



HAL
open science

Modélisation et simulation numérique de vibrations induites par écoulements autour d'obstacles cylindriques seuls ou en réseaux

Yoann Jus

► **To cite this version:**

Yoann Jus. Modélisation et simulation numérique de vibrations induites par écoulements autour d'obstacles cylindriques seuls ou en réseaux. Mécanique des structures [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT : 2011PA066324 . tel-00824639

HAL Id: tel-00824639

<https://theses.hal.science/tel-00824639>

Submitted on 22 May 2013

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

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



École Doctorale SMAE

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Sciences de l'ingénieur

présentée par

Yoann JUS

Modélisation et simulation numérique de vibrations induites par écoulements autour d'obstacles cylindriques seuls ou en réseaux

dirigée par Pierre SAGAUT

Soutenue le 13 décembre 2011 devant le jury composé de :

M ^{me} Marianna BRAZA	IMFT	examineur
M. Régis MARCHIANO	Université Pierre et Marie Curie	examineur
M. Aziz HAMDOUNI	Université La Rochelle	rapporteur
M. Pierre SAGAUT	Université Pierre et Marie Curie	directeur
M. Jean-Camille CHASSAING	Université Pierre et Marie Curie	co-directeur
Mme. Elisabeth LONGATTE	EDF R&D	co-directeur
M. Mhamed SOULI	Université de Lille	rapporteur

Institut Jean le Rond d'Alembert case
162
4, Place Jussieu
72 252 Paris Cedex 05

École doctorale Paris centre Case 188
4 place Jussieu
75 252 Paris cedex 05

Résumé

Résumé

Le travail engagé dans cette thèse s'inscrit dans le cadre de programmes de recherche engagés par les industriels du domaine nucléaire visant à optimiser les capacités prédictives des modèles de dimensionnement de composants de centrales nucléaires. La modélisation de l'action exercée par le fluide en écoulement et de la rétroaction induite par la dynamique de la structure est un élément clef du dimensionnement. L'objectif de la thèse est de mettre en évidence l'interaction entre la turbulence proche paroi et les effets de couplage instationnaire non conservatif potentiellement déstabilisant. Le cas particulier d'un cylindre seul en milieu infini, soumis à un écoulement transverse, est examiné en statique, puis en dynamique. L'influence des régimes d'écoulement sur la réponse dynamique est caractérisée. La quantification de l'énergie d'interaction fluide-structure est évaluée. Ce mémoire de thèse s'achève par une ouverture au cas du réseau de cylindres et démontre l'apport de macro simulations tridimensionnelles pour l'analyse des vibrations de structures induites par écoulement en régime sous-critique dans un cadre HPC et l'intérêt du couplage CFD/CSM dans le cas d'écoulements turbulents en environnement industriel.

Mots-clefs

Interaction fluide-structures, vibrations induites par écoulement

Table des matières

Introduction	7
1 Interaction fluide-structure autour d'obstacles cylindriques	9
1.1 Notions générales et paramètres adimensionnels	9
1.2 Mécanismes mis en jeu dans les réseaux de cylindres	10
1.2.1 Effets inertiels et visqueux	10
1.2.2 Excitation aléatoire par la turbulence	11
1.2.3 Accrochage fréquentiel	11
1.2.4 Instabilités fluide-élastiques	11
1.2.5 Bilan	15
1.3 Cylindre en milieu infini sous écoulement transverse uniforme	15
1.3.1 Contexte	15
1.3.2 Panorama des régimes d'écoulement	15
1.4 Cylindre oscillant sous écoulement transverse en milieu infini	19
1.4.1 Paramètres adimensionnels caractéristiques de la réponse du cylindre	19
1.4.2 Comportement oscillatoire en fonction de la vitesse réduite	20
1.5 Réseau de cylindres sous écoulement transverse uniforme	24
2 Méthodes numériques	25
2.1 Modélisation des écoulements	25
2.1.1 Equations de Navier-Stokes	25
2.1.2 Modélisation de la turbulence	26
2.1.3 Formulation discrète	29
2.2 Modélisation d'interface mobile	29
2.2.1 Choix d'un référentiel	29
2.2.2 Formulation pseudo-eulérienne	30
2.3 Dynamique de grille	33
2.3.1 Formulation géométrique	33
2.3.2 Méthode algébrique	34
2.3.3 Analogie élastique	34
2.4 Erreurs de commutation temporelles	35
2.5 Dynamique du solide	36
2.6 Système couplé	36
2.6.1 Modélisation de l'interface	36
2.6.2 Échanges d'énergie à l'interface	38

3	Échappement tourbillonnaire dans le sillage d'un cylindre	43
3.1	État de l'art	43
3.2	Présentation du problème	45
3.2.1	Géométrie du domaine et maillage	45
3.2.2	Paramètres du calcul	46
3.3	Analyse pariétale et grandeurs globales	47
3.4	Région sillage proche	49
4	Réponse d'un cylindre à l'échappement tourbillonnaire	55
4.1	État de l'art	55
4.2	Branche supérieure de réponse	56
4.2.1	Influence de la vitesse réduite	56
4.2.2	Mode d'émission des structures de l'écoulement	61
4.3	Branches de réponse et transitions	65
4.3.1	Réponse vibratoire	65
4.3.2	Analyse de phase	68
4.3.3	Mode d'émission des tourbillons	73
4.3.4	Etudes des forces	78
4.4	Energie d'interaction fluide structure	79
4.4.1	Coefficient de portance en phase avec l'accélération et la vitesse . . .	79
4.4.2	Effet de masse ajoutée	82
4.5	Transition entre la branche initiale et supérieure	83
5	Limite de stabilité d'un réseau de cylindres	87
5.1	Position du problème	87
5.2	Configuration sans écoulement permanent	87
5.2.1	Influence du pas réduit	91
5.3	Détermination de la vitesse de départ en instabilité	93
	Conclusions et perspectives	97
	Table des figures	101
	Liste des tableaux	105
A	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre	107
B	Cellule 9 tubes	111
B.0.1	Convergence en maillage	111
B.0.2	Convergence en temps	113
B.0.3	Influence de l'algorithme implicite	115
C	Temps de calcul	117
D	Méthode de Richardson	119
	Bibliographie	121

Introduction

En dépit des développements récents de méthodes numériques avancées pour la résolution de systèmes couplés, la simulation de problèmes multi-physiques multi-échelles de grande taille reste un défi dans un contexte industriel. Le Calcul Haute Performance (HPC) permet d'aborder la modélisation locale, le couplage de modèles pouvant constituer une étape pour le passage à l'échelle réelle.

Le couplage dynamique entre un fluide et un solide est au coeur de nombreuses problématiques dans les domaines maritime, biomédical, pétrolier, nucléaire et en génie civil. Certains systèmes mettent en présence des structures élongées soumises à l'action d'un fluide externe. Ainsi la vibration de risers soumis aux écoulements marins, les risques de flottement de profils d'ailes d'avions, la tenue aux vents violents de tabliers de ponts, de pylônes ou de lignes aériennes, la tenue mécanique des coeurs de réacteurs nucléaires et des échangeurs de chaleur sont autant de problématiques à caractère industriel qui induisent des programmes de recherche visant à optimiser les capacités prédictives des modèles de dimensionnement. Dans le domaine nucléaire, les échangeurs sont constitués de réseaux de cylindres, situés dans un environnement à fort confinement, source de fortes instationnarités et de turbulence. Dans certains cas extrêmes, la vibration excessive des cylindres entraîne une usure prématurée des systèmes mécaniques par contacts répétés ou par usure et fatigue vibratoire à long terme. Le maintien en conditions opérationnelles de ces systèmes requiert la maîtrise de la connaissance du comportement vibratoire, quelques soient les conditions thermohydrauliques, géométriques et mécaniques.

Dans ces cylindres en réseaux, la modélisation de l'action exercée par le fluide en écoulement et de la rétroaction induite par la dynamique de la structure est un élément clef du dimensionnement. Durant les trois dernières décennies, des méthodes empiriques basées sur des modèles heuristiques et des approches expérimentales ont été développées, les recours à l'expérimentation constituant toutefois un frein à la maîtrise des incertitudes associées aux estimations de limites de stabilité dynamique. C'est dans ce contexte que se sont inscrits les développements récents de méthodes numériques avancées pour la résolution de systèmes couplés fluide structure. La présente thèse s'inscrit dans la continuité des travaux engagés par Bendjeddou (2005) et Huvelin (2008) et vise à aller au-delà en caractérisant l'action induite par la turbulence sur le comportement dynamique de ces systèmes. L'objectif est de mettre en évidence l'interaction entre la turbulence proche paroi et les effets de couplage instationnaire non conservatif potentiellement déstabilisant.

Le premier chapitre est consacré aux différents mécanismes vibratoires mis en jeu dans les réseaux de cylindres. Le cas particulier d'un cylindre seul en milieu infini, soumis à un écoulement turbulent d'incidence transverse, est examiné en statique puis, en dynamique, l'influence des régimes d'écoulement sur la réponse dynamique du système est caractérisée. L'objectif est de mettre en évidence l'interaction entre la turbulence et certains effets instationnaires de couplage sans aborder dans un premier temps la notion d'instabilité dynamique. Les paramètres adimensionnels caractéristiques de l'interaction sont explicités

en monophasique dans le cadre de l'élasticité linéaire pour la structure.

Les méthodes numériques sont abordées au chapitre deux. Les équations de Navier-Stokes sont résolues à l'aide d'une formulation volumes finis colocalisés et la turbulence est modélisée par Simulation des Grandes Échelles (LES, Large Eddy Simulation). Une formulation pseudo-eulérienne est introduite pour la dynamique de grille et en première approximation, le mouvement du solide est assimilé à un mouvement de corps rigide indéformable. Une méthode itérative est mise en oeuvre pour la résolution simultanée et couplée des deux systèmes d'équations aux dérivées partielles régissant les dynamiques du fluide et du solide couplées par leur interface commune.

L'écoulement autour d'un cylindre fixe en régime sous-critique dans le cas statique fait l'objet du chapitre trois exhibant une prévision des paramètres globaux et des instationnarités induites par la turbulence. Ces instationnarités, de nature à interagir non-linéairement avec les vibrations, sont déterminantes pour le calcul dynamique abordé au chapitre quatre.

La réponse vibratoire d'un cylindre en milieu infini soumis à un écoulement incompressible transversal de fluide monophasique est analysée en fonction de différents paramètres adimensionnels. Les transitions entre les branches de réponses ainsi que les modes d'échappements tourbillonnaires sont caractérisés.

Enfin, le cinquième chapitre aborde le cas des cylindres en réseaux en écoulement laminaire, à faible nombre de Stokes. La vitesse réduite limite de stabilité est identifiée. Une ouverture sur le champ possible d'investigation de ces systèmes par la simulation numérique est proposée : analyse de la stabilité, évaluation de spectres de turbulence, définition de critères génériques d'instabilité, investigation de la post-instabilité, rôles combinés de la vitesse réduite, du nombre de Reynolds, du nombre de Scruton, du pas réduit, modification du spectre de turbulence en déséquilibre dû à l'interaction avec la paroi solide en mouvement, rôle de la couche limite dans le mécanisme d'excitation de la structure par le fluide, identification des modes prépondérants intervenant dans l'interaction fluide structure.

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre plus large d'un programme de recherche visant à réduire les incertitudes sur les limites de stabilité de systèmes à grande échelle potentiellement affectés de façon significative par des phénomènes locaux. A ce titre, pour le passage à l'échelle réelle, des travaux complémentaires seront menés sur le couplage de modèles.

Chapitre 1

Interaction fluide-structure autour d'obstacles cylindriques

1.1 Notions générales et paramètres adimensionnels

Les structures tubulaires immergées dans un fluide vibrent sous l'effet de l'écoulement. Selon les caractéristiques des modes de réponse vibratoire, il peut en résulter à terme l'endommagement de la structure par usure ou fatigue vibratoire. La modélisation du *couplage fluide-structure* est devenue dans la plupart des secteurs industriels une nécessité pour les ingénieurs avec l'augmentation des exigences en matière de conception et elle est facilitée par l'évolution des moyens de calcul. La modélisation du couplage se heurte toutefois à de nombreuses difficultés dont la principale demeure le comportement dynamique du fluide qui devient complexe dès lors que l'écoulement devient turbulent (ce qui correspond à la vie courante).

Nous pouvons distinguer deux classes de problèmes distincts selon que le fluide est animé d'un écoulement permanent ou non. La première situation consiste à considérer le cas où le milieu fluide n'a aucun écoulement permanent. Les oscillations couplées d'un fluide et d'une structure vibrant tous les deux autour d'*un état d'équilibre statique stable* doivent être modélisées. En se limitant à des vibrations de petites amplitudes en négligeant tout effet de gravité et de compressibilité et en supposant négligeables les non-linéarités induites par le comportement dynamique du solide, nous restons dans le cadre de la famille des écoulements dits laminaires. Ce type de problèmes est nommé par le terme *interaction fluide-structure*. La deuxième classe de problèmes concerne les *vibrations induites par écoulements*. Des effets physiques très différents s'ajoutent aux effets d'interactions fluide-structure avec des mécanismes possibles de couplage non conservatifs et de vibrations forcées par les fluctuations induites par la turbulence. Seul le cadre des écoulements de fluide monophasique est abordé dans ce document. Les nombres adimensionnels permettant d'analyser un problème d'interaction fluide-solide sont décrits par De Langre (2002) dans le cadre monophasique. Ils peuvent être propres au fluide (nombre de Reynolds, nombre de Froude ..), propre au solide (nombre de déplacement et nombre de gravité) ou propres à l'interaction fluide-solide. Dans la suite, nous travaillons essentiellement avec le nombre de Reynolds R_e (propre au fluide), nombre de déplacement (propre au solide), rapport de masse (propre à l'interaction) et la vitesse réduite (propre à l'interaction).

Le nombre de Reynolds R_e , caractérisant le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses, est défini par :

$$R_e = \frac{\rho_f U D}{\mu} \quad (1.1)$$

où ρ_f désigne la masse volumique du fluide [kg/m^3], U la vitesse du fluide [$m.s^{-1}$], D une échelle de longueur caractéristique (le diamètre du cylindre dans le cas d'un obstacle cylindrique) [m] et μ la viscosité dynamique du fluide [$Pa.s^{-1}$].

Le rapport de masse m^* est défini comme :

$$m^* = \frac{\rho_s}{\rho_f} \quad (1.2)$$

où ρ_s désigne la masse volumique du solide [kg/m^3].

Le nombre de déplacement (ici l'amplitude adimensionnée A^*) est caractérisée par :

$$A^* = \frac{A}{D} \quad (1.3)$$

avec A l'amplitude de déplacement [m].

Un paramètre souvent rencontré pour définir le comportement oscillatoire d'un cylindre est la vitesse réduite U_r définie par :

$$U_r = \frac{U}{f_{vide} D} \quad (1.4)$$

avec f_{vide} la fréquence de la structure dans le vide en l'absence de tout fluide environnant. Elle caractérise le rapport entre les échelles de temps caractéristiques des mouvements fluide et solide.

1.2 Mécanismes mis en jeu dans les réseaux de cylindres

Dans le cas d'un réseau de cylindres soumis à un écoulement transverse, l'analyse du niveau d'amplitude vibratoire des cylindres en fonction de la vitesse réduite permet en première approximation de distinguer, pour un écoulement monophasique, quatre mécanismes d'interaction comme le montre la figure 1.1. Pour trois d'entre eux, la structure répond à une excitation due à l'écoulement sans modifier la nature de l'interaction. Il s'agit des effets inertiels (zone A), de l'excitation due à la turbulence (zone B) et de l'échappement tourbillonnaire (zone C). Les interactions sont dites conservatives car les contraintes induites par le fluide sur la structure sont en première approximation indépendantes du mouvement de cette dernière. En revanche, le phénomène d'instabilité fluide-élastique (zone D) fait intervenir un couplage instationnaire non-conservatif entre le fluide et le mouvement de la structure. L'action du fluide sur la structure induit un mouvement de celle-ci susceptible de modifier l'écoulement par rétroaction. Ces quatre mécanismes sont détaillés ci-dessous.

1.2.1 Effets inertiels et visqueux

Les effets inertiels et visqueux résultent de l'interaction entre une structure et un fluide au repos, telle que la vitesse propre de l'écoulement est nulle. Cette vitesse est considérée nulle si la structure vibre à une fréquence telle qu'à l'échelle du temps du mouvement du solide, le fluide semble immobile. Dans le cadre des petits mouvements, en l'absence de tout effet de gravité et de compressibilité, et de toute non-linéarité du système dynamique, les interactions dépendent alors exclusivement du mouvement du solide et l'interaction fluide-structure est caractérisée par un ajout d'inertie contribuant à l'effet de *masse ajoutée* auquel s'ajoute des effets visqueux. Tous ces effets résultent de combinaison des effets d'inertie et des effets visqueux conduisant à des effets de masse ajoutée et de la dissipation pouvant être caractérisés par le biais de termes de masse et d'amortissement ajoutés.

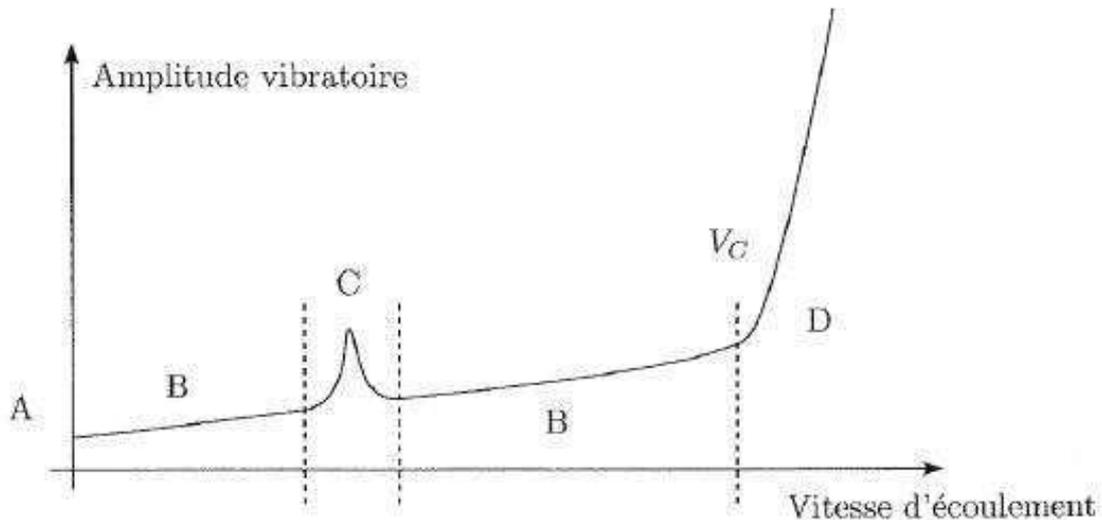


FIG. 1.1: Évolution du niveau d'amplitude vibratoire en fonction de la vitesse réduite pour un réseau de cylindres sous écoulement transverse avec une décomposition en quatre régions : Zone A : Interaction Fluide structure (IFS), Zone B : Excitation induite par la turbulence (TIV), Zone C : Vibrations induites par détachement tourbillonnaire (VIV) et Zone D : Instabilité dynamique (MIV)

1.2.2 Excitation aléatoire par la turbulence

Pour une large gamme de vitesse réduite, le solide est excité par la turbulence de l'écoulement qui génère des fluctuations de pression aléatoires sur la surface de l'obstacle produisant des vibrations de faible amplitude. Ces excitations sont plus ou moins significatives en fonction du nombre de Reynolds et en première approximation, elles sont considérées comme indépendantes du mouvement du cylindre.

1.2.3 Accrochage fréquentiel

Lorsque le sillage devient instable, un lâcher tourbillonnaire caractérisé par une allée de Von Kármán se forme et peut être décrit en introduisant un nombre adimensionnel, le nombre de Strouhal S_t . Les contraintes induites par le fluide générées par le lâcher n'ont pas de lien avec le mouvement de la structure tant que la fréquence de l'échappement tourbillonnaire diffère de la fréquence de la structure. Lorsque ces fréquences deviennent proches, un phénomène d'accrochage se produit avec une augmentation significative mais bornée de l'amplitude vibratoire. Ce phénomène n'est pas une instabilité pour le système couplé fluide-structure bien qu'il soit en une pour le système fluide. En effet, le système reste stable bien que les oscillations engendrées par l'accrochage puissent être significatives et causer des dommages à la structure.

1.2.4 Instabilités fluide-élastiques

Généralités : L'amplitude vibratoire d'un cylindre flexible soumis à un écoulement transverse s'accroît régulièrement au fur et à mesure que la vitesse réduite augmente. L'environnement du cylindre a toutefois une importance quant à son comportement pour des vitesses d'écoulement élevées. Dans un réseau de cylindres caractérisé par une vitesse

réduite comprise entre 0.1 et 10 ($0.1 < U_r < 10$), l'amplitude vibratoire des cylindres augmente brusquement à partir d'une certaine vitesse réduite, dite vitesse réduite critique (U_{rc}), alors que pour un cylindre seul en milieu infini, avec un profil régulier, ce phénomène d'augmentation brusque des amplitudes vibratoires (qualifiés d'instabilités) n'apparaît pas.

Un système stable, soumis à une brève perturbation à un instant initial présente une réponse dont l'amplitude diminue progressivement avec le temps, tendant vers une réponse nulle. Au contraire, un système instable, soumis à une perturbation initiale est caractérisé par une amplitude de réponse qui tend vers l'infini.

Deux catégories d'instabilités peuvent être mises en évidence suivant qu'il s'agit d'instabilités statiques ou dynamiques (figure 1.2) :

- L'instabilité *statique* a pour origine l'annulation de la raideur du système global et ne dépend pas de l'inertie du système. L'amplitude de vibration croît exponentiellement jusqu'à ce que des effets non-linéaires saturant cette croissance et permettent de retrouver une position stable : ' C'est la porte qui claque!' De Langre (2002).
- L'instabilité *dynamique* peut être générée par plusieurs mécanismes : confusion de fréquences, création d'amortissement négatif induit par un couplage non conservatif entre l'écoulement moyen et le solide suite à un échange irréversible d'énergie mécanique entre le solide et le fluide.

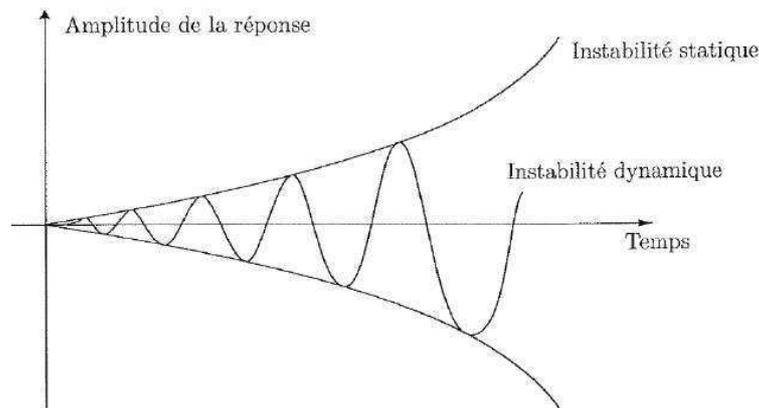


FIG. 1.2: Évolution de l'amplitude de réponse en fonction du temps, caractéristique des instabilités statiques et dynamiques

Dans des cylindres en réseau, l'instabilité dynamique dite fluide-élastique (*Motion Induced Vibrations*, MIV) est générée par l'interaction entre le fluide en écoulement et un ou plusieurs cylindres vibrant. Le fluide affecte le mouvement de l'obstacle solide qui lui-même induit une rétroaction perceptible au niveau des fluctuations de vitesse et de pression propres à l'écoulement. Le couplage dynamique est prépondérant suivant la direction de portance, c'est à dire la direction transverse à l'écoulement. Le système stable (d'amortissement positif) devient un système instable (d'amortissement nul) au-delà d'une certaine vitesse réduite critique Caillaud (1999). L'amortissement total du système devient négatif, provoquant l'instabilité fluide-élastique.

Cette dernière peut être provoquée par deux phénomènes distincts, caractérisés par le nombre adimensionnel de Scruton S_c défini par $S_c = m^* \xi$ avec m^* représentant la masse réduite et ξ l'amortissement réduit :

- Pour de faibles nombres de Scruton ($S_c < 300$), l'amortissement contrôle le couplage : l'instabilité produite par un amortissement négatif du fluide peut conduire

- à un amortissement négatif du système (l'interaction est négligeable entre cylindres voisins),
- Pour des valeurs plus élevées du nombre de Scruton ($S_c > 300$), le couplage avec les cylindres voisins est contrôlé par la raideur et s'avère plus important Païdoussis et Price (1988). Ce sont les déplacements qui provoquent l'instabilité. Ils dépendent de la rigidité caractéristique du fluide.

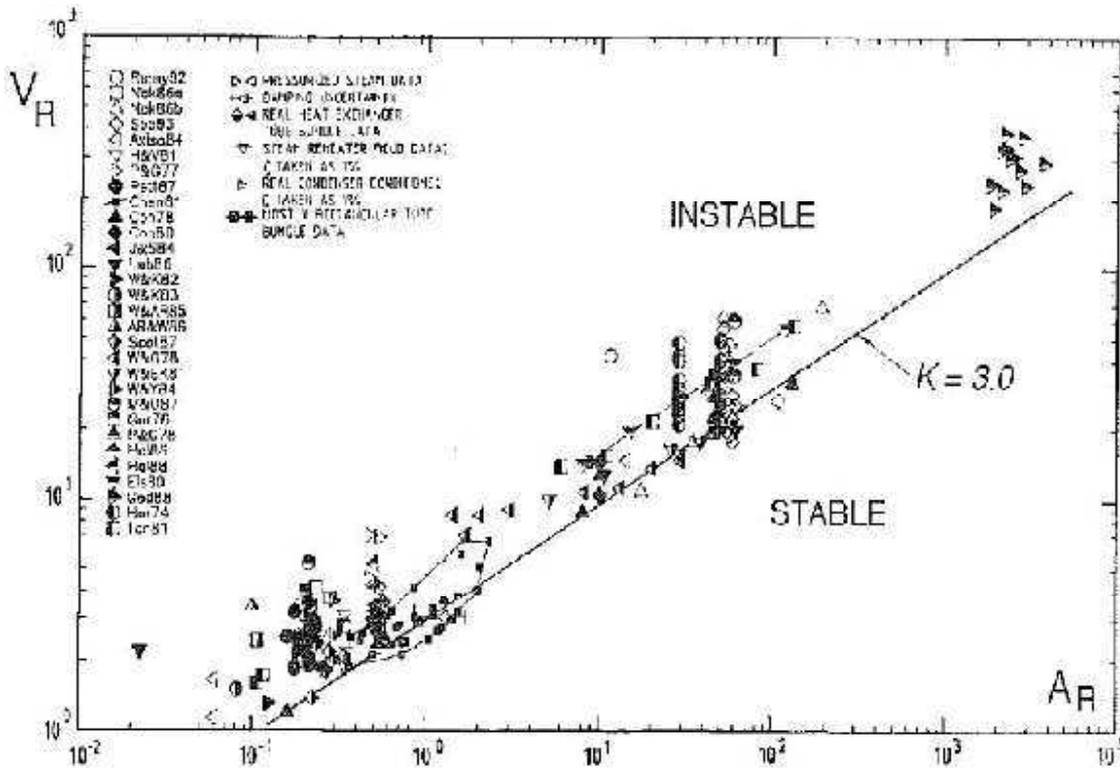


FIG. 1.3: Évolution de la vitesse réduite critique caractéristique de l'instabilité fluide-élastique en fonction du nombre de Scruton pour un réseau de cylindres soumis à un écoulement de fluide transverse monophasique

L'instabilité fluide-élastique est associée à un échange d'énergie entre le solide et le fluide. De nombreux modèles ont été développés pour tenter d'expliquer ce phénomène. Certains font intervenir un temps de retard entre la réponse du fluide et la vibration de la structure pour décrire le déphasage entre l'action exercée par le fluide et la réponse du solide. Modéliser cette instabilité revient à évaluer ce temps de retard. En effet, lorsque la vitesse réduite augmente, le déphasage entre la contrainte appliquée par le fluide et le mouvement du cylindre change de signe, ce qui entraîne un changement de signe de l'amortissement apparent du système et produit donc l'instabilité.

Le mouvement de la structure induit instantanément une perturbation *locale* du champ de vitesse de l'écoulement. Ces perturbations sont aussitôt diffusées au sein des couches limites, *via* la viscosité du fluide, et transportées en aval de la structure, *via* la convection par l'écoulement moyen. Il en résulte une variation *globale* des champs de vitesse et de pression, en déphasage par rapport au déplacement de la structure, qui réagit en exerçant une force instationnaire, entraînant une modification du régime vibratoire. Dans ce scénario, le fait que le fluide soit en écoulement est fondamental. On pourrait dire en

schématisant qu'il s'agit d'un couplage *écoulement-structure* et non d'un *couplage fluide-structure*. La viscosité est également un paramètre important qui peut modifier de manière sensible le processus de 'diffusion-convection' induisant des variations de pression et de vitesse qui produisent les forces de couplage dites « fluide-élastiques » sur la structure. Par ailleurs, la vitesse de convection de l'écoulement moyen étant généralement faible, devant la vitesse du son, la compressibilité du fluide ne joue pas un rôle majeur dans ces phénomènes d'interaction. Le couplage fluide-élastique est avant tout un couplage dynamique non conservatif. Les flux d'énergie échangés entre le fluide et la structure dépendent de la vitesse de convection de l'écoulement moyen. Or, il se produit habituellement la situation suivante : pour une certaine vitesse réduite caractéristique de l'écoulement, généralement 'assez' élevée mais demeurant dans la plage de fonctionnement raisonnable des matériels concernés, le fluide transfère à la structure plus d'énergie que celle-ci ne peut en dissiper tout en restant dans le régime vibratoire des petits déplacements. Le système mécanique devient alors 'instable' : il se met à osciller fortement et peut impacter violemment les structures avoisinantes. Ce type de comportement, qualifié d'instabilité fluide-élastique est en général suivi d'un endommagement rapide du composant par usure accélérée ou, plus généralement, par fatigue vibratoire. Les Ruptures de Tubes dans les Générateurs de vapeur (RTGV) survenues aux États-Unis à North Anna (1987) et au Japon à Mihama (1991) ont été attribuées à des phénomènes de ce type.

Etat de l'art de la modélisation des instabilités fluide-élastiques

Les principaux modèles d'instabilités fluide-élastique en faisceaux peuvent être regroupés comme suit :

- **le modèle de Connors (1978)** consiste à exprimer la vitesse réduite critique en fonction de paramètres mécaniques, géométriques et hydrauliques du système. Elle est couramment utilisée dans le cadre du dimensionnement des générateurs de vapeur mais ne permet d'obtenir qu'une valeur approximative de la vitesse critique. Elle est définie de la manière suivante :

$$\frac{U_{rc}}{f_n D} = K \left[\frac{m 2\pi \xi}{\rho_f D^2} \right]^a \quad (1.5)$$

La vitesse U_{rc} désigne la vitesse réduite critique d'instabilité, m la masse du cylindre, ξ l'amortissement réduit, ρ_f la densité du cylindre, D le diamètre du cylindre, f_n la fréquence en présence de fluide au repos. La constante K dite de Connors et l'exposant a sont obtenus par fitting avec des résultats expérimentaux.

Le principal défaut de cette modélisation est d'introduire des valeurs empiriques (K et a) dépendant fortement de la géométrie du faisceau et du régime de l'écoulement. Enfin, cette équation ne permet pas d'englober tous les phénomènes mis en évidence expérimentalement comme la discontinuité de la vitesse réduite critique intervenant lors du passage des petits aux grands nombres de masse-amortissement.

- **les modèles instationnaires** de Tanaka et Takahara (1980, 1981); Chen (1983a,b), Païdoussis et Price (1988) ont l'avantage de prendre en compte le retard de phase entre le déplacement du cylindre et la force fluide résultante. Ils permettent également de prédire la discontinuité de vitesse réduite critique. Cependant, leur utilisation nécessite de recourir à de nombreuses données expérimentales parfois difficiles à recueillir.
- **les modèles semi-analytiques** de Lever et Weaver (1982, 1986); Yetiser et Weaver (1988); Mahmood et Hassan (2007) mettent également mis en évidence l'importance

de la prise en compte du retard de phase dans la prédiction du seuil d'instabilité, et permettent d'obtenir des valeurs théoriques approximatives des vitesses réduites critiques pour l'ensemble des géométries de faisceaux.

- **les modèles quasi-stationnaires** nécessitent beaucoup plus de données expérimentales que les modèles semi-analytiques.
- **les méthodes numériques** basées sur la résolution des systèmes couplés fluide-structure semblent prometteuses au vu des premiers résultats (traitement de l'instabilité fluide-élastique dans un écoulement monophasique laminaire pour un tube mobile unique au sein d'un faisceau de cylindres rigides, Huvelin (2008). C'est dans ce contexte que s'inscrivent les travaux présentés ci-après.

1.2.5 Bilan

Les mécanismes d'accrochage et d'instabilité fluide-élastique peuvent endommager significativement la structure vibrante. Dans les deux cas, le mécanisme a tendance à user prématurément la structure voire à provoquer une rupture de tube par fatigue vibratoire. Il peut également engendrer des chocs inter-tubes néfastes pour l'intégrité du système. Dans la première partie de ce travail, nous considérons le modèle simplifié constitué par un cylindre isolé. Seuls les trois premiers mécanismes interviennent : interaction fluide-structure, excitation aléatoire par la turbulence et vibration induite par écoulement. Le cas de réseaux de cylindres est abordé dans la seconde partie de ce travail. Le mécanisme supplémentaire d'apparition de l'instabilité fluide-élastique intervient alors. Le premier cas fait l'objet des chapitres 3 et 4, le second est développé dans le chapitre 5, le chapitre 2 étant consacré à la présentation des méthodes numériques.

1.3 Cylindre en milieu infini sous écoulement transverse uniforme

1.3.1 Contexte

L'écoulement autour d'un cylindre de section circulaire fournit un modèle pour beaucoup d'écoulements autour d'obstacles profilés ou non. Ce cas classique englobe la complexité de la topologie de l'écoulement tout en préservant le potentiel instable des régions où la turbulence est générée. Ces régions sont la couche limite sur l'obstacle, la couche de cisaillement délimitant la région de recirculation et le sillage. Le comportement de l'écoulement dans le sillage dépend de l'état de ces régions qui peut être laminaire, transitoire ou turbulent suivant le nombre de Reynolds associé. Malgré la simplicité de la géométrie, la forme circulaire induit un challenge sur le plan numérique. En effet, il n'y a aucune arête coupante qui sélectionne *a priori* l'angle de décollement de l'écoulement, ce dernier étant entièrement déterminé par le régime d'écoulement et par les conditions aux limites en amont. Pour cette raison, les prédictions numériques des statistiques turbulentes dans la région proche paroi sont très sensibles aux formulations et aux méthodes utilisées.

1.3.2 Panorama des régimes d'écoulement

Les études expérimentales de Roshko (1954); Tritton (1959); Bloor (1964); Gerrad (1966); Williamson (1996), de même que les travaux de modélisation numérique de Braza (1986); Persillon et Braza (1998); Braza *et al.* (2001); Ma et Karniadakis (2002) mettent

en lumière différents régimes d'écoulements en fonction du nombre de Reynolds. Zdravkovich (1997, 2003) propose une synthèse articulée autour des observations suivantes.

$Re < 5$

Les effets visqueux sont dominants par rapport aux effets de l'inertie. L'écoulement suit la courbure du cylindre en se refermant derrière sans décollement (figure 1.5a), l'écoulement est dit *rampant*. Les lignes de courant sont parfaitement symétriques entre l'amont et l'aval du cylindre. Aucune instabilité ne se manifeste, aucun sillage ne se développe.

$5 \leq Re \leq 49$

L'écoulement est dit en *régime stationnaire décollé*. Les effets visqueux ne sont plus suffisants face aux forces d'inertie pour refermer l'écoulement derrière le cylindre et un décollement produit deux tourbillons de recirculation en aval du cylindre (figure 1.5b). La symétrie entre l'amont et l'aval est perdue. Ces deux tourbillons attachés au cylindre sont symétriques et contra-rotatifs. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, ces derniers s'allongent et les points de décollement supérieur et inférieur (symétriques par rapport à l'axe de symétrie du cylindre suivant la direction de l'écoulement) se rapprochent du point d'arrêt amont du cylindre. Les instabilités sont amorties, l'écoulement est stationnaire. Au-delà de la zone de recirculation, le sillage est stable.

$49 \leq Re \leq 300$

Il s'agit de la gamme du *régime laminaire instationnaire*. Les instabilités de l'écoulement (pouvant provenir de plusieurs sources) ne s'amortissent plus et provoquent la perte de symétrie des zones de recirculation pour donner naissance à l'allée tourbillonnaire de Von-Kármán (figure 1.5c) dans le sillage. Des tourbillons contra-rotatifs se détachent alternativement de part et d'autre du cylindre. Cette instabilité d'origine bi-dimensionnelle est présente sur une large plage du nombre de Reynolds. Provansal *et al.* (1987) caractérisent cette instabilité absolue comme une bifurcation de Hopf supercritique et Williamson (1996) montre que celle-ci s'amplifie avec le nombre de Reynolds. La figure 1.4 montre l'évolution du nombre de Strouhal avec le nombre de Reynolds.

Cette gamme de nombres de Reynolds peut être scindée en deux sous-domaines. Dans le premier, pour des nombres de Reynolds inférieurs à 150, le sillage est périodique et l'écoulement demeure entièrement laminaire. Roshko (1954) qualifie ce régime de 'stable'. Dans le second sous-domaine (à partir de $Re \simeq 150$), des effets tri-dimensionnels se font ressentir dans le sillage. Les tourbillons rectilignes ondulent transversalement et des tourbillons longitudinaux apparaissent suivant deux modes bien distincts, qualifiés de *mode A* et *mode B* par Williamson (1989).

La transition du mode A se situe autour de $Re = 170 - 190$, cette transition est brutale et hystérétique. Les tourbillons du mode A, structures d'assez grande taille de ~ 3 à 4 fois le diamètre du cylindre, se forment par paires dans les zones faiblement rotationnelles. Le mode B apparaît vers $Re = 230 - 260$ et constitue une zone de transition dite *douce*. Les tourbillons longitudinaux dans ce domaine de Reynolds sont beaucoup plus fins, de longueur d'onde égale à environ une fois le diamètre du cylindre. Ils surviennent suite à la déformation de la région de faible rotationnel située entre deux tourbillons primaires constitués par les tourbillons de mode A.

Persillon et Braza (1998) retrouvent cette discontinuité par simulation numérique directe de l'écoulement autour d'un cylindre.

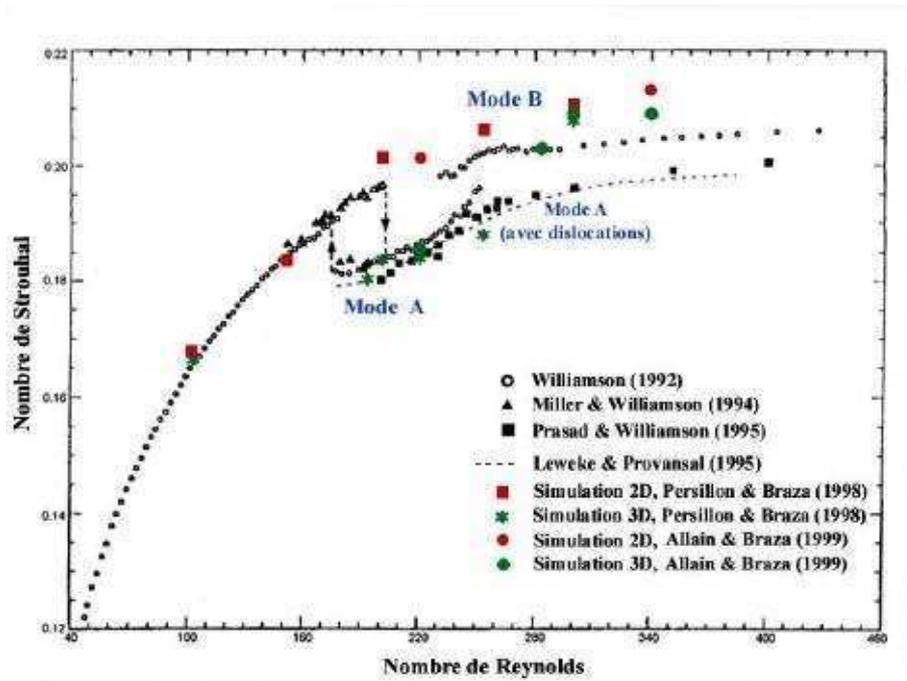


FIG. 1.4: Evolution du nombre de Strouhal de l'écoulement autour d'un cylindre en milieu infini en fonction du nombre de Reynolds, Bourdet (2005)

Allain (1999) montre par des études de stabilité que le mode A résulte de l'amplification d'une instabilité elliptique. La longueur d'onde de cette instabilité peut être calculée par la théorie de Craik-Leibovitch. Pour le mode B, en appliquant le modèle de Ginzburg-Landau, elle montre la nature supercritique de l'instabilité pour un nombre de Reynolds critique proche de $Re \simeq 220 - 230$.

Pour des nombres de Reynolds proches de ceux du mode B, il se produit également un phénomène de dislocation des tourbillons primaires. Il s'agit d'une rupture locale d'un rouleau tourbillonnaire de von Kármán provoquant une liaison entre deux rouleaux. Ces dislocations sont observées par Williamson (1992) et numériquement par Persillon et Braza (1998) et Allain (1999). Elles seraient dues à de petites variations dans la zone de cisaillement proche du cylindre, variations amplifiées dans le sens de l'envergure. Ce phénomène de dislocation, sans être périodique, crée d'importantes fluctuations de vitesse et constitue une étape importante dans la transition vers la turbulence.

$300 \leq Re \leq Re_c$

Cette plage de nombre de Reynolds est considérée comme la phase de transition vers la turbulence, le régime est *sous-critique*. La valeur du nombre de Reynolds critique dépend des auteurs. Elle peut varier de $Re \sim 2.10^5$ à $Re \sim 1.10^6$. Cette variation s'explique par la grande sensibilité de l'écoulement à la rugosité du cylindre ainsi qu'à la turbulence du fluide à l'infini amont. L'allée tourbillonnaire y est turbulente (figure 1.5d) tandis que la couche limite est toujours laminaire. Entre $Re \sim 1000 - 2600$ selon les conditions, une nouvelle instabilité apparaît à l'aval des points de décollement inférieur et supérieur dans les couches de cisaillement. Cette instabilité, de type Kelvin-Helmoltz et d'origine bi-dimensionnelle, donne naissance à des tourbillons de petites tailles dans la zone de mélange interagissant

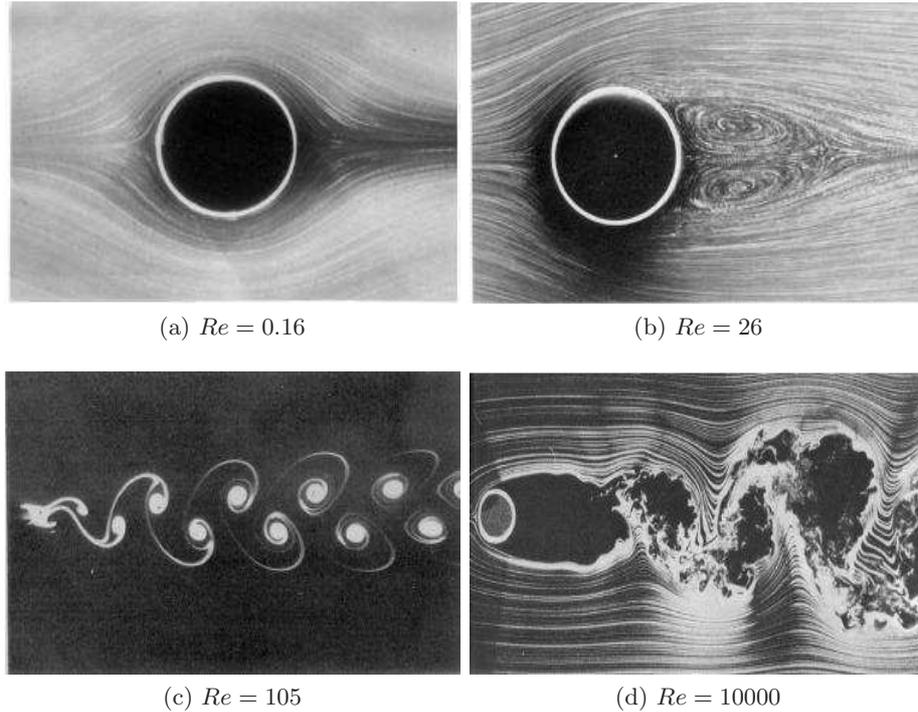


FIG. 1.5: Différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre en fonction du nombre de Reynolds Re .

Photographies : S. Taneda (Photo a,b et c), T. Corke et H. Nagib (photo d), extraites de Van Dyke (1982)

non-linéairement avec l'allée tourbillonnaire de von Kármán et a pour conséquence de diminuer la zone de recirculation derrière le cylindre, qui jusqu'alors avait plutôt tendance à s'allonger. Elle est observée par Bloor (1964) ainsi que numériquement dans les travaux de Braza (1986). Bloor (1964) caractérise la fréquence de cette instabilité de Kelvin-Helmoltz f_t par rapport à la fréquence de l'instabilité de Bénard Von-Kármán f_s et propose la loi d'évolution suivante :

$$\frac{f_t}{f_s} = 0.095Re^{1/2} \quad (1.6)$$

Ce rapport est évalué, expérimentalement ou numériquement, par plusieurs équipes de chercheurs (Braza (1986); Braza *et al.* (1986, 1990); Kourta *et al.* (1987); Prasad et Williamson 1997).

$Re \geq Re_c$

Lorsque l'écoulement atteint la valeur critique Re_c , le régime de l'écoulement est dit *critique* et *supercritique* au-delà. Cette étape est caractérisée par le passage de la couche limite laminaire à turbulente. Le point de décollement est repoussé vers l'aval sur le cylindre et le coefficient de traînée diminue du fait d'une largeur de sillage plus restreinte, devenue inférieure au diamètre du cylindre.

1.4 Cylindre oscillant sous écoulement transverse en milieu infini

Actuellement au vu des modèles à l'état de l'art, aucune description générale du comportement vibratoire n'est valable pour une large gamme des valeurs de masse, de raideur et d'amortissement structurels. L'article de Khalak et Williamson (1999) reflète la complexité du phénomène et les auteurs font état de quatre questions fondamentales :

- Quelle est l'amplitude maximale possible pour le cylindre vibrant sous l'action de l'écoulement ?
- Quel est le domaine de validité du paramètre combiné masse-amortissement ? A quelles conditions s'agit-il d'un paramètre adimensionnel représentatif permettant de sérier les phénomènes conduisant à des pics d'amplitude ?
- Quels sont les modes d'émission des structures tourbillonnaires ? Quelles sont les transitions existant entre les modes et pourquoi sont-elles présentes ?
- Comment faut-il définir la synchronisation (ou "lock-in") dans le domaine des VIV ?

1.4.1 Paramètres adimensionnels caractéristiques de la réponse du cylindre

Un certain nombre de grandeurs adimensionnelles sont utiles pour caractériser le comportement du système. L'amplitude adimensionnelle est ainsi définie comme suit :

$$A^* = \frac{A_{max}}{D} \quad (1.7)$$

où A_{max} désigne l'amplitude maximale des oscillations et D le diamètre du cylindre.

La littérature relative aux phénomènes de vibrations induites par écoulement fournit une grande variété de notations différentes pour désigner la fréquence. Nous proposons ici d'adapter la nomenclature proposée par Sarpkaya (2004), en dénommant les différentes fréquences comme suit :

- f_{vide} : fréquence naturelle mesurée dans le vide [$f_{vide} = (1/2\pi)(k/m)^{1/2}$], où k désigne la constante de raideur et m la masse de la structure oscillante.
- f_{com} : la fréquence commune à laquelle la synchronisation ou l'accrochage se produit c'est à dire $f_{ex} = f_{com}$.
- f_{ex} : fréquence d'oscillations (libres ou forcées) de la structure. A l'accrochage, on a la relation suivante : $f_{ex} = f_{com} = (1/2\pi)[k/(m + m_a)^{1/2}]$ où m_a désigne la masse ajoutée.
- f_{st} : fréquence de l'échappement tourbillonnaire (dans le cas de la structure fixe). Elle est uniquement liée à la vitesse de l'écoulement et à la taille caractéristique de la structure via le nombre de Strouhal $S_t = f_{st} \frac{D}{U}$ où U correspond à la vitesse de l'écoulement.
- f_{vs} : fréquence des détachés tourbillonnaires de la structure en mouvement (libre ou forcée).
- f_x : fréquence d'oscillations dans la direction de la trainée

Le rapport de masse m^* est défini par $m^* = m_f/m_s$, m_s et m_f désignant respectivement la masse du cylindre et la masse de fluide déplacé (dans le cas d'un cylindre de diamètre D et de longueur L_z : $m_f = \rho\pi D^2 L_z/4$). Enfin, l'amortissement réduit est défini par $\xi = c/2\sqrt{km_s}$ avec c l'amortissement structurel et k la raideur du cylindre.

1.4.2 Comportement oscillatoire en fonction de la vitesse réduite

Nous pouvons distinguer quatre grandes régions selon les valeurs prises par la vitesse réduite U_r :

- $U_r < 1.25$: *Oscillations très faibles*

De très faibles oscillations apparaissent à la fois dans les directions de traînée et de portance. Le comportement est principalement dicté par la turbulence de l'écoulement. La fréquence de vibration du cylindre est la fréquence naturelle f_{vide} suivant les deux directions. Le cylindre peut occasionnellement être excité par un échappement tourbillonnaire. Sa réponse a alors plutôt lieu suivant la direction transversale avec une fréquence de Strouhal f_{St}

- $1.25 < U_r < 4.5$: *Synchronisation du lâché avec les oscillations longitudinales*

Les oscillations s'exercent principalement dans la direction de la traînée à une fréquence f_x proche de la fréquence naturelle f_{vide} .

- $4.5 < U_r < 10$: *Synchronisation du lâché avec les oscillations transversales*

Cette fois-ci, les oscillations transversales du cylindre sont prédominantes.

- $U_r > 10$: *Vibrations induites par la turbulence*

L'excitation turbulente existe naturellement pour toute la gamme de vitesses réduites V_r mais elle devient prépondérante dans cette gamme. La réponse fréquentielle du cylindre est alors constituée dans l'espace spectral par un pic central situé à la fréquence naturelle du cylindre.

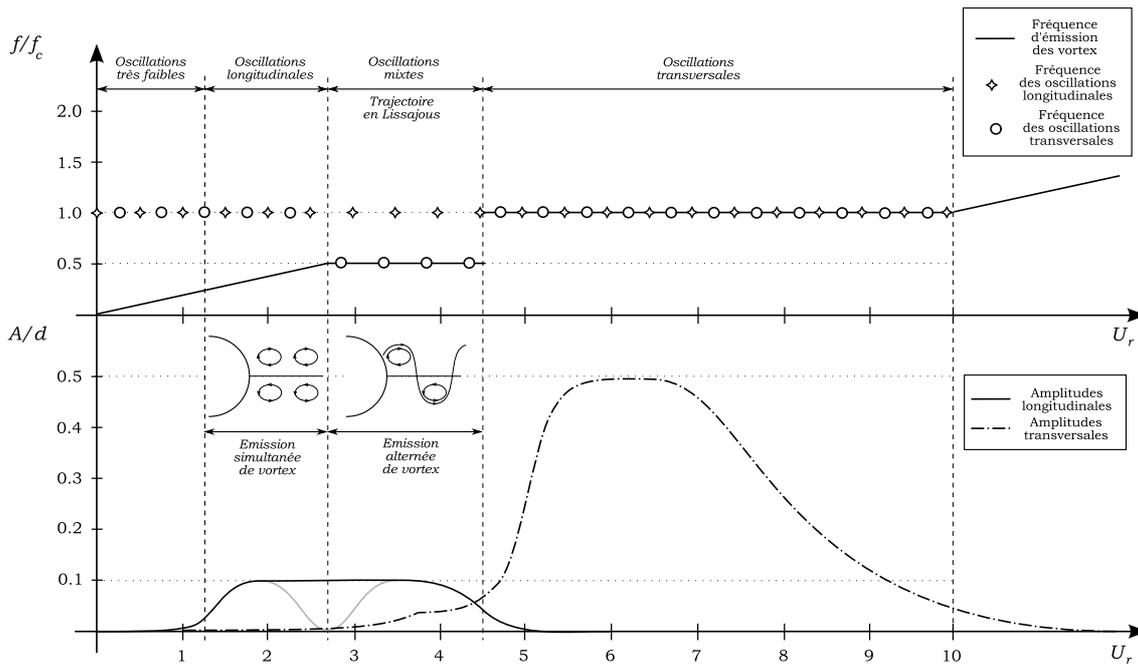


FIG. 1.6: Schéma de l'évolution des amplitudes et des fréquences d'oscillations longitudinales et transversales en fonction de la vitesse réduite U_r . (tiré de Placzek (2006) inspiré de Chen (1987), King (1948) et Bearman (1984))

Ainsi, il existe deux régimes pour lesquels la résonance du système est possible, soit dans la direction longitudinale, soit dans la direction transversale. Le cylindre oscille à la fois suivant les deux directions, mais on peut considérer que les oscillations sont majoritairement longitudinales ou transversales. Il existe une zone dans laquelle les deux modes

d'oscillations coexistent avec le même ordre de grandeur.

Oscillations longitudinales : $1.25 < U_r < 4.5$ L'amplitude des oscillations suivant la direction de traînée est assez faible en général, de l'ordre de $0.1 D$. Deux zones peuvent être délimitées selon l'allure du sillage. La première zone dont la vitesse réduite est comprise entre 1.25 et 2.7) se caractérise par l'émission simultanée de deux tourbillons en aval du cylindre et ce de part et d'autre de la ligne centrale du sillage. Pour la seconde zone dont la vitesse réduite est comprise entre 2.7 et 4.5), les tourbillons s'échappent alternativement de la ligne centrale du sillage. Pour $U_r = 2$, il n'existe pas de séparation évidente entre ces deux modes d'émission de tourbillons. Chen (1987) remarque que l'amplitude des oscillations longitudinales n'excèdent pas $0.25 D$ pour un amortissement faible et disparaissent au-delà d'un amortissement supérieur à 0.6. Dans cette gamme de vitesses réduites, la trajectoire du cylindre forme une courbe fermée en forme de "8" due à la présence majoritaire des oscillations longitudinales à la fréquence naturelle du cylindre et des oscillations transversales (minoritaires) à une fréquence égale à la moitié de celle de la fréquence naturelle ($f_{ex}/f_{vide} = 0.5$).

Oscillations transversales : $4.5 < U_r < 10.0$ Les oscillations transversales deviennent prépondérantes à partir d'une vitesse réduite supérieure à 4.5. Les fréquences de vibrations suivant les deux directions sont gouvernées par la fréquence naturelle du cylindre ($f_x = f_{ex} = f_{vide}$). La courbe de réponse présentée sur la figure 1.6 est valable pour un paramètre masse-amortissement $m^*\xi$ grand (avec m^* la masse adimensionnelle du cylindre). Khalak et Williamson (1999) distinguent deux types de réponses suivant la valeur du paramètre masse-amortissement conformément à la figure 1.7.

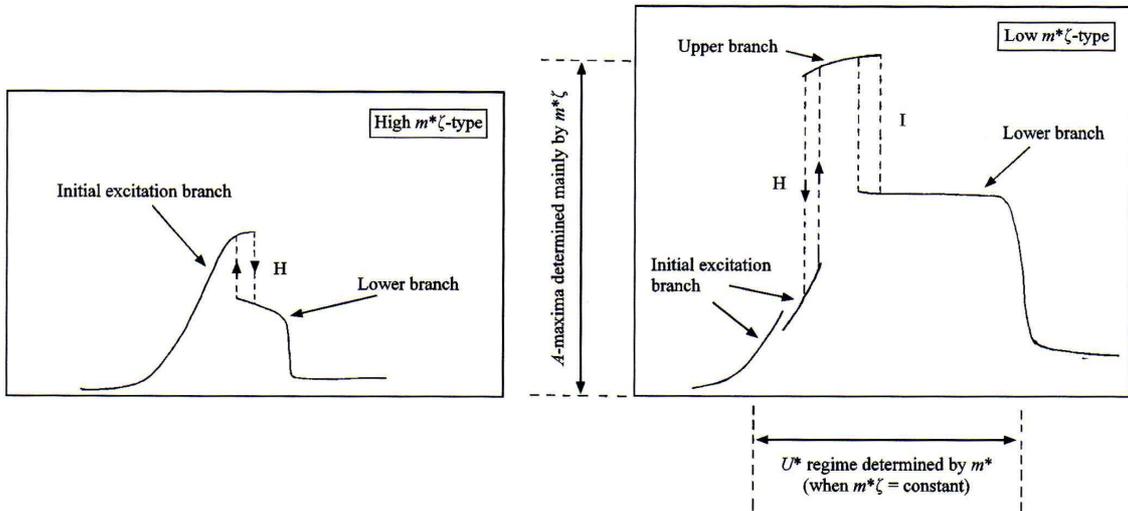


FIG. 1.7: Schéma des deux types de réponses en amplitude. L'axe vertical représente l'amplitude adimensionnelle A^* des oscillations et l'axe des abscisses représente la vitesse réduite U^* d'après Khalak et Williamson (1999)

Pour de grandes valeurs de $m^*\xi$, deux branches sont observées, une branche d'excitation initiale et une branche inférieure. La transition entre les deux branches s'effectue suivant un processus hystérétique (H), c'est à dire que le chemin suivi dépend de la manière dont la courbe est parcourue (les valeurs de l'amplitude diffèrent suivant que la vitesse

réduite est augmentée ou diminuée). Pour de faibles valeurs de $m^*\xi$, une troisième branche fait son apparition : la branche supérieure. La transition entre la branche initiale et supérieure est hystérétique tandis que la transition entre la branche supérieure et inférieure est intermittente (I). La transition intermittente est caractérisée par un phénomène de battement qui permet de définir une amplitude maximale ou minimale. Cela signifie que deux amplitudes cohabitent à une même vitesse réduite Khalak et Williamson (1999).

Le paramètre $m^*\xi$ n'est pas l'unique paramètre influençant la réponse. Ainsi le nombre de Reynolds joue également un rôle clef. Klamó *et al.* (2006) trouvent qu'un faible amortissement lié à un nombre de Reynolds suffisamment haut conduit également aux trois branches de réponses et de larges amplitudes de réponses, tandis qu'un fort amortissement ou faible nombre de Reynolds ne produit que les deux branches (initiale et inférieure) et de petites amplitudes de réponses. L'influence du nombre de Reynolds est longuement discutée dans Govardhan et Williamson (2006). Les résultats de Pastò (2008) avec un cylindre en air rejoignent les conclusions de Klamó *et al.* (2006), à savoir que le paramètre usuel $m^*\xi$, n'est pas l'unique paramètre influençant la réponse, le nombre de Reynolds joue également un rôle. Si $m^*\xi$ est fixé, la réponse croît lorsque le nombre de Reynolds augmente. Le cylindre oscillant prend le contrôle du processus d'échappement tourbillonnaire dans le régime critique, dans lequel, pour un cylindre stationnaire, un brusque saut de la force de portance est associé avec l'arrêt d'un détaché tourbillonnaire cohérent. Pastò (2008) recommande d'autres études d'une part pour asseoir la nature du sillage durant le phénomène d'accrochage avant et après le phénomène de transition de couche limite et d'autre part pour étudier l'influence de $m^*\xi$ et de hauts nombres de Reynolds sur la transition hystérétique.

Oscillations forcées Une approche pour comprendre le phénomène de VIV consiste à contrôler le mouvement du cylindre pour étudier la réponse du sillage seul aux oscillations forcées (Sarpkaya (1979); Williamson et Roshko (1988); Carberry *et al.* (2003)). La relation entre les cas d'oscillations libres et forcées est d'un intérêt significatif, en particulier au vu de la potentialité de déduire le cas le plus compliqué d'oscillations libres à partir du cas des oscillations forcées. Historiquement, des oscillations sinusoïdales ont été considérées pour représenter les vibrations induites par écoulement, typiquement à amplitude et fréquence constantes. Cependant, le lien entre les oscillations libres et forcées n'a pas pu être clairement établi. La prédiction de vibrations par écoulement d'après des résultats d'oscillations forcées est considéré par Staubli (1983). Récemment, Carberry *et al.* (2003) ont travaillé sur cette approche et établi les relations suivantes en comparant les champs de vorticités moyennes dans le proche sillage dans le cas des oscillations libres et forcées :

$$\text{Low frequency state} \iff \text{Lower Branch}$$

$$\text{Intermediate state} \iff \text{Upper Branch}$$

$$\text{High - frequency state} \iff \text{Initial Branch}$$

Dans certains cas, l'étude des oscillations forcées est un point d'accroche pour étudier les VIV. Néanmoins, cette approche se révèle limitée par rapport à une approche dynamique de modélisation des oscillations libres sans connaissance à priori des fréquences de réponses.

Oscillations à deux degrés de liberté Une grande majorité des études dans le domaine des VIV au cours de ces trente dernières années est résumée dans Williamson

(2004). Jusqu'en 2004, la majorité des recherches se focalisent principalement sur les vibrations transversales. Des tests réalisés récemment (Sanchis 2008 par exemple) montrent que la combinaison des comportements vibratoires suivant la direction de traînée (*in-line*) de fréquence f_X et la direction transverse (*cross-flow*) de fréquence f_Y est importante. Le comportement *in-line* ajoute une fatigue vibratoire à la structure mais les deux comportements vibratoires ne se superposent pas et des interactions non-linéaires existent entre les deux modes de vibration. Klamo *et al.* (2006) étudient l'influence de l'amortissement structurel ξ sur les différentes branches, indépendamment du ratio de masse m^* . Dans les travaux de Moe et Wu (1990), les ratios de masse sont très différents dans les deux directions et $\frac{f_X}{f_Y} = 2.18$. Les mesures des efforts transverses le long du cylindre indiquent une meilleure corrélation et une légère hausse de l'amplitude de vibration est obtenue en présence des oscillations *in-line*. Un montage différent est utilisé dans les travaux de Sarpkaya (1995). Là aussi, les ratios de masse sont assez différents l'un de l'autre mais la fréquence naturelle peut être modulée. Pour $f_X = f_Y$, l'amplitude augmente de 20 % par rapport au cas avec seulement les oscillations transverses. Une série de résultats est présentée par Fajarra *et al.* (2001) pour un cylindre rigide en porte à faux, avec des fréquences naturelles f_X et f_Y ajustables et des ratios de masse assez similaires dans les deux directions ($m^* = 10$ et 13). La réponse en amplitude met en évidence les différentes branches et encore une fois les effets des *streamwise* oscillations se limitent à une légère augmentation des oscillations transverses. Dans leurs expériences d'oscillations forcées, Jeon et Gharib (2001) étudient les effets des *streamwise* oscillations dans le sillage proche, en comparaison avec les expériences de Williamson et Roshko (1988) en oscillations transverses seules. Ils observent que dans le mode 2P, le tourbillon additionnel composant chaque pair est inhibé par les *in-line* oscillations bien que le changement de signe de phase du premier tourbillon soit correctement observé. Pour le mode '2S', une augmentation dans la cohérence des détachés tourbillonnaires est noté en accord avec les observations de Moe et Wu (1990). Une étude détaillée de la réponse d'un cylindre monté élastiquement avec deux degrés de liberté est présentée par Jauvtis et Williamson (2003b) avec des ratios de masse et des fréquences naturelles égales dans les deux directions à faible nombre de Scruton. Une ingénieuse solution est développée pour satisfaire ces conditions : le cylindre vertical est suspendu par de longs câbles comme un pendule, la gravité agissant comme une force de rappel. En consistence avec les travaux précédents, le comportement des deux degrés de liberté conduit à une augmentation marginale de la réponse transversale pour des ratios de masse modérés supérieurs à 6. Cependant, pour $m^* < 6$, la réponse du système est radicalement différente : la branche supérieure est remplacée par une nouvelle branche (appelée branche *super-upper*) caractérisée par différents modes d'émissions tourbillonnaires et des niveaux d'amplitudes transverses atteignant trois diamètres ! Ces résultats sont confirmés par (Pesce et Fajarra, 2005) dans le cas d'un cylindre fini en porte à faux avec de faibles valeurs de masse adimensionnelle et d'amortissement. De telles amplitudes sont aussi trouvées par Triantafyllou *et al.* (2004) pour un cylindre flexible. Enfin, Sanchis *et al.* (2008) réalisent une maquette permettant d'obtenir un ratio de masse et une fréquence naturelle égaux dans les deux directions, et ce au moyen de ressorts de torsion. Bien que le ratio de masse soit proche de l'unité, le paramètre de masse-amortissement est suffisamment haut pour permettre l'observation des deux branches de réponse du système. C'est pourquoi la branche *super-upper* n'est pas observée et l'amplitude de réponse aux oscillations transverses n'est pas affectée contrairement au cas des oscillations transverses seules. Il est également noté que les points mesurés associés au mode 2S sont observés dans la zone 2P de la carte de mode d'émission des vortex. Cette divergence est discutée à la lumière de l'influence du comportement *streamwise* sur la courbe critique séparant les régimes 2S

et 2P.

1.5 Réseau de cylindres sous écoulement transverse uniforme

Les régimes d'écoulement dans un réseau de cylindres dépendent de multiples paramètres tels que le confinement, l'arrangement (*en ligne* ou *en quinconce*), la vitesse de l'écoulement. Ishigai *et al.* (1973) distinguent ainsi cinq régimes selon la distance entre deux cylindres suivant la direction longitudinale (P/D) et transversale (T/D) pour les configurations *en ligne* et *en quinconce*. Il convient également de spécifier en plus de la géométrie du faisceau, l'incidence de l'écoulement moyen par rapport à l'axe des cylindres (axial, transverse ou oblique). Une vitesse moyenne de référence dite *vitesse moyenne inter-tubes* est introduite :

$$U_0 = U_\infty \frac{P}{P - D} \quad (1.8)$$

où U_∞ est la vitesse transverse qu'aurait le fluide en absence du faisceau de cylindres. La relation 1.8 définit rigoureusement la vitesse débitante inter-tubes seulement dans le cas particulier d'un faisceau à pas carré en ligne mais rend compte de l'effet de confinement du faisceau.

La visualisation d'écoulements à travers différentes géométries de faisceaux met en évidence plusieurs nombres de Strouhal relatifs à des structures tourbillonnaires distinctes alternées ou non. Plusieurs compilations des données ont donné lieu à des cartes de Strouhal en fonction de la géométrie des faisceaux Fitzhugh (1973); Chen (1987); Weaver et Fitzpatrick (1987); Weaver (1993).

Chapitre 2

Méthodes numériques

2.1 Modélisation des écoulements

La description mathématique d'un écoulement commence par le choix d'un niveau d'approximation qui détermine la précision avec laquelle est évalué l'ensemble des paramètres du problème, contenant toute l'information disponible sur le phénomène physique étudié. Un milieu peut ainsi être décrit à l'échelle atomique, microscopique ou macroscopique. Le choix de ces deux dernières échelles amène à considérer le milieu comme un milieu continu. Dans ce travail, la description retenue est celle d'un fluide visqueux newtonien en écoulement incompressible modélisé à l'échelle microscopique. Les effets de convection et de viscosité sont pris en compte ce qui conduit aux équations de Navier-Stokes.

2.1.1 Equations de Navier-Stokes

Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, deux points de vue sont possibles. Le point de vue lagrangien consiste à suivre les particules dans leur mouvement, le point de vue eulérien depuis un domaine fixe. La description des écoulements de fluide repose généralement sur une formulation eulérienne qui permet de s'intéresser aux propriétés de l'écoulement dans les différentes zones du domaine fluide. Dans un référentiel eulérien, le domaine reste fixe au cours du temps et les particules de fluide traversent l'espace matériel décomposé en volumes de contrôles. Nous nous restreignons ici au cas des fluides dits newtoniens, ou linéaires visqueux, caractérisés par une loi de comportement telle que la relation entre la contrainte visqueuse et la déformation est linéaire. En première approximation, nous considérons l'écoulement comme incompressible, hypothèse valable si le nombre de Mach (traduisant le rapport entre la vitesse caractéristique de l'écoulement et la célérité du son dans le fluide) est inférieur à 0.3. Les équations de conservation de la masse et la quantité de mouvement prennent la formule locale suivante :

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial u_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \end{aligned} \quad (2.1)$$

avec $u_i (i = 1, 3)$ désignant les composantes de la vitesse de l'écoulement, p la pression, ρ la densité du fluide, ν la viscosité cinématique du fluide, x le vecteur position et t le temps.

2.1.2 Modélisation de la turbulence

Afin de préciser le contexte dans lequel se placent ces travaux, nous introduisons dans ce paragraphe différentes approches possibles quant à la prédiction numérique d'écoulements turbulents.

DNS

La Simulation Numérique Directe (*Direct Numerical Simulation*, DNS) consiste à résoudre toutes les échelles de l'écoulement sans aucune hypothèse sur la modélisation de l'écoulement hormis les lois de comportement du fluide. Toutes les échelles spatiales de la turbulence sont résolues : des échelles dissipatives microscopiques de Kolmogorov jusqu'à l'échelle intégrale (L) contenant l'énergie cinétique. La taille de l'échelle de Kolmogorov est donné par $\eta = (\nu^3/\varepsilon)^{\frac{1}{4}}$ avec ε le taux d'énergie cinétique dissipée. Le nombre de mailles requis par une DNS pour résoudre toutes les échelles est donc dicté par la taille requise par les plus petites mailles et est proportionnel à $Re^{\frac{9}{4}}$. A titre indicatif pour un écoulement à nombre de Reynolds 10^4 , le nombre de mailles requis est de l'ordre de 10^9 . Les écoulements industriels restent donc pour la plupart hors d'atteinte des capacités informatiques actuelles. La DNS permet néanmoins de comprendre la dynamique de la turbulence et d'évaluer beaucoup de quantités inaccessibles expérimentalement (notamment toutes celles faisant intervenir la pression). Elle est également utilisée pour obtenir des solutions numériques de références utiles pour le développement de modèles de turbulence.

La DNS est utilisée dans les domaines de la combustion turbulente, la magnétohydrodynamique, les écoulements diphasiques turbulents Moin et Mahesh (1998).

RANS

La modélisation par moyenne de Reynolds des équations de Navier-Stokes (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*, RANS) utilise la décomposition des variables décrivant le mouvement (vitesse et pression dans le cas d'un écoulement incompressible) en leur moyenne statistique et leur fluctuation autour de cette moyenne. Dans une première approche, le mouvement moyen est considéré stationnaire et la totalité du mouvement fluctuant comme aléatoire. La prise de moyenne des équations de Navier-Stokes régissant l'écoulement associé à cette décomposition conduit à un système d'équations pour le mouvement moyen dans lequel apparaissent des termes fonction des inconnues : les corrélations doubles des vitesses fluctuantes (les composantes du tenseur des contraintes turbulentes ou *tenseur de Reynolds*). La résolution de ce système nécessite des lois de fermeture pour modéliser ces termes. Dans la pratique, la modélisation RANS permet d'accéder aux grandeurs moyennes dans le cas d'un écoulement moyen stationnaire et sous réserve de se doter de modèles de fermeture appropriés ($k - \epsilon$, $k - \omega$). Elle restitue une information sur le champ moyen avec des temps de restitution relativement raisonnables.

URANS

La présence d'instationnarités et de structures organisées au sein de l'écoulement turbulent conduit à ne plus considérer l'ensemble du mouvement fluctuant comme aléatoire, et à adopter des approches instationnaires. La première approche possible **URANS** (*Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes*) consiste à ne plus considérer le mouvement moyen comme stationnaire et à appliquer les mêmes lois de fermeture qu'en modélisation RANS

pour la modélisation des contraintes turbulentes. Les équations du mouvement moyen sont alors les mêmes qu'en modélisation RANS, au terme temporel près.

LES

Dans le cas instationnaire, une approche différente consiste à décomposer le mouvement selon les échelles des fluctuations. Smagorinsky (1963) propose de séparer les contributions des structures composant l'écoulement suivant leur taille. Les grandes échelles, porteuses d'énergie et régissant la dynamique de l'écoulement, sont résolues tandis que les petites échelles sont modélisées. La séparation entre grandes et petites échelles, à la base du modèle, s'opère grâce à un filtrage spatial des équations de Navier-Stokes avec l'introduction de la notion d'échelle de coupure. Les échelles d'une taille caractéristique plus grande que la longueur de coupure sont résolues et les autres sont modélisées par un modèle statistique, appelé modèle de sous-maille. Par rapport à la modélisation RANS, une faible part de modélisation est introduite dans cette approche puisque seule une partie réduite des échelles est modélisée alors que les échelles dont la taille est supérieure au filtre associé sont explicitement calculées. Le principe du filtrage dans l'espace fréquentiel est présenté sur la figure 2.1 en comparaison avec les méthodes RANS et DNS.

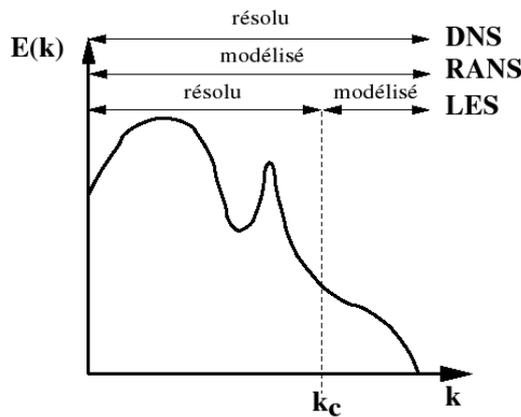


FIG. 2.1: Principe du filtrage en LES dans l'espace fréquentiel sur le spectre d'énergie cinétique et comparaison avec les approches RANS et DNS

Le filtrage spatio-temporel (passe-bas en fréquence et passe-haut en échelle) d'une variable $f(\vec{x}, t)$ est obtenu dans l'espace physique par le produit de convolution entre la fonction f à filtrer et la fonction filtre G_Δ de largeur Δ :

$$\bar{f}(\vec{x}, t) = G_\Delta * f(\vec{x}, t) = \int \int \int_{\mathbb{R}^3} f(\vec{y}, t) G_\Delta(\vec{x} - \vec{y}) d\vec{y} \quad (2.2)$$

\bar{f} correspond aux échelles de taille supérieure à Δ et associées aux nombres d'ondes inférieurs à $k_c = \frac{\pi}{\Delta}$. La partie non résolue de f , relative aux échelles de sous-mailles et notée f'' , est définie dans l'espace physique par :

$$f'' = f - \bar{f} \quad (2.3)$$

Les propriétés de linéarité et de commutativité entre les opérateurs de dérivation spatiale et temporelle doivent être vérifiées par le filtre. La commutativité n'est en général pas

vérifiée mais les erreurs commises sont communément jugées négligeables Sagaut (2000). La largeur Δ du filtre, correspondant généralement à la taille de maille, est donnée par :

$$\Delta = \sqrt[3]{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (2.4)$$

Δx , Δy et Δz représentent respectivement les pas de maillages suivant les trois directions (dans le cas de maillages cartésiens). En réalité, le filtre induit par les erreurs numériques liées aux schémas et le filtre associé aux erreurs de modélisation s'ajoutent au filtrage (implicite) associé à la taille de maille Ghosal (1996). Les équations constitutives de la Simulation aux Grandes Echelles (SGE, Large Eddy Simulation, LES) dans l'espace physique sont les suivantes après application du filtre spatial :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.5a)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (2\nu \bar{S}_{ij})}{\partial x_j} \quad (2.5b)$$

\bar{S}_{ij} correspond au tenseur des taux de déformations résolu donné par :

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.6)$$

Le terme non linéaire $\bar{u}_i \bar{u}_j$ apparu après filtrage doit être exprimé en fonction des variables filtrées. Le tenseur des contraintes de sous-mailles τ_{ij} est défini de la manière suivante :

$$\tau_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2.7)$$

L'équation 2.5b devient :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) \quad (2.8)$$

Les informations liées aux petites échelles sont perdues. Le terme τ_{ij} , tenseur des contraintes de sous-maille, représente les interactions entre échelles résolues et échelles de sous-maille. Une grande part des modèles de sous-maille font appel au concept de viscosité turbulente ν_t (ou de sous-maille). Les contraintes de sous-maille sont reliées au tenseur des taux de déformation résolues \bar{S}_{ij} (hypothèse de Boussinesq) :

$$\bar{\tau}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \bar{\tau}_{kk} = 2 \nu_t \bar{S}_{ij} \quad (2.9)$$

L'équation 2.5b s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{p} - \frac{1}{3} \bar{\tau}_{kk})}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2 (\nu + \nu_t) \bar{S}_{ij}) \quad (2.10)$$

La trace de τ_{ij} est absorbée dans le terme de pression qui se trouve modifié et noté \bar{p}^* . La viscosité turbulente reste à modéliser. Le modèle de Smagorinsky (1963) est basé sur une hypothèse de longueur de mélange. La viscosité turbulente est prise proportionnelle à une échelle de longueur (ici la taille de maille Δ) et à une échelle de vitesse déterminée par le produit $\Delta \|\bar{S}\|$. $\|\bar{S}\|$ définit la norme du tenseur des taux de déformations résolues :

$$\|\bar{S}\| = \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (2.11)$$

La viscosité turbulente est donc évaluée par :

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \|\bar{S}\| \quad (2.12)$$

La constante C_s , dite de Smagorinsky, peut être déterminée analytiquement en supposant l'équilibre local assuré entre la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente dans la zone inertielle du spectre. La production et la dissipation s'équilibrant dans cette zone, l'énergie cinétique est transférée seulement des grandes échelles vers les plus petites. Grâce à cette hypothèse, la pente de la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique est obtenue et la constante de Smagorinsky est exprimée en fonction de la constante de Kolmogorov Bailly et Comte-Bellot (2003) :

$$C_s \simeq \frac{1}{\pi} \left(\frac{3 C_K}{2} \right)^{-3/4} \quad (2.13)$$

La constante de Smagorinsky vaut $C_s \simeq 0.18$ pour une constante de Kolmogorov égale à $C_K \simeq 1.4$ (cas de la THI, Turbulence Homogène Isotrope) et $C_s = 0.065$ pour un écoulement en canal plan. Pour des écoulements confinés, Deardoff (1970) trouve une valeur de 0.1 pour C_s .

2.1.3 Formulation discrète

Résolution temporelle

Un algorithme à pas fractionnaire est employé pour résoudre les équations de masse et de moment (Chorin). La première étape, dite de prédiction, consiste à calculer les composantes de la vitesse. L'équation de masse est ensuite prise en compte durant la seconde étape (dite de correction) : une équation de Poisson est résolue sur la pression ce qui permet de corriger le flux de masse en vérifiant le critère d'incompressibilité de l'écoulement (champ à divergence nulle). Le schéma en temps est d'ordre 2. Un schéma de Crank-Nicolson est employé pour les termes convectifs et diffusifs tandis que les termes sources et le flux de masse sont estimés à partir d'un schéma d'Adams-Bashforth (à l'ordre 2).

Cadre des Volumes Finis

Une méthode des Volumes Finis colocalisés est employée. Les grandeurs physiques sont définies au centre des volumes de contrôle sur lesquels les équations sont intégrées afin d'obtenir une valeur moyenne sur le volume. La discrétisation spatiale est centrée. Afin de prendre en compte les non-orthogonalités dues aux déformations de mailles, un procédé de reconstruction itérative du gradient est prévu.

2.2 Modélisation d'interface mobile

2.2.1 Choix d'un référentiel

Au niveau d'une interface mobile solide, les formulations des conditions limites doivent être compatibles pour les systèmes fluide et structure. Soit Γ_i l'interface fluide solide. Pour satisfaire le principe d'action-réaction qui fait intervenir les flux d'énergie échangées entre les deux milieux à travers l'interface et peut s'exprimer en fonctions des vitesses et des

contraintes à l'interface, les vitesses et les contraintes doivent satisfaire les conditions de continuité suivantes à l'interface :

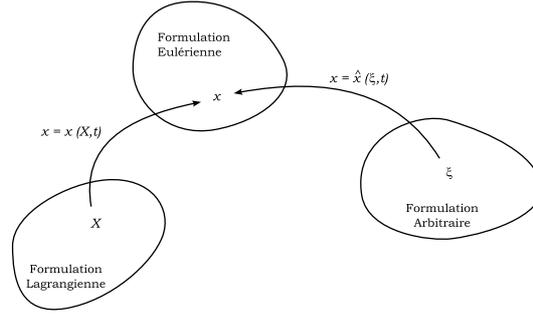
$$\begin{cases} u_i = \frac{Du_i^s}{Dt} & \text{sur } \Gamma_{f/s} \\ \sigma_{ij}n_j = T_{ij}n_j & \text{sur } \Gamma_{s/f} \end{cases} \quad (2.14)$$

où u^s et Du^s/Dt désignent respectivement le déplacement et la vitesse de l'interface du milieu solide et u la vitesse de l'interface du milieu fluide. $\Gamma_{f/s}$ et $\Gamma_{s/f}$ désignent respectivement les interfaces modélisées des deux milieux. Le domaine de calcul évolue dynamiquement sous l'effet du mouvement ou des déformations des parties solides. Pour prendre en compte cette évolution, il est usuel de distinguer deux classes de méthodes suivant qu'elles font intervenir des grilles fixes ou mobiles. Parmi les méthodes à grilles fixes, nous pouvons mentionner les méthodes avec domaines fictifs, les méthodes à capture d'interface ou les méthodes Chimère. Dans le cadre de petits déplacements, les méthodes dites de transpiration (Renou (1998); Fernandez Varela (2001)) sont telles que le déplacement de la structure est obtenu du point de vue fluide en utilisant un développement limité des conditions aux limites à l'interface de la position initiale de la structure. Celles-ci sont donc modifiées au cours du temps afin de prendre en compte le mouvement de la structure. Cette méthode reste limitée à de très petits déplacements afin de satisfaire les hypothèses sur les conditions aux limites à l'interface.

Parmi les méthodes à grille mobile, la plus répandue est basée sur une formulation dite Arbitrairement Lagrangienne Eulerienne (ALE). Elle a été introduite dans le but de modéliser des problèmes avec frontières mobiles ou surfaces libres et combine à la fois les formulations eulériennes et lagrangiennes pour décrire le mouvement des particules fluides. En description eulérienne, les propriétés physiques du fluide sont déterminées en des positions fixes de l'espace et du temps. L'évolution du fluide évolue dans le volume de contrôle est décrite via un terme de convection dans les équations de conservation. A contrario, la description lagrangienne consiste à suivre les particules dans leur déplacement. Le domaine de contrôle évolue à la vitesse des particules dénommée vitesse du domaine matériel. Cette description induit donc une déformation du volume de contrôle qui se prête bien à la résolution des problèmes de mécanique du solide avec des frontières mobiles. Cependant, en cas de grands déplacements, les déformations de maillage peuvent augmenter significativement et impacter les temps de calcul. Le recours à une formulation ALE permet d'amoinrir ces difficultés. Elle consiste à introduire un domaine eulérien de calcul supplémentaire qui suit les frontières du domaine. L'utilisation d'une méthode Arbitraire Lagrange Euler (ALE) permet de combiner les avantages des formulations eulériennes et lagrangiennes utilisées respectivement pour la résolution des problèmes fluide et solide pour faciliter la résolution de la dynamique couplée au niveau de l'interface mobile fluide-structure Donea *et al.* (2004). Il s'agit d'une approche pseudo-eulérienne.

2.2.2 Formulation pseudo-eulérienne

En complément de Ω_m le domaine matériel qui suit les particules de coordonnées vecteur X dans leur mouvement (description lagrangienne), et de Ω_s le domaine spatial fixe occupant des positions fixes de coordonnées vecteur x de l'espace (description eulérienne), un domaine arbitraire Ω_a est introduit (schéma 2.2).


 FIG. 2.2: Représentation schématique des domaines Ω_a , Ω_m et Ω_s

La relation entre le domaine Ω_m et Ω_s est donné par la relation :

$$x = x(X, t) \quad (2.15)$$

$$\left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_X = u(X, t) = \tilde{u}(x, t) \quad (2.16)$$

u et \tilde{u} désignant la vitesse du domaine matériel considéré. La dérivée matérielle d'une grandeur Φ quelconque est définie par :

$$\frac{d\Phi}{dt} = \left. \frac{\partial \Phi(X, t)}{\partial t} \right|_X = \left. \frac{\partial \tilde{\Phi}(x, t)}{\partial t} \right|_x + \left. \frac{\partial \tilde{\Phi}(x, t)}{\partial x_i} \right|_t \tilde{u}_i(x_i, t) \quad (2.17)$$

De même, une relation de passage est définie entre les formulations Eulériennes et Arbitraire. Les variables vérifient :

$$x = \hat{x}(\xi, t) \quad (2.18)$$

$$\left. \frac{\partial \hat{x}}{\partial t} \right|_\xi = \hat{w}(\xi, t) = \tilde{w}(x, t) \quad (2.19)$$

où \hat{w} (ou \tilde{w}) désigne la vitesse du référentiel arbitraire et la dérivée particulière s'exprime par :

$$\left. \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial t} \right|_\xi = \left. \frac{\partial \hat{\Phi}(x, t)}{\partial t} \right|_x + \left. \frac{\partial \hat{\Phi}(x, t)}{\partial x_i} \right|_t \tilde{w}_i(x, t) \quad (2.20)$$

Ω_a est choisi de telle sorte qu'il coïncide avec les frontières mobiles et reste fixe dans les zones du domaine physique où les frontières sont immobiles. La position et la vitesse de maillage sont caractérisées respectivement par ξ et w . Les équations de Navier-Stokes sont transportées dans le domaine arbitraire Ω_a où elles sont résolues. Ensuite, les grandeurs sont définies sur Ω_s après actualisation de la géométrie. Les équations de Navier-Stokes s'écrivent dans le cadre eulérien (\cdot) des variables, le caractère eulérien des variables étant valables uniquement lorsque le domaine est fixe dans le temps :

$$\left. \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} \right|_x + \nabla_x \cdot (\tilde{\rho} \tilde{u}) + \tilde{\rho} \left. \frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} \right|_x + \tilde{u} \cdot \nabla_x \tilde{u} = - \nabla_x \tilde{p} + \nabla_x \cdot (\tilde{\nu} \nabla_x \tilde{u}) \quad (2.21)$$

Des relations analogues à 2.20 sont utilisées entre les coordonnées eulériennes et arbitraires :

$$\left. \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} \right|_x + \nabla_x \cdot (\tilde{\rho} \tilde{u}) = 0 \implies \left[\left. \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right|_\xi - \nabla_x \cdot (\tilde{\rho} \tilde{w}) \right] + \nabla_x \cdot (\tilde{\rho} \tilde{u}) = 0 \quad (2.22)$$

Nous procédons de la même façon pour l'équation de quantité de mouvement et nous aboutissons à la formulation mixte suivante :

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + \nabla_x \cdot [\tilde{\rho} (\tilde{u} - \tilde{w})] = 0 \quad (2.23)$$

$$\tilde{\rho} \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} \right)_{\xi} + (\tilde{u} - \tilde{w}) \nabla_x \cdot \tilde{u} = -\nabla_x \tilde{p} + \nabla_x (\tilde{\mu} \nabla_x \tilde{u}) \quad (2.24)$$

La formulation ci-dessus fait intervenir des grandeurs exprimées en coordonnées eulériennes et lagrangiennes. \tilde{w} correspond à la vitesse de maille. Pour traiter ce type d'équations, plusieurs méthodes sont envisageables. L'une d'elles consiste à résoudre le système complet avec les termes de convection (Guimet 1998). Elle nécessite de déterminer le Jacobien \hat{J} de l'application permettant de passer des variables eulériennes aux variables lagrangiennes :

$$\hat{J} = \hat{J}(\xi, t) = \left| \frac{\partial x_i}{\partial \xi_j} \right| \quad (2.25)$$

Le système d'équations précédent devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{J} \hat{\rho}}{\partial t} \Big|_{\xi} + \hat{J} \nabla_x \cdot (\tilde{\rho} (\tilde{u} - \tilde{w})) &= 0 \\ \hat{J} \hat{\rho} \left\{ \frac{\partial \hat{u}}{\partial t} \right\}_{\xi} + (\tilde{u} - \tilde{w}) \nabla_x (\tilde{u}) &= \hat{J} \{-\nabla_x (\tilde{p}) + \nabla_x \cdot [\tilde{\mu} \nabla_x (\tilde{u})]\} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Afin d'éviter les erreurs induites par les déformations des mailles, la Loi de Conservation Géométrique (GCL, *Geometric Conservation Law*) doit être vérifiée. Elle s'exprime de la manière suivante :

$$\frac{\partial \hat{J}}{\partial t} \Big|_{\xi} = \hat{J} \nabla_x \cdot \tilde{w} \quad (2.27)$$

ou sous sa forme intégrale :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V dV \Big|_{\xi} = \int_{\delta V} \tilde{w} n dS \quad (2.28)$$

Cette loi relie le taux de variation d'un volume V à la somme des flux traversant toutes les faces de ce volume (figure 2.3).

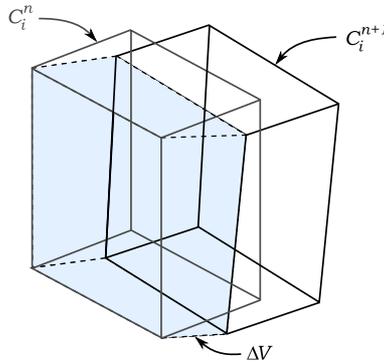


FIG. 2.3: Flux parcouru lors du déplacement de maillage

En utilisant la GCL dans le système précédent, nous obtenons une formulation dans un référentiel arbitraire pour un fluide incompressible :

$$\nabla_{\xi} \cdot u = 0 \quad (2.29)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} \Big|_{\xi} + (u - w) \nabla_{\xi} \cdot u \right) = -\nabla_{\xi} \cdot p + \nabla_{\xi} (\mu \nabla_{\xi} u) \quad (2.30)$$

Le calcul des termes de flux dans le terme de droite de l'équation (2.28) influence le calcul de la vitesse de maillage. Lesoinne et Farhat (1996) s'intéressent aux contraintes induites par la GCL sur les schémas de discrétisation et d'intégration temporelle des équations. Pour des schémas d'intégration temporelle du 1^{er} ordre, il est possible de calculer la vitesse de maillage au temps intermédiaires $t^{n+1/2}$ comme suit :

$$w^{n+1/2} = \frac{\xi^{n+1} - \xi^n}{\Delta t} \quad (2.31)$$

Souli *et al.* (2000) proposent une autre méthode de résolution du système (2.24) en deux temps. Lors d'une première phase, on suppose $w = u$ (le domaine arbitraire se déplace à la vitesse du milieu matériel) ce qui entraîne la disparition des termes convectifs. Les flux à travers les frontières sont calculés lors de la seconde phase. Cette approche est bien adaptée aux problèmes diphasiques.

2.3 Dynamique de grille

Dans le cadre des méthodes à grilles mobiles, plusieurs formulations sont disponibles pour la dynamique de grille.

2.3.1 Formulation géométrique

Algorithme de la simple moyenne

Un algorithme itératif calcule la position ξ_{SM}^{n+1} du noeud au temps $n + 1$ comme la moyenne des N noeuds voisins à l'instant n . La position des points est donnée par :

$$\xi_{SM}^{n+1} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \xi_i^{n+1} \quad (2.32)$$

Comme l'algorithme est non-linéaire, le lissage est obtenu après quelques itérations. La topologie du maillage n'est pas nécessairement préservée.

Algorithme de Kikuchi

Une moyenne volumique pondérée des coordonnées des M centres des éléments voisins d'un noeud est introduite. Les coordonnées du centre ξ_{α}^n d'un élément à l'instant t^n sont obtenues par une moyenne sur les coordonnées des N noeuds délimitant l'élément :

$$\xi_{\alpha}^n = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \xi_i^n \quad (2.33)$$

La position ξ_K^{n+1} d'un noeud au temps $n + 1$ est alors déterminée par la relation suivante où M désigne le nombre d'éléments entourant un noeud donné et V_α correspond à la pondération volumique :

$$\xi_K^{n+1} = \frac{\sum_{\alpha=1}^M V_\alpha \xi_\alpha^n}{\sum_{\alpha=1}^M V_\alpha} \quad (2.34)$$

Algorithme équipotentiel

Un algorithme dit équipotentiel est retenu ici. Le maillage est traité comme un milieu continu pour lequel on considère que les déplacements sont maximaux à proximité des frontières mobiles et nuls suivant la direction normale aux bords fixes. Le maillage est ainsi gouverné par l'équation différentielle suivante :

$$\begin{cases} \nabla \bullet (\bar{\lambda} \nabla(w)) & = & 0 \\ w & = & u^s \quad \text{sur } \Gamma_{f/s} \\ w & = & 0 \quad \text{sur } \partial\Omega_f \setminus \Gamma_{f/s} \end{cases} \quad (2.35)$$

où la variable $\bar{\lambda}$ désigne la viscosité de maillage permettant le contrôle de la déformation en chaque entité et suivant chaque direction.

Combinaison

Les algorithmes de la simple moyenne, de Kikuchi et équipotentiel peuvent être combinés en introduisant des facteurs de mélange relatifs à chacun d'entre eux de sorte que les modifications topologiques du maillage soient réduites. Les coordonnées sont données par :

$$\xi^{n+1} = \gamma_E \xi_E^{n+1} + \gamma_{SM} \xi_{SM}^{n+1} + \gamma_K \xi_K^{n+1} \quad (2.36)$$

où ξ_E désigne le déplacement de l'algorithme équipotentiel.

2.3.2 Méthode algébrique

Des méthodes alternatives se basent sur des considérations algébriques, le déplacement de chaque noeud est alors calculé très rapidement puisqu'aucun système n'est à résoudre (Donea *et al.* (1982)). Nous pouvons citer la méthode des adjacents qui se restreint aux maillages conformes structurés composés d'héxaèdres. Elle consiste à connecter les noeuds du maillage aux noeuds du bord. Le raffinement près des parois est alors conservé car les noeuds internes proches des parois sont déplacés comme les noeuds aux bords.

2.3.3 Analogie élastique

Le maillage du domaine fluide est considéré comme une structure mécanique quasi-statique (Batina (1990)). La liaison entre chaque point du maillage est considérée par analogie à un ressort linéaire, ainsi les arêtes du maillage sont assimilées à des éléments de raideur. L'ajout de ressorts de torsions (Degand (2002) Farhat *et al.* (1998) est également possible. Dans la famille des méthodes assimilant le maillage à un milieu continu, nous pouvons également citer les travaux de (Souli et Zolesio, 2001) avec l'utilisation d'un tenseur de Cauchy σ_A pour éviter une trop grande déformation des petites mailles. Le maillage est assimilé à une structure déformable pour laquelle il est possible de définir une certaine rigidité. Les déplacements peuvent ainsi être reliés aux contraintes de différentes

façons. L'une d'elles consiste à réaliser une analogie avec une loi de comportement linéaire élastique :

$$\sigma_A = C \xi \quad (2.37)$$

où C est un tenseur construit dans le but de minimiser les déformations des petites cellules, le tenseur des contraintes σ_A vérifiant une équation du type $\nabla \cdot \sigma_A = 0$.

2.4 Erreurs de commutation temporelles

Une hypothèse courante en LES est la commutativité entre les dérivées partielles intervenant dans les équations de Navier-Stokes et le filtre en espace (pour effectuer la séparation du champ entre les petites et grandes échelles). Le filtre est supposé avoir une longueur proche de la taille de maille. Une variation de la taille de maille entraîne alors une variation de la largeur du filtre, de nature à générer des erreurs de commutation. Les erreurs de commutation peuvent avoir deux origines : variation de la taille de maille (et donc du filtre) en espace ou en temps. Dans le premier cas, on parle d'erreurs de commutation spatiale (ECS) et dans le second d'erreurs de commutations temporelles (ECT). Les premières sont mises en évidence par Ghosal et Moin (1995) et étudiées par Van Der Ven (1995); Vasilyev *et al.* (1998); Franke et Frank (2001).

A contrario, peu d'études se sont penchées sur les ECT. Ce manque d'intérêt s'explique principalement par une plus grande utilisation de maillage variable en espace (raffinement en proche paroi). Néanmoins, l'évolution temporelle de l'écoulement ou la présence d'éléments mobiles (approche ALE pour déformer le maillage et méthodes *Adaptive Mesh Refinement* (AMR) pour adapter le maillage à la physique de l'écoulement) peuvent nécessiter un remaillage du domaine fluide. Spectralement, ce phénomène s'interprète comme le déplacement de la fréquence de coupure du filtre au cours du calcul. La figure 2.4 illustre le mécanisme associé à l'erreur induite. La coupure spectrale k_c varie inversement à la taille de maille Δx . Lorsque Δx évolue, l'énergie cinétique (zone hachurée sur la figure) transférée du champ résolu vers le champ de sous-maille varie également. Il est à noter que les ECS peuvent être minimisées en utilisant un maillage quasi uniforme ce qui n'est pas le cas des ECT.

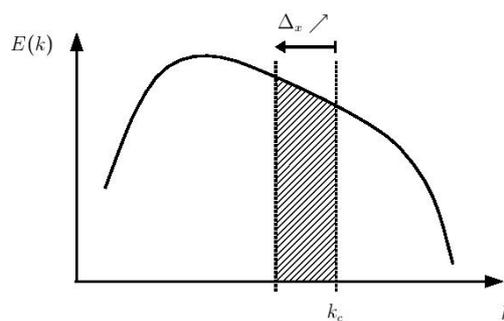


FIG. 2.4: Principe de l'Erreur de Commutation Temporelle Moureau (2004)

Moureau 2004 propose de s'inspirer des études similaires sur les ECS pour définir une estimation des ECT dans le cas d'écoulements à l'intérieur de moteurs à pistons. L'erreur de commutation est décomposée en trois contributions en introduisant des coordonnées issues des formulations ALE Moureau *et al.* (2004) : un terme d'erreur de commutation

temporelle (ECT), un terme de commutation spatiale (ECS) et un dernier terme concernant la modification éventuelle du filtre. Dans la continuité de ces travaux, Leonard (2006) propose une expression théorique des ECT à partir de simulations de THI. La nécessité de contrôler la vitesse de variation de la longueur de coupure du filtre de la LES est mise en évidence, une variation trop rapide de cette longueur pouvant entraîner des pertes d'informations irrémédiables et donc modifier le caractère turbulent de l'écoulement. Il est souligné qu'au contraire, si la vitesse de variation de maillage (et par conséquent la longueur de coupure du filtre) est suffisamment faible, la dynamique des différentes structures de l'écoulement peut être reconstituée via les phénomènes de la cascade des échelles d'énergie.

Dans la suite, nous négligerons en première approximation les ECT en supposant la vitesse de variation de maillage suffisamment faible. La configuration étudiée n'est pas aussi pénalisante en déformation de maillage que dans le cas du piston comprimé où le taux de compression supérieur à 4.

2.5 Dynamique du solide

L'équation de dynamique de la structure dans un cadre linéaire pour un mouvement composé de petits déplacements autour d'une position d'équilibre moyenne stationnaire s'écrit :

$$\mathbf{M}_s \ddot{s} + \mathbf{C}_s \dot{s} + \mathbf{K}_s s = \mathcal{F}_f \quad (2.38)$$

où M_s , C_s , K_s correspondent aux matrices de masse, amortissement et raideur de la structure, \mathcal{F}_f le vecteur des contraintes induites par l'action du fluide et s le vecteur déplacement de la structure.

Pour la résolution du système sans second membre, l'intégration temporelle s'effectue grâce à un schéma de Newmark (1959) comme suit :

$$M_s \ddot{u}_s^{n+1} + C_s \dot{u}_s^{n+1} + K_s u_s^{n+1} = 0 \quad (2.39)$$

$$\dot{u}_s^{n+1} = \dot{u}_s^n + \Delta t [(1 - \gamma) \ddot{u}_s^n + \gamma \ddot{u}_s^{n+1}] \quad (2.40)$$

$$u_s^{n+1} = u_s^n + \Delta t \dot{u}_s^n + \Delta t^2 [(\frac{1}{2} - \beta) \ddot{u}_s^n + \beta \ddot{u}_s^{n+1}] \quad (2.41)$$

où β et γ sont deux paramètres. Le choix de $\beta = 0.25$ et $\gamma = 0.5$ conduit à un schéma d'ordre 2 inconditionnellement stable.

Dans le cadre de nos travaux, le mouvement est supposé unidirectionnel. s désigne alors le degré de liberté du système. Les matrices M_s , C_s et K_s sont scalaires. F_f désigne la composante du second membre suivant la direction du mouvement de la structure (la portance dans le cadre de nos travaux).

2.6 Système couplé

2.6.1 Modélisation de l'interface

La modélisation d'un système couplé peut être envisagée de deux manières suivant que les sous-systèmes couplés sont considérés individuellement ou globalement couplés à travers une interface incluse dans le système global. La modélisation explicite de l'interface conduit à une classe de méthodes appelées approches partitionnées. Au contraire la modélisation implicite de l'interface est à la base des approches dites monolithiques.

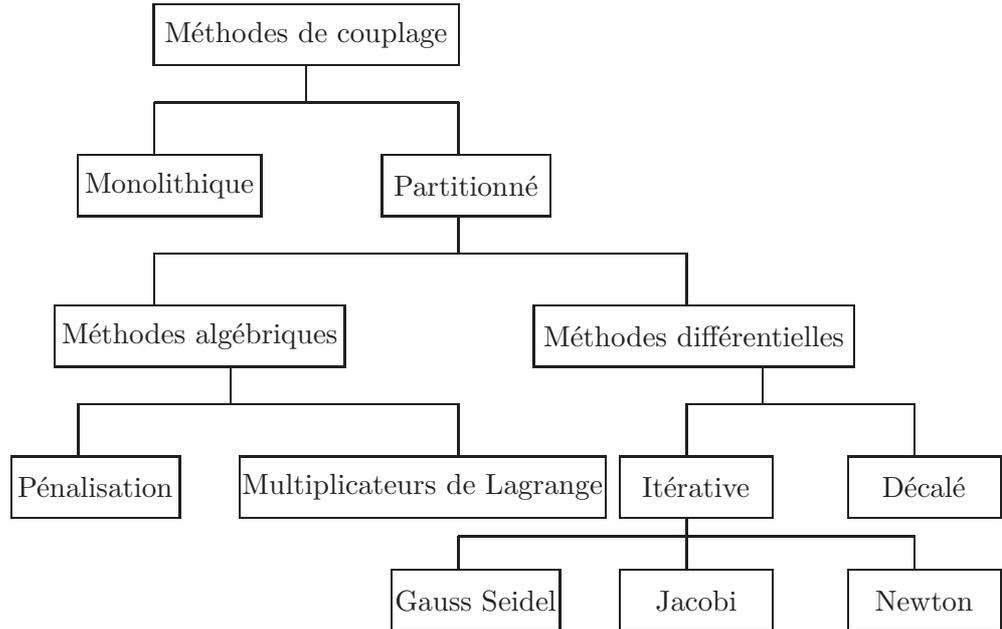


FIG. 2.5: Méthodes de couplage (Jürgens 2009)

La figure 2.5 présente le cadre général des méthodes de couplage possibles en interaction fluide-structure. Dans la classe des méthodes partitionnées, les méthodes différentielles dénomment les approches utilisant des échanges de données entre des composants, chaque composant étant destiné à la résolution d'un sous-système pris individuellement.

Approche monolithique

Le couplage intervient au niveau de la formulation mathématique du problème.

La discrétisation en temps et en espace du problème couplé conduit à un système algébrique qui peut être résolu par une méthode directe ou itérative. Soient r_f et r_s les résidus obtenus après résolution des sous-systèmes fluide et solide. Le problème couplé peut s'écrire sous la forme simplifiée suivante :

$$\begin{cases} r_f(x_f, x_s) = 0 \\ r_s(x_f, x_s) = 0 \end{cases} \quad (2.42)$$

avec x_f et x_s les champs de chaque sous-problème. $x_s (= u^s)$ correspond au champ de déplacement de la structure et $x_f = (u, p)$ contient les champs de vitesse et pression pour un écoulement incompressible. Le système précédent peut être résolu avec un algorithme de Newton :

$$\begin{bmatrix} \partial_{x_f} r_f & \partial_{x_s} r_f \\ \partial_{x_f} r_s & \partial_{x_s} r_s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta x_f \\ \Delta x_s \end{bmatrix}^{(k)} = - \begin{bmatrix} r_f \\ r_s \end{bmatrix}^{(k)} \quad (2.43)$$

Pour résoudre ce problème matriciel, il est nécessaire d'avoir accès à toutes les variables de chaque sous-problèmes et aux dérivées croisées. La taille du système algébrique à résoudre

peut devenir prohibitif en terme de stockage dans le cas de problèmes de grande taille. L'inversion de la matrice Jacobienne peut être requise. Morand et Ohayon (1995) proposent plusieurs exemples de formulations monolithiques de systèmes couplés fluide structure en l'absence d'écoulement permanent notamment pour l'évaluation d'efferts inertiels ou dissipatifs par viscosité.

Approche partitionnée

A l'inverse, l'approche partitionnée préserve l'indépendance des résolutions des deux sous-systèmes couplés. Elle s'appuie nécessairement sur une transmission d'information relative aux modèles d'interface requise pour l'avancée en temps de la résolution du système global. Les méthodes partitionnées peuvent être divisées en deux catégories (figure 2.5) : les méthodes algébriques et les méthodes différentielles. L'idée générale du premier type de méthodes est d'introduire des multiplicateurs de Lagrange afin de satisfaire l'équation algébrique à l'interface. Elles sont connues pour leurs bonnes propriétés de convergence. Les méthodes différentielles, quant à elles, furent les premières introduites dans les problèmes d'interaction fluide-structure. Aucune variable supplémentaire n'est introduite mais les quantités primales de chaque problème sont échangées à l'interface au moyen d'un algorithme de couplage en temps (explicite ou implicite). Les conditions d'interface ne sont jamais strictement satisfaites mais seulement à une tolérance près. Ce travail s'inscrivant dans la continuité de développements passés (Bendjeddou 2005, Huvelin 2008), l'approche partitionnée est apparue comme un choix naturel mettant en œuvre la technologie des composants. Chaque sous-système est résolu par un solveur indépendant¹.

2.6.2 Échanges d'énergie à l'interface

Principe

Le couplage est basé sur les deux principes mécaniques suivants (Kassiotis 2009) :

- la continuité des quantités primales $x_i (i = f, s)$ à l'interface :

$$x_s = x_f = x \text{ on } \Gamma \times [0, T]$$

où x désigne la valeur de la variable primale notée $\lambda_i (i = f, s)$ à l'interface.

- le principe d'action-réaction impliquant l'équilibre des variables duales à l'interface :

$$\lambda_f + \lambda_s = 0 \text{ sur } \Gamma \times [0, T]$$

Le principe d'action-réaction peut être formulé en utilisant un opérateur de Steklov-Poincaré :

$$\mathcal{S}_f(x) + \mathcal{S}_s(x) = 0 \tag{2.44}$$

où \mathcal{S}_f et \mathcal{S}_s désignent respectivement les opérateurs associés à la résolution des systèmes fluide et solide. Après inversion, le système précédent peut être reformulé grâce à un point fixe :

$$u = \mathcal{S}_s^{-1}(-\mathcal{S}_f(x)) \tag{2.45}$$

ou soit sous la forme d'une équation de recherche du noyau :

$$\mathcal{S}_s^{-1}(-\mathcal{S}_f(s)) - s = 0 \tag{2.46}$$

1. Dans le cadre de ces travaux, la résolution des équations de Navier-Stokes est réalisée à l'aide de *Code_Saturne* (Arhambeau *et al.* 2004, www.code-saturne.org). Le couplage avec une équation d'élastodynamique résolue avec *Code_Aster* (www.code-aster.org) est réalisé au moyen de la plate-forme de couplage Salomé (www.salome-platform.org). *Code_Saturne* et *Code_Aster* sont des logiciels open-source sous licence GPL développés par EDF R&D.

Algorithme explicite

Un algorithme explicite consiste à approcher le problème couplé entre les instants t^n et t^{n-1} comme suit :

$$x_{N+1} = \mathcal{S}_s^{-1}(-\mathcal{S}_f(x_N)) \quad (2.47)$$

L'erreur induite par le décalage temporel entre les résolutions des sous-systèmes fluide et solide confère à cette méthode des propriétés peu satisfaisantes en terme de stabilité de la solution à l'interface. Un prédicteur noté \mathcal{P} est employé pour améliorer cette propriété :

$$x_{N+1}^P = \mathcal{P}(x_N, \ddot{x}_N, x_{N-1}, \dots) \quad (2.48)$$

La solution est alors recherchée sous la forme :

$$x_{N+1} = \mathcal{S}_s^{-1}(-\mathcal{S}_f(x_{N+1}^P)) \quad (2.49)$$

Différents prédicteurs sont possibles (Piperno et Farhat 2001) conduisant à différentes estimations des erreurs sur l'énergie transférée à l'interface (Piperno 2000). En effet, l'erreur se traduit par de l'énergie créée ou dissipée à l'interface. Elle peut détériorer la précision attendue sur la solution. La stabilité du problème peut être évaluée à partir de la connaissance de la quantité d'énergie produite à l'interface. Dans le cas de sous-production d'énergie, cela conduit à amortir le système de façon excessive. La prédiction de l'interface à l'instant t^{n+1} est déduite des variables calculées au temps précédents t^n et t^{n-1} :

$$\begin{cases} \lambda_f^{n+1} = \mathcal{S}_f(\mathbf{x}_f^{P,n+1}) \text{ avec } \mathbf{x}_f^{P,n+1} = \mathbf{x}_s^n + \alpha_0 \Delta t \dot{\mathbf{x}}_f^n + \alpha_1 \Delta t (\dot{\mathbf{x}}_f^n - \dot{\mathbf{x}}_f^{n-1}) \\ \mathbf{x}_s^{n+1} = \mathcal{S}_s(\lambda_s^{P,n+1}) \text{ avec } \lambda_s^{P,n+1} = \begin{cases} \alpha_2 \lambda_s^{n+1} + (1 - \alpha_2) \lambda_s^{P,n} \\ \text{ou } \alpha_2 \lambda_s^{n+1} + (1 - \alpha_2) \lambda_s^n \end{cases} \end{cases} \quad (2.50)$$

Le schéma de couplage est du second ordre pour $\alpha_0 = 1$ et $\alpha_1 = 0.5$ avec le choix (Piperno *et al.* 1995, Piperno et Farhat 1997; 2001, Schaefer 2006) :

$$\frac{\lambda_f^{n+1} + \lambda_f^n}{2} = \lambda_s^{n+1} \quad (2.51)$$

Dans la pratique, on a :

$$\lambda_s^{n+1,P} \simeq 2 \lambda_s^{n+1} - \lambda_f^{n,P} \quad (2.52)$$

Algorithme explicite asynchrone

Pour améliorer l'algorithme explicite ci-dessus, une possibilité consiste à décaler dans le temps le calcul des variables primales et duales. Comme montré par Farhat et Lesoinne (2000), cet algorithme renforce l'équation de continuité et la GCL. La position de l'interface est donnée à la date $t^{n+\frac{1}{2}}$ en fonction des variables calculées au temps t^n , en gardant un choix de précision du schéma à l'ordre 2 :

$$\mathbf{x}_f^{n+\frac{1}{2},P} = \mathbf{x}_s^n + \frac{\Delta t}{2} \dot{\mathbf{x}}_s^n \quad (2.53)$$

Algorithme itéré

Pour renforcer la prédiction de l'interface au moyen de sous-itérations à chaque pas de temps et d'éviter notamment le phénomène de masse ajoutée artificielle (Le Tallec et Mouro 2001 et Causin et Nobile 2005), des algorithmes itératifs consistent à renforcer la continuité des variables primales à l'interface (et diminuent les erreurs sur l'énergie). Le processus itératif opère tant que le niveau de précision requis sur la prédiction de l'interface n'est pas atteint. On définit le résidu à l'interface par :

$$r_{N+1} := x_{s,N+1} - x_{f,N+1} \simeq 0 \leq \epsilon \quad (2.54)$$

où ϵ correspond au seuil de convergence souhaité. L'évolution des variables primales à l'interface est résolue par une méthode de point fixe :

$$x_{N+1}^{(k+1)} = \mathcal{G}(x_{N+1}^{(k)}) \text{ avec } \mathcal{G} = \mathcal{S}_s^{-1} \circ -\mathcal{S}_f \quad (2.55)$$

Les itérations ont lieu jusqu'à convergence du résidu à l'interface :

$$r_{N+1}^{(k)} = x_{s,N+1}^{(k)} - x_{f,N+1}^{(k)} = \mathcal{G}(x_{N+1}^{(k)}) - x_{N+1}^{(k)} \quad (2.56)$$

Une phase d'initialisation des champs thermohydrauliques est introduite sur la géométrie du domaine via un schéma explicite (synchrone) puis des prédictions sur le déplacement de la structure sont effectuées à partir des valeurs obtenues à la sous-itération précédente. Le principe est le suivant :

- a) Etape de prédiction initiale du déplacement de l'interface :
 $x_{N+1}^{(0)} = \mathcal{P}(x_N^{(kmax)}, \ddot{x}_N^{(kmax)}, x_{N-1}^{(kmax)}, \dots)$
- b) Itération $\mathcal{G}(x_{N+1}^{(k)})$
- c) Calcul du résidu à l'interface : $r_{N+1}^{(k)} = \mathcal{G}(x_{N+1}^{(k)}) - x_{N+1}^{(k)}$
- d) Mise à jour des variables primales à l'interface : $x_{N+1}^{(k+1)} = u_{N+1}^{(k)} + r_{N+1}^{(k)}$ tant que :
 $\|r_n^{(k-1)}\| \geq \epsilon$
- e) Si le test de convergence est positif : passage au pas de temps suivant, sinon : passage à la sous-itération suivante.

Cet algorithme de point fixe converge si la première itération est proche de la solution recherchée. Pour améliorer la convergence et la stabilité, il est possible d'utiliser une mise à jour de l'interface plus adéquate :

$$x_{N+1}^{(k+1)} = x_{N+1}^{(k)} + \mathcal{H}r_{N+1}^{(k)} \quad (2.57)$$

où \mathcal{H} désigne une matrice qui améliore la convergence de la méthode. Cette matrice peut être construite par différentes méthodes : les méthodes sécantes dont la méthode traditionnelle de Bloc-Gauss-Seidel (où \mathcal{H} est la matrice identité) et les méthodes de relaxation, les méthodes tangentes impliquant la construction de matrices tangentes et la résolution de systèmes linéaires (par des algorithmes de types quasi-Newton et des variantes).

Transfert de champs

Pour la résolution du système couplé, un transfert des champs interfaciaux doit être effectué pour permettre la résolution de chaque sous-système en utilisant l'information disponible sur le sous-système antagoniste à chaque étape de la résolution. Les transferts de champs s'opèrent en général sur :

- les contraintes pariétales exercées par le fluide sur la paroi solide aux points de discrétisation de l'interface modélisée fluide et transmises aux points de discrétisation de l'interface modélisée structure,
- les grandeurs cinématiques décrivant la réponse dynamique de la structure évaluées aux points de discrétisation de son interface et transmises aux points de discrétisation de l'interface modélisée fluide.

Les points de discrétisation sont les entités géométriques où est résolu chaque système. Dans le cadre de l'approche partitionnée mise en œuvre ici, le modèle fluide est formulé en volumes finis et résolu aux centres des mailles, quant au modèle structure les degrés de liberté sont connus aux nœuds du maillage. La méthode de projection retenue est basée sur une méthode des poids résiduels permettant d'assurer l'équilibre entre les efforts évalués et échangés au niveau de l'interface. Dans les configurations visées dans le cadre des travaux présents, la structure est assimilée à un corps rigide. Le cylindre est considéré comme une masse ponctuelle caractérisée par une masse m , un amortissement c et une raideur k . Dans les exemples développés aux chapitres 3 à 5, seuls des modèles à un degré de liberté sont considérés. Aucune méthode de projection n'est requise à l'interface pour assurer les transferts de champs pariétaux. Seule une méthode dite de condensation est utilisée pour traiter les incompatibilités de dimension entre les modèles interfaciaux fluide et solide (2D ou 3D pour le fluide, 0D pour le solide).

Chapitre 3

Échappement tourbillonnaire dans le sillage d'un cylindre

L'écoulement autour d'un cylindre circulaire est un modèle très utile pour beaucoup d'applications concernant les écoulements avec obstacles. En effet, ce cas classique englobe la complexité de la topologie de l'écoulement en préservant le potentiel instable des régions où la turbulence est générée. Malgré la simplicité de la géométrie, la forme circulaire est un challenge pour les études numériques. Il n'existe aucune arête coupante qui sélectionne *a priori* l'angle de décollement. Ce dernier est uniquement déterminé par le régime d'écoulement. Dans la suite, l'écoulement autour d'un cylindre pour un nombre de Reynolds égal à 3900 est considéré car c'est un cas classique et bien documenté (aussi bien expérimentalement Lourenco et Shih (1993); Ong et Wallace (1996); Norberg (1998); Parnaudeau *et al.* (2008) que numériquement Beaudan et Moin (1994); Mittal (1996); Breuer (1998); Kravchenko et Moin (2000); Ma *et al.* (2000); Parnaudeau *et al.* (2008)). L'analyse des vibrations induites par écoulement nécessite des conditions initiales pour le champ fluide turbulent. Les résultats obtenus dans le cas statique sont donc utilisés pour l'initialisation des simulations en dynamique dans la configuration avec cylindre mobile. Les précédents travaux (expérimentaux et numériques) en régime sous-critique sont rappelés dans un premier temps puis une analyse des résultats obtenus dans la zone du sillage proche du cylindre est présentée.

3.1 État de l'art

Lourenco et Shih (1993) réalisent des mesures par Vélocimétrie par Images de Particules (Particle Image Velocimetry, PIV) dans le sillage proche du cylindre à $x/D < 3$ (x désignant la distance au centre de l'obstacle suivant la direction de l'écoulement et D le diamètre du cylindre). Peu de mesures par anémométrie à fil chaud existent dans cette zone et ce, notamment à cause de la présence de zones de recirculation jusqu'à une distance aval de l'ordre de $x/D = 10$. Malgré ces difficultés expérimentales, Ong et Wallace (1996) réalisent des mesures de vitesses et de champs de vorticités dans la région $3 < x/D < 10$. Ils proposent des statistiques sur les quantités turbulentes ainsi que le spectre d'énergie de la vitesse suivant la direction de l'écoulement et la direction normale à celui-ci en plusieurs points. Rajagopalan et Antonia (2005) réalisent des mesures par anémométrie à fil chaud dans les couches cisailées de l'écoulement mais uniquement pour l'analyse spectrale et non pour les quantités turbulentes. Parnaudeau *et al.* (2008) réalisent une étude à la fois expérimentale par PIV et numérique, consacrée aux statistiques des quantités turbulentes

et des spectres d'énergie dans le sillage du cylindre jusqu'à une distance $x = 10D$. C'est l'une des études expérimentales les plus avancées sur le sujet à ce jour.

Beaudan et Moin (1994) sont parmi les premiers à réaliser une Simulation aux Grandes Échelles (SGE, Large Eddy Simulation, LES). Ils résolvent les équations de Navier-Stokes filtrées pour un fluide légèrement compressible en utilisant un schéma décentré d'ordre 5 et un schéma aux différences finies d'ordre 6 pour, respectivement, la discrétisation des termes de convection et de viscosité. L'influence de la dissipation numérique causée par le schéma décentré et par là-même l'influence du modèle de sous-maille sont considérées. En dehors de la zone de recirculation, les profils de vitesse moyenne et des tensions de Reynolds obtenus sont en accord raisonnable avec les résultats de Lourenco et Shih (1993). Des divergences sont observées dans la zone de recirculation, notamment pour le profil de vitesse suivant la direction de l'écoulement. Beaudan et Moin (1994) attribuent ces écarts aux expériences de Lourenco et Shih (1993) dont les statistiques dévient des conditions symétriques et antisymétriques requises par la configuration de l'écoulement. Ils concluent de l'analyse spectrale de leurs données que le schéma décentré affecte les petites échelles de turbulence dans le sillage et donc que la contribution du modèle de sous-maille n'est pas significative en dehors de la zone de recirculation. Plus en aval, le modèle de sous-maille dynamique améliore la prédiction des profils de vitesse moyenne et des tensions de Reynolds.

Un schéma conservatif d'ordre 2 aux différences centrées est mis en oeuvre par Mittal (1996). Les résultats obtenus présentent un accord (raisonnable) avec les simulations de Beaudan (1994) et les expériences de Ong et Wallace (1996). L'examen des fluctuations de vitesse au moyen de l'analyse spectrale, ils concluent que les schémas dissipatifs sont les plus appropriés pour ce type d'écoulement. De même que les travaux de Beaudan et Moin (1994), leurs résultats sont en désaccord avec les expériences de Lourenco et Shih (1993) dans la zone de recirculation. Par exemple, leurs simulations prédisent une forme en U pour le profil de vitesse moyenne, là où Lourenco et Shih mesurent un profil en V. Cette différence entre l'expérience et les données numériques est confirmée par les simulations LES de Kravchenko et Moin (2000) qui trouvent également une forme en U pour le profil de vitesse moyenne.

Plus récemment, Ma *et al.* (2000) tentent de trancher ce débat sur la forme du profil en réalisant plusieurs DNS et LES pour un nombre de Reynolds compris entre 500 et 5000. L'algorithme employé est basé sur une classe de méthodes spectrales sur des maillages non structurés. Les profils de vitesse moyenne convergent vers une forme en U quand la longueur longitudinale du domaine est égale à πD et une forme en V avec une longueur deux fois plus grande. Ce comportement suggère une forte incertitude concernant la longueur de recirculation Noca *et al.* (1998). Breuer (1998) étudie l'influence des paramètres de modélisation physiques et numériques du modèle sur la qualité des résultats d'une simulation LES à $Re = 3900$. Le meilleur accord avec les précédentes expériences est obtenu avec les schémas les moins dissipatifs et, dans une moindre mesure, avec le modèle dynamique plutôt qu'avec le modèle de Smagorinsky classique (à coefficient constant).

L'étude DNS de Wissink et Rodi (2008) pour un nombre de Reynolds de 3300 est consacrée à l'influence de la longueur transversale du domaine sur les statistiques des quantités turbulentes dans la zone de sillage.

3.2 Présentation du problème

3.2.1 Géométrie du domaine et maillage

Le domaine de calcul employé pour les simulations est représenté sur la figure 3.1. Le cylindre est placé au milieu du domaine dans la direction verticale et est légèrement excentré vers l'amont. Les distances L_1 , L_2 et H sont choisies de sorte qu'elles réduisent les effets de bord en première approximation. Le cylindre peut être considéré en milieu infini. La distance L_1 doit être assez grande pour que la zone de surpression au point de stagnation frontal soit correctement captée. De même, la longueur L_2 doit permettre de bien représenter le sillage : dans le cas de détachements périodiques, la distance L_2 doit être suffisamment grande pour permettre d'observer plusieurs détachés tourbillonnaires.

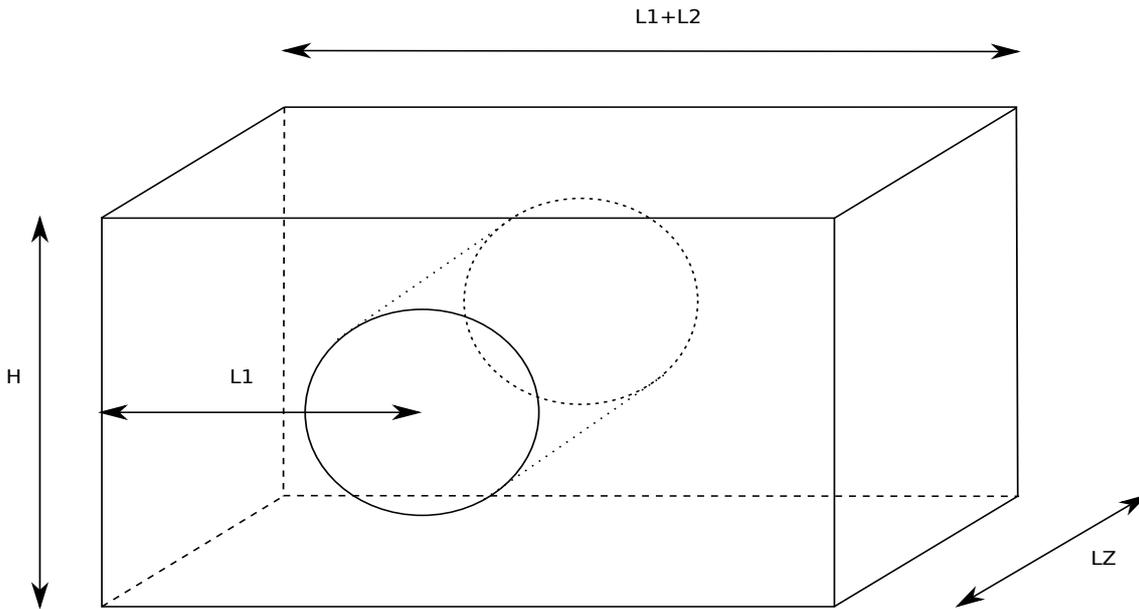


FIG. 3.1: Schéma du domaine de calcul utilisé pour les simulations.

La taille du domaine de calcul est $20D \times 25D \times 4D$. La longueur du domaine en aval du cylindre est égale à $15D$. Un maillage de 32 points suivant la direction longitudinale est utilisé et comprend un nombre total de mailles égal à $\sim 2.10^6$. Le tableau 3.1 donne un panorama des différentes tailles de domaines et des maillages associés utilisés dans les précédentes études. Le maillage employé ne doit pas être trop important sous peine d'avoir des temps de calcul en configuration dynamique trop important. En accord avec l'étude de maillage de Kravchenko et Moin (2000), Breuer (1998) arrive à la conclusion que doubler la taille du domaine de πD à $2\pi D$ tout en conservant la même résolution affecte peu les résultats. Pour éclairer les différences entre les résultats des différentes LES et les expériences de Lourenco et Shih (1993), Ma *et al.* (2000) réalisent une DNS (par éléments spectraux). Ils montrent que deux états convergés du champ d'écoulement co-existent dans le très proche sillage. Ceux-ci sont liés à la transition de la couche de cisaillement et dépendent de la taille transversale du domaine de calcul.

Pour $L_z = 2\pi D$, une longueur de recirculation plus courte est obtenue tandis que si $L_z = \pi D$ (utilisé dans la majorité des LES citées dans le tableau 3.1), nous avons alors une longueur de recirculation plus grande (pour une même résolution). Enfin Wissink et Rodi

Auteurs	H/D	L_1/d	L_2/d	L_z/d	Modèle	$N_x \times N_y \times N_z$	Nombre de cellules
Wissink 2008	20	10	15	4	DNS	$406 \times 156 \times 256$	-
						$606 \times 201 \times 512$	-
						$906 \times 306 \times 512$	-
						$1206 \times 406 \times 512$	-
				8		$1206 \times 406 \times 1024$	-
Ma 2000	18	15	25	$\pi/2 \dots 2\pi$	DNS	$- \times - \times 256$	-
Dong 2006	18	15	25	1.5π	DNS	$- \times - \times 192$	-
Tremblay 2000	20	5	15	π	DNS	$706 \times 594 \times 112$	$46.9 \cdot 10^6$
					LES	$376 \times 320 \times 64$	$7.7 \cdot 10^6$
					LES	$250 \times 200 \times 48$	$2.4 \cdot 10^6$
Franke 2002	20	10	20	π	LES	$185 \times 153 \times 33$	$1.1 \cdot 10^6$
Beaudan 1994	-	-	-	π	LES	$116 \times 136 \times 48$	-
Fröhlich 1998	-	-	-	π	LES	$166 \times 166 \times 48$	$1.3 \cdot 10^6$
Mittal 1996	25	19	17	π	LES	$401 \times 120 \times 48$	-
Kravchenko 2000	$20 \times \pi$			π	LES	$- \times - \times 48$	$2.4 \cdot 10^6$
Mahesh 2004	50	30	35	π	LES	$- \times - \times 32$	$1.5 \cdot 10^6$
Breuer 1998	$30 \times \pi$			π	LES	$165 \times 165 \times 64$	-
Parnaudeau 2008	20	5	15	π	LES	$481 \times 480 \times 48$	-
					LES	$961 \times 960 \times 48$	-
Présente étude	20	10	15	4	LES	$- \times - \times 32$	$2 \cdot 10^6$

TAB. 3.1: Comparaison des domaines de calcul et des maillages utilisés dans la littérature

(2008) déduisent de résultats DNS que doubler la taille du domaine (en passant de $L_z = 4D$ à $8D$) affecte marginalement les statistiques des profils turbulents. Pour autant, dans le cas de la simulation avec $L_z = 8D$, la fonction d'autocorrélation de la vitesse U ne converge pas vers 0, ce qui indique que $L_z = 8D$ n'est pas suffisant pour prendre en compte toutes les structures transverses. Pour reproduire correctement la physique, une taille de domaine supérieure à $8D$ est nécessaire, ce qui est s'avère très pénalisant en ressources informatiques, c'est pourquoi nous retenons une longueur d'extrusion de $4D$. En outre, une étude de ce type est menée dans les travaux de thèse de Y. Kahil (2011). Le ratio de blocage de la simulation présentée est inférieur à 5 % dans la limite des 10 % suggéré par Norberg (1994).

3.2.2 Paramètres du calcul

Les frontières du domaine sont modélisées par différents types de conditions aux limites. Le champ de vitesse fluide est uniforme en entrée, imposé par le nombre de Reynolds régissant l'écoulement : $U_\infty = \mu \text{Re} / \rho D$. L'écoulement en amont du cylindre est laminaire. Aucune turbulence artificielle n'est introduite. Des conditions de symétrie sont imposées sur les faces supérieure et inférieure du domaine tandis que des conditions périodiques sont employées sur les faces latérales. Une condition de non-glissement est utilisée pour la paroi du cylindre. Le pas de temps adimensionnel de la simulation ($\Delta t = \delta t U_0 / D$) est de 0.001 avec U_0 la vitesse du fluide en entrée et δt le pas de temps utilisé pour la simulation. Le nombre de Courant Friedrich Levy (CFL) est inférieur à 1. La turbulence

est considérée comme établie (perte des conditions initiales) à partir de $T = 80D/U_0$. Les résultats présentés sont moyennés sur 13 périodes de détachés tourbillonnaires et une moyenne spatiale suivant la direction transversale est présentée.

3.3 Analyse pariétale et grandeurs globales

Le tableau 3.2 regroupe les différentes quantités globales issues de la littérature (données expérimentales et numériques). Un paramètre important dans la suite pour le cas des vibrations est la détermination des efforts appliqués au cylindre. Le coefficient de portance C_D est dans la moyenne des données avec une valeur de 1.037 . Ma *et al.* (2000) trouvent le coefficient le plus bas (0.96) et Fröhlich *et al.* (1998) le plus élevé avec 1.08 . Comme attendu, le coefficient de portance est nul en moyenne (-0.003). La densité spectrale de puissance du coefficient de portance est illustrée sur la figure 3.2. Le pic d'énergie correspond à la fréquence de Strouhal (0.210) en très bon accord avec les résultats de Parnaudeau *et al.* (2008) (0.208) et de Kravchenko et Moin (2000) (0.210).

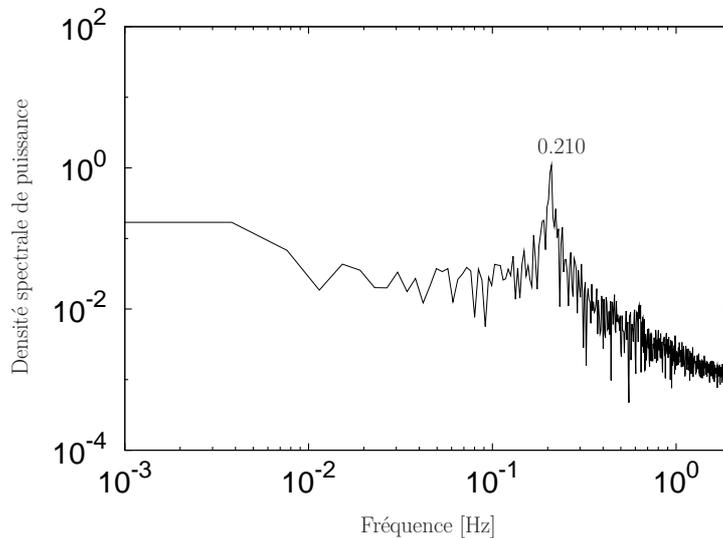


FIG. 3.2: Spectre d'énergie du coefficient de portance

Les dernières colonnes du tableau 3.3 portent sur la zone de recirculation détaillée ci-après. De grandes variations existent pour les profils de vitesse longitudinale dans le sillage central du cylindre ($y = 0$), qui est exprimé par les quantités L_r et U_{min} , qui sont respectivement la longueur moyenne de la zone de recirculation et la vitesse longitudinale moyenne minimale. L'angle de séparation correspond au point où la couche limite se détache du cylindre. La valeur prédite numériquement est 88° en accord avec les mesures de Parnaudeau *et al.* (2008). La distribution de pression autour du cylindre est tracée sur la figure 3.3 via le coefficient de pression moyenne :

$$\overline{C_p} = 2(\overline{P} - P_0)/(\rho U_0^2) \quad (3.1)$$

Il est comparé aux résultats expérimentaux de Norberg (1994) pour un nombre de Reynolds égal à 3000.

Auteurs		C_D	C_{pb}	θ_{sep}	St
Expérience	Son et al. (1969)	-	-	85/86°	-
	Norberg (1987)	0.98	-0.9	-	-
	Cardell (1993)	-	-	-	0.215
	Ong et Wallace (1996)	-	-	-	0.21
	Lourenco et Shih (1993)	0.99	-0.9 ± 0.05	85° ± 2	0.215 ± 0.005
	Parnaudeau <i>et al.</i> (2008)	-	-	88°	0.208 ± 0.002
LES	Beaudan et Moin (1994)	1.01	-0.94	84.8°	0.203
	Mittal (1996)	1.0	-0.93	86.9°	0.207
	Fröhlich <i>et al.</i> (1998)	1.08	-1.03	88.1°	0.216
	Kravchenko et Moin (2000)	1.04	-0.94	88°	0.210
	Franke et Frank (2002)	0.98	-0.85	88.2°	0.209
	Mahesh <i>et al.</i> (2004)	1.00	-	87.6°	0.218
	Parnaudeau <i>et al.</i> (2008)	-	-	-	0.208 ± 0.001
	Présente étude	1.037	-0.98	88°	0.210
DNS	Ma <i>et al.</i> (2000)	0.96	-0.96	89.1°	0.203
	Tremblay <i>et al.</i> (2000)	1.03	-0.93	85.7°	0.220
	Wissink et Rodi (2008)	-	-	87.3°	0.214

TAB. 3.2: Grandeurs globales

Auteurs		$\frac{L_F}{d}$	U_{min}	$\frac{L_{u'v'}}{D}$
Exp.	Cardell (1993)	1.33	-	-
	Lourenco et Shih (1993)	1.33 ± 0.2	-0.24 ± 0.1	-
	Parnaudeau <i>et al.</i> (2008)	1.51	-0.34	0.87
LES	Beaudan et Moin (1994)	1.36	-0.31	-
	Mittal (1996)	1.4	-0.35	-
	Fröhlich <i>et al.</i> (1998)	1.09	-0.24	-
	Kravchenko et Moin (2000)	1.35	-0.37	-
	Franke et Frank (2002)	1.64	-	-
	Mahesh <i>et al.</i> (2004)	1.35	-0.31	-
	Parnaudeau <i>et al.</i> (2008)	1.56	-0.26	0.92
	Présente étude	1.41	-0.31	-
DNS	Ma <i>et al.</i> (2000)	1.12	-	-
	Tremblay <i>et al.</i> (2000)	1.3	-	-

TAB. 3.3: Longueur de recirculation

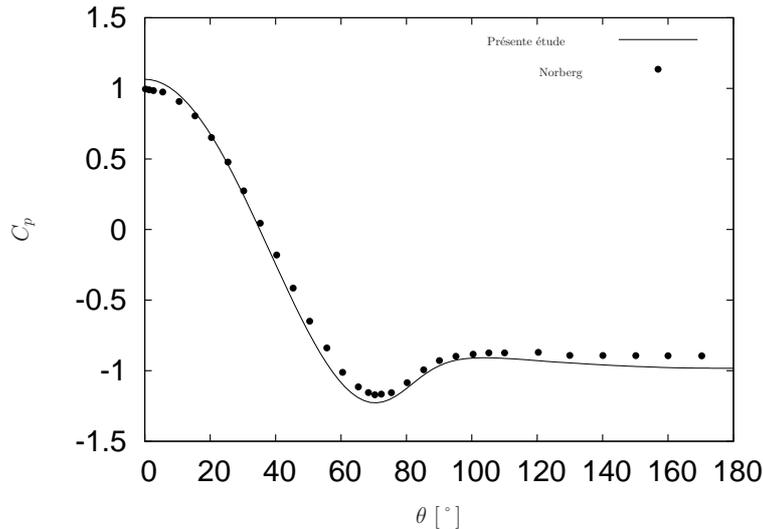


FIG. 3.3: Coefficient de pression à la surface du cylindre comparé aux résultats de Norberg ($R_e = 3000$)

3.4 Région sillage proche

La vitesse moyenne \bar{u} dans l'axe du sillage est tracée sur la figure 3.4. Elle est nulle à la paroi, atteint un minimum négatif U_{min} dans la zone de recirculation et converge ensuite asymptotiquement vers la vitesse extérieure. La distance entre la base du cylindre et le changement de signe de la vitesse moyenne longitudinale délimite la longueur de recirculation L_r . Les valeurs de U_{min} et L_r sont en bon accord avec les mesures PIV de Parnaudeau *et al.* (2008). La longueur de recirculation de Lourenco et Shih (1993) est plus petite que les autres valeurs. Kravchenko et Moin (2000) suggère un effet lié à une transition plus rapide dans la couche de cisaillement, due aux perturbations en entrée dans les expériences. Un manque de convergence des données statistiques peut aussi être envisagée puisque le montage PIV a été conçu initialement et optimisé pour une étude dynamique de l'écoulement et non pour une analyse statistique.

La variance de la vitesse longitudinale $\overline{u'u'}$ (figure 3.5) présente deux pics d'intensité identifiables sur les résultats PIV de Parnaudeau *et al.* (2008) comme sur les profils expérimentaux de Norberg (1998). En revanche, ils sont absents des profils LES. L'existence de deux pics crée une incertitude sur la longueur de recirculation estimée à partir de $\overline{u'u'}$. Norberg (1998) pense qu'un des deux pics est relié au croisement du mode B des tourbillons. Il est cependant difficile de relier clairement le maximum local de $\overline{u'u'}$ aux événements spécifiques des tourbillons. Pour conclure sur la zone de recirculation, Parnaudeau *et al.* (2008) souligne la sensibilité de cette longueur au rapport d'aspect et à l'effet de blocage. Les profils de vitesse et des tensions de Reynolds sont analysés en trois points ($x/D = 1.06$, $x/D = 1.54$, $x/D = 2.02$) en aval du cylindre. Le profil transversal de la vitesse longitudinale \bar{u} présente un déficit de vitesse près du cylindre avec une forme en **U** qui évolue par la suite en une forme en **V** au fur et à mesure que l'on s'éloigne du cylindre. Ceci est en accord avec les différents auteurs, à l'exception de Lourenco et Shih (1993), à cause de la longueur de recirculation plus faible. Tous les profils de vitesse normale présentés sur la figure 3.7 vérifient l'antisymétrie attendue ($y = 0$).

La variance de la vitesse longitudinale présente deux pics d'intensité au niveau des

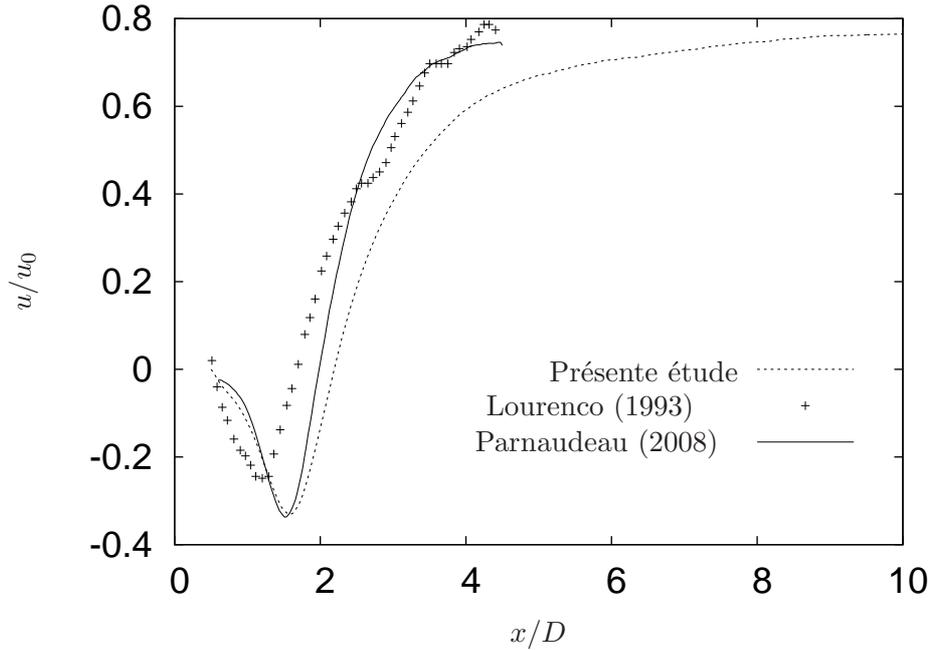


FIG. 3.4: Vitesse moyenne dans l'axe du sillage du cylindre

couches cisillées pour $x/D = 1.06$. Ils traduisent une instabilité naissante due au régime transitionnel des couches cisillées. La formation de tourbillons semble parfois les infléchir. La zone de recirculation reste relativement régulière entre ces deux pics mais devient fortement perturbée à la fin de la zone de recirculation où les premiers tourbillons sont générés. Les profils des tensions de Reynolds $\overline{u'v'}$ (figure 3.9) sont antisymétriques comme pour ceux de la vitesse normale $\overline{v'}$. Ses plus hauts niveaux se produisent pour $x/D = 2.02$. Les résultats numériques sont en bon accord avec les données expérimentales. Concernant les profils de la variance de la vitesse normale (figure 3.10), les maxima s'observent le long de la ligne centrale. Par conséquent, il pourrait être intéressant de définir la zone de recirculation à l'aide de $\overline{v'v'}$ contrairement à l'usage commun. La réponse est plus énergique vers l'aval du cylindre et maximale pour $x/D = 2/02$ où sa valeur est presque le double de la variance $\overline{u'u'}$. Cela correspond à une transformation du mouvement longitudinal en un mouvement transverse, dû à l'enroulement de la couche de cisaillement. Les profils présentés sont en accord avec les expériences PIV dans la région proche sillage du cylindre.

Synthèse dans le cas statique

La comparaison des résultats obtenus avec les références numériques et expérimentales est satisfaisante au regard du maillage utilisé et du fait qu'on s'intéresse principalement à la région du sillage proche du cylindre. La simulation d'écoulement autour du cylindre fixe nous servira donc de condition initiale pour l'écoulement pour les calculs dynamiques présentés au chapitre suivant.

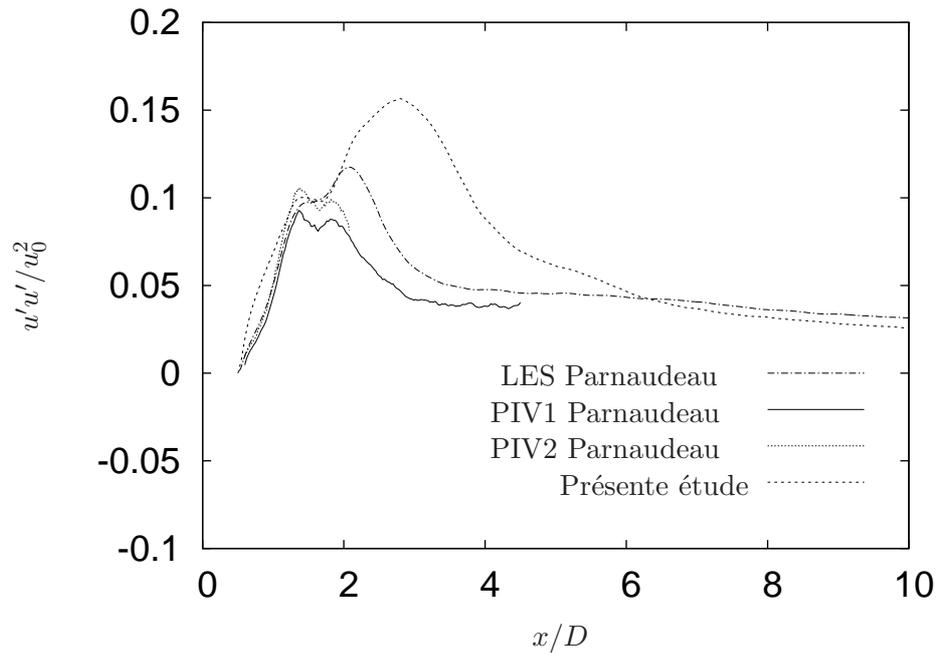


FIG. 3.5: Variation de la vitesse longitudinale dans le sillage central

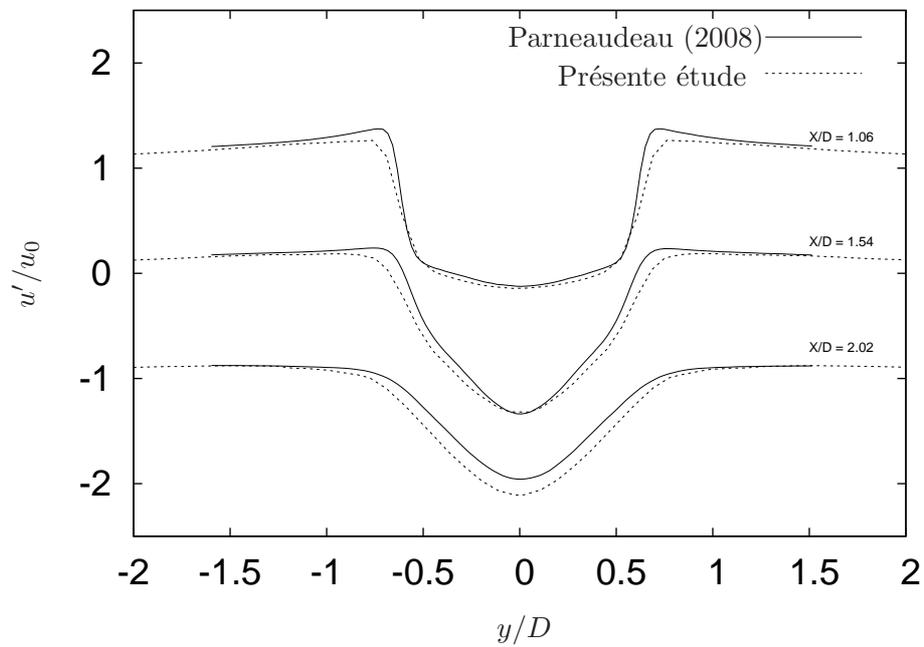


FIG. 3.6: Vitesse longitudinale en 3 points en aval du cylindre

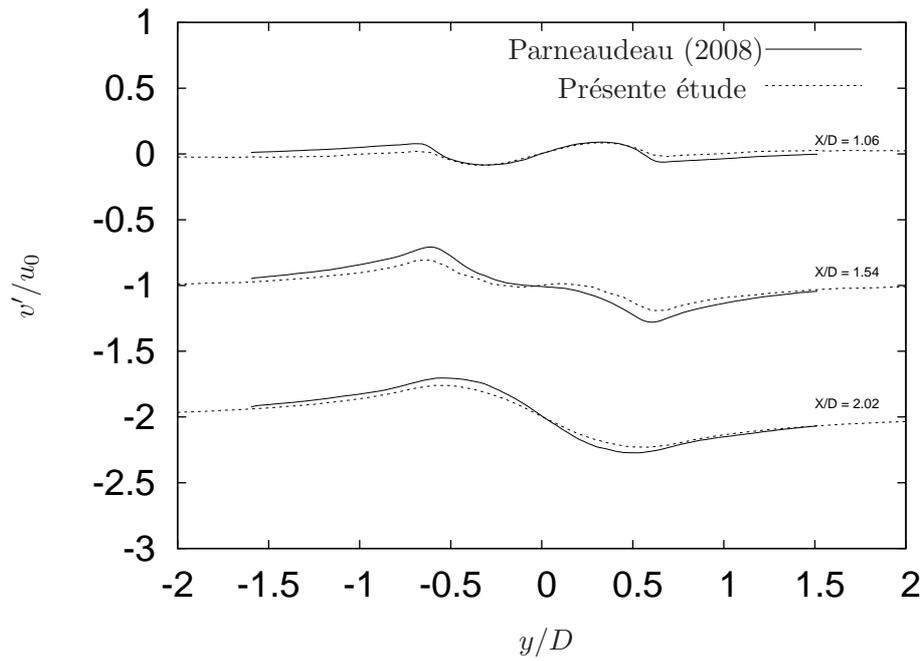


FIG. 3.7: Vitesse normale en 3 points en aval du cylindre

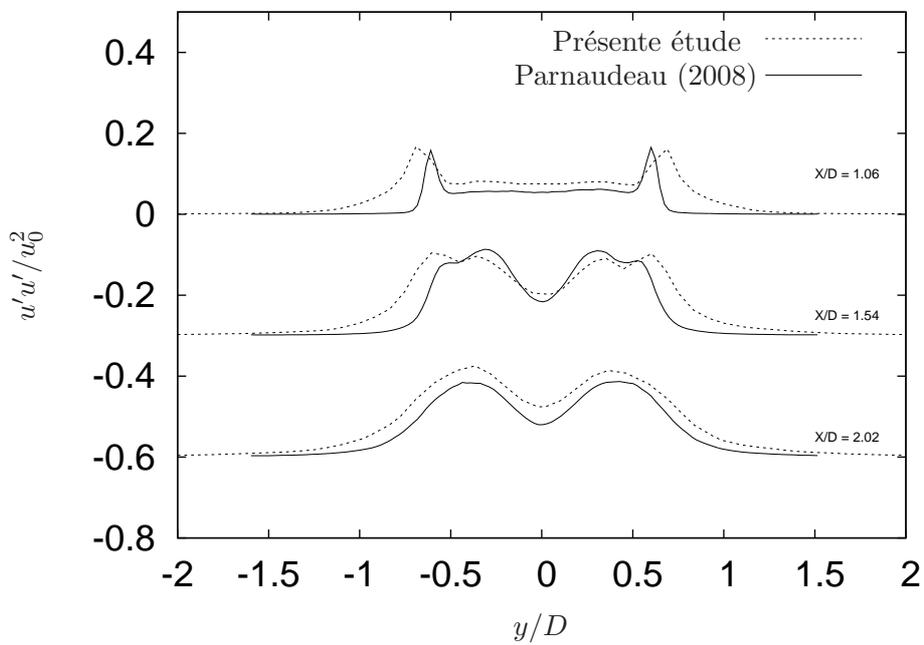


FIG. 3.8: Tensions de Reynolds $\overline{u'u'}$ en 3 points en aval du cylindre

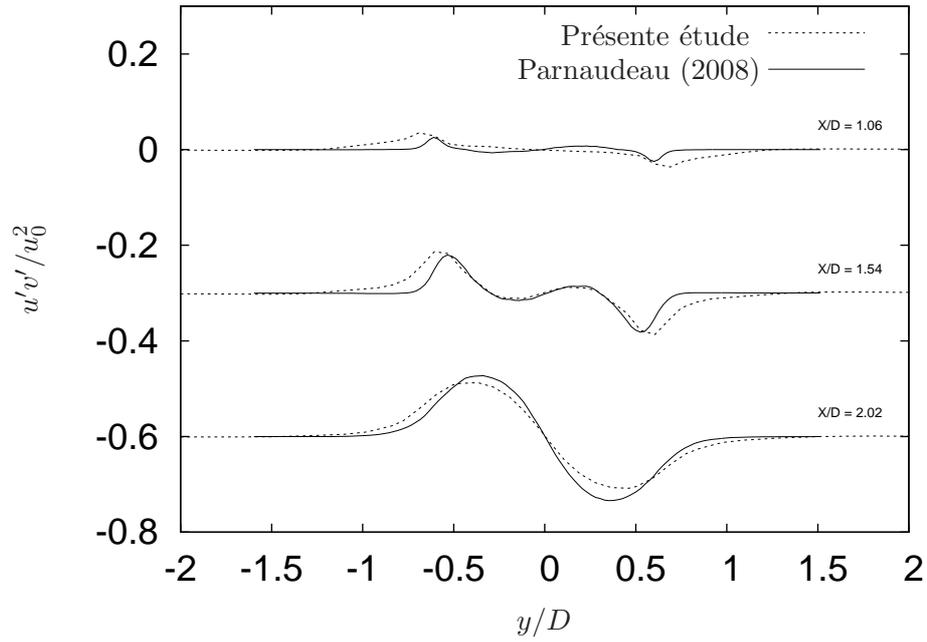


FIG. 3.9: Tensions de Reynolds $\overline{u'v'}$ en 3 points en aval du cylindre

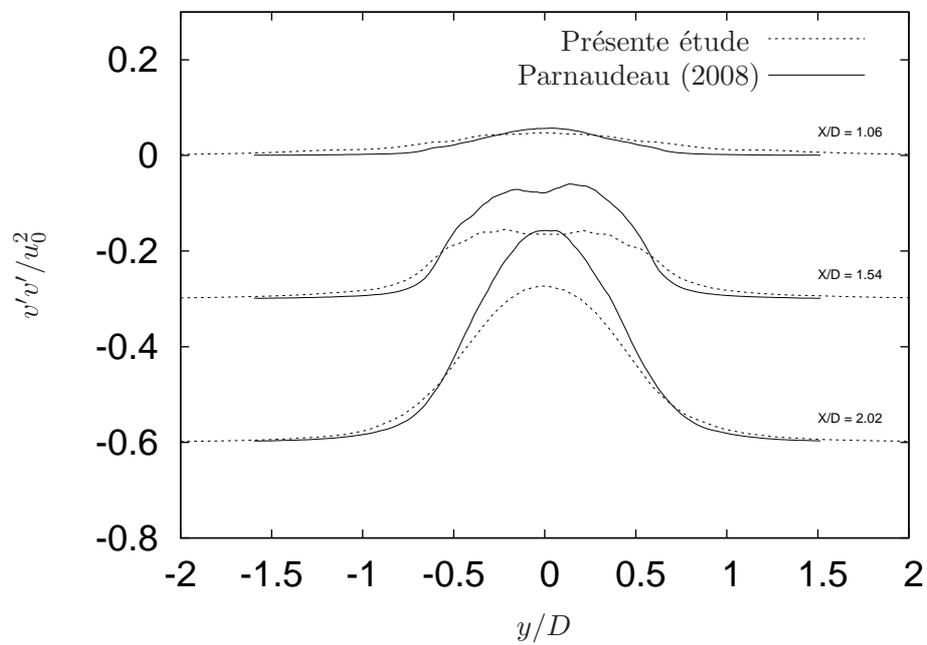


FIG. 3.10: Tensions de Reynolds $\overline{v'v'}$ en 3 points en aval du cylindre

Chapitre 4

Réponse d'un cylindre à l'échappement tourbillonnaire

4.1 État de l'art

Williamson (1996; 1999; 2000) mène une série de mesures expérimentales dont les résultats peuvent être résumés de la manière suivante. Pour un cylindre de diamètre D avec une masse réduite (m^* désignant le ratio entre la masse de la structure et la masse de fluide déplacé) et un amortissement réduit (ξ) faibles, trois branches distinctes de réponses en amplitude sont observées suivant la vitesse réduite de l'écoulement. Elles sont nommées branche initiale, branche supérieure et branche inférieure. La branche supérieure est absente dans le cas de valeurs du paramètre masse-amortissement élevées Feng (1968). La transition entre la branche initiale et supérieure est hystérétique tandis que la transition entre la branche supérieure et inférieure est liée à un phénomène d'intermittence avec un saut de l'angle de phase entre la force et le déplacement de 180° . Une modulation d'amplitude est observée dans la branche initiale indiquant une combinaison de deux fréquences. Dans les branches supérieure et inférieure, la fréquence de détaché tourbillonnaire est bloquée sur la fréquence de réponse du cylindre. La largeur de cette zone de synchronisation est déterminée principalement par la valeur de m^* . Il est trouvé expérimentalement que le mode 2S correspond à la branche initiale et le mode 2P à la branche inférieure. Le mode 2P est également observé dans la branche supérieure mais le second tourbillon de chaque paire est plus faible que le premier. La transition entre la branche supérieure et la branche inférieure et les caractéristiques libres de la réponse ne sont pas encore bien compris. Peu d'études numériques reproduisent le mode 2P Blackburn *et al.* (2001); Lucor *et al.* (2005).

Al-Jamal et Dalton (2005) analysent plusieurs études numériques et étudient le comportement irrégulier de l'angle de phase. Apparemment, tous les problèmes liés aux échappements tourbillonnaires apparaissent irrégulièrement dans le mode d'émission des tourbillons, les forces fluides et le mouvement du cylindre. Un tel phénomène irrégulier complique le problème physique et les observations.

Il est connu que la vibration d'une structure produit un haut degré de corrélation. Dans les premières études, une grande longueur de corrélation était associée avec une grande réponse. En fait, une haute valeur de corrélation ne correspond pas nécessairement à une grande valeur de réponse. Hover *et al.* (2004) trouvent ainsi que la longueur de corrélation diminue dans la zone de grande amplitude où l'angle de phase passe la transition entre les branches supérieure et inférieure. Ce comportement est confirmé dans les résultats numériques tridimensionnels de Lucor *et al.* (2005). Hover *et al.* (2004) concluent également

que de grandes valeurs de masse et d'amortissement renforcent la longueur de corrélation durant cette transition tandis que de faibles valeurs entraînent une perte des corrélations.

Le tableau 4.1 regroupe les études réalisées sur la problématique de cylindre mobile. Les premières études sont expérimentales. La DNS donne de bons résultats mais est limitée à des gammes de faibles nombres de Reynolds. La majorité des études CFD sont effectuées via des modèles RANS. Il est connu que le processus de moyenne des équations de Navier-Stokes gomme le caractère chaotique de la turbulence ce qui conduit à des efforts fluides et un déplacement du cylindre qui tend à être répétitif dans la zone d'accrochage. Les études RANS ne permettent pas de reproduire numériquement la branche supérieure de réponse dans sa totalité. Seul un pic d'amplitude est trouvé. Des simulations LES ont été employées dans des cas bidimensionnels sans atteindre non plus la branche supérieure.

Afin de capturer la branche supérieure, un compromis entre la précision des calculs DNS et la rapidité des simulations RANS est choisi en utilisant des simulations LES tridimensionnelles afin de tenter de capturer la réponse à trois branches. Dans la majorité des études, le nombre de Reynolds varie, or il a une influence non encore totalement déterminée sur le pic d'amplitude. Il est donc choisi de conserver un nombre de Reynolds fixe égal à 3900 (le calcul en configuration statique servant de conditions initiales pour l'écoulement). Dans un premier temps, le cas d'un cylindre sans amortissement structurel est considéré. La réponse de la structure est maximale puisque les vibrations ne sont pas amorties. Il est ainsi possible d'évaluer la capacité de la LES à reproduire la branche supérieure dans la zone d'accrochage pour trois vitesses réduites ($U^* = 5, 6$ et 7 , la vitesse réduite étant définie par $U^* = U_0/(f_n D)$ avec U_0 la vitesse amont de l'écoulement et f_n la fréquence naturelle du cylindre). Les DNS de Lucor *et al.* (2005) pour trois nombres de Reynolds différents ($Re = 1000, 2000$ et 3000) et une masse réduite ($m^* = 2$) sont utilisées comme références. Les travaux expérimentaux de Hover *et al.* (1998) pour un nombre de Reynolds de 3800 sont également utilisés pour le cas d'un cylindre avec un amortissement structurel afin de mener l'étude de la réponse à trois branches.

4.2 Branche supérieure de réponse

4.2.1 Influence de la vitesse réduite

Dans un premier temps, trois vitesses réduites sont considérées afin d'analyser la capacité de la LES à reproduire la branche supérieure et la transition vers la branche inférieure de réponse. L'amortissement structurel du cylindre est pris nul. Il oscille suivant la direction transverse à l'écoulement sans que les oscillations ne soient atténuées, elles sont donc maximales. Les caractéristiques du cylindre avec une masse adimensionnelle $m^* = 2$ et un amortissement nul correspondent à celles choisies par Lucor *et al.* (2005) ce qui permet une comparaison des résultats.

La réponse dynamique du cylindre est étudiée pour trois valeurs de la vitesse réduite U^* pour un nombre de Reynolds égal à 3900. Le déplacement, la vitesse et l'accélération du cylindre sont illustrés pour les trois vitesses réduites sur les figures 4.1, 4.2 4.3, 4.4 et 4.5. Après une période transitoire, les trois grandeurs atteignent un régime 'stationnaire'. Les oscillations restent bornées autour d'une valeur moyenne. La vitesse et l'accélération de déplacement du cylindre sont plus élevées dans la branche supérieure puis diminuent au fur et à mesure que la vitesse réduite augmente puisque le cylindre quitte la zone d'accrochage.

La figure 4.6 présente les valeurs maximales d'amplitude de réponses (moyennées sur les dix dernières périodes d'oscillations du cylindre) en fonction de la vitesse réduite et

Auteurs	Conditions	Re	$m^*\xi$	A_{max}/D
(A) Cylindre rigide libre suivant la direction transverse				
Angrilli <i>et al.</i> (1974)	Eau	2500-7000	0.049	0.54
Dean <i>et al.</i> (1977)	Eau	2800-10200	0.0055	0.94
Moe et Overvik (1982)	Eau	6000-30000	0.013	1.09
Anand et Torum (1985)	Eau	6500-35000	0.013	1.07
Sarpkaya (1995)	Eau	6000-35000	0.052	0.95
Khalak et Williamson (1996)	Eau	2000-12000	0.013	0.95
Hover <i>et al.</i> (1998)	Eau	3800	0.04	0.80
Khalak et Williamson (1999)	Eau	5000-16000	0.0047	1.18
Govardhan et Williamson (2000)	Eau	2900-16000	0.0027	1.19
Vikestad <i>et al.</i> (2000)	Eau	14000-65000	0.012	1.13
Owen <i>et al.</i> (2001)	Eau	1650-7500	0.036	0.84
Govardhan et Williamson (2001)		3000-4000		
Jauvtis et Williamson (2003b)	Eau	5000-13 000	0.0048	1.13
Carberry <i>et al.</i> (2004)	Eau	3000-3700		
Branković et Bearman (2006)	Eau	3000-21000	0.00016	
(B) Cylindre rigide libre (oscillations XY)				
Jauvtis et Williamson (2003a)	Eau	7200-15400	0.0064	1.50
(C) Oscillations forcées (Amplitude maximale imposée)				
Mercier (1973)	Eau	2000-33000	-	1.10
Hover <i>et al.</i> (1998)	Eau	3800	-	0.82
Carberry <i>et al.</i> (2004)	Eau	2300-9100	-	0.6
(D) Direct Numerical Simulation(DNS)				
Blackburn et Karniadakis (1993)	2-D	200	0.012	0.64
Newman et Karniadakis (1995)	2-D	200	0	0.65
Fujarra <i>et al.</i>	2-D	200	0.015	0.61
Evangelinis et Karniadakis (1999)	3-D	1000	0	0.74
Guilmineau et Queutey (2002)	2-D	100	0.179	0.54
Shiels <i>et al.</i> (2001)	2-D	100	0	0.59
Blackburn <i>et al.</i> (2001)	2-D	430-560	0.122	0.47
Lucor <i>et al.</i> (2005)	3-D	1000-3000	0	0.87
Kaiktsis <i>et al.</i> (2007)	2-D	400		
(E) Large Eddy Simulation(LES)				
Zhang et Dalton	2-D	13000		0.26
Saltara <i>et al.</i> (1998)	2-D	1000	0.013	0.067
Tutar et Holdo (2000) (osc.for.)	3-D	24 000		
Al-Jamal et Dalton (2004)	2-D	8000		
Fujisawa <i>et al.</i> (2005)	3-D	2000		
Atluri <i>et al.</i> (2009)	2-D	500-8000		
(F) Reynolds Average Navier Stokes(RANS)				
Guilmineau et Queutey (2002)	2-D	3800	0.013	0.98
Kuehlert <i>et al.</i> (2008)		3800		
Wanderley <i>et al.</i> (2008)	2-D	2000-12000	0.013	0.94

TAB. 4.1: Panorama des études en cylindre mobile

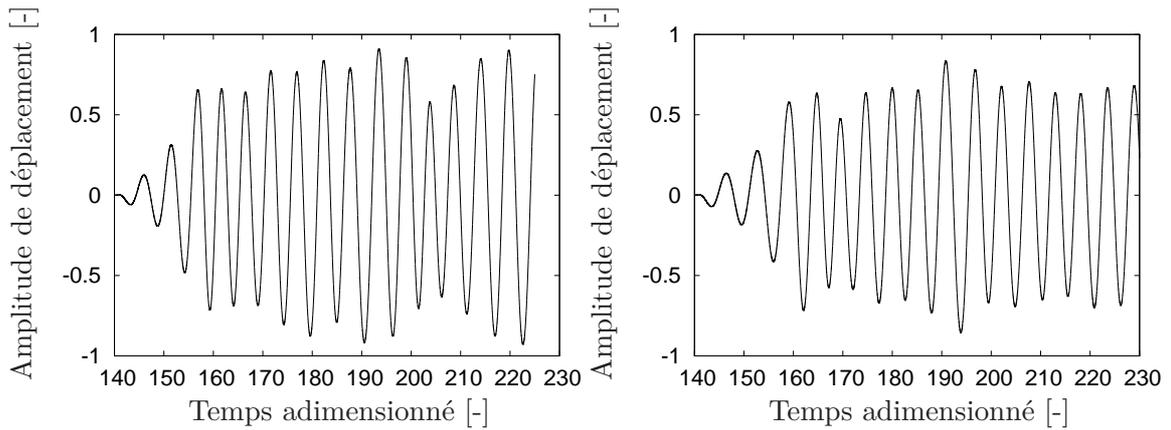


FIG. 4.1: Déplacement du cylindre pour les vitesses réduites $V_r = 5$ (gauche) et $V_r = 6$ (droite) pour la configuration $m^* = 2$, $C_s = 0$

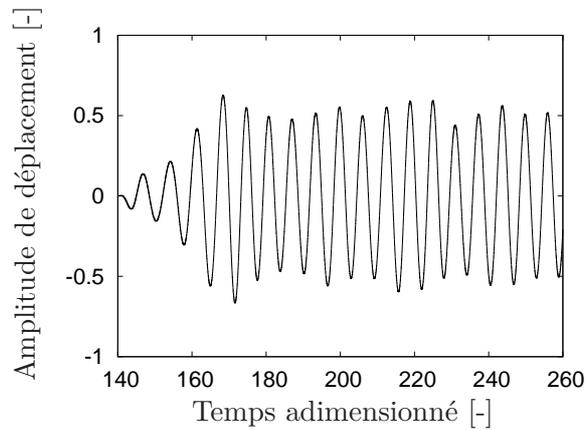


FIG. 4.2: Déplacement du cylindre pour une vitesse réduite $V_r = 7$ (gauche) pour la configuration $m^* = 2$, $C_s = 0$

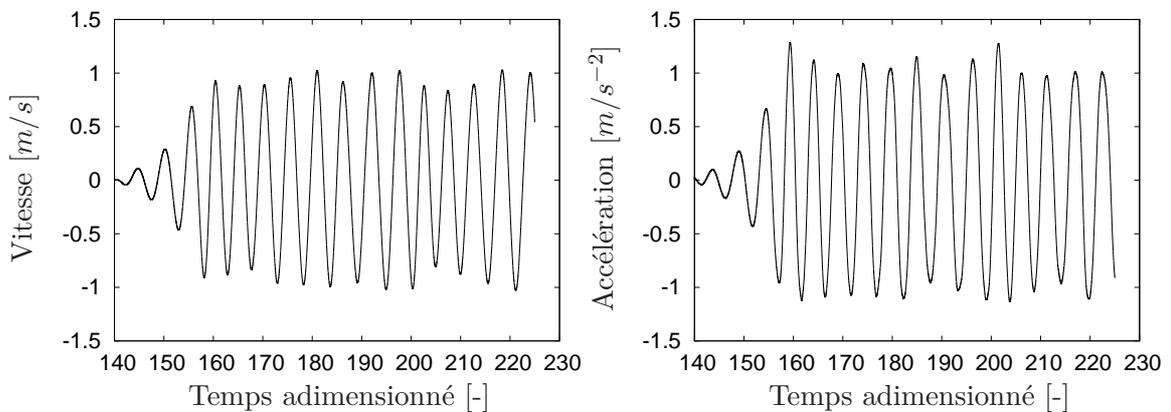


FIG. 4.3: Vitesse et accélération du cylindre pour une vitesse $V_r = 5$ pour la configuration $m^* = 2$, $C_s = 0$

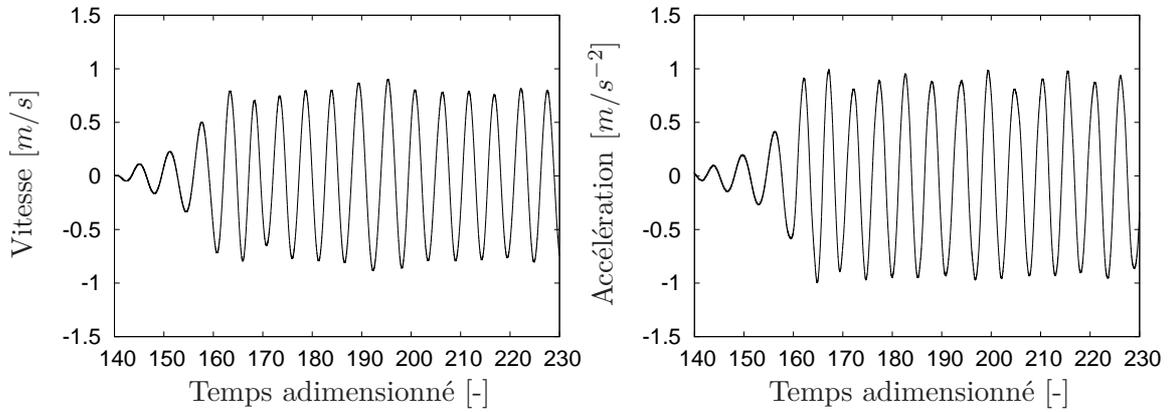


FIG. 4.4: Vitesse et accélération du cylindre pour une vitesse $V_r = 6$ pour la configuration $m^* = 2$, $C_s = 0$

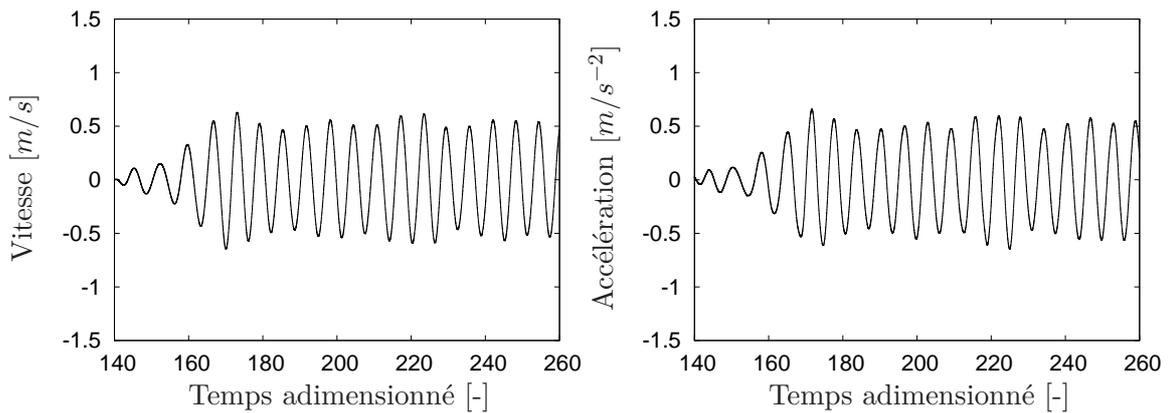


FIG. 4.5: Vitesse et accélération du cylindre pour une vitesse $V_r = 6$ pour la configuration $m^* = 2$, $C_s = 0$

compare les résultats LES à ceux de DNS de Lucor *et al.* (2005) pour trois nombres de Reynolds différents ($Re = 1000, 2000$ et 3000). La branche supérieure de réponse est reproduite numériquement pour $U^* = 5$ par la LES. Cependant, l'amplitude est légèrement sous-estimée si la sensibilité de l'amplitude au nombre de Reynolds est prise en compte comme montré par les résultats DNS. Plus le nombre de Reynolds est grand, plus l'amplitude de réponse est importante. Cette différence peut être due au fait seuls 32 points sont utilisés dans le maillage suivant la direction longitudinale tandis que 128 points sont utilisés dans Lucor *et al.* (2005). Ce dernier évalue en outre l'amplitude moyenne après avoir identifié le premier pic de réponse, en moyennant le dixième des plus hautes valeurs restantes. Khalak (1996; 1999) définit l'amplitude adimensionnée comme le rapport entre la valeur maximale du déplacement au cours du temps et le diamètre du tube. Les valeurs des maxima sont supérieures aux résultats DNS et ce même pour le nombre de Reynolds $Re = 3000$.

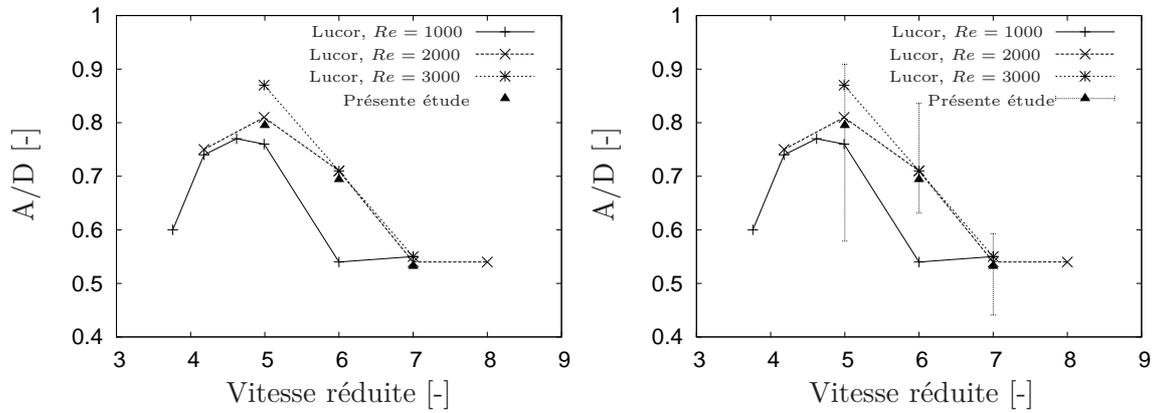


FIG. 4.6: Amplitude de déplacement adimensionnelle du cylindre avec A_{max} et A_{min} à droite, pour $m^* = 2, C_s = 0$

Pour les plus hautes vitesses réduites, l'accord entre les résultats des simulations LES et DNS est satisfaisant. La décroissance de l'amplitude de réponse est correctement prédite lorsque que la vitesse réduite augmente.

Le tableau 4.2 rassemble les valeurs adimensionnelles de l'amplitude moyenne A_{moy}/D , l'amplitude maximale A_{max}/D , l'amplitude minimale A_{min}/D et l'écart type. L'amplitude moyenne A_{moy}/D est évaluée à partir de la moyenne des pics d'amplitudes pour 10 périodes d'oscillations. Ces valeurs sont en relativement bon accord avec celles obtenues par Lucor *et al.* (2005). Le coefficient de variation, rapport de l'écart type sur la moyenne, est compris entre 8 % et 12 %.

m^*	$m^*\xi$	V_r	A_{moy}/D	A_{max}/D	A_{min}/D	Écart type
2	0	5	0.795	0.909	0.579	0.096
2	0	6	0.694	0.836	0.632	0.062
2	0	7	0.532	0.593	0.441	0.043

TAB. 4.2: Propriétés statistiques de l'amplitude de réponse en fonction de la vitesse réduite V_r (configuration $m^* = 2, C_s = 0$)

4.2.2 Mode d'émission des structures de l'écoulement

Sur la figure 4.7, les structures s'échappent du cylindre et sont convectées dans le sillage. Selon la branche de réponse, plusieurs modes d'émissions des vortex sont observés. Le mode 2S est observé dans la branche initiale tandis que le mode 2P est observé dans les branches supérieure et inférieure. Le mode 2S correspond à l'échappement alternatif d'un tourbillon de part et d'autre de l'axe de symétrie du cylindre suivant la direction de l'écoulement. Le mode 2P correspond quant à lui à l'échappement simultané de deux tourbillons. Les simulations réalisées dans la configuration $m^* = 2, C_s = 0$ se situent dans la branche supérieure.

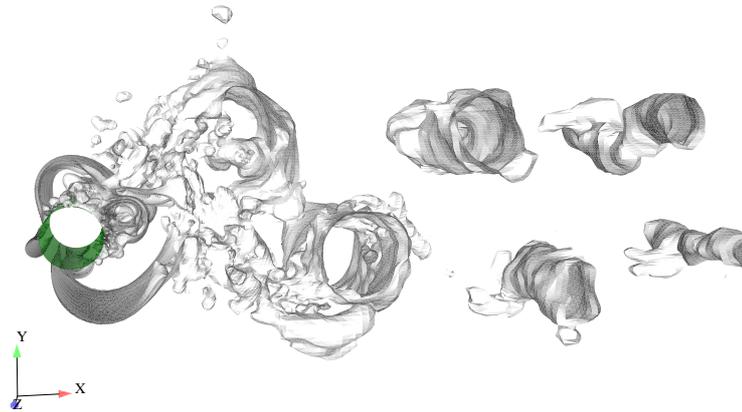


FIG. 4.7: Isosurfaces de pression pour $m^* = 2, C_s = 0$ pour la vitesse réduite $V_r = 7$

Fréquence de réponse

Le phénomène d'accrochage, connu comme la synchronisation de la fréquence de l'échappement tourbillonnaire et de la fréquence d'oscillation du cylindre avec la fréquence naturelle du cylindre induit un ratio f_s/f_n proche de l'unité (f_s désignant respectivement la fréquence naturelle du cylindre et f_n la fréquence d'oscillation du cylindre). La figure 4.8 montre l'évolution de la fréquence réduite en fonction de la vitesse réduite. La même réponse est obtenue globalement avec les DNS pour les trois nombres de Reynolds. La réponse croît linéairement jusqu'à environ $U^* \sim 6$ où la fréquence réduite atteint une valeur de 1 et reste presque constante après. Seule la fréquence réduite correspondant à un nombre de Reynolds de $Re = 1000$ reste constante pour $U^* > 6$. L'accrochage est reproduit numériquement, excepté pour $U^* = 6$. Dans ce dernier cas, la valeur de la fréquence réduite est plus élevée que celle obtenue par les DNS de Lucor *et al.* (2005) ou par les expériences de Hover *et al.* (1998) à $Re = 3800$. Les résultats des LES sont donc cohérents par rapport aux expériences de Hover *et al.* (1998) pour un nombre de Reynolds égal à 3800 et pour des paramètres de masse-amortissement $m^* = 1$ et $m^*\xi = 0.04$.

Le tableau 4.3 regroupe les valeurs de fréquence réduite, fréquence des détachés tourbillonnaires et fréquence d'oscillation du cylindre pour les trois vitesses réduites considérées.

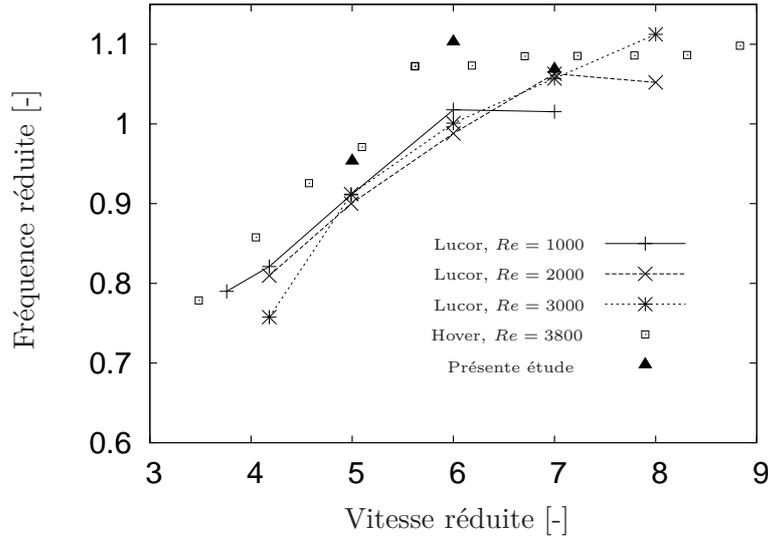


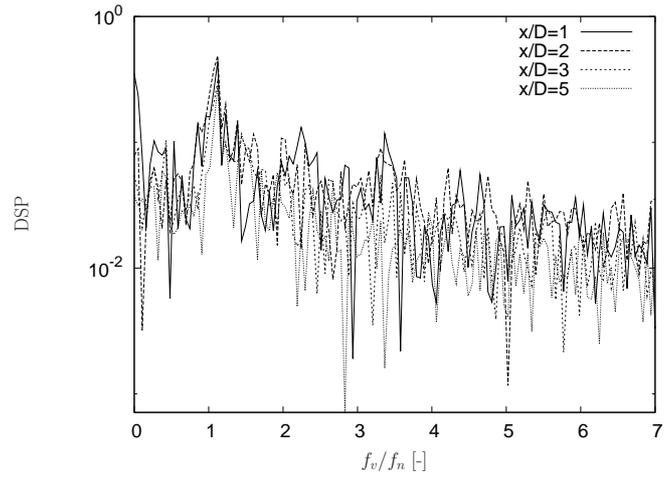
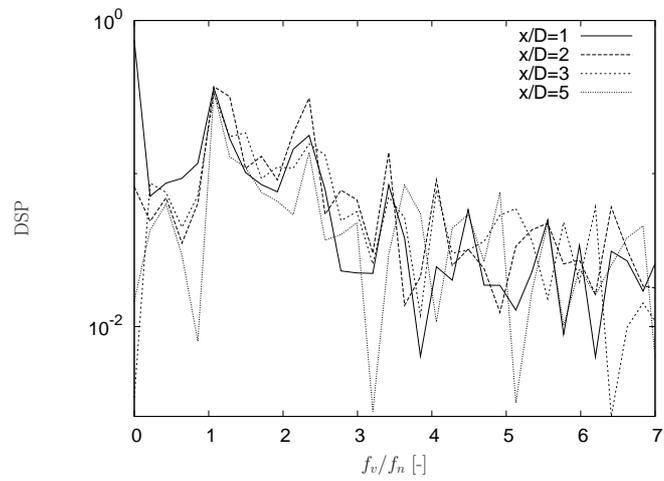
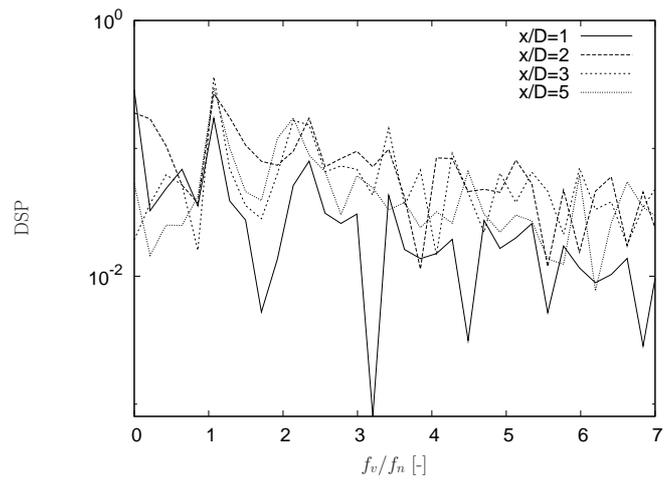
FIG. 4.8: Fréquence réduite en fonction de la vitesse réduite pour différents nombres de Reynolds et $m^* = 2, C_s = 0$

m^*	$m^*\xi$	V_r	f_s	f_{osc}	f^*
2	0	5	0.200	0.191	0.95
2	0	6	0.166	0.183	1.10
2	0	7	0.143	0.153	1.07

TAB. 4.3: Fréquence en fonction de la vitesse réduite V_r pour $m^* = 2, C_s = 0$

Les figures 4.9 représentent le spectre de fréquence de l'échappement tourbillonnaire normalisée avec la fréquence naturelle du cylindre. La fréquence f_v est la fréquence de la vitesse transverse à l'écoulement. Elle est mesurée en 12 points différents dans le sillage proche du cylindre. Les abscisses des points sont $x/D = 1, 2, 3$ et 5 et ce en trois ordonnées différentes ($y/D = -1, 0, 1$). Pour les points placés dans l'axe du cylindre ($y = 0$), un pic se détache pour une fréquence réduite proche de l'unité, ce qui signifie qu'une seule paire de tourbillons s'échappe du cylindre. Pour les points situés au-dessus de l'axe de symétrie du cylindre ($y/D = 1$), un deuxième pic est observé pour une fréquence réduite proche de 2. Cela indique que deux paires de tourbillons se détachent par cycle, ce qui est caractéristique du mode 2P.

Comme visible sur les figure 4.10, le centre de l'un des tourbillons est plus proche de l'axe $y = 1$ que $y = 0$ pour les points situés à $x/D = 3, 5$ dans le sillage du cylindre. Le centre des tourbillons ne reste pas aligné avec l'axe $y = 0$, ce qui peut expliquer pourquoi le second tourbillon n'est pas capturé par les sondes situées sur cet axe. En se basant sur ces remarques, il semble raisonnable d'affirmer que nous avons bien un mode d'émission des tourbillons 2P. L'intensité du deuxième tourbillon est plus faible que le premier. Il est difficile d'identifier clairement le mode 2P car les structures tourbillonnaires se développent et se déplacent suivant la direction longitudinale.

(a) Ordonnée $y/D = 0$ (b) Ordonnée $y/D = 1$ (c) Ordonnée $y/D = -1$ FIG. 4.9: Fréquence d'échappements tourbillonnaires f_v/f_n pour $V_r = 7$ en 4 points dans le sillage

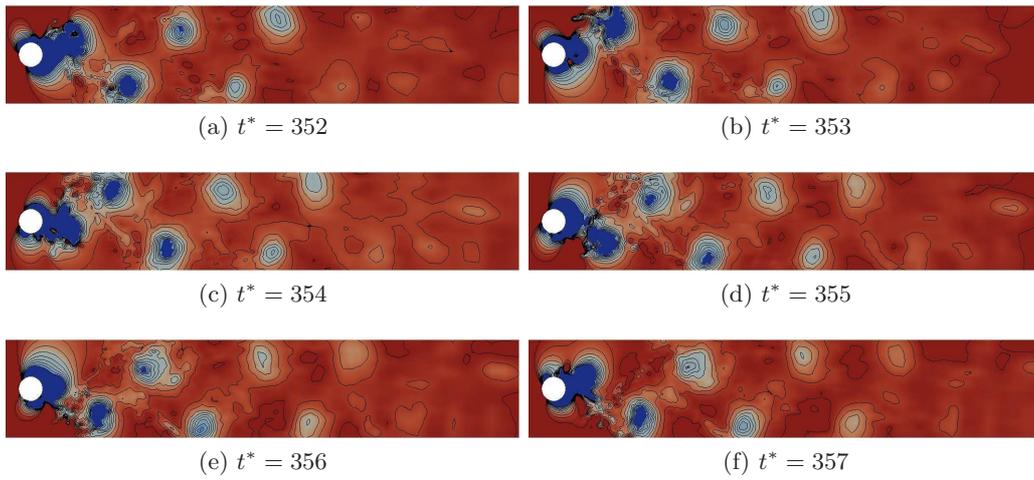


FIG. 4.10: Champ de pression instantané pour $V_r = 7$ pour $m^* = 2, C_s = 0$

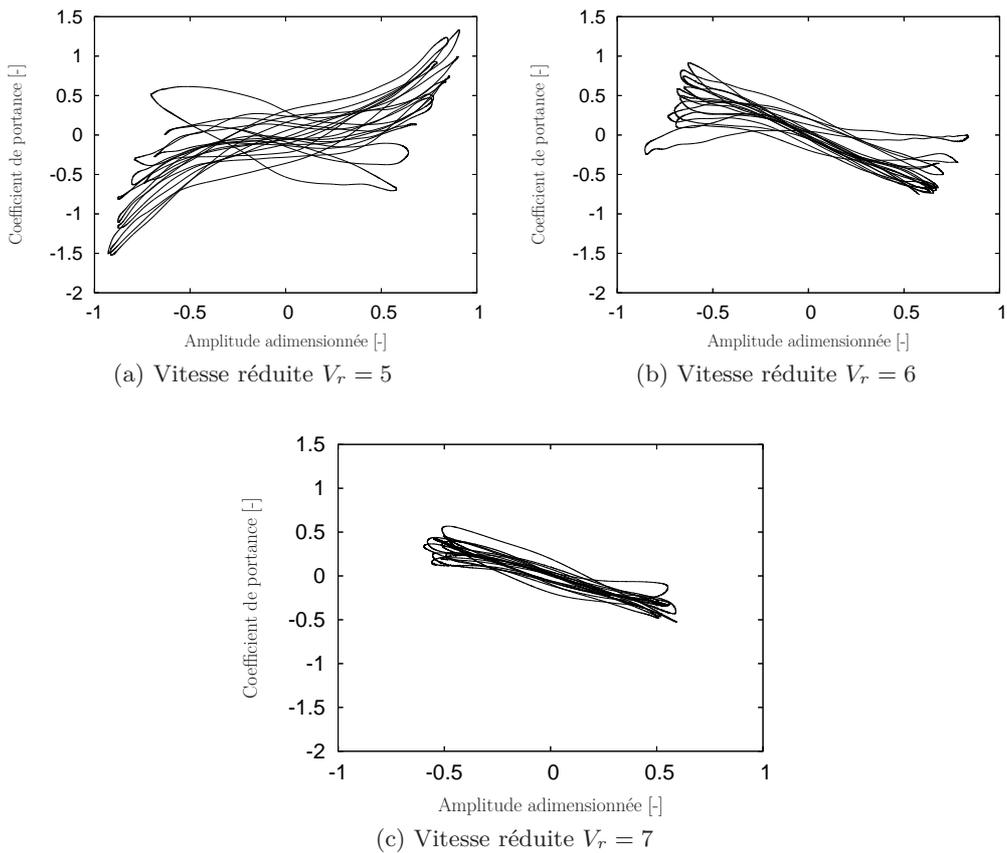


FIG. 4.11: Figure de Lissajou pour trois vitesses réduites pour la configuration $m^* = 2, C_s = 0$

Synthèse sur la branche supérieure dans le cas dynamique

Nous pouvons conclure que d'un point de vue global, les résultats présentés démontrent l'intérêt de la LES tridimensionnelle pour prédire la branche supérieure de réponse dans le cas d'un cylindre sans amortissement structurel. L'amplitude et la fréquence de réponse du cylindre entre les résultats des DNS et LES sont en bon accord. Comme attendu, le mode d'émission 2P est retrouvé dans la branche supérieure. Nous nous intéressons maintenant aux trois branches de réponse d'un cylindre avec un amortissement structurel non nul soumis à un écoulement transverse.

4.3 Branches de réponse et transitions

La LES pouvant reproduire numériquement la branche supérieure de réponse, nous nous intéressons à présent au modèle à trois branches de réponses décrit dans la littérature. Nous considérons dans la suite un cylindre avec un faible paramètre de masse-amortissement ($m^*\xi = 0.04$) et une masse réduite ($m^* = 1$) ce qui correspond aux caractéristiques des expériences de Hover *et al.* (1998).

4.3.1 Réponse vibratoire

La figure 4.12 montre que la LES reproduit numériquement le modèle à trois branches de réponses pour une configuration avec un paramètre masse-amortissement faible. Les simulations à $V_r = 2$ et $V_r = 3$ correspondent à la branche initiale avec de petites amplitudes de vibration. La branche supérieure est clairement identifiée sur la gamme $V_r = [4 - 5]$. Les amplitudes de réponse sont très proches de celles trouvées expérimentalement sur cette branche. Enfin, la branche inférieure de réponse est définie approximativement par $V_r = 5.5 - 10$. L'amplitude de vibration pour $V_r = 2$ est sous-estimée numériquement. Pour $V_r = 8$, le signal temporel est vraisemblablement trop court car si l'on considère l'amplitude maximale $A_{max} = 0.598$, elle est du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale ($A/D = 0.62$). La forme du modèle à trois branches obtenue numériquement est en bon accord avec les expériences de Hover *et al.* (1998).

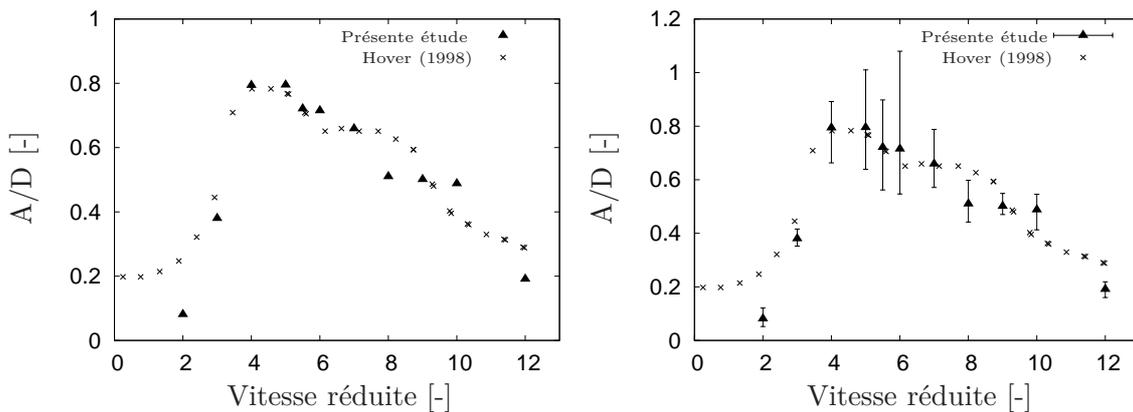


FIG. 4.12: Amplitude de déplacement adimensionnelle du cylindre avec A_{max} et A_{min} à droite, pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

Comme pour la configuration précédente, le tableau 4.4 réunit les valeurs de l'amplitude

moyenne A_{moy} basée sur la moyenne des pics d'amplitudes des 10 dernières oscillations. Le coefficient de variation est compris entre 6.5 % et 23.45 %.

m^*	$m^*\xi$	V_r	A_{moy}/D	A_{max}/D	A_{min}/D	Ecart type
1	0.04	2	0.081	0.121	0.052	0.019
1	0.04	3	0.380	0.416	0.352	-
1	0.04	4	0.794	0.892	0.663	0.052
1	0.04	5	0.795	1.01	0.639	0.056
1	0.04	5.5	0.721	0.898	0.562	0.107
1	0.04	6	0.715	1.08	0.547	0.149
1	0.04	7	0.661	0.821	0.550	0.072
1	0.04	8	0.510	0.598	0.442	0.045
1	0.04	9	0.501	0.549	0.470	0.027
1	0.04	10	0.488	0.546	0.413	0.045
1	0.04	12	0.191	0.219	0.160	0.021

TAB. 4.4: Amplitude de déplacement en fonction de la vitesse réduite V_r

Les signaux temporels de déplacement, vitesse et accélération sont présentés pour les vitesses réduites suivantes : $V_r = 3$ (branche initiale), $V_r = 4, 5$ (branche supérieure) et $V_r = 8, 12$ (branche inférieure). L'amplitude de déplacement est faible dans la branche initiale (pour $V_r = 3$, figure 4.13) puis augmente sensiblement dans la zone d'accrochage (figure 4.14, 4.15) avant de diminuer au fur et à mesure dans la branche inférieure (figure 4.16) jusqu'à devenir très faible (figure 4.17).

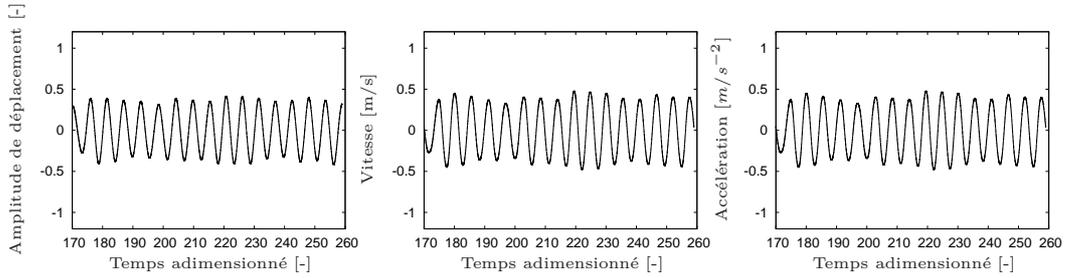


FIG. 4.13: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 3$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

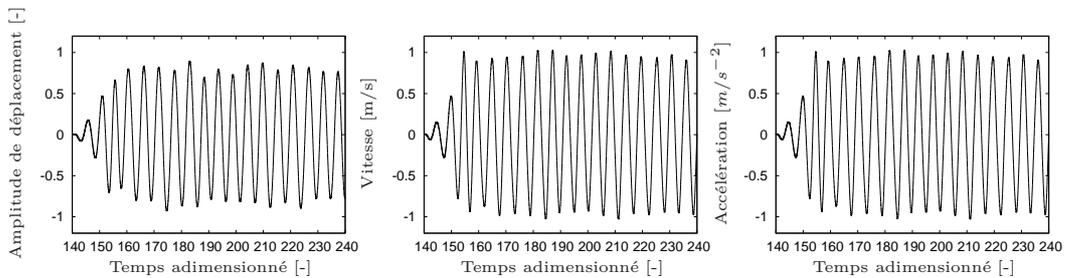


FIG. 4.14: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 4$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

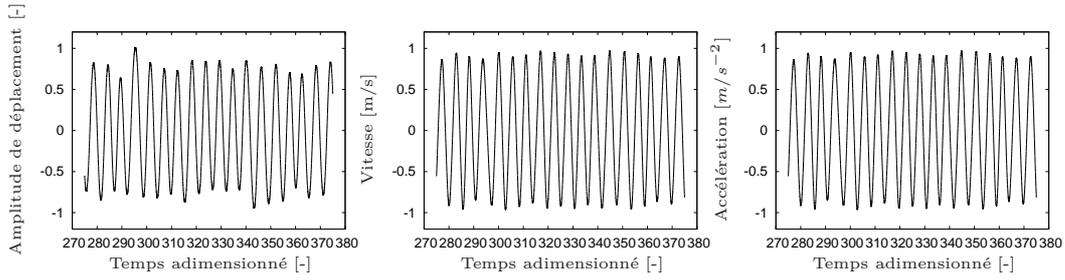


FIG. 4.15: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 5$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

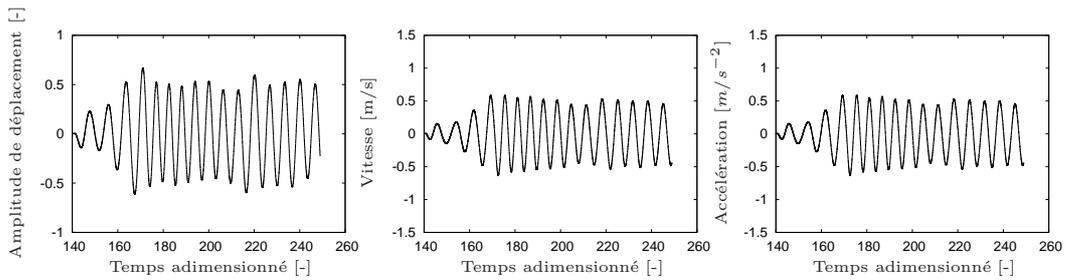


FIG. 4.16: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 8$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

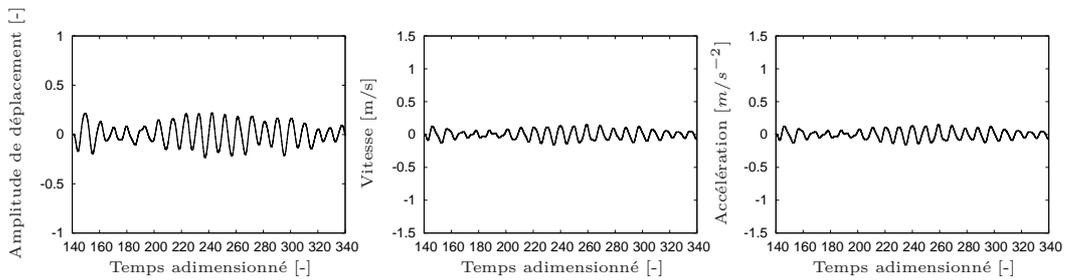


FIG. 4.17: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 12$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

La réponse du cylindre est tracée sur la figure 4.18 en fonction de la vitesse réduite. La croissance linéaire attendue de la fréquence réduite suivant la loi de Strouhal est clairement observée jusqu'à la vitesse réduite $V_r = 7$. Cependant, pour les vitesses réduites inférieures à 6, la fréquence correspondante est systématiquement plus faible que les résultats de Hover *et al.* (1998). Après la région d'accrochage, la fréquence réduite reste constante et proche de l'unité. Le comportement dynamique semble être capturé par la fréquence d'oscillation du cylindre. Le régime de synchronisation est atteint. L'écart entre la valeur numérique et expérimentale pour $V_r = 8$ peut s'expliquer par le faible intervalle d'intégration du signal. Le régime d'oscillation ne semble pas être complètement stabilisé (cf. figure 4.16).

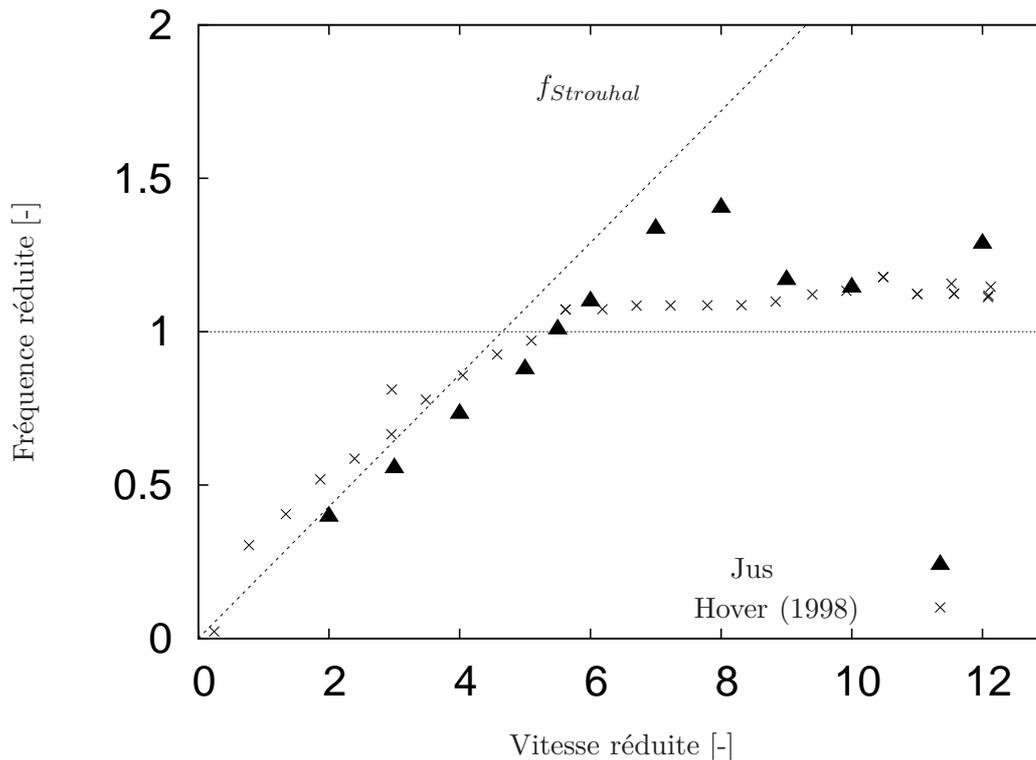


FIG. 4.18: Fréquence réduite en fonction de la vitesse réduite pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

Les valeurs des fréquences naturelles et fréquences d'oscillations du cylindre ainsi que celle de la fréquence réduite correspondante sont regroupés dans le tableau 4.5.

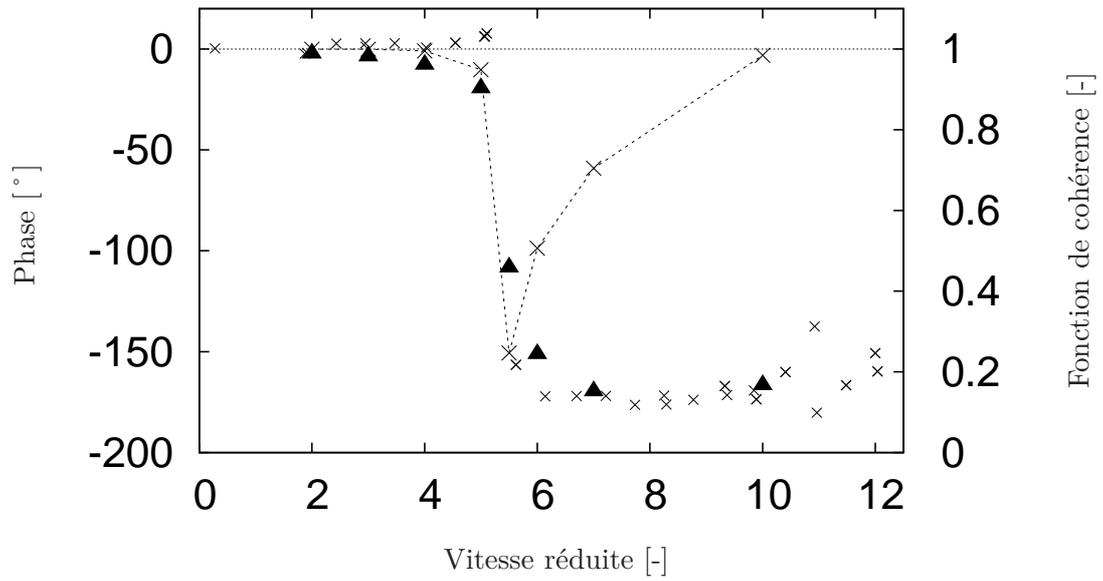
4.3.2 Analyse de phase

Les différentes branches de réponse ne sont pas seulement caractérisées par les courbes d'amplitudes mais aussi par la phase ϕ entre la force de portance et le déplacement.

L'angle de phase est illustré sur la figure 4.19 en fonction de la vitesse réduite sur la gamme $V_r = [1 - 12]$. Il est évalué en utilisant la fonction d'interspectre des signaux de force et de déplacement. Comme attendu, l'angle de phase reste proche de 0 dans les branches initiale et supérieure. Les signaux de force et de déplacement sont en phase. Un brusque changement de 0° à 180° de l'angle de phase est observé.

Un tel comportement est représentatif de la transition entre la branche supérieure et inférieure Khalak et Williamson (1999).

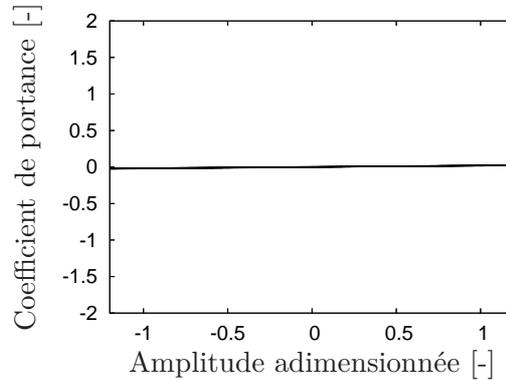
m^*	$m^*\xi$	V_r	f_s	f_{osc}	f^*	f_{force}
1	0.04	2	0.500	0.198	0.397	0.198
1	0.04	3	0.333	0.183	0.550	0.183
1	0.04	4	0.250	0.183	0.732	0.183
1	0.04	5	0.200	0.175	0.877	0.175
1	0.04	5.5	0.182	0.183	1.006	0.137
1	0.04	6	0.166	0.183	1.103	0.183
1	0.04	7	0.143	0.191	1.336	0.191
1	0.04	8	0.125	0.160	1.280	0.175
1	0.04	9	0.111	0.130	1.179	0.130
1	0.04	10	0.100	0.114	1.144	0.114
1	0.04	12	0.083	0.107	1.287	0.107

 TAB. 4.5: Fréquence en fonction de la vitesse réduite V_r .

 FIG. 4.19: Phase entre la force de portance et le déplacement pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

m^*	$m^*\xi$	V_r	Phase(°)	Cohérence [-]
1	0.04	2	-2	0.999
1	0.04	3	-4	0.999
1	0.04	4	-8	0.995
1	0.04	5	-19	0.948
1	0.04	5.5	-108	0.247
1	0.04	6	-151	0.506
1	0.04	7	-172	0.963
1	0.04	8	-169	0.855
1	0.04	9	-166	0.951
1	0.04	10	-167	0.984
1	0.04	12	-170	0.953

TAB. 4.6: Déphasage et cohérence des signaux force et déplacement

L'intervalle de vitesse réduite $V_r = [5 - 6]$ caractérisant cette transition est en très bon accord avec Hover *et al.* (1998). Les angles de phase obtenus par la fonction interspectre sont réunis dans le tableau 4.6 ainsi que la cohérence correspondante. La cohérence est supérieure à 0.9 exceptée dans la gamme $V_r = 5.5 - 7$ qui correspond à la zone de transition et de changement de phase. Les différents régimes de réponses peuvent également être analysés au moyen des courbes de Lissajou qui représentent le coefficient de portance en fonction du déplacement. Elles sont tracées pour la gamme $V_r = 1 - 12$ sur les figures 4.20 à 4.25. Un comportement quasi périodique est observé à la fois pour la branche initiale ($V_r = 3$ sur la figure 4.21) et pour la branche inférieure ($V_r = 10$ sur la figure 4.25). Ces comportements diffèrent complètement de ceux obtenus durant la transition entre la branche supérieure et inférieure comme illustré sur la figure 4.22 pour $V_r = 5$ et $V_r = 5.5$.


 FIG. 4.20: Plan de phase pour $V_r = 2$ (droite) pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

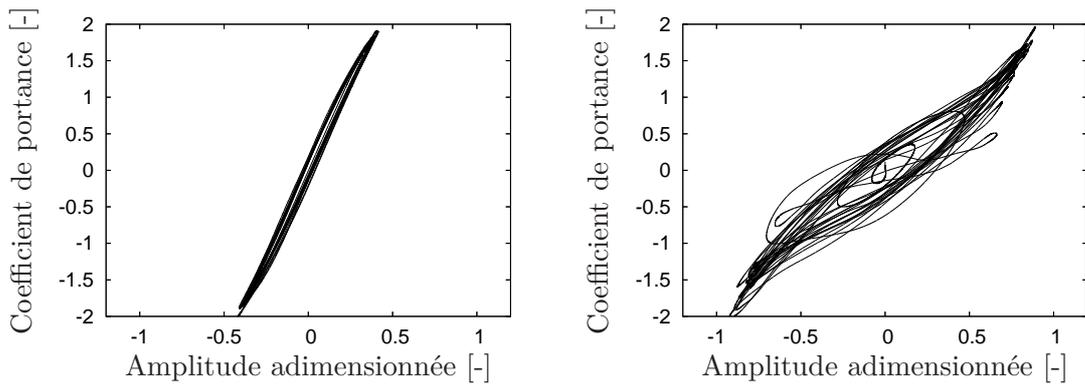


FIG. 4.21: Plan de phase pour $V_r = 3$ (gauche) and $V_r = 4$ (droite) pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

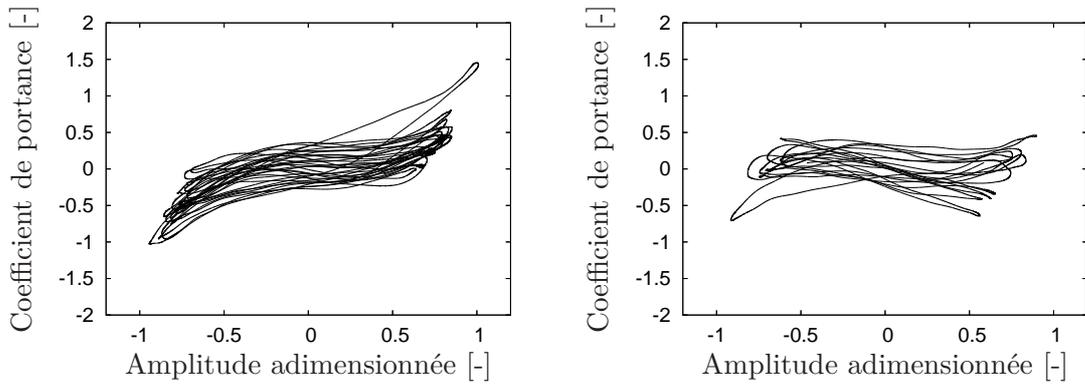


FIG. 4.22: Plan de phase pour $V_r = 5$ (gauche) and $V_r = 5.5$ (droite) pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

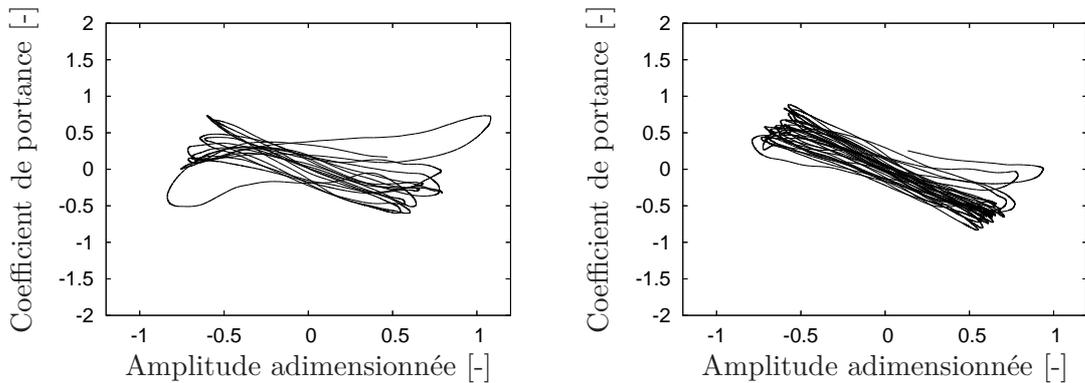


FIG. 4.23: Plan de phase pour $V_r = 6$ (gauche) and $V_r = 7$ (droite), pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

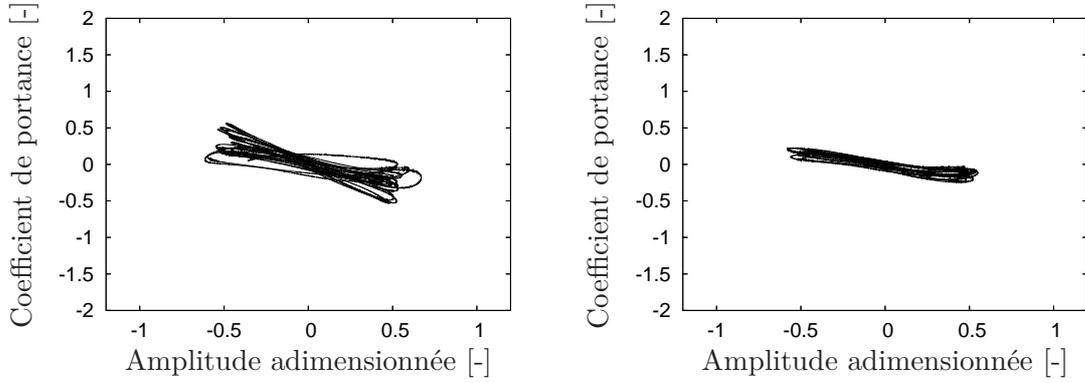


FIG. 4.24: Plan de phase pour $V_r = 8$ (gauche) and $V_r = 9$ (droite), pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

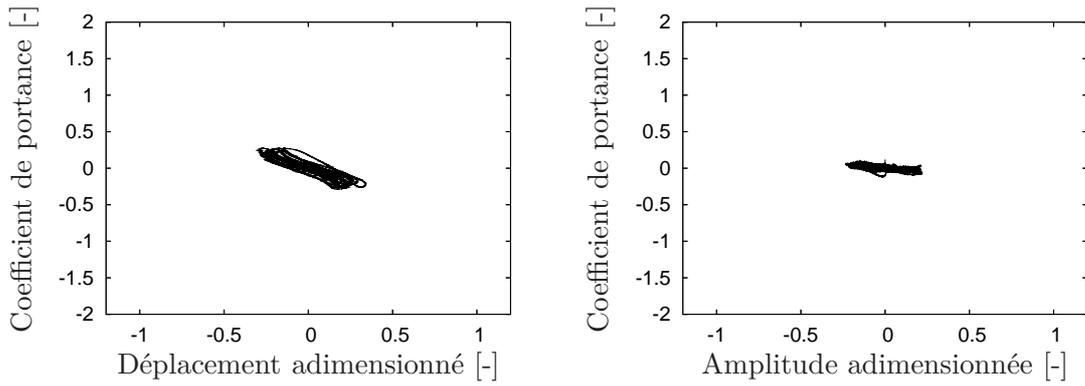


FIG. 4.25: Plan de phase pour $V_r = 10$ (gauche) and $V_r = 12$ (droite), pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

4.3.3 Mode d'émission des tourbillons

Branche initiale

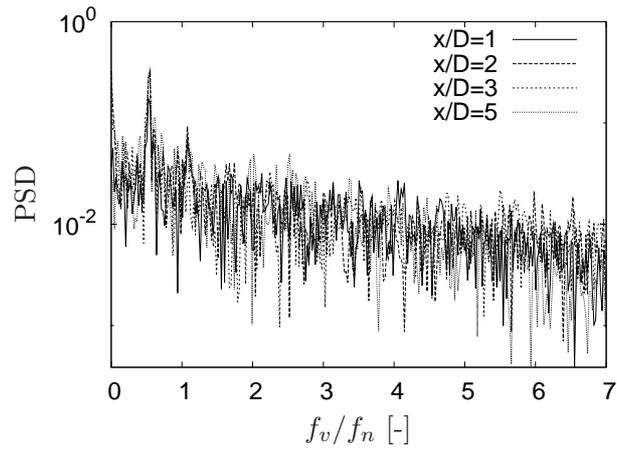
Les figures 4.26 représentent la fréquence d'échappement tourbillonnaire f_v normalisée par la fréquence naturelle du cylindre f_n . La fréquence f_v est la fréquence de la vitesse transversale à la direction à l'écoulement dans le sillage. Elle est évaluée en 12 points du sillage dans la région proche du cylindre. La composante transversale de la vitesse est mesurée en ces points pendant un intervalle de temps assez important. Sa densité spectrale de puissance est ensuite calculée afin d'obtenir la fréquence de décollage tourbillonnaire. Les coordonnées des points sont réunies dans le tableau 4.7. Les spectres présentent un seul pic de réponse pour tous les points choisis dans le sillage du cylindre et ce quelque soit leurs positions par rapport à l'axe de symétrie ($y/D = -1, 0, 1$). Cela implique qu'un seul tourbillon s'échappe du cylindre alternativement ce qui correspond au mode 2S. Les champs de pression moyennés suivant la direction longitudinale (figure 4.27) confirment le mode d'émission observé. Un tourbillon s'échappe alternativement de part et d'autre de la ligne de symétrie du sillage et est convecté vers l'aval.

Points	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
x/D	1	2	3	5	1	2	3	5	1	2	3	5
y/D	1	1	1	1	0	0	0	0	-1	-1	-1	-1

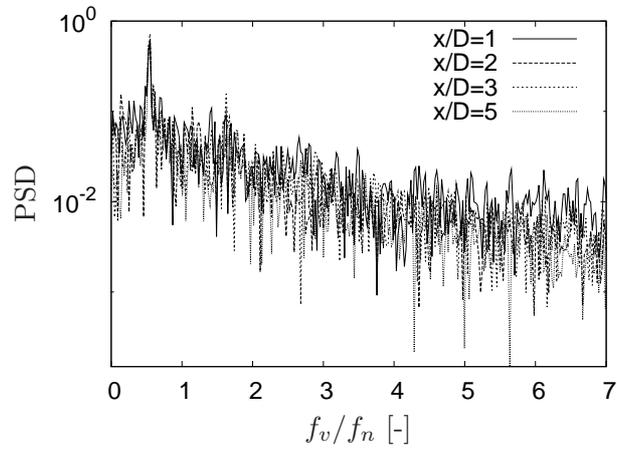
TAB. 4.7: Coordonnées des sondes de vitesse

Branche inférieure

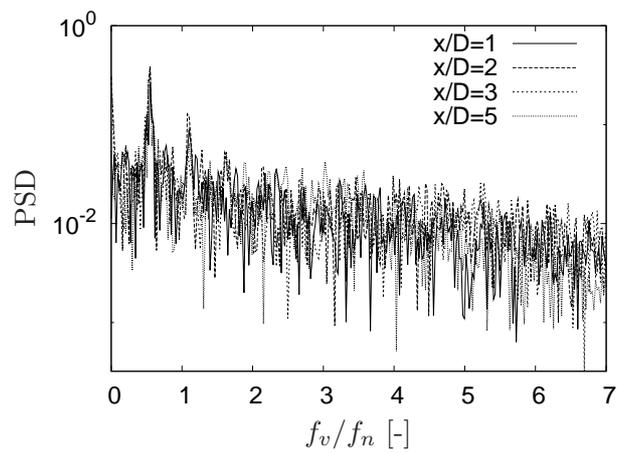
Les champs de pression moyennés pour $V_r = 7$ suivant la direction longitudinale (figure 4.28 montrent un comportement plus perturbé que dans la branche initiale, notamment avec des zones de forte dépression. Les contours de vorticité instantané, présentés sur la figure 4.29, illustrent l'échappement alternatif de structures tourbillonnaires en aval du cylindre mais le caractère tridimensionnel ne peut être capturé. Les moyennes de phase sont un bon outil mais nécessitent de relancer des simulations. Enfin, les densités spectrales de puissance sont évaluées avec les mêmes sondes que celles du tableau 4.7. Les spectres présentent cette fois-ci non plus un pic de réponse mais deux pics pour $V_r = 9$ (figure ??) sauf dans l'axe de symétrie du cylindre ($y/D = 0$) ce qui peut s'expliquer par le fait que le centre des tourbillons ne reste pas aligné avec l'axe $y/D = 0$. Le second pic est bien visible sur l'axe $y/D = -1$. En se basant sur ces remarques, il semble raisonnable d'affirmer que nous avons bien un mode d'émission 2P des tourbillons. Il reste toujours difficile d'identifier clairement les modes d'émissions car les structures tourbillonnaires se développent et se déplacent suivant la direction longitudinale.



(a) Ordonnée $y/D = 1$



(b) Ordonnée $y/D = 0$



(c) Ordonnée $y/D = -1$

FIG. 4.26: Spectre de vitesse en différents points du sillage pour $V_r = 3$ pour $m^* = 1, m^* \xi = 0.04$

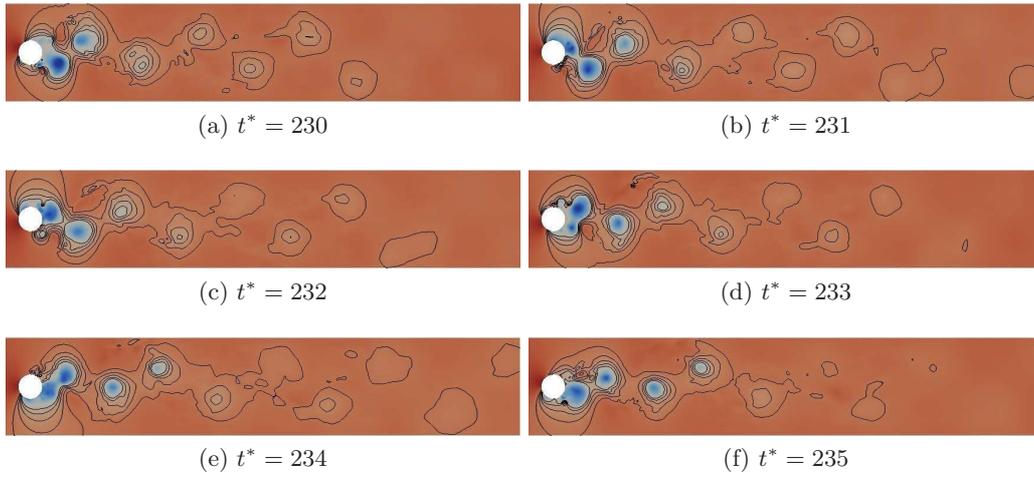


FIG. 4.27: Champ de pression instantanée pour $V_r = 3$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

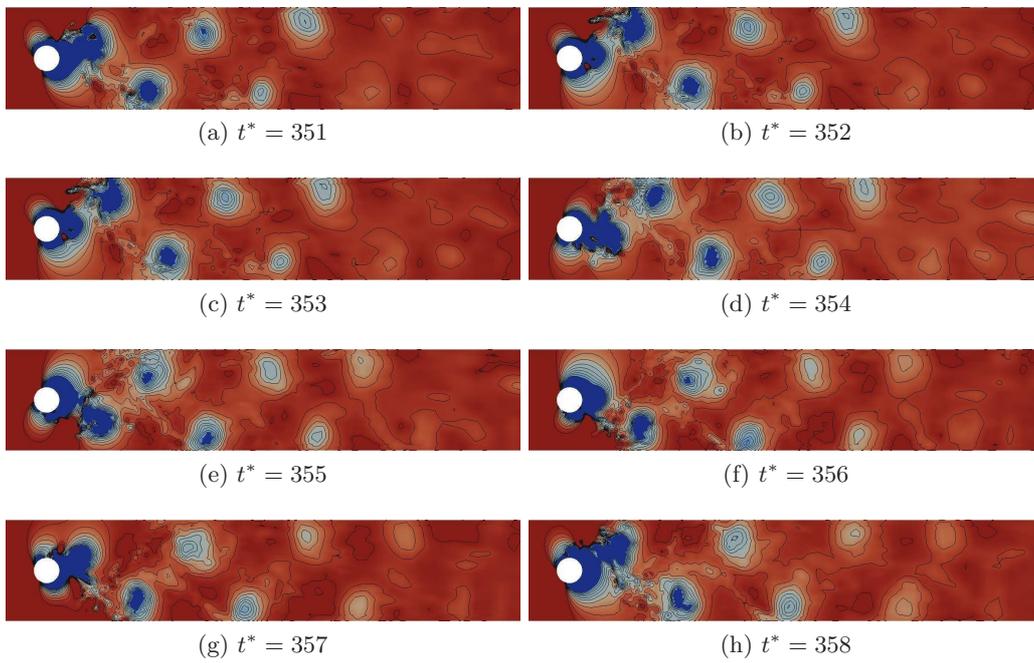


FIG. 4.28: Champ de pression instantanée pour $V_r = 7$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

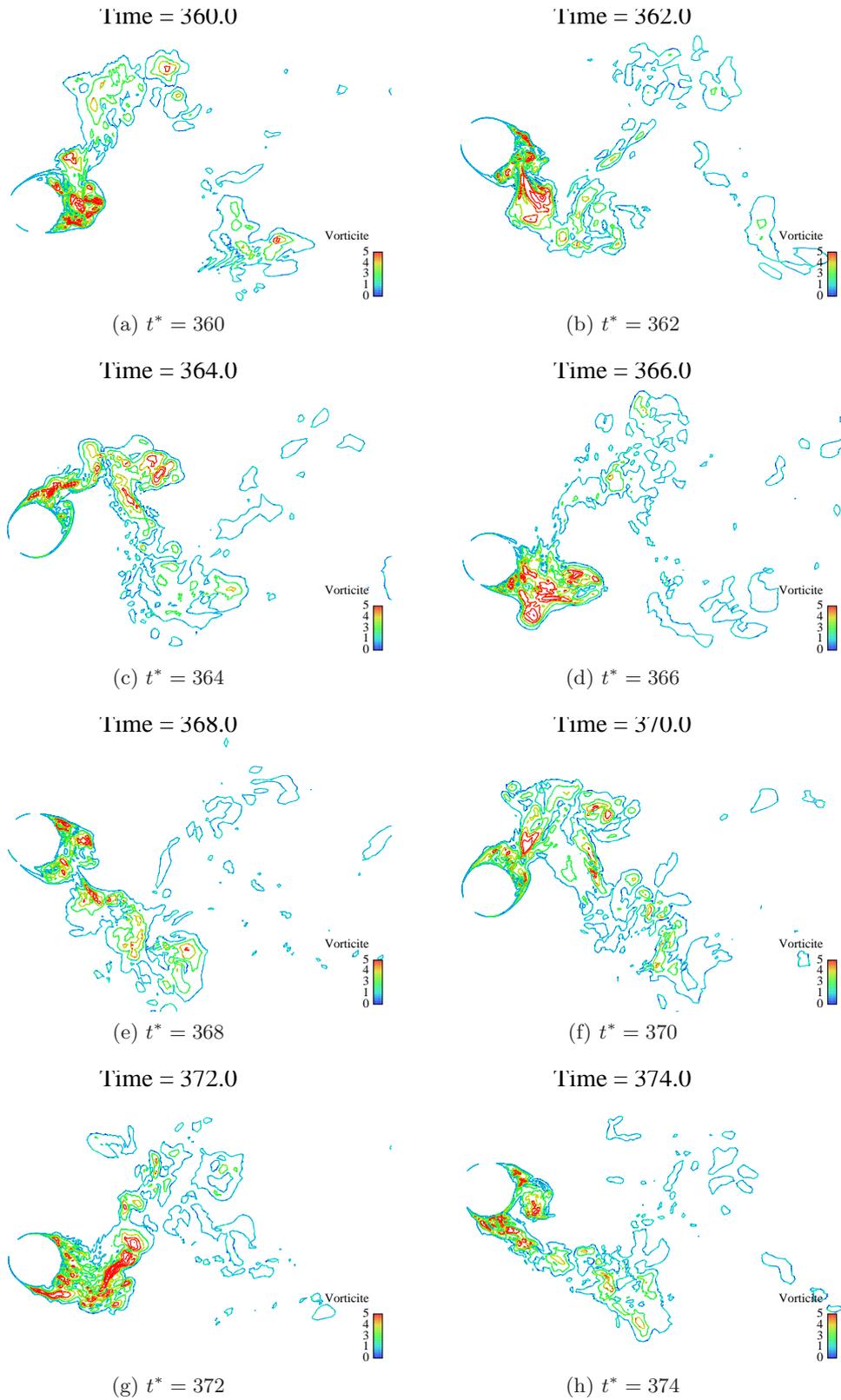
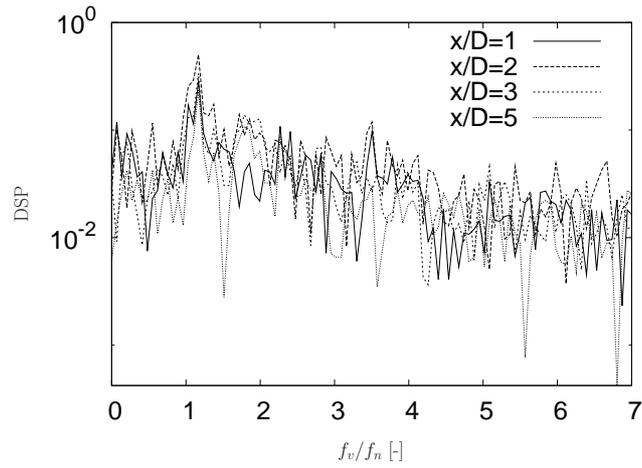
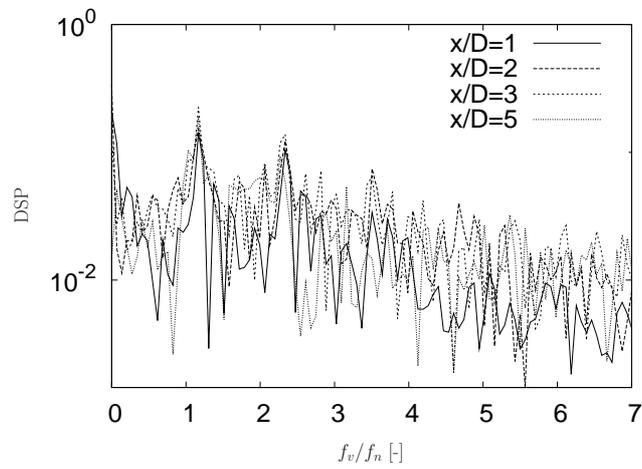


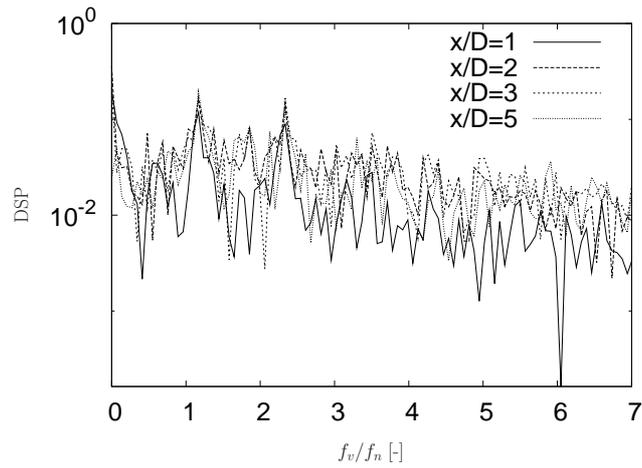
FIG. 4.29: Vorticité instantanée pour $V_r = 7$ pour $m^* = 1, m^* \xi = 0.04$



(a) Ordonnée $y/D = 0$



(b) Ordonnée $y/D = 1$



(c) Ordonnée $y/D = -1$

FIG. 4.30: Fréquence de détaché tourbillonnaire f_v/f_n pour $V_r = 9$ en 4 points dans le sillage

4.3.4 Etudes des forces

Comparativement au cas statique, les forces agissant sur le cylindre mobile sont plus importantes. Les différentes valeurs des coefficients aérodynamiques sont rassemblées dans le tableau 4.8 pour différentes vitesses réduites comprises entre $V_r = 2$ et $V_r = 12$.

m^*	$m^*\xi$	V_r	Cd_{moy}	Cd_{max}	Cd_{rms}	Cl_{moy}	Cl_{max}	Cl_{rms}
1	0.04	2	1.368	1.666	1.371	0.016	1.537	0.780
1	0.04	3	1.671	2.145	1.680	-0.040	1.913	1.291
1	0.04	4	2.637	4.136	2.732	-0.42	1.970	1.088
1	0.04	5	2.667	3.951	2.737	-0.013	1.453	0.397
1	0.04	5.5	2.623	3.705	2.684	0.001	0.462	0.240
1	0.04	6	2.585	3.670	2.650	0.030	0.735	0.321
1	0.04	7	2.493	3.665	2.565	-0.016	0.954	0.403
1	0.04	8	1.487	2.122	1.505	0.004	0.562	0.225
1	0.04	9	1.224	1.545	1.230	-0.003	0.224	0.118
1	0.04	10	1.105	1.290	1.108	0.00003	0.170	0.088
1	0.04	12	0.975	1.095	0.975	0.001	0.118	0.0349

TAB. 4.8: Coefficients de trainée et portance

Les variations de forces de trainée et de portance sont illustrées sur les figures 4.31 et 4.32. Le coefficient de trainée atteint une valeur maximale Cd_{max} de 3.951 avec une valeur moyenne de 2.667. Les fluctuations sont les plus importantes dans la gamme de vitesse réduite comprise entre 4 et 7 ce qui correspond à la branche supérieure et à une partie de la branche inférieure. Elles décroissent après pour les vitesses supérieures à 10.

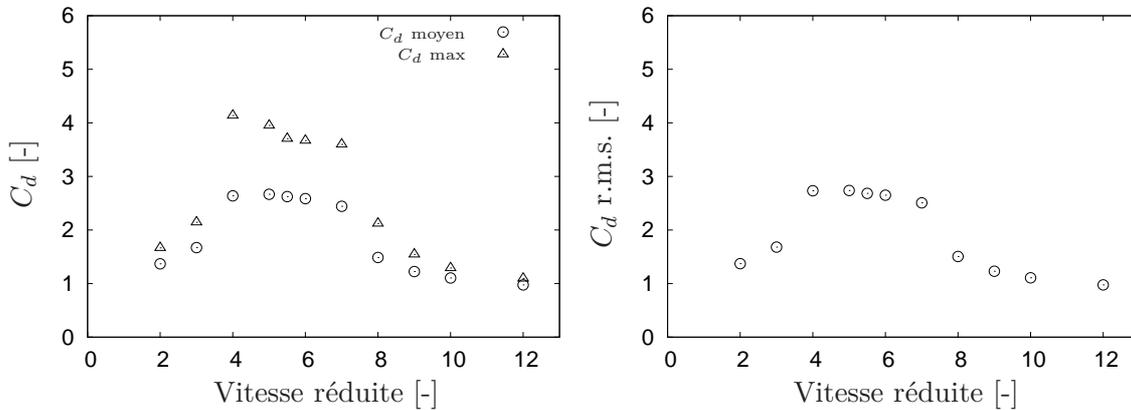
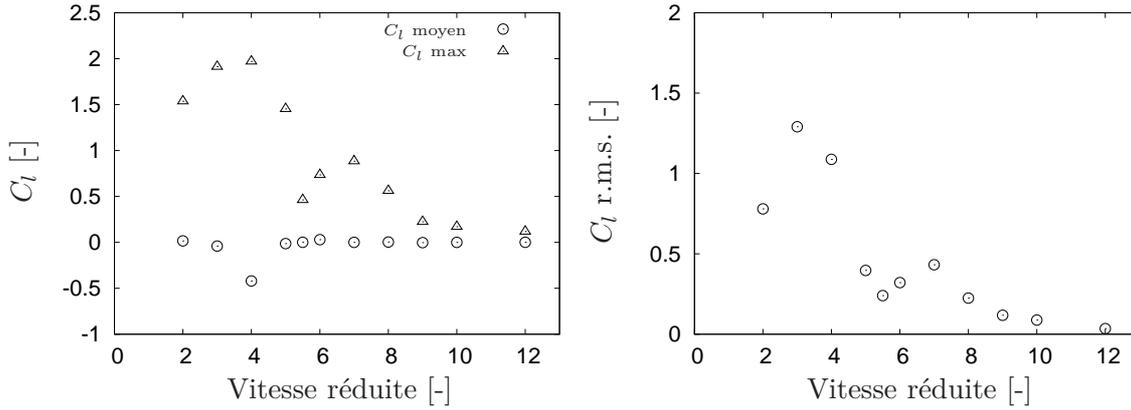


FIG. 4.31: Variation du coefficient de trainée pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

Le coefficient de portance atteint rapidement un maxima de 1.97 pour le début de la branche supérieure à $V_r = 4$ puis décroît rapidement pour diminuer continuellement dans la branche inférieure. Les efforts suivant la direction de portance sont donc environ deux fois plus importants que dans le cas statique. Le plus marquant est la brusque augmentation des variations du coefficient de portance qui apparaît à la transition entre les branches initiale et supérieure.


 FIG. 4.32: Variation du coefficient de portance pour $m^* = 1$, $m^*\xi = 0.04$

Des tendances similaires peuvent être trouvées dans Khalak et Williamson (1997) pour des masses réduites de $m^* = 3$ et $m^* = 10.1$. Il est observé que les forces induites augmentent si le paramètre masse-amortissement $m^*\xi$ diminue et que les efforts sont supérieurs avec un facteur de 5 par rapport au cas statique pour le coefficient de traînée maximal et de 6 pour le coefficient de portance r.m.s. La valeur du coefficient de portance r.m.s. (1.291) est du même ordre que celui de Khalak et Williamson (1997).

4.4 Energie d'interaction fluide structure

4.4.1 Coefficient de portance en phase avec l'accélération et la vitesse

Quand la structure vibre sous l'effet des forces induites suivant la direction de portance, un transfert d'énergie a lieu entre le fluide environnant et la structure. Afin de quantifier cette interaction, le coefficient de portance est décomposé en deux termes : un terme en phase avec l'accélération de la structure et un terme en phase avec la vitesse de la structure. Dans la littérature (Sarpkaya 2004), ces coefficients sont définis à partir de la linéarisation de l'équation de la dynamique du cylindre :

$$y = A \sin(2\pi f_{osc}t) \quad (4.1)$$

$$C_y = C_L \sin(2\pi f_{osc}t + \phi) \quad (4.2)$$

$$C_{lv} = C_L \sin\phi \quad (4.3)$$

$$C_{la} = -C_L \cos\phi \quad (4.4)$$

où y désigne le déplacement suivant la direction transverse, f_{osc} la fréquence d'oscillation du cylindre, C_y le coefficient adimensionné suivant la direction transverse et C_L la valeur maximale dudit coefficient.

Ces paramètres sont utiles pour décrire la dynamique de l'interaction fluide structure. Les échanges d'énergie fluide-structure sont quantifiés en moyenne au moyen du coefficient de portance en phase avec la vitesse de la structure C_{lv} défini comme suit :

$$C_{lv}(z) = \frac{\frac{2}{T_s} \int_{T_s} C_y(z, t) \dot{y}(z, t) dt}{\sqrt{\frac{2}{T_s} \int_{T_s} \dot{y}^2(z, t) dt}} \quad (4.5)$$

avec T_s la période d'échantillonnage et \dot{y} la vitesse du cylindre.

On définit de la même manière le coefficient de portance en phase avec l'accélération C_{la} :

$$C_{la}(z) = \frac{\frac{2}{T_s} \int_{T_s} C_y(z, t) \ddot{y}(z, t) dt}{\sqrt{\frac{2}{T_s} \int_{T_s} \dot{y}^2(z, t) dt}} \quad (4.6)$$

où \ddot{y} désigne l'accélération de l'obstacle.

Si $C_{lv} > 0$, l'énergie est transférée du fluide vers la structure, il en résulte une excitation. Dans le cas contraire ($C_{lv} < 0$), l'énergie est transférée de la structure vers le fluide, il en résulte un amortissement. Sur la base des mesures publiées par Hover *et al.* (1998), le coefficient de portance en phase avec la vitesse doit être proche de zéro pour des vibrations libres puisque l'amortissement structurel est faible. Cette contrainte est généralement respectée. Cependant, les coefficients individuels ne sont pas nuls dans certains régimes (dans la gamme de vitesses réduites $5 < U^* < 6$). Cette gamme contient la fréquence de Strouhal d'où son importance dans les applications. Les résultats numériques sont assez dispersés mais restent proche de zéro (figure 4.33).

Le coefficient de portance en phase avec l'accélération (figure 4.33), qui a le signe opposé de la masse ajoutée est négatif pour les basses vitesses réduites, atteignant une valeur minimale de l'ordre de -3 expérimentalement. Une valeur minimale de -1.8 est atteinte pour $U^* = 3$ ici. Au-delà de cette vitesse réduite, le coefficient C_{la} devient de plus en plus petit, atteignant un maximum local de 0.4 et diminuant finalement jusqu'à zéro. Les résultats numériques sont en très bon accord avec la tendance relevée expérimentalement.

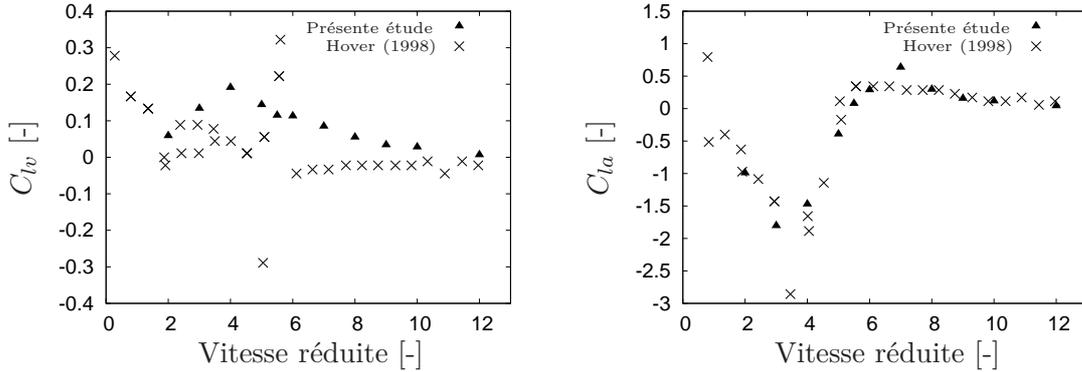


FIG. 4.33: Coefficient de portance en phase avec la vitesse (gauche) et l'accélération (droite) pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

Un coefficient de portance en phase avec le déplacement C_{ld} peut également être défini par :

$$C_{ld}(z) = \frac{\frac{2}{T_s} \int_{T_s} C_y(z, t) y(z, t) dt}{\sqrt{\frac{2}{T_s} \int_{T_s} y^2(z, t) dt}} \quad (4.7)$$

avec T_s la période d'échantillonnage. Le coefficient C_{ld} atteint un maxima pour $U^* = 3$ (2.9 expérimentalement) qui correspond à un minima pour le coefficient C_{la} . Cela correspond également à la zone où les efforts suivant la direction de portance et les fluctuations de ceux-ci sont les plus importants (figure 4.32) avec un mode d'émission des tourbillons 2S.

Les valeurs des coefficients de portance en phase avec la vitesse, l'accélération et le déplacement sont rassemblées dans le tableau 4.9 pour les différentes valeurs de vitesses réduites.

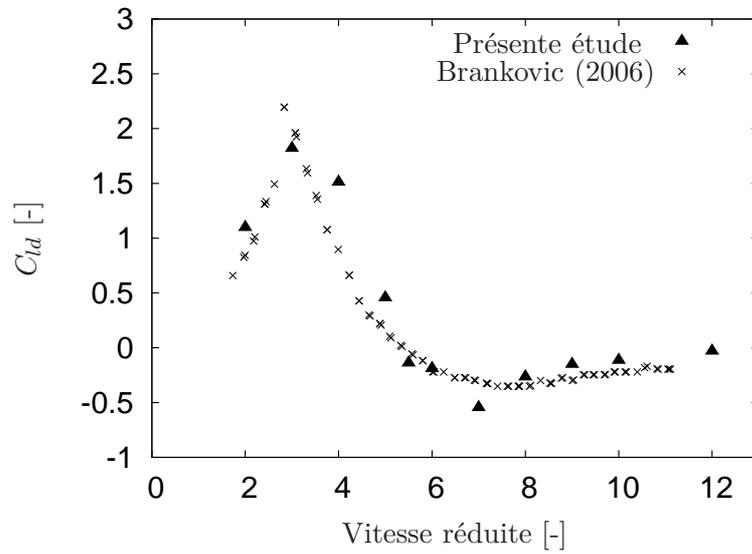


FIG. 4.34: Coefficient de portance en phase avec le déplacement pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$, comparé aux travaux expérimentaux de Branković et Bearman (2006) pour $m^* = 0.82$ et $\xi_s = 1.5 \cdot 10^{-4}$

m^*	$m^*\xi$	V_r	Cl_v	Cl_a	Cl_d
1	0.04	2	0.059	-0.991	1.098
1	0.04	3	0.134	-1.804	1.820
1	0.04	4	0.191	-1.471	1.512
1	0.04	5	0.144	-0.393	0.456
1	0.04	5.5	-0.162	0.003	-0.139
1	0.04	6	0.113	0.289	-0.189
1	0.04	7	0.094	0.471	-0.394
1	0.04	8	0.055	0.296	-0.266
1	0.04	9	0.034	0.154	-0.151
1	0.04	10	0.028	0.118	-0.114
1	0.04	12	0.0068	0.1144	-0.030

TAB. 4.9: Coefficient de portance en phase avec la vitesse, l'accélération et le déplacement

4.4.2 Effet de masse ajoutée

Le phénomène de masse ajoutée fait l'objet de nombreux débats dans la communauté, notamment à cause de son sens physique. Plusieurs questions sont soulevées (Sarpkaya 2004) : peut-on définir la masse ajoutée quand les vibrations induites se produisent ? Quelle est le sens d'une masse ajoutée négative et comment la calculer ?

Leonard et Roshko (2001); Sarpkaya (2001) abordent la notion de forces agissant sur un cylindre en mouvement soumis à un écoulement transverse. Un résumé peut être trouvé dans Williamson et Govardhan (2004). Les forces fluctuantes F_y suivant la direction de portance agissant sur le cylindre sont décomposées en un terme d'inertie ($m_a^{inv}\ddot{y}$ avec $m_a^{inv} = \rho\pi D^2/4$) et un terme F_V appelé 'vortex lift' de la manière suivante :

$$F_y = F_V - m_a^{inv}\ddot{y} \quad (4.8)$$

Sarpkaya (2001) établit que ce terme contient une composante inertielle et pas seulement une composante liée à la vitesse de la structure contrairement à l'hypothèse prise par Leonard et Roshko (2001) basée sur la décomposition de Lighthill (1986).

Une masse ajoutée peut également être définie dans le cas de vibrations forcées en fonction de la vitesse réduite. Un changement de signe est observé dans les deux cas. Une comparaison est possible entre le coefficient de masse ajoutée en vibrations libres et forcées via un changement d'échelle (en choisissant de se référer à une fréquence indépendante de la vitesse réduite et non la fréquence d'oscillation du cylindre). Un changement de signe est alors observé dans les deux cas dans la zone de vitesse réduite proche de $V_r = 1/S_t$ ce qui prouve que le changement de signe du coefficient de masse ajoutée est un élément central des vibrations induites par écoulement. Les forces en phase avec l'accélération changent de signe de telle sorte qu'elles agissent dans la même direction que l'accélération. Cet effet est un vrai changement de signe et non une masse ajoutée fictive négative comme on peut trouver dans les formulations des forces fluide élastiques dans lesquelles une force de raideur, proportionnelle au déplacement est exprimée en un terme d'accélération. Une force $F = -k_A y$ devient $F = -(k_A/\omega^2)\ddot{y}$ avec $m_A = -k_A/\omega^2$. La force fluide dans le cas du cylindre oscillant ne dépend pas de y en raison de l'invariant de translation dans la direction transverse.

Considérons la décomposition suivante des efforts fluides suivant la direction de portance :

$$F_{fluide} = -m_A\ddot{y} + F \quad (4.9)$$

Plusieurs modèles existent pour définir le terme F : système forcé, système fluide-élastique et système couplé (Païdoussis *et al.* (2011)). Le premier consiste à considérer que la force F est indépendante de y et dépend seulement du temps soit $F(t)$. On peut donc écrire :

$$F_{fluide}(t) = -m_A\ddot{y} + \frac{1}{2}\rho U^2 DC_L^0 \sin(2\pi S_t U t / D) \quad (4.10)$$

sachant que $F_{fluide}(t) = -\rho\pi D^2 C_M \ddot{y} / 4$. Le coefficient de masse ajoutée C_{ma} pour le modèle linéaire s'écrit :

$$C_{ma} = 1 + (1 + m^*) \frac{1 - S_t^2 V_r^2}{S_t^2 V_r^2} \quad (4.11)$$

L'évolution du coefficient de masse ajoutée en fonction de la vitesse réduite est tracée sur la figure 4.35 en comparaison avec le modèle linéaire ($m^* = 1$) et les expériences de Vikestad *et al.* (2000) pour $m^* = 1.65$. Le coefficient de masse ajoutée pour les simulations LES est évalué via la formule $C_{ma} = m^* \left[\left(\frac{f_{vide}}{f_{osc}} \right)^2 - 1 \right]$ tirée de Sarpkaya (2004). La tendance

observée est similaire au modèle linéaire et aux travaux de Vikestad *et al.* (2000). Le coefficient C_{ma} décroît rapidement pour devenir négatif pour une vitesse réduite de l'ordre de 5.5 et tend ultérieurement vers une valeur asymptotique de -0.5 . Le coefficient de masse ajoutée C_{ma} est lié au coefficient de portance en phase avec l'accélération Gopalkrishnan (1993). Ils sont de signe opposés et ce comportement est retrouvé. Le coefficient de portance en phase avec l'accélération devient négatif pour une vitesse réduite $V_r = 5.5$ lorsque le coefficient de masse ajoutée C_{ma} devient positif.

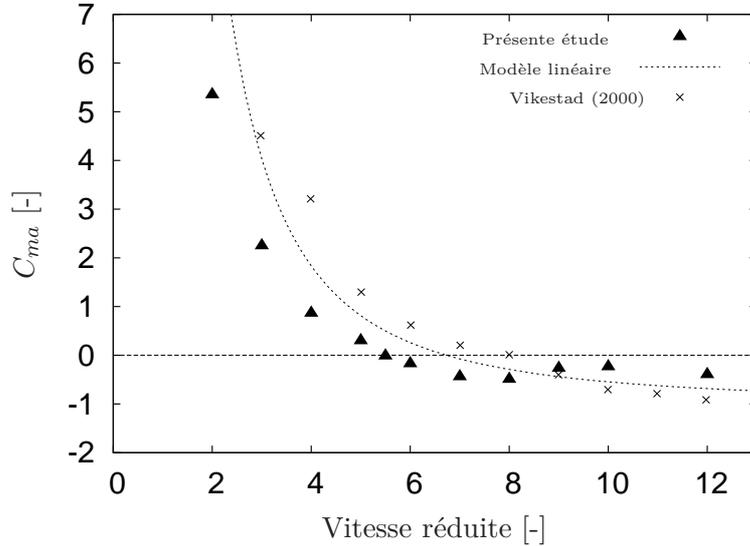


FIG. 4.35: Coefficient de masse ajoutée en vibrations libres

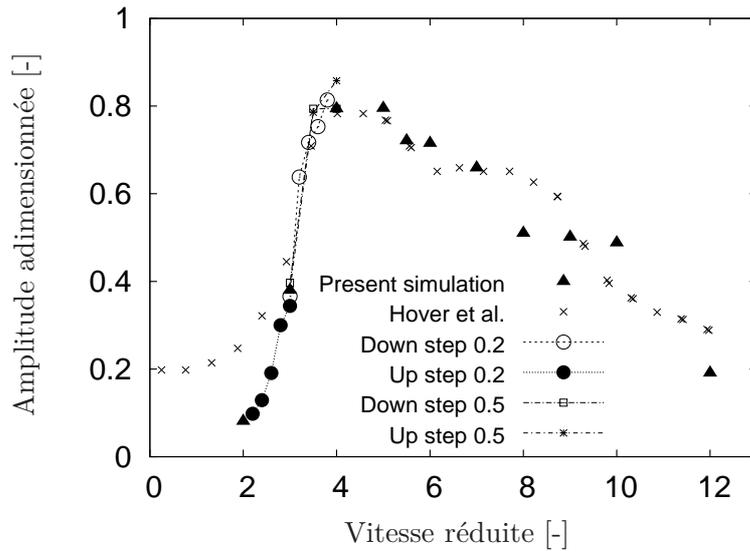
4.5 Transition entre la branche initiale et supérieure

Afin de tenter de capturer ce phénomène, caractéristique de la transition entre la branche initiale et supérieure, différentes conditions initiales sont utilisées :

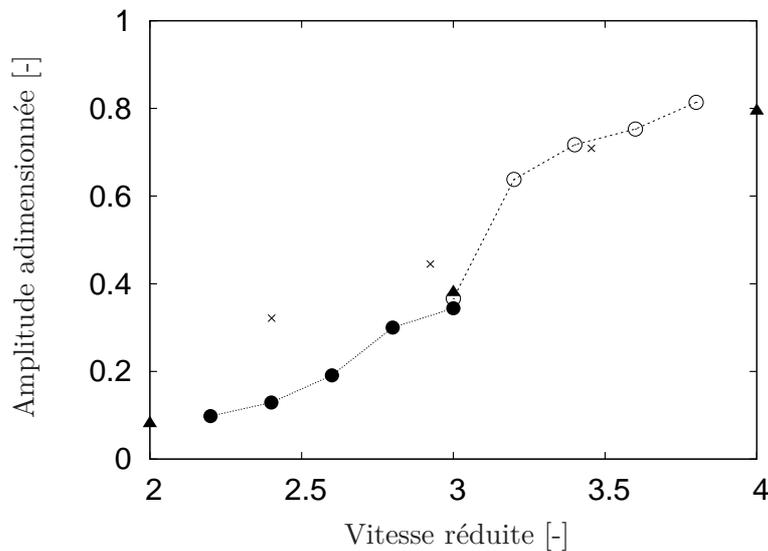
1. Premièrement, la condition est nommée 'from rest', la vitesse réduite est fixée et la simulation en cylindre fixe sert de conditions initiales. Quand les forces de portance sont périodiques, le cylindre monté élastique est laissé libre d'osciller suivant la direction transverse à l'écoulement. Il s'agit des conditions utilisées pour toutes les simulations précédentes.
2. La seconde condition est appelée 'increasing velocity'. Le cylindre étant en train d'osciller, la vitesse réduite est augmentée par petit pas et le processus est répété.
3. La dernière condition est appelée 'decreasing velocity'. Il s'agit du même principe que la condition 'increasing velocity' sauf que l'on diminue petit à petit la vitesse réduite.

Deux tailles d'incrémentes sont testés (0.2 et 0.5). Pour le pas 0.5, la gamme $V_r = 3 - 4$ est balayée. Le phénomène d'hystérésis n'est pas retrouvé, les trois conditions initiales donnent les mêmes résultats aux points communs pour $V_r = 3$ et 4 (cf. figure 4.36). Pour le pas de 0.2, les vitesses réduites caractéristiques entre $V_r = 2$ et $V_r = 4$ sont considérées.

Pour la condition 'increasing velocity', la vitesse réduite $V_r = 2$ correspondant à la branche initiale sert de point de départ, la vitesse réduite $V_r = 4$ (branche supérieure)


 FIG. 4.36: Amplitude de déplacement pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

servant de point de départ pour la condition 'decreasing velocity'. Les différentes valeurs d'amplitudes sont regroupées dans le tableau 4.10. Pour les statistiques, cinq périodes de transition sont considérées avant d'effectuer les moyennes sur cinq autres périodes.


 FIG. 4.37: Amplitude de déplacement pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

Pour le pas de 0.2, la valeur de l'amplitude adimensionnée est différente selon les conditions utilisées : 0.366 pour la condition 'decreasing velocity', 0.410 pour la condition 'increasing velocity' et 0.380 pour la condition 'from rest'. D'autres calculs sont nécessaires afin de finir la boucle entre $V_r = 2$ et $V_r = 4$ et de pouvoir conclure sur la capture du phénomène d'hystérésis. Cela reste une procédure lourde en temps de calcul. Un aperçu des performances HPC est disponible en annexe C.

m^*	$m^*\xi$	V_r	A_{moy}	A_{max}	A_{min}	Variance	Ecart type
1	0.04	4.0 \rightarrow 3.8	0.814	0.881	0.738	0.002	0.049
1	0.04	3.8 \rightarrow 3.6	0.753	0.793	0.681	0.001	0.033
1	0.04	3.6 \rightarrow 3.4	0.717	0.763	0.609	0.002	0.041
1	0.04	3.4 \rightarrow 3.2	0.638	0.686	0.595	0.001	0.029
1	0.04	3.2 \rightarrow 3.0	0.366	0.404	0.300	0.001	0.036
1	0.04	2.0 \rightarrow 2.2	0.098	0.145	0.067	0.0004	0.022
1	0.04	2.2 \rightarrow 2.4	0.129	0.175	0.054	0.001	0.035
1	0.04	2.4 \rightarrow 2.6	0.191	0.324	0.056	0.006	0.077
1	0.04	2.6 \rightarrow 2.8	0.300	0.351	0.234	0.002	0.040
1	0.04	2.8 \rightarrow 3.0	0.344	0.410	0.316	0.001	0.034

TAB. 4.10: Amplitude de déplacement pour l’hystérésis pour le pas de 0.2

En outre, il serait également intéressant de faire la boucle entre $V_r = 3$ et 4 selon la même procédure afin de voir si l’on obtient le même comportement.

Synthèse de la réponse d’un cylindre mobile à l’échappement tourbillonnaire

Dans un premier temps, le cas d’un cylindre sans amortissement est considéré pour trois vitesses réduites près de la zone d’accrochage. La décroissance de l’amplitude de réponse est correctement prédite lorsque la vitesse réduite augmente. D’un point de vue global, les résultats présentés démontrent l’intérêt de la LES tridimensionnelle pour prédire la branche supérieure de réponse. Comme attendu, le mode d’émission 2P est retrouvé dans la branche supérieure. Ensuite, le cas d’un cylindre avec un faible paramètre de masse-amortissement est étudié. La transition intermittente entre les branches supérieure et inférieure est caractérisée par l’analyse de la phase entre la force et le déplacement de la structure. Les différents modes d’émission d’échappements tourbillonnaires sont retrouvés via une analyse spectrale du sillage dans la branche initial et inférieure. La quantification de l’énergie d’interaction fluide-structure est caractérisée via la définition du coefficient de portance en phase avec la vitesse et l’accélération. Le coefficient de portance en phase avec l’accélération a le signe opposé à celui de la masse ajoutée et le coefficient de portance en phase avec la vitesse est en quadrature. Un coefficient de masse ajoutée dans le cas des VIV est défini et son évolution en fonction de la vitesse réduite est évaluée. La même tendance est retrouvée par rapport à des données de la littérature à savoir une décroissance du coefficient jusqu’à ce qu’il devienne négatif. Enfin, plusieurs conditions sont testées afin de capturer la transition hystérétique entre la branche initiale et supérieure. Des investigations sont encore nécessaires avant de conclure. Les capacités prédictives de la LES pour des simulations VIV sont ainsi vérifiées permettant l’évaluation des coefficients de masse ajoutée.

Chapitre 5

Limite de stabilité d'un réseau de cylindres

5.1 Position du problème

Parmi les nombreuses configurations possible pour un arrangement de cylindres, la configuration retenue ici est en pas carré avec un pas réduit $P/D = 1.44$ avec P le pas inter-tubes (distance entre les centres de tubes voisins) et D leur diamètre. Un faisceau tubulaire comporte un très grand nombre de tubes; il n'est pas possible de tous les représenter avec une approche CFD. Le choix du nombre de tubes représentés dans la configuration est donc un élément important, notamment dans le choix des conditions limites. Les travaux de Longatte *et al.* (2003) montrent que l'étude des vibrations d'un cylindre mobile et de ses huit premiers voisins (fixes) dans un fluide au repos donnent des résultats satisfaisants dans la détermination de la masse et de l'amortissement ajoutés du cylindre mobile. Huvelin (2008) s'intéresse à une configuration de plus grande taille plus importante en se basant sur la maquette des essais AMOVI du CEA, constituée de 15 tubes entiers et 10 demi-tubes dont seul le tube central est mobile (Baj *et al.* 2009). La vitesse de départ en instabilité est retrouvée dans le cas d'écoulement laminaire. La question du nombre de cylindres dans le réseau à modéliser et de l'influence des conditions aux limites périodiques restent une question ouverte.

5.2 Configuration sans écoulement permanent

Formulation

La présente étude porte sur une cellule de faisceau périodique de 9 cylindres (schéma 5.1). Seul le cylindre central est mobile dans la direction transverse à l'écoulement qui va de la gauche vers la droite. Pour l'ensemble des simulations, le fluide considéré est de l'eau. Ses propriétés et celles de la structure sont regroupées dans le tableau 5.1. Le maillage contient 33216 cellules. Une convergence en maillage et en temps est disponible dans l'annexe B. Le comportement dynamique d'une structure dans un fluide au repos est caractérisé par le vecteur y pour un système à un seul degré de liberté et conditionné par l'action exercée par le fluide sur la structure, induites par les termes de viscosité et pression. Elle se traduit au niveau de l'équation dynamique par un terme de masse ajoutée en phase avec l'accélération de la structure, un terme d'amortissement ajouté en quadrature et un terme constant de raideur ajoutée lié au déplacement (Granger, 1991).

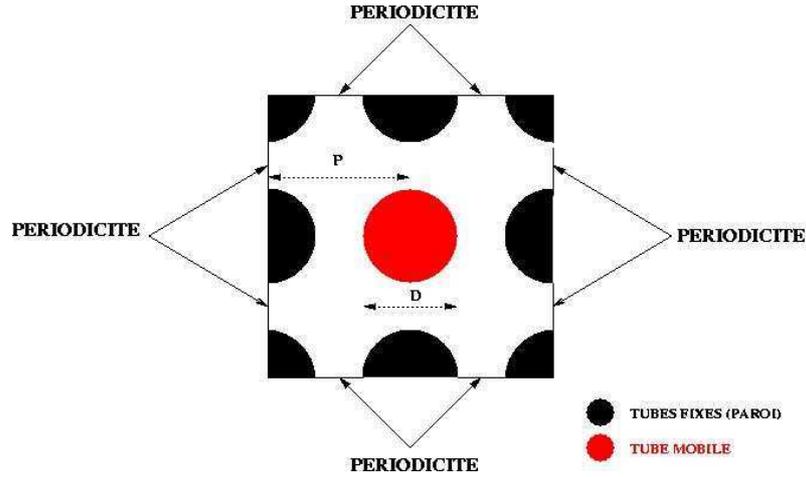


FIG. 5.1: Configuration 9 tubes avec des conditions aux limites de périodicité suivant les 6 directions

fluide	Masse volumique 1.010^3kg.m^{-3}	Viscosité cinématique 10^{-6}m.s^{-1}		
structure	Fréquence en air 14.30 Hz	Amortissement réduit en air 0.250 %	Masse linéique 0.298 kg/m	Diamètre 12.15 mm

TAB. 5.1: Propriétés du fluide et de la structure pour la configuration en fluide au repos

Le fluide étant au repos dans le cadre des petits déplacements, en première approximation les effets liés à la raideur sont négligés. Dans ce cas, l'équation du mouvement de la structure s'écrit :

$$M_s \ddot{y} + C_s \dot{y} + K_s y = -M_{s,a} \ddot{y} - C_{s,a} \dot{y} \quad (5.1)$$

Cette équation peut être réécrite sous forme adimensionnée afin de faire apparaître la fréquence ($f_{s,e}$) et l'amortissement réduit ($\chi_{s,e}$) :

$$\ddot{y} + 2 \chi_{s,e} \omega_{s,e} \dot{y} + \omega_{s,e}^2 y = 0 \quad (5.2)$$

avec :

$$\omega_{s,e}^2 = \frac{K_s}{(M_s + M_{s,a})}$$

$$\chi_{s,e} = \frac{C_s + C_{s,a}}{2(M_s + M_{s,a})\omega_{s,e}} = \frac{C_s + C_{s,a}}{2\sqrt{(M_s + M_{s,a})K_s}}$$

Une méthode d'ajustement de paramètres permet d'obtenir les deux inconnues que sont l'amortissement en eau ($\chi_{s,e}$) et la fréquence en eau ($f_{s,e}$) de la structure (equation 5.3) à

partir des courbes de déplacements obtenues numériquement.

$$\begin{cases} y(t) = e^{-\chi_{s,e} 2\pi f_{s,e} t} (y_0 \cos(2\pi f_{s,e} \sqrt{1 - \chi_{s,e}^2} t) + y_0 \frac{\chi_{s,e}}{\sqrt{1 - \chi_{s,e}^2}} \sin(2\pi f_{s,e} \sqrt{1 - \chi_{s,e}^2} t)) \\ y_0 = y(t=0) = 5,0 \cdot 10^{-4} D \text{ m} \\ \dot{y}_0 = \frac{dy}{dt}(t=0) = 0,0 \text{ m.s}^{-1} \end{cases} \quad (5.3)$$

Analogie de Rogers

Dans le cas du faisceau de tubes en eau stagnant, une analyse usuelle consiste à faire un lien entre le faisceau de tubes et le cas du cylindre confiné pour les calculs des termes de masse et d'amortissement ajoutés. Rogers *et al.* (1984) établissent une équivalence entre le terme de confinement du cylindre ($\frac{D_e}{D}$) et le pas réduit ($\frac{P}{D}$) du faisceau comme indiqué sur la figure 5.2.

En partant de la solution analytique de Chen *et al.* (1976). pour le cylindre confiné, il est

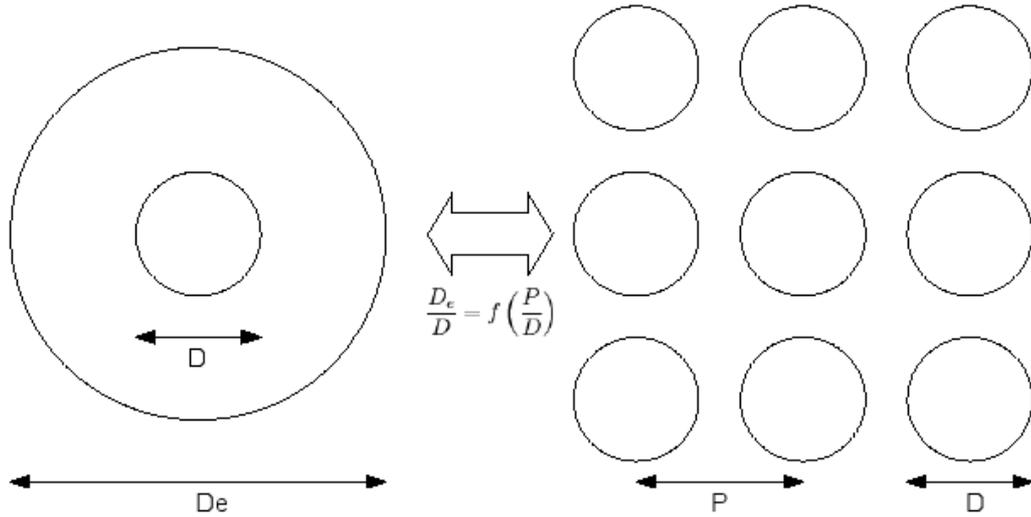


FIG. 5.2: Analogie de Rogers

alors possible de calculer analytiquement les termes de masse et d'amortissement ajoutés dus au fluide en eau stagnante :

$$M_{s,a} = \rho_f D^2 L_z \left(\frac{\pi}{4} \frac{1 + (\frac{D}{D_e})^2}{1 - (\frac{D}{D_e})^2} + \sqrt{\frac{\pi}{St}} \right) \quad (5.4)$$

$$f_{s,a} = f_s \sqrt{\frac{M_s}{M_s + M_{s,a}}} \quad (5.5)$$

$$C_a = \mu L_z (2\pi^{3/2} \sqrt{St} \frac{1 + (\frac{D}{D_e})^3}{(1 - (\frac{D}{D_e})^2)^3}) \quad (5.6)$$

où D_e est le diamètre de confinement et ν_f la viscosité cinématique du fluide. Cette formulation, due à Pettigrew est valable pour des nombres de Stokes ($St = \frac{f_s D^2}{\nu_f}$) supérieurs à 2100. La masse et l'amortissement ajoutés sont adimensionnés de la façon suivante :

$$\tilde{M}_a = \frac{M_a}{\rho D^2 L_z} \quad (5.7)$$

$$\tilde{C}_a = \frac{C_a}{\mu L_z} \quad (5.8)$$

où μ , D , L_z désignent respectivement la viscosité cinématique du fluide, le diamètre du tube intérieur et la longueur du tube. La loi empirique de (Rogers *et al.*, 1984) prend en compte le confinement dans un faisceau à pas triangulaire.

$$\frac{D_d}{D} = (0.96 + 0,5 \frac{P}{D}) \frac{P}{D} \quad (5.9)$$

Elle a été étendue aux faisceaux à pas carré par Pettigrew (2003).

$$\frac{D_e}{D} = (1,07 + 0,56 \frac{P}{D}) \frac{P}{D} \quad (5.10)$$

de Motta et Baj (2009) proposent une revue de la loi de Rogers en effectuant une étude paramétrique afin d'étudier l'évolution de la masse et de l'amortissement ajoutés en fonction des paramètres pas réduit ($\frac{P}{D}$) et nombre de Stokes (St). A partir de toutes ces données numériques, ils énoncent pour un faisceau à pas carré la loi suivante :

$$\frac{D_e}{D} = (2.11 \frac{P}{D} - 1.158) \frac{P}{D} \quad (5.11)$$

Plusieurs méthodes numériques sont disponibles pour déterminer les forces fluide-structure. Nous pouvons citer la méthode de phase (Baj 1998, Renou 1998) et la méthode de lâcher (Hadj-Sadok 1994). Dans la suite, nous utiliserons la seconde méthode couplant les calculs fluide et structure. Après avoir écarté le tube de sa position d'équilibre (amplitude adimensionnelle initiale $\varepsilon = \frac{A}{D} = 5.0 \cdot 10^{-4}$), nous suivons l'évolution temporelle de l'amplitude afin d'extraire les valeurs de fréquence et d'amortissement du système couplé.

Auteurs	Rogers	De Motta	CEA	Huvelin	Jus
Moyens	analytique	analytique	Castem	Saturne	
Année	1984	2009	2009	2008	2009
Domaine	-	-	AMОВI	AMОВI	9 tubes
f_{eau}	11.55 Hz	11.63 Hz	11.63 Hz	11.56 Hz	11.90 Hz
χ_{eau}	1.14 %	-	1.22 %	1.13 %	1.16 %

TAB. 5.2: Amortissement réduit et fréquence en eau dans un fluide au repos

5.2.1 Influence du pas réduit

Un autre paramètre sans dimension caractéristique du problème est le pas réduit $\frac{P}{D}$, rapport entre le pas du faisceau et le diamètre du tube. Il mesure la compacité du faisceau. Plus il est faible, plus le faisceau est compact. C'est un paramètre intéressant à étudier car son influence est corrélée à la vitesse de l'écoulement (et donc à l'apparition des instabilités fluide-élastique).

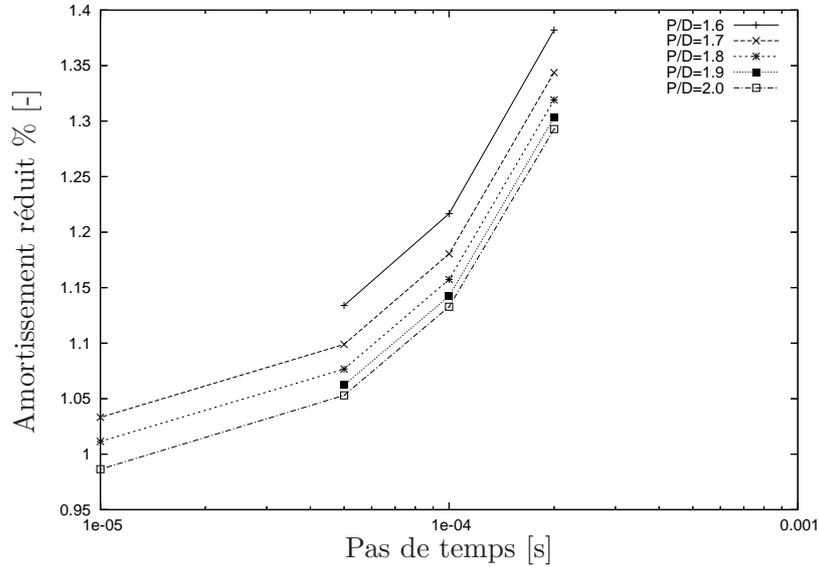


FIG. 5.3: Convergence en temps de l'amortissement pour différents pas réduits, configuration 9 tubes

Des simulations ont été réalisées pour différents pas réduits $\frac{P}{D} = [1.6, 1.7, 1.8, 1.9, 2.0]$ sur le même maillage que précédemment. De même, une extrapolation de Richardson (voir annexe D) est réalisée sur les valeurs obtenues. Sur les graphes 5.3 et 5.4, nous pouvons remarquer une convergence rapide de la fréquence et une dépendance au temps de l'amortissement. Sur le graphe 5.5 présentant l'évolution de la fréquence en fonction du pas réduit, la même évolution que les lois de Rogers et de Motta est retrouvée. L'écart provient probablement du fait que seule une cellule 9 tubes est considéré et non la maquette des essais AMOVI complète. Il serait intéressant de conduire une étude paramétrique sur la maquette complète pour vérifier la pertinence de la loi proposée par de Motta.

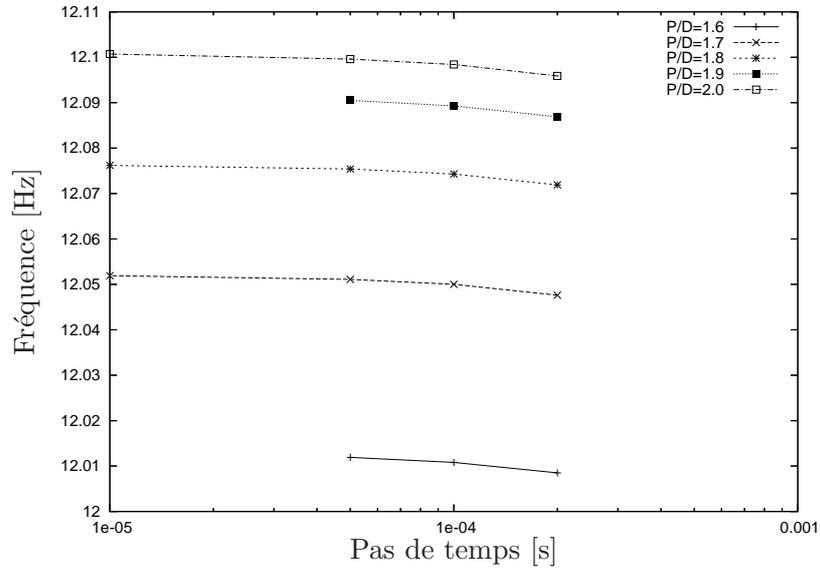


FIG. 5.4: Convergence en temps de la fréquence pour différents pas réduits, configuration 9 tubes

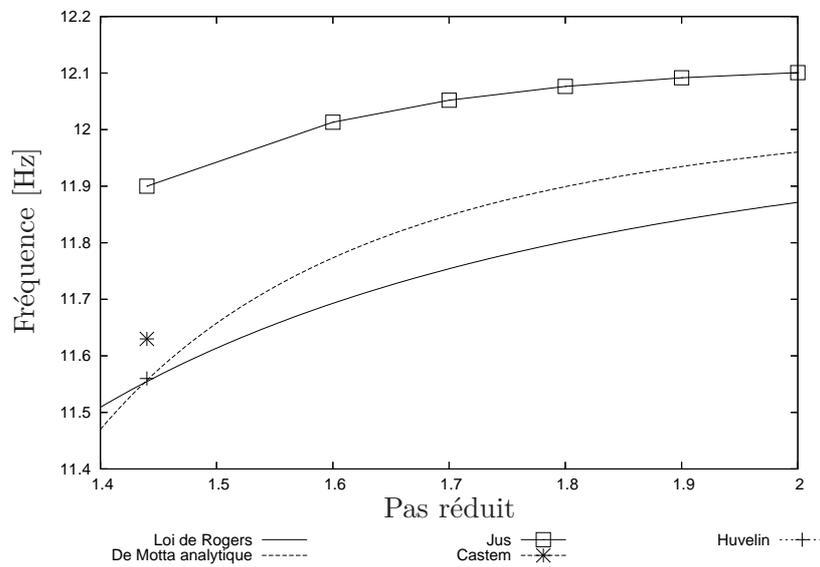


FIG. 5.5: Évolution de la fréquence pour différents pas réduits, configuration 9 tubes

5.3 Détermination de la vitesse de départ en instabilité

Le déplacement d'un tube mobile dans un faisceau va provoquer une modification du champ fluide autour des tubes environnants. Une instabilité peut se créer si l'énergie créée par l'écoulement excède celle dissipée mécaniquement par la structure vibrante. Il s'agit de l'instabilité fluide-élastique présentée dans le chapitre 1. La démarche montrée ci-après propose d'estimer cette vitesse de départ en instabilité avec l'outil numérique. Il s'agit d'une recherche dichotomique, le terme en temps de calcul n'est pas anodin. Ces travaux peuvent servir à alimenter les bases de données des corrélations fluide-élastiques. L'outil numérique permet en outre d'accéder à des données locales et de traiter différentes configurations. Il s'avère donc un complément pour la compréhension des instabilités fluide-élastiques. Enfin, la simulation de comportements post-instabilités est possible contrairement aux moyens expérimentaux sans dégradation du matériel.

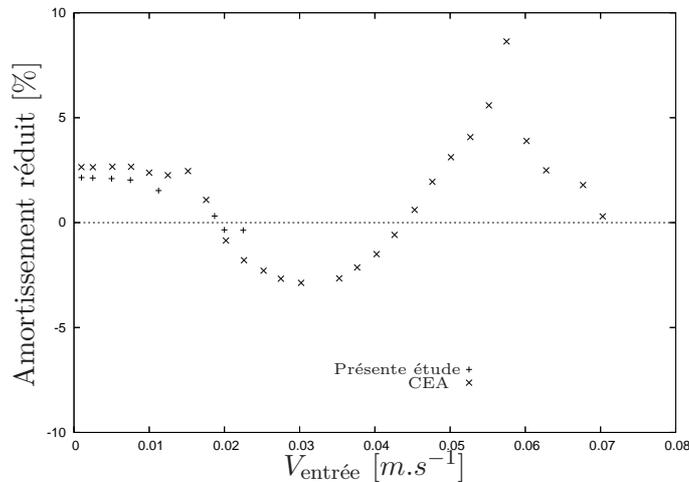


FIG. 5.6: Évolution de l'amortissement en fonction de la vitesse d'entrée pour $dt = 2.510^{-4}s$, configuration 9 tubes

Les caractéristiques du fluide et de la structure restent inchangés (cf. tableau 5.1) sauf la fréquence de la structure ($f_s = 2.5\text{Hz}$). L'étude de l'amortissement en eau montre que le départ en instabilité de la structure (lorsque l'amortissement devient négatif) est capté.(figure 5.6). La vitesse critique de départ en instabilité est de l'ordre de $0.019 m.s^{-1}$ ce qui correspond à une vitesse réduite de l'ordre de 2.49.

La comparaison des fréquences (figure 5.7) montre des résultats similaires. La valeur de la fréquence reste stable et augmente légèrement une fois la vitesse critique dépassée. L'étude de la zone de post-instabilité n'est pas possible en raison du modèle choisi et des approximations induites par les conditions limites périodiques.

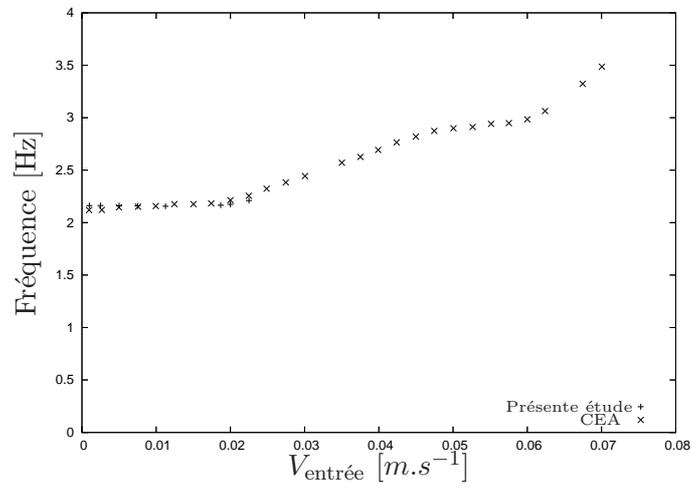


FIG. 5.7: Évolution de la fréquence en fonction de la vitesse d'entrée pour $dt = 2.510^{-4}s$, configuration 9 tubes

Synthèse du cas du réseau de cylindres

Le choix d'une cellule élémentaire de neuf tubes périodiques pour représenter le faisceau est testé dans deux configurations. La première configuration sans écoulement permanent permet de retrouver l'amortissement réduit et la fréquence en fluide au repos via une analogie entre deux cylindres coaxiaux et le réseau de cylindres. La configuration en écoulement permanent pour un faible nombre de Stokes (afin d'éliminer la problématique de la turbulence) est ensuite analysée afin de déterminer la limite en stabilité du système. Les résultats obtenus sont similaires aux précédentes études mais le modèle choisi ne permet pas une étude de la zone de post-instabilité en raison des approximations induites par les conditions limites périodiques.

Conclusions et perspectives

Le travail engagé dans cette thèse est motivé par un besoin industriel exprimé par les principaux acteurs du domaine nucléaire, EDF mais également le CEA et AREVA, et s'inscrit dans le cadre de programmes de recherche visant à optimiser les capacités prédictives des modèles de dimensionnement de composants de centrales nucléaires. Il s'appuie sur le développement de méthodes numériques avancées pour la résolution de systèmes couplés fluide-structure et porte sur l'analyse des vibrations induites par écoulement d'obstacles cylindriques, seuls ou en réseaux. Il aborde la modélisation du couplage dynamique entre un fluide en écoulement et un solide sous les angles numérique, physique et théorique.

Les méthodes numériques sont d'abord détaillées. Elles concernent les trois aspects de la simulation numérique de phénomènes d'interaction fluide-structure, à savoir la modélisation de la dynamique du fluide, du comportement vibratoire de la structure et de l'évolution spatio-temporelle de l'interface. La résolution des équations de Navier-Stokes dans un cadre incompressible s'appuie sur une avancée en temps à pas fractionnaire et une discrétisation spatiale basée sur une méthode des Volumes Finis colocalisés. L'approche LES est adoptée pour la modélisation de la turbulence et une formulation pseudo-eulérienne (approche ALE) permet une description des frontières solides mobiles à l'aide de techniques à grilles dynamiques. Elle s'adapte particulièrement bien au formalisme Volumes Finis dans le cadre de petits déplacements. La déformation de grille est basée sur une formulation elliptique, une équation de Poisson régissant l'évolution de la vitesse de grille et la Loi de Conservation Géométrique (GCL) étant vérifiée au premier ordre dans le cadre d'écoulements uniformes. Le recours à des méthodes à grilles fixes avec superposition de maillages peut s'avérer nécessaire en présence de grands déplacements. Les méthodes Chimère sont ainsi adaptées aux configurations avec plusieurs niveaux d'échelles de dynamique. Dans le cadre de la formulation ALE, une variation de la taille de maille entraîne une variation de la largeur du filtre LES, de nature à générer des Erreurs de Commutation Temporelle (ECT) négligées ici en première approximation, hypothèse consistante d'après la littérature sur le sujet. La modélisation du système couplé peut être envisagée de deux manières suivant que les deux sous-systèmes sont considérés individuellement ou d'une manière globale avec une interface incluse dans le système complet. La modélisation explicite de l'interface conduit à une classe de méthodes dites approches partitionnées. La modélisation implicite de l'interface est à la base des approches appelées monolithiques. L'approche partitionnée est apparue comme un choix naturel car mettant en œuvre la technologie des composants. Chaque sous-système est résolu par un solveur indépendant. Les simulations numériques sont réalisées à l'aide d'un code de CFD pour la dynamique du fluide et d'un code de CSM pour la résolution de l'équation d'élasto-dynamique (dans le cadre de l'élasticité linéaire abordée ici), le couplage étant réalisé au moyen d'une plate-forme logicielle multi-physique. *Code_Saturne*, *Code_Aster* et *Salomé* sont à la base des travaux réalisés dans le cadre de cette thèse, il s'agit de logiciels Open source sous licence GPL co-développés par EDF R&D. Dans le cadre de l'approche partitionnée mise en œuvre, un algorithme itératif est

adopté pour assurer la convergence vers la solution qui serait obtenue par une résolution implicite du système grâce à des relaxations et des prédicteurs-correcteurs optimisés. Les transferts de champs interfaciaux sont réalisés par une méthode de projection permettant d'assurer l'équilibre entre les efforts évalués et échangés au niveau de l'interface. Dans les configurations traitées, la structure est assimilée à un corps rigide et une méthode de condensation permet de traiter les incompatibilités de dimensions entre les modèles interfaciaux fluide et solide (modèle 2D ou 3D pour le fluide, modèle filaire 0D pour le solide). Les travaux menés dans cette thèse apportent une illustration des potentialités offertes par le HPC dans un contexte multi-physique multi-échelle en environnement industriel aujourd'hui.

Le thème central de la thèse est la modélisation de la turbulence dans la région de sillage en proche paroi en statique et en dynamique avec la mise en évidence du déséquilibre de la turbulence induit par l'interaction avec la dynamique structurelle. Pour un cylindre fixe en régime sous-critique, une évaluation des paramètres globaux et des instationnarités induites par la turbulence est proposée. La comparaison des résultats obtenus avec les références numériques et expérimentales paraît satisfaisante au regard du maillage employé dans la région sillage proche. Les différentes valeurs des grandeurs globales (coefficients aérodynamiques, angle de séparation et nombre de Strouhal) sont en accord avec la littérature. La zone de recirculation est reproduite et le cas statique traité sert de condition initiale pour l'écoulement dans le cas du cylindre mobile. En dynamique, les trois branches de réponse d'un cylindre seul en milieu infini soumis à un écoulement transverse en régime sous-critique sont reproduites pour différentes valeurs de paramètres adimensionnels (vitesse réduite, masse réduite et amortissement réduit). Dans un premier temps, le cas d'un cylindre sans amortissement est considéré pour trois vitesses réduites près de la zone d'accrochage. La décroissance de l'amplitude de réponse est correctement prédite lorsque la vitesse réduite augmente. D'un point de vue global, les résultats présentés démontrent l'intérêt de la LES tridimensionnelle pour prédire la branche supérieure de réponse. Comme attendu, le mode d'émission 2P est retrouvé dans la branche supérieure. Ensuite, le cas d'un cylindre avec un faible paramètre de masse-amortissement est étudié. La transition intermittente entre les branches supérieure et inférieure est caractérisée par l'analyse de la phase entre la force et le déplacement de la structure. Les différents modes d'émission d'échappements tourbillonnaires sont retrouvés via une analyse spectrale du sillage. La quantification de l'énergie d'interaction fluide-structure est caractérisée via la définition du coefficient de portance en phase avec la vitesse et l'accélération. Le coefficient de portance en phase avec l'accélération a le signe opposé à celui de la masse ajoutée et le coefficient de portance en phase avec la vitesse est en quadrature. Un coefficient de masse ajoutée dans le cas des VIV est défini et son évolution en fonction de la vitesse réduite est évaluée. La même tendance est retrouvée par rapport à des données de la littérature à savoir une décroissance du coefficient jusqu'à ce qu'il devienne négatif. Les capacités prédictives de la LES pour des simulations VIV sont ainsi vérifiées permettant l'évaluation des coefficients de masse ajoutée.

Ce mémoire de thèse s'achève par une ouverture au cas du réseau de cylindres, avec le choix d'une cellule élémentaire de neuf tubes périodiques pour représenter le réseau avec les approximations que cela implique en terme de périodicité. Une première configuration sans écoulement permanent permet de retrouver l'amortissement réduit et la fréquence en fluide au repos via une analogie entre deux cylindres coaxiaux et le réseau de cylindres. La configuration en écoulement permanent pour un faible nombre de Stokes (pour éliminer la problématique de la turbulence) est ensuite étudiée afin de déterminer la limite en stabilité du système. Les résultats obtenus sont similaires aux précédentes études mais la

configuration choisie ne permet pas une étude de la zone post-instabilité en raison des approximations induites par les conditions limites périodiques.

Ce travail démontre l'apport de simulations LES tridimensionnelles pour l'analyse des vibrations induites par écoulement d'un cylindre en régime sous-critique dans un cadre HPC et la viabilité du couplage CFD/CSM dans le cas d'écoulements turbulents. D'un point de vue numérique, il est intéressant d'évaluer les ECT dues aux déformations de mailles et d'établir un critère pour déterminer quand elles sont négligeables ou non. Les calculs sont actuellement poursuivis dans la zone de transition entre les branches initiale et supérieure afin de capturer l'hystérésis. Après avoir considéré le cas d'un cylindre en milieu infini, la méthode présentée peut être mise en œuvre pour la simulation du comportement vibratoire de solides mobiles au sein d'espaces confinés. L'approche utilisée pour déterminer le coefficient de masse ajoutée peut être étendue à l'amortissement. Les temps de calcul restent néanmoins prohibitifs pour aborder des configurations industrielles. Une amélioration des techniques de résolution peut être envisagée notamment au niveau de l'algorithme itératif d'intégration temporelle du système couplé. L'étude réalisée est limitée à une structure rigide et son extension à une structure déformable peut s'envisager avec l'utilisation du module de couplage *Code_Saturne/Code_Aster* intégré dans la plate-forme *Salomé*.

Table des figures

1.1	Évolution du niveau d'amplitude vibratoire en fonction de la vitesse réduite	11
1.2	Instabilité statique et instabilité dynamique	12
1.3	Carte de Connors	13
1.4	Évolution du nombre de Strouhal en fonction du Reynolds	17
1.5	Différents régimes d'écoulement autour d'un cylindre en fonction de Re	18
1.6	Evolution des oscillations d'un cylindre en fonction de la vitesse réduite	20
1.7	Réponse en amplitude en fonction de la vitesse réduite	21
2.1	Principe du filtrage spatial en LES	27
2.2	Représentation schématique des domaines Ω_a , Ω_m et Ω_s	31
2.3	Schéma GCL	32
2.4	Principe de l'Erreur de Commutation temporelle	35
2.5	Schéma des différentes méthodes de couplage	37
3.1	Schéma du domaine de calcul utilisé pour les simulations	45
3.2	Spectre d'énergie du coefficient de portance	47
3.3	Coefficient de pression à la surface du cylindre	49
3.4	Vitesse moyenne dans l'axe du sillage du cylindre	50
3.5	Variation de la vitesse longitudinale dans le sillage central	51
3.6	Vitesse longitudinale en 3 points en aval du cylindre	51
3.7	Vitesse normale en 3 points en aval du cylindre	52
3.8	Tensions de Reynolds $\overline{u'u'}$ en 3 points en aval du cylindre	52
3.9	Tensions de Reynolds $\overline{u'v'}$ en 3 points en aval du cylindre	53
3.10	Tensions de Reynolds $\overline{v'v'}$ en 3 points en aval du cylindre	53
4.1	Déplacement du cylindre pour une vitesse $V_r = 5$ et $V_r = 6$ ($m^* = 2, C_s = 0$)	58
4.2	Déplacement du cylindre pour une vitesse $V_r = 7$ ($m^* = 2, C_s = 0$)	58
4.3	Vitesse et accélération du cylindre pour une vitesse $V_r = 5$ ($m^* = 2, C_s = 0$)	58
4.4	Vitesse et accélération du cylindre pour une vitesse $V_r = 6$ ($m^* = 2, C_s = 0$)	59
4.5	Vitesse et accélération du cylindre pour une vitesse $V_r = 7$ ($m^* = 2, C_s = 0$)	59
4.6	Amplitude de réponse pour $m^* = 2, C_s = 0$	60
4.7	Isosurfaces de pression pour $m^* = 2, C_s = 0$ pour la vitesse réduite $V_r = 7$	61
4.8	Fréquence réduite pour $m^* = 2, C_s = 0$	62
4.9	Fréquence d'échappement tourbillonnaire pour $V_r = 7$ ($m^* = 2, C_s = 0$)	63
4.10	Champ de pression instantanée pour $V_r = 7$ pour $m^* = 2, C_s = 0$	64
4.11	Figures de Lissajou pour $m^* = 2, C_s = 0$	64
4.12	Amplitude de déplacement adimensionnelle du cylindre ($m^* = 1, m^*\xi = 0.04$)	65
4.13	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 3$	66
4.14	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 4$	66

4.15	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 5$	67
4.16	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 8$	67
4.17	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 12$	67
4.18	Fréquence réduite en fonction de la vitesse réduite pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	68
4.19	Phase entre la force de portance et le déplacement pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	69
4.20	Plan de phase pour $V_r = 2$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	70
4.21	Plan de phase pour $V_r = 3$ et $V_r = 4$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	71
4.22	Plan de phase pour $V_r = 5$ et $V_r = 5.5$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	71
4.23	Plan de phase pour $V_r = 6$ et $V_r = 7$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	71
4.24	Plan de phase pour $V_r = 8$ et $V_r = 9$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	72
4.25	Plan de phase pour $V_r = 10$ et $V_r = 12$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	72
4.26	Spectre de vitesse dans le sillage pour $V_r = 3$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	74
4.27	Champ de pression instantanée pour $V_r = 3$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	75
4.28	Champ de pression instantanée pour $V_r = 7$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	75
4.29	Vorticité instantanée pour $V_r = 7$ pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	76
4.30	Fréquence de détaché tourbillonnaire f_v/f_n pour $V_r = 9$ dans le sillage	77
4.31	Variation du coefficient de traînée pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	78
4.32	Variation du coefficient de portance pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	79
4.33	Coefficient de portance en phase avec la vitesse et l'accélération	80
4.34	Coefficient de portance en phase avec le déplacement	81
4.35	Coefficient de masse ajoutée en vibrations libres	83
4.36	Amplitude de déplacement pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	84
4.37	Amplitude de déplacement pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$	84
5.1	Schéma configuration 9 tubes	88
5.2	Analogie de Rogers	89
5.3	Convergence en temps de l'amortissement pour différents pas réduits	91
5.4	Convergence en temps de la fréquence pour différents pas réduits	92
5.5	Évolution de la fréquence en fonction du pas réduit	92
5.6	Évolution de l'amortissement en fonction de la vitesse d'entrée	93
5.7	Évolution de la fréquence en fonction de la vitesse d'entrée	94
A.1	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 3$	107
A.2	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 4$	107
A.3	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 5$	108
A.4	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 5.5$	108
A.5	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 6$	108
A.6	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 7$	108
A.7	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 8$	109
A.8	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 9$	109
A.9	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 10$	109
A.10	Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 12$	109
B.1	Configuration 9 tubes : convergence en maillage de l'amortissement	111
B.2	Configuration 9 tubes : convergence en maillage de la fréquence	112
B.3	Configuration 9 tubes : déplacement du tube mobile (maillage)	112
B.4	Configuration 9 tubes : déplacement du tube mobile (temps)	113
B.5	Configuration 9 tubes : convergence en temps de la fréquence	114
B.6	Configuration 9 tubes : convergence en temps de l'amortissement	115
B.7	Configuration 9 tubes : convergence de l'amortissement suivant le schéma	116

B.8 Configuration 9 tubes : convergence de la fréquence suivant le schéma . . . 116

Liste des tableaux

3.1	Comparaison des domaines de calcul et maillages de la littérature	46
3.2	Grandeurs globales	48
3.3	Longueur de recirculation	48
4.1	Panorama des études en cylindre mobile	57
4.2	Amplitude de réponse en fonction de la vitesse réduite pour $m^* = 2, C_s = 0$	60
4.3	Fréquence en fonction de la vitesse réduite ($m^* = 2, C_s = 0$)	62
4.4	Amplitude de déplacement en fonction de la vitesse réduite V_r	66
4.5	Fréquence en fonction de la vitesse réduite V_r	69
4.6	Déphasage et cohérence des signaux force et déplacement	70
4.7	Coordonnées des sondes de vitesse	73
4.8	Coefficients de trainée et portance	78
4.9	Coefficient de portance en phase avec vitesse, accélération et déplacement .	81
4.10	Amplitude de déplacement pour l'hystérésis pour le pas de 0.2	85
5.1	Propriétés physiques pour la configuration en fluide au repos	88
5.2	Amortissement réduit et fréquence en eau dans un fluide au repos	90
B.1	Configuration 9 tubes : coefficients fluide-structure	113
B.2	Tableau des coefficients fluide structure pour la convergence en temps . . .	114
C.1	Performances HPC pour les configurations statiques et dynamiques	117

Annexe A

Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

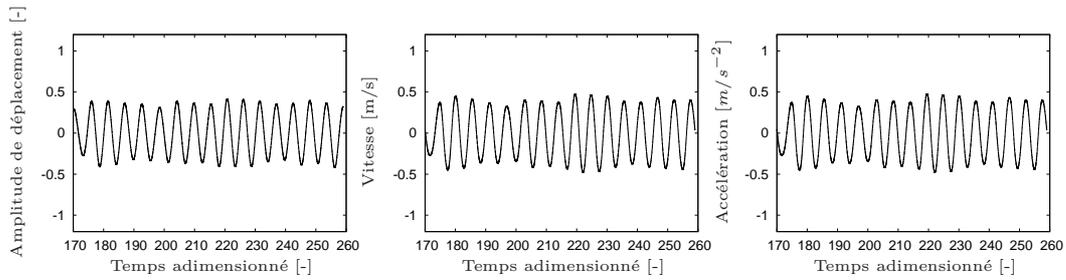


FIG. A.1: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 3$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

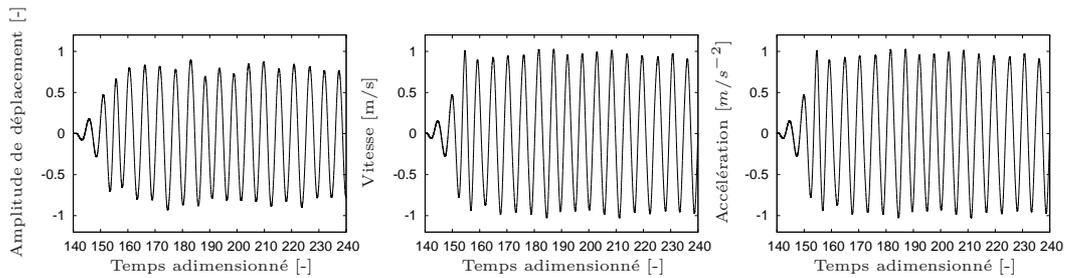


FIG. A.2: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 4$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

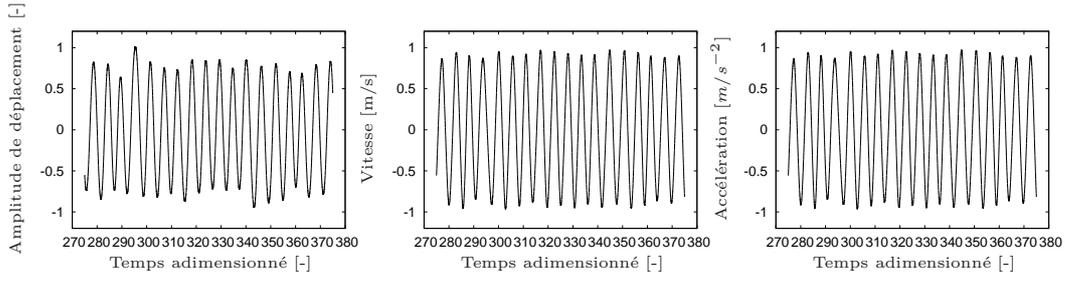


FIG. A.3: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 5$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

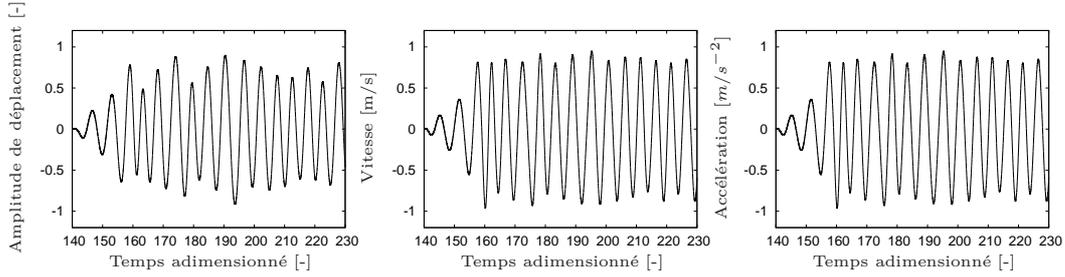


FIG. A.4: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 5.5$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

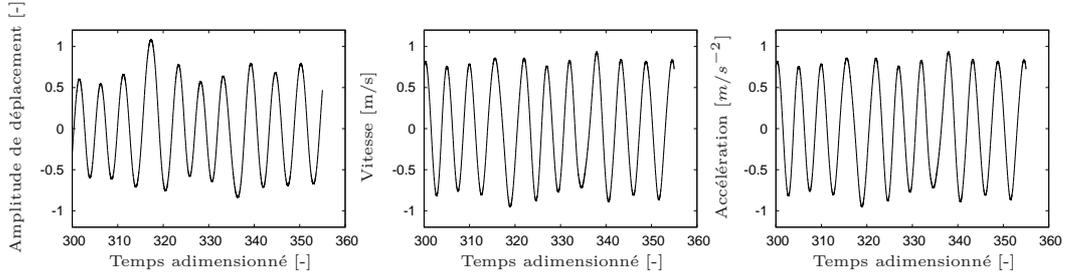


FIG. A.5: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 6$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

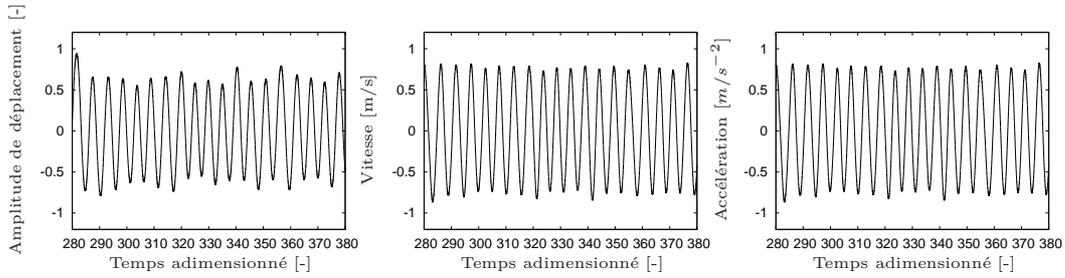


FIG. A.6: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 7$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

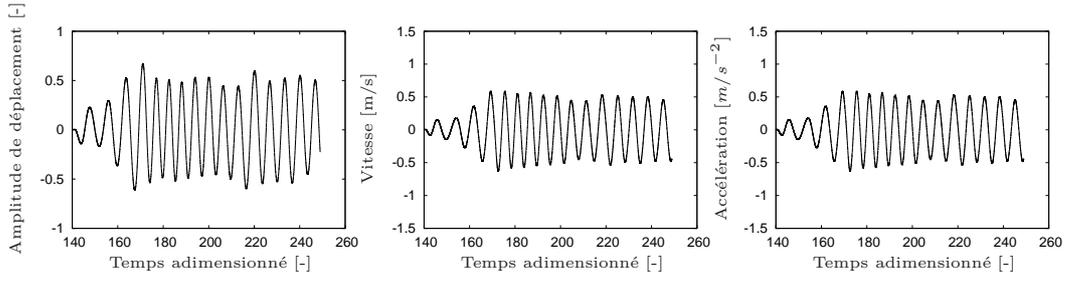


FIG. A.7: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 8$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

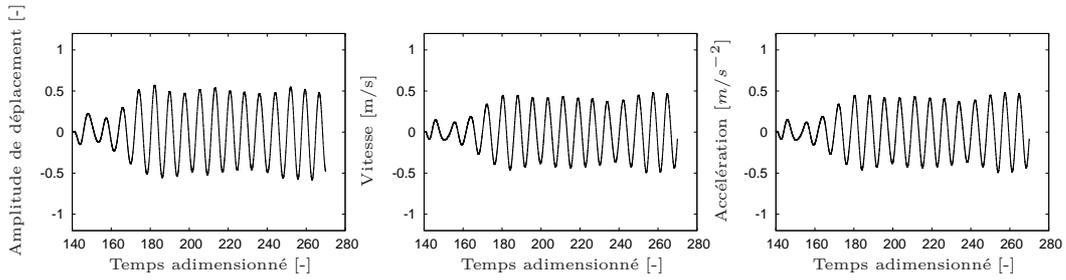


FIG. A.8: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 9$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

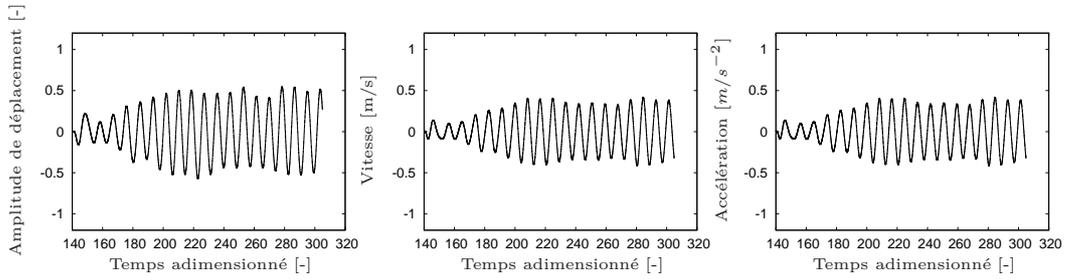


FIG. A.9: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 10$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

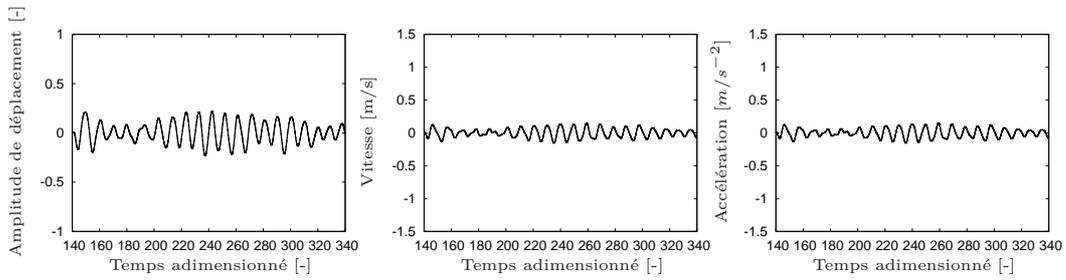


FIG. A.10: Déplacement, vitesse et accélération du cylindre pour $V_r = 12$, configuration $m^* = 1, m^*\xi = 0.04$

Annexe B

Cellule 9 tubes

B.0.1 Convergence en maillage

Afin d'obtenir un maillage optimal du point de vue numérique (c'est à dire suffisamment raffiné pour obtenir une valeur précise de la valeur recherchée en un temps de calcul raisonnable), différents maillages ont été générés. Ils sont tous créés à partir d'une même géométrie paramétrée avec le logiciel *SIMAIL*. Une attention particulière est portée au raffinement des bords de tubes où il est nécessaire d'avoir une bonne qualité de maillage pour en déduire ultérieurement une valeur précise des efforts s'appliquant sur la structure. Les simulations sont réalisées avec pas de temps fixe $\Delta t = 10^{-4}$ s.

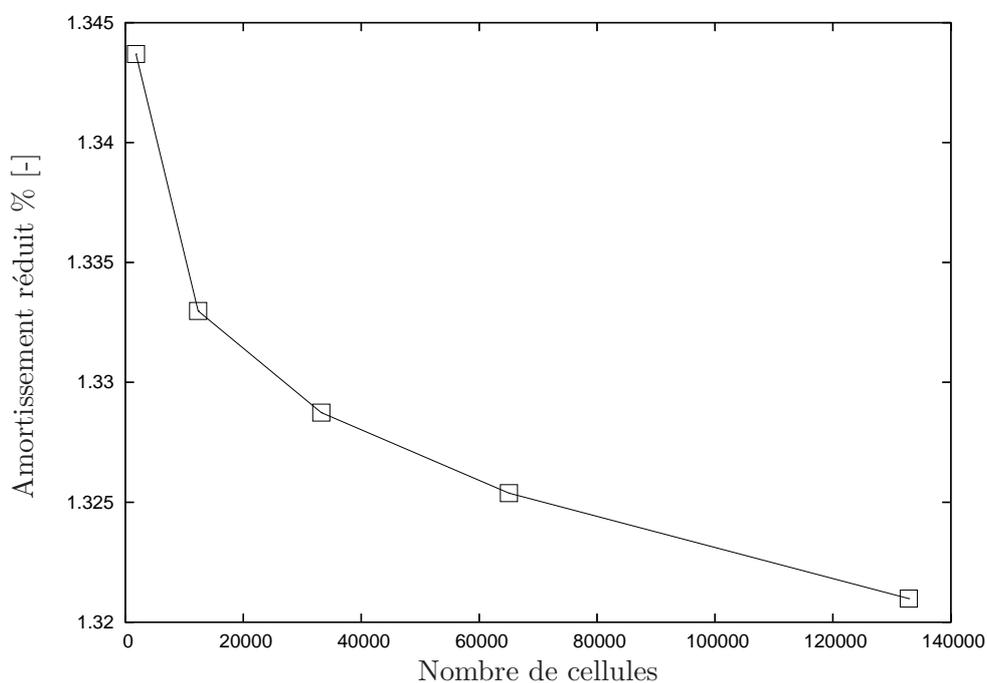


FIG. B.1: Convergence de l'amortissement pour différents maillages, configuration 9 tubes

Pour l'ensemble des simulations, la structure s'amortit et revient vers sa position d'équilibre (figure B.3).

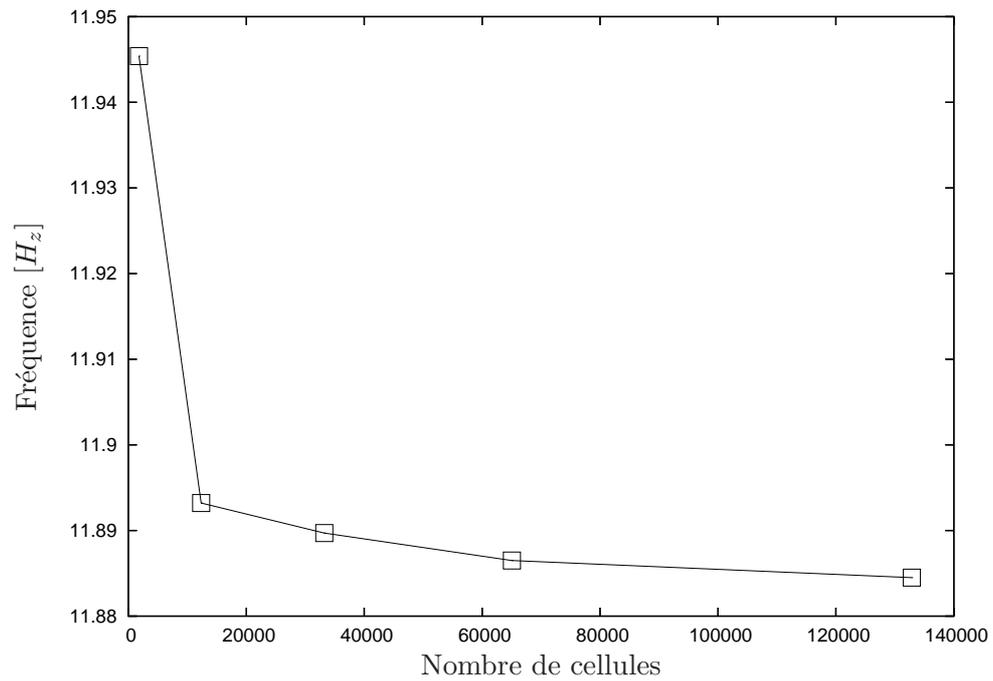


FIG. B.2: Convergence de la fréquence pour différents maillages, configuration 9 tubes

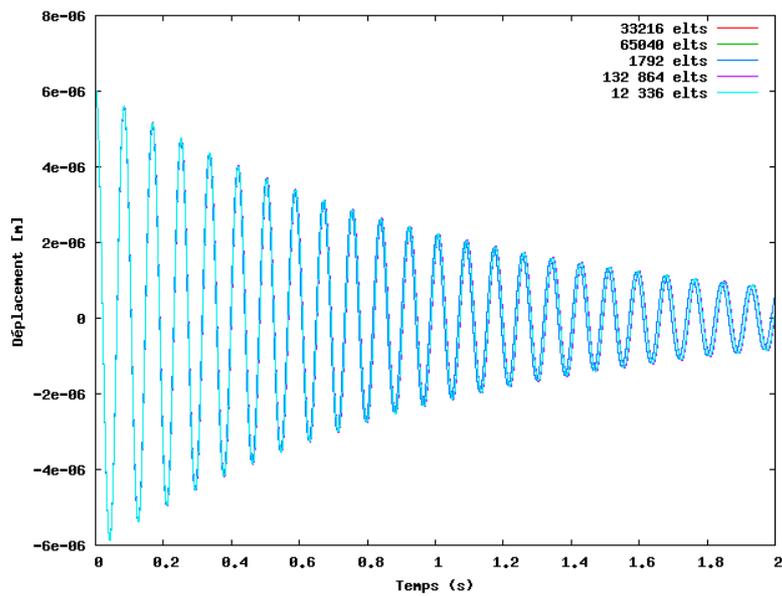


FIG. B.3: Déplacement du tube mobile pour différents maillages, configuration 9 tubes

Résultats

Le tableau suivant (B.1) présente un récapitulatif des valeurs de fréquence et d'amortissement réduit trouvés lors de la convergence en maillage.

Un post-traitement des signaux permet de mettre en évidence la convergence de la fréquence et de l'amortissement (figures B.1 et B.2). Nous pouvons noter que la convergence de la fréquence est obtenue plus rapidement que celle de l'amortissement.

Nb cellules	Fréquence f_{eau} (Hz)	ξ_{eau} (%)	\bar{M}_a	\bar{C}_v
1792	11.945	1.344	0.874	728
12336	11.893	1.333	0.900	724
33216	11.890	1.329	0.901	722
65040	11.886	1.324	0.903	720
132864	11.884	1.321	0.904	717

TAB. B.1: Tableau des coefficients fluide-structure pour la convergence en maillage, configuration 9 tubes

Pour la suite, le maillage à 33 216 cellules est choisi comme le maillage de référence afin de garder un temps de calcul raisonnable sans dégrader les résultats.

B.0.2 Convergence en temps

Différents pas de temps sont utilisés pour étudier la convergence en temps : $5 \cdot 10^{-4}$ s, $2 \cdot 10^{-4}$ s, $1 \cdot 10^{-4}$ s, $5 \cdot 10^{-5}$ s, $1 \cdot 10^{-5}$ s.

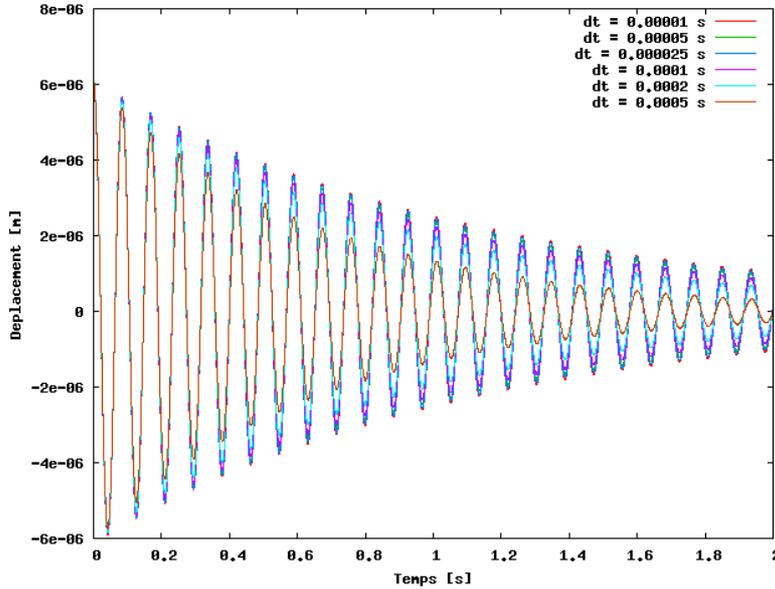


FIG. B.4: Déplacement du tube mobile pour différents pas de temps, configuration 9 tubes

Des conclusions identiques à l'étude de convergence spatiale peuvent être obtenues. Pour l'ensemble des simulations, la structure s'amortit et revient vers sa position d'équilibre (figure B.4). La fréquence de la structure est obtenue très rapidement (fig.B.5) alors

que le calcul de l'amortissement réduit est plus difficile car dépendant du choix du pas de temps (fig. B.6). Malgré tout, l'amortissement converge vers une valeur asymptotique à mesure que le pas de temps est réduit. Ceci est justifié théoriquement dans Baj *et al.* (2009) p. 160 .

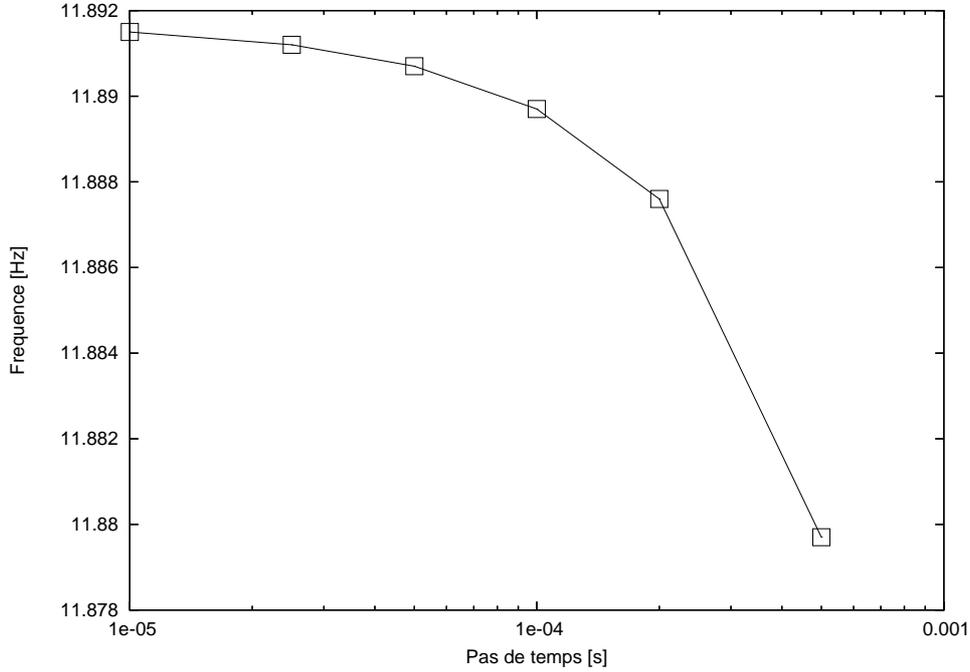


FIG. B.5: Convergence de la fréquence pour différents pas de temps, configuration 9 tubes

Résultats

Le tableau B.2 présente les valeurs des coefficients fluide structure pour l'ensemble des pas de temps utilisés pour réaliser la convergence en temps. La fréquence de la structure en eau et l'amortissement réduit ξ_{eau} du tube tendent vers une valeur asymptotique. Une extrapolation de Richardson (voir annexe D) est réalisée sur ces valeurs afin de comparer les résultats aux valeurs analytiques obtenues avec la loi de Rogers et aux résultats numériques du CEA.

Pas de temps (s)	Fréquence f_{eau} (Hz)	\tilde{M}_a	\tilde{C}_ν	ξ_{eau} (%)
$5 \cdot 10^{-4}$	11.8797	0.906	1165	2.016
$2 \cdot 10^{-4}$	11.8876	0.902	833	1.500
10^{-4}	11.890	0.901	722	1.329
$5 \cdot 10^{-5}$	11.8907	0.901	666	1.243
$2,5 \cdot 10^{-5}$	11.8912	0.901	639	1.200
10^{-5}	11.8915	0.900	622	1.174

TAB. B.2: Tableau des coefficients fluide structure pour la convergence en temps

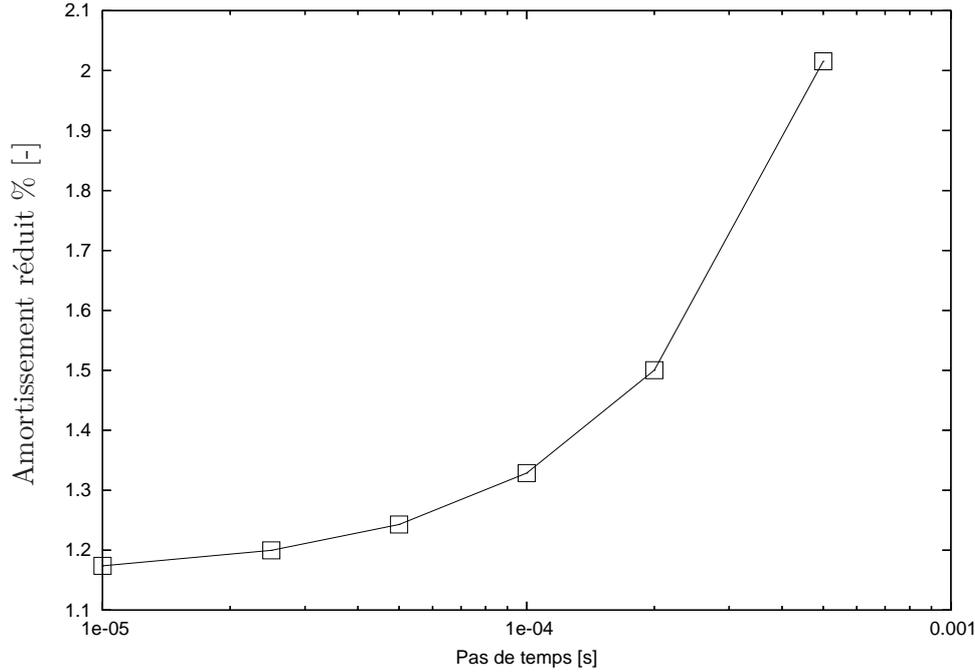


FIG. B.6: Convergence de l'amortissement pour différents pas de temps, , configuration 9 tubes

B.0.3 Influence de l'algorithme implicite

Le principe du schéma de couplage implicite est de faire des sous-itérations au sein d'un pas de temps afin de renforcer les conditions aux limites à l'interface à chaque itération . L'erreur liée à la prédiction sur les conditions aux limites et à la résolution non simultanée des codes est ainsi réduite. Le grand intérêt de ce type de schéma est donc la possibilité d'utiliser de plus grand pas de temps qu'avec les schémas explicites.

Ce type de couplage atteint ses limites lorsque le produit des itérations par le nombre de sous-itérations devient égal ou supérieur au nombre d'itérations effectuées avec un couplage explicite. Par exemple, pour un pas de temps $\Delta t = 10^{-4}$ s en explicite, le nombre maximal de sous-itérations pour que le schéma implicite avec un pas de temps $\Delta t = 10^{-3}$ s soit intéressant d'un point de vue de temps de calcul est 10.

Le critère d'arrêt a été fixé à 10^{-6} et 10^{-12} avec un nombre de sous-itérations maximales fixés à 5. Quand le critère d'arrêt est fixé à 10^{-6} , une seule sous-itération est effectuée. Comme nous nous y attendions, le couplage implicite permet une meilleure approximation de la fréquence avec un pas de temps plus grand qu'en explicite (figure B.7). Pour l'amortissement (figure B.8), nous ne retrouvons pas cet état de fait. Ainsi, l'amortissement dépend toujours du pas de temps. Ce résultat est surprenant puisque le schéma implicite a tendance à améliorer la convergence du schéma de couplage. Ce résultat s'explique sans doute par une modification trop minime des efforts entre les sous-itérations pour avoir un impact suffisant sur le mouvement de la structure.

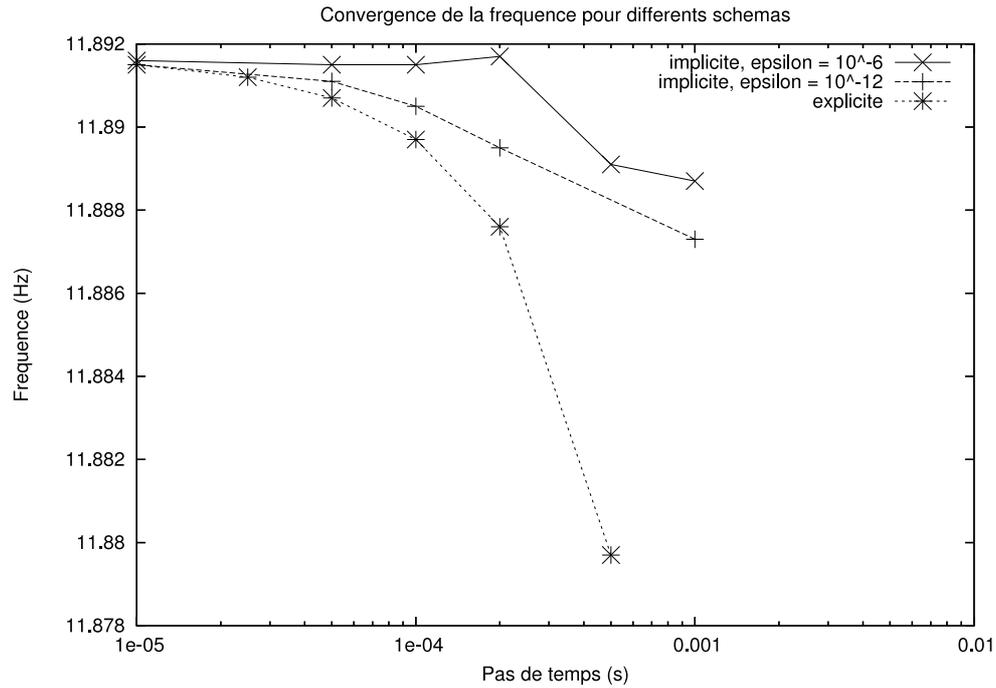


FIG. B.7: Convergence de l'amortissement pour schémas explicite et implicite, $St = 2111$, configuration 9 tubes

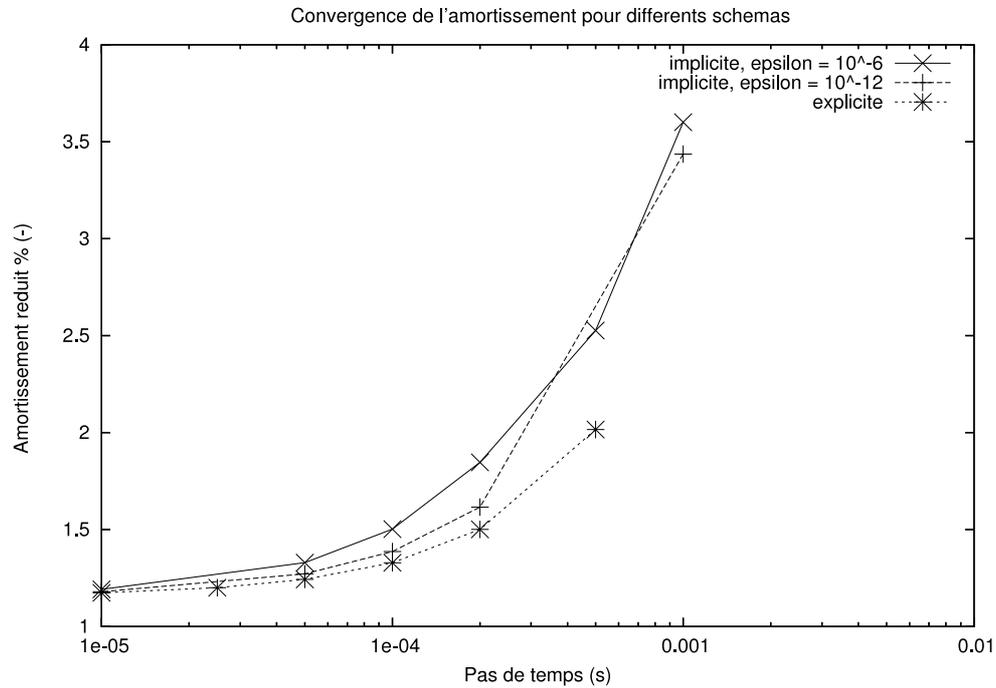


FIG. B.8: Convergence de la fréquence pour schémas explicite et implicite, $St = 2111$, configuration 9 tubes

Annexe C

Temps de calcul

La majorité des simulations présentées sont réalisées sur la machine IBM Blue Gene/P d'EDF (8000 processeurs) qui figurent parmi les cinquante premiers supercalculateurs. Pour le cas dynamique, 1024 processeurs sont requis pendant 8 jours pour calculer les vibrations sur une durée de 10 périodes de échappements tourbillonnaires. Le processus de sous-itération utilisé par l'algorithme itératif pour le couplage fluide-structure est très consommateur de temps CPU (tableau C.1).

Cas	Nombre de processeurs	Temps CPU par itération	Nombre d'itération pour 10 détachés tourbillonnaires	Temps CPU pour 10 détachés tourbillonnaires
Statique	1024	5.8	9661	15,5 heures
Dynamique	1024	15 (for $U^* = 4, 5, 6$)	50000 (sous-itération)	8,5 jours

TAB. C.1: Performances HPC pour les configurations statiques et dynamiques

Annexe D

Méthode de Richardson

Soit A le résultat convergé exact et h un pas numérique (tel que le pas de temps) et $A(h)$ le résultat de la simulation avec le pas h . $A(h)$ peut être défini comme une approximation de A par :

$$A(h) = A + Ch^{-\alpha} + C'h^{-(1+\alpha)} + C''h^{-(2+\alpha)} \quad (\text{D.1})$$

où C , C' , C'' et α sont des constantes. Si une troncature au premier ordre est réalisée, l'expression devient :

$$A(h) = A + Ch^{-\alpha} \quad (\text{D.2})$$

Dans ce cas, trois simulations avec différents pas numériques sont suffisantes pour avoir une bonne approximation de A . Si h est divisé par deux à chaque simulation, le calcul de la constante se fait comme suit :

$$\begin{cases} A(h) = A + Ch^{-\alpha} \\ A(\frac{h}{2}) = A + C(\frac{h}{2})^{-\alpha} \\ A(\frac{h}{4}) = A + C(\frac{h}{4})^{-\alpha} \end{cases} \quad (\text{D.3})$$

Et donc,

$$\begin{cases} \alpha = \frac{\ln(\frac{A(\frac{h}{4}) - A(\frac{h}{2})}{A(\frac{h}{2}) - A(h)})}{\ln 2} \\ A = \frac{A(\frac{h}{2}) - 2^\alpha A(h)}{1 - 2^\alpha} \end{cases} \quad (\text{D.4})$$

Bibliographie

- H. AL-JAMAL et C. DALTON : Vortex induced vibrations using large eddy simulation at a moderate reynolds number. *Journal of Fluids and Structures*, 19:73–92, 2004.
Cité page 57
- H. AL-JAMAL et C. DALTON : The contrast in phase angles between forced and self-excited oscillations of a circular cylinder. *JFS*, 20:467–782, 2005.
Cité page 55
- J. ALLAIN : *Analyse physique de mécanismes de transition tri-dimensionnelle dans le sillage d'un cylindre circulaire par simulation directe*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1999.
2 citations pages 16 et 17
- N.M. ANAND et A. TORUM : Free span vibration of submerged pipelines in steady flow and waves. In *In Proc. Int. Symp. Separated Flow Around Mar. Struct., Trondheim, Norway*, pages 155–199, 1985.
Cité page 57
- F. ANGRILLI, G. DISILVIO et A. ZANARDO : Hydroelasticity study of a circular cylinder in a water steam. In Berlin : SPRINGER-VERLAG, éditeur : *In Flow Induced Structural Vibrations*, pages 504–512, 1974.
Cité page 57
- F. ARCHAMBEAU, N. MÉCHITOUA et M. SAKIZ : A finite volume code for the computation of turbulent incompressible flows - industrial applications. *International Journal of Finite Volumes*, 1, 2004.
Cité page 38
- S. ATLURI, V.K. RAO et C. DALTON : A numerical investigation of the near-wake structure in the variable frequency forced oscillation of a circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 25:229–244, 2009.
Cité page 57
- C. BAILLY et G. COMTE-BELLOT : *Turbulence*. CNRS Editions, 2003.
Cité page 29
- F. BAJ : *Amortissement et instabilité fluide élastique d'un faisceau de tube sous écoulement diphasique*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1998.
Cité page 90
- F. BAJ, R.J. GIBERT, J.P. MAGNAUD et M.V.G. MORAIS (DE) : Qualification numérique de méthodes de modélisation des forces fluide-élastiques s'exerçant dans un faisceau de tubes en écoulement transversal. Rapport technique, CEA-DM2S, Rapport d'études SEMT/DYN/RT/09-001/A, 2009.
2 citations pages 87 et 114
- J. T. BATINA : Unsteady euler airfoil solutions using unstructured dynamic meshes. *AIAA Journal*, 28:1381–1388, 1990.
Cité page 34
- P.W. BEARMAN : Vortex shedding from oscillating bluff bodies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16:p.195–222, 1984.
Cité page 20

- P. BEAUDAN et P. MOIN : Numerical experiments on the flow past a circular cylinder at a sub-critical reynolds number. Rapport technique, Report No. TF-62, Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, USA, 1994. *4 citations pages 43, 44, 46, et 48*
- Zaky BENDJEDDOU : *Méthodologie pour la simulation numérique des vibrations induites par écoulement dans les faisceaux de tubes*. Thèse de doctorat, Université de Lille, 2005. *2 citations pages 7 et 38*
- H. BLACKBURN et G.E. KARNIADAKIS : Two and three-dimensional simulations of vortex-induced vibrations of a circular cylinder. *In In Proc. 3rd Int. Offshore Poalr Eng. Conf.*, volume 3, pages 715–720, 1993. *Cité page 57*
- H.M. BLACKBURN, R.N. GOVARDHAN et C.H.K. WILLIAMSON : A complementary numerical and physical investigation of vortex-induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 15:481–488, 2001. *2 citations pages 55 et 57*
- M.S. BLOOR : Transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 19:290–304, 1964. *2 citations pages 15 et 18*
- Sébastien BOURDET : *Analyse physique d'écoulements compressibles instationnaires autour de structures portantes dans le contexte d'interaction fluide-structure*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005. *Cité page 17*
- M. BRANKOVIĆ et P.W. BEARMAN : Measurements of tranverse forces on circular cylinders undergoing vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 22:829–836, 2006. *2 citations pages 57 et 81*
- M. BRAZA : *Analyse physique du comportement dynamique d'un écoulement externe décollé instationnaire en transition laminaire turbulence. Application : cylindre circulaire*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1986. *2 citations pages 15 et 18*
- M. BRAZA, P. CHASSAING et H. HA MINH : Numerical study and analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 165:79–165, 1986. *Cité page 18*
- M. BRAZA, P. CHASSAING et H. HA MINH : Prediction of large-scale transition features in the wake of a circular cylinder. *Physic of Fluids A.*, 2(8):1461–1471, 1990. *Cité page 18*
- M. BRAZA, D. FAGHANI et H. PERSILLON : Successive stages and the role of natural vortex dislocations in three-dimensional wake transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 439:1–41, 2001. *Cité page 15*
- M. BREUER : Les of the sub-critical flow past a circular cylinder : numerical and modeling aspects. *International Journal of Numerical Methods in Fluid*, 28:1281–1302, 1998. *4 citations pages 43, 44, 45, et 46*
- Sébastien CAILLAUD : *Excitation forcée et contrôle actif pour la mesure des forces fluide élastiques*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1999. *Cité page 12*
- J. CARBERRY, R. GOVARDHAN, J. SHERIDAN, D. ROCKWELL et C.H.K. WILLIAMSON : Wake states and response branches of forced and freely oscillating cylinders. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 23:89–97, 2004. *Cité page 57*

- J. CARBERRY, J. SHERIDAN et D. ROCKWELL : Controlled oscillations of a cylinder : a new wake state. *Journal of Fluids and Structures*, In press, 2003. *Cité page 22*
- P. CAUSIN, J-F. GERBEAU et F. NOBILE : Added-mass effect in the design of partitioned algorithms for fluid structure problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 194(42-44):4506–4527, 2005. *Cité page 40*
- S.S. CHEN : Instability mechanisms and stability criteria of a group of circular cylinders subject to cross-flow. part i : Theory. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design*, 105:51–58, 1983a. *Cité page 14*
- S.S. CHEN : Instability mechanisms and stability criteria of a group of circular cylinders subject to cross-flow. part ii : Numerical results and discussion. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design*, 105:253–260, 1983b. *Cité page 14*
- S.S. CHEN : *Flow-Induced Vibration of Circular Cylindrical Structures*. Springer Verlag, 1987. *3 citations pages 20, 21, et 24*
- S.S. CHEN, M. W. WAMBSGANSS et J.A. JENDRZEJCZYK : Added mass and damping of a vibration rod in confined viscous fluid. *Journal of Applied Mechanics, Transactions of the ASME*, 43:325–329, 1976. *Cité page 89*
- H.J. CONNORS : Fluid-elastic vibration of heat exchanger tube arrays. *Journal of Mechanical Design*, 100, 1978. *Cité page 14*
- E. DE LANGRE : *Fluides et Solides*. Ecole Polytechnique Editions, 2002. *2 citations pages 9 et 12*
- Brandle de MOTTA et F. BAJ : Numerical study of tube array vibrations under cross-flow. *In In Proc. of ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference, July 26-30, Czech Republic*, 2009. *Cité page 90*
- R. B. DEAN, R. W. MILLIGAN et L.R. WOOTTON : Study of flow-induced vibrations. Rapport technique, Atkins Research and Development Report, London, U.K., 1977. *Cité page 57*
- J.W. DEARDOFF : A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(2):453–480, 1970. *Cité page 29*
- C. DEGAND : A three-dimensional torsional springs analogy method for unstructured dynamic meshes. *Computers & Structures*, 80:305–316, 2002. *Cité page 34*
- J. DONEA, S. GIULANI et J.P. HALLEUX : An ale finite element method for transient dynamic fsi. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 33(1-3):689–723, 1982. *Cité page 34*
- J. DONEA, A. HUERTA, J.-P. PONTHOT et A. RODRIGUEZ-FERRAN : *Arbitrary Lagrangian-Eulerian Methods*, volume 1, chapitre Encyclopedia of Computational Mechanics. John Wiley and Sons, 2004. *Cité page 30*
- S DONG, G.E. KARNIADAKIS, A. EKMEKCI et D. ROCKWELL : A combined direct numerical simulation-piv study of the turbulent near wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 569:185–207, 2006. *Cité page 46*

- C. EVANGELINOS et G.E. KARNIADAKIS : Dynamics and flow structures in the turbulent wake of rigid and flexible cylinders subject to vortex-induced vibrations. *Journal of Fluid Mechanics*, 400:91–124, 1999. *Cité page 57*
- C. FARHAT, C. DEGAND, B. KOORBUS et M. LESOINNE : Torsionnal springs for two-dimensional dynamic unstructured fluid meshes. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 163(1-4):231–245, 1998. *Cité page 34*
- C. FARHAT et M. LESOINNE : Two efficient staggered algorithms for the serial and parallel solution of three-dimensional non-linear transient aeroelastic problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 182:499–515, 2000. *Cité page 39*
- C.C. FENG : The measurement of vortex-induced effects in flow past stationary and oscillating circular and d-section cylinders. Mémoire de D.E.A., University of British Columbia, Vancouver, BC, Canada, 1968. *Cité page 55*
- M.A. FERNANDEZ VARELA : *Modèles simplifiés d'interaction fluide-structure*. Thèse de doctorat, Université Paris IX Dauphine, 2001. *Cité page 30*
- J.S. FITZHUGH : Flow-induced vibration in heat exchangers, report r557 (aere p7238). Rapport technique, Oxford University, 1973. *Cité page 24*
- J. FRANKE et W. FRANK : Temporal commutation errors in large eddy simulation. *Zeitschrift Für Angewandte Mathematik Und Mechanik*, 81(S3):S467–S468, 2001. *Cité page 35*
- J. FRANKE et W. FRANK : Les of the flow past a circular cylinder at $re=3900$. *Journal of Wind Engineering*, 90:1191–1206, 2002. *2 citations pages 46 et 48*
- J. FRÖHLICH, W. RODI, Ph. KESSLER, S. PARPAIS et D. LAURENCE : Les of flow around circular cylinders on structured and unstructured grids. In : *Hirschel, E.H. (Ed.), Notes in Numerical Fluid Mechanics, vol 66*. Vieweg Verlag, Braunschweig, 1998. *3 citations pages 46, 47, et 48*
- A.L.C. FUJARRA, C.P. PESCE, F. FLEMMING et C.H.K. WILLIAMON : Vortex-induced vibration of a flexible cantilever. *Journal of Fluids and Structures*, 15(3-4):651–658, 2001. *Cité page 23*
- A. FUJISAWA, Y. ASANO, C. ARAKAWA et T. HASHIMOTO : Computational and experimental study on flow around a rotationally oscillating circular cylinder in uniform flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 93, 2005. *Cité page 57*
- G.H. GERRAD : The three-dimensional structure of a wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 25, 1966. *Cité page 15*
- S. GHOSAL : On analysis of numerical error in large eddy simulation of turbulence. *Journal of Computational Physics*, 125:187–206, 1996. *Cité page 28*
- S. GHOSAL et P. MOIN : The basic equations for the large eddy simulation of turbulent flows in complex geometry. *Journal of Computational Physics*, 118:24–37, 1995. *Cité page 35*
- R. GOPALKRISHNAN : *Vortex-Induced Forces on Oscillating Bluff Cylinders*. Thèse de doctorat, Department of Ocean Engineering, MIT, U.S.A. and Department of Applied Ocean Physics and Engineering, WHOI, MA, U.S.A., 1993. *Cité page 83*

- R. GOVARDHAN et C.H.K WILLIAMSON : Modes of vortex formation and frequency response for a freely-vibrating cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 420:85–130, 2000.
2 citations pages 55 et 57
- R. GOVARDHAN et C.H.K WILLIAMSON : Mean and fluctuating velocity fields in the wake of freely-vibrating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 15:489–501, 2001.
Cité page 57
- R. GOVARDHAN et C.H.K WILLIAMSON : Defining the 'modified griffin plot' in viv : revealing the effect of reynolds number using controlled damping. *Journal of Fluid Mechanics*, 561:147–180, 2006.
Cité page 22
- S. GRANGER : A global model for flow-induced vibration of tube bundle in cross-flow. *ASME Journal of Pressure Vessel Technolog*, 113:48–60, 1991.
Cité page 87
- E. GUILMINEAU et P. QUEUTEY : A numerical simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 16:773–94, 2002. *Cité page 57*
- V. GUIMET : *Analyse numérique et simulation numérique de problèmes d'interaction fluide-structure en régime incompressible*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, 1998.
Cité page 32
- C. HADJ SADOK : *Forces fluide élastiques soumis à un écoulement transversal*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1994.
Cité page 90
- F.S. HOVER, J.T. DAVIS et M.S. TRIANTAFYLLOU : Three-dimensional mode transition in vortex-induced vibrations of a circular cylinder. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 23:29–40, 2004.
Cité page 55
- F.S. HOVER, A.H. TECHET et M.S. TRIANTAFYLLOU : Forces on oscillating uniform and tapered cylinders in crossflow. *Journal of Fluid Mechanics*, 363:97–114, 1998.
7 citations pages 56, 57, 61, 65, 68, 70, et 80
- F. HUVELIN : *Couplage de codes en interaction fluide-structure et applications aux instabilités fluide-élastiques*. Thèse de doctorat, Ecole doctorale des Sciences de l'Ingénieur de Lille, 2008.
4 citations pages 7, 15, 38, et 87
- S. ISHIGAI, E. NISHIKAWA et E. YAGI : Structures of gas flow and vibration in tuibe banks with tubes axes normal to flow. *Int. Symp. on Marine Engineering, Tokyo, pp. 1-5-23 to 1-5-33*, 1973.
Cité page 24
- N. JAUVTIS et C.H.K. WILLIAMSON : The effect of two degrees of freedom on vortex-induce vibration at low mass and damping. *Journal of Fluid Mechanics*, 509:23–62, 2003a.
Cité page 57
- N. JAUVTIS et C.H.K. WILLIAMSON : Vortex-induced vibrations of a cylinder with two degrees of freedom. *Journal of Fluids and Structures*, 17:1035–1042, 2003b.
2 citations pages 23 et 57
- D. JEON et M. GHARIB : On circular cylinders undergoing two-degree-of-freedom forced motions. *Journal of Fluids and Structures*, 15:533–541, 2001.
Cité page 23
- D. JÜRGENS : Survey on software engineering for scientific applications. Rapport technique, Institute for Scientific Computing, Braunschweig, Germany, 2009. *Cité page 37*

- L. KAIKTSIS, G.S. TRIANTAFYLLOU et M. ÖZBAS : Excitation, inertia and drag forces on a cylinder vibrating transversely to a steady flow. *Journal of Fluids and Structures*, 23:1–21, 2007. *Cité page 57*
- C. KASSIOTIS : *Nonlinear fluid-structure interaction : a partitioned approach and its application through component technology*. Thèse de doctorat, LMT Cachan, 2009. *Cité page 38*
- A. KHALAK et C.H.K WILLIAMSON : Dynamics of a hydroelastic cylinder with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, 10:455–472, 1996. *3 citations pages 55, 57, et 60*
- A. KHALAK et C.H.K. WILLIAMSON : Fluid forces and dynamics of a hydroelastic structure with very low mass and damping. *Journal of Fluids and Structures*, 11:973–982, 1997. *Cité page 79*
- A. KHALAK et C.H.K. WILLIAMSON : Motions, forces and mode transitions in vortex-induced vibrations at low mass-damping. *Journal of Fluids and Structures*, 13:813–851, 1999. *7 citations pages 19, 21, 22, 55, 57, 60, et 68*
- R. KING : Vortex-Excited Oscillations of a Circular Cylinder in Steady Currents. *In Offshore Technology Conference*, 1948. *Cité page 20*
- J.T. KLAMO, A. LEONARD et A. ROSHKO : The effects of damping on the amplitude and frequency response of a freely vibrating cylinder in cross-flow. *Journal of Fluids and Structures*, 22:845–856, 2006. *2 citations pages 22 et 23*
- A. KOURTA, H.C. BOISSON, P. CHASSAING et H. HA MINH : Non-linear interaction and the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 181:141–161, 1987. *Cité page 18*
- A.G. KRAVCHENKO et P. MOIN : Numerical studies of flow over a circular cylinder at $re=3900$. *Physics of Fluid*, 12(2):403–417, 2000. *7 citations pages 43, 44, 45, 46, 47, 48, et 49*
- K. KUEHLERT, S. WEBB, D. SCHOWALTER, W. HOLMES, A. CHILKA et S. REUSS : Simulation of the fluid-structure-interaction of steam generator tubes and bluff bodies. *Nuclear Engineering and Design Journal*, 238:2048–2054, 2008. *Cité page 57*
- P. LE TALLEC et J. MOURO : Fluid Structure Interaction with large structural displacements. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 190:3039–3067, 2001. *Cité page 40*
- A. LEONARD et A. ROSHKO : Aspects of flow-induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 15:415–425, 2001. *Cité page 82*
- Sébastien LEONARD : *Simulation des Grandes Echelles en maillage adaptatif*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2006. *Cité page 36*
- M. LESOINNE et C. FARHAT : Geometric conservation law for flow problems with moving boundaries and deformable meshes, and their impact on aeroelastic computations. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 134(1-2):71–90, 1996. *Cité page 33*

- J.H. LEVER et D.S. WEAVER : A theoretical model for the fluid-elastic instability in heat exchangers tube bundles. *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 104:147–158, 1982. *Cité page 14*
- J.H. LEVER et D.S. WEAVER : On the stability behaviour of heat exchanger tube bundles : Part 1 -modified theoretical model; part 2 - numerical results and comparison with experiments. *Journal of Sound and Vibrations*, 107:375–410, 1986. *Cité page 14*
- J. LIGHTHILL : *An Informal Introduction to Theoretical Fluid Mechanics*. Oxford University Press, 1986. *Cité page 82*
- E. LONGATTE, Z. BENDJEDDOU et M. SOULI : Methods for numerical study of tube bundle vibrations in cross-flows. *Journal of Fluids and Structures*, 18:513–528, 2003. *Cité page 87*
- L.M. LOURENCO et C. SHIH : Characteristics of the plane turbulent near wake of a cylinder, a particle image velocimetry study. unpublished, 1993. *5 citations pages 43, 44, 45, 48, et 49*
- D. LUCOR, J. FOO et G.E. KARNIADAKIS : Vortex mode selection of a rigid cylinder subject to viv at low mass-damping. *Journal of Fluids and Structures*, 20:483–503, 2005. *5 citations pages 55, 56, 57, 60, et 61*
- X. MA, G.-S. KARAMANOS et G.E. KARNIADAKIS : Dynamics and low-dimensionality of a turbulent near wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 410:29–65, 2000. *6 citations pages 43, 44, 45, 46, 47, et 48*
- X. MA et G.E. KARNIADAKIS : A low-dimensional model for simulating three-dimensional cylinder flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 458:181–190, 2002. *Cité page 15*
- K. MAHESH, G. CONSTANTINESCU et P. MOIN : A numerical method for large-eddy simulation in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, 197:215–240, 2004. *2 citations pages 46 et 48*
- F. MAHMOOD et M. HASSAN : Modeling of fluidelastic instability forces in fully flexible tube arrays. In *ASME PVP Conference*, San Antonio, July 22-26 2007. PVP2007-26653. *Cité page 14*
- J.A. MERCIER : *Large amplitude oscillations of a circular cylinder in a low speed stream*. Thèse de doctorat, Stevens Institute of Technology, USA, 1973. *Cité page 57*
- R. MITTAL : Progress on les of flow past a circular cylinder. Rapport technique, CTR Annual Research Briefs p233, Stanford CA 94305, 1996. *4 citations pages 43, 44, 46, et 48*
- G. MOE et T. OVERVIK : Current-induced motions of multiple risers. In JJ Connor ed. C CHRYSTOMIDES, éditeur : *In Proc. BOSS-82, Behaviour of Offshore Struct.*, pages 618–639, Washington, D.C, Hemisphere, 1982. *Cité page 57*
- G. MOE et Z.J. WU : The lift force on a cylinder vibrating in a current. *ASME Journal of Offshore Mechanics and Artic Engineering*, 112(297), 1990. *Cité page 23*
- P. MOIN et K. MAHESH : Direct numerical solution : a tool in turbulence research. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 30:393–415, 1998. *Cité page 26*

- J.P. MORAND et R. OHAYON : *Interactions fluide structure*. John Wiley & Sons Inc., 1995. *Cité page 38*
- V. MOUREAU, O.V. VASILYEV, C. ANGELBERGER et T.J. POINSOT : Commutation errors in les on moving grids : Application to piston engine flows. *Center for Turbulence Research Stanford, Proceedings of the Summer Program*, 2004. *Cité page 35*
- Vincent MOUREAU : *SGE de l'aérodynamique interne des moteurs à piston*. Thèse de doctorat, IFP, 2004. *Cité page 35*
- D.J. NEWMAN et G.E. KARNIADAKIS : Direct numerical simulations of flow over a flexible cable. In ed. P.W. BEARMAN, éditeur : *In Proc. 6th Int. Conf. Flow-Induced Vibrations*, pages 193–203, Rotterdam, Netherlands : Balkema, 1995. *Cité page 57*
- N. M. NEWMARK : A method of computation for structural dynamics. *Journal of Engineering Mechanics Division*, ASCE 85:67–94, 1959. *Cité page 36*
- F. NOCA, H.G. PARK et M. GHARIB : Vortex formation length of a circular cylinder ($300 < re < 4000$) using dpiv. In *In Proc. of FEDSM'98 : 1998 ASME Fluids Division Summer Meeting, Washington D.C.*, 1998. *Cité page 44*
- C. NORBERG : An experimental investigation of the flow around a circular cylinder : influence of aspect ratio. *Journal of Fluid Mechanics*, 258(287), 1994. *2 citations pages 46 et 47*
- C. NORBERG : Ldv-measurements in the near wake of a circular cylinder. In P.W. BEARMAN et Ithaca NY 1998) C.H.K WILLIAMSON (CORNELL UNIVERSITY, éditeurs : *In Proceedings of the Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations, Washington D.C.*, pages 1–2, 1998. *2 citations pages 43 et 49*
- L. ONG et J. WALLACE : The velocity field of the turbulent very near wake of a circular cylinder. *Experiments in Fluids*, 30:441–453, 1996. *3 citations pages 43, 44, et 48*
- J.C. OWEN, P.W. BEARMAN et A.A. SZEWCZYK : Passive control of viv with drag reduction. *Journal of Fluids and Structures*, 15:597–606, 2001. *Cité page 57*
- M.P. PAÏDOUSSIS et S.J. PRICE : The mechanisms underlying flow-induced instabilities of cylinder arrays in cross-flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 187:45–59, 1988. *2 citations pages 13 et 14*
- M.P. PAÏDOUSSIS, S.J. PRICE et E. de LANGRE : *Fluid-structure Interactions : Cross-Flow-Induced Instabilities*. Cambridge University Press, 2011. *Cité page 82*
- P. PARNAUDEAU, J. CARLIER, D. HEITZ et E. LAMBALLAIS : Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900. *Physics of Fluid*, 20(8), 2008. *5 citations pages 43, 46, 47, 48, et 49*
- S. PASTÒ : Vortex-induced vibrations of a circular cylinder in laminar and turbulent flows. *Journal of Fluids and Structures*, 24:977–993, 2008. *Cité page 22*
- H. PERSILLON et M. BRAZA : Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylindre by three-dimensionnal navier-stokes simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 365:23–88, 1998. *3 citations pages 15, 16, et 17*

- C.P. PESCE et A.L.C. FUJARRA : The super upper branch viv response of flexible cylinders. In T. LEWEKE et C.H.K. WILLIAMSON, éditeurs : *Proceedings of the 4th Symposium on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations (BBVIV-4)*, pages 275–276, Santorini, Greece, 2005. *Cité page 23*
- S. PIPERNO : Contribution à l'étude mathématique et à la simulation numérique de phénomènes d'interaction fluide-structure. Habilitation à Diriger les Recherches, Université Pierre et Marie Curie, 2000. *Cité page 39*
- S. PIPERNO et C. FARHAT : Design and evaluation of staggered partitioned procedures for fluid-structure interactions simulations. Rapport technique, Rapport de Recherche 3241 - INRIA, Unité de Recherche Sophia-Antipolis, France, 1997. *Cité page 39*
- S. PIPERNO et C. FARHAT : Partitioned procedures for transient solution of coupled aeroelastic problems - part ii : Energy transfer analysis and three-dimensionnal applications. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 190:3117–3170, 2001. *Cité page 39*
- S. PIPERNO, C. FARHAT et B. LARROUTOUROU : Partitioned procedures for transient solution of coupled aeroelastic problems - part i : Model problem, theory and two-dimensional applications. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 124:79–112, 1995. *Cité page 39*
- A. PLACZEK : Simulation numérique du comportement vibratoire d'un cylindre oscillant dans un écoulement transverse. Mémoire de D.E.A., Université de la Rochelle, Septembre 2006. *Cité page 20*
- A. PRASAD et C.H.K. WILLIAMSON : The instability of the shear layer separating from a bluff body. *Journal of Fluid Mechanics*, 333:375–402, 1997. *Cité page 18*
- M. PROVANSAL, C. MATHIS et L. BOYER : Benard-von karman instability : transient and forced regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 182(1):1–22, 1987. *Cité page 16*
- S. RAJAGOPALAN et R.A. ANTONIA : Flow around a circular cylinder - structure of the near wake shear layer. *EF*, 38:393–402, 2005. *Cité page 43*
- J.Y. RENO : *Une méthode eulérienne pour le calcul numérique de forces fluides-élastiques*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1998. *2 citations pages 30 et 90*
- R.J. ROGERS, C. TAYLOR et M.J. PETTIGREW : Fluid effects on multi-span heat-exchanger tube vibration. In *In ASME Pressure Vessel and Piping Conference, San Antonia, Texas*, 1984. *2 citations pages 89 et 90*
- A. ROSHKO : On drag and shedding frequency of two-dimensional bluff bodies. Rapport technique, Technical Notes TN-3169, NACA, 1954. *2 citations pages 15 et 16*
- P. SAGAUT : *Large Eddy Simulation for incompressible flows*. Scientific computation series, Springer-Verlag, 2000. *Cité page 28*
- F. SALTARA, J.R. MENEGHINI, C. SIQUEIRA et P.W. BEARMAN : The simulation of vortex shedding from an oscillating circular cylinder with turbulence modelling. In *In Bearman and Williamson(1998), Paper Number 25 ; also Paper FEDSM98-5189 in CD-Rom from ASME*, 1998. *Cité page 57*

- A. SANCHIS, G. SÆLEVIK et J. GRUE : Two-degree-of-freedom vortex induced vibrations of a spring mounted rigid cylinder with low mass ratio. *Journal of Fluids and Structures*, pages 907–19, 2008. *Cité page 23*
- T. SARPKEYA : Vortex induced oscillations - a selective review. *ASME Journal Applied Mechanics*, 45:241–258, 1979. *Cité page 22*
- T. SARPKEYA : Hydrodynamic damping, flow-induced oscillations and biharmonic response. *ASME Journal of offshore Mechanics and Artic Engineering*, 117(232), 1995. *2 citations pages 23 et 57*
- T. SARPKEYA : On the force decompositions of lighthill and morison. *Journal of Fluids and Structures*, 15(227-233), 2001. *Cité page 82*
- T. SARPKEYA : A critical review of the intrinsic nature of vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures*, 19:389–447, 2004. *3 citations pages 19, 79, et 82*
- M. SCHAEFER : *Computational Engineering - Introduction to Numerical Methods*. Springer, 2006. *Cité page 39*
- D. SHIELS, A. LEONARD et A. ROSHKO : Flow-induced vibrations of a circular cylinder at limiting structural parameters. *Journal of Fluids and Structures*, 15:3–21, 2001. *Cité page 57*
- SMAGORINSKY : General circulation experiments with the primitive equations. *Month. Weath. Ref.*, 93:99–165, 1963. *2 citations pages 27 et 28*
- M. SOULI, M. OUAHSINE et L. LEWIN : Ale formulation for fluid-structure interaction problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 190:659–675, 2000. *Cité page 33*
- M. SOULI et J.P. ZOLESIO : Ale and free surface methods in fluid mechanics. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 191(3-5):451–466, 2001. *Cité page 34*
- T. STAUBLI : Calculation of the vibration of an elastically mounted cylinder using experimental data from forced oscillations. *Journal of Fluids Engineering*, 105:225–229, 1983. *Cité page 22*
- H. TANAKA et S. TAKAHARA : Unsteady fluid dynamic force on tube bundle and its dynamic effect on vibration. In Au-Yang M.K., éditeur : *Flow Induced Vibration of Power Plant Components*, volume 41, pages 77–92, New York : ASME, 1980. *Cité page 14*
- H. TANAKA et S. TAKAHARA : Fluid elastic vibration of tube array in cross flow. *Journal of Sound and Vibrations*, 77:19–37, 1981. *Cité page 14*
- F. TREMBLAY, M. MANHART et R. FRIEDRICH : Direct numerical simulation of flow around a circular cylinder at a subcritical reynolds number with a cartesian grids. pages 659–662, 2000. *2 citations pages 46 et 48*
- M.S. TRIANTAFYLLOU, F.S. HOVER et A.H. TECHET : High reynolds number test results. Workshop on Vortex Induced Vibrations, Trondheim, Norway, 2004. *Cité page 23*
- D. J. TRITTON : Experiments on the flow past a circular cylinder at low reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 6:547–567, 1959. *Cité page 15*

- M. TUTAR et A.E. HOLDO : Large eddy simulation of a smooth circular cylinder oscillating normal to a uniform flow. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 122:694–702, 2000. *Cité page 57*
- H. VAN DER VEN : A family of large eddy simulation (les) filters with nonuniform filter widths. *Physics of Fluids*, 7:1171–1172, 1995. *Cité page 35*
- M. VAN DYKE : *An Album of Fluid Motion*. Parabolic Press, 1982. *Cité page 18*
- O.V. VASILYEV, T.S. LUND et P. MOIN : A general class of commutative filters for les in complex geometries. *Journal of Computational Physics*, 146:82–104, 1998. *Cité page 35*
- K. VIKESTAD, J.K. VANDIVER et C.M. LARSEN : Added mass and oscillation frequency for a circular cylinder subjected to vortex-induced vibrations and external disturbance. *Journal of Fluids and Structures*, 14:1071–1088, 2000. *3 citations pages 57, 82, et 83*
- J.B.V. WANDERLEY, G.H.B SOUZA, S.H. SPHAIER et C. LEVI : Vortex-induced vibrations of an elastically mounted circular cylinder using an upwind tvd two-dimensional numerical scheme. *Ocean Engineering*, 35:1533–1544, 2008. *Cité page 57*
- D.S. WEAVER : *Vortex Shedding and Acoustic Resonance in Heat Exchanger Tube Arrays, in Technology for the 90's, A Decade of Progress*, chapitre 6. The ASME Pressure Vessels and Piping Division, principal editor au-yang m.k. édition, 1993. *Cité page 24*
- D.S. WEAVER et J.A. FITZPATRICK : A review of flow induced vibrations in heat exchangers. In BHRA TA654 KING.R (ED.), éditeur : *Proceedings of the International Conference on Flow Induced Vibrations*, pages 1–17, 1987. *Cité page 24*
- C. WILLIAMSON et A. ROSHKO : Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 2:355–381, 1988. *2 citations pages 22 et 23*
- C.H.K. WILLIAMSON : Defining a universal and continuous strouhal-reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder. *Physics of Fluids*, 31(10):2742–2744, 1989. *Cité page 16*
- C.H.K WILLIAMSON : The natural and forced formation of spot-like vortex dislocations in the transition of a wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 243:393–441, 1992. *Cité page 17*
- C.H.K. WILLIAMSON : Three-dimensional wake transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 328:345–407, 1996. *2 citations pages 15 et 16*
- C.H.K WILLIAMSON et R. GOVARDHAN : Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36:413–455, 2004. *2 citations pages 23 et 82*
- J.G. WISSINK et W. RODI : Numerical study of the near wake of a circular cylinder. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(4):1060–1070, 2008. *4 citations pages 44, 45, 46, et 48*
- J.H. YETISER et D.S. WEAVER : On an unsteady theory for fluid-elastic instability of heat exchanger tube arrays. In *ASME Proceedings International Symposium on Flow Induced Vibrations and Noise*, volume 3, pages 181–195, 1988. *Cité page 14*
- M.M. ZDRAVKOVICH : *Flow around Circular Cylinders, Vol.1 : Fundamentals*. Oxford University Press, 1997. *Cité page 16*

M.M. ZDRAVKOVICH : *Flow around Circular Cylinders, Vol.2 : Applications.* Oxford University Press, 2003. *Cité page 16*