace inter-cylindres (figure 6.4b). Ce système de grille où les cylindres sont vissés garantit la rigidité du faisceau et permet ainsi d'éviter les vibrations des cylindres.

### 6.1.3 Motoréducteur



(a) Motoréducteur à poulies et courroies crantées.

(b) Fixation du bas de la bielle avec excentricité variable pour changer l'amplitude d'oscillation.

**Fig. 6.5** – Système d'entraînement du faisceau : moteur, réducteur et bielle (Source photos : rapport de stage de Fanny Depaix).

Un système motoréducteur permet de faire osciller le faisceau de cylindres. Il est composé d'un moteur électrique relié à un système de réduction constitué de poulies (figure 6.5a). La fréquence d'oscilla-

tion peut être changée en faisant varier la vitesse du moteur avec un variateur ou le rapport de réduction des poulies. L'amplitude d'oscillation est quant à elle réglée en changeant l'excentricité de la bielle par rapport à l'axe de rotation. Dans les expériences réalisées, l'excentricité est réglé de manière à obtenir des amplitudes de déplacement vertical à l'extrémité de la bielle de 2.7 mm, 5.4 mm, 7.5 mm et 16.0 mm.

## 6.2 Système de mesure

### 6.2.1 Mesures de forces

La force dans la direction des oscillations est mesurée par un capteur de force Brüel & Kjær de type 8001. Le capteur est monté à l'extérieur de la veine entre la bielle et l'extrémité de la tige ronde de guidage. On mesure ainsi les efforts subis par le montage au-dessus du capteur. Le capteur se comporte comme un passe-haut : il ne mesure ni les efforts instationnaires de fréquence inférieure à 3 Hz, ni les efforts statiques. Les fréquences d'oscillation du faisceau dans les expériences réalisées sont en conséquence toujours supérieures à 3 Hz.

Le capteur étant situé à l'extérieur de la veine, la force dynamique mesurée  $F_N$  est la somme des forces fluides inertielles  $F_{N,f}^{iner}$  et d'amortissement  $F_{N,f}^{diss}$  dans la direction des oscillations, de la force d'inertie du faisceau et de la lame  $F_{N,s}^{iner}$  et des forces de frottement au niveau des guides  $F_{N,s}^{diss}$  (équation 6.1).

$$F_N = F_{N,f}^{iner} + F_{N,f}^{diss} + F_{N,s}^{iner} + F_{N,s}^{diss}, \quad (6.1)$$

Le post-traitement des signaux temporels de force est détaillé dans le paragraphe 6.3.2.

### 6.2.2 Mesures de déplacement

Les expériences sont réalisées à des fréquences inférieures à 10 Hz, ce qui correspond à de très basses fréquences. On a donc renoncé à utiliser l'accéléromètre du capteur de force. On se sert à la place d'un micromètre optique pour mesurer directement le déplacement du faisceau. Ce système a déjà été utilisé auparavant dans l'expérience du cylindre oscillant librement en écoulement axial et est décrit dans le paragraphe 3.1.1.

Des mesures de déplacement réalisées avec deux micromètres, l'un à l'amont et l'autre à l'aval du faisceau, ont montré l'absence de déphasage entre l'amont et l'aval du faisceau. Le faisceau a donc uniquement un mouvement de translation. Dans les expériences, on se sert donc d'un seul micromètre, placé à l'aval du faisceau, pour mesurer le signal de déplacement.

### 6.2.3 Mesures de vitesse d'écoulement

La vitesse de l'écoulement est mesurée à l'entrée de la veine par un débitmètre. La vitesse de l'écoulement  $U$  au niveau du faisceau, qui est différente de la vitesse  $U_i$  mesurée à l'entrée de la veine à cause de l'obstruction d'une partie de la veine par le faisceau, est estimée par un calcul de conservation du

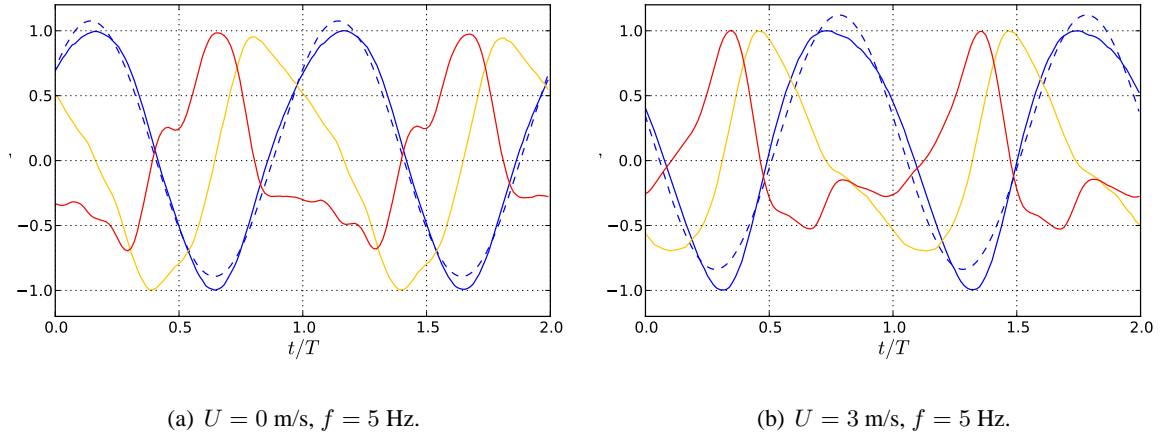
débit :

$$U = U_i \frac{S_i}{S_f}, \quad (6.2)$$

où  $S_i$  est la section de la veine à l'entrée et  $S_f$  la surface de fluide dans une section où le faisceau est présent. On établit ainsi la relation  $U = 1.3U_i$ . La gamme de vitesses d'écoulement des expériences est  $U = 0.65 - 5.2$  m/s

## 6.3 Traitement des signaux temporels de force et de déplacement

### 6.3.1 Signaux de déplacement



**Fig. 6.6** – Déplacement, vitesse et accélération du faisceau de cylindres en fonction du temps pour une amplitude d'oscillation  $A \sim 5.4$  mm, une fréquence d'oscillation  $f = 5$  Hz dans le cas où le faisceau est immergé dans le fluide au repos ( $U = 0$  m/s) et dans le cas où la vitesse de l'écoulement axial est  $U = 3$  m/s. (---) Sinusoïde approchant le mieux le déplacement mesuré, (—) déplacement du faisceau  $X/A$  mesuré, (—) vitesse du faisceau  $\dot{X}/(A2\pi f)$  calculée à partir du signal de déplacement et (—) accélération du faisceau  $\ddot{X}/(A(2\pi f)^2)$  calculée à partir de la vitesse.

Le système de bielle manivelle permet d'imposer une oscillation verticale sinusoïdale au faisceau de cylindres. Cependant, la pièce de liaison entre la bielle et la tige reliée à la lame guide du faisceau est un diabololo en caoutchouc qui présente une élasticité en traction et modifie le déplacement imposé au faisceau, qui ne peut plus être assimilé à une sinusoïde. Cet effet est d'autant plus visible que les efforts latéraux sont importants, c'est-à-dire lorsque la fréquence ou encore, comme le montre la figure 6.6, la vitesse de l'écoulement axial augmentent. Les déplacements du faisceau mesurés à 5 Hz pour le faisceau oscillant en eau stagnante (figure 6.6a) ou dans un écoulement axial de vitesse  $U = 3$  m/s (figure 6.6b) sont comparés à une sinusoïde de même fréquence dont l'amplitude et le déphasage sont ajustés par une

méthode de moindres carrés. La différence entre le signal de déplacement et la sinusoïde approchant au mieux le signal de déplacement est significative.

Le signal de déplacement mesuré ne pouvant être assimilé à une sinusoïde, il est nécessaire de le dériver en chaque point pour obtenir les signaux de vitesse et d'accélération. Ceci est réalisé en interpolant le signal de déplacement sur 20 points autour du point pour lequel l'on cherche la dérivée par un spline et en prenant les dérivées première et seconde de ce spline. Les signaux de vitesse et d'accélération ainsi obtenus sont tracés en figure 6.6 : on observe que les faibles écarts à la sinusoïde de référence sont amplifiés lors des dérivations successives et que la vitesse et l'accélération ne peuvent plus du tout être assimilées à des sinusoïdes. Une vérification de ce résultat a été réalisée en reconstituant le signal de déplacement par une série de Fourier tronquée : on ne garde que les 6 premiers termes de la série de Fourier. En dérivant ce signal, on retrouve les mêmes signaux de vitesse et d'accélération que ceux trouvés par dérivation en chaque point. Les signaux de vitesse et d'accélération sont utilisés dans le calcul des composantes d'inertie et d'amortissement du signal de force détaillé dans le paragraphe suivant.

Le caractère non sinusoïdal des signaux de déplacement remet en question la définition des paramètres que sont l'amplitude et la fréquence d'oscillation. On définit alors l'amplitude d'oscillation comme la différence entre la valeur maximale et la valeur minimale du déplacement sur une période. Ceci permet de tenir compte de la modification de l'amplitude et de la dissymétrisation du signal de déplacement pour les grandes amplitudes de force mesurées. Le signal de déplacement contient des fréquences multiples de la fréquence fondamentale d'oscillation, mais on garde comme valeur de la fréquence la valeur de la fréquence fondamentale, donnée par la période de forçage. Pour la suite de l'étude, on définit plusieurs paramètres à partir de l'amplitude d'oscillation  $A$ , de la fréquence  $f$  et de la vitesse de l'écoulement axial  $U$  :

- l'amplitude de la vitesse d'oscillation  $A2\pi f$ ,
- le rapport entre la vitesse de l'écoulement axial et l'amplitude de la vitesse d'oscillation  $\frac{U}{A2\pi f}$
- l'angle maximal  $\alpha_{max}$  entre la somme des vitesses latérale et axiale et l'axe du faisceau de cylindres (équation 6.3).

$$\alpha_{max} = \text{atan} \left( \frac{2\pi f A}{U} \right) \quad (6.3)$$

Le paramètre  $\alpha_{max}$ , inspiré de l'angle  $\alpha$  défini pour le cas du cylindre non confiné étudié dans les parties I et II, sera utilisé pour décrire les variations des coefficients d'amortissement et de masse ajoutée.

### 6.3.2 Décomposition de la force en termes élémentaires

Pour identifier les forces d'inertie et de dissipation fluides, on choisit une décomposition inspirée du modèle de Païdoussis. La validité de cette décomposition sera vérifiée et discutée ultérieurement. Dans l'expérience réalisée, la force latérale mesurée est la somme des forces fluides, de la force d'inertie du système et des frottements dus au système de guidage (équation 6.1). Plusieurs choix sont nécessaires afin d'identifier ces différentes composantes :

1. la force de frottement est proportionnelle à la vitesse latérale d'oscillation :  $F_{N,s}^{diss} = C_{frott}\dot{X}$ ,
2.  $C_{frott}$  est indépendant de la vitesse de l'écoulement axial  $U$ , est peut donc être déterminé à partir des mesures en air,
3. on garde le formalisme classique pour les forces fluides d'une masse ajoutée proportionnelle à l'accélération et d'une force de dissipation bilinéaire par rapport à la vitesse d'oscillation et à la vitesse de l'écoulement axial.

La force normale totale s'écrit alors sous la forme suivante :

$$F_N = \underbrace{M\ddot{X} + C_{frott}\dot{X}}_{\text{déduit du montage en air}} + \underbrace{C_a\rho\pi\frac{D^2}{4}Ln_{cyl}\ddot{X} + \frac{1}{2}\rho DLn_{cyl}CU\dot{X}}_{\text{déduit du montage en eau}}. \quad (6.4)$$

La force normale totale contient ainsi deux termes en phase avec la vitesse, le terme de frottement de la lame dans le guide et le terme d'amortissement fluide, et deux termes en phase avec l'accélération, l'inertie du système et le terme de masse ajoutée. Les coefficients relatifs à ces quatre termes doivent être identifiés à partir des mesures en air et en eau.

On a vu dans le paragraphe précédent que la vitesse et l'accélération du faisceau sont connues par dérivation du signal de déplacement mesuré par le micromètre optique. Les termes de la force normale en phase avec la vitesse et l'accélération peuvent alors être identifiés par une méthode de moindres carrés. A cet effet, on définit l'erreur  $e$  entre le signal de force mesuré  $F_N^{exp}$  et le signal de force reconstruit en sommant la composante de force proportionnelle à l'accélération  $F_N^{iner} = a_1\ddot{X}$  et celle proportionnelle à la vitesse  $F_N^{exp} = a_2\dot{X}$  (équation 6.5).

$$e^2 = \sum_{i=1}^N \left( F_{N_i}^{exp} - [a_1\ddot{X}_i + a_2\dot{X}_i] \right)^2, \quad (6.5)$$

où l'indice  $i$  représente les points mesurés à l'instant  $t_i$ . On cherche les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  qui minimisent le carré de l'erreur  $e^2$  (équation 6.6).

$$\frac{\partial e^2}{\partial a_i} = 0, \quad i = 1, 2 \quad (6.6)$$

On résout ainsi le système linéaire suivant :

$$\begin{aligned} \ddot{X} \cdot F_N^{exp} &= a_1 \ddot{X} \cdot \ddot{X} + a_2 \dot{X} \cdot \ddot{X} \\ \dot{X} \cdot F_N^{exp} &= a_1 \dot{X} \cdot \ddot{X} + a_2 \dot{X} \cdot \dot{X}, \end{aligned} \quad (6.7)$$

où les vecteurs en gras représentent les grandeurs de force, vitesse ou accélération telle que la  $i^{ième}$  composante corresponde à la valeur de la grandeur à l'instant  $t_i$ . Les coefficients  $a_1$  et  $a_2$  sont ainsi calculés pour chaque signal de force mesuré.

On rappelle que pour toute mesure sous écoulement, on mesure les forces fluides mais également l'inertie du système ainsi que la dissipation liée au frottement. Pour identifier les forces fluides, on effectue pour chaque fréquence et chaque amplitude d'oscillation des mesures d'effort à vide (en air) en

laissant un léger fond d'eau dans la veine pour que le joint du guidage inférieur reste en eau. On identifie ainsi la masse du système  $M = a_1^{air}$  et le coefficient de frottement  $C_{frott} = a_2^{air}$  mesurés par le capteur. La caractérisation complète du montage en air est présentée en partie 6.4. Dans les mesures en eau, le coefficient de masse ajoutée  $C_a$  est ainsi déduit du coefficient d'inertie en retirant l'inertie du faisceau à la force d'inertie totale mesurée et le coefficient de dissipation en écoulement  $C$  en retirant le frottement de la lame (équations 6.8).

$$\begin{aligned} C_a &= \frac{1}{\rho \pi \frac{D^2}{4} L n_{cyl}} \left( a_1^{eau}(f, U) - a_1^{air}(f) \right) \\ C &= \frac{1}{\frac{1}{2} \rho D L n_{cyl} U} \left( a_2^{eau}(f, U) - a_2^{air}(f) \right), \end{aligned} \quad (6.8)$$

Dans la partie 6.4, on présente les efforts mesurés en air et l'identification des coefficients d'inertie et de frottement associés. En partie 6.5, on s'intéressera aux efforts en écoulement et aux coefficient de forces fluides : les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement.

## 6.4 Caractérisation du montage expérimental en air

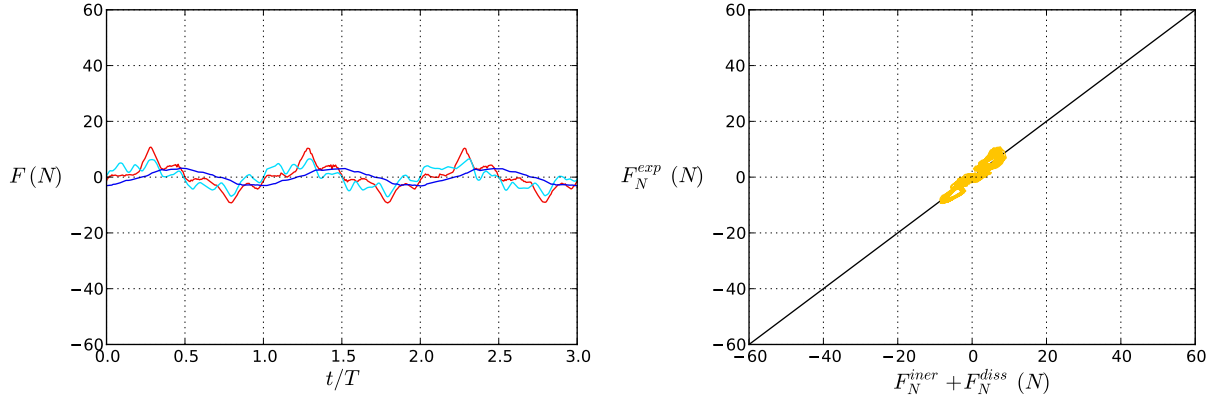
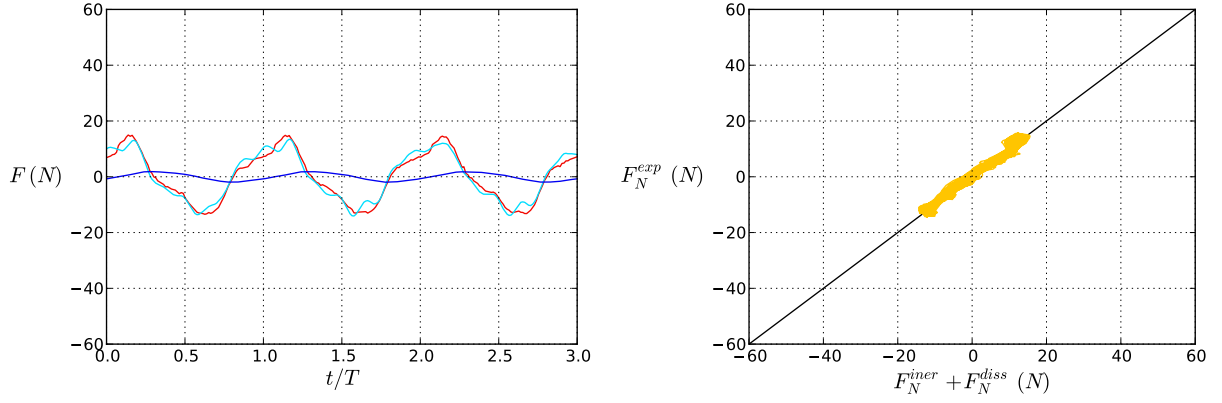
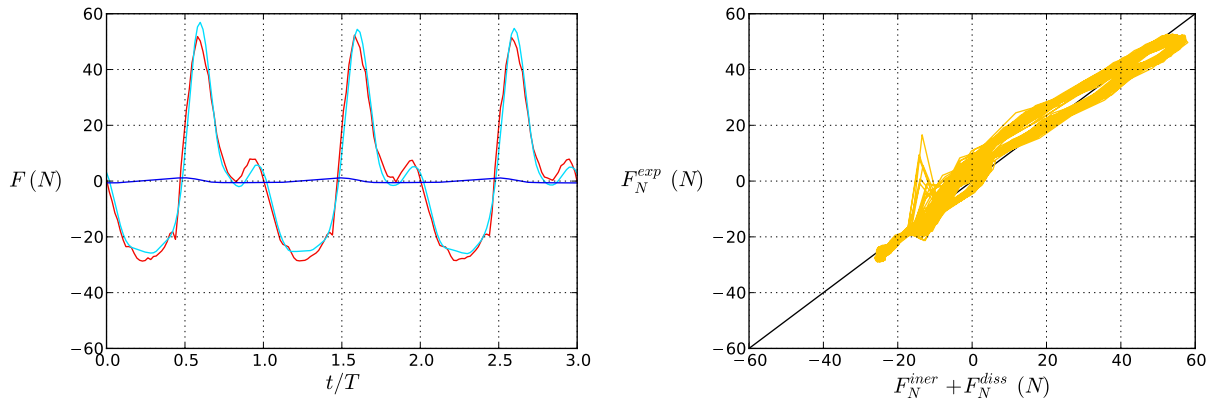
### 6.4.1 Signal de force du faisceau en air

En air, la force normale mesurée correspond à la somme de la force d'inertie du système ainsi que des frottements (équation 6.9).

$$F_N = M\ddot{X} + C_{frott}\dot{X} \quad (6.9)$$

La figure 6.7 montre à gauche les efforts latéraux mesurés ainsi que leurs composantes d'inertie et de frottement et à droite les efforts mesurée expérimentalement en fonction de la force obtenue en sommant les composantes d'inertie et de dissipation. Les graphiques de gauche permettent ainsi de voir la part de l'inertie et du frottement dans la force totale mesurée tandis que les graphiques de droite permettent d'évaluer la pertinence de la décomposition de la force en un terme en phase avec la vitesse et un terme en phase avec l'accélération du faisceau. Les mesures présentées ont été effectuées pour des fréquences d'oscillation de 3, 5 et 7 Hz et une amplitude d'oscillation de 5.5 mm.

On observe que les efforts s'appliquant sur le système en air sont dominés par l'inertie du système dès que la fréquence d'oscillation est supérieure à 3 Hz. De plus, la forme du signal de force peut être très différente d'une sinusoïde, notamment pour les fréquences supérieures à 5 Hz, ce qui n'empêche pas la bonne reconstruction du signal. La dérivation du signal de déplacement permet donc une très bonne évaluation de l'accélération du faisceau. Pour les trois fréquences, les figures représentant le signal de force expérimental en fonction du signal de force reconstruit en sommant la composante d'inertie et la composante de frottement montrent que la courbe suit une droite de pente 1, ce qui indique que le choix d'une décomposition du signal de force en un terme proportionnel à la vitesse d'oscillation et un terme proportionnel à l'accélération est pertinent.

(a) Air,  $f = 3$  Hz.(b) Air,  $f = 5$  Hz.(c) Air,  $f = 7$  Hz.

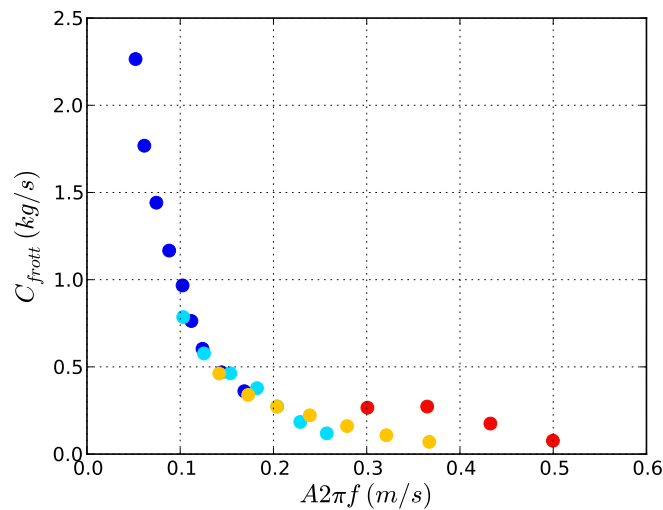
**Fig. 6.7** – Force latérale s'exerçant sur le faisceau de cylindres en fonction du temps du système en air, pour une amplitude d'oscillation  $A \sim 5.5$  mm et des fréquences d'oscillation  $f = 3.0$ ,  $5.0$  et  $7.0$  Hz. (—) Force mesurée par le capteur de force, (—) composante d'inertie, (—) composante de frottement, (—) force mesurée expérimentalement en fonction de la force totale reconstruite en sommant les termes d'inertie et de frottement.



Les mesures temporelles présentées dans cette partie ont été répétées pour différentes fréquences et amplitudes d'oscillation. A chaque mesure, les coefficients des termes d'inertie  $M_{exp}$  et de frottement  $C_{frott}$  sont identifiés. Les deux paragraphes suivants présentent les variations de ces coefficients avec la fréquence et l'amplitude.

### 6.4.2 Force de frottement en air

La figure 6.8 montre l'évolution du coefficient de frottement  $C_{frott}$  en fonction de l'amplitude de la vitesse d'oscillation  $A2\pi f$ . On observe une décroissance du coefficient de frottement avec l'amplitude de la vitesse d'oscillation. De plus, les résultats des expériences réalisées à différentes amplitudes ou fréquences se superposent, ce qui signifie que l'amplitude de la vitesse d'oscillation est un bon paramètre pour décrire le frottement.



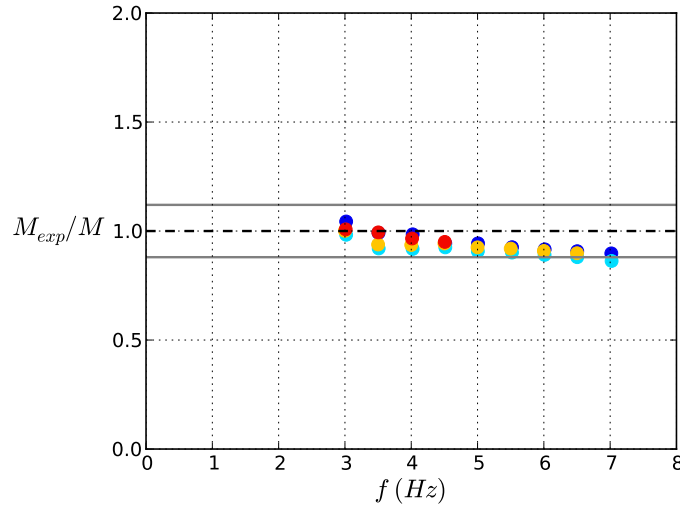
**Fig. 6.8** – Coefficient de frottement  $C_{frott}$  en fonction de l'amplitude de la vitesse d'oscillation  $A2\pi f$ . Mesures effectuées sur le système en air. (•)  $A = 2.7 \text{ mm}$ , (•)  $A = 5.4 \text{ mm}$ , (•)  $A = 7.5 \text{ mm}$  et (•)  $A = 16.0 \text{ mm}$ .

Il n'y a pas de loi simple pour décrire la décroissance du coefficient de frottement avec l'amplitude de la vitesse d'oscillation, ce qui suggère que les effets de frottements sont complexes. Le choix d'un frottement proportionnel à la vitesse d'oscillation ne permet probablement pas une représentation fidèle des effets de frottements. On reviendra sur l'intérêt d'une telle représentation dans le paragraphe 6.5.3 où l'amplitude des frottements de la lame est comparée à la dissipation mesurée en écoulement.

### 6.4.3 Réponse inertielle du système en air

Pour le système en air, la masse du système déduite des mesures de force est donc directement égale au coefficient de proportionnalité entre la partie de la force en phase avec l'accélération et l'accélération.

On trace en figure 6.9 le rapport entre la masse du système  $M_{exp}$  déduite des mesures de force et la masse réelle du système  $M$ . On observe ainsi que le capteur mesure effectivement l'inertie du système, ce qui n'était pas une évidence étant donné la gamme des efforts mesurés. On remarque également que la précision du capteur dépend de la fréquence et est indépendante de l'amplitude des oscillations. Contrairement à ce qui était attendu, le capteur donne de meilleurs résultats à basse fréquence. On suppose que cet effet est non pas dû au capteur mais au système amplificateur. A partir de ces résultats, on valide l'utilisation du capteur de force dans la gamme de fréquence et d'effort de l'expérience et on estime sa précision à 12%.

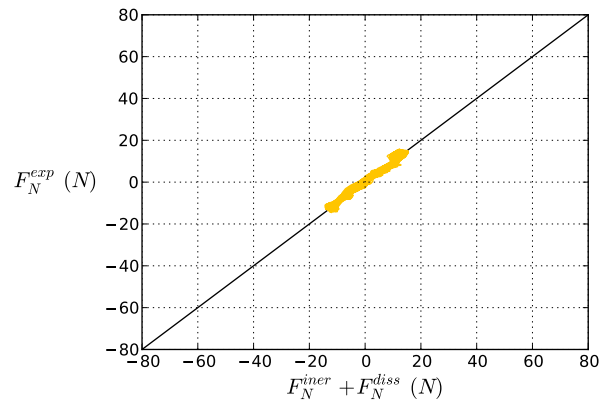
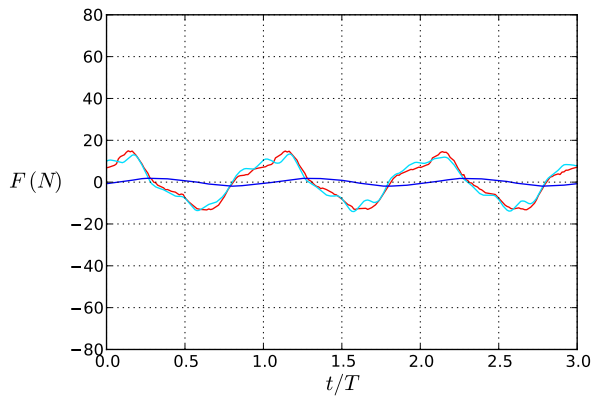
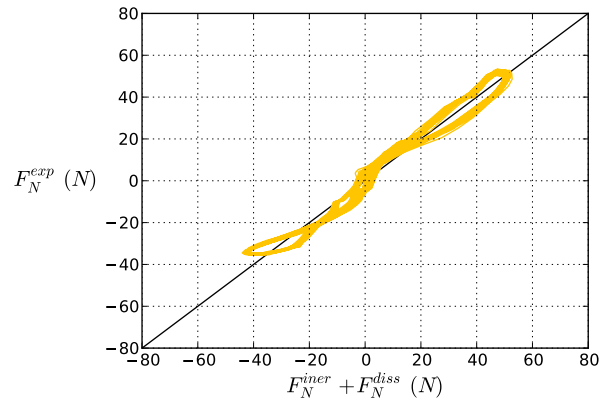
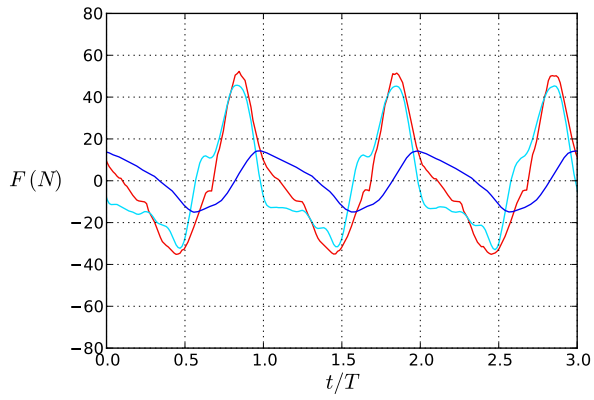
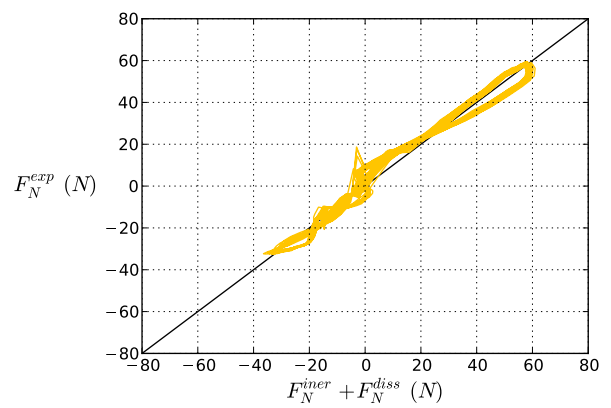
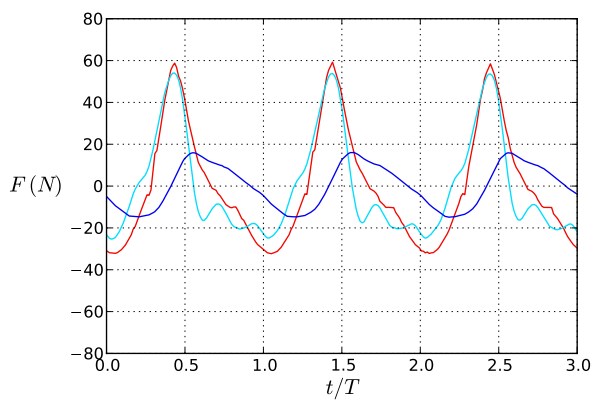


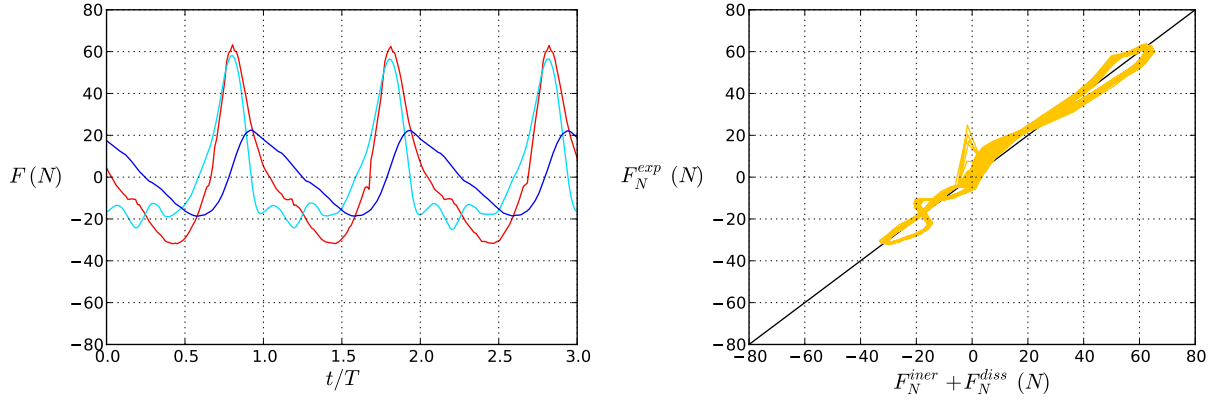
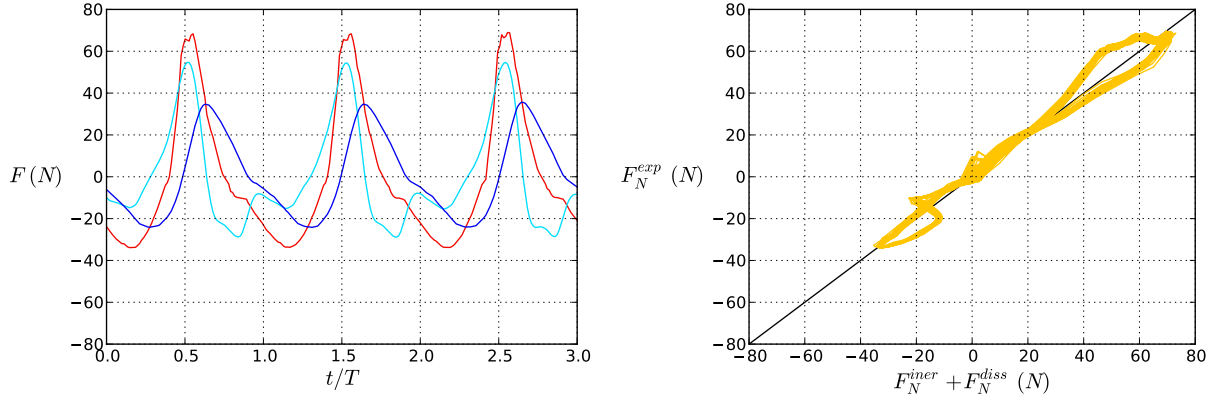
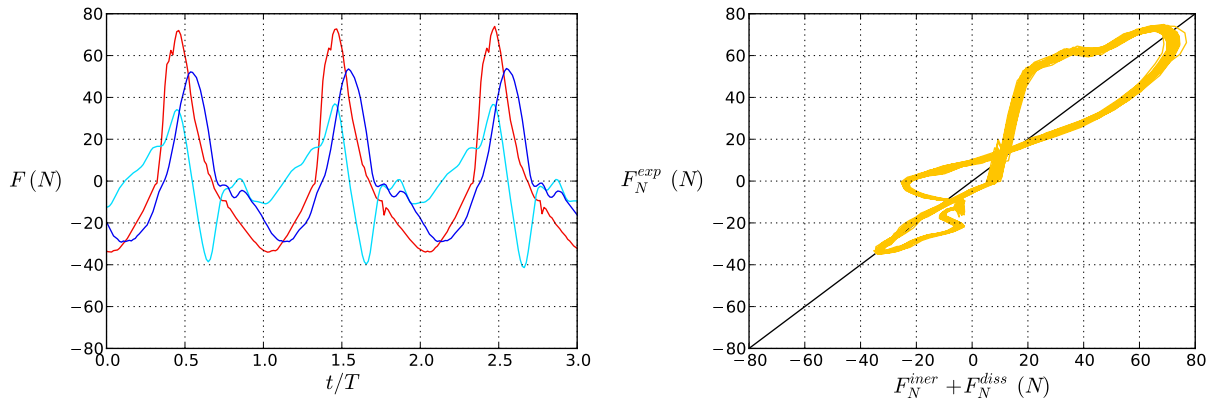
**Fig. 6.9** – Ratio entre la masse totale du système déduite de la force d'inertie  $M_{exp}$  et la masse réelle du système  $M$  en fonction de la fréquence d'oscillation  $f$ . Mesures effectuées sur le système en air. (---) Droite  $M_{exp}/M = 1.0$ , (—) droites  $1.0 \pm 12\%$ , (●)  $A = 2.7$  mm, (●)  $A = 5.4$  mm, (●)  $A = 7.5$  mm et (●)  $A = 16.0$  mm.

## 6.5 Résultats en eau sous écoulement

### 6.5.1 Forces temporelles s'exerçant sur un faisceau de cylindres

Les signaux temporels de force obtenus en sortie du capteur de force sont tracés en figure 6.10 pour le faisceau en air, en eau stagnante et pour différentes vitesses d'écoulement axial. Dans cette expérience, la fréquence d'oscillation est fixée à 5 Hz et l'amplitude à 5.5 mm. Les composantes d'inertie totale (correspondant à la somme de l'inertie du faisceau et de l'inertie due à la masse ajoutée) et dissipative totale (de frottement et d'amortissement fluide) de la force sont identifiées et tracées sur la même figure. A droite, le tracé du signal de force expérimental en fonction du signal reconstruit obtenu en sommant les composantes d'inertie et de dissipation totales permet de discuter la pertinence de la décomposition.

(a) Air,  $f = 5$  Hz.(b)  $U = 0$  m/s,  $f = 5$  Hz.(c)  $U = 1.3$  m/s,  $f = 5$  Hz.

(d)  $U = 2.6$  m/s,  $f = 5$  Hz.(e)  $U = 3.9$  m/s,  $f = 5$  Hz.(f)  $U = 5.2$  m/s,  $f = 5$  Hz.

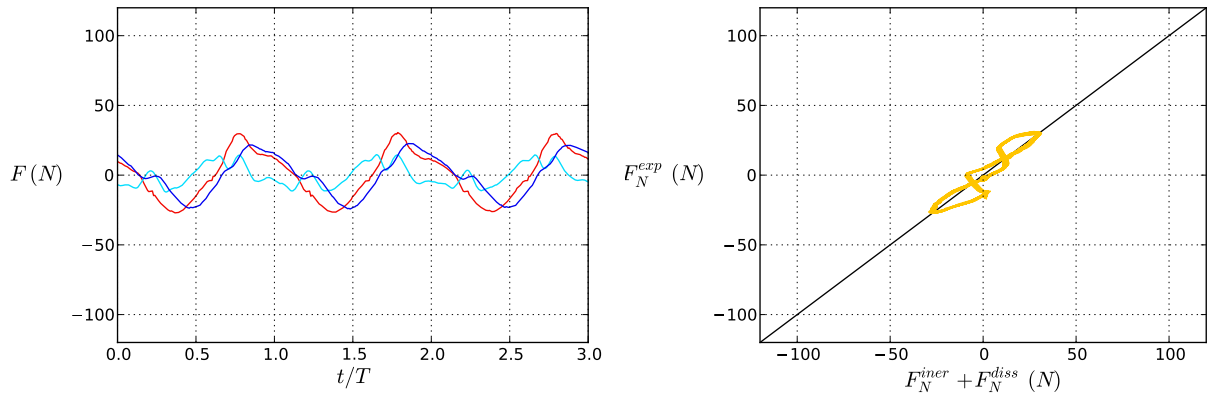
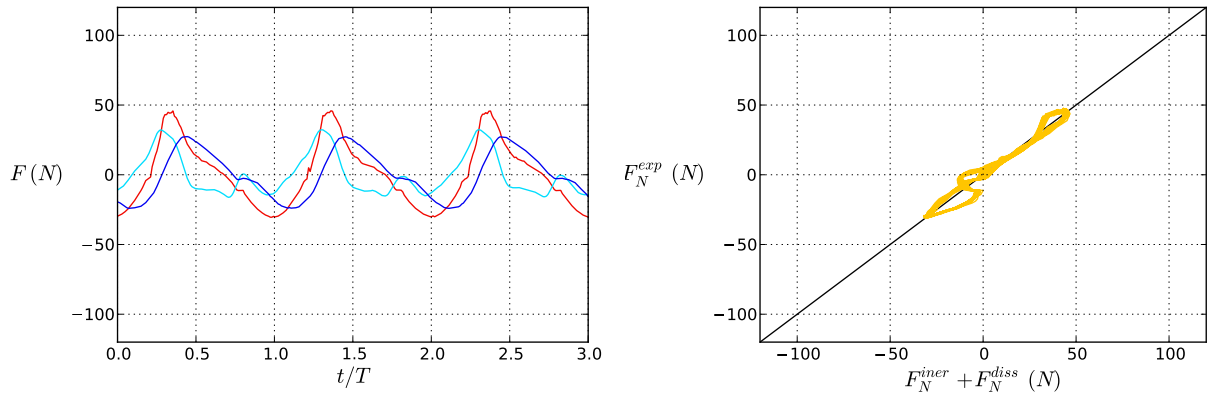
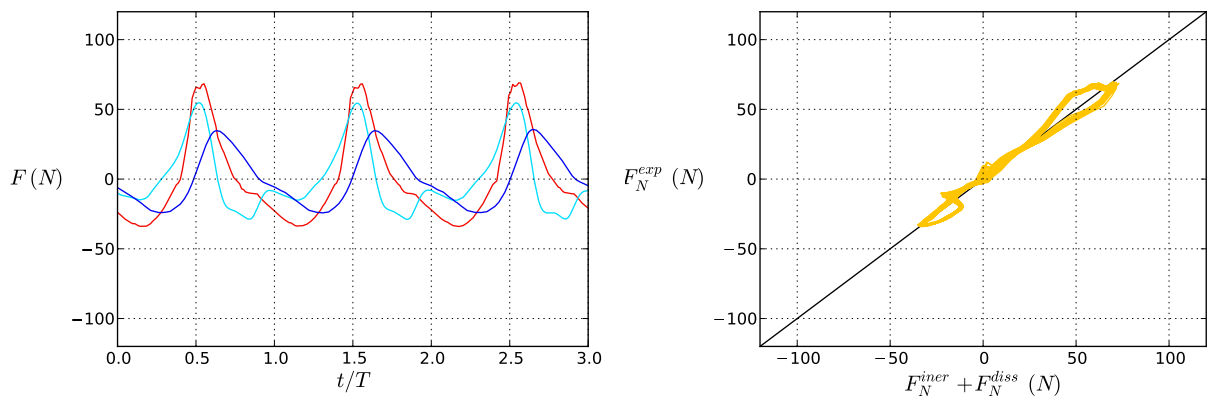
**Fig. 6.10** – Force latérale s'exerçant sur le faisceau de cylindres en fonction du temps pour une amplitude d'oscillation  $A \sim 5.4$  mm, une fréquence d'oscillation  $f = 5$  Hz et pour le montage en air, en eau sans vitesse axiale et en eau avec différentes vitesses d'écoulement. (—) Force mesurée par le capteur de force, (—) composante d'inertie, (—) composante d'amortissement, (—) force mesurée expérimentalement en fonction de la force totale reconstruite en sommant les termes d'inertie et d'amortissement.

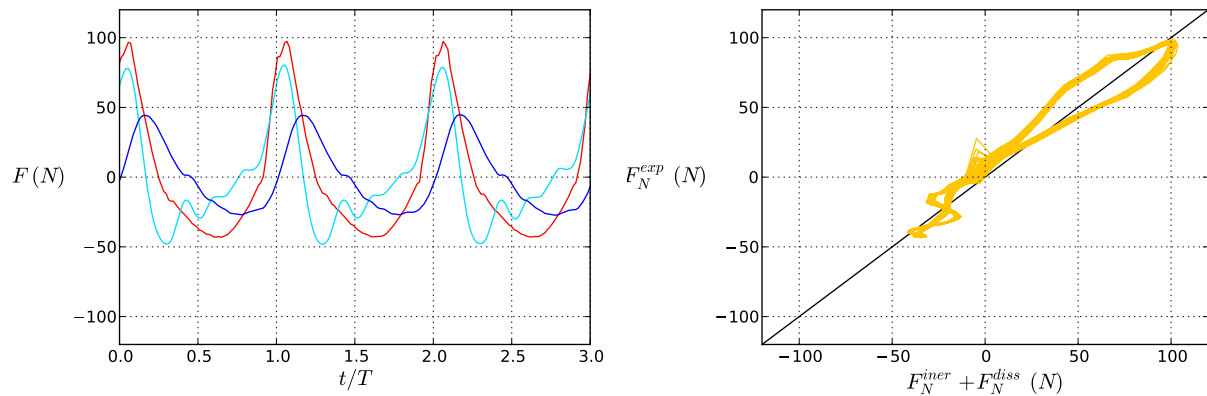
La force s'exerçant sur le faisceau de cylindres lorsque celui-ci oscille en air à 5 Hz (figure 6.10a) est principalement une force d'inertie, comme on l'a vu auparavant dans le paragraphe 6.4.1. La dissipation est due au frottement de la lame sur le guide. En eau stagnante (figure 6.10b), l'amplitude du signal de force est plus élevée : la masse ajoutée étant du même ordre que la masse du faisceau, l'amplitude de la partie inertielle de la force est plus que doublée. Le faisceau étant immergé dans de l'eau, la force d'amortissement fluide vient s'ajouter à la force de frottement de la lame sur le guide. Cette dernière étant très inférieure à la force d'amortissement fluide, on voit donc apparaître une importante augmentation de la composante de dissipation. Lorsque le faisceau oscille en écoulement axial (figures 6.10c, d, e et f), la composante de dissipation augmente fortement avec la vitesse de l'écoulement axial. On passe ainsi d'un signal de force principalement inertiel lorsque la vitesse de l'écoulement axial est faible à un signal de force de dissipation. En conséquence, le déphasage augmente entre le signal de force mesuré et sa composante d'inertie. Plus la vitesse de l'écoulement axial augmente, plus la lame carbone est plaquée dans le guide ce qui augmente les frottements. L'augmentation de la composante de dissipation avec la vitesse de l'écoulement est donc à la fois créée par l'amortissement fluide et par les frottements. On reviendra sur ce point dans le paragraphe 6.5.3.

Il est également important de noter que le signal de force est très bien décrit par la somme des termes de masse ajoutée et d'amortissement, comme on peut le voir dans les figures de gauche montrant la force mesurée en fonction de la force reconstruite. Cette représentation de la force normale avec une composante en phase avec l'accélération et une composante en phase avec la vitesse, inspirée des études réalisées sur le cas d'un unique cylindre oscillant, est donc pertinente pour le faisceau de cylindres. Seule la force mesurée pour une vitesse d'écoulement  $U = 5.2$  m/s, et présentée dans la figure 6.10(f) n'admet pas une bonne qualité de reconstruction. L'explication privilégiée est que pour des vitesses d'écoulement élevées, la force de traînée du faisceau est importante ce qui plaque la lame de carbone dans les guides. En conséquence, les frottements augmentent et ne sont pas forcément proportionnels à la vitesse du faisceau  $\dot{X}$  mais peuvent être de type créneau. La décomposition en termes proportionnels à l'accélération et à la vitesse n'est alors plus valable.

On a donc montré que pour des vitesses d'écoulement inférieures à 4 m/s, la décomposition choisie (équation 6.4) est pertinente et que l'amplitude de la composante de dissipation augmente avec la vitesse de l'écoulement axial. Pour la vitesse d'écoulement de  $U = 5.2$  m/s, probablement en raison d'une augmentation des frottements, la décomposition ne permet pas de représenter correctement la force mesurée.

La figure 6.11 montre, tout comme la figure précédente, le signal de force mesuré, les composantes d'inertie et d'amortissement ainsi que le signal de force reconstruit en sommant les deux composantes. On étudie cette fois la variation de la force avec la fréquence d'oscillation. L'amplitude d'oscillation est  $A \sim 5.5$  mm, la vitesse de l'écoulement axial  $U = 3.9$  m/s et la fréquence égale à 3, 4, 5 et 6 Hz. On observe une augmentation de la composante d'inertie avec la fréquence, ce qui est un résultat classique : l'inertie étant en phase avec l'accélération, elle augmente comme la fréquence au carré. On voit également une augmentation de la composante de dissipation, mais dans des proportions moindres.

(a)  $U = 3.9$  m/s,  $f = 3$  Hz.(b)  $U = 3.9$  m/s,  $f = 4$  Hz.(c)  $U = 3.9$  m/s,  $f = 5$  Hz.

(d)  $U = 3.9$  m/s,  $f = 6$  Hz.

**Fig. 6.11** – Force latérale s'exerçant sur le faisceau de cylindres en fonction du temps une vitesse d'écoulement  $U = 3.9$  m/s, une amplitude d'oscillation  $A \sim 5.5$  mm et des fréquences d'oscillation  $f = 3.0, 4.0, 5.0$  et  $6.0$  Hz. (—) Force mesurée par le capteur de force, (—) composante de dissipation, (—) composante d'inertie, (—) force mesurée expérimentalement en fonction de la force totale reconstruite en sommant les termes d'inertie et d'amortissement.

On passe ainsi d'un signal de force normale où la force est principalement due à la dissipation à  $f = 3$  Hz à un signal où l'inertie prédomine à  $f = 6$  Hz.

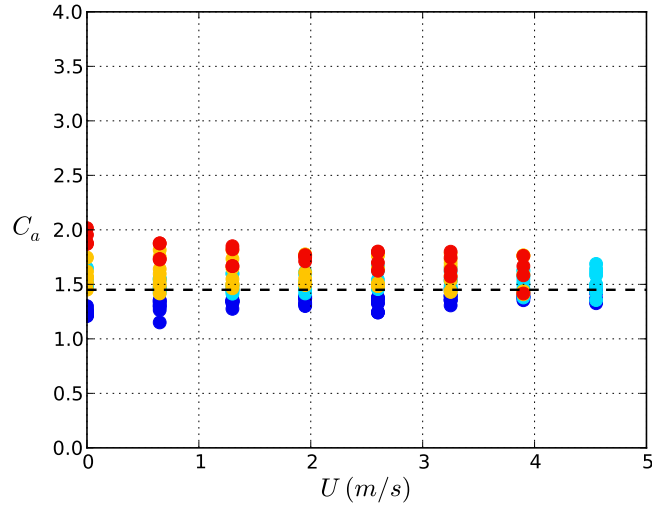
En résumé, l'étude des signaux temporels de force et de leurs composantes d'inertie et de dissipation réalisée dans cette partie a permis d'établir que :

- la décomposition de la force normale en une composante inertielle et une composante d'amortissement selon le modèle donné en équation 6.4 est pertinente dans la plupart des cas et avec des réserves en ce qui concerne les vitesses d'écoulement supérieures à 4 m/s,
- la dissymétrie du signal de force est due à la dissymétrie et au caractère non sinusoïdal du déplacement imposé au faisceau de cylindres,
- l'amplitude de la composante inertielle augmente avec la fréquence et reste stable avec la vitesse de l'écoulement axial,
- l'amplitude de la composante de dissipation augmente avec la fréquence et avec la vitesse de l'écoulement axial ce qui peut être dû soit à une augmentation des frottements, soit à une augmentation de l'amortissement fluide.

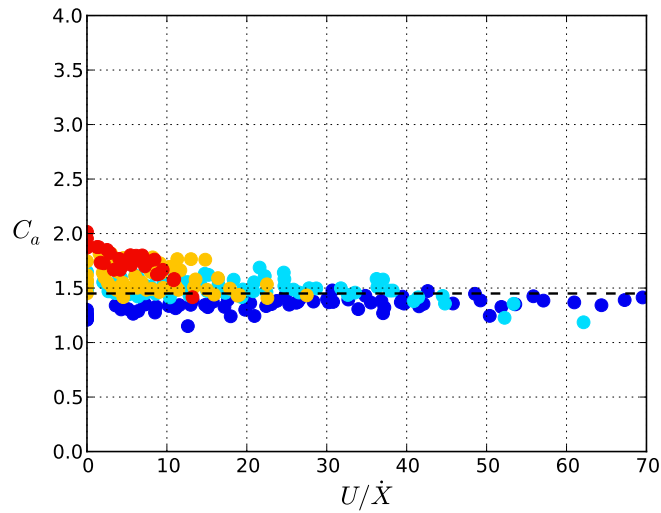
Dans la suite, on se propose d'analyser les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement fluide déduits des signaux temporels de force en fonction des paramètres de l'étude que sont la fréquence, l'amplitude d'oscillation et la vitesse de l'écoulement axial.

### 6.5.2 Coefficients de masse ajoutée

La composante de masse ajoutée est obtenue par soustraction des coefficients d'inertie mesurés en air aux coefficients d'inertie mesurés en eau aux mêmes fréquences. Le coefficient de masse ajoutée est tracé en fonction de la vitesse axiale en figure 6.12(a) pour quatre amplitudes d'oscillation.



(a) Coefficient de masse ajoutée en fonction de  $U$ .



(b) Coefficient de masse ajoutée en fonction du ratio entre la vitesse de l'écoulement axial  $U$  et de l'amplitude de la vitesse d'oscillation latérale  $A2\pi f$ .

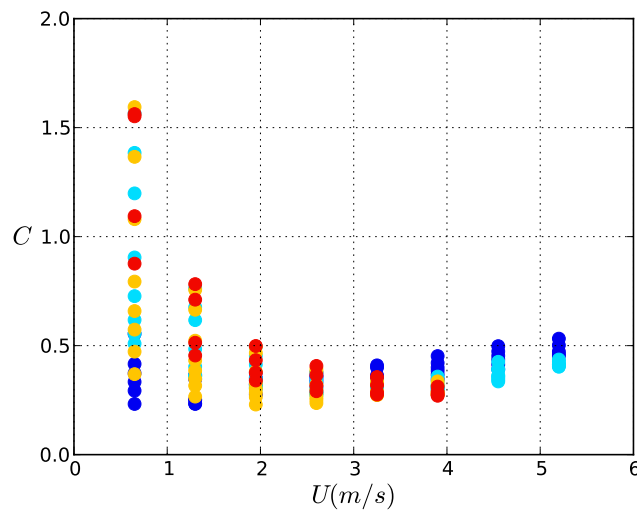
**Fig. 6.12** – Coefficient de masse ajoutée  $C_a$  en fonction de la vitesse d'écoulement axial  $U$  et  $U/\dot{X}$ .  
 (•)  $A = 2.7$  mm, (•)  $A = 5.4$  mm, (•)  $A = 7.5$  mm et (•)  $A = 16.0$  mm.



Les résultats montrent que le coefficient de masse ajoutée  $C_a$  dépend peu de la vitesse axiale. Sa valeur varie autour de la valeur potentielle de  $C_a = 1.45$  donnée par Chen [12]. Dans la figure 6.12(b), le coefficient de masse ajoutée est tracé en fonction du paramètre adimensionnel  $U/\dot{X}$  qui est un paramètre caractéristique de l'étude. Le coefficient de masse ajoutée semble légèrement augmenter avec l'amplitude ce qui pourrait être dû au confinement du faisceau dans la veine d'essai.

### 6.5.3 Coefficients d'amortissement

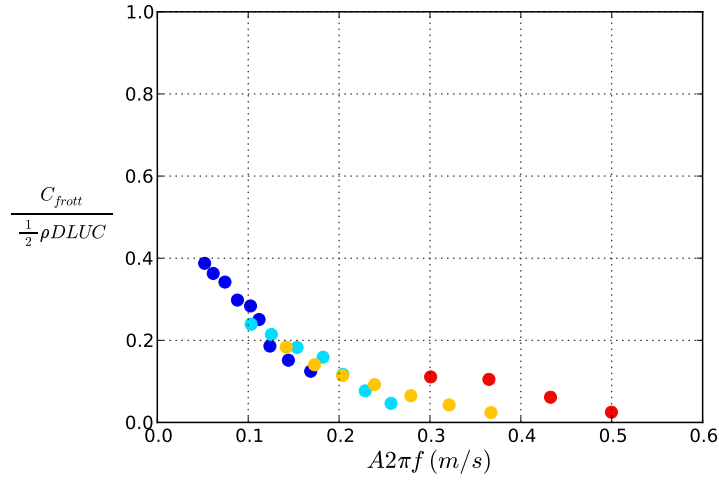
Comme on l'a vu dans le paragraphe 6.3.2, le coefficient d'amortissement  $C$  est calculé en soustrayant à la dissipation totale les frottements en air à la même fréquence d'oscillation. On s'affranchit ainsi de l'effet du frottement de la lame sur le guide dans le calcul de l'amortissement fluide si on suppose le frottement constant avec la vitesse de l'écoulement axial. La figure 6.13 montre le coefficient d'amortissement  $C$  ainsi obtenu en fonction de la vitesse d'écoulement axial  $U$ . On observe une grande dispersion des points aux bases vitesse d'écoulement. La figure montre également que le coefficient d'amortissement semble diminuer avec la vitesse axiale.



**Fig. 6.13** – Coefficient d'amortissement en fonction de la vitesse de l'écoulement axial. (●)  $A = 2.7$  mm, (●)  $A = 5.4$  mm, (●)  $A = 7.5$  mm et (●)  $A = 16.0$  mm.

Afin d'évaluer la part de l'amortissement en air sur la dissipation mesurée lorsque le système oscille dans un écoulement axial d'eau, on présente en figure 6.14 le rapport entre l'amplitude de la force de frottement mesuré en air et l'amplitude de la force d'amortissement fluide identifiée pour le système oscillant dans un écoulement axial de vitesse  $U = 3.9$  m/s. On montre ainsi que pour des amplitudes de vitesse d'oscillation  $A2\pi f > 0.12$ , l'amplitude de la force de frottement du guidage en air est inférieure à 20% de l'amortissement fluide du système oscillant dans un écoulement axial de vitesse 3.9 m/s.

Ce résultat confirme que l'on peut *a priori* mesurer les forces fluides avec un tel montage : les



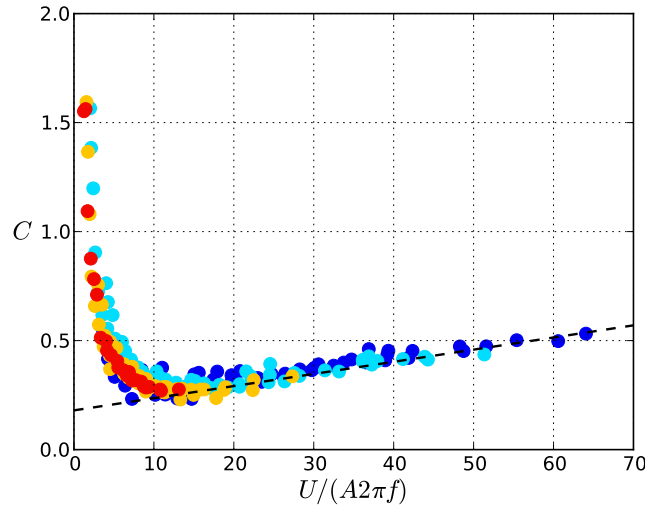
**Fig. 6.14** – Rapport entre le coefficient de frottement  $C_{frott}$  mesuré pour le système en air et la dissipation fluide  $\frac{1}{2}\rho D L U C$  en fonction de l'amplitude de la vitesse d'oscillation  $A2\pi f$  pour une vitesse d'écoulement axial  $U = 3.9$  m/s. (●)  $A = 2.7$  mm, (●)  $A = 5.4$  mm, (●)  $A = 7.5$  mm et (●)  $A = 16.0$  mm.

frottements du système de guidage en air peuvent certes représenter une contribution significative à la force de dissipation totale mesurée mais ils ne sont pas majoritaires. Dans le calcul du coefficient  $C$ , on a soustrait les frottements mesurés en air à la même fréquence. Il faut cependant garder en mémoire que les frottements peuvent néanmoins augmenter lorsque le faisceau est placé dans un écoulement car la force de traînée du faisceau plaque la lame de carbone dans son guide et que le coefficient  $C$  contient la dissipation non seulement la dissipation fluide mais également les frottements additionnels liés à l'écoulement axial.

La dispersion des points sur la figure 6.13 représentant le coefficient d'amortissement en fonction de la vitesse axiale, observée principalement pour les basses vitesses axiales, laisse à penser que la vitesse d'écoulement  $U$  n'est pas le bon paramètre pour décrire les variations du coefficient d'amortissement. Dans la figure 6.16, le coefficient d'amortissement  $C$  est tracé en fonction du paramètre adimensionnel  $U/(A2\pi f)$ . Les points s'alignant sur une unique courbe, on peut conclure que les variations du coefficient d'amortissement peuvent être décrite par un unique paramètre qui est le ratio entre la vitesse de l'écoulement et l'amplitude de la vitesse d'oscillation  $\dot{X} = 2\pi A f$ .

Pour les grandes valeur de  $U/(A2\pi f)$ , on remarque que le coefficient d'amortissement est linéaire avec  $U/(A2\pi f)$ . Cela signifie que la force d'amortissement mesurée a une composante proportionnelle au carré de la vitesse axiale  $U$ , c'est-à-dire proportionnelle à la force traînée du faisceau, et une composante linéaire avec la vitesse axiale (équation 6.10).

$$\begin{cases} C &= C_0 + C_s \frac{U}{A2\pi f} \\ F_N^{diss} &= \frac{1}{2}\rho D L C_0 U \dot{X} + \frac{1}{2}\rho D L C_s U^2 \frac{\dot{X}}{A2\pi f} \end{cases} \quad (6.10)$$



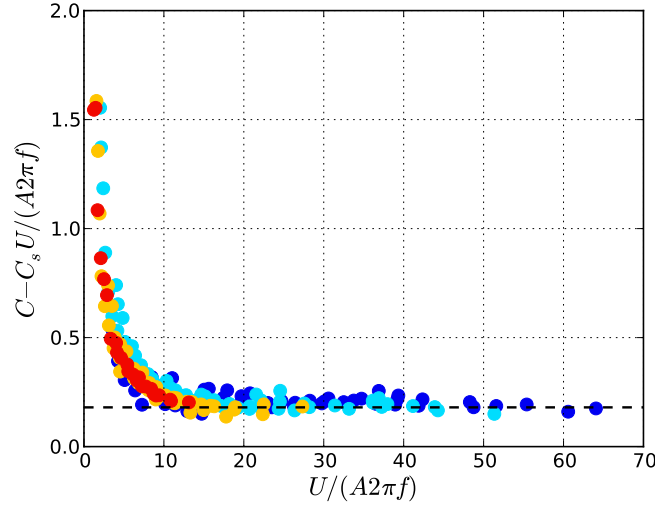
**Fig. 6.15** – Coefficient d’amortissement  $C$  en fonction du ratio entre la vitesse de l’écoulement axial  $U$  et l’amplitude de la vitesse latérale  $A2\pi f$ . (---) Droite  $C = C_s \frac{U}{A2\pi f} + C_0$ , (•)  $A = 2.7$  mm, (•)  $A = 5.4$  mm, (•)  $A = 7.5$  mm et (•)  $A = 16.0$  mm.

La composante de la force proportionnelle à la traînée du faisceau de cylindres ne caractérise pas l’amortissement fluide mais le frottement de la lame dans le guide, qui est proportionnel à la traînée du faisceau. En effet, lorsque la vitesse axiale augmente, le faisceau est de plus en plus plaqué dans le guide et les frottements augmentent. Un modèle simple de frottement de type loi de Coulomb, où la force de frottement tangentielle est proportionnelle à la force dans la direction normale que l’on applique, peut expliquer le fait que les frottements soient proportionnels à la traînée du faisceau. Ce résultat est cohérent avec les observations réalisées sur les signaux de force dans le paragraphe 6.5.1, où la décomposition de la force mesurée en une composante proportionnelle à la vitesse et une composante proportionnelle à l’accélération n’est plus pertinente pour les grandes vitesses d’écoulement axial.

On se propose alors de retirer la composante de frottement de  $C_s \frac{U}{A2\pi f}$  afin d’isoler l’amortissement fluide. On trace ainsi en figure 6.16 le coefficient d’amortissement  $C - C_s \frac{U}{A2\pi f}$  obtenu en retirant la composante linéaire de frottement au coefficient d’amortissement  $C$ .

On distingue deux régimes : pour  $U/(A2\pi f) < 20$ , le coefficient d’amortissement varie comme l’inverse de  $U/(A2\pi f)$  et pour  $U/(A2\pi f) > 20$ , le coefficient d’amortissement est constant. En terme de force d’amortissement, cela signifie que pour  $U/(A2\pi f) < 20$  la force est quadratique avec la vitesse d’oscillation du cylindre et linéaire pour  $U/(A2\pi f) > 20$ . Ce résultat rappelle les variations de la force d’amortissement observées pour un unique cylindre avec une approche quasi-statique et décrites en chapitre 2.

Afin de comparer plus précisément les variations de force entre le cas statique d’un unique cylindre incliné et le cas du faisceau de cylindres oscillant en écoulement axial, on trace les résultats de la fi-



**Fig. 6.16** – Coefficient d’amortissement fluide  $C_0$  en fonction du ratio entre la vitesse d’oscillation latérale  $A2\pi f$  et la vitesse de l’écoulement axial  $U$ . (---) Droite  $C = C_0$  avec  $C_0 = 0.18 \pm 0.04$  (●)  $A = 2.7$  mm, (●)  $A = 5.4$  mm, (●)  $A = 7.5$  mm et (●)  $A = 16.0$  mm.

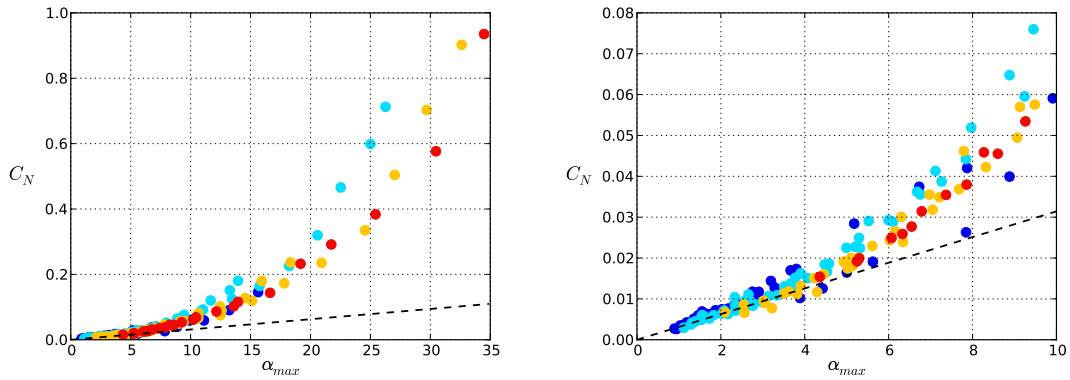
figure 6.16 dans le même référentiel de paramètres que pour le cas statique. On définit ainsi l’angle maximal de l’écoulement  $\alpha_{max} = \arctan((2\pi A f)/U)$  et le coefficient de force normale dissipative  $C_N = C\alpha_{max} \sim \frac{F_N^{diss}}{\frac{1}{2}\rho U^2}$ . Le coefficient de force normale ainsi calculé est présenté en figure 6.17. On observe des variations du coefficient de force normale similaires à celles observées pour un unique cylindre : pour  $\alpha_{max} > 5^\circ$ ,  $C_N^{diss}$  est quadratique avec l’inclinaison (figure 6.17a) et pour  $\alpha_{max} < 5^\circ$ , il est linéaire avec une pente  $C_0 = 0.18 \pm 0.05$  (figure 6.17b). En comparaison, on avait mesuré des amortissements du même ordre sur le cylindre unique oscillant en écoulement axial dans le chapitre 3.

La figure 6.18 reprend la figure 6.17(a) mais en échelle *log*. On met ainsi clairement en évidence le comportement linéaire du coefficient de force normale aux petits angles et quadratique au-delà. L’angle de transition entre les régimes linéaire et quadratique se situe autour de  $4^\circ$  et dépend relativement peu de l’amplitude des oscillations.

#### 6.5.4 Synthèse des résultats sur la force normale s’exerçant sur le faisceau de cylindres

En conclusion de cette partie sur la détermination des coefficients d’amortissement et de masse ajoutée sur un faisceau de cylindres oscillant en écoulement axial, on se propose, dans la figure 6.19 de résumer les résultats expérimentaux obtenus sur force normale. On a montré que la force normale est la somme d’un terme de masse ajoutée, constant avec la vitesse d’écoulement axial et d’un terme d’amortissement, proportionnel à la fois à la vitesse latérale d’oscillation et à la vitesse d’écoulement axial. Ce modèle est valable dans les conditions de confinement de l’expérience et pour des angles apparents  $\alpha_{max} < 4^\circ$ .

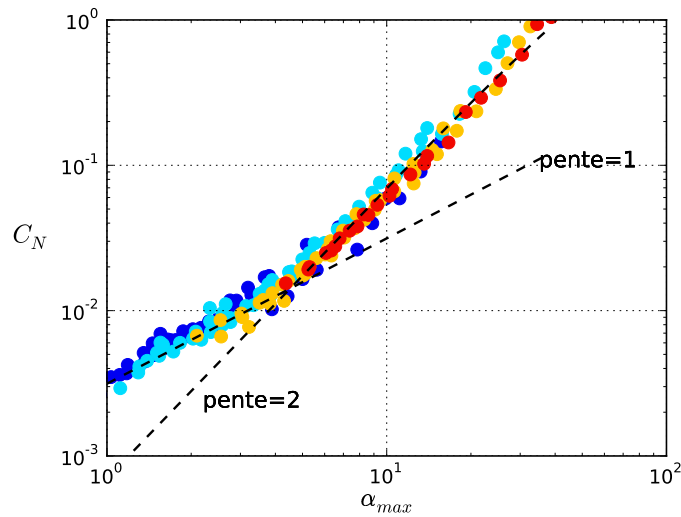
## 6.5. SYNTHÈSE DES RÉSULTATS SUR LA FORCE NORMALE S'EXERÇANT SUR LE FAISCEAU DE CYLINDRES



(a) Coefficient de force normale  $C_N$  en fonction de l'angle apparent maximal.

(b) Zoom aux petits angles.

**Fig. 6.17** – (---) Droite  $C_N^{diss} = C_0 \alpha_{max}$  avec  $C_0 = 0.18$ , (●)  $A = 2.7$  mm, (●)  $A = 5.4$  mm, (●)  $A = 7.5$  mm et (●)  $A = 16.0$  mm.



**Fig. 6.18** – Coefficient de force normale  $C_N$  en fonction de l'angle apparent maximal en échelle log. (---) Droites de pente 1 et 2, (●)  $A = 2.7$  mm, (●)  $A = 5.4$  mm, (●)  $A = 7.5$  mm et (●)  $A = 16.0$  mm.

Le modèle de référence pour le faisceau de cylindres est le modèle de Paidoussis présenté en figure 5.2 dans le chapitre précédent. Dans ce modèle, la force normale est la somme d'un terme d'inertie proportionnel à l'accélération du faisceau et d'un terme d'amortissement proportionnel à la vitesse relative des cylindres dans le faisceau. Or dans l'expérience présentée dans ce chapitre, la vitesse de l'écoulement dans la direction latérale à l'intérieur du faisceau est inconnue. En faisant l'hypothèse que

**Résultat : forces fluides latérales s'exerçant sur un faisceau confiné de  $n_{cyl} = 40$  cylindres :**

1. On définit l'angle maximal apparent à partir de l'amplitude de la vitesse d'oscillation du faisceau  $\dot{X}$  et de la vitesse d'écoulement  $U$  :

$$\alpha_{max} = \arctan(2\pi f A/U) \quad (6.11)$$

2. Pour  $\alpha_{max} < 4^\circ$ , la composante d'amortissement par cylindre s'écrit :

$$F_N^{diss} = \frac{1}{2} \rho D L C U \dot{X}, \text{ avec } C = 0.18 \pm 0.05 \quad (6.12)$$

3. La composante de masse ajoutée par cylindre s'écrit :

$$F_{iner} = \rho \pi \frac{D^2}{4} L C_a \ddot{X}, \text{ avec } C_a = 1.45 \pm 0.30 \quad (6.13)$$

4. La force fluide totale s'exerçant dans la direction latérale sur le faisceau de cylindres est la somme des composantes inertielle (équation 6.13) et d'amortissement (équation 6.12) :

$$F_N = \rho \pi \frac{D^2}{4} L n_{cyl} 1.45 \ddot{X} + \frac{1}{2} \rho D L n_{cyl} 0.18 U \dot{X}, \text{ pour } \alpha_{max} < 4^\circ \quad (6.14)$$

**Fig. 6.19** – Synthèse des résultats expérimentaux sur la force normale pour  $|\alpha| < 4^\circ$ .

la vitesse relative du  $j^{\text{ème}}$  cylindre est proportionnelle à la vitesse du faisceau  $\dot{X}$  et en linéarisant le terme  $|\dot{X}| \dot{X}$ , on définit un unique coefficient  $C$  pour l'amortissement. Par comparaison avec le modèle de Païdoussis, le coefficient d'amortissement  $C$  du modèle linéarisé sera constant si l'amortissement est majoritaire dû à la friction et variera comme  $(A2\pi f)/U$  si l'amortissement est principalement créé par la force de traînée transverse. Ce coefficient  $C$  déduit du modèle de Païdoussis peut alors être directement comparé au coefficient d'amortissement fluide identifié dans les expériences de ce chapitre.

Dans les résultats de force déduits des expériences de ce chapitre, les coefficients de masse ajoutée mesurés dans les expériences ont des valeurs proches de la valeur potentielle, ce qui est en accord avec le modèle de Païdoussis. De plus, tout comme dans le modèle de Païdoussis, la partie dissipative du coefficient de force normale contient une composante linéaire et une composante quadratique avec l'angle maximal  $\alpha_{max}$ . Le coefficient de friction du modèle de Païdoussis est calculé pour la configuration expérimentale (équation 5.10) et vaut  $C_f = 0.026$  et on néglige la vitesse de l'écoulement dans le faisceau ( $|V_N^j| \ll \dot{X}$ ). Le coefficient de force normale dissipative  $C_N$  du modèle de Païdoussis peut alors être comparé aux résultats expérimentaux. On constate, tout d'abord, que le modèle de Païdoussis sous-estime l'amortissement quel que soit l'angle  $\alpha_{max}$ . En effet, le coefficient de friction du modèle de Païdoussis est  $C_f = 0.026$  alors que les mesures expérimentales ont mis en évidence une pente  $C_N = 0.18$  pour  $\alpha_{max} < 4^\circ$ . En gardant l'hypothèse d'une vitesse relative dans le faisceau proportionnelle à la vitesse

d'oscillation, la prise en compte de l'écoulement dans le faisceau ne permettrait pas de recalculer le modèle de Païdoussis. On ne dispose pas de données sur la traînée du faisceau de cylindres dans la veine mais la valeur estimée différant de la valeur mesurée d'un facteur 7, on peut se demander si, comme dans l'étude du cylindre unique non confiné, une surpression à l'avant des cylindres pourrait être à l'origine d'une force latérale linéaire avec  $\alpha_{max}$ .

## 6.6 Discussion et Conclusion

Il n'existe pas dans la littérature d'expériences de mesure de coefficients de masse ajoutée et d'amortissement sur un faisceau rigide de cylindres oscillant latéralement dans un écoulement axial. Le montage expérimental mis en œuvre a permis de faire osciller un faisceau de 40 cylindres organisés en un réseau de  $5 \times 8$  cylindres à différentes amplitudes, fréquences et vitesses d'écoulement. Le faisceau est confiné, tant au niveau des cylindres qui sont espacés de 3 mm, que de la distance entre les cylindres à l'extérieur du faisceau et la paroi de la veine d'essai qui n'excède pas 24.5 mm. Des mesures simultanées de force latérale et de déplacement du faisceau sont réalisées et permettent de déduire les coefficients d'amortissement et de masse ajoutée en se basant sur le modèle de décomposition de la force normale présenté en paragraphe 6.5.1.

Les mesures de coefficients de masse ajoutée ont mis en évidence une faible variation de la masse ajoutée avec la vitesse de l'écoulement axial, l'amplitude ou la fréquence d'oscillation. La valeur de la masse ajoutée se situe toujours autour de sa valeur potentielle.

Le capteur de force étant situé à l'extérieur de la veine d'essais, une analyse fine des forces dissipatives a été effectuée afin de soustraire les forces de frottement dues au système de guidage aux forces d'amortissement fluide. On a observé que les frottements étaient proportionnels à la force de traînée s'exerçant sur le faisceau, le système de guidage étant de plus en plus plaqué dans le guide dans la direction de l'écoulement quand la vitesse d'écoulement augmente. Une fois les frottements retirés, le coefficient d'amortissement a pu être analysé : on a alors montré que celui-ci dépend d'un unique paramètre  $U/(A2\pi f)$  qui est le ratio entre la vitesse d'écoulement axial et l'amplitude de la vitesse d'oscillation. Pour les faibles valeurs de ce paramètre, la force d'amortissement est quadratique avec la vitesse d'oscillation et pour les valeurs plus élevées la force d'amortissement est constante.

Les résultats sur le faisceau de cylindres ont été comparés aux résultats obtenus par l'approche quasi-statique pour un unique cylindre incliné dans un écoulement. En traçant la partie dissipative de la force normale en fonction de l'angle maximal d'oscillation  $\alpha_{max} = \arctan(2\pi f A/U)$ , on a montré que celui-ci présente les mêmes variations que le coefficient de force normale s'exerçant sur un unique cylindre incliné : pour  $\alpha_{max} < 5^\circ$ , le coefficient de force normale est linéaire avec l'angle et pour  $\alpha_{max} > 5^\circ$ , il est quadratique.

La comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle de Païdoussis a montré que la pente de la partie linéaire du coefficient de force normale dissipative prédite par le modèle de Païdoussis est largement inférieure à celle mesurée. La sous-estimation du coefficient d'amortissement  $C$  aux petits

angles en ne considérant que la friction rappelle le cas du cylindre unique pour lequel on a montré que la force de portance et non la force de friction était majoritairement à l'origine de l'amortissement aux petits angles. Des mesures de force de traînée sur le faisceau de cylindres sont nécessaire pour conclure à la contribution unique ou non de la friction dans la création d'une force linéaire.

L'évaluation des coefficients de masse ajoutée et d'amortissement a permis de créer un modèle de force pour le faisceau valable pour  $\alpha_{max} < 5^\circ$ . L'influence du confinement reste à étudier pour valider ce résultat sur une plus large gamme de configurations. Ce point n'est pas traité dans cette thèse mais constitue une perspective d'étude dans la continuité de ces travaux. De plus, des simulations numériques bidimensionnelles sur le modèle de celles effectuées pour un faisceau de  $3 \times 3$  cylindres et présentées en annexe D pourraient être réalisées sur la configuration de ce chapitre. On pourrait alors directement comparer les résultats numériques et expérimentaux et, ces simulations étant relativement rapides, étudier ensuite de manière systématique l'effet du confinement.



## **Conclusion**



## Conclusions et perspectives

On a étudié dans cette thèse l'influence de l'écoulement axial sur la force d'amortissement s'exerçant sur une structure élancée oscillant latéralement. On s'est intéressé à deux types d'objets : un cylindre et un faisceau de cylindres. Les forces d'amortissement s'exerçant sur ces structures ont été caractérisées en fonction des paramètres adimensionnels du système : le nombre de Reynolds  $Re$  et l'angle  $\alpha$  entre la vitesse d'écoulement dans le référentiel de la structure et l'axe du cylindre ou du faisceau de cylindres.

Dans un premier temps, on a déterminé l'amortissement en fonction de l'écoulement axial sur l'objet le plus simple possible, un cylindre oscillant en écoulement axial, afin de comprendre la physique à l'origine de l'amortissement. L'amortissement a été mesuré en dynamique sur un cylindre oscillant et déduit de mesures statiques par une approche quasi-statique. L'étape suivante a été la mesure de l'amortissement sur un faisceau de cylindres oscillant. Les résultats obtenus ont permis d'évaluer l'effet du confinement des cylindres sur l'amortissement.

L'état de l'art sur les modèles d'amortissement pour un cylindre oscillant en écoulement axial réalisé dans le premier chapitre a montré que l'amortissement a essentiellement été étudié par une approche quasi-statique. Aux basses fréquences, la configuration d'un cylindre oscillant se rapporte à celle d'un cylindre incliné avec un angle  $\alpha$  variable en fonction du temps. La mesure de la force normale sur un cylindre fixe incliné permet *via* l'approche quasi-statique de déduire la force d'amortissement s'exerçant sur un cylindre oscillant. Dans la gamme d'inclinaisons inférieures à  $10^\circ$ , il n'existait que le modèle semi-empirique de Taylor pour décrire la force normale. Des mesures réalisées par Ersdal & Faltinsen dans cette gamme d'inclinaisons suggéraient que le modèle de Taylor sous-estimait la force normale. Cette revue bibliographique a montré la nécessité d'une étude approfondie sur un cylindre faiblement incliné à des angles inférieurs à  $10^\circ$ .

Dans le deuxième chapitre, on a déterminé expérimentalement la force normale s'exerçant sur un cylindre fixe incliné à de faibles inclinaisons. On a ainsi montré que la force normale est linéaire avec l'angle pour des inclinaisons inférieures à  $5^\circ$  et quadratique, conformément au principe d'indépendance, pour des angles supérieurs à  $5^\circ$ . La linéarité de la force normale avec l'angle est majoritairement créée par la linéarité de la force de portance, contrairement au modèle de Taylor [72] qui attribue la linéarité à la force de traînée projetée dans la direction normale. Des mesures de pression à la paroi du cylindre ont montré que la linéarité de la force est due à la linéarité de la pression à l'avant, qui ne suit pas le principe d'indépendance, combinée à une pression constante à l'arrière du cylindre. La pression à l'arrière du cylindre est maintenue à une valeur proche de celle observée pour la position horizontale du cylindre, par deux vortex stationnaires et contra-rotatifs, qui sont associés à une séparation tridimensionnelle le long du cylindre.

Des expériences dynamiques sur un cylindre oscillant librement en écoulement axial ont ensuite été réalisées et sont présentées dans le troisième chapitre. On a observé une variation linéaire du taux de décroissance exponentielle des signaux de déplacement avec la vitesse de l'écoulement axial. Les coefficients d'amortissement ont été calculés à partir de la fréquence d'oscillation et du taux de décroissance

exponentielle et ont été comparés aux résultats obtenus par l'approche quasi-statique. Les amortissements donnés par les approches dynamique et quasi-statique sont dans la même gamme de valeurs même si des écarts dus à la différence de montages subsistent. On a ainsi pu conclure à la validité de l'approche quasi-statique pour décrire l'amortissement d'un cylindre oscillant dans une gamme d'angles instantanés  $\alpha(t) < 5^\circ$ .

Dans le quatrième chapitre, des simulations numériques ont été effectuées sur le cas statique du cylindre fixe incliné. Ces simulations ont été validées par comparaison des forces, de la pression et des champs de vitesse avec les résultats expérimentaux du deuxième chapitre. Les principaux résultats expérimentaux ont ainsi pu être retrouvés : la linéarité de la force normale avec l'inclinaison aux faibles inclinaisons, la linéarité de la pression à l'avant du cylindre avec l'inclinaison avec une pression constante à l'arrière du cylindre. De plus, l'analyse des résultats numériques a mis en évidence une perte de charge plus importante à l'avant qu'à l'arrière du cylindre, conséquence de la différence de vitesse entre l'avant et l'arrière du cylindre.

Dans les chapitres suivants, on s'est intéressé au cas d'un faisceau de cylindres oscillant en écoulement axial. Le cinquième chapitre présente une revue bibliographique sur les forces de masse ajoutée et d'amortissement s'exerçant sur un faisceau rigide de cylindre oscillant. Le modèle de référence est le modèle de Païdoussis [50] qui a adapté le modèle de Taylor au cas de faisceaux de cylindres en prenant en compte les effets du confinement. Il n'existe pas dans la littérature de mesure directe de force d'amortissement sur un faisceau de cylindres rigides oscillant en écoulement axial.

On a présenté, dans le sixième chapitre, le système expérimental conçu pour faire osciller un faisceau rectangulaire de 40 cylindres en écoulement axial. La force fluide totale dans la direction normale est mesurée pour différentes vitesses d'écoulement axial, et différentes amplitudes et fréquences d'oscillation. On a calculé à partir des signaux de force les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement. Comme pour le cylindre unique, l'angle, dans ce cas l'angle maximal  $\alpha_{max}$ , est le paramètre principal permettant de décrire l'amortissement. On a montré que, pour  $\alpha_{max} < 4^\circ$ , la force d'amortissement est linéaire avec  $\alpha_{max}$  et quadratique au-delà.

D'un point de vue fondamental, l'étude expérimentale de l'amortissement sur un cylindre en écoulement axial a permis de déduire une loi expérimentale pour l'amortissement dont les limites d'application doivent être définies. On recommande ainsi une étude expérimentale locale de la pression le long du cylindre pour pouvoir valider les pertes de charge observées dans les simulations numériques. Pour le faisceau de cylindres, une analyse de l'influence du confinement doit être réalisée pour compléter les résultats obtenus. Des mesures locales de vitesses d'écoulement ou de pression à la paroi des cylindres permettraient de mieux comprendre la physique mise en jeu pour des configurations confinées.

L'application industrielle de ces travaux est l'estimation des forces d'amortissement fluide pour le dimensionnement des assemblages combustibles sous séisme. Pour connaître avec précision les forces d'amortissement sur des assemblages combustibles, qui sont des structures bien plus complexes, il est nécessaire d'estimer l'amortissement dû aux grilles de mélange. Ces grilles étant pourvues d'ailettes

créant des structures tourbillonnaires entre les crayons afin de transférer au mieux la chaleur des crayons au fluide, l'influence de telles structures sur l'amortissement doit être étudiée. Dans le cœur des centrales, l'espace entre les assemblages combustibles est très restreint, les effets de confinement ou les interactions entre assemblages seront à caractériser. L'influence d'une légère déformation de l'assemblage en écoulement est également une piste d'étude pour, d'une part, connaître l'angle instantané entre la structure industrielle et l'écoulement et, d'autre part, évaluer les effets tridimensionnels qui résulteraient d'un espace inter-assemblages variable sur la hauteur de l'assemblage.

Enfin, les expériences dynamiques réalisées, qu'elles soient sur le cas d'un cylindre ou d'un faisceau de cylindres, doivent être reproduites avec des signaux sismiques réels contenant de multiples fréquences afin de valider l'approche linéaire en fréquence choisie.



# **Annexes**





## Annexe A

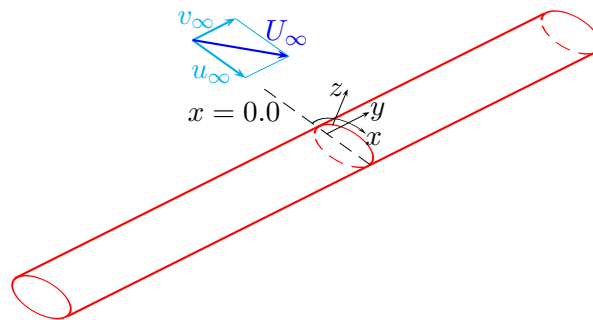
# Principe d'indépendance

Cette annexe présente une justification théorique du principe d'indépendance réalisée par Jones [32] et Sears [65] qui ont démontré que les vitesses normales à l'axe du cylindre dans la couche limite autour d'un cylindre incliné dans un écoulement de vitesse  $U_\infty$  sont les mêmes que celles d'un cylindre en écoulement transverse de vitesse  $u_\infty$ , égale à la composante transverse de  $U_\infty$ .

Le problème à résoudre et présenté en figure A.1 est celui d'un cylindre infini incliné dans un écoulement. L'écoulement incident de vitesse  $U_\infty$  est décomposé en une composante normale  $u_\infty$ , orthogonale à l'axe du cylindre et une composante axiale  $v_\infty$ , parallèle à l'axe du cylindre. On définit un système de coordonnées curvilignes  $(x, y, z)$ , tels que  $x$  et  $z$  sont respectivement tangent et orthogonal au cylindre, et  $y$  est parallèle à l'axe du cylindre. Les vitesses fluides associées à ce système de coordonnées sont notées  $u, v, w$ . Le cylindre étant infini, toutes les composantes de la vitesse sont indépendantes de  $y$ . L'équation de conservation de la masse s'écrit donc :

$$\frac{\partial}{\partial x}u + \frac{\partial}{\partial z}w = 0 \quad (\text{A.1})$$

On suppose que l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  est petite devant le diamètre du cylindre  $D$ . Ainsi, avec



**Fig. A.1** – Schéma du problème considéré et système de coordonnées curvilignes  $x, y, z$ .

des arguments analogues à ceux de Prandtl pour la couche limite sur une plaque plane [75],  $\frac{\partial}{\partial z}[u, \text{ ou } v] = O(\delta^{-1})$ ,  $\frac{\partial^2}{\partial z^2}[u, \text{ ou } v] = O(\delta^{-2})$ . De plus, d'après l'équation A.1,  $\frac{\partial}{\partial z}w = O(1)$  et donc  $w = O(\delta)$ . Les équations de Navier-Stokes pour la couche limite se simplifient alors pour donner :

$$\frac{\partial}{\partial t}u + u \frac{\partial}{\partial x}u + w \frac{\partial}{\partial z}u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x}p + \nu \frac{\partial^2}{\partial z^2}u \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}v + u \frac{\partial}{\partial x}v + w \frac{\partial}{\partial z}v = \nu \frac{\partial^2}{\partial z^2}u \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial}{\partial z}p = 0 \quad (\text{A.4})$$

Les équations A.1, A.2 et A.4 constituent un système d'équations ne contenant pas de termes avec la composante axiale  $v$  de la vitesse. Il est important de noter que ces équations ainsi que les conditions aux limites pour  $u$ ,  $v$  et  $p$  sont identiques à celles qui seraient obtenues pour le problème d'un cylindre en écoulement transverse avec une vitesse d'écoulement incident  $u_\infty$ . La solution de ces équations de couche limite s'obtient par résolution du problème transverse équivalent suivit de la résolution de l'équation A.3. Ce résultat sur le découplage entre l'écoulement transverse et l'écoulement axial est appelé principe d'indépendance. Une conséquence de ce principe est que la force de pression s'exerçant sur la paroi du cylindre ne dépend pas de l'écoulement axial mais uniquement des composantes transverses de l'écoulement  $u$  et  $w$ .

## **Annexe B**

# **Calculs CFD sur un maillage non raffiné aux pointes**

Dans cette annexe, on présente des calculs CFD du même type que ceux réalisés dans le chapitre 4 mais sur un maillage différent. Dans ce maillage, le cylindre a des pointes arrondies et le raffinement n'est pas augmenté aux pointes. Les résultats en force, pression et vitesse sont comparés à des résultats expérimentaux et commentés. Ce papier a été accepté au *Journal of Pressure Vessel Technology*.

## Forces exerted on a cylinder in near-axial flow

**Lise Divaret**

Laboratoire de Mécanique  
des Structures Industrielles  
Durables (LaMSID)  
UMR EDF CNRS CEA 8193  
Clamart, France  
Email: lise.divaret@edf.fr

**Pierre Moussou \***

Laboratoire de Mécanique  
des Structures Industrielles  
Durables (LaMSID)  
UMR EDF CNRS CEA 8193  
Clamart, France  
Email: pierre.moussou@edf.fr

**Julien Berland**

Laboratoire de Mécanique  
des Structures Industrielles  
Durables (LaMSID)  
UMR EDF CNRS CEA 8193  
Clamart, France  
Email: julien-j.berland@edf.fr

**Hassan Berro**

Laboratoire de Mécanique  
des Structures Industrielles  
Durables (LaMSID)  
UMR EDF CNRS CEA 8193  
Clamart, France  
Email: hassan.berro@edf.fr

**Olivier Cadot**

Unité de Mécanique (UME)  
ENSTA ParisTech  
Palaiseau, France

**Olivier Doaré**

Unité de Mécanique (UME)  
ENSTA ParisTech  
Palaiseau, France

Email: olivier.cadot@ensta-paristech.fr Email: olivier.doare@ensta-paristech.fr

## ABSTRACT

*This study investigates the flow around a cylinder in a near-axial flow at a Reynolds number of 27000. Both CFD calculations and experiments are performed. Time-mean values of lift force coefficient are investigated against the inclination of the cylinder in the domain of low inclinations ( $< 15^\circ$ ). A pressure distribution and flow profiles are also measured and extracted from the CFD calculation results for a characteristic inclination  $\alpha = 5^\circ$ . Numerical results for force and pressure show fair agreement with experiments for inclination below  $5^\circ$  and reveal that at low angles, the lift force is proportional to the angle. In the framework of a quasi-static approach, the instantaneous damping force exerted on a cylinder oscillating in axial flow is equivalent to the normal force exerted on a cylinder placed in an oblique flow*

## Nomenclature

$C_L$  Lift coefficient.

$C_N$  Normal force coefficient.

$C_p$  Pressure coefficient.

$D$  Diameter of the cylinder (m).

$F_N$  Normal force per unit length (N/m).

$F_D$  Drag force per unit length (N/m).

$F_L$  Lift force per unit length (N/m).

$L$  Length of the cylinder (m).

$p_\infty$  Far field pressure (Pa).

$Re$  Reynolds number, based on the cylinder diameter and the incoming flow velocity.

$U$  Incoming flow velocity (m/s).

$U_{parallel}$  Longitudinal component of the flow velocity (m/s).

$x$  Distance to the end of the cylinder along the cylinder (m).

$\alpha$  Inclination of the cylinder.

$\rho$  Density of the fluid ( $\text{kg/m}^3$ ).

$\theta$  Angular position of the pressure tap.

---

\*Address all correspondence to this author.

## INTRODUCTION

In Pressurized Water Reactors, fuel rods are arranged in light arrays wrapped by grids and subjected to axial flow. A description of the forces exerted upon a cylinder oscillating laterally in an axial flow is needed for seismic design purpose to estimate the flow-induced damping of a fuel assembly. In order to understand the physical phenomena involved, the behavior of only one cylinder oscillating in axial flow is investigated.

The study is focused on the damping force, which is defined as the dissipative force component in the direction of the oscillation and orthogonal to the axis of the cylinder. More precisely, the force acting upon a laterally oscillating cylinder can be expanded in a term proportional to the acceleration, which stands for the added mass effect, and in a term proportional to the velocity, which dissipates energy and hence generates damping in harmonic regime. This dissipative force shall be denoted from now on 'damping force' because it is responsible for fluid damping when a cylinder oscillates in axial flow. In the framework of the quasi-steady approach, i.e., if the lateral velocity of the cylinder is small compared to the axial flow and if the oscillation period is low compared to the inverse of the flow characteristic time  $U \ll D$ , the damping force is identical to the normal force exerted upon a cylinder submitted to a near-axial steady flow. One expects this damping force to depend on the axial flow and on the structure velocity.

The normal force for a cylinder oscillating in a fluid at rest has been described by Morison [1,2] as the sum of an added mass force and a drag force. The added mass is a concept [3] which presents the advantage of reducing all the inertial forces to one single coefficient. The Morison expansion can serve as a basis for the description of the forces exerted upon a cylinder oscillating in a axial flow [4]. In the case of a cylinder placed in an oblique flow, Taylor [5] has shown that for oblique flow with angles higher than  $20^\circ$ , the axial component of the fluid velocity has no influence (cross-flow principle). Ersdal & Faltinsen [6] defined three different cases: for angles lower than  $5^\circ$ , the cross flow principle does not hold, for angles between  $5^\circ$  and  $20^\circ$ , the cross flow principle needs to be modified by taking into account the state of the boundary layer and beyond  $20^\circ$  the cross flow principle holds.

The objective of this paper is to compare the results of experiments carried out at small angles, for a cylinder in an oblique flow to RANS CFD simulations of the experiments. As the cross flow principle [5] is not valid for small angles, the variation of the normal force with the axial and lateral velocities needs to be investigated. The validity of the RANS simulations will be discussed for the velocity field, the wall pressure distribution and the total lift force exerted by the fluid on the cylinder.

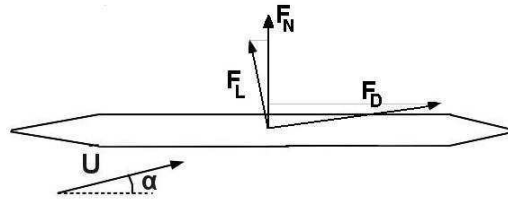


Fig. 1. Cylinder in near axial flow with an angle  $\alpha$ , definition of the normal force  $F_N$ , the lift force  $F_L$  and the drag force  $F_D$ .

## STATE OF THE ART

The scientific literature provides very few data about cylinders in near axial flow. Taylor [5] summed up the results of Relf and Powell about the normal force exerted on a cylinder placed in an oblique flow in an air tunnel at angles of inclination between  $10^\circ$  and  $90^\circ$ . The normal force  $F_N$  is the force in a direction normal to the cylinder axis and in the plane of the incoming flow velocity and of the cylinder axis (see Fig. 1). In their experiment, the normal force was proportional to the square of the lateral component of the velocity. In other words, the normal force measured for a cylinder placed in an oblique flow of velocity  $U$  and angle  $\alpha$  is the same as the one exerted upon the same cylinder placed in a cross flow of velocity  $U \sin(\alpha)$ . This implies that the axial component of the flow velocity has no influence on the normal force coefficient in this range of angles.

$$F_N = \frac{1}{2} C_N \rho_f D (U \sin \alpha)^2 \quad \text{for } \alpha > 20^\circ \quad (1)$$

This result classically refers to as the cross flow principle. According to equation (1), the normal force coefficient  $C_N$  is around 1.1, which corresponds to the drag of a cylinder in cross flow.

Ersdal & Faltinsen [6] recently carried out experiments with a cylinder mounted on a towed carriage. The cylinder was towed at a constant velocity and angle  $\alpha$  and the normal force was measured. The experiments were performed by steps of 1 or 2 degrees. Results similar Taylor's one were observed for angles above  $20^\circ$ . For angles between  $5^\circ$  and  $20^\circ$ , a flow regime transition was observed: the boundary layer which is laminar for high angles becomes turbulent. For practical purposes, this means that the cross flow principle holds, but the normal force coefficient is lower than for a laminar boundary layer. Ersdal & Faltinsen measured a normal force coefficient  $C_N \approx 0.8$

For angles lower than  $5^\circ$ , the cross flow principle does not hold. Taylor [5] proposed a model based on the friction force which is now traditionally used at low angles [7, 8]. Ersdal & Faltinsen showed that the normal force is proportional to the

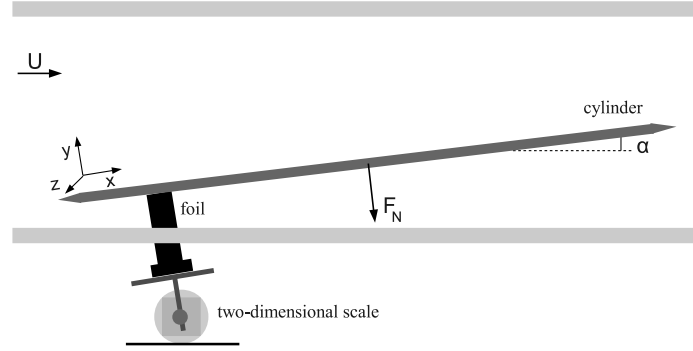


Fig. 2. Experimental setup.

lateral velocity  $U \sin(\alpha)$  (2) and observed that the lift force is the dominant term of the normal force.

$$F_N = \frac{1}{2} C_N \rho_f D U^2 \sin \alpha \quad \text{for } \alpha < 5^\circ \quad (2)$$

In the present work, the description of the fluid forces is focused on the lift force  $F_L$ . For a cylinder in an oblique flow,  $F_L$  is the fluid force in the direction illustrated in Fig. 1. The non-dimensional lift force coefficient is defined by considering the incoming flow velocity as the reference velocity.

$$C_L = \frac{F_L}{\frac{1}{2} \rho_f D U^2} \quad (3)$$

## EXPERIMENTAL SET UP

The experiments are all performed in an air tunnel. A cylinder is arranged in a near-axial flow with an angle of inclination  $\alpha$ , varying from  $0.5^\circ$  (axis almost parallel to the flow) to  $15^\circ$ . The length of the cylinder is  $L = 1.2 \text{ m}$ , its diameter  $D = 0.02 \text{ m}$  and the ends of the cylinder are cone-shaped to prevent flow separation. The incoming flow velocity is measured with a Pitot tube, with an accuracy of  $\pm 0.1 \text{ m/s}$ .

Three types of experiments are performed in the wind tunnel. The goal of the first experiment shown in Fig. 2 is to measure the forces  $F_L$  and  $F_D$  exerted on the cylinder. The cylinder is fixed to a foil mounted on a two-dimensional scale, and a motorized system allows the rotation of the scale. The drag and the lift forces are measured simultaneously and the contribution of the mounting system is subtracted.

In the second experiment, the velocity profiles along the cylinder are measured with the help of a 1D hot wire probe.



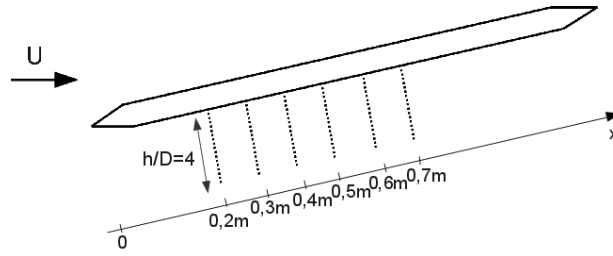


Fig. 3. Position of the velocity profiles in the  $y$  direction along the cylinder at an azimuthal angle  $\theta = 180^\circ$ .

The profiles are measured in the wake of the cylinder, at an azimuthal angle  $\theta = 180^\circ$ . Measurements are performed close to the cylinder wall, by varying the distance in the  $y$  direction from 0.4 to 1 mm by step of 0.1 mm, then from 1 to 5 mm by step of 1 mm, from 5 to 20 mm by step of 2.5 mm and from 20 to 80 mm by step of 10 mm. The probe is arranged at several locations along the cylinder, as shown in Fig. 3: the distance to the upstream end of the cylinder spans from 0.2 m to 0.7 m, *i.e.*,  $x/L$  varies from 0.17 to 0.58.

The third experiment consists in measuring the pressure distribution in the cross section in the cylinder. A pressure tap is arranged at a distance  $X = 0.46$  m from the end of the cylinder ( $X/L = 0.38$ ). By rotating the cylinder around its axis, the pressure distribution around it can be measured. Results are provided for an angle  $\alpha$  equal to  $5^\circ$ , and an angle  $\theta$  varying from  $0^\circ$  to  $180^\circ$  by steps of  $15^\circ$ . The incoming flow velocity is  $20$  m/s, which corresponds to a diameter-based Reynolds number equal to 27000.

The reference frame used in the following is described in Fig. 2 : the  $x$  axis is parallel to the cylinder axis.

## CFD PROCEDURE

In addition to experiments, CFD simulations have been carried out. In order to reduce the calculation time, the fluid domain of the CFD calculations is smaller than the test section of the wind tunnel, but its width is large enough to avoid confinement effects. As for the experiments, the cylinder length is  $L = 1.2$  m and the cylinder diameter  $D = 0.02$  m.

The fluid flow is calculated using Code Saturne, an EDF in-house open CFD tool [9] based on a collocated finite volume approach. Three dimensional steady RANS simulations are performed with a  $k - \omega$  SST turbulence model. An analysis different turbulence models ranges beyond the scope of this paper, be it enough to mention that a simulations with  $k - \epsilon$  turbulence model provided similar results.

The mesh is built with quadrangle elements only, as shown in Fig. 4. The reference mesh has a number of  $1.66 \times 10^6$  cells. The cylinder dimensions are the same as in the experiments. The dimensions of the fluid domain are  $V = 0.92$  m  $\times$

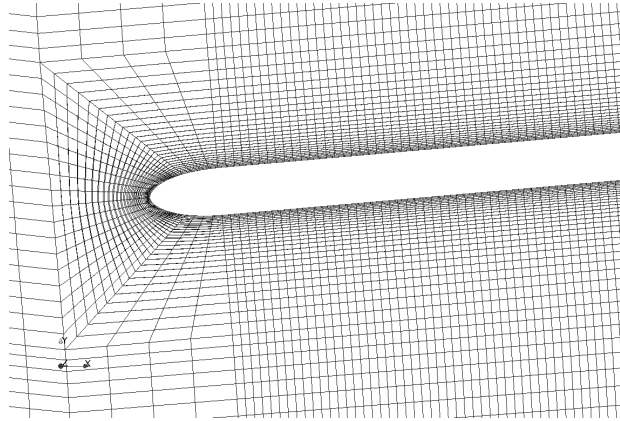


Fig. 4. Mesh, zoom on the end of the cylinder.

$0.32\text{ m} \times 1.8\text{ m}$ . The size of the domain is large enough to avoid blockage effects : the ratio between the cylinder section and the domain section is equal to  $1 \times 10^{-3}$ . We use symmetry boundary conditions for the sides of the fluid domain, which are equivalent to slip wall conditions. The surface of the cylinder has a wall condition and we impose a uniform and constant velocity of 20 m/s at the inlet and a constant static pressure at the outlet.

The mesh is refined close to the walls of the cylinder ( $1 < y^+ < 30$ ) and a two scale wall law is chosen. Only one mesh refinement ( $\Delta x \sim 1\text{ mm}$ ) is used here. Some preliminary tests have shown that the forces do not vary with the mesh refinement for refinements in the order of magnitude of the one of the mesh presented here. As a wall law is used, no further refinement is needed close to the cylinder wall. Further work is required in order to establish more precisely the mesh refinement influence.

The resolution of the velocity field and pressure is directly linked to the size of the mesh. The pressure distribution around the cylinder is hence determined by steps of  $8^\circ$ , which corresponds to about  $1\text{ mm}$ . The same resolution is obtained for the velocity profiles close to the cylinder.

## LIFT COEFFICIENT

The lift and drag contributions to the normal force measured with the two-dimensional scale are shown in Fig. 5, with the notations of Fig. 1 : the normal force is essentially due to the lift force. Moreover, the figure shows two different flow regimes : the first shows a linear dependency of the normal force with respect to the yaw angle  $\alpha$  for values lower than  $5^\circ$ , and the second exhibits a quadratic dependency for higher values, consistent with the so-called cross-flow principle, and already observed by Ersdal & Faltinsen [6]. Païdoussis [8] has already pointed out that the normal force coefficient in the linear part could be higher than the one obtained by the projection of the drag force in the normal direction but he attributed

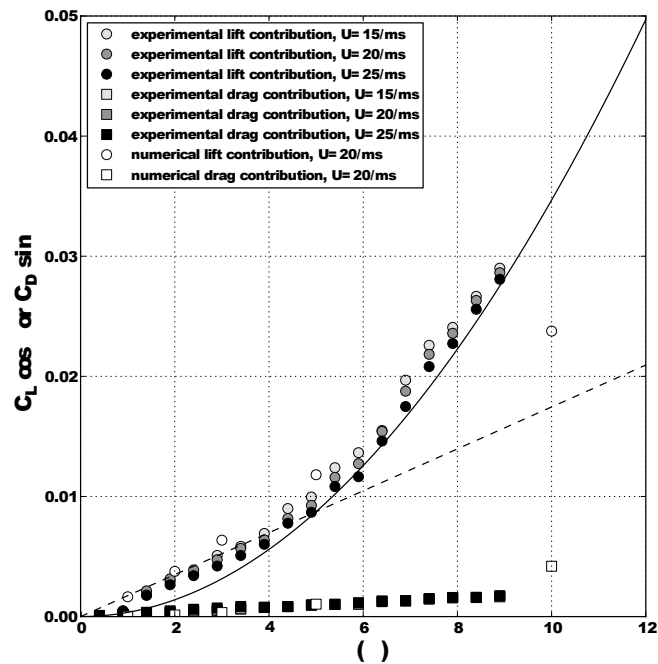


Fig. 5. Lift and drag contributions to the normal force  $C_L \cos \alpha$  et  $C_D \sin \alpha$  such as  $C_N = C_L \cos \alpha + C_D \sin \alpha$ . Comparison between experimental measurements and CFD simulation results. Linear regime for  $\alpha < 5^\circ$  and comparison with the cross flow principle for  $\alpha > 5^\circ$ .

Table 1. Slope of the lift coefficient for  $\alpha < 5^\circ$

	Experiments	Simulations
$C_L \propto \alpha [rad]$	$0.010$	$0.0125$

this effect to friction. The results presented in Fig. 5 show that the linearity of the normal force is due to the linearity of the lift force in the linear regime.

The experimental results are also compared to the results of the CFD calculations. A qualitative agreement is obtained between the CFD calculations and the measurements, as illustrated by the linear regression on the experimental data plotted in dashed line in Fig. 5, and by the slope estimation in Table 1. Discrepancies appear in the range of angles beyond  $5^\circ$ , but the normal force at small angles is reasonably predicted by the simulations.

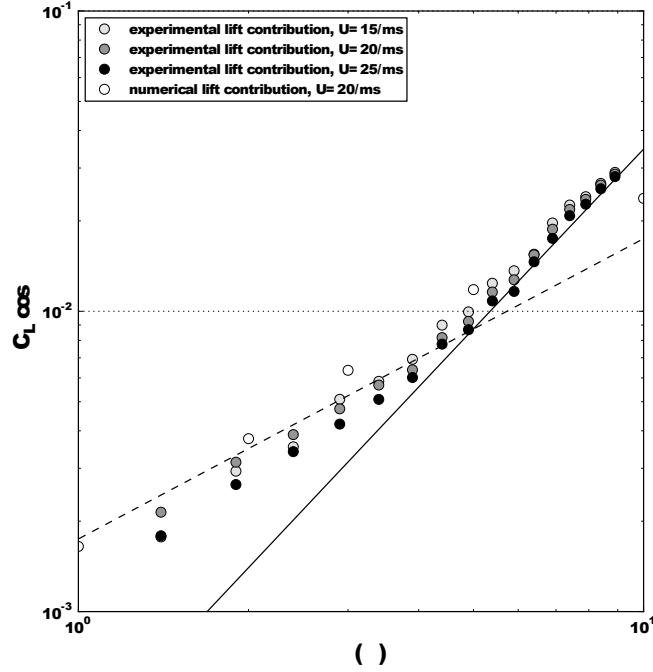


Fig. 6. Experimental and numerical lift contributions to the normal force  $C_L \cos \alpha$ . A transition between the linear and the quadratic regimes is observed.

The figure 6 shows the variation of the lift component of the normal force  $C_L \cos \alpha$  with respect to the inclination angle with a log scale. It highlights the transition between the linear and the quadratic behavior around  $5^\circ$ . The reasons for this quadratic behavior are related to flow separation effects that can not be described here, and the discussion is focused on the linear range. The results are reasonably independent on the incoming flow velocity.

## FLOW PATTERN

The observation of the flow pattern with the hot wire reveals no significant r.m.s. velocity further than  $1.5 D$  from the cylinder. The RANS simulations show a similar trend, as presented in Fig. 7. It can hence be assessed that no large unsteady structures are generated by the oblique flow at low angles. More precisely, a gradual deficit of velocity is observed during the experiments and predicted by the RANS simulation on the lower side ( $\theta = 180^\circ$ ) (see Figs. 8 and 9), with a thickness varying from  $1.0$  to  $1.5D$ , whereas the velocity is almost uniform on the upper side ( $\theta = 0^\circ$ ). This highly differs from cross-flow cases [7, 10, 11], where unsteady vortices are shed along the separation line. This absence of a clear flow separation is a distinct feature of quasi-oblique flow, which does not seem to have been reported up to now.

Some discrepancies are present when comparing the CFD and experimental velocity profiles; the velocity gradient is

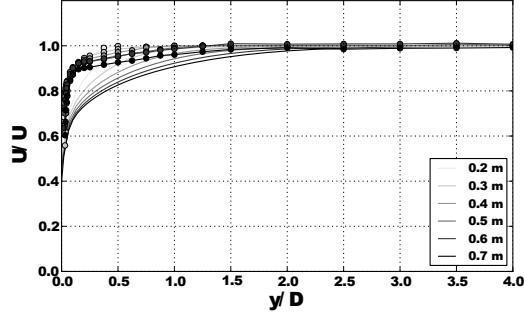


Fig. 7. Velocity profiles at a yaw angle of  $5^\circ$ . • : experiments and — : CFD simulations.

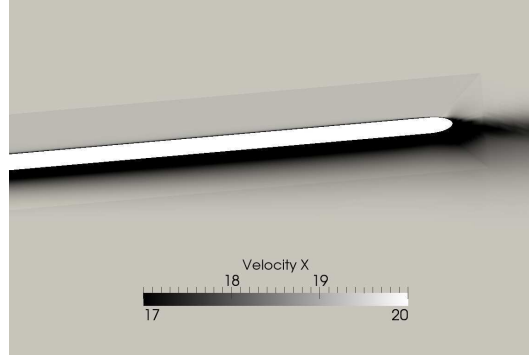


Fig. 8. Velocity in the x-direction, cylinder in near-axial flow with a yaw angle  $\alpha = 5^\circ$ , view in the plane (x,y).

smaller in the computations, and the deficit area is larger with a thickness varying from  $1.5$  to  $2.5D$ . This seems to indicate that the RANS approach overestimates diffusion effects close to the cylinder wall. This point shall be discussed at longer extent in the discussion section.

Another feature of the oblique flow is the variation of the thickness of the velocity deficit area along the cylinder, which indicates that the flow pattern is not purely two-dimensional.

#### PRESSURE DISTRIBUTION ALONG THE CYLINDER WALL.

The coefficient  $C_p$  in Eq. (4) is defined as a dimensionless pressure difference, with the far field pressure chosen as reference. The Fig. 10 shows the convention for the angular position of the pressure tap on the instrumented cylinder.

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho_f U^2} \quad (4)$$

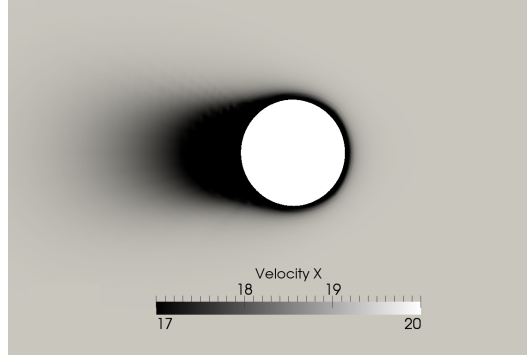


Fig. 9. Velocity in the x-direction (defined in Fig.3), cylinder in near-axial flow with a yaw angle  $\alpha = 5^\circ$ , view in the plane (y,z) at a distance  $x = 0.46$  m from the first end of the cylinder.

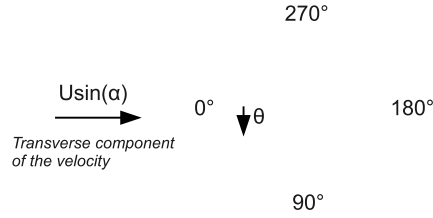


Fig. 10. Angular position of the pressure tap. View in the plane (y,z).

The experimental and computed pressure distributions are compared in Fig. 11. At  $\theta = 0^\circ$ , the pressure coefficient  $C_p$  is maximal and strictly lower than 1, which differs from cross flow pressure distributions where a stagnation point generates a value equal to 1. More precisely, if the velocity were equal to zero at  $\theta = 0^\circ$ , a direct application of the Bernoulli equation would lead to  $C_p = 1$ . The other way around, as the pressure coefficient is not equal to 1, one expects a non-vanishing flow velocity parallel to the axis at  $\theta = 0^\circ$  to exist and which can be estimated by applying the Bernoulli equation (5).

$$U^2 + \frac{p_\infty}{\rho_f} = U_{parallel}^2 + \frac{p_{\theta=0}}{\rho_f} \quad (5)$$

A value of  $U_{parallel} = 19.88 \text{ m s}^{-1}$  is obtained, very close to the incoming flow velocity equal to 20 m/s and up to the measurement uncertainty. Further work is needed to accurately describe the flow pattern: whether the flow is deviated around the cylinder or convected along the line  $\theta = 0$  is not clear, and cannot be easily assessed in the framework of the present study.

Between  $\theta = 0^\circ$  and  $\theta = 80^\circ$ , the pressure coefficient gradually decreases, as it is the case in cross flow where the

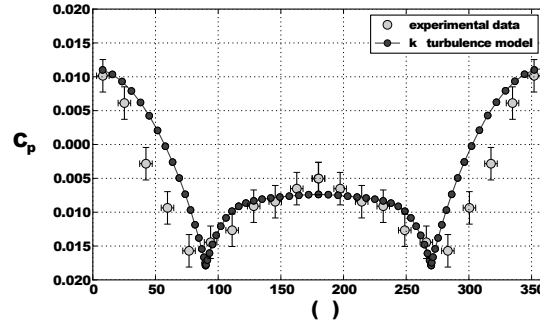


Fig. 11. Mean pressure distribution around the cylinder at a yaw angle  $\alpha = 5^\circ$ .

velocity increases. It reaches its minimal value at  $\theta_{min} = 80^\circ$ , and increases between  $\theta = 80^\circ$  and  $\theta = 180^\circ$ , where it is equal to about -0.005, a negative value which is consistent with the velocity deficit observed in the previous section.

In Fig. 11, a fairly reasonable agreement is obtained between the experimental and the calculated pressure distribution around the cylinder. The values of the pressure at the upper side  $\theta = 0^\circ$ , the lower side  $\theta = 180^\circ$  and at  $\theta_{min}$  are close. However, the minimum angle  $\theta_{min}$  is equal to  $80^\circ$  in the experiments and to  $80^\circ$  in CFD calculations. Furthermore, the pressure distribution is steeper in the calculation close to  $\theta_{min}$ , and flatter at the upper side and the lower side.

## DISCUSSION

### Velocity flow.

As pointed out in Fig. 7, even though the main trends of the flow field are predicted by the present RANS simulations, significant discrepancies are still observed in the vicinity of the cylinder wall. The velocity deficit area is larger in RANS calculations compared to those observed in the experiments: it turns out that the boundary layer thickness provided by the simulations is overestimated. For such flow configuration, spatial flow development in the streamwise direction is driven by the boundary layer : a laminar turbulent transition occurs near the upstream tip of the cylinder and is followed by the emergence of a spatially developing turbulent boundary layer further downstream.

Unfortunately, such a flow pattern falls outside the scope of calculations based on RANS turbulence modelling, and specific mechanisms such as the transition to turbulence in a boundary layer are clearly out reach. Closures of Reynolds-averaged equations are indeed designed and calibrated for fully turbulent steady flows. As a consequence, during a RANS simulation, all boundary layers are assumed to be fully turbulent. The dissipation is overestimated, and so is the cylinder wake thickness.

### Pressure.

The plot of the lift coefficient as a function of the yaw angle in Fig. 5 display a remarkable feature: despite the inability of RANS calculations to reproduce the turbulent boundary layer details, a fair collapse between simulations and experiments is observed for small enough angles ( $\alpha < 5^\circ$ ). One could state that for low angles of attack, the lift coefficient mainly depends on the main flow features, so that the details close to the solid walls would not have a significant influence. Further investigations are nonetheless required to further assess this assumption.

According to the experiments, for larger yaw angles ( $\alpha > 5^\circ$ ) flow separation is expected with a loss of linearity between the lift coefficient and the angle  $\alpha$ . The RANS simulations seem to miss the onset of this new flow regime since the lift force remains a linear function of the angle of inclination over the range of angles investigated ( $0^\circ < \alpha < 15^\circ$ ).

The CFD data are however obtained thanks to a steady RANS model which is not ideal for predicting unsteady turbulent phenomena such as the flow separation in the wake of a cylinder. In addition, the flow structure is likely to be three-dimensional while the  $k - \omega$  SST turbulence model is isotropic. Though they have not been assessed here, unsteady RANS, second-order closures (*i.e.* anisotropic) might yield more consistent results.

### CONCLUSION

Experiments and CFD calculations have been carried out to determine the lift force exerted on a cylinder in near-axial flow. The experimental results are consistent with the results obtained by Ersdal & Faltinsen [6] and with previous results [12], namely, for inclination angles lower than  $5^\circ$ , the lift force appears proportional to the inclination angle. The velocity pattern and the pressure distribution around the cylinder indicate that the lift force is somehow related to a gradual velocity deficit at the lower side, without any clear flow separation.

The CFD computations and the experiments exhibit a reasonable agreement with respect to the minimum and the maximum pressure. The measured velocity deficit is predicted by the computation but its thickness is overestimated. This can be explained by the fact that the RANS modeling is designed for fully turbulent flow, with an isotropic turbulence model.

From a global point of view, the lift forces obtained by RANS CFD calculations are close to the experimental results for inclinations lower than  $5^\circ$ . Despite some modeling inaccuracies close to the wall, the RANS calculations seem able to predict the general trend of the lift force for small angles of inclinations.

Further work is needed to determine the range of validity of the quasi-static approach. The damping forces of a cylinder oscillating in axial flow should be investigated for low oscillation frequencies ( $f < U/L$ ) and low lateral velocities or low instantaneous angle ( $\alpha(t) < 5^\circ$ ) and then compared to the normal force values predicted with the quasi-static approach.



## References

- [1] J.R. Morison, M. O. J. J., and Schaaf, S., 1950. "The force exerted by surface waves on piles". *Petroleum Transactions, AIME*, **189**, pp. 149–154.
- [2] Sarpkaya, T., 2001. "On the force decompositions of Lighthill and Morison". *Journal of Fluids and Structures*, **15**, pp. 227–233.
- [3] Sarpkaya, T., 2004. "A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations". *Journal of Fluids and Structures*, **19**(4), pp. 389–447.
- [4] Sarpkaya, T., 1986. "Force on a circular cylinder in viscous oscillatory flow at low keulegancarpenter numbers". *Journal of Fluid Mechanics*, **165**, pp. 61–71.
- [5] Taylor, G., 1952. "Analysis of the swimming of long and narrow animals". *Proceedings Royal Society of London*, **214**, pp. 158–183.
- [6] Ersdal, S., and Faltinsen, O., 2006. "Normal forces on cylinders in near-axial flow". *Journal of Fluids and Structures*, **22**(8), pp. 1057–1077.
- [7] Blevins, R., 1990. *Flow-induced vibration*. Van Nostrand Reinhold.
- [8] Paidoussis, M., 2004. *Fluid-structure interactions: slender structures and axial flow*. Fluid-structure interactions. Academic Press.
- [9] Archambeau, F., Sakiz, M., and Namane, M., 2004. "Code saturne: a finite volume code for turbulent flows". *Int. J. Finite Vol.*, **1**(1), pp. 1–62.
- [10] Zdravkovich, M., 1997. *Flow around circular cylinders*, oxford university press, new york ed., Vol. 1.
- [11] Paidoussis, M. P., Price, S. J., and de Langre, E., 2011. *Fluid-Structure Interactions: Cross-Flow-Induced Instabilities*, cambridge university press, cambridge ed.
- [12] Divaret, L., Cadot, O., Doaré, O., Moussou, P., and Berland, J., 2012. "Normal forces exerted upon a long cylinder oscillating in an axial flow". *Proceedings of the 10th International conference on Flow-induced vibration*.



## Annexe C

# Calcul potentiel de la masse ajoutée d'un cylindre oscillant

Dans cette annexe, on présente le calcul potentiel de masse ajoutée sur le cas d'un cylindre oscillant dans un écoulement axial.

On considère un cylindre de rayon  $R$  oscillant latéralement à la vitesse  $\dot{X}(t)$  dans un écoulement axial de vitesse  $U$ . L'écoulement est irrotationnel et de potentiel  $\phi(r, \theta, z, t)$ . Le potentiel de vitesses est solution de l'équation de Laplace  $\Delta\phi = 0$ . Une solution de l'équation de Laplace s'écrit sous la forme :

$$\phi(r, \theta, z, t) = A(t)r \cos \theta + B(t) \ln \left( \frac{r}{R} \right) + C(t) \frac{\cos \theta}{r} + D(t)z. \quad (\text{C.1})$$

Les vitesses radiale, azimutale et axiale sont obtenues par dérivation du potentiel de vitesses :

$$v_r = \frac{\partial \phi}{\partial r} = A(t) \cos \theta + B(t) \frac{1}{r} - C(t) \frac{\cos \theta}{r^2}, \quad (\text{C.2})$$

$$v_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = -A(t) \sin \theta - C(t) \frac{\sin \theta}{r^2}, \quad (\text{C.3})$$

$$v_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} = D(t). \quad (\text{C.4})$$

Dans le problème, le cylindre oscille latéralement (direction  $x$ ) à la vitesse  $\dot{X}$  dans un écoulement axial de vitesse  $U$ . Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$v_r(r \rightarrow \infty, \theta, z, t) = 0, \quad (\text{C.5})$$

$$v_\theta(r \rightarrow \infty, \theta, z, t) = 0, \quad (\text{C.6})$$

$$v_r(r = R, \theta, z, t) = \dot{X}(t) \cos \theta, \quad (\text{C.7})$$

$$v_z(r, \theta, z, t) = U. \quad (\text{C.8})$$

Le champ de vitesses s'écrit ainsi :

$$v_r = \dot{X}(t) \frac{R^2 \cos \theta}{r^2}, \quad (\text{C.9})$$

$$v_\theta = \dot{X}(t) \frac{R^2 \sin \theta}{r^2}, \quad (\text{C.10})$$

$$v_z = U. \quad (\text{C.11})$$

et le potentiel de vitesses :

$$\phi(r, \theta, z, t) = -\dot{X}(t) \frac{R^2 \cos \theta}{r} + Uz. \quad (\text{C.12})$$

Une expression de la pression sur le cylindre  $p_c$ , pour un écoulement potentiel instationnaire, s'obtient à partir de la relation de Bernoulli (équation C.13).

$$p_c(\theta, z) + \frac{1}{2} \rho v^2(r = R, \theta, z, t) + \rho \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{r=R} = p_\infty + \frac{1}{2} \rho v^2(r \rightarrow \infty, \theta, z, t) + \rho \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{r \rightarrow \infty}. \quad (\text{C.13})$$

Compte tenu de l'expression du potentiel de vitesse donnée en équation (C.12), la pression sur la surface du cylindre s'écrit :

$$p_c(\theta, z) = p_\infty - \frac{1}{2} \rho \dot{X}^2 + \rho \ddot{X}(t) R \cos \theta. \quad (\text{C.14})$$

La résultante des forces dans la direction de l'oscillation  $F_x$  par unité de longueur du cylindre est donnée par intégration des forces de pression projetées dans la direction de l'oscillation  $x$ .

$$F_x(t) = - \int_{-\pi}^{\pi} p_c(\theta, z) R \cos \theta d\theta = -\rho \pi R^2 \ddot{X}. \quad (\text{C.15})$$

La force obtenue est de la forme  $F_x(t) = -M_a \ddot{X}$ , avec  $M_a = \rho \pi R^2$  correspondant à une masse par unité de longueur. On appelle cette force, force de masse ajoutée. Un coefficient de masse ajoutée  $C_a$  peut être défini, il correspond au ratio entre la masse ajoutée et la masse de fluide contenue dans le volume de l'objet. Dans le cas du cylindre,  $C_a = 1$ . A noter que l'écoulement axial n'a dans ce calcul aucun effet sur la valeur de la masse ajoutée.

## Annexe D

# Calculs CFD 2D sur un faisceau oscillant

Cette annexe présente des travaux de simulation numériques réalisées sur un faisceau de  $3 \times 3$  cylindres. Les simulations sont bidimensionnelles avec une condition de périodicité et l'ajout d'un terme source dans les équations de Navier-Stokes permettant à l'écoulement axial de se développer. Le faisceau oscille à basse fréquence et à grande amplitude. Les coefficients de masse ajoutée et d'amortissement sont calculés à partir des signaux de force temporels et leurs variations en fonction de l'amplitude, la fréquence d'oscillation et la vitesse axiale sont étudiées. Ce papier a été publié dans le bulletin *Ercoftac Fluid Structure Interaction* [22].

## U-RANS SIMULATION OF FLUID FORCES EXERTED UPON AN OSCILLATING TUBE ARRAY IN AXIAL FLOW AT LARGE KEULEGAN-CARPENTER NUMBERS

L. Divaret<sup>1</sup>, P. Moussou<sup>2</sup>, O. Cadot<sup>3</sup>, J. Berland<sup>4</sup>, O. Doaré<sup>3</sup>

<sup>1</sup>EDF R&D, Analysis in Mechanics and Acoustics Dpt, Clamart, France

<sup>2</sup>LaMSID UMR CNRS EDF 2832, Clamart, France

<sup>3</sup>UME, ENSTA ParisTech, Palaiseau, France

<sup>4</sup>EDF R&D, Fluid Dynamics, Power Generation and Environment Dpt, Chatou, France

[lise.divaret@edf.fr](mailto:lise.divaret@edf.fr)

### Abstract

This paper presents a CFD simulation of the fluid flow and of the fluid forces generated by large lateral displacements of cylinder arrays in the presence of an axial turbulent flow. A Morison-like expansion of the force consisting in an inertial term and a drag term is proposed, and the dependency of the dimensionless coefficients as functions of the Keulegan Carpenter number, of the Stokes number and of the axial Reynolds number are investigated.

### Introduction

In the nuclear industry, the seismic design of reactor cores requires the structural analysis of fuel rod assemblies undergoing transient excitations. The fuel assemblies are classically described by vibrating beams, and the fluid is usually taken into account with the help of an added mass and an added damping coefficient incorporated into the structure model [1]. Such a representation is of current usage, but recent advances in CFD have made feasible thorough evaluation of the fluid forces nowadays.

In Power Water Reactor plants, fuel assemblies are constituted of stacks of 17 by 17 rods with a diameter  $D$  equal to about 9 mm, and a pitch to diameter ratio equal to about 1.33. The steady state axial fluid velocity reaches values equal to 5 m/s, which corresponds to an axial Reynolds number of the order of  $10^5$ . In standard calculations, the amplitude of the lateral displacement of a fuel assembly during a seism can reach a few diameters, and the corresponding frequencies range from 5 to 20 Hz. The velocity of a rod can hence reach values up to 2 m/s, which implies that the displacement-induced fluid flow is also turbulent. The dimensionless oscillation amplitude can be described by the so-called Keulegan-Carpenter (KG) number [2], equal to  $2\pi X/D$ , where  $X$  is the lateral rod displacement: in the framework of seismic analysis, the KG number varies from 0.1 to 20.

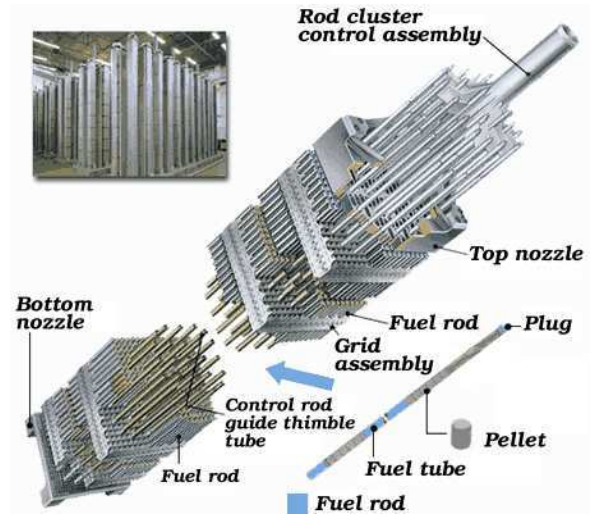


Fig. 1: Sketch of a fuel assembly, from the WNA website [www.world-nuclear.org](http://www.world-nuclear.org)

The scientific literature provides data about large amplitude oscillations of cylinders arrays in quiescent fluid, whereas studies of axial flows are focused on small lateral displacements [3]. There does not seem to exist a large amount of reference data dealing with axial flow and a large amplitude of the lateral displacement. Some experiments [4] have shown that the equivalent structural damping could reach values exceeding 30 %, and CFD simulations [5] have corroborated this order of magnitude.

The purpose of the present paper consists in evaluating the unsteady fluid forces exerted upon a rigid tube array moving laterally with KG numbers varying from 0.1 to 20. The system under study is kept as simple as possible, in order to facilitate the identification of the key parameters, and in order to better understand the physics of the fluid flow.

The choice of a controlled sine displacement is made to facilitate the analysis of the fluid dynamics. Such a representation cannot be used as it stands for seismic analysis, for non-linear terms in the fluid forces forbid to expand a transient displacement in Fourier terms.

However, this approach constitutes a first step in the understanding of fluid dynamics.

## Approach

For the sake of efficiency, the simplest possible configuration is considered, namely, a 3 by 3 cylinder array inside a rectangular box in two dimensions. Such a simplified representation is to be used the following way: the central cylinder stands for the inner fuel rods, the four corner cylinders stand for the corner cylinders of a fuel assembly, and the four lateral cylinders stand for the outer rods of a fuel assembly. It is here assumed that the presence of a series of rods is screened by one single row of cylinders.

The cylinders have the same diameter as the actual fuel rods, i.e., 9 mm, and they are separated by gaps equal to 3 mm. A rectangular box is arranged around the cylinder array, with a gap equal to 2 mm in the y-direction, and a variable gap in the x-direction. The displacement of the cylinder array is a controlled sine oscillation with a frequency varying from 2 to 15 Hz and an amplitude varying from 0.05 to 4 diameters. An axial flow is imposed, with an average value inside the array varying from 2.5 to 7 m/s. The dimensionless values associated with these figures are given in Table 1: the case number 2 is chosen as reference.

As shown in Fig. 2, the fluid mesh around the cylinders is constituted of hexahedra only as required by the best practice in fluid dynamics, with a small width in the axial direction associated with one cell. The mesh generator *GMSH* [6] was used to generate it; it exhibits 19560 cells. The skew ratio of the cells is always lower than 0.5, and the maximum edge ratio is equal to 1.9.

Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS) simulation is performed with the help of the finite volume fluid dynamics solver *Code\_Saturne* [7] using the Arbitrary Lagrangian Eulerian method (see for instance [8] for a detailed description of the ALE). The choice was made to use a  $k$ - $\epsilon$  model with a standard two-scale law.

A 2D simulation is performed by applying periodic conditions in the axial direction, i.e., by forcing the upper and lower velocity vectors to coincide. The net flow in the axial direction is generated by the addition of a momentum source term to the Navier-Stokes equations, which compensates the friction force along the cylinder walls and the box walls. Such a procedure ensures a two-dimensional solution of the fluid dynamics equations, without forcing the velocity nor the pressure at the mesh boundaries.

The ALE method is applied in its simplest form: the displacement of the boundaries of the fluid domain are prescribed, and the mesh is automatically compressed and expanded with the help of a Laplacian algorithm which keeps the mesh almost unchanged close to the cylinders.

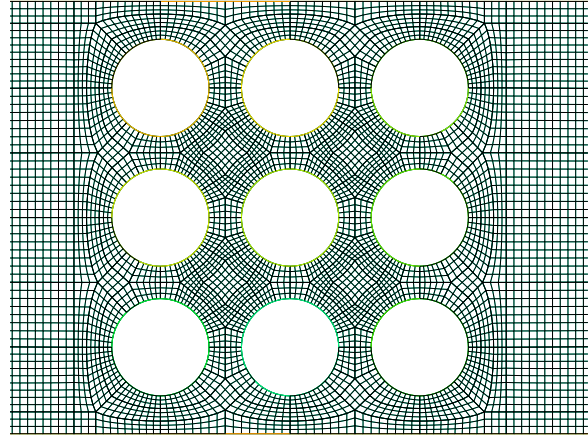


Fig. 2: partial view of the cylinder array mesh, the lateral parts are not shown

Case #	Keulegan Carpenter	Stokes	Axial Reynolds	Confinement
1	12.56	<b>162</b>	37622	11.5
2	12.56	405	37622	11.5
3	<b>6.28</b>	405	37622	11.5
4	<b>0.31</b>	405	37622	11.5
5	<b>25.12</b>	405	37622	11.5
6	12.56	<b>810</b>	37622	11.5
7	12.56	405	<b>17442</b>	11.5
8	12.56	405	<b>54566</b>	11.5
9	12.56	<b>1215</b>	37622	11.5
10	12.56	405	37412	5
11	12.56	405	37320	3
12	12.56	<b>243</b>	37622	11.5
13	12.56	<b>324</b>	37622	11.5
14	12.56	<b>648</b>	37622	11.5
15	<b>0.69</b>	405	37622	11.5
16	<b>0.2</b>	405	37622	11.5
17	12.56	<b>972</b>	37622	11.5
18	<b>2.51</b>	405	37622	11.5

Table 1: flow and oscillation conditions

The calculations are performed with an 8 processor Linux station: in the reference case, 20000 initial time steps of 0.2 ms are first dedicated to the stabilization of the axial flow pattern, followed by a smooth transition to a final series of controlled oscillations of the cylinder array during 15000 time steps. The Courant-Friedrichs Lewy (CFL) number obtained is lower than 4.

## Flow pattern and unsteady forces

Visualization of the fluid flow are achieved with the help of the free software Paraview [9]. The unsteady forces obtained during the calculations are illustrated in the reference case by the following figures, where the fluid velocity in the x-direction and the axial component of the vorticity are plotted. The x-direction goes from left to right in the Figs, the y-direction from bottom to top and the z-direction is the axial direction, perpendicular to the Figs.

A simple flow pattern is observed, with flow separation downstream of each cylinder and the formation of a wake behind the last row of cylinders. The unsteady vortices in the wake appear to vanish quite quickly, most probably because of the turbulent axial flow. It can be also be observed that the leading cylinders at the beginning of the backwards displacement interact with the residual vortices as shown in the fourth subfigure, which corresponds to an intermediate time shortly after the maximum displacement.

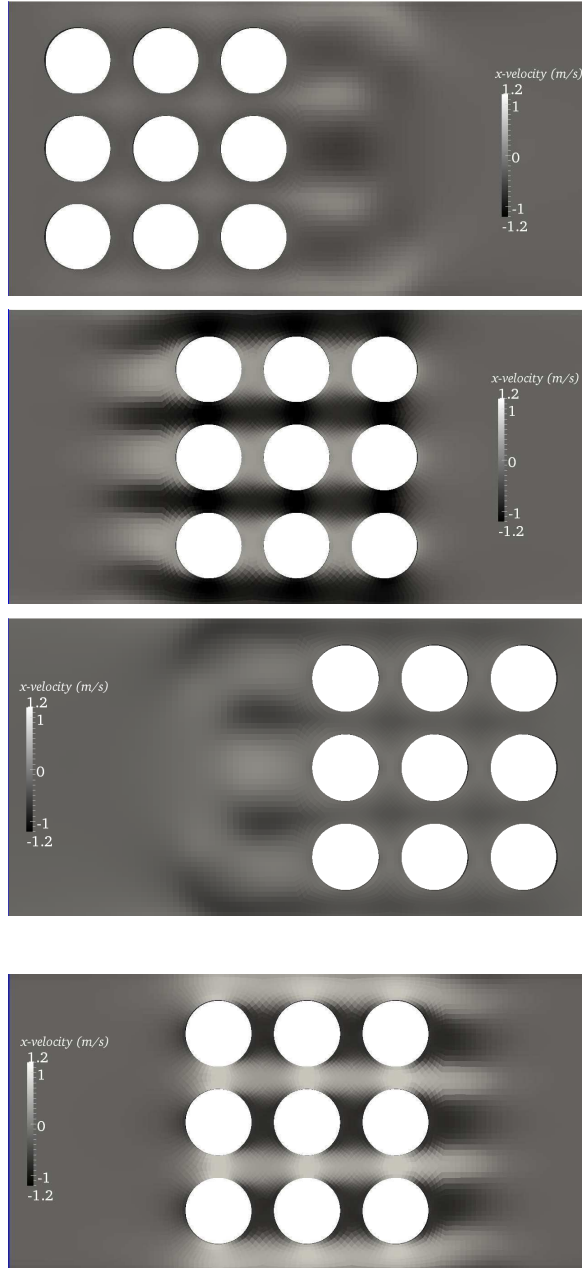


Fig. 3: sketch of the x-velocity along one cycle of oscillation, in  $\text{ms}^{-1}$

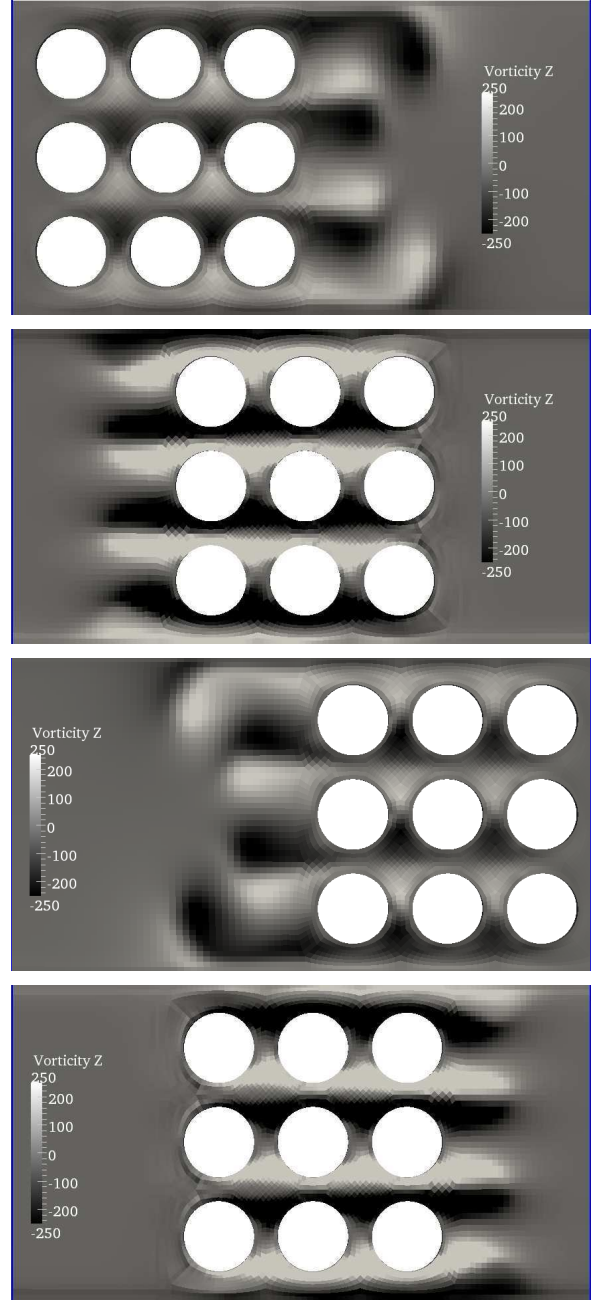


Fig. 4: sketch of the axial vorticity along one cycle of oscillation, in  $\text{s}^{-1}$

The fluid forces exerted upon the cylinders exhibit a sine-like shape, with a phase difference with the array displacement equal to about  $-0.95$  in the reference case illustrated in Fig. 5 and 6. This phase shift indicates that the drag force dominates in the range of displacement amplitude and of fluid velocities considered, and that inertial effect are also present. Such a description overlooks unsteady effects like the interaction of cylinders with the wake vortices, but it is meaningful as a first approximation.



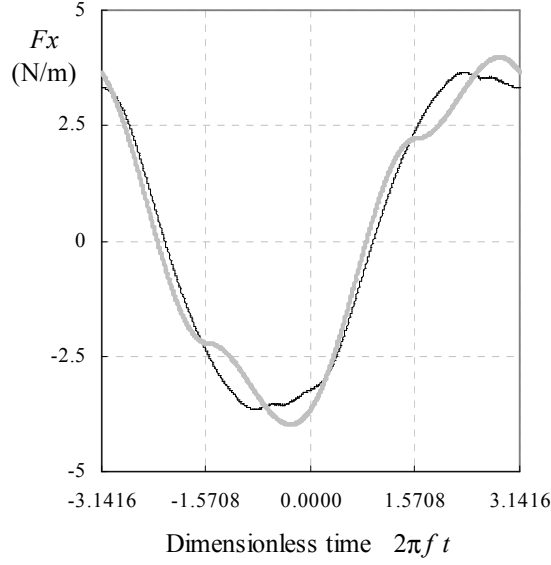


Fig. 5: evolution of the x-component of the force exerted upon the upper center cylinder during one cycle of oscillation, for a displacement of the array proportional to  $\sin 2\pi ft$ . Black line: result of the computation of the reference case, gray line: Morison-like fit of the result of the computation (see next Section )

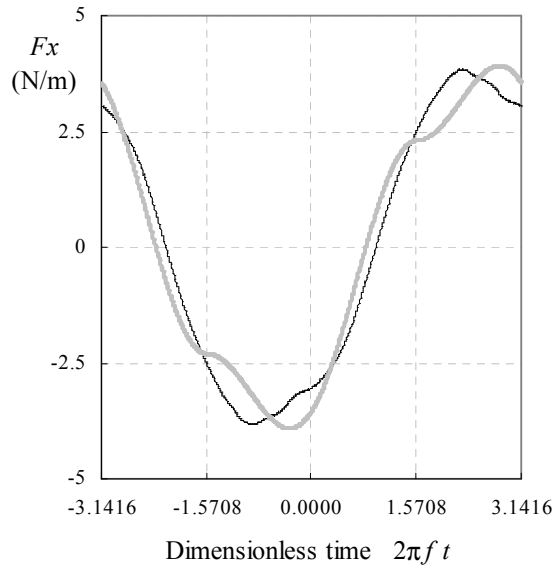


Fig. 6: evolution of the x-component of the force during one cycle of oscillation for the central cylinder for a displacement of the array proportional to  $\sin 2\pi ft$ . Black line: result of the computation of the reference case, gray line: Morison-like fit of the result of the computation (see next Section )

## Axial velocity dynamics

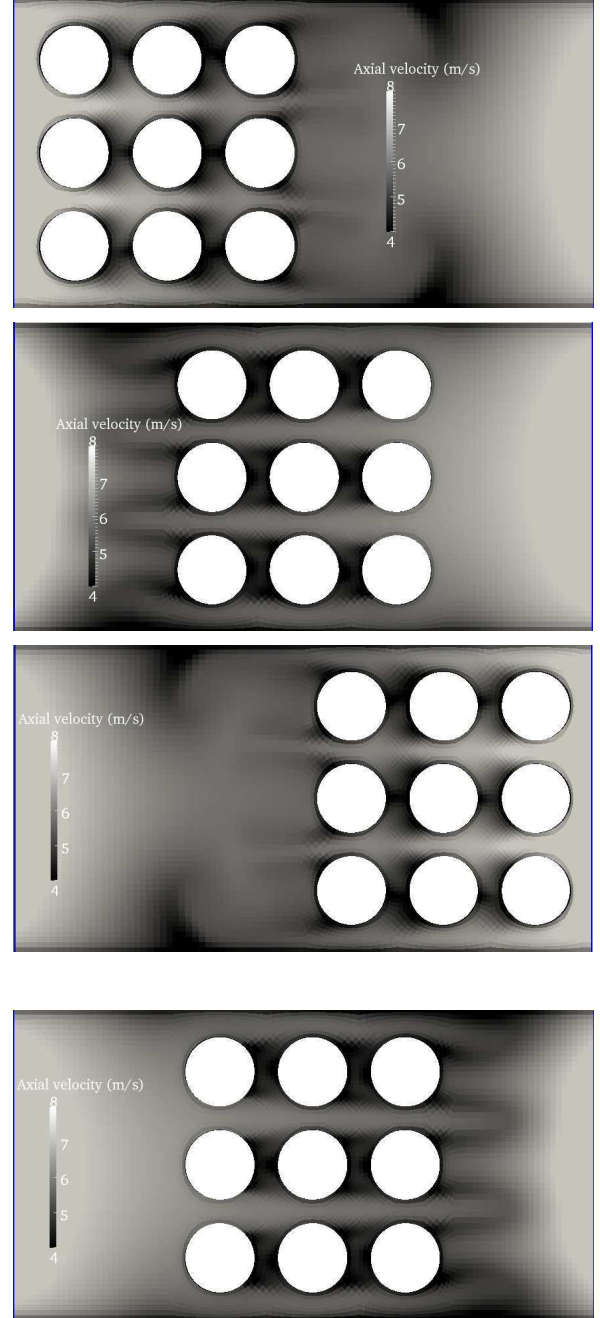


Fig. 7: sketch of the axial velocity along one cycle of oscillation for the reference case, in  $s^{-1}$

It is worth mentioning the fact that the axial velocity does not adapt instantaneously to the position of the tube array, as illustrated in Fig. 7: the axial velocity in the wake of the cylinders remains close to zero during a part of the oscillation cycle. This results probably from axial inertia combined to the vanishing velocity condition along the cylinder walls.

## Inertia and drift coefficients

A simple attempt to fit the computed forces can be based on the Morison expansion originally derived for single cylinders in quiescent flow [10], namely:

$$F_x^{Morison} = -\alpha_m \frac{\pi \rho D^2}{4} A \frac{d^2 X}{dt^2} - \alpha_d \frac{\rho D}{2} \left| \frac{dX}{dt} \right| \frac{dX}{dt}$$

where  $\alpha_m$  is the dimensionless coefficient of the added mass term, assumed to be proportional to the acceleration of the cylinder. In the above expression, the drag term follows a quasi-steady law, and unsteady effects are overlooked. Nevertheless, such an expression has the merit of simplicity, and as the term  $\left| \frac{dX}{dt} \right| \frac{dX}{dt}$  is reasonably close to a sine, the identification of a couple of dimensionless coefficients  $\alpha_m$  and  $\alpha_d$  is straightforward.

Following this line of reasoning, it is proposed to expand the x-forces in Morison-like coefficients according to

$$F_x = \omega^2 \left( \alpha_m \frac{\pi \rho D^2}{4} \sin \omega t A - \alpha_d \frac{\rho D}{2} |\cos \omega t| \cos \omega t A^2 \right)$$

where  $\omega$  and  $A$  are the circular frequency and the amplitude of the oscillation, respectively. The coefficients obtained that way are still related to the drag and to the fluid inertia, but they may depend on the oscillation parameters, especially the frequency and the amplitude. Such an expansion cannot cover all the details of the fluid flow, and presumably not the interaction of the cylinder array with the axial flow. It is used in the present study because it is the simpler expansion that can be proposed.

The coefficients obtained throughout least square estimations for four out of nine cylinders are plotted in the next figures as functions of parameters listed in Table 1, i.e., the dimensionless amplitude (KG), the dimensionless frequency  $fD^2/\nu$ , a.k.a. Stokes number, and the axial Reynolds number. The width of the box was not found to have a significant influence on the coefficients in the range of widths tested (see Table 1).

It appears that the mass and the drag coefficients obtained that way are, as an order of magnitude, close to unity. These values are consistent with the classical values of the added mass of a single cylinder estimated by a potential flow model ( $\alpha_m = 1$ , see for instance [11]) and with the drag coefficient of a cylinder which is close to unity in a wide range of Reynolds numbers ( $\alpha_d \sim 1$ , see for instance [12]).

As can be seen in Fig. 8, a strong dependency of the drag coefficient with the Keulegan Carpenter number is observed. The strong increase of  $\alpha_d$  for small values of KC seems to indicate that the scale laws of the above equations may require some further elaboration.

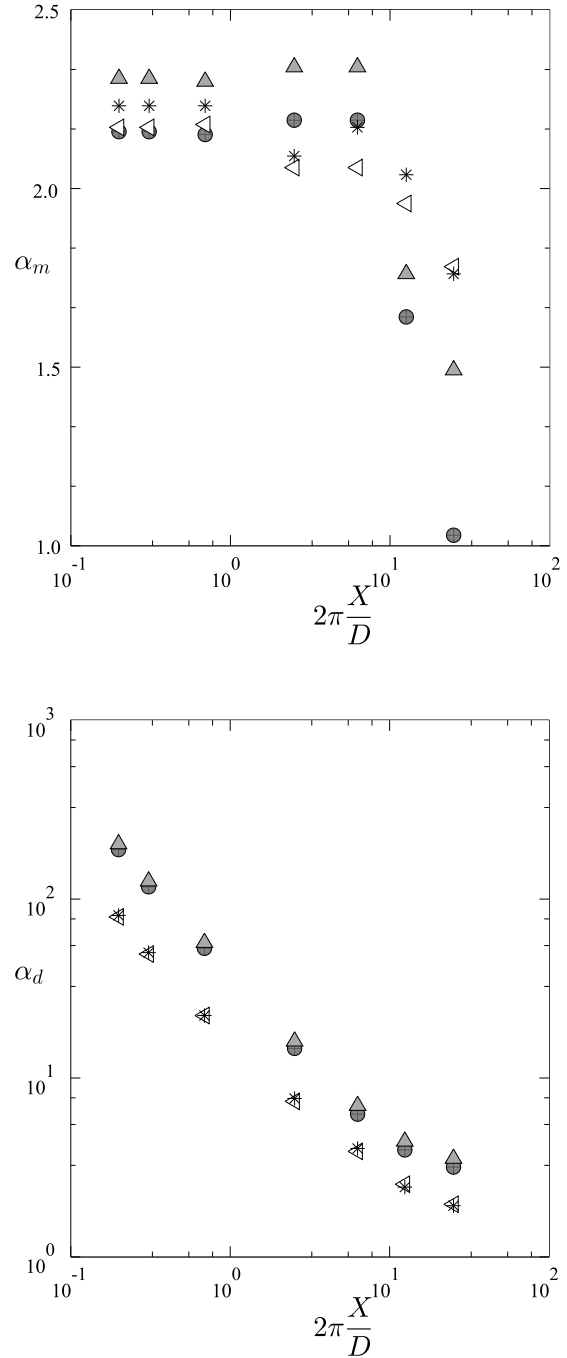


Fig. 8: mass and drag coefficients vs. Keulegan Carpenter number. : center cylinder, : left central cylinder, : central upper cylinder, : upper left cylinder

## Inertia and drift coefficients

A simple attempt to fit the computed forces can be based on the Morison expansion originally derived for single cylinders in quiescent flow [10], namely:

$$F_x^{Morison} = -\alpha_m \frac{\pi \rho D^2}{4} A \ddot{x} - \alpha_d \frac{\rho D}{2} |\dot{x}| \dot{x}$$

where  $\alpha_m$  is the dimensionless coefficient of the added mass term, assumed to be proportional to the acceleration of the cylinder. In the above expression, the drag term follows a quasi-steady law, and unsteady effects are overlooked. Nevertheless, such an expression has the merit of simplicity, and as the term  $|\dot{x}| \dot{x}$  is reasonably close to a sine, the identification of a couple of dimensionless coefficients  $\alpha_m$  and  $\alpha_d$  is straightforward.

Following this line of reasoning, it is proposed to expand the x-forces in Morison-like coefficients according to

$$F_x = \omega^2 \left( \alpha_m \frac{\pi \rho D^2}{4} \sin \omega t A - \alpha_d \frac{\rho D}{2} |\cos \omega t| \cos \omega t A^2 \right)$$

where  $\omega$  and  $A$  are the circular frequency and the amplitude of the oscillation, respectively. The coefficients obtained that way are still related to the drag and to the fluid inertia, but they may depend on the oscillation parameters, especially the frequency and the amplitude. Such an expansion cannot cover all the details of the fluid flow, and presumably not the interaction of the cylinder array with the axial flow. It is used in the present study because it is the simpler expansion that can be proposed.

The coefficients obtained throughout least square estimations for four out of nine cylinders are plotted in the next figures as functions of parameters listed in Table 1, i.e., the dimensionless amplitude (KG), the dimensionless frequency  $fD^2/\nu$ , a.k.a. Stokes number, and the axial Reynolds number. The width of the box was not found to have a significant influence on the coefficients in the range of widths tested (see Table 1).

It appears that the mass and the drag coefficients obtained that way are, as an order of magnitude, close to unity. These values are consistent with the classical values of the added mass of a single cylinder estimated by a potential flow model ( $\alpha_m = 1$ , see for instance [11]) and with the drag coefficient of a cylinder which is close to unity in a wide range of Reynolds numbers ( $\alpha_d \sim 1$ , see for instance [12]).

As can be seen in Fig. 8, a strong dependency of the drag coefficient with the Keulegan Carpenter number is observed. The strong increase of  $\alpha_d$  for small values of KC seems to indicate that the scale laws of the above equations may require some further elaboration.

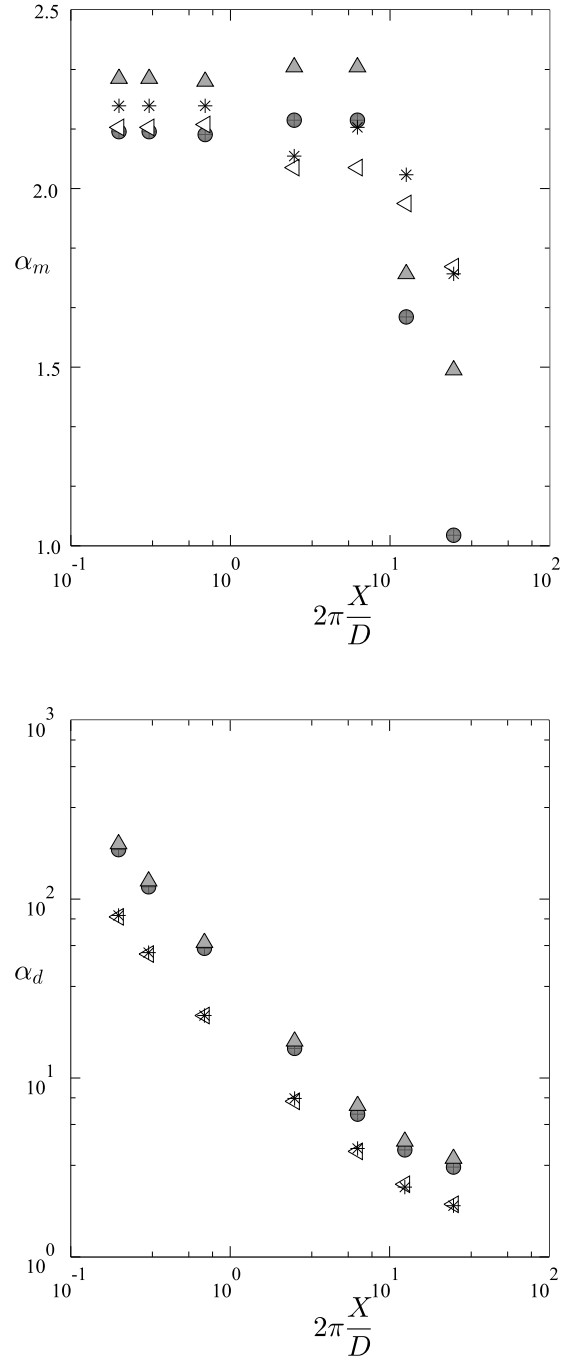


Fig. 8: mass and drag coefficients vs. Keulegan Carpenter number. : center cylinder, : left central cylinder, : central upper cylinder, : upper left cylinder

## Acknowledgements

The authors express their gratitude to Miss Marie Clement for paving the way to the different CFD tools used in the present study.

## References

- [1] J.F. Sigrist, D. Broc, *Homogenisation method for the modal analysis of a nuclear reactor with internal structures modelling and fluid-structure-interaction coupling*, 2007, Nuclear Engineering and Design, Vol. 237, issue 4, pages 431-440
- [2] R.D. Blevins, *Flow-induced Vibrations*, Krieger, Florida, 2001
- [3] M. P. Paidoussis *Fluid-Structure Interactions, Slender Structures and Axial Flow*, vol. 2, Elsevier 2004
- [4] B. Collard, S. Pisapia, S. Bellizzi & F. Witters *PWR fuel assembly modal testing and analysis* in PVP-Vol. 465, Flow-Induced Vibration, Proc of the ASME Pressure Vessels and Piping Conference, Cleveland, 2003
- [5] B. Ladouceur, J. Woilliez, M. Fontaine, *Fuel assembly damping for accident studies: an analytical approach*, 2004, in Structural behaviour of fuel assemblies for water cooled reactors, Note IAEA TECDOC 1454
- [6] C. Geuzaine and J.-F. Remacle, *Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities*. International Journal for Numerical Methods in Engineering, Volume 79, Issue 11, pages 1309-1331, 2009
- [7] *Code Saturne : a Finite Volume Code for the Computation of Turbulent Incompressible Flows - Industrial Applications*, International Journal on Finite Volumes, Vol. 1, 2004.
- [8] T. Belytschko, W.K. Liu & B. Moran, *Nonlinear Finite Elements for Continua and Structures*, Wiley, 2000
- [9] J. Ahrens, B. Geveci and Ch. Law, *ParaView: An End-User Tool for Large Data Visualization*. In the *Visualization Handbook*. Edited by C.D. Hansen and C.R. Johnson. Elsevier. 2005.
- [11] L. M. Milne-Thomson, *Theoretical Hydrodynamics*, Dover Publication, 1968
- [12] R.D. Blevins, *Applied Fluid Dynamics Handbook*, Krieger, Florida, 1992

# Bibliographie

- [1] *Vibrations des structures : interactions avec les fluides, sources d'excitation aléatoires*, Collection de la Direction des études et recherches d'Electricité de France, ISSN 0399-4198, Eyrolles, 1986, Bréau-sans-Nappe, Yvelines, 1988. Titre du 2e vol. : Aspects théoriques et numériques de la dynamique des structures.
- [2] R. J. ADRIAN, *Particle-imaging techniques for experimental fluid-mechanics*, Annual Review of Fluid Mechanics, 23 (1991), pp. 261–304.
- [3] N. AFZAL AND R. NARASIMHA, *Asymptotic analysis of thick axisymmetric turbulent boundary layers*, AIAA Journal, 23 (1985), pp. 963–965.
- [4] F. ARCHAMBEAU, M. SAKIZ, AND M. NAMANE, *Code saturne : a finite volume code for turbulent flows*, Int. J. Finite Vol., 1 (2004), pp. 1–62.
- [5] K. AU-YANG, *Flow-induced vibration of power and process plant components*, Professional Engineering Pub., 2001.
- [6] F. AXISA AND J. ANTUNES, *Modelling of Mechanical Systems : Fluid-Structure Interaction : Fluid-Structure Interaction*, Modelling of mechanical systems, Elsevier Science, 2006.
- [7] R. BLEVINS, *Flow-induced vibration*, Van Nostrand Reinhold, 1990.
- [8] ———, *Applied Fluid Dynamics Handbook*, Krieger Publishing Company, 2003.
- [9] D. BROU, *Comportement sismique des cœurs rep : éléments pour une synthèse des connaissances*, tech. rep., Rapport technique RT/06-007/A, CEA-DEN/DM2S/SEMT/EMSI, 2006.
- [10] D. BROU, J. C. QUEVAL, AND E. VIALLET, *Seismic behaviour of a pwr reactor core : fluid structure interaction effects*, in Transactions of the 17th International Conference on Structural Mechanics In Reactor Technology (SMIRT17), Prague, République Tchèque, 2003.
- [11] W. BURSNALL AND L. LOFTIN, *Pressure distribution on yawed circular cylinder in the critical reynolds number range*, NACA T.Note 2463, (1951).
- [12] S. S. CHEN, *Flow-induced vibration of circular cylindrical structures*, Hemisphere Pub. Corp., 1987.
- [13] S. S. CHEN AND H. CHUNG, *Design guide for calculating hydrodynamic mass. Part 1 : Circular cylindrical structures*, NASA STI/Recon Technical Report N, 77 (1976).
- [14] S. S. CHEN AND G. ROSENBERG, *Dynamics of a coupled shell-fluid system*, Nuclear Engineering and Design, 32 (1975), pp. 302–310.
- [15] H. CHUNG AND S. S. CHEN, *Vibration of a group of circular cylinders in a confined fluid*, Journal of Applied Mechanics, (1977).
- [16] R. W. CLOUGH AND J. PENSIEN, *Dynamics of Structures*, McGraw-Hill, 1975.
- [17] B. COLLARD, S. PISAPIA, S. BELLIZZI, AND F. WITTERS, *PWR fuel assembly modal testing and analysis*, ASME Conference, Flow-induced vibration, PVP, 465 (2003), pp. 147–152.
- [18] C. CONCA AND R. DAUTRAY, *Problèmes mathématiques en couplage fluide-structure : applications aux faisceaux tubulaires*, Collection de la Direction des études et recherches d'Electricité de France, Eyrolles, Paris, 1994.

- [19] C. CONCA AND J. PLANCHARD, *Fluids and periodic structures*, Recherches en mathématiques appliquées, Wiley, 1995.
- [20] C. DALTON, *Inertia coefficients for riser configurations*, Journal of Energy Resources Technology, 102 (1980), pp. 197–202.
- [21] J. DE RIDDER, J. DEGROOTE, K. VAN TICHELEN, P. SCHUURMANS, AND J. VIERENDEELS, *Modal characteristics of a flexible cylinder in turbulent axial flow from numerical simulations*, journal of fluids and structures, Journal of Fluids and Structures, 43 (2013), pp. 110–123.
- [22] L. DIVARET, P. MOUSSOU, O. CADOT, J. BERLAND, AND O. DOARÉ, *U-RANS simulation of fluid forces exerted upon an oscillating tube array in axial flow at large Keulegan-Carpenter numbers*, Bulletin Ercoftac, 86 (2011).
- [23] A. P. DOWLING, *The dynamics of flexible slender cylinders. part 1 : Neutrally buoyant elements.*, Journal of Fluid Mechanics, 187 (1988), pp. 507–533.
- [24] U. EHRENSTEIN AND C. ELOY, *Skin friction on a moving wall and its implications for swimming animals*, Journal of Fluid Mechanics, 718 (2013), pp. 321–346.
- [25] S. ERSDAL AND O. FALTINSEN, *Normal forces on cylinders in near-axial flow*, Journal of Fluids and Structures, 22 (2006), pp. 1057–1077.
- [26] C. GEUZAIN AND J.-F. REMACLE, *Gmsh : a three-dimensional finite element mesh generator with build-in pre- and post-processing facilities*, International Journal for Numerical Methods in Engineering, 77 (2009), pp. 1309–1331.
- [27] F. P. GOSSELIN AND E. DE LANGRE, *Drag reduction by reconfiguration of a poroelastic system*, Journal of Fluids and Structures, 27 (2011), pp. 1111–1123.
- [28] A. R. HANSON, *Vortex shedding from yawed cylinders*, AIAA J., 4 (1966), pp. 738–740.
- [29] T. HAYASHI, F. YOSHINO, R. WAKA, S. TANABE, AND T. KAWAMURA, *Turbulent structure in a vortex wake shed from an inclined circular cylinder*, Trans. JSME, (1992), pp. 297–304.
- [30] A. F. HEENAN AND J. F. MORRISON, *Turbulent boundary layers on axially-inclined cylinders. I. surface-pressure/velocity correlations*, Experiments in Fluids, 32 (2002), pp. 547–557.
- [31] S. HOERNER, *Fluid-dynamic drag : practical information on aerodynamic drag and hydrodynamic resistance*, Hoerner Fluid Dynamics, 1965.
- [32] R. JONES, *Effects of sweepback on boundary layer and separation*, National Advisory Committee for Aeronautics, 884 (1947).
- [33] S. A. JORDAN, *Transition to turbulence in the separated shear layers of yawed circular cylinders*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 31 (2010), pp. 489–498.
- [34] KTA 2201.4, *Design of nuclear power plants against seismic events ; Part 4 : Components. safety standards of the nuclear safety standards commission (KTA)*, November 2012.
- [35] K. LAM, Y. LIN, L. ZOU, AND Y. LIU, *Numerical simulation of flows around two unyawed and yawed wavy cylinders in tandem arrangement*, Journal of Fluids and Structures, 28 (2012), pp. 135–151.
- [36] G. V. LAUDER AND E. D. TYTELL, *Hydrodynamics of undulatory propulsion*, in Fish Biomechanics, Robert E. Shadwick and G. V. Lauder, eds., vol. 23 of Fish Physiology, Academic Press, 2005, pp. 425–468.
- [37] M. J. LIGHTHILL, *Note on the swimming of slender fish*, Journal of Fluid Mechanics, 9 (1960), pp. 305–317.
- [38] C. G. LOMAS, *Fundamentals of hot anemometry*, Cambridge University Press, 1986.
- [39] R. Y. LU AND S. D. D., *PWR fuel assembly damping characteristics*, in 14th International Conference on Nuclear Engineering, vol. 3, ASME, July 2006.
- [40] D. LUCOR AND G. KARNIAKAKIS, *Effects of oblique inflow in vortex-induced vibrations*, Flow, Turbulence and Combustion, 71 (2003), pp. 375–389.

- [41] R. M. LUEPTOW, P. LEEHEY, AND T. STELLINGER, *The thick, turbulent boundary layer on a cylinder : Mean and fluctuating velocities*, Physics of Fluids (1958-1988), 28 (1985), pp. 3495–3505.
- [42] F. R. MENTER, *Zonal two equation  $k$ - $\omega$  turbulence models for aerodynamic flows*, AIAA Paper 93-2906, (1993).
- [43] ———, *Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications*, AIAA Journal, 32 (1994), pp. 1598–1605.
- [44] L. MOODY, *Friction factors for pipe flow*, Trans. ASME, 66 (1944), pp. 671–677.
- [45] J. MORISON AND S. SCHAAF, *The force exerted by surface waves on piles*, Petroleum Transactions, AIME, 189 (1950), pp. 149–154.
- [46] T. NAKAMURA AND S. KANEKO, *Flow Induced Vibrations : Classifications and Lessons from Practical Experiences*, Elsevier Science, 2008.
- [47] C. ORTLOFF AND J. IVES, *On the dynamic motion of a thin flexible cylinder in a viscous stream*, Journal of Fluid Mechanics, 38 (1969), pp. 713–720.
- [48] M. PAÏDOUSSIS, *Dynamics of flexible slender cylinders in axial flow part 2. experiments*, Journal of Fluid Mechanics, 26 (1966), pp. 737–751.
- [49] ———, *The dynamics of clusters of flexible cylinders in axial flow : Theory and experiments*, Journal of Sound and Vibration, 65 (1979), pp. 391–417.
- [50] ———, *Fluid-structure interactions : slender structures and axial flow*, Fluid-structure interactions, Academic Press, 2004.
- [51] M. P. PAÏDOUSSIS AND S. SUSS, *Stability of a cluster of flexible cylinders in bounded axial flow*, Journal of Applied Mechanics, 44 (1977), pp. 401–408.
- [52] M. P. PAÏDOUSSIS, S. SUSS, AND M. PUSTEJOVSKY, *Free vibration of clusters of cylinders in liquid-filled channels*, Journal of Sound and Vibration, 55 (1977), pp. 443–459.
- [53] G. PAPANICOLAU, A. BENSOUSSAN, AND J. LIONS, *Asymptotic Analysis for Periodic Structures*, Studies in Mathematics and its Applications, Elsevier Science, 1978.
- [54] M. P. PAÏDOUSSIS, S. J. PRICE, AND E. DE LANGRE, *Fluid-Structure Interactions : Cross-Flow-Induced Instabilities*, cambridge university press, cambridge ed., 2011.
- [55] J. PIQUET AND V. PATEL, *Transverse curvature effects in turbulent boundary layer*, Progress in Aerospace Sciences, 35 (1999), pp. 661–672.
- [56] S. POPE, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 2000.
- [57] S. RAMBERG, *The effects of yaw and finite length upon the vortex wakes of stationary and vibrating circular cylinders*, Journal of Fluid Mechanics, 128 (1983), pp. 81–107.
- [58] G. N. V. RAO AND N. R. KESHAVAN, *Axisymmetric turbulent boundary layers in zero pressure-gradient flows*, Journal of Applied Mechanics, 39 (1972), pp. 25–32.
- [59] E. RELF AND C. POWELL, *Tests of smooth and stranded inclined wires*, Rep. Memor. Aero. Res. Comm., Lond., (1917).
- [60] M. F. ROBBE AND F. BLIARD, *A porosity method to describe the influence of internal structures on a fluid flow in case of fast dynamics problems*, Nuclear Engineering and Design, 215 (2002), pp. 217–242.
- [61] A. ROSHKO, *On the wake and drag of bluff bodies*, J. Aero. Sci., (1955), pp. 124–132.
- [62] T. SARPKEYA, *Vortex shedding and resistance in harmonic flow about smooth and rough circular cylinders at high Reynolds numbers*, Naval postgraduate School, Monterey, California, Report No. NPS-59SL76021, 1976.
- [63] ———, *On the force decompositions of Lighthill and Morison*, Journal of Fluids and Structures, 15 (2001), pp. 227–233.

- [64] T. SARPKAYA AND M. ISAACSON, *Mechanics of wave forces on offshore structures*, Van Nostrand Reinhold Co., 1981.
- [65] W. SEARS, *The boundary layer of yawed cylinders*, Journal of the aeronautical sciences, 15 (1948), pp. 49–52.
- [66] J.-F. SIGRIST AND D. BROU, *Homogenisation method for the modal analysis of tube bundle with fluid-structure interaction modelling*, Finite Elem. Anal. Des., 44 (2008), pp. 323–333.
- [67] K. SINGH, S. MICHELIN, AND E. DE LANGRE, *Energy harvesting from axial fluid-elastic instabilities of a cylinder*, Journal of Fluids and Structures, 30 (2012), pp. 159–172.
- [68] R. SMITH, T. KAO, AND W. MOON, *Experiments on the flow about a yawed circular cylinder*, Journal of basic engineering, 94 (1971), pp. 771–776.
- [69] C. G. SPEZIALE, S. SARKAR, AND T. B. GATSKI, *Modelling the pressure-strain correlation of turbulence : an invariant dynamical systems approach*, Journal of Fluid Mechanics, 227 (1991), pp. 245–272.
- [70] F. E. STOKES AND R. A. KING, *PWR fuel assembly dynamic characteristics*, in Int. Conf. Vib. in Nuc. Plant, May 1978.
- [71] M. TANAKA, K. FUJITA, A. HOTTA, AND N. KONO, *Parallel flow-induced damping of PWR fuel assembly*, ASME Conference, Pittsburgh, PA, PVP, 133 (1988).
- [72] G. I. TAYLOR, *Analysis of the swimming of long and narrow animals*, Proceedings Royal Society of London, 214 (1952), pp. 158–183.
- [73] G. S. TRIANTAFYLLOU AND C. CHRYSOSTOMIDIS, *Stability of a string in axial flow*, ASME Journal of Energy Resources Technology, 107 (1985), pp. 421–425.
- [74] C. W. VAN ATTA, *Experiments on vortex shedding from yawed circular cylinders*, AIAA J., 6 (1968), pp. 931–933.
- [75] F. WHITE, *Fluid Mechanics*, McGraw-Hill international editions, McGraw-Hill, 2003.
- [76] W. WILLMARTH, L. SHARMA, AND S. INGLIS, *The Effect of Cross Flow and Isolated Roughness Elements on the Boundary Layer and Wall Pressure Fluctuations on Circular Cylinders*, Dept Aerospace Eng., Univ Mich, Report No. 014439-01, 1977.
- [77] Y. YAMAMOTO, *Hydrodynamic forces on multiple circular cylinders*, ASCE Journal of the Hydraulics Division, 102 (1976), pp. 1193–1210.
- [78] D. YEO AND N. P. JONES, *Investigation on 3-d characteristics of flow around a yawed and inclined circular cylinder*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 96 (2008), pp. 1947–1960.
- [79] ———, *Characterization of flow oblique to a circular cylinder with low aspect ratio using 3-d detached eddy simulation*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 99 (2011), pp. 1117–1125.
- [80] ———, *Aerodynamic forces induced by vertically oscillating incoming flow on a yawed horizontal circular cylinder*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 104-106 (2012), pp. 188–195.
- [81] M. ZDRAVKOVICH, *Flow around circular cylinders*, vol. 1, Oxford University Press, New York, 1997.
- [82] ———, *Flow Around Circular Cylinders : Volume 2 : Applications*, Oxford University Press, New York, 2003.
- [83] R. ZHANG, *Structural homogenized analysis for a nuclear reactor core*, Nuclear Engineering and Design, 183 (1998), pp. 151–156.
- [84] R. ZHANG, G. NIE, S. HOU, AND C. CHAN, *Determination of added fluid area in the homogenization model of beam bundles*, International Journal of Solids and Structures, 39 (2002), pp. 5837–5850.
- [85] M. ZHAO, L. CHENG, AND T. ZHOU, *Direct numerical simulation of three-dimensional flow past a yawed circular cylinder of infinite length*, Journal of Fluids and Structures, 25 (2009), pp. 831–847.