

Titre: Simulation numérique de la dynamique d'une structure élançée
Title: flexible dans un écoulement de fluide compressible

Auteur: Fabien Sansas
Author:

Date: 2016

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Sansas, F. (2016). Simulation numérique de la dynamique d'une structure élançée
Citation: flexible dans un écoulement de fluide compressible [Mémoire de maîtrise, École
Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/2060/>

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

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/2060/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Frederick Gosselin, & Éric Laurendeau
Advisors:

Programme: Génie mécanique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

SIMULATION NUMÉRIQUE DE LA DYNAMIQUE D'UNE STRUCTURE ÉLANCÉE
FLEXIBLE DANS UN ÉCOULEMENT DE FLUIDE COMPRESSIBLE

FABIEN SANSAS
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
FÉVRIER 2016

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

SIMULATION NUMÉRIQUE DE LA DYNAMIQUE D'UNE STRUCTURE ÉLANCÉE
FLEXIBLE DANS UN ÉCOULEMENT DE FLUIDE COMPRESSIBLE

présenté par : SANSAS Fabien

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

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

M. ÉTIENNE Stéphane, Doctorat, président

M. GOSSELIN Frédéric, Doctorat, membre et directeur de recherche

M. LAURENDEAU Éric, Ph. D., membre et codirecteur de recherche

M. OLIVIER Mathieu, Ph. D., membre

DÉDICACE

Je dédicace ce mémoire à mes parents.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d’abord à remercier mes directeurs de recherche qui m’ont suivi et guidé durant toute ma maîtrise.

Je remercie mon directeur M. Gosselin pour son écoute, ses qualités pédagogiques et ses relectures approfondies effectuées sur mon mémoire. J’apprécie également son accueil dans le groupe de recherche et la proposition de ce sujet de recherche intéressant. Ses compétences scientifiques dans le domaine de l’interaction fluide structure et ses conseils pertinents m’ont permis d’évoluer efficacement.

Je tiens également à exprimer ma profonde gratitude envers mon codirecteur, M. Laurendeau qui a mis à ma disposition les ressources nécessaires au bon déroulement du projet. Son encadrement, sa disponibilité et son expertise dans la mécanique des fluides et le développement numérique ont été des atouts majeurs dans la réussite de mon projet. J’exprime aussi mes remerciements à M. Etienne, pour sa participation et sa présidence du jury d’examen. Je suis aussi reconnaissant envers M. Oliver pour avoir accepté de participer au jury d’examen en tant que membre externe. Je le remercie aussi de m’avoir fourni des maillages utilisés dans le cadre de ma maîtrise.

Je souhaite également exprimer ma reconnaissance envers mes collègues du laboratoire de recherche. Merci pour l’ambiance sympathique régnant au quotidien au sein du bureau et incitant à travailler dans un cadre agréable. Je les remercie pour leur aide et leur conseil quotidien.

Je tiens à remercier tout particulièrement Kazem Hasanzadeh qui m’a fourni son logiciel de génération de maillage indispensable à mon projet. Je lui suis reconnaissant pour son temps passé à effectuer des réglages et pour ses compétences qui m’ont été indispensables.

Je remercie également Ali Mosehabi pour le développement qu’il a effectué dans NSCODE et le temps qu’il m’a accordé afin de suivre le bon fonctionnement de sa méthode. Je suis également sensible à tous les conseils précieux qu’il m’a donnés.

J’aimerais également remercier le CRSNG pour l’aide financière qu’il m’a apporté et Calcul Canada pour leurs ressources informatiques qui m’a été d’une aide précieuse.

Pour finir, mes remerciements s’adressent à mes proches, mes amis, ma famille et particulièrement à mes parents, pour leurs soutiens moraux, leurs encouragements durant toute ma scolarité.

RÉSUMÉ

Ce mémoire traite d'un problème de stabilité d'une structure flexible soumise à un écoulement. Deux configurations sont étudiées, le problème d'un drapeau flottant et celui de la reconfiguration d'une plaque plane.

Nous nous intéressons à la déformation dynamique d'une plaque flexible immergée dans un écoulement de fluide. L'étude numérique est bidimensionnelle, le modèle de la plaque est une poutre basé sur les équations d'Euler-Bernoulli en larges déplacements et résolues par différences finies. Le fluide compressible et visqueux est résolu numériquement par un solveur CFD développé au sein du laboratoire de recherche de polytechnique utilisant la méthode de volume fini (FVM). Le mouvement de la structure dans le fluide est pris en compte en utilisant la méthode arbitraire Eulerienne-Lagrangienne (ALE) avec la technique de loi de conservation du maillage (GCL). Les deux solveurs sont faiblement couplés, le maillage est réalisé à chaque pas de temps par un logiciel développé dans le laboratoire.

Chacun des solveurs est validé et vérifié indépendamment en utilisant des cas statiques et dynamiques réalisés dans différentes études numériques issues de la littérature. Les ordres de convergence des domaines spatiaux et temporels sont analysés afin de vérifier qu'ils correspondent aux méthodes numériques développées dans le code.

Dans le premier cas d'étude, servant d'exercice de validation, le flux est parallèle à la plaque. Le bord d'attaque est encastré, l'autre extrémité est laissée libre : c'est le cas du drapeau flottant. On observe alors la stabilité de la plaque en fonction de sa masse et aussi de la vitesse du flux. On analyse aussi les différents modes de vibrations en comparant avec les résultats numériques et expérimentaux.

Dans le deuxième cas, la plaque est encastrée en son milieu et le flux est perpendiculaire à son état non déformé. Sous l'effet de la pression dynamique du fluide, la plaque se déforme en se repliant dans le sens de l'écoulement. Le profilage et la réduction d'aire entraînent une réduction de la traînée des forces fluides, c'est ce que l'on appelle la reconfiguration. On mesure cette réduction de traînée afin de vérifier que le modèle développé ici simule correctement ce phénomène en comparant avec des mesures numériques et expérimentales de la littérature. Plus la plaque est souple, plus la traînée va être réduite, mais il peut apparaître une instabilité similaire à celle du drapeau flottant. Il existe donc un compromis entre la réduction de traînée par reconfiguration et la stabilité de la structure flexible. Nous présentons alors les résultats préliminaires du seuil de stabilité et les différents phénomènes de flottement. La stabilité est dépendante de la masse et aussi de la vitesse du flux. Si la

masse du fluide est plus élevée, alors la structure est plus stable et l'on peut atteindre des réductions de trainée plus importantes avant d'observer le flottement. Les différents modes de vibration sont aussi observés. Finalement, un lien est fait entre le flottement de la plaque reconfigurée et celui du drapeau.

ABSTRACT

This thesis deals with the stability of a flexible structure subjected to a flow. Two configurations are considered, the problem of a flapping flag and the reconfiguration of a flat plate.

We are interested in the dynamic deformation of a flexible plate immersed in a fluid flow. The numerical study is two-dimensional, the structural model of the plate is a beam based on Euler-Bernoulli equations in large displacement and solved by finite differences. The compressible and viscous fluid is solved numerically by a CFD solver developed in the research laboratory of Polytechnique using the Finite Volume Method (FVM). The structure displacement in the fluid domain is taken into account by using the Arbitrary Eulerian-Lagrangian (ALE) method with the technique of Grid Conservation Law (GLC). Both solvers are loosely coupled, the mesh is made each time by a software developed in the lab.

Each solver is validated and verified independently using static and dynamic cases made in different numerical studies from the literature. The convergence orders of spatial and temporal domains are analyzed to verify that they correspond to the numerical methods developed in the software.

In the first study, for validation exercise, the flow is parallel to the plate. The leading edge is clamped, the other end is free : this is the case of a flapping flag. We then observe the stability of the plate according to its mass and also to the flow velocity. The different modes of flutter are also analyzed by comparing with the experimental and numerical results.

In the second case, the plate is clamped at its middle and the flow is perpendicular to its initial shape. Under the effect of the dynamic pressure of the fluid, the plate deforms by bending in the flow direction. The projected area reduction and the streamlining lead to fluid forces reduction : this behaviour is called reconfiguration. We measure the drag reduction to ensure that the model developed here correctly simulates this phenomenon by comparing with numerical and experimental measurements of literature. The more the plate is flexible, the more the drag is reduced, but at some point it may appear instability similar to flag flutter case. There is therefore a compromise between the drag reduction by reconfiguration and the stability of the flexible structure.

Then, we present the preliminary results of stability threshold and the various flutter phenomenon. The stability is dependent on the mass and also on the flow velocity. If the mass of the fluid is higher, then the structure is more stable and we can achieve higher drag reduction

before the apparition of flutter. Different vibration modes are also observed. Finally, a link is made between the flapping flag and the reconfigured plate flutter.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE	iii
REMERCIEMENTS	iv
RÉSUMÉ	v
ABSTRACT	vii
TABLE DES MATIÈRES	ix
LISTE DES TABLEAUX	xi
LISTE DES FIGURES	xii
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xv
Chapitre 1 Introduction	1
1.1 Présentation	1
1.2 Motivations	2
1.3 Revue de littérature	3
1.3.1 La reconfiguration des plantes	3
1.3.2 Reconfiguration d'une structure idéalisée	6
1.3.3 Stabilité d'une structure élancée	11
1.3.4 Modélisation numérique de la mécanique d'interaction fluide structure	16
1.4 Éléments de la problématique	19
1.5 Objectifs de recherche	21
1.6 Plan du mémoire	21
Chapitre 2 Modélisation numérique de l'Interaction Fluide Structure	23
2.1 Hiérarchie du programme	23
2.2 Modèle fluide	25
2.2.1 Solveur NSCODE	25
2.2.2 Écoulements instationnaires	26
2.2.3 Méthode ALE	27
2.3 Génération de maillages	27
2.4 Modèle structural	30

2.4.1	Équations de la dynamique d'une poutre en flexion	30
2.4.2	Méthodes de résolutions	34
2.5	Couplage des modules	37
2.5.1	Couplage temporel	38
2.5.2	Couplage spatial	38
2.6	Variables sans dimension	40
Chapitre 3	Vérifications et validations du programme	41
3.1	Le modèle structural	41
3.1.1	Vérification numérique et ordres de convergences	41
3.1.2	Déplacement sous un effort de pression	42
3.1.3	Cas de grands déplacements dynamique	44
3.2	Le modèle fluide	46
3.3	Validation du code global	48
3.3.1	Stabilité du drapeau	48
3.3.2	Vérification numérique	50
3.3.3	Comparaison des résultats	53
3.4	Conclusion	56
Chapitre 4	Analyse de la reconfiguration dynamique d'une poutre	57
4.1	Reconfiguration stationnaire : position d'équilibre	57
4.1.1	Mise en place de la simulation	58
4.1.2	Réduction de trainée	59
4.1.3	Effets des lâchés de tourbillons	63
4.2	Stabilité dynamique de la poutre reconfigurée	66
4.2.1	Simulation du flottement	66
4.2.2	Influence du rapport de masse	69
4.2.3	Modes de flottement	72
Chapitre 5	Conclusion	75
5.1	Synthèse des travaux	75
5.2	Limitations de la solution proposée	76
	RÉFÉRENCES	79

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1	Déplacement de l'extrémité libre de la poutre selon l'axe $\vec{y}$	43
Tableau 3.2	Convergence du maillage réalisé pour $M^* = 3.0$ avec $dt=0.01$	51
Tableau 3.3	Convergence temporelle du code IFS	52

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1	Reconfiguration d'une feuille par un fluide (Vogel, 1989)	2
Figure 1.2	Trainée normalisée d'une plante (berle dressée (<i>Berula erecta</i>)) en fonction de la vitesse normalisée du fluide. (○) Donnée expérimentale de la trainée. (—) Trainée d'un corps rigide, loi U^2 . (- -) Loi de puissance $U^{2+\mathcal{V}}$ ($\mathcal{V} = -0.80$) correspondante aux données expérimentales (adapté de de Langre <i>et al.</i> (2012)).	5
Figure 1.3	(a) Reconfiguration d'une feuille en cône. (b) Force de trainée sur une plaque circulaires en fonction de la vitesse du flux pour différentes rigidité en flexion D (extrait de Schouveiler et Boudaoud (2006)) . .	8
Figure 1.4	Déformation d'une fibre dans un écoulement de film de savon pour deux vitesses de fluide différentes (extrait de Alben <i>et al.</i> (2002)) . .	8
Figure 1.5	Réduction de la trainée modèle de Gosselin <i>et al.</i> (2010) (trait continu) comparée avec le modèle de Alben <i>et al.</i> (2002) (couplant trait et points) (basé sur Gosselin <i>et al.</i> (2010))	10
Figure 1.6	Schéma du drapeau flottant dans un écoulement 3D (extrait de Eloy <i>et al.</i> (2007))	11
Figure 1.7	Amplitude de vibration du drapeau : déplacement (trait continu) et angle (trait pointillé) de l'extrémité libre (extrait de Singh <i>et al.</i> (2012))	12
Figure 1.8	Vitesse critique U_{CR}^* du drapeau en fonction de son rapport de masse : modèle de vortex ponctuels de Michelin <i>et al.</i> (2008) (trait plein); analyse de stabilité linéaire de Eloy <i>et al.</i> (2008) (tiret); approche par feuille de vortex de Alben et Shelley (2008) (pointillés) (adapté de Michelin <i>et al.</i> (2008))	14
Figure 1.9	Modes de vibration du drapeau pour des vitesses et des masses différentes : (a) $M^* = 0.5$, $U^* = 9$; (b) $M^* = 3$, $U^* = 12$; (c) $M^* = 10$, $U^* = 12$ (extrait de Michelin <i>et al.</i> (2008)).	14
Figure 1.10	Schéma de couplage entre les solveurs fluide et structure	18
Figure 2.1	Architecture globale du code	24
Figure 2.2	Maillage de la poutre verticale	29
Figure 2.3	Maillage du drapeau	29
Figure 2.4	Modèle de poutre en porte à faux	31
Figure 2.5	Forces sur la structure	32
Figure 2.6	Couplage temporel du code de simulation (inspiré de De Nayer (2008))	37

Figure 2.7	Interpolation des valeurs de pression. Les indices i et j correspondent respectivement aux cellules du maillage fluide et du maillage de structure. La courbe pointillée correspond à la courbe d'interpolation.	39
Figure 3.1	Graphe de convergence de l'erreur de discrétisation en utilisant la norme L_2 pour l'espace(a) et le temps (b)	43
Figure 3.2	Évolution de la géométrie de la poutre pour plusieurs étapes	45
Figure 3.3	Comparaison des résultats de la déformation de la poutre avec Fotouhi (2007)	45
Figure 3.4	Coefficients d'efforts comparés de NSCODE pour différents nombres de Mach M_∞ avec Fluent (+). Les données de Fluent sont adaptées de Olivier (2014)	47
Figure 3.5	(a) Évolution temporelle de l'énergie totale de la structure $M^* = 3.0$. (b) Variation de la vitesse de l'extrémité libre du drapeau en fonction de la position $M^* = 3.0; U^* = 12.0$	50
Figure 3.6	(a) Convergence en temps de la vitesse critique pour $M^* = 3.0$ (maillage fin) ; (b) Effet du maillage sur la vitesse critique	52
Figure 3.7	Courbe de stabilité du drapeau avec le modèle poutre-URANS (point bleu) comparée avec (Michelin <i>et al.</i> , 2008) (trait plein), (Eloy <i>et al.</i> , 2008) (tiret) et (Alben et Shelley, 2008) (pointillés)	54
Figure 3.8	Modes de vibrations du drapeau avec modèle poutre-URANS comparés avec les données de Michelin <i>et al.</i> (2008) (x rouge). (a) $M^* = 0.5$ et $U^* = 9$ (deuxième mode) ; (b) $M^* = 3.0$ et $U^* = 12$ (troisième mode) ; (c) $M^* = 10$ et $U^* = 12$ (quatrième mode)	55
Figure 4.1	Profil de la vitesse réduite et du Cauchy en fonction du temps	59
Figure 4.2	Évolution du nombre de reconfiguration R à l'équilibre statique en fonction du Cauchy pour une simulation non-visqueuse (rouge), visqueuse (bleu), théorie semi-empirique de Gosselin <i>et al.</i> (2010) et la théorie des flux potentiels ainsi que les données expérimentales de Alben <i>et al.</i> (2002).	60
Figure 4.3	Comparaison de la flèche de la structure : (a) modèle poutre-URANS ; (b) modèle semi-empirique de Gosselin <i>et al.</i> (2010) ; (c) mesures expérimentales Gosselin <i>et al.</i> (2010). Les différentes géométries sont données pour : $C_Y = 0.001, 2.0, 4.7, 9.0, 27, 72$ et 99	62
Figure 4.4	Tourbillons présents dans le sillage de la structure (fluide non-visqueux)	64

Figure 4.5	Évolution temporelle du coefficient de trainée C_D , du déplacement vertical de l'extrémité libre y_s et de l'angle θ_s lors de la présence de lâchés de tourbillons	65
Figure 4.6	Influence de $visc_4$ sur la reconfiguration	65
Figure 4.7	Variation temporelle du déplacement vertical y_s de l'extrémité libre (a) et du nombre de reconfiguration R (b) ($M^* = 3$)	68
Figure 4.8	Champs de pression autour de la structure en vibration ($C_Y = 40$; $M^* = 2$)	68
Figure 4.9	Variation de l'amplitude de vibration, crête à crête, de l'angle de l'extrémité libre θ_s de la poutre en fonction de C_Y ($M^* = 2$). Les données sont comparées à la loi racine carré ($0.32(C_Y - 32)^{1/2}$)	69
Figure 4.10	Impact du ratio de masse sur la réduction de trainée et sur la stabilité	70
Figure 4.11	Évolution de la vitesse critique et du Cauchy critique en fonction du rapport de masse	71
Figure 4.12	Modes de vibrations de la poutre reconfigurée	73

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Acronymes

ALE	<i>Arbitrary Lagrangian Eulerian</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamic</i>
FVM	Méthode des volumes finis (<i>Finite Volume Method</i>)
GCL	Loi de Conservation du Maillage (<i>Grid Conservation Law</i>)
IFS	Interaction Fluide Structure
RANS	Moyennage temporelle des équations de Navier-Stokes (<i>Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>)
URANS	Moyennage temporelle des équations de Navier-Stokes instationnaires (<i>Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes</i>)

CHAPITRE 1 Introduction

1.1 Présentation

Dans le domaine de l'ingénierie, les structures mécaniques utilisées sont d'une rigidité importante par rapport aux efforts qu'elles subissent. Les déformations engendrées, lors de conditions normales d'utilisation, sont donc très faibles. Cependant, on retrouve dans la nature des structures, telles que les plantes, qui se déforment avec grande amplitude sans se briser. Par exemple, les forces fluides qui s'exercent sur un végétal auront tendance à le faire fléchir. Le fait qu'une structure se déforme fortement et change de forme sous l'effet des forces fluides s'appelle la reconfiguration. Ce phénomène permet aux plantes de réduire les efforts de résistance qu'elles subissent et leur permet de résister à des conditions climatiques sans se briser (Vogel, 1989). De par leur aspect allongé et leur structure très flexible, les feuilles ont tendance à se déformer de façon importante. Comme on peut le voir sur la figure 1.1, plus la vitesse du vent augmente, plus la feuille se reconfigure. Elle s'enroule sur elle-même et change radicalement de forme géométrique. Cependant, lorsque le fluide possède une vitesse élevée, la plante peut devenir instable et se mettre à vibrer ; ce qui peut entraîner un endommagement de la structure (Mayer, 1987). Bien que la reconfiguration soit typique chez les plantes, on ne la retrouve pas dans la grande majorité des structures construites par l'homme.

Lorsque l'on considère l'écoulement du fluide autour d'une feuille, les forces exercées par le fluide vont engendrer la déformation de la feuille. De plus, l'écoulement du fluide va aussi être influencé par la forme géométrique et le mouvement de la feuille. Les deux phénomènes sont couplés, il est donc nécessaire d'utiliser conjointement la mécanique des fluides et la mécanique des solides afin de modéliser correctement ce genre de problème et de capter les phénomènes physiques. On parle alors de mécanique d'Interaction Fluide Structure (IFS). Cette discipline se rapporte à l'étude d'un solide immergé dans un fluide lorsque le mouvement de chacun des deux éléments est dépendant de l'autre. La résolution de problèmes complexes de ce genre passe aujourd'hui souvent par des méthodes numériques et informatiques. L'essor de l'IFS et celui des deux domaines qui le constituent ont été possibles grâce à la révolution informatique du XX^e siècle. Depuis les années 1960, le matériel informatique et la capacité de calcul des ordinateurs sont sans cesse en amélioration. La recherche scientifique a donc pu bénéficier de cette nouvelle ressource pour résoudre numériquement des problèmes de plus en plus complexes. La discipline est récente, mais évolue rapidement, car elle occupe une large place dans la recherche scientifique actuelle. Les méthodes de résolutions et les modèles se sont améliorés, ce qui a permis une meilleure description des phénomènes

spatio-temporels. Les avancées technologiques permettent de résoudre des systèmes dans des configurations très variées. On retrouve de l'IFS dans des domaines très diversifiés permettant de solutionner toute sorte de problématiques. Le spectre de domaine d'application est très large dans l'ingénierie : conception de navire (Greco *et al.*, 2004), aéronautique (Garrick et Reed III, 1981), airbag en automobile (Cirak et Radovitzky, 2005), pont (Green et Unruh, 2006), turbine (Platzer et Carta, 1987), hémodynamique (Hron et Mádlík, 2007), assemblage de combustibles (Blevins, 1979), dégradation de récoltes (Doaré *et al.*, 2004). Les enjeux industriels de la modélisation de phénomènes physiques faisant intervenir l'IFS sont donc très importants. En aéronautique, il existe même un domaine à part entière, l'aéroélasticité, dont un des buts est de prédire les déformations d'une voilure en prenant en compte les effets du fluide ainsi que les effets inertiels et élastiques de la structure (Bisplinghoff *et al.*, 2013).

1.2 Motivations

L'interaction fluide structure est très présente dans la biomécanique pour modéliser et analyser le comportement des plantes (de Langre, 2008). Sous certaines conditions météorologiques, le vent peut provoquer le rabattement au sol de certaines zones de récoltes agricoles (Baker, 1995). Ce phénomène porte le nom de verse. Une fois que la plante est couchée, elle devient impropre à la récolte et est définitivement perdue. Les dommages peuvent entraîner des pertes significatives pour les producteurs, il y a donc un grand intérêt à étudier les paramètres et mécanismes qui provoquent la verse dans le but de les réduire au maximum. Pour prévoir et éviter les dommages que le vent provoque sur la végétation il est nécessaire de comprendre les mécanismes qui les lient avec leurs environnements. Un des systèmes étudiés est la déformation des arbres et leurs fléchissements dans des conditions de vents forts. Un arbre qui se déforme et fléchit lors de grandes rafales de vent aura l'avantage d'avoir une surface résistive moins importante et aussi un meilleur profilage. La force de trainée qui lui est exercée sera donc moins importante que s'il était totalement rigide. Les dégâts que provoque le vent sur les forêts sont analysés lors de tempêtes afin de déterminer quels sont les effets sur les végétaux

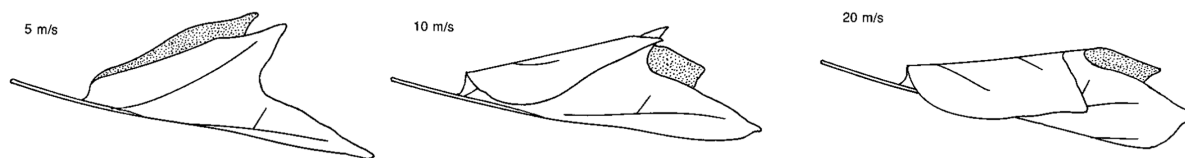


Figure 1.1 Reconfiguration d'une feuille par un fluide (Vogel, 1989)

(Wang *et al.*, 2010). L'intérêt est d'expliquer les mécanismes en jeux lors du déracinement d'arbre dans des conditions climatiques extrêmes.

Dans la nature, les plantes ne réagissent pas seulement passivement aux contraintes extérieures. Elles s'adaptent aux conditions extérieures et aux efforts auxquelles elles sont soumises (Jaffe, 1973). Suivant les caractéristiques du fluide, les organismes modifient leur géométrie, leur taille et leur rigidité afin de s'adapter aux conditions de vent. Lorsqu'une plante est soumise à des stimulations mécaniques fortes et régulières au cours de sa croissance, il peut apparaître l'effet de thigmomorphogenèse. Par cet effet, la plante modifie sa croissance en diminuant son développement longitudinal et augmentant son extension radiale. Durant sa croissance, le végétal s'adapte en fait au vent en développant ses racines pour avoir un meilleur maintien et en orientant ses branches dans la direction du flux (Telewski, 2012).

Les mécanismes de déplacements des animaux dans un fluide sont aussi largement étudiés, notamment les méthodes de propulsion des insectes (Olivier *et al.*, 2009). Outre l'intérêt scientifique de comprendre les mécanismes fondamentaux du vol des insectes et l'efficacité de leurs techniques de propulsion, ces recherches sont attirées par le fait de développer des micros mécanismes volants.

Les mécanismes observés peuvent en effet avoir des caractéristiques pertinentes. De nombreux comportements sont encore à apprendre de la nature. Elle peut être une source d'inspiration pour l'ingénierie actuelle (Wang *et al.*, 2008). Le phénomène de flottement a notamment été analysé afin d'extraire l'énergie de la structure. Sous l'effet du vent, une structure peut devenir instable et entrer en vibration : il y a donc un échange d'énergie entre le fluide et la structure. Certaines études ont montré la faisabilité d'un système permettant de récupérer ce type d'énergie liée à l'IFS (Tang *et al.*, 2009).

1.3 Revue de littérature

On a vu que l'IFS pouvait trouver son application dans des domaines et des physiques très variés. La revue de littérature suivante a pour but de présenter les concepts fondamentaux de la reconfiguration et de la stabilité d'une structure dans un écoulement de fluide.

1.3.1 La reconfiguration des plantes

Lorsqu'un objet est placé dans un écoulement, le fluide va exercer une force que l'on peut séparer en deux composantes : l'une est la force de portance, elle est perpendiculaire au sens d'écoulement du fluide, l'autre, alignée avec l'écoulement, est la force de trainée, car elle s'oppose au mouvement entre le fluide et le solide. Cette force peut être caractérisée par la

formulation :

$$F_D = \frac{1}{2} \rho_f U^2 S C_D, \quad (1.1)$$

où C_D est le coefficient de trainée, F_D la force de trainée, ρ_f la masse volumique du fluide, U la vitesse du fluide par rapport au solide et S la surface de référence du solide. En règle générale, on considère que le coefficient de trainée est constant et que la force de trainée est proportionnelle à U^2 . Cependant, la géométrie du solide et le nombre de Reynolds vont affecter la valeur du coefficient (Hoerner, 1965). Lorsqu'une structure flexible se déforme sous l'effet des forces fluides, sa géométrie est modifiée et on ne peut donc pas considérer le coefficient de trainée comme constant.

La force de trainée n'est donc plus proportionnelle à U^2 dans le cas de structures telle que les plantes. Le changement de forme géométrique va influencer les effets des forces fluides. Puijalon *et al.* (2005) mesurent l'évolution de la trainée d'une plante, le berle dressée (*Berula erecta*), dans un milieu aquatique en fonction de la vitesse du flux. Les données expérimentales sont présentées sur la figure 1.2. La vitesse et la trainée sont normalisées sur la première mesure afin de comparer avec la loi en U^2 qui correspond à une plante totalement indéformable. On voit bien que la trainée de la structure n'est pas proportionnelle à U^2 , la force de trainée que subit la plante est moins élevée que si la plante était indéformable. On peut aussi remarquer que plus la vitesse du fluide augmente, plus l'écart entre la trainée mesurée et la loi U^2 est important. La réduction de trainée lors de la reconfiguration d'une plante est en fait observée en comparant à une structure identique, mais indéformable. Cette réduction permet aux plantes de résister à des efforts brusques et violents (Denny et Gaylord, 2002). Koehl (1984) s'intéresse aux mécanismes des organismes des fonds marins. Elle explique comment ces organismes résistent aux courants aquatiques. La reconfiguration de la structure permet une réduction de trainée qui est avantageuse pour de nombreux organismes (Denny, 1994). Au lieu de contraindre le fluide, les structures flexibles se déforment, on retrouve aussi ce phénomène dans les algues (Koehl, 1996). Un des systèmes étudiés est la déformation des arbres et leurs fléchissements dans des conditions de vents forts. Vollsinger *et al.* (2005) réalisent des mesures expérimentales en soufflerie sur des arbres entiers. L'intérêt est d'expliquer les mécanismes en jeux lors du déracinement d'arbre dans de fortes tempêtes.

Pour quantifier la réduction de trainée dans ce genre de système, on peut utiliser l'exposant de Vogel, noté $\mathcal{V}$ (Vogel, 1984), de façon à ce que la trainée soit proportionnelle à $U^{2+\mathcal{V}}$. Lorsque l'on est dans le cas $\mathcal{V} = -1$, la trainée évolue donc proportionnellement avec la vitesse. Dans le cas de la plante aquatique mesurée par Puijalon *et al.* (2005), la valeur du Vogel est de $\mathcal{V} = 0.80$. On voit, sur la figure 1.2, que cette formulation simple permet de bien qualifier la

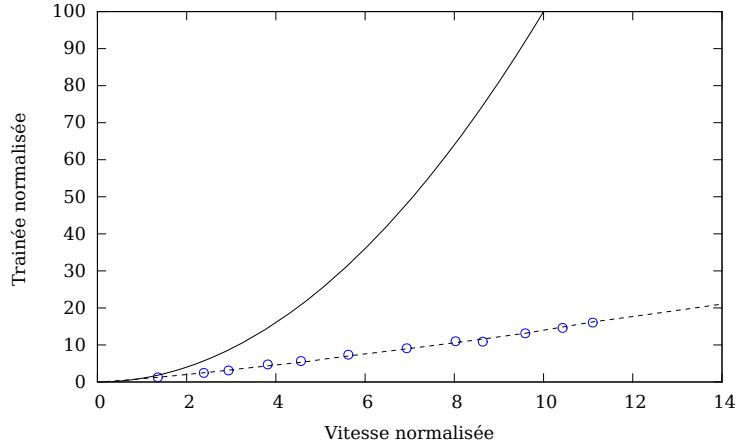


Figure 1.2 Trainée normalisée d’une plante (berle dressée (*Berula erecta*)) en fonction de la vitesse normalisée du fluide. (○) Donnée expérimentale de la trainée. (—) Trainée d’un corps rigide, loi U^2 . (- -) Loi de puissance U^{2+V} ($V = -0.80$) correspondante aux données expérimentales (adapté de de Langre *et al.* (2012)).

réduction de trainée de la plante. Vogel (1984) observe le mécanisme de reconfiguration sur différentes plantes dans une soufflerie. Les déformations des plantes sont différentes suivant les espèces : certaines changent de forme en fléchissant, d’autres ont tendance à s’enrouler. Les changements de forme sont observés dans des milieux aériens et aquatiques (Harder *et al.*, 2004). La reconfiguration d’une structure flexible influence les efforts de trainées par deux mécanismes. En premier lieu, l’aire du profil qui est perpendiculaire à la direction du flux est réduite, ceci réduit directement la trainée totale. Deuxièmement, la géométrie de la structure déformée est plus profilée (*streamlined*), la perte de pression dans le sillage est donc améliorée (de Langre, 2008). Les effets du Reynolds peuvent être observés aussi lorsque les structures sont très petites, mais dans la majorité des études la taille des organismes est suffisamment grande pour que ces effets soient négligeables (de Langre *et al.*, 2012).

On retrouve des mesures expérimentales de reconfiguration pour de nombreuses espèces de plantes. Cependant, à cause du nombre important de paramètres en jeu dans la nature, il est difficile de mettre en lumière précisément les effets du vent sur les plantes. de Langre *et al.* (2012) comparent les mécanismes de déformations de différentes plantes élancées en se focalisant sur l’évolution de la trainée en fonction de la vitesse du fluide. Suivant les caractéristiques de la plante, les mécanismes de reconfiguration ne vont pas être exactement les mêmes. En effet, certaines plantes vont se réorienter dans la direction du flux par un mécanisme de torsion (Etnier et Vogel, 2000). Certaines sont composées de plusieurs brins et le flux d’air pourra passer entre eux (Gillies *et al.*, 2002). Grâce à des mesures expérimentales, Koizumi *et al.* (2010) montrent que le comportement des arbres durant la saison de foliaison

n'est pas le même que lorsque ses feuilles sont tombées. Pour chacun des comportements, l'exposant de Vogel correspondant à la plante est différent (de Langre *et al.*, 2012). La diversité des plantes fait que les mécanismes et la réduction de trainée sont différents, il est donc difficile d'étudier un cas général. Dans notre étude nous ne prendrons pas en compte le fait que la plante puisse grandir ou changer suivant les saisons. Les analyses se font sur un temps relativement court pour simplifier les paramètres et supposer que les propriétés de la plante restent totalement identique pendant tout le temps des mesures expérimentales.

1.3.2 Reconfiguration d'une structure idéalisée

La variété des plantes, leur forme, leur géométrie, leur structure et les conditions environnantes vont influencer la façon dont elles réagissent au fluide. Il est donc utile d'étudier un système applicable dans un cas général. Afin de mieux comprendre les mécanismes présents dans la nature, on peut étudier un modèle simplifié qui représentera bien le comportement de reconfiguration que l'on rencontre dans la nature. La reconfiguration est donc souvent analysée de manière fondamentale par la déformation d'une structure élancée soumise à un écoulement fluide, que ce soit expérimentalement ou dans des modélisations numériques. Cela permet de représenter les phénomènes de façon la plus générale possible en ayant une géométrie très simple tout en respectant les mécanismes de reconfiguration. Les expériences réalisées sont plus simples, car on peut contrôler et mesurer plus facilement les matériaux utilisés. En effet, pour une plante, les caractéristiques du matériau peuvent varier pour deux plantes de la même espèce. Pour le même système, il peut y avoir plusieurs modélisations possibles et une des questions primordiales est d'utiliser un modèle valable pour les conditions et les observations que l'on recherche afin d'être le plus proche de la réalité.

L'arbre est un système très complexe composé de structures ramifiées, de branches, de feuilles. Il est très difficile de modéliser le fluide qui circule entre les feuilles. Dans leurs modèles, Speck et Spatz (2004) et Mayer (1987) considèrent l'arbre comme une poutre flexible encastree à une extrémité et libre de l'autre. La poutre a une section variable et les forces exercées par le fluide entraînent sa déformation en flexion. Pivato *et al.* (2014) utilisent aussi un modèle de poutre prenant en compte les non-linéarités géométriques dues à la forte déformation de la structure. Ils calculent la vitesse critique du vent à laquelle la rupture de la structure intervient en utilisant une analyse dynamique modale. On peut aussi retrouver des modélisations plus complexes d'arbres avec des branches (Rodriguez *et al.*, 2012). Chacune des branches est une poutre, mais l'ensemble des poutres liées va changer totalement la dynamique de la structure globale. Les branches de différentes sections et longueurs vont engendrer de nouveaux modes couplés. Ces modes de vibrations vont changer suivant la position et la forme du

branchage. Il est très difficile de modéliser un système d'arbre avec des feuilles car elles vont se déformer en plus de bouger et de s'orienter dans le sens d'écoulement. Il existe des analyses prenant en compte le fait que le fluide passe à l'intérieur de l'arbre. Ce sont des modèles de structures poreuses, les feuilles sont considérées comme étant équitablement réparties sur l'arbre (Hoffmann, 2004).

Tout comme chez l'arbre, on observe chez la feuille une diminution de trainée due à sa reconfiguration. Comme on peut le voir sur la figure 1.1, la feuille s'enroule sur elle-même, sa forme change radicalement. Ce genre de feuille peut être modélisé fondamentalement par une plaque de forme circulaire et dont les caractéristiques sont connues. Schouveiler et Boudaoud (2006) réalisent des mesures expérimentales sur la reconfiguration d'un disque flexible. Le disque est coupé le long d'un rayon, ce qui lui permet de s'enrouler sur lui-même pour former un cône (figure 1.3a). Ils font une observation de la diminution de trainée et de l'angle du cône en fonction de la vitesse du fluide environnant. Si le disque est totalement rigide, la trainée est bien proportionnelle à U^2 (figure 1.3b). Cependant, lorsqu'il est flexible, il ne respecte plus cette loi et la trainée est largement diminuée. On observe donc le même comportement, à savoir la réduction de trainée, que celui observé par Vogel (1989) dans ses mesures expérimentales sur une feuille. Contrairement aux plantes, il a été possible de comparer les mesures faites sur une structure identique, mais indéformable. Ceci est très délicat dans le cas d'expériences sur des plantes, car il est très difficile de reproduire exactement leur géométrie qui peut être complexe. De plus, on remarque que plus la rigidité est faible, plus la trainée l'est aussi, car la structure aura plus de facilité à se déformer. Si le disque n'est pas coupé le long de son axe, la reconfiguration sera totalement différente, car il ne pourra pas s'enrouler sur lui-même. Hua *et al.* (2014) analysent les différents modes de reconfiguration du disque grâce à un modèle de plaque résolu par éléments finis. Suivant la rigidité de la structure, la géométrie déformée ne sera pas du tout la même. L'évolution de la trainée est mise en relation avec la rigidité et les modes de déformations associés. Le coefficient de trainée diminue au fur et à mesure que la rigidité de la plaque diminue. Une étude expérimentale du même système est réalisée par Schouveiler et Eloy (2013) et des modes de reconfiguration similaires sont observés.

De nombreux scientifiques ont étudié le cas d'une structure élancée soumise à un flux d'air ou à un écoulement de film de savon. Des mesures expérimentales de la déformation d'une plaque en soufflerie sont faites par Gosselin *et al.* (2010). La plaque, encastrée en son milieu, fléchit sous l'effet de la trainée aérodynamique. Lee et Lee (2014) réalisent la modélisation tridimensionnelle du même système en utilisant la méthode Lattice Boltzmann avec technique des frontières immergées. La structure est modélisée par éléments finis. Les mesures des efforts de trainée sont conformes avec l'expérience et la réduction de trainée est bien anticipée. D'autres simulations sont faites où la plaque est encastrée à une extrémité et possède un

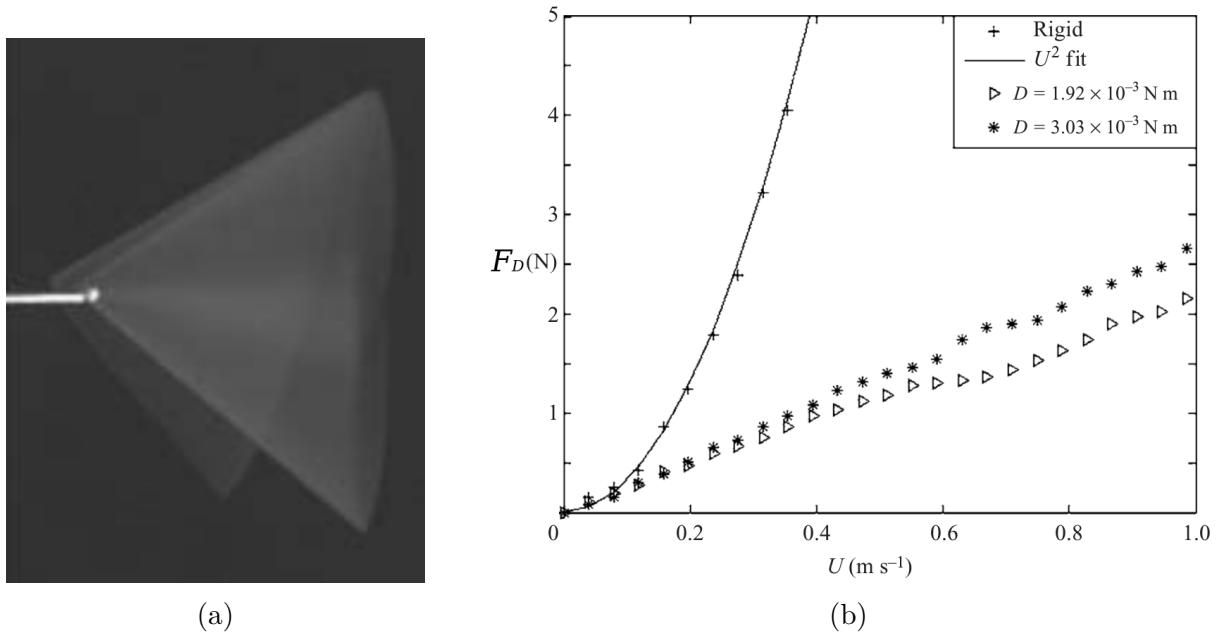


Figure 1.3 (a) Reconfiguration d'une feuille en cône. (b) Force de trainée sur une plaque circulaire en fonction de la vitesse du flux pour différentes rigidité en flexion D (extrait de Schouveiler et Boudaoud (2006))

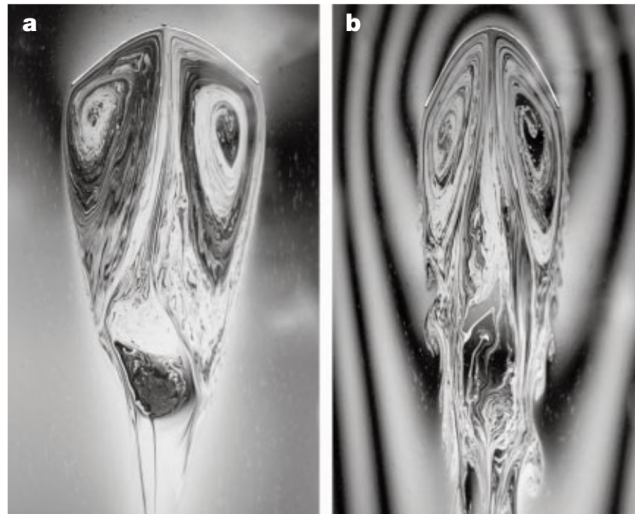


Figure 1.4 Déformation d'une fibre dans un écoulement de film de savon pour deux vitesses de fluide différentes (extrait de Alben *et al.* (2002))

angle d'attaque avec le sens de l'écoulement. L'effet de la flexibilité sur le coefficient de traînée et le coefficient de portance est observé en fonction de nombre de Reynolds et de l'angle d'attaque. Ils montrent que le fait d'avoir une plaque flexible est avantageux par rapport à une plaque rigide, surtout à haut Reynolds (8000) en observant le rapport de la portance sur la traînée. En effet, ce rapport est plus élevé pour une plaque flexible ce qui veut dire que la diminution de traînée est supérieure à la diminution de portance. Afin de réduire encore les paramètres du problème et d'éviter des perturbations liées au fait que le fluide soit tridimensionnel, certaines études se placent dans un écoulement 2D. Une des méthodes expérimentales utilisées pour obtenir un écoulement bidimensionnel est d'utiliser un film de savon. Un fin film d'eau savonneuse s'écoule verticalement sous l'effet de la gravité entre deux ficelles suspendues. La vitesse du flux peut-être modifiée en ajustant le débit en amont. Cet écoulement de savon a une épaisseur très faible : les théories numériques en deux dimensions sont donc plus représentatives de la physique observée. Une étude expérimentale et théorique sur la traînée d'une fibre de verre dans un écoulement de film de savon est réalisée par Alben *et al.* (2002) (figure 1.4). Leurs modèles de fluide incompressible et bidimensionnel sont basés sur la théorie des flux potentiels. Les déformations structurales sont résolues en utilisant les équations des poutres d'Euler-Bernoulli. La traînée de la fibre est mesurée en fonction de la vitesse de l'écoulement. Un écart entre les résultats expérimentaux et théoriques est remarqué. L'erreur est due au fait que la pression dans le sillage de la poutre ne peut pas être calculée en utilisant ce modèle de fluide parfait. L'erreur peut tout de même être réduite en intégrant un paramètre de correction empirique (Alben *et al.*, 2004).

Une autre modélisation numérique du même problème est faite par Zhu et Peskin (2007). Le fluide, considéré comme visqueux et incompressible, est résolu par la méthode des frontières immergées. La déformation de la fibre est calculée de manière énergétique. Dans un premier temps, il est remarqué que le sillage induit par l'écoulement engendre une variation temporelle de la traînée, mais se stabilise vers une valeur constante. En faisant varier les caractéristiques de la structure, on s'aperçoit que la rigidité a une influence beaucoup plus importante que la masse sur la variation du coefficient de traînée. La viscosité du fluide peut aussi affecter sa valeur. Par contre, le coefficient de traînée n'est pratiquement pas modifié pour un Reynolds supérieur à 200 (Zhu, 2008).

Afin d'étudier l'effet de la flexibilité du matériau sur la traînée dans ses mesures expérimentales et ses calculs numériques, Gosselin *et al.* (2010) mettent en corrélation deux nombres sans dimension : le nombre de Cauchy C_Y et le nombre de reconfiguration. Le nombre de reconfiguration $\mathcal{R}$ est le rapport entre la force de traînée que subit une structure flexible et la force qu'elle subirait si la structure était indéformable. C'est une quantité sans dimension qui traduit l'effet de la flexibilité de la structure sur la traînée. Le nombre de Cauchy C_Y est

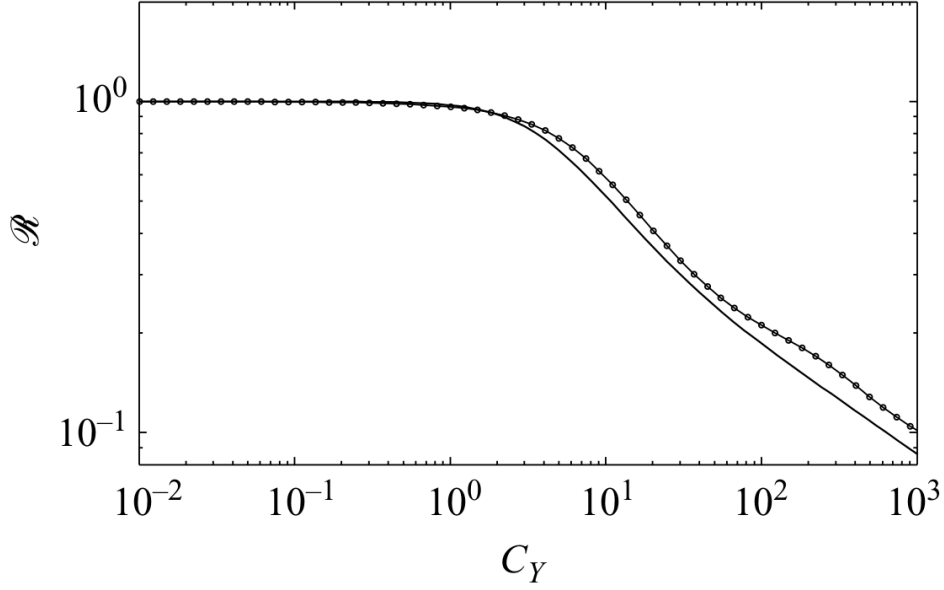


Figure 1.5 Réduction de la trainée modèle de Gosselin *et al.* (2010) (trait continu) comparée avec le modèle de Alben *et al.* (2002) (couplant trait et points) (basé sur Gosselin *et al.* (2010))

le rapport entre la quantité de mouvement du fluide et les forces élastiques de la structure :

$$C_Y = \frac{\rho_f U_\infty^2}{K}, \quad (1.2)$$

où ρ_f est la densité du fluide, U_∞ sa vitesse, K le module de rigidité. L'utilisation de ces nombres permet de caractériser la reconfiguration de façon fondamentale et dans le cas général. Cela permet de représenter et de comparer sur le même graphe des structures ayant des caractéristiques différentes.

Le modèle analytique proposé par Gosselin *et al.* (2010) est basé sur la théorie des poutres d'Euler-Bernoulli associée à une formulation empirique de forces fluides. Ce modèle, dont la résolution numérique est simple et rapide, donne des résultats qui correspondent bien à l'expérience. Sur la figure 1.5, le modèle est comparé aux simulations d'Alben *et al.* (2002) basées sur la solution du potentiel vitesse. D'après la courbe, on remarque trois tendances de reconfigurations que l'on retrouve dans les deux modélisations. À faible Cauchy, les forces fluides ne sont pas assez importantes pour modifier la géométrie. La trainée sur la structure flexible est similaire à celle sur une structure équivalente parfaitement rigide ($\mathcal{R} = 1$). Ensuite, il y a un régime variable où la reconfiguration varie beaucoup et, enfin, une phase asymptotique lorsque le Cauchy est très élevé. Alben *et al.* (2002) montrent que dans ce

régime asymptotique, la traînée est liée à la vitesse par un exposant de Vogel $\mathcal{V} = -2/3$. Il est à noter que ce Cauchy maximal atteignable dans des essais en soufflerie est limité par un phénomène de flottement avec des vibrations de grandes amplitudes (Gosselin *et al.*, 2010). Des effets dynamiques peuvent donc apparaître dans des systèmes de reconfiguration.

Tadrist *et al.* (2015) réalisent une étude sur la stabilité dynamique de feuilles de ficus dans une soufflerie. Ils observent qu'à partir d'une certaine vitesse du fluide, la feuille se met à vibrer, cette vitesse est appelée la vitesse critique. L'amplitude des oscillations est d'autant plus grande que la vitesse du fluide est importante. Il est aussi remarqué que la valeur de la vitesse critique dépend de la direction du flux d'air. Le comportement dynamique d'une plante dans un milieu aquatique est observé expérimentalement par Miller *et al.* (2012). La tige de la plante est encastrée et la feuille se reconfigure en se repliant sur elle-même sous l'effet de l'écoulement du liquide environnant. Les lâchers tourbillonnaires dans le sillage entraînent des perturbations du fluide qui font vibrer la feuille.

1.3.3 Stabilité d'une structure élancée

Dans les études précédentes sur la reconfiguration, le but était de qualifier et de quantifier les mécanismes de réduction des forces de traînée. Cependant, il y a une limite à la reconfiguration. On a en effet observé qu'à partir d'une certaine vitesse une structure peut devenir instable et vibrer. Nous étudions, dans la suite, différents mécanismes de vibration d'une structure élancée dans un écoulement.

Une des problématiques fondamentales très largement examinées dans le domaine scientifique est la dynamique d'un drapeau soumis à un écoulement d'un fluide (Huang *et al.*, 2007; Tang *et al.*, 2015; Eloy *et al.*, 2012). Une structure rectangulaire de faible épaisseur, et généralement

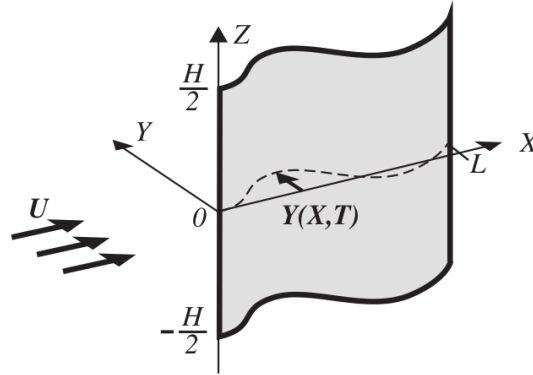


Figure 1.6 Schéma du drapeau flottant dans un écoulement 3D (extrait de Eloy *et al.* (2007))

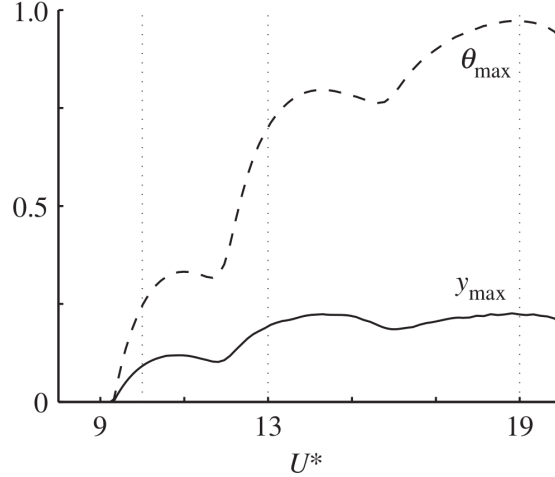


Figure 1.7 Amplitude de vibration du drapeau : déplacement (trait continu) et angle (trait pointillé) de l'extrémité libre (extrait de Singh *et al.* (2012))

très flexible, est encastree à une extrémité et libre sur les autres. Son comportement est observé lorsqu'un fluide s'écoule dans la même direction que le drapeau (figure 1.6). Les déformations de la structure se font majoritairement dans une seule direction (axe Y sur la figure 1.6). Eloy *et al.* (2008) et Viro *et al.* (2013) font des mesures expérimentales de ce genre de système. À faible vitesse, le drapeau est stable et bien aligné avec l'écoulement et lorsque la vitesse du fluide dépasse une vitesse critique, il se met à osciller. Sur la figure 1.7, on voit que lorsque la vitesse est supérieure à la vitesse critique U_{CR} , les amplitudes angulaires et de déplacement ne vont pas être nulles. L'augmentation des amplitudes d'oscillation avec la vitesse du fluide est aussi remarquée par Tadriss *et al.* (2015). Différents modes de vibration du drapeau sont observés et leurs formes sont correspondantes à celle de la vibration d'une poutre (figure 1.9). Cette expérience est modélisée par Eloy *et al.* (2007) en développant un modèle théorique linéaire. L'écoulement tridimensionnel du fluide, considéré incompressible et non visqueux, est résolu par la théorie des flux potentiels. Les déformations de la structure se font uniquement dans la direction perpendiculaire au plan formé par son état non déformé. Grâce à l'étude de valeur et des fréquences propres du système, on peut obtenir la valeur de la vitesse critique de stabilité du drapeau. Ils remarquent que c'est le deuxième mode de vibration qui devient instable, en premier, par flottement, alors que le premier mode reste amorti quelle que soit la vitesse du flux. Cette vitesse critique est fortement dépendante de la masse du drapeau. En comparant avec les mesures expérimentales Eloy *et al.* (2007) remarquent que la vitesse critique est légèrement sous-estimée par le modèle. Dans le but de paramétrer le problème, deux grandeurs sans dimension sont employées : la vitesse réduite

U^* et le rapport des masses M^* données par les formules

$$U^* = LU_\infty \sqrt{\frac{m_s}{D}} \quad , \quad M^* = \frac{\rho_f L}{m_s}, \quad (1.3)$$

où L est la longueur du drapeau, D sa rigidité en flexion, m_s sa masse par unité de surface, ρ_f la masse du fluide et U_∞ est la vitesse non perturbée du fluide.

Des études dans un écoulement bidimensionnel permettent d'avoir des modèles simplifiés. Une étude expérimentale de ce genre dans laquelle un filament flexible est placé dans l'écoulement d'un film de savon est réalisée par Zhang *et al.* (2000). Zhu et Peskin (2002) font une simulation numérique de cette expérience en utilisant la méthode de frontière immergée. La simulation et l'expérience montrent un comportement bistable du drapeau. En fait, si la longueur du filament est assez grande, alors la stabilité du drapeau peut dépendre des conditions initiales du système. D'après ces simulations, les amplitudes des vibrations sont dépendantes de la masse de la structure et le battement est inexistant lorsque sa masse n'est pas prise en compte. Ces conclusions sont confirmées par Sawada et Hisada (2007) qui analysent plus en profondeur le caractère bistable du drapeau. Dans le modèle utilisé, ils résolvent les équations de Navier-Stokes en se servant de la méthode Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE). La bifurcation au niveau de l'état bistable est obtenue avec ce modèle conformément aux observations faites dans les autres études.

Le problème du drapeau est simulé en utilisant un modèle totalement couplé par Michelin *et al.* (2008). Le fluide, considéré comme irrotationnel, est résolu par la méthode des flux potentiels à laquelle est superposée une distribution de tourbillons. Ces tourbillons sont ponctuels dans le sillage et sont des feuilles de frontière (bound vortex sheet) au niveau de la structure. Le modèle montre trois types de comportements différents : stable, périodique et chaotique. Dans le premier cas, la fibre trouve une position d'équilibre statique en s'alignant avec l'écoulement même si elle est perturbée. Ensuite, si la vitesse augmente au-delà d'une valeur critique, la fibre se déforme et oscille de façon périodique. Enfin, en augmentant encore la vitesse, le régime périodique est perdu et la déformation se passe de façon chaotique. Les amplitudes sont alors plus importantes et on observe des accélérations violentes au niveau de l'extrémité libre. Suivant le rapport de masse M^* du système, différents modes de vibration sont observés. Ces modes sont mis en corrélation avec l'évolution de la vitesse critique U_{CR}^* en fonction de M^* . Sur le graphe de la figure 1.8, chacun des lobes de la courbe correspond à un mode de vibration différent. Le premier lobe à gauche est associé au deuxième mode de vibration d'une poutre, le deuxième lobe au troisième mode, et ainsi de suite. Il y a un décalage entre les modes et les lobes à cause du fait que le premier mode n'est jamais instable (Eloy *et al.*, 2007). On peut visualiser la forme de ces modes sur la figure 1.9. Différentes dé-

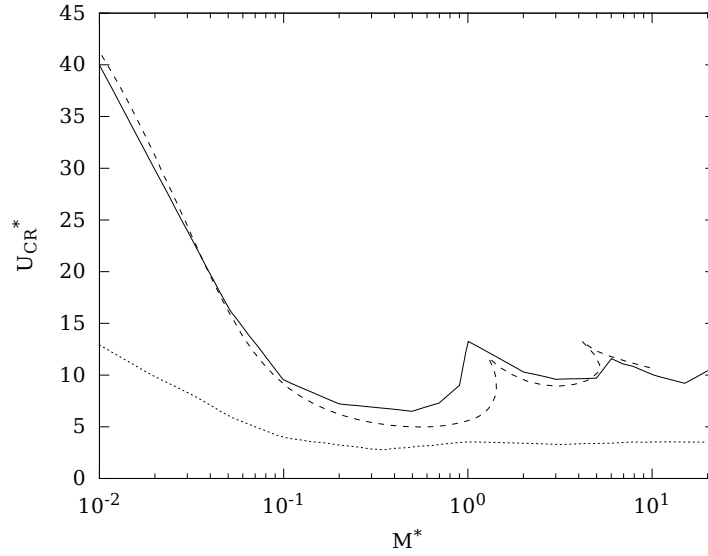


Figure 1.8 Vitesse critique U_{CR}^* du drapeau en fonction de son rapport de masse : modèle de vortex ponctuels de Michelin *et al.* (2008) (trait plein) ; analyse de stabilité linéaire de Eloy *et al.* (2008) (tiret) ; approche par feuille de vortex de Alben et Shelley (2008) (pointillés) (adapté de Michelin *et al.* (2008))

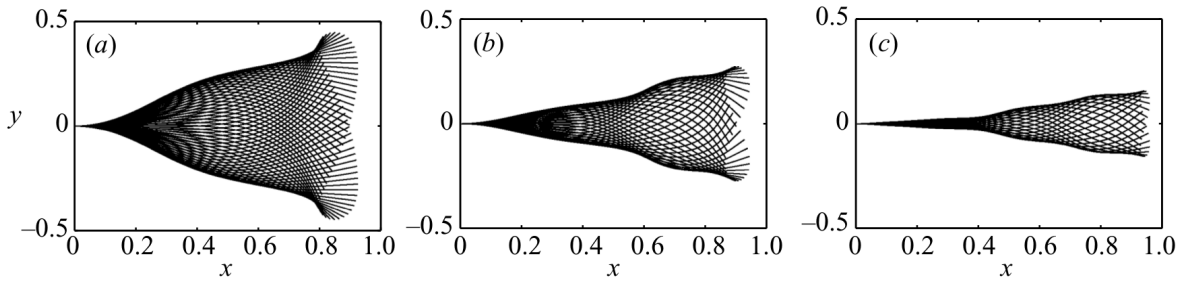


Figure 1.9 Modes de vibration du drapeau pour des vitesses et des masses différentes : (a) $M^* = 0.5$, $U^* = 9$; (b) $M^* = 3$, $U^* = 12$; (c) $M^* = 10$, $U^* = 12$ (extrait de Michelin *et al.* (2008)).

formations au cours d'une période sont superposées pour obtenir les graphiques. Le deuxième mode est sur la figure 1.9(a), le troisième sur la figure 1.9(b) et le quatrième sur la figure 1.9(c). Sur ces graphiques, la vitesse réduite est proche de la vitesse critique.

Les trois types de comportement du drapeau sont aussi remarqués dans les simulations faites par Connell et Yue (2007). Le fluide incompressible et visqueux est résolu par simulation directe de la dynamique des fluides (fluid-dynamic direct simulation) en utilisant les différences finies. Ils observent que pour une même vitesse U^* , la stabilité est contrôlée par la valeur du Reynolds et le ratio de masse M^* . Lorsque le Reynolds est plus faible, le fluide est plus visqueux, le drapeau devient donc plus stable. La transition du flottement du drapeau entre la phase périodique et la phase chaotique est analysée par Engels *et al.* (2013). Le fluide simulé, visqueux et incompressible, est résolu par la méthode de pénalisation de volume (*volume penalization method*) et discrétisé par un schéma de Fourier pseudo-spectral. La valeur de vitesse critique est présentée en fonction du Reynolds. À bas Reynolds, les variations sont importantes, mais au-delà d'une certaine valeur ($Re = 1000$ environ), le Reynolds n'a plus beaucoup d'effet sur la stabilité. Schouveiler *et al.* (2005) analysent un système similaire au drapeau en utilisant un filament de silicone dans une soufflerie. La différence majeure est que le filament est en porte-à-faux et soumis à la gravité. Il est donc très déformé lorsque la vitesse de l'écoulement est nulle et vient s'aligner vers son état non déformé lorsque cette vitesse augmente. Cependant, à partir d'une certaine vitesse, l'extrémité libre du filament se met à vibrer. Ils comparent alors les vitesses critiques en fonction de la longueur du filament et aussi la fréquence des vibrations. Leur étude numérique est basée sur les équations de déformation des poutres d'Euler-Bernoulli et les expressions semi-empiriques données à partir de la mesure des forces fluides sur un cylindre circulaire.

Lorsque le drapeau devient instable et se met à vibrer, le fluide environnant lui donne l'énergie nécessaire pour produire le battement. Cette vibration induite pourrait servir à extraire l'énergie cinétique du flux. Tang *et al.* (2009) étudient la faisabilité d'un système qui permettrait cette récupération énergétique. Ils présentent donc le concept d'un "moulin à flottement" permettant de produire de l'énergie électrique à partir du battement d'un drapeau. Le système est tout à fait réalisable et fonctionne grâce à des dispositifs piézoélectriques. Ses performances sont analysées en fonction des différents paramètres de conception. Singh *et al.* (2012) s'intéressent aussi à la récupération de ce type d'énergie en la modélisant comme un amortissement dans la structure du drapeau. Ils montrent que le fait d'avoir une répartition de l'amortissement non uniforme le long de la structure a des effets bénéfiques sur l'efficacité du système. Une autre méthode de récupération est d'utiliser un drapeau inversé (Ryu *et al.*, 2015; Tang *et al.*, 2015). Le drapeau est alors encastré du côté aval, sur le bord de fuite, et le fluide arrive face à lui. Cette configuration permet d'avoir des amplitudes d'oscillations plus

importantes. Pour un système ayant les mêmes paramètres, les valeurs énergétiques en jeu sont donc plus importantes lorsque le drapeau est inversé.

1.3.4 Modélisation numérique de la mécanique d'interaction fluide structure

En général, dans les simulations du phénomène de reconfiguration, le modèle de structure n'est pas source de problèmes. Le modèle de poutre ou de plaque est souvent adopté. Les techniques de résolution numériques fréquemment utilisées sont la méthode d'éléments finis (Lee et Lee, 2014) et la méthode de différences finies (Gosselin *et al.*, 2010). Les équations de Navier-Stokes qui permettent de décrire l'écoulement d'un fluide sont bien plus complexes à résoudre que les équations du mouvement d'une poutre. Les modèles de fluide, pourtant établis à partir des mêmes équations de conservation, sont donc plus diversifiés. Les différentes hypothèses utilisées ne permettent pas forcément de décrire convenablement le problème de reconfiguration. Par exemple, le modèle basé sur les flux potentiels présenté par Alben *et al.* (2004) ne permet pas d'évaluer la pression dans le sillage. Le modèle d'écoulement potentiel est par définition irrotationnel. On ne peut donc pas simuler de séparation laminaire ni de recirculation qui apparaissent dans le sillage de la poutre qui se reconfigure.

Pour résoudre les équations de Navier-Stokes, on a recours à des techniques de discrétisation. Au niveau de l'espace, le domaine physique à résoudre est divisé en différentes cellules. Chacune des cellules est définie par les coordonnées de ses nœuds. L'ensemble des cellules compose ce que l'on appelle le maillage ou la grille. Une des techniques les plus communes dans le domaine de la mécanique des fluides est la Méthode des Volumes Finis (FVM). Dans cette technique, on définit un volume de contrôle dans lequel on impose la conservation des équations. On analyse alors les flux entre les différents volumes pour calculer les propriétés du fluide. La discrétisation temporelle consiste à diviser le domaine temporel d'étude en succession d'états séparés d'un laps de temps. À chaque pas de temps, le fluide est résolu sur le domaine spatial et tout se passe comme si les propriétés physiques au sein du domaine étaient les mêmes pendant cette durée.

NSCODE est un logiciel de calcul de dynamique des fluides développé au sein du laboratoire de recherche du professeur Laurendeau. Ce logiciel est basé sur la méthode des volumes finis et permet de modéliser un fluide compressible et visqueux pour un écoulement instationnaire et bidimensionnel (Levesque *et al.*, 2015). Il est conçu initialement pour simuler des écoulements autour de profils d'ailes d'avions et permet aussi de faire des simulations de formation de glace sur le profil (Bourgault *et al.*, 2000). NSCODE sert de plateforme de tests des nouvelles techniques numériques qui sont mises en place régulièrement par certains des membres du laboratoire. Ce logiciel a déjà fait ses preuves et simule avec précision l'écoulement d'un fluide compressible autour de profils d'ailes. Il a été validé et vérifié dans différentes condi-

tions de vol et pour de nombreux cas rencontrés dans le domaine aéronautique (Levesque, 2015). Le solveur fluide va permettre de simuler l'état d'un fluide en mouvement. Pour simuler le fluide, il faut définir une frontière finie. Ce solveur Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes (URANS) est basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Les équations sont dites moyennées, car les valeurs instantanées sont décomposées en leurs moyennes temporelles ajoutées de leurs fluctuations respectives. On peut présenter ces équations sous la forme de trois équations aux dérivés partielles non linéaires basées sur les lois de conservations de la masse, de la quantité de mouvement et d'énergie. Le système d'équations peut être exprimé dans sa forme intégrale par la formule suivante (Blazek, 2005) :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \vec{W} d\Omega + \oint_{\partial\Omega} (\vec{F}_C - \vec{F}_V) dS = 0, \quad (1.4)$$

où Ω est le volume contrôle, $\partial\Omega$ est la frontière de ce volume, $\vec{W}$ contient les variables conservatrices $(\rho, \rho u, \rho v, \rho e)$, $\vec{F}_C$ sont les flux convectifs et $\vec{F}_V$ sont les flux visqueux.

Méthodes de couplage

Dans la modélisation de problème où le fluide et la structure sont couplés, il y a deux approches différentes qui peuvent être adoptées : l'approche monolithique et l'approche modulaire.

Dans la première, on considère un problème unique comme un seul bloc. À chaque pas de temps, la totalité du domaine est résolue. Les sous-domaines solide, fluide et leurs interfaces sont calculés en un seul bloc. Le couplage entre le solide et le fluide est implicite, il n'y a pas de perte d'information au niveau de l'interface et la solution est convergée de la même façon sur tout l'espace. Cette méthode montre une très grande efficacité dans la résolution des problèmes dont la physique est fortement couplée ; de plus, les taux de convergence sont élevés (Hübner *et al.*, 2004). L'approche monolithique présente donc de nombreux avantages mais il peut y avoir des problèmes de résolutions numériques sur le plan mathématique. En effet, étant donné que tout est résolu en même temps, les équations mathématiques peuvent être lourdes et difficiles à résoudre (Walhorn *et al.*, 2005). Un préconditionneur est souvent nécessaire afin de pouvoir résoudre le système mathématique numériquement.

Dans l'approche modulaire, les problèmes fluide et structural sont résolus séparément. L'algorithme global est partitionné en deux solveurs, l'un pour le fluide et l'autre pour la structure. Un autre élément est chargé de transférer les informations entre les deux modules au niveau de l'interface. Les méthodes de résolution pour le fluide et le solide peuvent donc être totalement indépendantes. Cette approche a l'avantage d'être modulable et souple car on

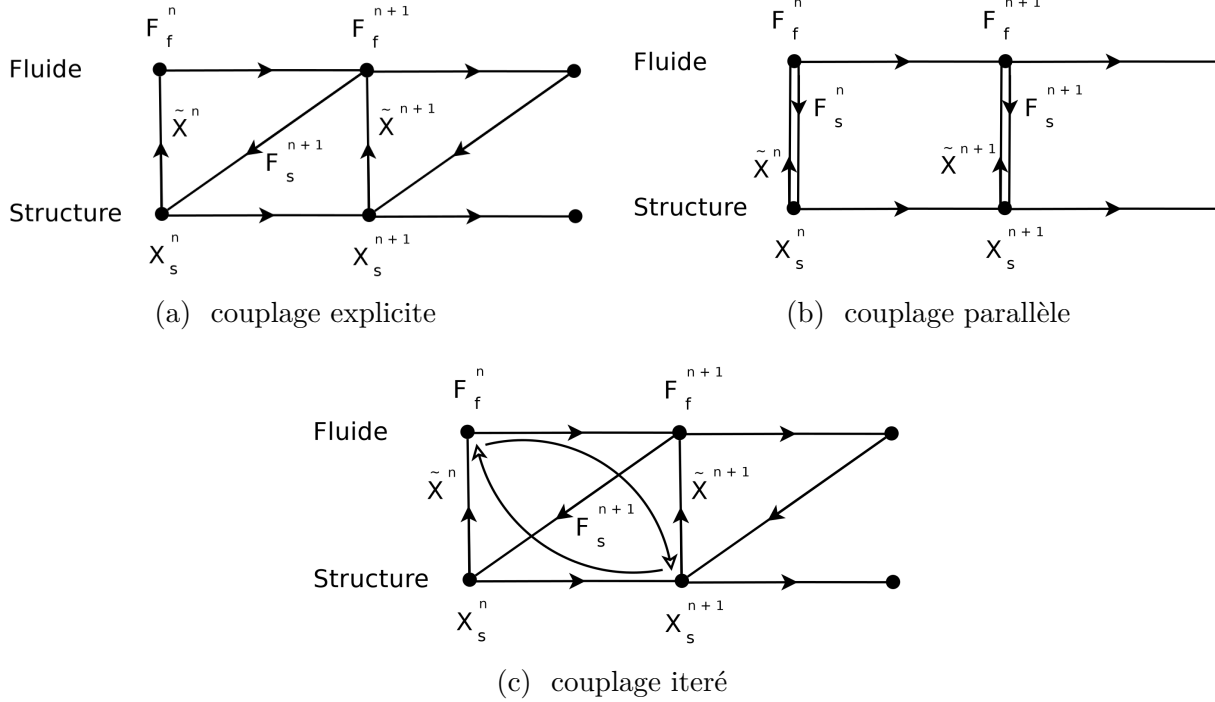


Figure 1.10 Schéma de couplage entre les solveurs fluide et structure

peut gérer indépendamment les problèmes de la structure et du fluide. Les différents modules peuvent donc être totalement optimisés. Les maillages structuraux et fluides peuvent être différents, il faut donc utiliser une méthode afin de transmettre les informations au niveau de la frontière (De Boer *et al.*, 2007; Farhat *et al.*, 1998). Cette étape est importante car une partie des informations peut être perdue dans l'interpolation ce qui peut avoir un impact sur la précision de l'algorithme global. Les informations des forces d'action et des déplacements structurels doivent être transmises pour le couplage en espace, mais on va devoir aussi utiliser un couplage temporel. En effet, contrairement à la réalité, le fluide et la structure sont résolus l'un après l'autre et le principe d'action réaction n'est donc pas vérifié instantanément.

Il existe différents algorithmes de couplage temporel permettant de représenter plus ou moins bien la réalité (Piperno *et al.*, 1995). Dans la plupart des cas, l'algorithme global est moins précis et moins stable que les deux solveurs qui le composent (De Nayer, 2008). Le couplage temporel est donc très important et peut corriger ces problèmes. La qualité des résultats va donc être influencée par le passage entre les solveurs. Farhat et Lesoinne (2000) proposent différents schémas temporels de couplage fluide structurel pour la méthode modulaire. Il existe trois principales catégories différentes d'algorithmes : algorithmes explicites (synchrones et décalés), algorithmes parallèles et algorithmes itérés.

La première technique est explicite car l'avancement temporel ne se fait pas simultanément, mais par étapes dans chacun des sous-domaines (figure 1.10a). L'information est échangée une seule fois par itération temporelle, l'ordre de convergence temporel global est de 1, même si un des solveurs a un ordre de convergence supérieur (Förster *et al.*, 2007). Dans l'algorithme en temps parallèles, l'avancement en temps et le transfert d'information est fait en même temps. Cependant, la méthode n'est pas monolithique car les solveurs sont tout de même séparés (figure 1.10b). Pour les algorithmes itérés, une boucle itérative supplémentaire est ajoutée dans le couplage au sein des itérations temporelles (figure 1.10c). Les solveurs sont donc résolus plusieurs fois sur tout le domaine physique pour un même pas de temps afin d'obtenir une solution convergée.

Un couplage itéré a l'avantage d'être plus stable numériquement. Engels *et al.* (2013) remarque, dans ses simulations, que, bien qu'il soit simple à implémenter, le couplage explicite a un impact sur la stabilité de l'algorithme. Lorsque la masse de la structure est très "légère", la simulation ne peut pas être effectuée correctement car le code de calcul devient instable. En plus, cette instabilité ne peut pas être corrigée en diminuant les pas de temps de simulation. Causin *et al.* (2005) observent que si l'interaction est suffisamment forte entre le fluide et la structure, l'algorithme explicite devient instable. Cette instabilité provient du fait que le fluide modélisé est incompressible. La masse de la structure joue un rôle dans la stabilité, mais aussi la géométrie du problème. Les structures minces sont en effet généralement plus instables (Olivier et Dumas, 2012). Il est tout de même possible d'utiliser une approche modulaire pour simuler un problème fortement couplé, mais il faut alors améliorer le couplage. Si la physique modélisée est fortement couplée, il sera préférable d'adopter une résolution itérée. L'ordre de convergence temporel et la précision de la solution sont améliorés avec un algorithme itéré (Causin *et al.*, 2005). Cependant, le coût numérique est plus important car on doit résoudre plusieurs fois par pas de temps et on peut éventuellement utiliser une méthode de relaxation. Ce schéma est très utile lorsque les forces aérodynamiques sont importantes, i.e. $M^* \ll 1$, et lorsque la vitesse du fluide est du même ordre de grandeur que la vitesse de déplacement de la structure, i.e. $U^* \sim 1$.

1.4 Éléments de la problématique

On a vu qu'il était important d'étudier les comportements des plantes face au vent pour comprendre et atténuer des phénomènes d'endommagement tels que la verse. Pour comprendre les mécanismes qui apparaissent dans les interactions entre les plantes et le vent, il est possible d'analyser des structures idéalisées. Ces structures reproduisent bien les mécanismes mesurés expérimentalement et ont l'avantage d'être applicables pour des cas plus généraux et non pas

limités à une espèce spécifique de plante. On retrouve un grand nombre d'études faites sur la reconfiguration des structures, les mécanismes sont donc bien compris. Cependant, très peu d'études de réduction de traînée d'une structure tiennent compte de la stabilité dynamique du système. On retrouve de nombreux résultats expérimentaux et numériques sur la reconfiguration, mais peu font un parallèle avec la stabilité et la vibration de la structure. Or, en changeant de forme, la structure peut être sujette à de la vibration induite par le fluide. La flexibilité permet la reconfiguration, mais rend aussi vulnérable à des instabilités. Il est donc pertinent d'analyser les paramètres de stabilité et les mécanismes en jeu.

Les modèles numériques permettant de résoudre des problèmes de reconfiguration sont très variés. Suivant les propriétés du système modélisé, certains vont être plus pertinents et plus fidèles à la réalité. Les modèles utilisés et leurs hypothèses intrinsèques sur la physique représentée vont influencer les résultats. Dans les problèmes de reconfiguration et du drapeau énoncé précédemment, l'utilisation du modèle de poutre en flexion pour la structure est récurrente. Par contre, les modèles fluides sont beaucoup plus complexes. On retrouve donc une plus grande variété de techniques et modèles pour simuler le même système. Certains modèles ne permettent pas d'appréhender tous les phénomènes physiques tels que la recirculation dans le sillage. De plus, dans les études scientifiques de ce genre de problèmes, le fluide n'est pas souvent résolu par la méthode FVM et n'est jamais considéré comme compressible. Il est donc intéressant d'utiliser le logiciel NSCODE pour modéliser un fluide incompressible avec cette technique. On pourra donc étudier la possible différence de résultat engendré par l'hypothèse de compressibilité. Il existe des logiciels capables de modéliser ce genre de problème, par exemple ANSYS, qui utilise un couplage de leur logiciel fluide (Fluent) et structure. Un des soucis vient du fait que ce genre de logiciel demande de posséder une licence d'exploitation très onéreuse. De plus, ces licences sont limitées à l'utilisation d'un certain nombre de processeurs. Or, le temps de calcul d'un problème fluide par méthode de volume fini est très long. Il est donc avantageux de lancer des simulations sur des supercalculateurs ayant des performances de calcul et une quantité importante de processeurs. Si l'on souhaite utiliser ce logiciel sur un tel système informatique, il faut alors payer le fait de paralléliser le calcul sur plusieurs processeurs. Le fait de développer son propre logiciel de calcul permet de ne pas être limité en ressource financière et en capacité de calcul. Il est aussi intéressant de développer un logiciel pour connaître exactement ce que l'on simule afin de se baser sur des méthodes et des modèles bien définis. On peut donc choisir exactement le modèle le plus intéressant sur le plan fidélité et aussi rapidité. Il peut exister en effet un certain compromis entre la rapidité d'exécution et l'exactitude du modèle avec la réalité physique. Le code que l'on conçoit peut être optimisé en simplifiant les paramètres et les hypothèses du modèle au strict nécessaire.

Le logiciel NSCODE est conçu initialement pour simuler des écoulements dans le cadre aéronautique. Il simule correctement des écoulements autour de profil d'aile d'avion et permet même de prédire la formation de glace. Cependant, il n'a pas encore été validé dans le cas d'un écoulement autour d'un solide non profilé et n'a jamais été utilisé pour simuler un problème d'interaction fluide structure. Il est donc nécessaire de vérifier si le domaine de validité du logiciel s'étend à ce projet. Les nouvelles techniques implémentées dans le logiciel seront validées et augmenteront donc le champ d'application du logiciel, notamment en aéroélasticité.

1.5 Objectifs de recherche

Ce projet de maîtrise a été réalisé dans le but d'étudier les mécanismes de stabilité de la reconfiguration d'une structure élancée soumise à un écoulement. On recherche le compromis qu'il peut y avoir entre la reconfiguration et la stabilité d'une structure. On a vu que, plus une structure est flexible, plus la réduction de trainée par reconfiguration est importante. Cependant, une structure trop flexible peut devenir instable. Les paramètres qui induisent l'instabilité dans des phénomènes de reconfiguration seront donc analysés.

Les objectifs principaux sont les suivants :

- Développer un algorithme de déformation dynamique d'une structure élancée couplé avec le logiciel NSCODE ;
- Valider et vérifier le code IFS pour différentes configurations afin d'évaluer ses limites d'utilisation et d'exactitude ;
- Analyser la stabilité de la reconfiguration d'une poutre et les différents mécanismes de vibration ;

1.6 Plan du mémoire

La suite de ce mémoire est divisée en trois principales sections : le développement du modèle numérique, la validation et l'analyse des résultats numériques.

Le second chapitre de ce mémoire présente la méthodologie et le modèle mathématique choisi pour simuler l'interaction entre une structure élancée et un fluide. La structure logicielle du code global et de ses différentes sous-parties sont présentées. Les techniques et modèles du solveur fluide NSCODE sont décrits brièvement tout comme le code de génération de maillage. Le développement du solveur structural est ensuite détaillé. La théorie mathématique est présentée avant d'expliquer la méthode de résolution numérique. Le processus de couplage spatial et temporel est ensuite détaillé.

Le chapitre suivant expose l'étape de validation et de la vérification des différents modules ainsi que du couplage. Pour chacun des modules, on vérifie numériquement le code afin de déterminer la stabilité numérique et l'ordre de précision du solveur. Le logiciel NSCODE est validé grâce à un cas test utilisant une structure mobile, mais totalement rigide. Le modèle structural est validé dans un premier temps dans un cas statique puis de façon dynamique. Enfin, le couplage final est validé en simulant l'écoulement bidimensionnel autour d'une poutre dirigée dans le même sens que le fluide, c'est le cas du drapeau. On analyse alors la vitesse critique de stabilité du drapeau ainsi que les différents modes de vibration de la structure en fonction de sa masse.

Le dernier chapitre présente l'étude approfondie du cas de la déformation de la structure sous l'effet d'un fluide en mouvement. On simule une poutre perpendiculaire à l'écoulement et encastree en son milieu. On analyse alors la reconfiguration structurale, en fonction des paramètres de l'écoulement, en observant l'évolution de la trainée. On cherche ensuite à déterminer les conditions de stabilité et les mécanismes de vibration en faisant le parallèle avec le cas du drapeau.

CHAPITRE 2 Modélisation numérique de l'Interaction Fluide Structure

Dans ce chapitre, nous présentons le fonctionnement du code de simulation d'une structure élançée dans un fluide bidimensionnel. La structure globale de l'algorithme et les différents modules qui le composent sont exposés. Le solveur mécanique des fluides est présenté rapidement car il n'a pas été développé dans ce projet et son développement est détaillé ailleurs (i.e. Levesque (2015)). Le modèle mathématique et les méthodes numériques de l'algorithme permettant de résoudre les déformations structurelles, entièrement développés dans le cadre de ce mémoire, sont détaillés ensuite.

2.1 Hiérarchie du programme

Le programme servant à modéliser le système fluide-structure du projet est basé sur un algorithme découplé. Le mouvement de la partie structurale et l'écoulement fluide sont modélisés et calculés indépendamment. Les deux solveurs sont instationnaires et l'incrémentation temporelle se fait par itérations (figure 2.1). À chaque pas de temps, il faut déterminer les déplacements de la structure et générer un maillage afin de calculer l'état du fluide. Le solveur fluide était déjà conçu et le solveur structural a été développé dans ce projet. Des modules de couplage en temps et en espace permettent de transmettre les informations entre les différents solveurs. Un mailleur permet de générer un maillage à chaque pas de temps et un préprocesseur permet d'allouer la mémoire des variables de calculs. Certaines des variables seront accessibles par les deux solveurs différents afin d'éviter de les réécrire en mémoire. Les différents modules sont programmés en langage C (en vert et bleu sur la figure 2.1) car c'est un langage efficace permettant des calculs rapides en plus d'être libre d'utilisation.

L'architecture de figure 2.1 présente la globalité du code, mais la boucle itérative du couplage temporel est détaillée dans section 2.5.1. Le programme d'ensemble, les paramètres de simulation et la méthode de couplage sont gérés par un fichier python. Ce langage de plus haut niveau proche du langage machine permet d'avoir une gestion plus aisée des différentes simulations et du post-traitement. Les sous-fonctions qui sont les solveurs sont "appelées" depuis ce programme. Le fichier python sert à définir les paramètres de simulation, faire la jonction entre des différents modules et aussi le post-traitement.

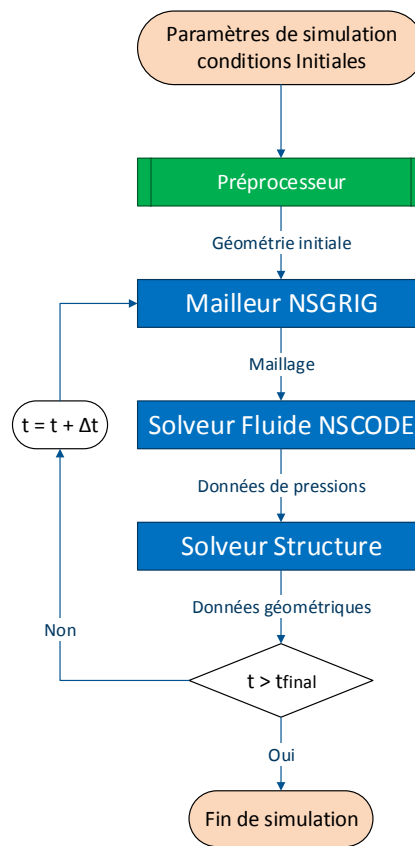


Figure 2.1 Architecture globale du code

2.2 Modèle fluide

Le solveur fluide va permettre de simuler l'état de l'écoulement en mouvement. Nous présentons dans la suite, le logiciel permettant de résoudre des problèmes fluides. Ce solveur URANS est basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes. Les équations sont dites moyennées en temps en utilisant une décomposition autour d'une moyenne de type : $u = \bar{u} + u'$. À faible nombre de Reynolds, l'écoulement est laminaire et les fluctuations u' sont nulles.

2.2.1 Solveur NSCODE

Le logiciel utilisé pour résoudre l'écoulement de fluide est NSCODE. C'est un programme développé à l'École Polytechnique de Montréal (Levesque, 2015). Ce solveur, basé sur la méthode FVM, permet de résoudre des écoulements instationnaires de fluides compressibles et visqueux. Les simulations sont effectuées sur un maillage bidimensionnel et structuré. Ce code de calcul a été développé initialement pour résoudre des écoulements autour de profils d'ailes d'avions, c'est pour cela que le fluide modélisé est compressible. Différents schémas de résolutions sont implémentés dans NSCODE : le schéma explicite Runge-Kutta, le schéma implicite par point et le schéma implicite LUSGS. Le schéma de discrétisation spatiale est centré, c'est-à-dire que les volumes considérés sont centrés sur les cellules. Les volumes de contrôles correspondent donc exactement aux cellules du maillage. Cette formulation nécessite cependant l'ajout d'un terme d'un flux de dissipation artificielle. Ce flux permet de stabiliser numériquement la solution mais rajoute une viscosité artificielle (Blazek, 2005). Nous verrons par la suite que les coefficients de viscosité numériques utilisés dans la simulation peuvent modifier légèrement la solution. Dans un maillage structuré 2D, les cellules sont des quadrilatères et suivent le même motif uniforme. La position de chacune des cellules peut être paramétrée par une coordonnée (i, j) . Ceci permet d'avoir une utilisation de la mémoire et un bouclage sur les cellules efficace dans le code. NSCODE peut aussi travailler sur des maillages comportant plusieurs blocs qui sont connectés au niveau de leurs frontières. Chacun des blocs peut être résolu séparément. Cette utilisation permet donc d'accélérer les simulations en lançant les calculs en parallèle sur plusieurs processeurs. De plus, le maillage peut-être adapté en fonction de la topologie du domaine de simulation. La génération de maillage est plus facile, car on a plus de souplesse et de liberté par rapport à un maillage structuré monobloc.

Les frontières du domaine de simulation doivent posséder des conditions limites. Quatre conditions limites sont disponibles dans NSCODE :

- **la condition de paroi** permet de simuler un solide imperméable, dans notre cas cette

- condition est utilisée pour la frontière entre le fluide et la structure ;
- **la condition de symétrie** qui permet de simuler uniquement une partie du domaine ;
- **la condition de champ éloigné** correspond à une partie éloignée du domaine où le fluide n'est pas affecté par le solide ;
- **la condition de connexion** permet de connecter numériquement les blocs du domaine entre eux ;

Les calculs basés sur la FVM sont généralement longs. Plusieurs méthodes d'accélération sont donc implémentées dans ce logiciel. Le multigrille est une méthode d'accélération de convergence de codes Computational Fluid Dynamic (CFD). Le principe est de résoudre le fluide sur des maillages plus grossiers dont le calcul est plus rapide afin d'interpoler la solution sur le maillage fin. Le multigrille permet d'avoir des taux de convergence bien supérieurs à une résolution sans multigrille. Les simulations peuvent aussi être effectuées sur des maillages superposés grâce à la méthode chimère. Les zones de superposition sont identifiées au début de la simulation et les frontières entre les maillages sont interpolées. Contrairement à la connexion entre les blocs, la frontière entre les deux maillages n'a pas forcément la même topologie. La continuité entre les cellules n'est pas obligatoire. L'intérêt de cette technique est d'utiliser un maillage de fond qui reste inchangé puis de remailler seulement une zone proche de la géométrie lorsqu'elle est modifiée. Cependant, la technique chimère est incompatible avec le multigrille. La convergence et les calculs peuvent donc être plus lents en utilisant cette méthode.

2.2.2 Écoulements instationnaires

Des écoulements instationnaires peuvent être rencontrés dans de nombreuses situations, notamment dans les études de vol et de la stabilité de l'avion. Le fluide peut être instationnaire sans que le corps immergé soit mobile ou déformable. En effet, on peut observer des phénomènes oscillatoires comme des lâchés de tourbillons derrière un cylindre sans que ce dernier ait un mouvement alterné. La méthode d'avancement à pas de temps double (*Dual Time Stepping*, DTS) a été implémentée dans NSCODE. Cette procédure itérative est basée sur l'utilisation d'un pseudo pas de temps. Le schéma temporel réalise deux boucles de résolution : une sur un pseudo pas de temps et l'autre sur un pas de temps réel. L'avancement temporel est réalisé à l'extérieur du code, dans l'algorithme principal python. Ceci permet d'avoir plus de flexibilité dans les simulations, le pas de temps peut évoluer au sein de la même simulation. On peut donc commencer des simulations avec des pas de temps grossiers et affiner au fur et à mesure que le temps avance. La simulation peut aussi être initialisée avec une solution stationnaire, en guise d'état initial, avant de lancer les boucles d'itérations instationnaires. Ceci peut permettre de passer des phénomènes transitoires plus rapidement.

Une autre technique implémentée dans NSCODE pour résoudre des écoulements instationnaires est la méthode de domaine de fréquence non-linéaire (*Non-Linear Frequency Domain Method*, NLFD). Cette méthode permet de résoudre des écoulements périodiques en s'appuyant sur une formulation en série de Fourier. Cette méthode est très efficace, mais ne permet de résoudre que des simulations qui présentent un schéma de répétition temporel. Cette technique ne sera donc pas utilisée dans la suite car ce comportement périodique ne sera pas forcément observé dans le cadre de l'IFS.

2.2.3 Méthode ALE

Lorsqu'on veut que le corps ait une géométrie évolutive, il faut modifier le maillage pour prendre en compte cette vitesse relative. La méthode ALE permet ce mouvement en évitant les problèmes liés aux approches uniquement Lagrangienne ou Eulérienne. Dans la méthode Lagrangienne, on observe le déplacement d'une particule depuis le fluide. Dans l'approche Eulérienne, l'observateur n'est pas lié au fluide, mais à un référentiel immobile. Elle est moins efficace pour évaluer le fluide au niveau de la frontière avec la structure en mouvement. Dans la formulation ALE, le référentiel n'est pas lié au fluide ni au solide, mais à un repère arbitraire qui est mobile par rapport aux deux. Cette formulation est donc une approche hybride qui permet de choisir arbitrairement la méthode la plus adaptée suivant le mouvement du fluide. Dans le cas précis de notre poutre flexible, la poutre est encastree à un endroit précis. Cet encastrement sera donc la référence à la fois pour le fluide et la structure. Les maillages seront immobiles à cet endroit-là. Il peut y avoir des systèmes où la structure est mobile, mais la géométrie est inchangée. Par exemple, en aéroélasticité, la vibration des ailes peut être modélisée par le mouvement d'un profil d'aile rigide. Le maillage est déplacé, mais de façon rigide, il n'est pas déformé. Pour modifier et déformer de façon arbitraire le maillage, il faut respecter la loi de conservation géométrique (*Geometric Conservation Law*, GCL) (Farhat *et al.*, 2001). Cette technique permet de prendre en compte les variations de volumes et les déplacements des cellules de la grille. La loi GCL est implémenté au second ordre dans NSCODE (Mosahebi et Laurendeau, 2015).

2.3 Génération de maillages

Pour chacun des pas de temps de la simulation, la frontière entre le fluide et le solide est mobile. Il faut donc modifier le maillage du fluide et le mettre à jour de façon à respecter cette frontière. On peut modifier le maillage pour qu'il s'adapte à la nouvelle géométrie. Cependant, dans ce projet, nous allons générer un nouveau maillage à chaque pas de temps. Il faut donc que la génération de maillage se fasse de façon automatique et relativement rapide. Le logiciel

doit pouvoir générer un maillage sur la totalité du domaine pour des géométries différentes et sans l'intervention de l'utilisateur.

Le maillage est un des éléments les plus importants d'une simulation de dynamique des fluides CFD. La grille va avoir un effet sur la rapidité de convergence et la justesse des résultats, il est donc important d'avoir un maillage de qualité. Le générateur de maillage utilisé est NSGRID, un logiciel développé à l'École Polytechnique de Montréal (Hasanzadeh et Laurendeau, 2015). Ce mailleur a été conçu pour réaliser des simulations de givrage sur des profils d'ailes. Les maillages générés sont structurés et peuvent être composés de plusieurs blocs. La disposition des noeuds le long des parois peut être modifiée en fonction de la courbure de la frontière. La technique du lisseur, basée sur un regroupement de plusieurs méthodes, permet de contrôler la qualité du maillage tout en conservant l'orthogonalité et la taille des cellules proches des parois. Les conditions limites utilisées dans les simulations seront toujours les mêmes, la structure sera considérée comme une paroi et l'autre frontière du domaine est un champ lointain (figure 2.3a). Ce champ est un cercle centré sur l'extrémité encastree de la structure et de diamètre très grand devant la longueur de la poutre (de l'ordre de 50 fois). On prend l'extrémité encastree, car c'est la seule partie immobile de la structure, cet encastrement est le centre du référentiel de la simulation.

Deux configurations différentes sont simulées dans ce mémoire : l'une avec la poutre initialement alignée avec l'écoulement et encastree à son extrémité amont ; l'autre avec la poutre initialement perpendiculaire à l'écoulement et encastree en son centre. La topologie du maillage est différente pour les deux systèmes car les déformations de la structure ne se font pas de la même façon. Lorsque la poutre se reconfigure, elle se ferme (figure 2.2a). Cette configuration peut présenter des difficultés de maillage. En effet, par rapport à la position de repos (droite et verticale), les cellules se retrouvent confinées et compressées. Pour compenser cela, le maillage le long de la structure est plus dense dans la partie convexe (à gauche sur la figure) et moins dense de l'autre côté. L'utilisation du remaillage permet la résolution de l'écoulement autour de la poutre fortement déformée telle que montrée à la figure 2.2b avec un maillage de qualité : la condition de perpendicularité à la paroi est respectée et les cellules ne sont pas trop déformées. Cependant, pour étudier des configurations où la structure est encore plus déformées que celle de la figure 2.2b, une technique de remaillage serait nécessaire mais n'est pas implémentée ici. Le maillage du drapeau est moins problématique, la structure reste ouverte même en se déformant (figure 2.3b).

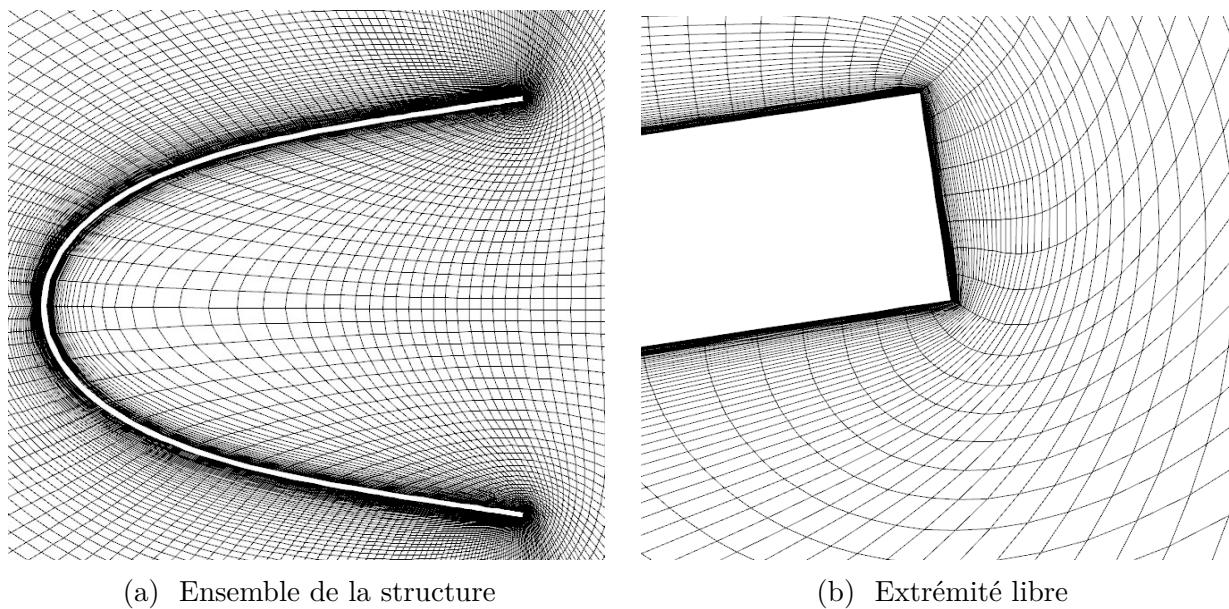


Figure 2.2 Maillage de la poutre verticale

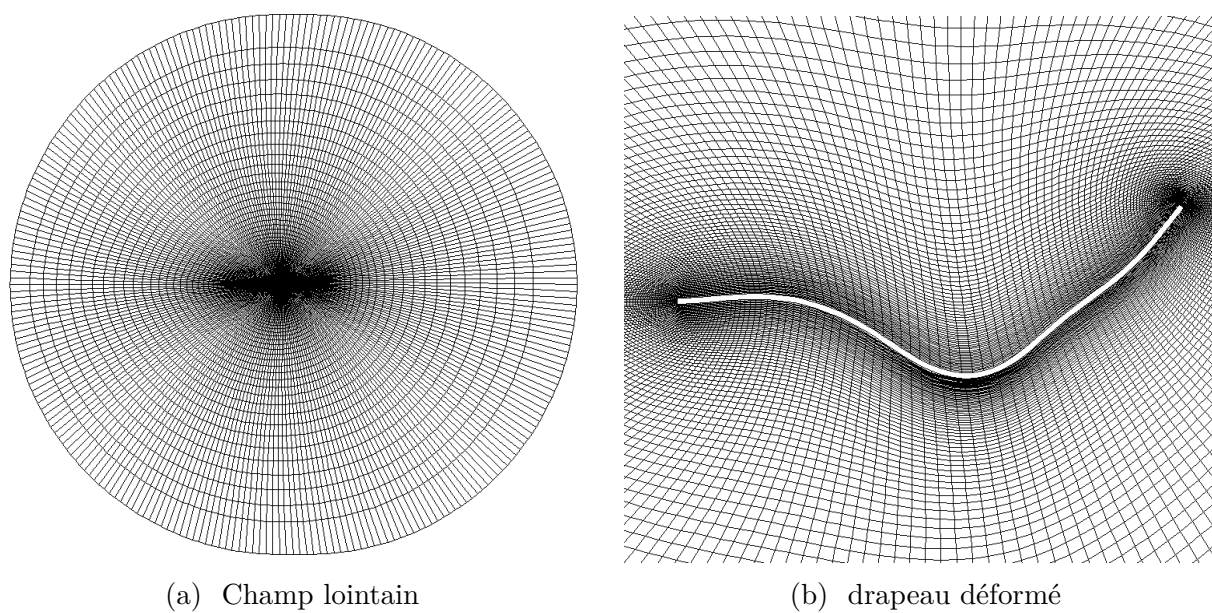


Figure 2.3 Maillage du drapeau

2.4 Modèle structural

On s'intéresse maintenant à la modélisation des déformations de la structure. Les déplacements sont provoqués par des forces de pression appliquées à la surface de la poutre. Ces efforts sont calculés au préalable par le solveur fluide. Dans un premier temps, les équations permettant de décrire le mouvement d'une structure élastique sont énoncées. Ensuite, la méthode de résolution numérique et la structure de l'algorithme sont présentées. La structure considérée est une poutre en deux dimensions, les déplacements restent dans le plan. Les équations d'Euler-Bernoulli sont utilisées afin de décrire les équations mathématiques de la déformation dynamique d'une poutre. La résolution numérique du solveur structure réalisée par la méthode différences finies est adaptée de celle de Stolte et Benson (1992).

2.4.1 Équations de la dynamique d'une poutre en flexion

On considère une poutre de longueur L , d'épaisseur e , de profondeur W et de rigidité en flexion D . Sa masse par unité de surface est m . La section ainsi que sa masse volumique sont constantes le long de la structure. La poutre est encastree à une extrémité et totalement libre de l'autre bord (figure 2.4). On analyse la fibre neutre de la structure (en pointillé rouge sur la figure 2.4) aussi appelée fibre moyenne. C'est la fibre qui passe par les centres de gravité des sections droites pour une poutre homogène. On se place dans l'hypothèse de Bernoulli, c'est-à-dire que les sections droites restent perpendiculaires à la fibre neutre et le cisaillement est négligé.

On définit l'abscisse curviligne S le long la fibre moyenne, en partant de $S = 0$ au niveau du côté encastree jusqu'à $S = L$ pour l'extrémité libre. Une charge de pression s'exerce sur la face supérieure P_{sup} et la face inférieure P_{inf} de la poutre et la différence de pression entraîne sa déformation. Nous allons donc conserver uniquement la différence de pression $P(S) = P_{sup}(S) - P_{inf}(S)$ qui s'applique sur la fibre neutre. Le paramètre $\theta(S)$, appelé l'angle de flexion, est l'angle entre la position de repos et la position déformée de la poutre. Lorsque la charge externe est nulle, la poutre est rectiligne, la fibre neutre l'est aussi et $\theta(S) = 0$ pour tout S compris entre 0 et L . La forme géométrique de la fibre est définie par ses coordonnées dans le plan $X(S)$ et $Y(S)$. Si on connaît $\theta(S)$ le long de l'abscisse curviligne, on peut définir totalement la géométrie de la fibre et donc de la poutre grâce aux équations 2.1 :

$$X(S) = \int_0^S \cos(\theta(\tilde{S}))d\tilde{S}, \quad Y(S) = \int_0^S \sin(\theta(\tilde{S}))d\tilde{S}, \quad (2.1)$$

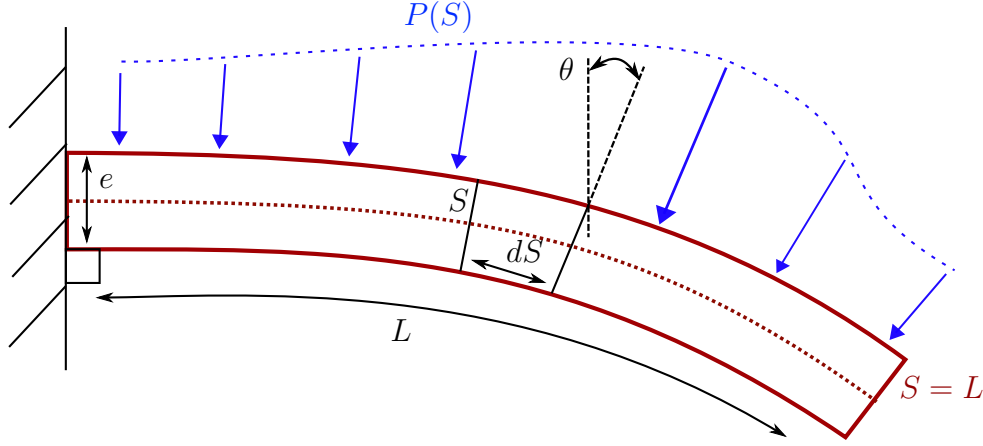


Figure 2.4 Modèle de poutre en porte à faux

ou alors en dérivant :

$$\frac{\partial X}{\partial S} = \cos(\theta), \quad \frac{\partial Y}{\partial S} = \sin(\theta). \quad (2.2)$$

On isole une section de poutre de longueur infinitésimale dS le long de l'abscisse curviligne (figure 2.5). On peut donc déduire l'équation du mouvement de la poutre en flexion en se basant sur le principe fondamental de la dynamique. Les forces internes sont l'effort tranchant V , l'effort de traction T et le moment M . $\ddot{X}$ et $\ddot{Y}$ sont les composantes de l'accélération de la section projetée dans le repère $\vec{x}$ et $\vec{y}$.

On néglige le moment d'inertie $I\ddot{\theta}$ devant les autres moments car on suppose que le moment quadratique I est très faible à cause de la faible épaisseur de la poutre. L'équilibre des moments donne donc l'équation suivante :

$$\frac{\partial M}{\partial S} = V. \quad (2.3)$$

L'équilibre des forces projetées dans les axes $\vec{e}_n$ et $\vec{e}_\tau$ donne respectivement :

$$-m \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} \sin(\theta) + m \frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} \cos(\theta) = \frac{\partial V}{\partial S} + T \cdot \frac{\partial \theta}{\partial S} + P, \quad (2.4)$$

$$m \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} \cos(\theta) + m \frac{\partial^2 Y}{\partial t^2} \sin(\theta) = V \cdot \frac{\partial \theta}{\partial S} - \frac{\partial T}{\partial S}, \quad (2.5)$$

où t représente la variable du temps. L'équation d'Euler-Bernouilli permet de lier la déformation et le moment fléchissant :

$$M = D \cdot \frac{\partial \theta}{\partial S}, \quad (2.6)$$

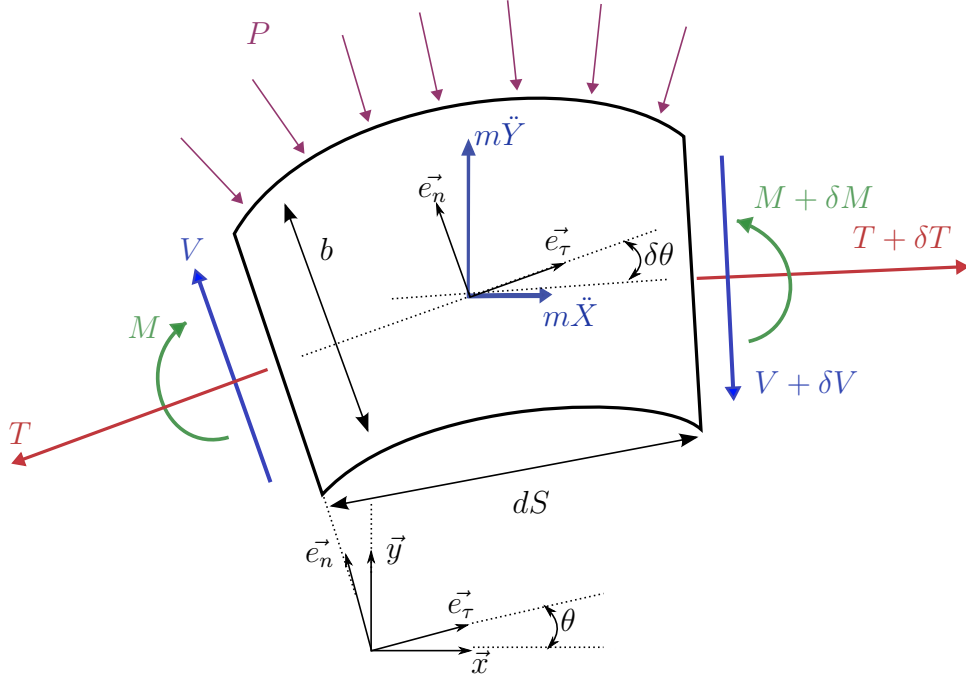


Figure 2.5 Forces sur la structure

soit d'après l'équation d'équilibre des moments 2.3 :

$$D \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial S^2} = V. \quad (2.7)$$

Conditions limites :

Une des extrémités de la poutre est encastree donc l'angle de déformation et les déplacements sont nuls à cet endroit pour tout temps t :

$$X(0) = 0, \quad Y(0) = 0, \quad \theta(0) = 0. \quad (2.8)$$

L'autre extrémité est libre donc le moment et l'effort tranchant sont nuls :

$$\frac{\partial \theta}{\partial S}(L) = 0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial S^2}(L) = 0, \quad (2.9)$$

soit d'après 2.2 :

$$\frac{\partial^2 X}{\partial S^2}(L) = 0, \quad \frac{\partial^2 Y}{\partial S^2}(L) = 0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial S^2}(L) = 0. \quad (2.10)$$

On néglige aussi la tension T dans la poutre car on suppose qu'elle est très faible devant le

moment fléchissant et l'effort tranchant. L'équation 2.5 n'est donc pas utilisée ; on intègre 2.4 en sachant que $V(L) = 0$ (d'après 2.7 et 2.10) et on remplace dans 2.7 :

$$D \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial S^2} = -m \sin(\theta) \int_S^L \left(\frac{\partial^2 X}{\partial t^2}(\tilde{S}) \right) d\tilde{S} + m \cos(\theta) \int_S^L \left(\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2}(\tilde{S}) \right) d\tilde{S} - \int_S^L P d\tilde{S}. \quad (2.11)$$

Utilisation de variables non dimensionnelles

On utilise la longueur L afin de travailler avec des valeurs sans dimension. L'abscisse curviligne sans dimension est s , les paramètres physiques de la structure sont maintenant définis pour s allant de 0 à 1. La différence de pression adimensionnelle est notée p :

$$s = \frac{S}{L}, \quad x(s) = \frac{X(S)}{L} = \frac{X(Ls)}{L}, \quad y(s) = \frac{Y(S)}{L}, \quad p(s) = \frac{P(S)}{\frac{1}{2}\rho_a U_\infty^2}. \quad (2.12)$$

La rigidité en flexion D de la poutre ainsi que la vitesse U_∞ et la masse volumique ρ_a du fluide sont utilisées comme valeurs caractéristiques pour définir la simulation. De la même manière que Michelin *et al.* (2008), on pose les variables sans dimension suivantes où U^* est la vitesse réduite, M^* le rapport de masse, t est le temps adimensionnel :

$$U^* = \sqrt{\frac{m}{D}} L U_\infty, \quad M^* = \frac{\rho_a L}{m}, \quad \tau = \frac{t U_\infty}{L}. \quad (2.13)$$

On remplace ensuite dans l'équation 2.11 pour obtenir l'équation sans dimension suivante :

$$\frac{1}{U^{*2}} \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} = -\sin(\theta) \int_s^1 \ddot{x} d\tilde{s} + \cos(\theta) \int_s^1 \ddot{y} d\tilde{s} - \frac{1}{2} \cdot M^* \int_s^1 p d\tilde{S}. \quad (2.14)$$

Le potentiel déformation

De la même façon que Mansfield et Simmonds (1987), on définit le potentiel de déformation par :

$$u = \int_s^1 x d\tilde{s}, \quad v = \int_s^1 y d\tilde{s}, \quad (2.15)$$

donc d'après 2.1 :

$$u = \int_s^1 \left(\int_0^{\tilde{s}} \cos(\theta(\bar{s})) d\bar{s} \right) d\tilde{s}, \quad v = \int_s^1 \left(\int_0^{\tilde{s}} \sin(\theta(\bar{s})) d\bar{s} \right) d\tilde{s}. \quad (2.16)$$

En utilisant les conditions aux frontières 2.10 et les définitions ci-dessus, on déduit les conditions limites des potentiels de déformations :

$$\frac{\partial u}{\partial s}(0) = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial s}(0) = 0, \quad (2.17)$$

$$u(1) = 0, \quad v(1) = 0, \quad (2.18)$$

Si on dérive par s deux fois les équations 2.16 on obtient les équations différentielles suivantes :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial s^2} = -\cos(\theta), \quad \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} = -\sin(\theta). \quad (2.19)$$

Si on dérive deux fois par le temps τ les équations 2.15 on obtient les équations :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = \int_s^1 \left(\frac{\partial^2 x}{\partial \tau^2} \right) d\tilde{s}, \quad \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} = \int_s^1 \left(\frac{\partial^2 x}{\partial \tau^2} \right) d\tilde{s}. \quad (2.20)$$

En substituant dans l'équation du mouvement 2.14, on obtient finalement l'équation adimensionnelle du mouvement de la poutre :

$$\frac{1}{U^{*2}} \cdot \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} = -\ddot{u} \sin(\theta) + \ddot{v} \cos(\theta) - \frac{1}{2} \cdot M^* \int_s^1 p \, d\tilde{S}. \quad (2.21)$$

2.4.2 Méthodes de résolutions

Le système est donc finalement composé de trois équations 2.19 et 2.21, comprenant trois variables indépendantes u, v et θ . Ces trois équations sont non linéaires et contiennent des dérivés partielles. En effet, il faut se rappeler que chacune des variables dépend du temps et de l'espace. Les équations sont donc quasi-linéarisées et les variables discrétisées afin de résoudre numériquement le problème. On utilise la même méthode de linéarisation que Stolte et Benson (1992).

Tout d'abord, les dérivées partielles temporelles et spatiales sont approximées par différence finie. On place N points uniformément répartis le long de la fibre centrale. Elle est donc discrétisée en $N - 1$ éléments de même longueur et chaque élément est un segment de droite de longueur $\Delta s = 1/(N - 1)$. Cette discrétisation constitue le maillage de la structure ; il est unidimensionnel.

Les dérivées temporelles et spatiales sont calculées par différence finie :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} = \frac{\theta_{i+1,j} - 2\theta_{i,j} + \theta_{i-1,j}}{\Delta s^2} + O(\Delta s^2), \quad (2.22)$$

$$\ddot{u} = \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = \frac{u_{i,j} - 2u_{i,j-1} + u_{i,j-2}}{\Delta \tau^2} + O(\Delta \tau). \quad (2.23)$$

Les variables i et j font référence respectivement à la discrétisation spatiale et temporelle. La dérivation spatiale est d'ordre 2, car le schéma de discrétisation est de type centré. Cependant, la discrétisation temporelle est d'ordre 1 car ce schéma implicite est décentré rétrograde (backward).

On utilise une quasi-linéarisation au premier ordre en remplaçant les termes non linéaires par les équations suivantes :

$$\cos \theta \approx \cos \hat{\theta} - (\theta - \hat{\theta}) \sin \hat{\theta}, \quad (2.24)$$

$$\sin \theta \approx \sin \hat{\theta} + (\theta - \hat{\theta}) \cos \hat{\theta}, \quad (2.25)$$

$$\ddot{u} \sin \theta \approx -\ddot{\hat{u}} \hat{\theta} \cos \hat{\theta} + \ddot{\hat{u}} \theta \cos \hat{\theta} + \ddot{u} \sin \hat{\theta}, \quad (2.26)$$

$$\ddot{v} \cos \theta \approx \ddot{\hat{v}} \hat{\theta} \sin \hat{\theta} - \ddot{\hat{v}} \theta \sin \hat{\theta} + \ddot{v} \cos \hat{\theta}. \quad (2.27)$$

Les variables marquées avec un chapeau ($\hat{\cdot}$) sont associées aux valeurs approximées considérées comme connues, les autres sont les variables à calculer. La différence entre les variables avec et sans chapeau est supposée petite, les produits d'ordre 2 et plus sont donc négligés. Les équations 2.19 et 2.21 linéarisées deviennent alors :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial s^2} - \theta \sin \hat{\theta} = -\cos \hat{\theta} - \hat{\theta} \sin \hat{\theta}, \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial s^2} + \theta \cos \hat{\theta} = -\sin \hat{\theta} - \hat{\theta} \cos \hat{\theta}, \quad (2.29)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{U^{*2}} \cdot \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} + \theta \left(\ddot{\hat{u}} \cos \hat{\theta} + \ddot{\hat{v}} \sin \hat{\theta} \right) \\ &= \hat{\theta} \left(\ddot{\hat{u}} \cos \hat{\theta} + \ddot{\hat{v}} \sin \hat{\theta} \right) - \ddot{u} \sin \hat{\theta} + \ddot{v} \cos \hat{\theta} - \frac{1}{2} \cdot M^* \int_s^1 p \, d\tilde{S}. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Après discrétisation, on obtient

$$u_{i+1,j} - 2u_{i,j} + u_{i-1,j} - \Delta s^2 \theta_{i,j} \cdot \sin \hat{\theta}_{i,j} = \Delta s^2 \left(-\cos \hat{\theta}_{i,j} - \hat{\theta}_{i,j} \sin \hat{\theta}_{i,j} \right), \quad (2.31)$$

$$v_{i+1,j} - 2v_{i,j} + v_{i-1,j} + \Delta s^2 \theta_{i,j} \cdot \cos \hat{\theta}_{i,j} = \Delta s^2 \left(-\sin \hat{\theta}_{i,j} + \hat{\theta}_{i,j} \cos \hat{\theta}_{i,j} \right) \quad (2.32)$$

et

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{U^{*2}} (\theta_{i+1,j} - 2\theta_{i,j} + \theta_{i-1,j}) + \Delta s^2 \left(\ddot{u} \cos \hat{\theta}_{i,j} + \ddot{v} \sin \hat{\theta}_{i,j} \right) \theta_{i,j} + \frac{\Delta s^2}{\Delta \tau^2} \left(u_{i,j} \sin \hat{\theta}_{i,j} - v_{i,j} \cos \hat{\theta}_{i,j} \right) \\
& = \Delta s^2 \left(\ddot{u} \cos \hat{\theta}_{i,j} + \ddot{v} \sin \hat{\theta}_{i,j} \right) \hat{\theta}_{i,j} + \frac{\Delta s^2}{\Delta \tau^2} \left((2u_{i,j-1} - u_{i,j-2}) \sin \hat{\theta}_{i,j} - (v_{i,j-1} - v_{i,j-2}) \cos \hat{\theta}_{i,j} \right) \\
& \quad - \frac{1}{2} \cdot M^* \int_s^1 p \, d\tilde{S}. \quad (2.33)
\end{aligned}$$

Ces trois équations sont linéaires on peut donc mettre le système sous forme matricielle $\mathbf{A} \mathbf{X} = \mathbf{B}$. Les variables inconnues sont à gauche de l'égalité et elles seront placées dans un vecteur $\mathbf{X}$ organisé de la manière suivante :

$$X_j = [u_0, \theta_0, v_0, u_1, \theta_1, v_1, \dots, u_{N-1}, \theta_{N-1}, v_{N-1}, u_N, \theta_N, v_N]_j.$$

L'intérêt d'utiliser cette organisation dans le vecteur est que la matrice A est de type "bande", les coefficients non nuls de la matrice creuse sont alors rassemblés autour de la diagonale. La résolution de l'algorithme global se fait de manière itérative. Pour trouver la solution du pas de temps suivant, la matrice sera inversée et mise à jour plusieurs fois afin d'ajuster les variables approximées ($\hat{\cdot}$). Ceci sera fait jusqu'à ce que la différence entre les variables soit suffisamment faible, cette différence étant le résidu. La résolution se fait en quatre principales étapes :

1. On suppose que les variables avec $\hat{\cdot}$ sont les même qu'au pas de temps précédent : $\hat{u}_{i,j} = u_{i,j-1}$.
2. On résout le système linéaire $\mathbf{A} \mathbf{X} = \mathbf{B}$ pour trouver $\mathbf{X}$.
3. On compare $u_{i,j}$ avec $\hat{u}_{i,j}$ et de même pour les deux autres variables.
4. Si le résidu est trop important on pose $\hat{u}_{i,j} = u_{i,j}$, $\hat{v}_{i,j} = v_{i,j}$, $\hat{\theta}_{i,j} = \theta_{i,j}$ et on reprend à l'étape 2, sinon le calcul du pas de temps j est terminé.

Le résidu est calculé par la norme L^2 :

$$Res^2 = \sum_{i=0}^N (u_i - \hat{u}_i)^2. \quad (2.34)$$

Le système linéarisé est résolu grâce à l'algorithme BiCGSTAB (*BiConjugate Gradient Stabilized method*). Cette méthode itérative permet de résoudre des problèmes linéaires très rapidement. Elle a été implémentée par un des membres du laboratoire (Bourgault-Côté, 2015) en utilisant la bibliothèque d'outils mathématiques MKL (*Math Kernel Library*) déve-

loppée par Intel. Cet algorithme est donc optimisé et très rapide à résoudre. Les fonctions utilisées permettent de résoudre des systèmes comprenant des matrices bandes. On a la possibilité de définir la matrice par ses diagonales (10 diagonales dans le système codé). De plus, il n'est pas nécessaire de stocker les diagonales de la matrice qui ne possèdent que des coefficients nuls. La gestion de l'espace mémoire et la résolution sont donc optimisées. Cependant, nous verrons que la résolution de la partie structure est très rapide par rapport à la partie fluide.

Génération de la géométrie

Les calculs sont faits uniquement sur la fibre neutre, mais dans le cadre de l'IFS, nous avons besoin de la géométrie totale de la structure. En étant dans l'hypothèse de Bernoulli, les sections droites restent perpendiculaires à la fibre neutre. On peut donc facilement reconstruire la géométrie de la poutre à partir des sections droites. Elles sont dans notre cas 2D des segments de longueur b perpendiculaires au sens de la fibre.

2.5 Couplage des modules

Les deux solveurs doivent être couplés sur le plan temporel et sur le plan spatial. Le couplage en espace va permettre d'adapter les informations entre les deux solveurs au format dans lequel ils travaillent. Il faut adapter les valeurs des positions et des forces entre les différents maillages. Le couplage temporel décrit la façon dont l'algorithme global évolue temporellement et comment les solveurs sont gérés.

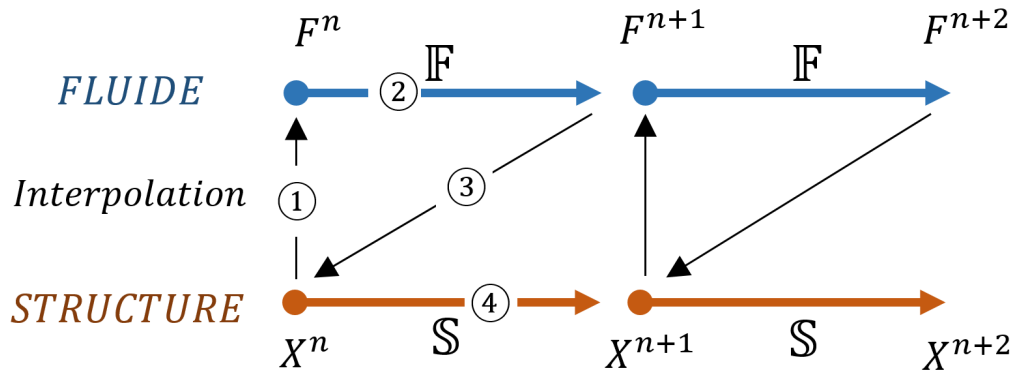


Figure 2.6 Couplage temporel du code de simulation (inspiré de De Nayer (2008))

2.5.1 Couplage temporel

Le couplage temporel permet d'organiser l'échange des informations dans le temps afin de représenter le plus possible la réalité. Dans la réalité, les échanges interviennent à tout moment et en continu. En numérique, cela n'est pas possible, ces échanges d'informations se font donc séquentiellement. Les différents modules sont couplés de manière modulaire avec une méthode globalement explicite. D'après ce qui a été vu dans la revue de littérature, la méthode partitionnée explicite peut être instable numériquement. Cependant, cette méthode a été implémentée étant donné qu'elle est très simple à mettre en place. Un couplage temporel plus évolué n'a pas été jugé nécessaire puisque des résultats satisfaisants ont été obtenus avec la méthode employée. Afin de définir mathématiquement le couplage, on utilise la notation suivante : F^n regroupe l'état du fluide au pas de temps n , X^n l'état de la structure, $\mathbb{F}$ et $\mathbb{S}$ correspondent aux solveurs fluides et structure respectivement :

$$F^{n+1} = \mathbb{F}(F^n, X^n), \quad X^{n+1} = \mathbb{S}(X^n, F^{n+1}). \quad (2.35)$$

Les variables d'état sont calculées successivement. Dans un premier temps, on avance temporellement le fluide en considérant que la structure reste immobile. Ensuite, avec les valeurs de la répartition de pression le long de la poutre, on calcule les déformations de la structure. Le couplage temporel est dit faible, car il n'y aura pas de boucle itérative pour converger chaque pas de temps et corriger le fait que les deux solveurs ne sont pas mis à jour en même temps, mais successivement. Il y a deux étapes d'interpolations entre les solveurs à cause de la différence de maillages (figure 2.6). La mise à jour du maillage se fait à l'étape 1, l'étape 3 correspond à l'interpolation des pressions données par NSCODE sur le maillage de la structure (section 2.5.2).

2.5.2 Couplage spatial

Au niveau de la frontière entre le fluide et la structure, il faut transmettre les informations des deux physiques modélisées. Le solveur structural aura besoin d'utiliser la répartition de pression le long de son abscisse curviligne. La tension interne ainsi que l'élongation axiale de la poutre n'est pas considérée, les efforts de cisaillement ne sont donc pas pris en compte dans ce projet, même lorsque le fluide est visqueux. Seul les efforts de pression normaux à la paroi sont donc conservés et utilisés. Les données de pression sont calculées par NSCODE au niveau du centre des cellules du maillage. Elles sont ramenées sur le bord de la géométrie grâce aux halos (cellules fantômes). Il faut encore interpoler les valeurs de pression, car le maillage du fluide et de la structure sont différents. La taille des éléments de la structure est

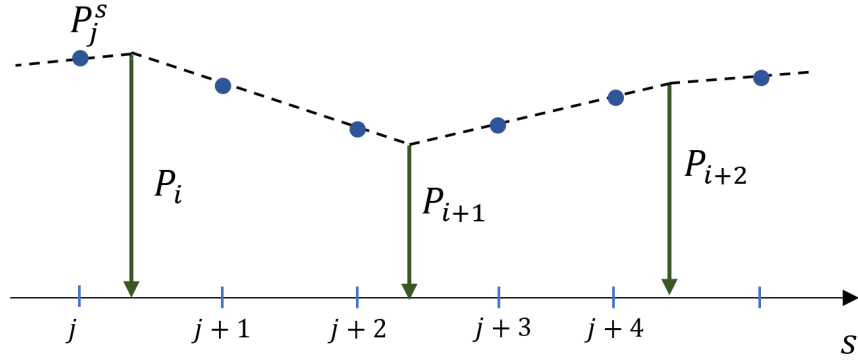


Figure 2.7 Interpolation des valeurs de pression. Les indices i et j correspondent respectivement aux cellules du maillage fluide et du maillage de structure. La courbe pointillée correspond à la courbe d'interpolation.

généralement très inférieure aux cellules du maillage fluide, la perte d'information est donc faible dans ce transfert. La valeur des pressions est interpolée linéairement entre deux cellules (figure 2.7).

Dans un premier temps, les pressions sont extraites de NSCODE et sont triées de façon à récupérer uniquement les valeurs sur les faces supérieure et inférieure de la poutre. La pression au niveau de l'extrémité libre sur l'épaisseur n'est pas utilisée étant donné que l'on ne prend pas en compte les efforts de tension dans la poutre. Les pressions doivent être ramenées à leur effet sur la fibre neutre. En se déformant, une des surfaces de la poutre va être en extension et l'autre en compression, la longueur de la surface va donc être modifiée. Il faut donc prendre en compte cette modification de longueur, car on a besoin de l'impact de la pression au niveau de la fibre neutre qui est supposée inextensible. Une fois que les données de pression sont ramenées sur la même abscisse curviligne, leurs valeurs peuvent être calculées (points bleus sur la figure 2.7) sur le maillage de la structure en considérant que la variation est linéaire entre deux cellules.

Contrairement aux valeurs des pressions, les informations de vitesses et de position de la structure ne sont pas transmises directement entre les deux solveurs. En fait, le déplacement est uniquement donné à travers le maillage. Une fois que la grille est générée grâce à la nouvelle géométrie, il est importé dans NSCODE. La vitesse de la poutre est calculée à partir des positions de la nouvelle frontière et celles des pas des temps précédents. Cette étape est sujette à des pertes d'information car le maillage du fluide est moins dense que la structure. Certaines informations sur la position et sur la vitesse sont donc perdues.

2.6 Variables sans dimension

Les calculs réalisés dans NSCODE sont faits en utilisant des variables et des paramètres sans dimension. Les principaux paramètres de l'écoulement du fluide sont : le nombre de Mach M_∞ , le nombre de Reynolds Re et angle d'attaque α . Dans NSCODE, il n'est pas possible de définir un écoulement totalement incompressible. Pour diminuer la compressibilité, on peut diminuer le nombre de Mach mais NSCODE n'est pas conditionné pour fonctionner en dessous de $M_\infty = 0.1$. Suivant le maillage et les paramètres de simulation, le solveur peut devenir instable. NSCODE est un code compressible et il faut un préconditionneur pour qu'il fonctionne correctement a faible nombre de Mach.

L'adimensionalisation temporelle de NSCODE n'est pas la même que dans le solveur structure. En effet, le temps fluide $\bar{t}$ est définie par :

$$\bar{t} = \frac{t U_\infty}{L} \cdot \frac{1}{M_\infty \sqrt{\gamma}}, \quad (2.36)$$

où M_∞ est le nombre de Mach de la simulation à l'infinie et γ est le coefficient adiabatique du gaz. Pour un gaz diatomique comme l'air, on a $\gamma = 1.4$. Les bases temporelles seront différentes pour les deux solveurs. Pour rester cohérent, les pas de temps du solveur structure $d\tau$ et de NSCODE $\bar{dt}$ seront donc différents afin que le temps réel t modélisé soit identique dans les deux solveurs. On aura :

$$\bar{dt} = d\tau \cdot \frac{1}{M_\infty \sqrt{\gamma}}. \quad (2.37)$$

Dans les résultats nous utiliserons typiquement l'échelle de temps τ de la structure.

CHAPITRE 3 Vérifications et validations du programme

Il est important de vérifier que chacun des éléments du programme donne des résultats convenables et représentatifs de la réalité que l'on souhaite simuler. On retrouve trois principales sources d'erreur dans la simulation numérique : l'erreur de modélisation mathématique, l'erreur de discrétisation, et l'erreur de résolution. L'erreur de modélisation traduit les approximations et hypothèses faites dans les équations. Elle représente la différence entre ce que l'on veut simuler et ce que l'on simule vraiment. L'erreur de discrétisation est due au fait que le domaine spatial et temporel est modélisé de façon discrète. Afin de réduire cette erreur, on peut raffiner le maillage et le pas de temps utilisé. L'erreur de résolution est liée aux erreurs de troncature et d'approximation réalisée par la machine. Ces erreurs peuvent être propagées et amplifiées par les algorithmes utilisés.

Pour chacune des parties du programme, il faut vérifier la justesse du code. Ceci se fait en deux étapes : la vérification et la validation. Dans la première étape, on contrôle que les résultats soient conformes à la description du modèle. On vérifie que le code converge bien vers la solution du modèle, en estimant les erreurs numériques, dans le but de détecter les possibles erreurs de développement. La validation permet de justifier que les résultats du code sont conformes au système physique qui est censé être modélisé. On vérifie que la modélisation représente bien les phénomènes physiques réels. On compare les résultats du programme avec des résultats expérimentaux ou avec des programmes qui ont été validés.

Nous présentons donc la vérification et la validation des deux solveurs du code avant de faire de même sur l'algorithme général incluant le couplage entre les deux.

3.1 Le modèle structural

Le code de calcul de la déformation de la structure a été entièrement développé durant ce projet. Nous allons donc vérifier numériquement s'il est valable en analysant les effets de la finesse du maillage et du pas de temps sur les résultats. On vérifie ensuite que les résultats obtenus représentent correctement de la réalité en comparant avec une étude de déformation dynamique.

3.1.1 Vérification numérique et ordres de convergences

Le but est de vérifier que le code fonctionne bien sur le plan numérique et que l'on peut atteindre une précision conséquente. Nous allons prendre un cas simple où la poutre oscille

librement sans être soumise à des efforts extérieurs. On impose la déformation initiale comme étant la géométrie du premier mode de vibration d'une poutre encastree libre. On se place dans un cas linéaire, les déplacements selon l'axe $\vec{y}$ sont faibles et on n'observera pas les déplacements selon l'axe $\vec{x}$. En linéaire, il est possible de résoudre analytiquement l'équation de la vibration libre d'une poutre. La géométrie $y(x)$ de la fibre neutre suit l'équation suivante :

$$y = A \left(\cosh \beta x - \cos \beta x + \frac{(\cos \beta L + \cosh \beta L)(\sin \beta x - \sinh \beta x)}{\sin \beta L + \sinh \beta L} \right), \quad (3.1)$$

A est l'amplitude de la géométrie et β est un coefficient vérifiant l'équation :

$$\cosh(\beta L) \cos(\beta L) + 1 = 0. \quad (3.2)$$

Chacune des valeurs β vérifiant cette équation correspond à un mode de vibration différent. Pour le premier mode de vibration, on a $\beta L \approx 1.875$ mais un algorithme est implémenté de façon à résoudre l'équation 3.2 avec une précision plus importante.

L'intérêt d'imposer un mode de vibration en condition initiale est que la réponse temporelle est strictement sinusoïdale. Lors des simulations, on impose la déformation et à $t = 0$, on libère le système et on observe le déplacement $Y_s(t)$ de l'extrémité libre de la poutre en fonction du temps sur une période d'oscillation. On utilise la norme L_2 pour analyser la convergence de l'algorithme en fonction des pas de temps Δt et du nombre d'éléments de la structure N .

$$Erreur = \sum_{i=0}^n (Y_s(i) - Y_s^*(i))^2 \Delta t \quad (3.3)$$

Y_s^* est la valeur de référence, elle correspond aux résultats obtenus avec les paramètres les plus fins. La convergence du maillage est illustrée sur la figure 3.1a, le nombre d'éléments varie de 25 à 3200 avec $\Delta t = 10^{-5}$. La plus fine simulation $N = 3200$ est prise comme valeur de référence, elle n'apparaît donc pas dans le graphique. On obtient un ordre de convergence de 2, ce qui est cohérent avec le schéma de discrétisation présenté dans la section 2.4.2.

L'erreur de la résolution temporelle est présentée sur la figure 3.1b, les calculs sont réalisés sur 1000 éléments et la valeur de référence est prise pour $\Delta t = 10^{-6}$. La convergence de l'erreur de discrétisation temporelle est du premier ordre, on est aussi cohérent avec le schéma de différences finies utilisé.

3.1.2 Déplacement sous un effort de pression

On prend encore le cas de la poutre encastree libre en exerçant une pression répartie de façon linéaire le long de son axe. L'extrémité encastree subit un effort d'une valeur P_0 et l'extrémité

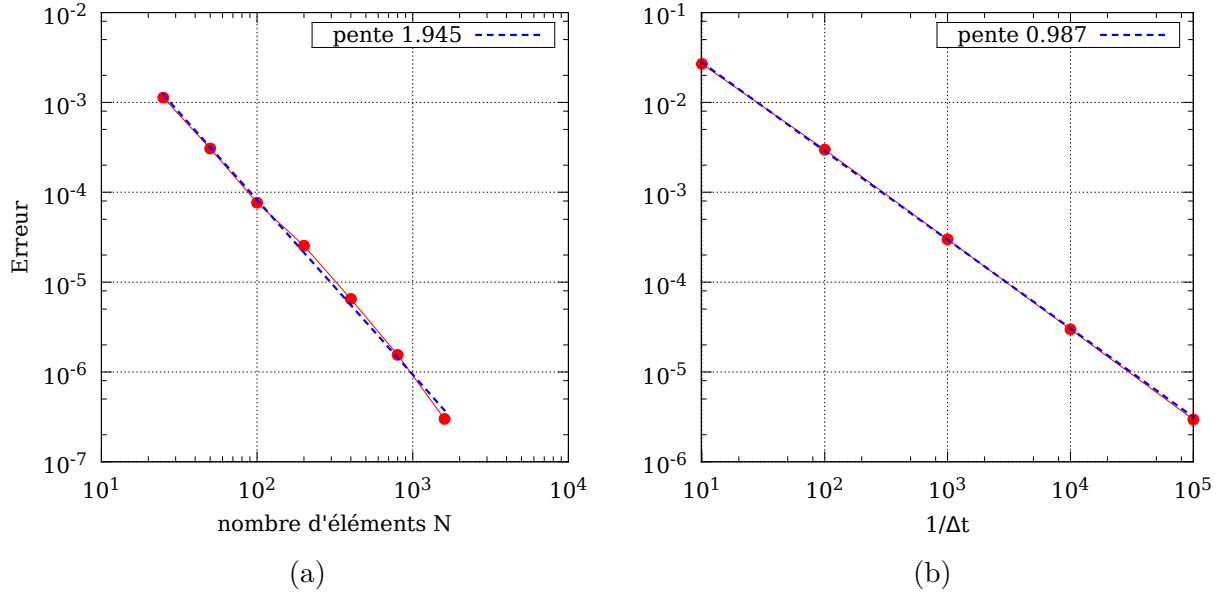


Figure 3.1 Graphe de convergence de l'erreur de discrétisation en utilisant la norme L_2 pour l'espace(a) et le temps (b)

libre un effort nul, la répartition de pression vaut $P(s) = P_0(1 - s)$ avec s l'abscisse curviligne le long de la structure. Le déplacement de l'extrémité libre Y_s peut être calculé analytiquement dans l'hypothèse des petits déplacements :

$$Y_s = \frac{P_0 L^4}{30D}, \quad (3.4)$$

L est la longueur de la structure et D sa rigidité en flexion. Les résultats des simulations sont présentés dans le tableau 3.1, trois amplitudes de déformations sont calculées et pour différents nombres d'éléments. On remarque que les résultats sont moins proches lorsque l'amplitude est trop grande car on s'éloigne de la théorie linéaire.

Tableau 3.1 Déplacement de l'extrémité libre de la poutre selon l'axe $\vec{y}$

nombre d'éléments N	$\frac{P_0 L^4}{30D}$		
	0.01	0.1	0.2
20	0.0102989633	0.1027709707	0.2042204171
200	0.0100308809	0.1000966247	0.1989108750
2000	0.0100029097	0.0998176275	0.1983572005

3.1.3 Cas de grands déplacements dynamique

Dans les deux cas tests précédents, on restait dans de faibles déplacements. On réalise maintenant une simulation dans laquelle les déplacements se font avec de grandes amplitudes. On reprend la même simulation que Fotouhi (2007) qui effectue une analyse vibratoire de poutres très flexibles en utilisant la méthode des éléments finis. On simule une poutre encastree libre dont l'angle d'encastrement θ_0 change en fonction du temps. À l'état initial, la structure est immobile et alignée avec l'axe $\vec{x}$ et à $t = 0$, on impose la rotation de l'angle θ_0 de façon à ce que la poutre tourne tout en restant dans le plan xy . Cette variation est linéaire de $\theta_0 = 0.0$ à $t = 0$ jusqu'à $\theta_f = 1.5$ rad à $t_f = 5$; ensuite, cet angle reste constant pour tout $t \geq 5$.

La structure est de longueur L , sa section transversale est A , sa densité est ρ_s et sa rigidité en flexion est D . Les paramètres de la simulation sont les suivants :

$$L = 10.0 \text{ in}, \quad D = 1.00 \cdot 10^3 \text{ lb in}^2, \quad \rho_s = 5.40 \text{ lb s}^2/\text{in}^4 \quad A = 0.250 \text{ in}^2. \quad (3.5)$$

Les positions géométriques de la poutre sont présentées sur la figure 3.2 pour différents intervalles de temps jusqu'à $t = 9$. La simulation est réalisée sur 200 éléments avec $\Delta t = 10^{-3}$. Nous avons vérifié que ces paramètres donnaient des résultats suffisamment précis en multipliant la résolution temporelle et spatiale par 10. Dans les deux configurations, les graphiques sont quasiment superposés. Pendant la phase de mouvement angulaire, les résultats coïncident avec la simulation réalisée par Fotouhi (2007). Dans la seconde phase, pendant laquelle θ_0 est constant, il apparaît une légère différence, mais les géométries sont tout de même proches.

On observe aussi la variation de l'énergie cinétique Ec , potentielle Ep et totale $E_{total} = Ec + Ep$ sur la figure 3.3. On voit que l'énergie totale varie pendant la première phase dans laquelle la structure reçoit de l'énergie puis à $t = 5.0$, cette énergie devient constante car l'encastrement reste immobile.

La simulation a été légèrement modifiée pour correspondre à la courbe de Fotouhi (2007), le temps de rotation a été baissé à $t_f = 4.96$. En effet, en prenant les paramètres initiaux l'énergie totale finale était en dessous des valeurs comparées. Dans les simulations de Fotouhi (2007), qui sont comparées ici, le logiciel ANSYS est utilisé et les itérations temporelles sont optimisées par le logiciel, le pas de temps n'est pas fixé et peut varier en fonction du temps de simulation. Il est donc possible que la première phase ne s'arrête pas exactement à $t = 5.0$. Dans les deux cas, l'énergie cinétique est quasiment constante dans la seconde phase : cela signifie que la dissipation numérique de l'algorithme est très faible.

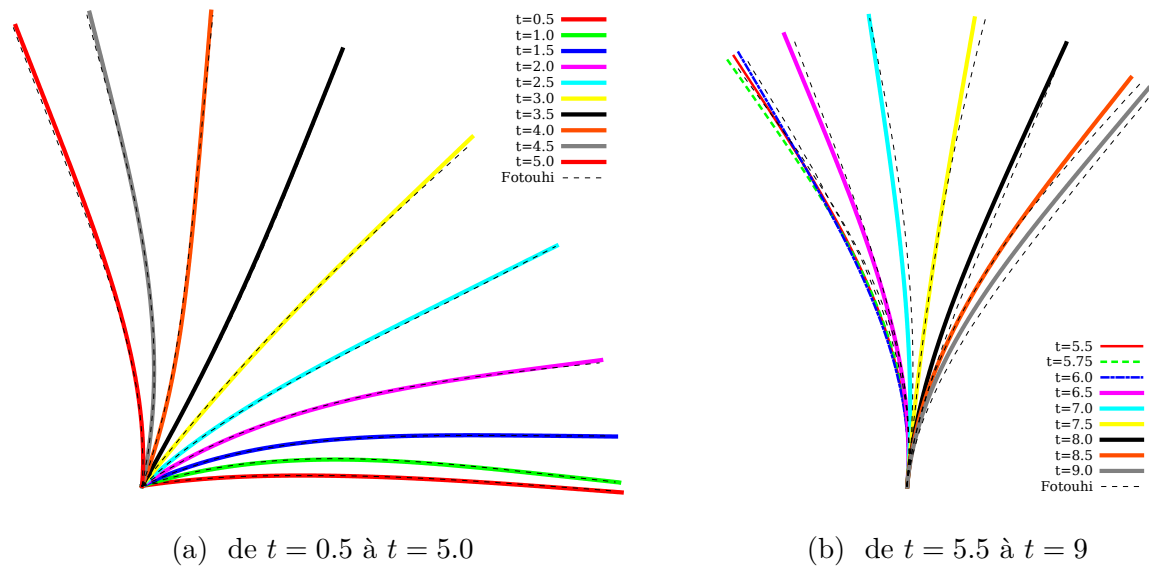


Figure 3.2 Évolution de la géométrie de la poutre pour plusieurs étapes

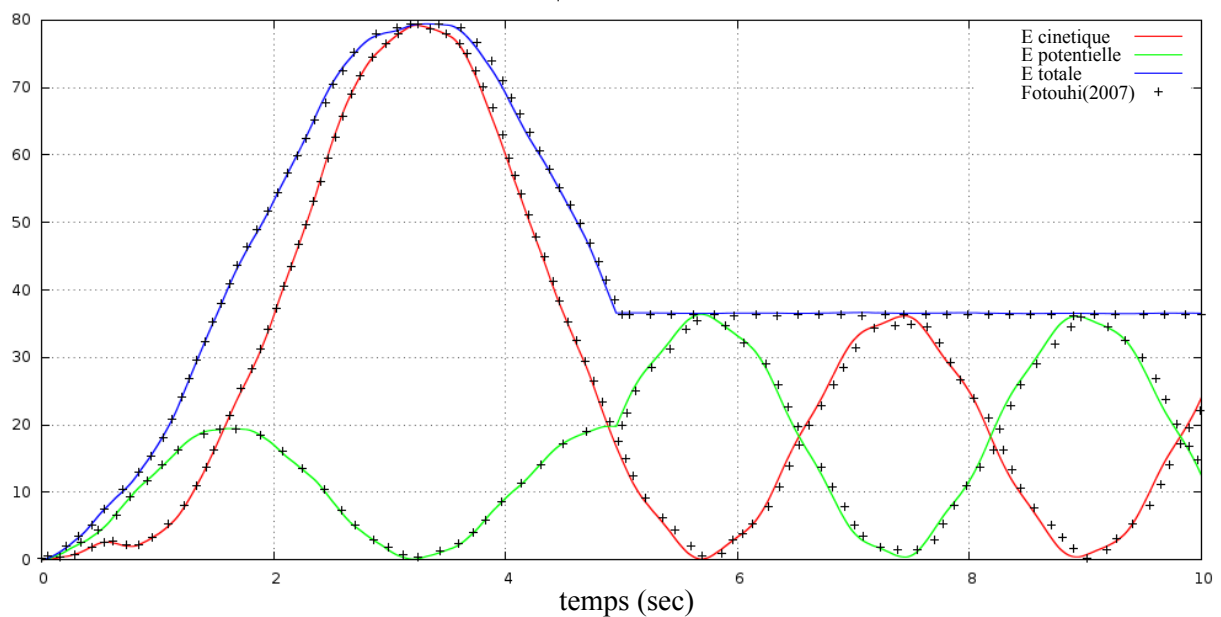


Figure 3.3 Comparaison des résultats de la déformation de la poutre avec Foutouhi (2007)

3.2 Le modèle fluide

NSCODE a déjà été validé pour des écoulements stationnaires et instationnaires (Levesque, 2015), mais le module ALE du logiciel n'a jamais été étudié. Nous reprenons un cas de validation réalisé par Olivier (2014) pour analyser la validité de son solveur. Dans ses travaux, il analyse numériquement les mécanismes du battement d'ailes d'insectes. L'aile est modélisée en deux dimensions par une plaque plane dans un écoulement incompressible et visqueux. La plaque possède un mouvement d'oscillation imposé.

La simulation est effectuée sur l'écoulement d'un fluide autour d'une plaque plane indéformable de longueur c et d'épaisseur e . Les extrémités du corps sont des demi-cercles. La plaque possède un mouvement de translation vertical $h(t)$, perpendiculaire au sens du flux, et un mouvement de rotation $\theta(t)$ autour d'un axe situé à une distance x_p du bord d'attaque. Le flux est aligné avec l'axe $\vec{x}$ et la translation de la plaque se fait donc suivant l'axe $\vec{y}$. Les mouvements sont périodiques et de fréquence f , on les définit par les formules :

$$h(t) = h_0 \cos(2\pi ft), \quad \theta(t) = \theta_0 \sin(2\pi ft), \quad (3.6)$$

h_0 et θ_0 sont les amplitudes de translation et de rotation respectivement. La longueur de corde du solide c , la fréquence d'oscillation f et la vitesse non perturbée du flux U_∞ sont utilisées comme valeur de référence pour caractériser le problème. Les paramètres sans dimension de la simulation sont donc :

$$Re = 800, \quad \frac{fc}{U_\infty} = 0.25, \quad \frac{h_0}{c} = 1, \quad \frac{e}{c} = 0.05, \quad \frac{x_p}{c} = 0.025, \quad \theta_0 = 40, \quad (3.7)$$

Re est le nombre de Reynolds de la simulation. Plus d'informations sur la simulation sont présentées dans Olivier (2014).

Dans notre cas, nous allons utiliser un maillage rigide et mobile. Le sens d'écoulement fluide reste donc aligné avec l'axe $\vec{x}$. Le pas de temps choisi dans les simulations est de $\Delta\bar{t} = 0.001$ et le solveur est convergé jusqu'à un résidu de 10^{-7} . Nous avons remarqué que les résultats ne changeaient pas de façon significative pour des pas de temps inférieurs. L'auteur nous a fourni ses maillages, ce qui nous a permis de comparer au mieux les logiciels sans se soucier de l'influence du maillage sur la solution.

Dans son analyse, il montre et compare les résultats donnés par OpenFOAM, Fluent et une méthode lagrangienne de particules. On compare nos résultats seulement avec les données de Fluent, mais les trois codes donnent des résultats similaires. La comparaison des données du coefficient de trainée C_x est montrée sur la figure 3.4a et celle du coefficient portance C_y est sur

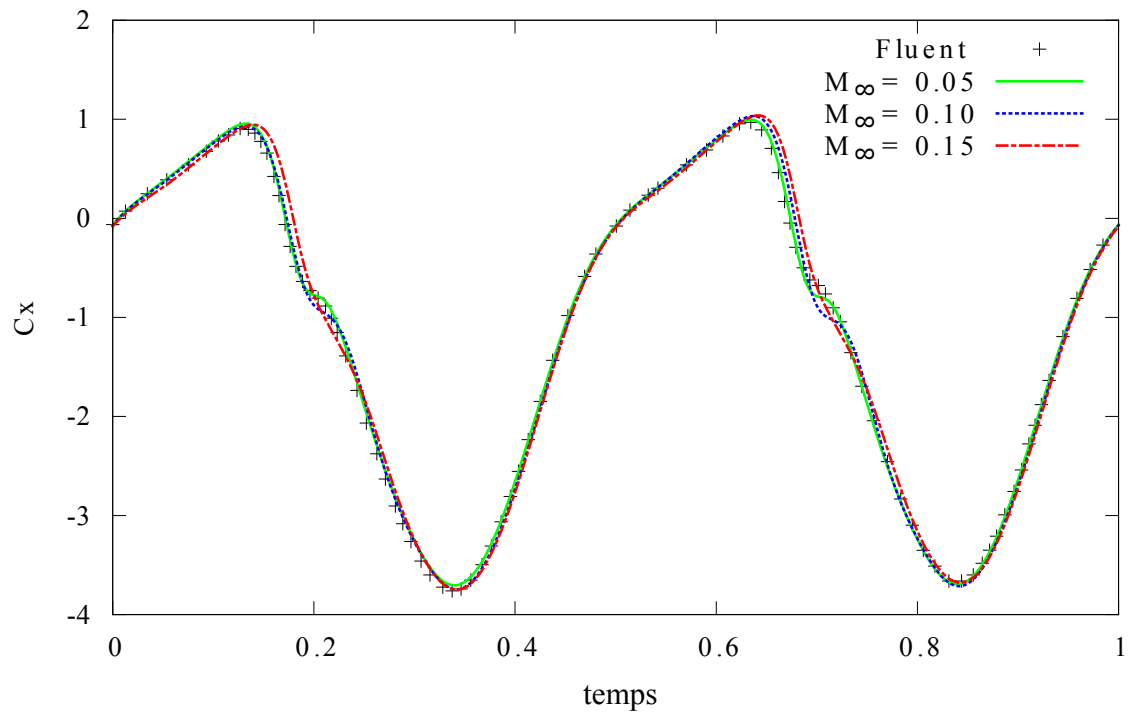
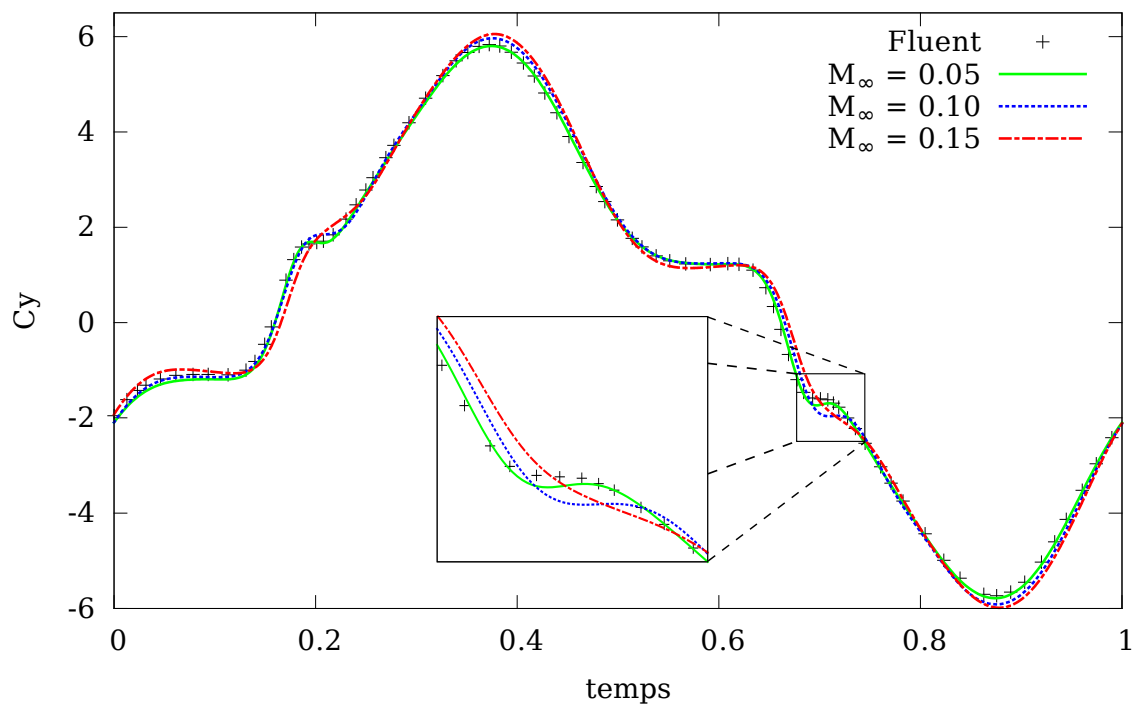
(a) Force sur l'axe $\vec{x}$ (b) Force sur l'axe $\vec{y}$

Figure 3.4 Coefficients d'efforts comparés de NSCODE pour différents nombres de Mach M_∞ avec Fluent (+). Les données de Fluent sont adaptées de Olivier (2014)

la figure 3.4b. Nous avons aussi voulu voir l'impact de la compressibilité du solveur NSCODE, étant donné que les résultats sont comparés avec une simulation totalement incompressible. Pour cela, nous avons réalisé des simulations pour différentes valeurs du Mach M_∞ . En général, on peut considérer que le fluide est incompressible en dessous de $M_\infty = 0.3$.

On remarque que NSCODE donne, dans l'ensemble, des résultats similaires à ceux de Fluent. Une des difficultés du solveur est de saisir les points d'inflexion situés à $\bar{t} = 0.25$ et $\bar{t} = 0.75$. On voit sur la figure 3.4b que plus le Mach diminue, plus les résultats de NSCODE se rapprochent de ceux de Fluent. Cependant, les calculs sont faits sans préconditionneur, NSCODE devient donc instable, on ne peut pas réaliser de simulations pour des valeurs de Mach inférieures. Dans la plupart des simulations qui suivent ce projet, nous utilisons $M_\infty = 0.2$ pour éviter toute instabilité numérique du solveur qui n'est pas réglable en réduisant le pas de temps.

Cette vérification ne prend pas en compte la technique de Loi de Conservation du Maillage (GCL) car le mouvement de la grille est rigide. La vérification de ce module est réalisée dans Mosahebi et Laurendeau (2015) en analysant numériquement la même simulation, mais aussi des cas tests spécifiques dans lesquels le maillage se déforme mais ne comporte pas de paroi solide à l'intérieur du domaine. En outre, il est montré que l'ordre de convergence reste 2 avec et sans la condition GCL.

3.3 Validation du code global

Maintenant que les deux solveurs sont validés, il faut vérifier le code de simulation d'IFS dans sa globalité afin de tester si les couplages temporels et spatiaux sont corrects. On va donc s'intéresser au cas de la stabilité du drapeau qui a été notamment étudié par Eloy *et al.* (2007); Michelin *et al.* (2008); Engels *et al.* (2013). On analyse la vitesse réduite critique U_{CR}^* à partir de laquelle le drapeau devient instable et se met à osciller.

3.3.1 Stabilité du drapeau

Pour trouver la vitesse critique, on réalise des simulations pour différentes valeurs de la vitesse réduite. On observe alors l'énergie totale de la structure afin de savoir si dans la simulation effectuée la structure est stable. Si cette énergie augmente au cours de la simulation, alors le drapeau est instable. Si elle diminue et tend vers une valeur nulle, alors le drapeau est stable.

À l'état initial de la simulation, la poutre est immobile et à $\tau = 0$, le fluide environnant exerce un effort de pression. Dans les simulations effectuées dans cette section, on perturbe la condition initiale afin d'accélérer l'apparition de l'instabilité. Cette perturbation est réalisée

en déplaçant la poutre de sa position de repos. On impose donc une déformation initiale dont l'amplitude à l'extrémité libre est de $Y_s/L = 0.04$. Nous avons vérifié que cette légère perturbation n'affecte pas la stabilité du drapeau. Si le système est stable, alors la structure s'aligne avec l'écoulement en reprenant sa position initiale après quelques oscillations. Par contre, si le système est instable alors l'amplitude des oscillations augmente au fur et à mesure de la simulation.

Dans ce chapitre, les simulations sont réalisées avec un fluide non-visqueux et avec les paramètres suivants :

$$M_\infty = 0.2, \quad e/L = 0.01, \quad (3.8)$$

avec M_∞ le nombre de Mach, e l'épaisseur de la structure et L sa longueur. Les paramètres des solveurs sont les suivants :

$$tol = 10^{-5}, \quad N_{str} = 400, \quad (3.9)$$

avec tol est la tolérance des résidus du solveur fluide et N_{str} le nombre d'éléments qui la compose. Les données temporelles sont représentées dans le repère temporel de la structure, tel que mentionné dans l'équation 2.13.

La figure 3.5a montre l'évolution temporelle de l'énergie pour $M^* = 3.0$. On peut déduire que la vitesse critique est située entre 8.4 et 9.7. En effet, pour $U^* = 9.7$, l'énergie est croissante alors que pour des valeurs de vitesses plus faibles, elle a tendance à diminuer. Cependant, on voit que cette limite n'est pas bien démarquée à cause des fluctuations temporelles. De plus, ces oscillations ne sont pas forcément purement sinusoïdales et les variations peuvent sembler un peu désordonnées. On ne peut donc pas comparer des valeurs situées à des temps de simulations arbitraires pour déduire la tendance de l'énergie. Par exemple pour $U^* = 9.7$, la courbe semble être décroissante si on regarde entre $\tau = 0$ et $\tau = 2$ alors que l'on voit que globalement la tendance est croissante dans la suite de la simulation. Cette période au début de la simulation est une phase de transition où la structure va adopter le mode de vibration propre aux conditions de la simulation. Il est donc nécessaire de faire durer la simulation afin de bien déterminer la tendance énergétique sans erreur.

On peut remarquer en effet que la structure continue de vibrer même lorsque les conditions sont stables, mais les amplitudes d'oscillations diminuent et tendent vers une valeur nulle. Si la structure est instable, alors on atteint au bout d'un certain temps un cycle limite d'oscillations dans lequel les amplitudes des vibrations sont constantes. Sur le graphique vitesse-position de la figure 3.5b, la spirale correspond à cette croissance de la position initiale jusqu'au cycle limite. Si la vitesse réduite est trop importante, la structure perd son caractère périodique et

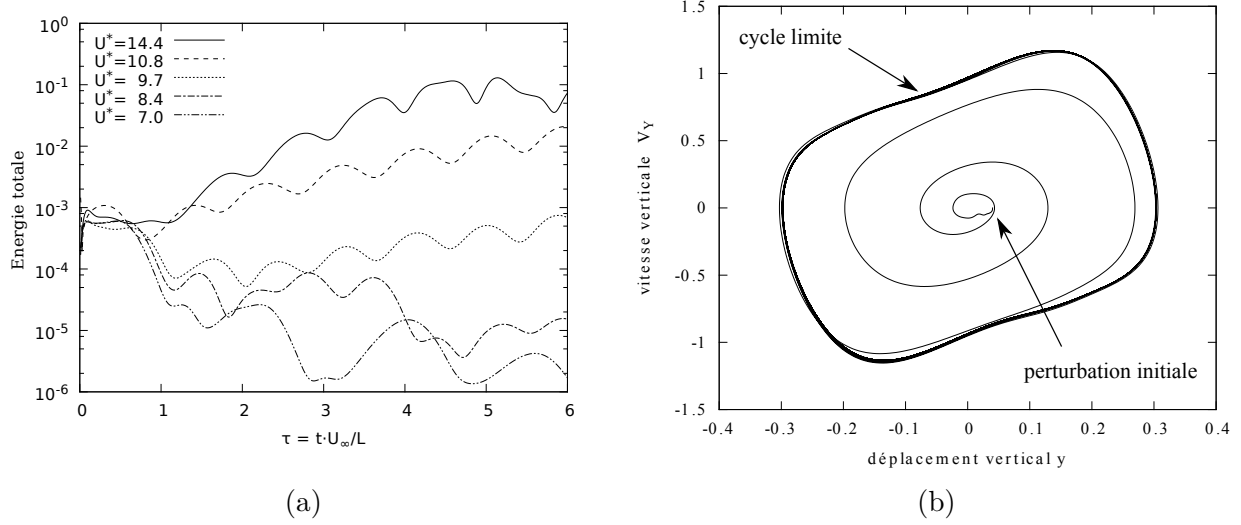


Figure 3.5 (a) Évolution temporelle de l'énergie totale de la structure $M^* = 3.0$. (b) Variation de la vitesse de l'extrémité libre du drapeau en fonction de la position $M^* = 3.0; U^* = 12.0$

le comportement devient chaotique.

Afin calculer la vitesse critique U_{CR}^* du drapeau pour une valeur de M^* donnée, on utilise la méthode du point milieu. la procédure est la suivante :

1. On réalise une simulation avec une vitesse réduite faible U_s^* où le drapeau est stable.
2. On réalise une simulation avec une vitesse réduite haute U_i^* où le drapeau est instable.
3. On réalise une simulation avec $U^* = 0.5(U_s^* + U_i^*)$.
4. Si la simulation est stable, on pose $U_s^* = U^*$ sinon $U_i^* = U^*$ et on reprend l'étape précédente.
5. Lorsque $\Delta U^* = U_s^* - U_i^*$ est suffisamment faible, on a alors $U_{CR}^* = 0.5(U_s^* + U_i^*)$.

Si le drapeau est tout de même instable dans la première étape, on diminue U_s^* jusqu'à ce que le système soit stable (inversement avec U_i^* pour la deuxième l'étape).

3.3.2 Vérification numérique

Dans un premier temps, nous comparons numériquement les simulations en faisant une étude de convergence temporelle et spatiale. Il faut en effet vérifier que les paramètres utilisés permettent d'avoir une précision nécessaire et que les solutions convergent lorsque les paramètres sont raffinés.

D'abord, on vérifie que le maillage est suffisamment fin. Le maillage fin utilisé est un maillage structuré de 258 par 129 cellules, le maillage moyen est produit en rassemblant les cellules

par 4 de manière à donner un maillage de 129 par 65 cellules. On procède de même pour le maillage grossier qui est composé de 65 par 32 cellules. Les maillages moyen et grossier sont en fait produits à partir du maillage fin. Chacun des maillages est divisé en 4 blocs de même taille afin de paralléliser le calcul sur 4 processeurs.

On recherche la vitesse critique des trois maillages pour $M^* = 3.0$ en utilisant un pas de temps $\Delta\tau = 0.01$. Les résultats sont présentés sur le tableau 3.2.

On peut voir que même pour un maillage très grossier, la vitesse critique n'est pas beaucoup modifiée et que le résultat reste cohérent.

Ensuite, on vérifie la convergence temporelle en faisant varier $\Delta\tau$. On procède de même en lançant les simulations sur le maillage fin et en observant la vitesse critique en fonction du pas de temps $\Delta\tau$ paramétré. Les valeurs de U^* sont dans le tableau 3.3. La convergence graphique est montrée sur la figure 3.6a. La convergence de l'erreur de discrétisation temporelle est d'ordre 1, ceci est normal, car la méthode de couplage est réalisée par la méthode explicite.

Les études de convergence précédentes sont faites pour une valeur de M^* fixe car les calculs sont très longs, mais il est intéressant d'observer les effets du maillage lorsque le rapport de masse varie. En effet, une simulation sur le maillage fin dure une dizaine d'heures, 5-6h sur le maillage moyen et environ 3-4 heures sur le maillage grossier sur 4 coeurs intel 3970K. De plus, la recherche de la vitesse critique est faite de façon itérative. Chacun des points du graphique est donc obtenu après une cinquantaine, voire une centaine d'heures de calculs afin d'obtenir une incertitude de résultats réduite.

On peut voir sur figure 3.6b que le maillage n'affecte pas beaucoup le résultat lorsque $M^* > 0.2$ mais, en dessous la différence est notoire. Lors de cette analyse de maillage, l'accent a été mis sur des valeurs de M^* élevées car le but était de vérifier que les différents maillages étaient capables de bien saisir les 3 lobes de la courbe. On voit que ces trois lobes sont bien simulés et leurs pics sont observés pour des paramètres similaires. Par contre, pour de faibles rapports de masse, les maillages montrent des résultats différents. Il est possible que cela vienne du fait que les simulations sont longues et que les pas de temps utilisés sont plus grossiers. Peu de simulations ont été réalisés dans cette zone, une étude plus approfondie

Tableau 3.2 Convergence du maillage réalisé pour $M^* = 3.0$ avec $dt=0.01$

Maillage	Nombre de cellules	U_{CR}^*	ΔU_{CR}^*
fin	32768	9.646875	-
moyen	8192	9.716455	0.06958
grossier	2048	9.812011	0.16513

Tableau 3.3 Convergence temporelle du code IFS

$\Delta\tau$	U_{CR}^*	$\frac{U_{CR}^* - U_{ref}^*}{U_{ref}^*}$
0.3	10.1734	0.539097
0.2	9.4550	0.430408
0.1	8.2731	0.251607
0.05	7.3659	0.114362
0.03	6.9256	0.047749
0.02	6.7862	0.026664
0.01	6.6100	- (U_{ref}^*)

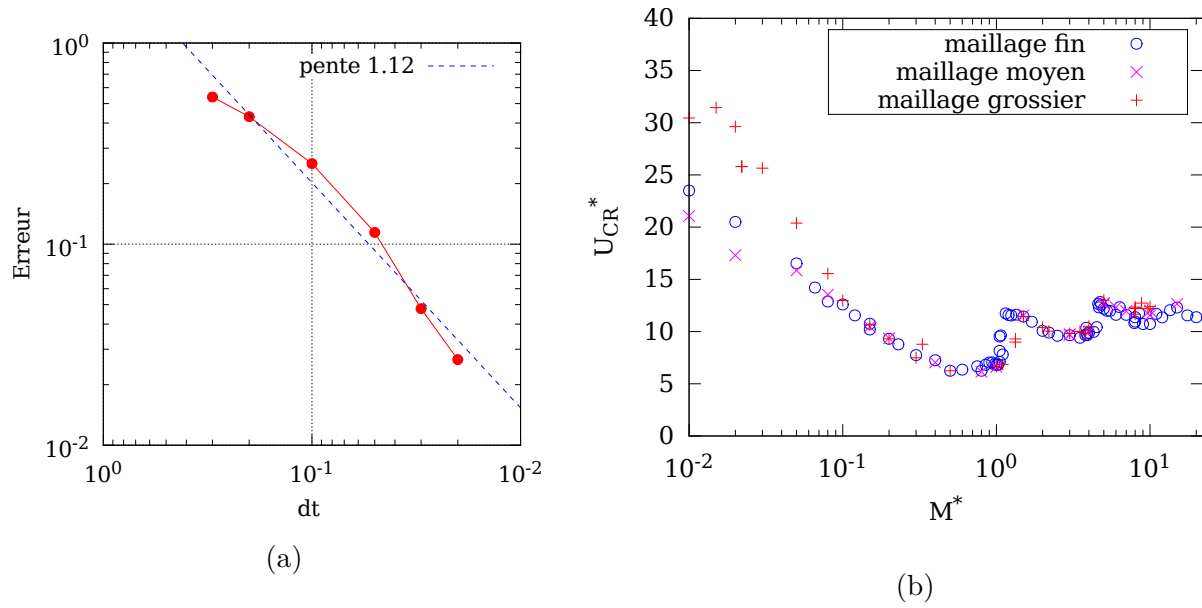


Figure 3.6 (a) Convergence en temps de la vitesse critique pour $M^* = 3.0$ (maillage fin) ; (b) Effet du maillage sur la vitesse critique

devrait être effectuée afin de déterminer les phénomènes présents.

On retrouve que la stabilité numérique est plus importante lorsque M^* est faible, les pas de temps peuvent donc être plus grossiers ($\Delta\tau \simeq 5.0 \cdot 10^{-1}$). Cependant, lorsque $M^* > 10.0$, on est forcé d'utiliser des pas de temps faibles ($\Delta\tau \simeq 1.0 \cdot 10^{-2}$) pour éviter une instabilité numérique due au couplage. Ceci rejoint les conclusions tirées par Michelin *et al.* (2008) mais, dans nos simulations, le fait de diminuer les pas de temps permet de retrouver la stabilité numérique. Aucune limite de stabilité n'a été observée dans nos simulations. Des simulations pour des rapports de masses supérieures à 10.0 ont été effectuées sans difficulté, mais Engels *et al.* (2013) ne précisent à partir de quelle valeur leur couplage devient instable. Nous n'avons pas effectué d'étude de stabilité numérique plus précise, car nous n'avons pas rencontré de limitations dans la plage de simulation effectuée.

3.3.3 Comparaison des résultats

Nous vérifions dans cette section que les simulations du drapeau du modèle poutre-URANS sont cohérentes avec les autres théories ainsi qu'avec les observations expérimentales de la littérature. Les simulations sont effectuées avec un fluide non visqueux afin d'être le plus proche des théories qui sont comparées. Les résultats des vitesses critiques en fonction du rapport de masse sont montrés sur la figure 3.7 et sont comparés avec d'autres études. On a vu qu'il était difficile d'évaluer la vitesse critique avec précision à cause des perturbations dans la simulation et aussi à cause du temps de calcul. Les résultats sont donc affichés avec une barre d'erreur de hauteur ΔU^* et centrés sur les points U_{CR}^* . La barre inférieure correspond à une simulation dont la structure est stable et la barre supérieure à une simulation instable.

Les simulations coïncident bien avec les autres théories, on retrouve bien la présence de différents lobes sur la courbe. Il y a tout de même un écart pour un rapport de masse inférieur à $4 \cdot 10^{-1}$. On retrouve bien la tendance linéaire dans cette zone, mais la pente est différente, donc les vitesses critiques sont de plus en plus éloignées des théories lorsque M^* diminue. Nos résultats sont situés entre la théorie de (Michelin *et al.*, 2008) et celle (Alben et Shelley, 2008) mais nous ne disposons d'aucun résultat expérimental dans cette zone. On ne peut donc pas savoir quelle théorie est plus fidèle à la réalité.

Les études expérimentales (Eloy *et al.*, 2008) et numériques (Michelin *et al.*, 2008) montrent que chacun des lobes de la courbe correspond à un mode de vibration de la poutre. On retrouve aussi ce phénomène dans les simulations réalisées avec le modèle poutre-URANS. La position exacte des séparations des modes est difficile à obtenir à cause de la méthode employée et de l'incertitude de la vitesse associée, mais leur position est globalement proche des deux théories de (Michelin *et al.*, 2008) et (Alben et Shelley, 2008).

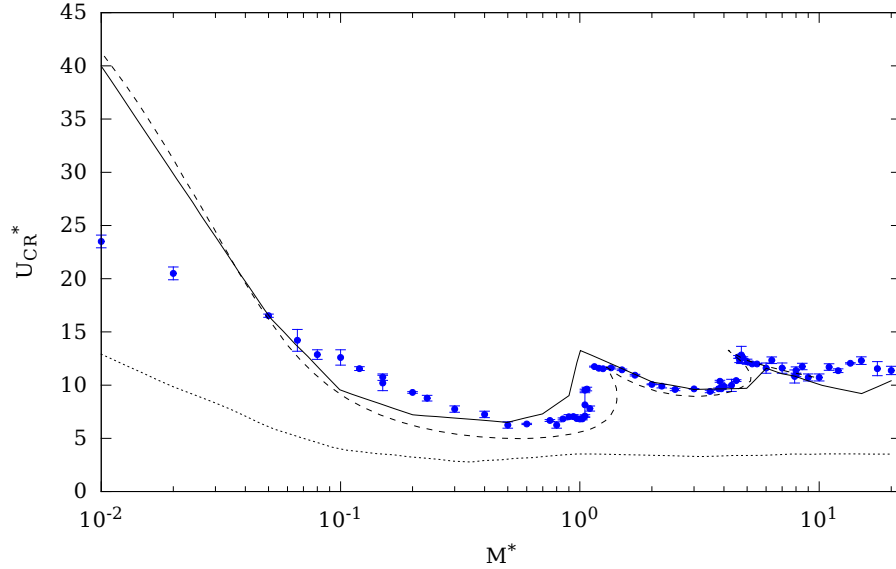


Figure 3.7 Courbe de stabilité du drapeau avec le modèle poutre-URANS (point bleu) comparée avec (Michelin *et al.*, 2008) (trait plein), (Eloy *et al.*, 2008) (tiret) et (Alben et Shelley, 2008) (pointillés)

Ces modes sont montrés sur la figure 3.8 et comparés avec les mêmes caractéristiques de simulation. La forme globale du mode est vraiment correspondante avec la méthode de vortex de (Michelin *et al.*, 2008). On peut observer une différence d’amplitude sur le deuxième mode (figure 3.8a). L’écart est induit par le fait que, pour $M^* = 0.5$, la vitesse critique calculée dans notre code URANS est inférieure à celle trouvée par la méthode de vortex. On a vu que les amplitudes d’oscillation augmentaient avec U^* lorsque l’on dépasse la vitesse critique, il est donc normal qu’elle soit plus importante dans nos résultats.

Le pas de temps choisi dans les différentes simulations ainsi que la durée de la simulation dépend du rapport de masse. En fait, la fréquence de vibration de la structure dépend essentiellement de ce rapport à cause de la différence de mode de vibration et de la vitesse réduite qui en découle. Pour $M^* > 2$, une durée de simulation de $\tau_f = 5$ est suffisante pour évaluer la stabilité du drapeau. Cependant, lorsque M^* est faible, la fréquence d’oscillation est faible. La durée de simulation pour observer l’éventuelle divergence énergétique sera donc plus longue ($\tau_f = 50$). On choisit donc des pas de temps plus élevés pour ne pas avoir des simulations trop coûteuses en temps de calcul. En effet, si le pas de temps est le même, alors la simulation peut être jusqu’à dix fois plus coûteuses en temps de calcul.

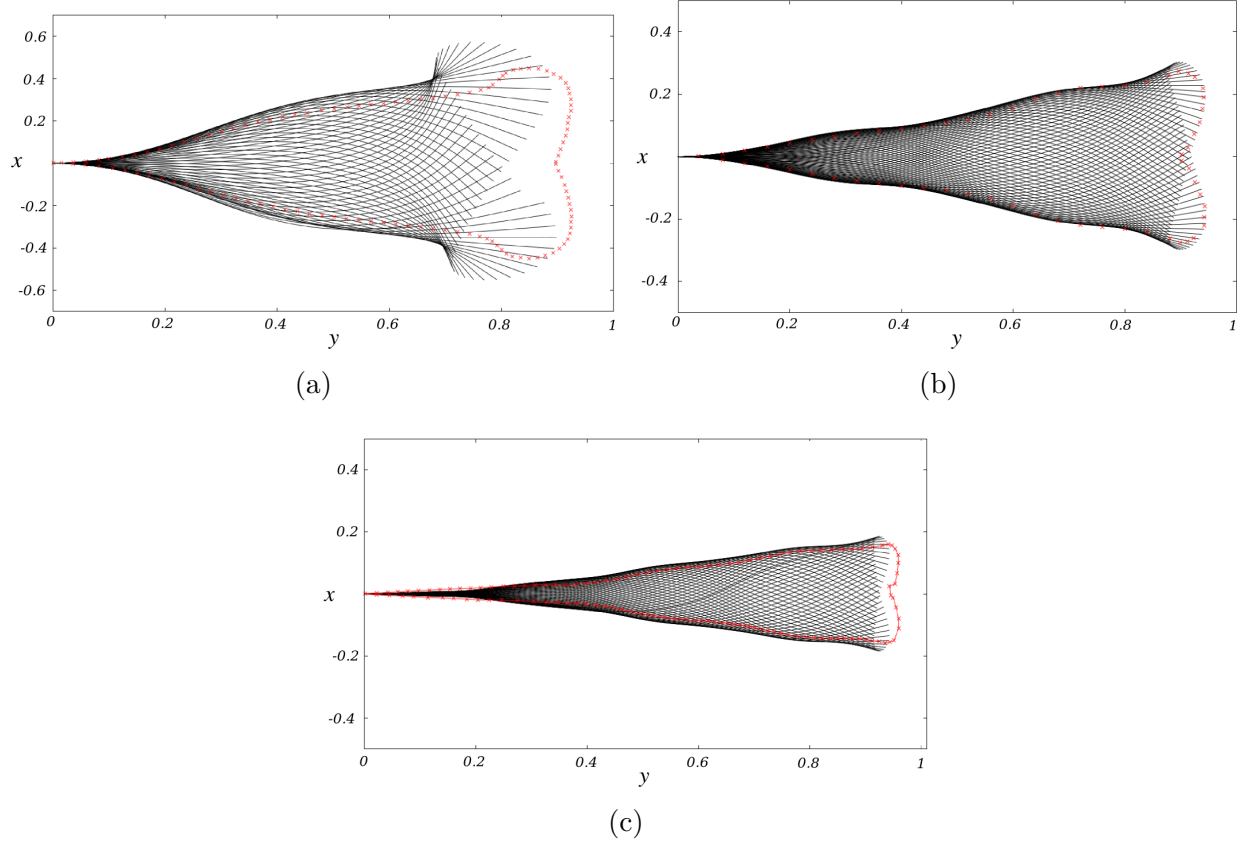


Figure 3.8 Modes de vibrations du drapeau avec modèle poutre-URANS comparés avec les données de Michelin *et al.* (2008) (x rouge). (a) $M^* = 0.5$ et $U^* = 9$ (deuxième mode); (b) $M^* = 3.0$ et $U^* = 12$ (troisième mode); (c) $M^* = 10$ et $U^* = 12$ (quatrième mode)

3.4 Conclusion

Le solveur couplé poutre-URANS permet de simuler correctement la dynamique d'une structure élançée dans un écoulement. Le solveur structurel a été vérifié en utilisant des cas statiques et dynamiques. La convergence est d'ordre 2 en espace et 1 en temps, ce qui correspond aux méthodes de discrétisations implémentées. Les schémas de discrétisations utilisés dans NSCODE permettent d'obtenir une convergence d'ordre 2 en temps et en espace. Cependant, les différents cas tests de validation et de vérifications de NSCODE ne sont pas présentés car ils n'ont pas été effectués durant ce projet excepté la validation du module ALE. On a vu que les résultats correspondent avec ceux donnés par Fluent. De plus, lorsque l'on diminue le nombre de Mach, les courbes des coefficients des forces sont plus proches de la solution réalisée sur Fluent avec un fluide compressible.

La simulation faite avec le cas du drapeau montre que la vitesse critique à laquelle le flottement apparaît est bien évaluée par le code global. De plus, les comportements de la structure en flottement correspondent bien aux autres études numériques et expérimentales. Les différents modes de vibration sont correctement mesurés et les transitions entre les modes sont situées pour des valeurs de rapport de masse qui sont cohérents avec les autres théories.

La convergence en temps du couplage est d'ordre 1, ce qui est en accord avec l'algorithme non itératif utilisé ici (Causin *et al.*, 2005). Cette valeur a été évaluée uniquement pour un rapport de masse $M^* = 2.0$. Or, le rapport de masse a un impact important sur la convergence du maillage du domaine fluide. Il est donc possible que la précision temporelle varie en fonction de M^* . La durée importante des simulations ne nous a pas permis d'étudier plus en profondeur les ordres de convergence sur une plage plus importante du rapport de masse.

CHAPITRE 4 Analyse de la reconfiguration dynamique d'une poutre

Dans cette section, nous étudions le problème de reconfiguration de la poutre en dynamique. La structure est encastree en son milieu et le flux, orienté suivant l'axe $\vec{x}$, est perpendiculaire à la poutre lorsqu'elle n'est pas déformée. Elle se reconfigure alors en fléchissant dans le sens de l'écoulement et la réduction de trainée est observée à cause de la réduction d'aire projetée et du meilleur profilage (Gosselin *et al.*, 2010). Dans l'expérience de Gosselin *et al.* (2010) la structure est une plaque mais nous considérons ici que c'est une poutre.

On considère que la structure est composée de deux poutres dont l'extrémité encastree se situe au même point. On suppose dans les simulations que les déformations de la structure sont symétriques par rapport à l'axe $\vec{x}$. Dans l'algorithme, on calcule la déformation d'une seule poutre à partir des données de pression de NSCODE. Les déformations de la poutre inférieure (y négatif) ne sont pas calculées mais sont supposées comme étant identiques à ceux de la poutre supérieure (y positif). Cependant, le fluide considéré n'est pas symétrique, tout le domaine fluide est calculé. Les résultats du fluide peuvent donc être non-symétriques mais pas les déformations géométriques de la structure.

Dans ce chapitre, les simulations sont réalisées avec les mêmes paramètres généraux que pour le cas du flottement du drapeau :

$$M_\infty = 0.2, \quad tol = 10^{-5}, \quad e/L = 0.01, \quad N_{str} = 400. \quad (4.1)$$

Nous utilisons, dans ce chapitre, deux types de maillages : le maillage fin et le maillage moyen. Ces deux types de maillage ont les mêmes caractéristiques que dans le chapitre précédent. Le maillage fin est structuré et comporte 258 par 129 cellule (figure 2.2a). Le maillage moyen est composé de 129 par 65 cellules. Le maillage moyen est produit à partir du maillage fin de la même manière que dans le chapitre précédent.

4.1 Reconfiguration stationnaire : position d'équilibre

Dans un premier temps, afin de vérifier que la réduction de la trainée est conforme aux mesures expérimentales et théoriques, la vibration n'est pas prise en compte. Le code sera simulé de façon instationnaire, mais on inclut un amortissement dans la structure afin d'éviter les réponses vibratoires. La valeur C du coefficient d'amortissement est gérée de manière empirique de façon à amortir les oscillations sans pour autant ralentir significativement la

simulation. Ce coefficient est ajusté suivant les paramètres de simulations. Lors des grandes déformations, la structure devient plus facilement sujette aux perturbations, le coefficient C doit donc être modifié. Ce coefficient est compris typiquement entre 0.5 et 5 suivant les paramètres de la simulation.

4.1.1 Mise en place de la simulation

Pour caractériser l'effet des forces fluides, on utilise le nombre de Cauchy de la même manière que de Langre (2008) en adaptant la formulation pour nos simulations en deux dimensions :

$$C_Y = \frac{\rho_a U_\infty^2 L^3}{D} = M^* \cdot (U^*)^2. \quad (4.2)$$

La réduction de trainée est caractérisée par le nombre de reconfiguration $\mathcal{R}$ tel qu'énoncé dans la section 1.3.2 soit :

$$\mathcal{R} = \frac{F}{F_0}, \quad (4.3)$$

avec F la force de trainée que subit la structure flexible et F_0 la force qu'elle subirait si elle était indéformable.

On cherche à évaluer l'évolution de la force de trainée en fonction du nombre de Cauchy en observant le nombre de reconfiguration. On réalise des simulations dans lesquelles le Cauchy augmente en fonction du temps, on observe alors l'effort qu'exerce le fluide sur la structure. Cet effort est caractérisé dans NSCODE par le coefficient de trainée C_D . À l'instant initial, la poutre est dans sa position de repos et le Cauchy est nul. On avance temporellement le fluide pendant un temps de simulation τ_i afin que le fluide atteigne un régime permanent. Ensuite le nombre de Cauchy est augmenté progressivement jusqu'à la valeur finale C_{Yf} pendant un temps de simulation τ_f et est constant par la suite. On observe alors l'évolution de la force de trainée en fonction du Cauchy, on désire dans ce cas avoir une réaction quasi statique en évitant des perturbations. La progression du Cauchy se fait par une courbe sinusoïdale pour éviter les sursauts et des décalages dûs à l'inertie de la structure. Dans nos simulations, la progression du Cauchy est effectuée à M^* constant et en modifiant la vitesse réduite U^* . On impose à la vitesse réduite la loi temporelle suivante :

$$U^*(\tau) = U_f^* (1 - \cos(\pi\tau/\tau_f))/2 \quad \text{si } \tau < \tau_f, \quad (4.4)$$

$$U^*(\tau) = U_f^* \quad \text{si } \tau \geq \tau_f. \quad (4.5)$$

De plus, avec cette progression, la croissance du Cauchy est moins rapide dans les hautes valeurs, là où la structure est susceptible d'osciller. Le profil de la vitesse réduite et du Cauchy est présenté sur la figure 4.1. Dans le cas montré, $C_{Yf} = 45$, $\tau_i = 10$, $\tau_f = 400$ et $M^* = 0.01$.

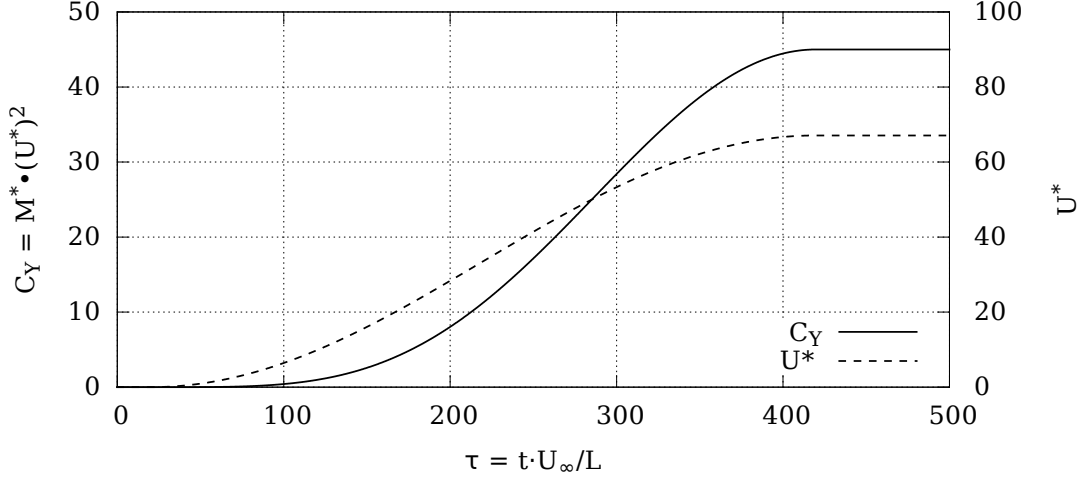


Figure 4.1 Profil de la vitesse réduite et du Cauchy en fonction du temps

Ce choix de modification de la vitesse réduite a été pris car nous observons dans la section 3.3 que la vitesse critique de stabilité du drapeau et les modes de vibration sont fortement dépendants du rapport de masse M^* . L'analyse n'est pas portée sur la stabilité dans cette section, mais ce paramétrage est conservé afin de rester cohérent avec la suite de ce chapitre. De plus, cette caractéristique donne plus de sens physique. En effet, si on effectue une expérience en soufflerie, l'augmentation de la vitesse du fluide n'affectera pas le rapport de masse, mais seulement U^* . Il a été vérifié que pour le même Cauchy, la variation de M^* (et de U^* en conséquence) n'a pratiquement aucun effet sur la force de trainée.

4.1.2 Réduction de trainée

Les résultats de la réduction de trainée en fonction du Cauchy sont représentés sur la figure 4.2. On compare avec la théorie semi-empirique de Gosselin *et al.* (2010) ainsi qu'avec la théorie des flux potentiels et les données expérimentales de Alben *et al.* (2002). Deux simulations différentes sont présentées l'une avec un fluide non visqueux (Euler) et l'autre avec $Re = 1000$.

Cette simulation est effectuée sur le maillage de qualité moyenne. On utilise ce maillage afin de dissiper numériquement les tourbillons qui se forment en aval de la structure. Plus de détails et de justifications sur la dissipation numérique sont présentés dans la section 4.1.3.

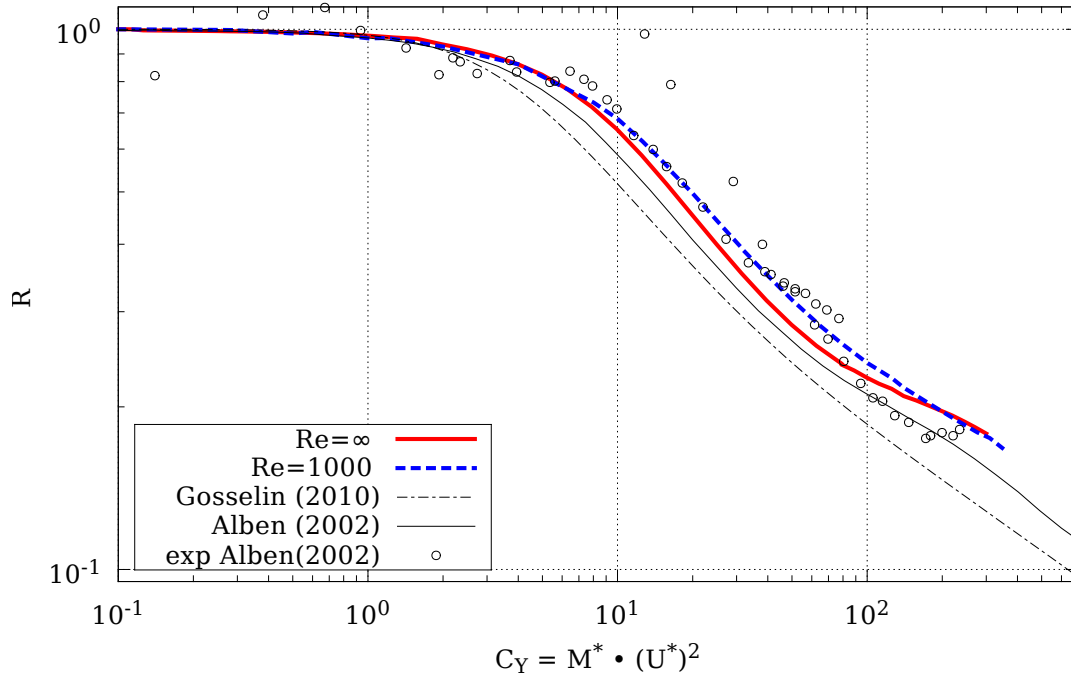


Figure 4.2 Évolution du nombre de reconfiguration R à l'équilibre statique en fonction du Cauchy pour une simulation non-visqueuse (rouge), visqueuse (bleu), théorie semi-empirique de Gosselin *et al.* (2010) et la théorie des flux potentiels ainsi que les données expérimentales de Alben *et al.* (2002).

La simulation visqueuse est réalisée avec une valeur arbitraire de $Re = 1000$ afin de rester dans le même ordre de grandeur que dans les expériences des études de Alben *et al.* (2002) et Gosselin *et al.* (2010). Dans nos simulations, cette valeur est fixée durant la simulation même lorsque le Cauchy augmente. Cependant, dans les expériences le Reynolds n'est donc pas constant puisque l'augmentation du Cauchy est réalisée en augmentant la vitesse du fluide. Les mesures expérimentales de Alben *et al.* (2002) sont faites pour une plage de Reynolds de 2000 – 40000.

La simulation non visqueuse de notre modèle permet d'avoir une simulation proche des deux théories que l'on compare et qui sont elles aussi non visqueuses. On voit en effet que la courbe de réduction de trainée pour cette simulation (en rouge) est plus proche des deux autres théories que lorsque $Re = 1000$ (en bleu).

Lorsque le Cauchy est faible $C_Y \leq 2$, les forces fluide sont trop faible pour déformer la structure et le nombre de reconfiguration est proche de 1. Ensuite, il y a une phase de transition pour $2 \leq C_Y \leq 200$ dans laquelle R diminue. Enfin, lorsque $C_Y \geq 200$, on est dans une zone asymptotique où R varie de façon quasiment linéaire avec C_Y .

Globalement, l'allure des courbes est très similaire. On retrouve trois zones avec des comportements différents tels que décrites par Gosselin *et al.* (2010). La première phase où la réduction de trainée est très faible semble durer pour une valeur du Cauchy plus élevée $C_Y \leq 2$ pour le modèle poutre-URANS et $C_Y \leq 1$ pour la théorie semi-empirique de Gosselin *et al.* (2010). Dans la phase de reconfiguration ($10 \leq C_Y \leq 200$), la pente des courbes du modèle poutre-URANS semble être similaire avec celles des deux autres théories. Cependant, le fluide parfait a une réduction de trainée plus importante que pour le fluide visqueux. Les données expérimentales sont parsemées, mais la tendance est bien respectée dans les résultats donnés par NSCODE. On remarque aussi la présence d'une variation vers $C_Y = 200$ dans la simulation non visqueuse qui est aussi présente dans la théorie de Alben *et al.* (2002) mais dans une moindre mesure. Cependant, cette variation n'apparaît pas lorsque le fluide est visqueux.

Les déformations de la structure, correspondantes aux positions d'équilibre statique, sont présentées sur la figure 4.3a, pour différentes valeurs de Cauchy. Sur la figure 4.3 pour les mêmes valeurs de Cauchy, ces déformations sont comparées aux résultats théoriques 4.3b et aux observations expérimentales 4.3c obtenues par Gosselin *et al.* (2010). L'allure des formes géométriques est bien correspondante pour cette plage de Cauchy. On observe bien que la structure est très peu déformée pour de faibles valeurs de Cauchy. De plus, lorsque le Cauchy est élevé, alors l'extrémité libre de la structure est presque alignée avec le fluide.

Il y a une limitation dans nos simulations due au fait que le maillage devient très recourbé.

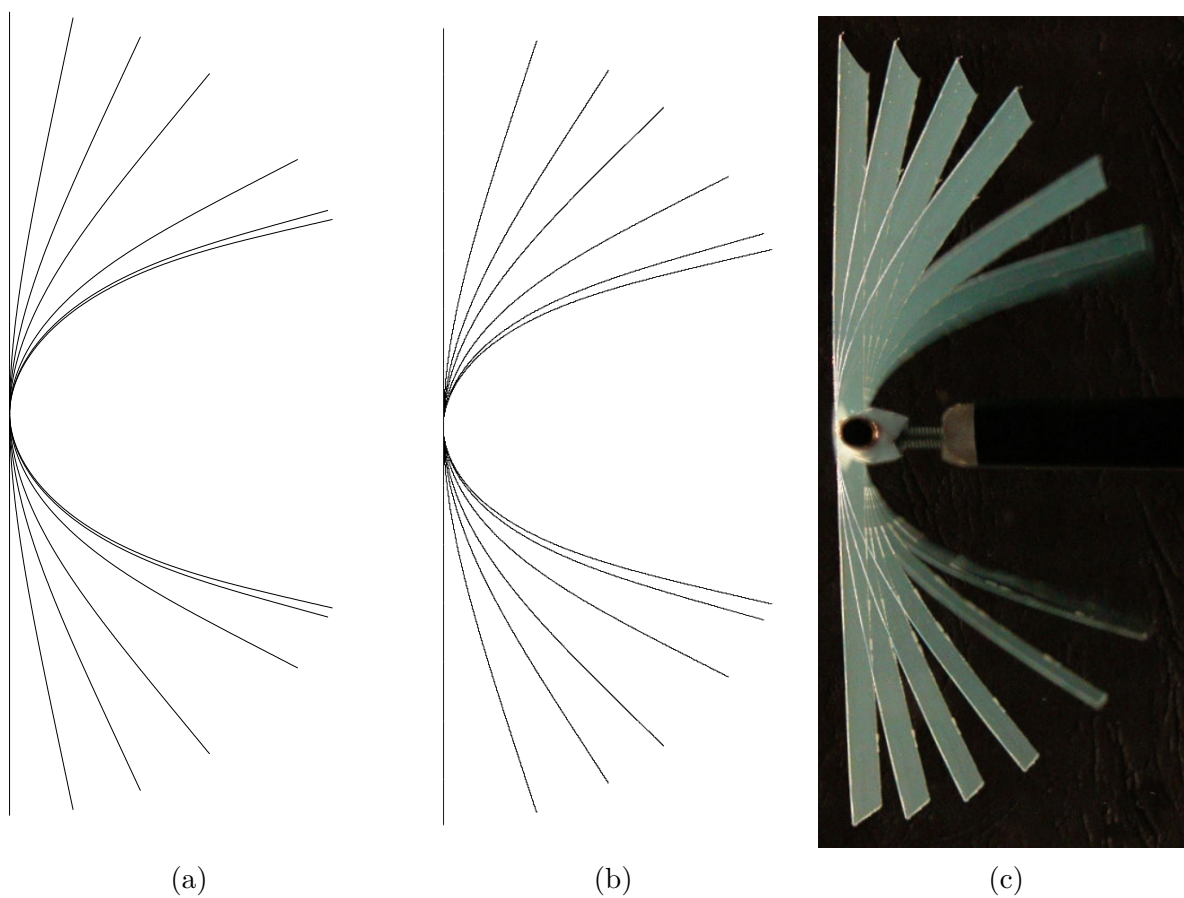


Figure 4.3 Comparaison de la flèche de la structure : (a) modèle poutre-URANS ; (b) modèle semi-empirique de Gosselin *et al.* (2010) ; (c) mesures expérimentales Gosselin *et al.* (2010). Les différentes géométries sont données pour : $C_Y = 0.001, 2.0, 4.7, 9.0, 27, 72$ et 99 .

En effet, comme énoncé dans la section 2.3, le générateur de maillage éprouve des difficultés à mailler des géométries très courbées et fermées. C’est une des problématiques des maillages structurés. On est forcé de garder la même topologie de maillage lorsque la structure est non déformée et lorsqu’elle est courbée. Or, suivant la déformation plus ou moins importante de la structure, la topologie la plus adaptée n’est pas forcément la même. Le mailleur est paramétré afin de s’adapter au mieux aux différentes géométries rencontrées dans la simulation, mais il y a toujours une limite au-delà de laquelle le maillage ne peut pas être généré.

Aucune simulation réalisée ne dépasse un Cauchy $C_Y \approx 400$ car le maillage nous limite. On ne fait donc qu’effleurer le régime asymptotique décrit par Gosselin *et al.* (2010) qui se situe dans une zone de Cauchy élevé $C_Y \geq 100$. Ce régime est légèrement atteint, mais la courbe s’arrête avant que l’on puisse observer que la tendance restera la même.

4.1.3 Effets des lachés de tourbillons

En effectuant les simulations, on remarque que des tourbillons de von-Kármán apparaissent sur le maillage fin. Ce phénomène apparaît lorsque le fluide modélisé est visqueux mais aussi lorsqu’il est non-visqueux. La figure 4.4 présente le champ de densité du fluide dans le sillage. On observe que ce sont des tourbillons de von-Kármán. Ils sont caractérisés par un détachement alterné en haut et en bas de la structure. Ils sont ici rapidement dissipés car le maillage n’est pas assez fin dans le sillage. On ne voit donc que trois tourbillons, les autres sont dissipés numériquement à cause de la discrétisation spatiale. Nous ne nous intéressons pas dans cette section au sillage de la structure, mais seulement aux effets des tourbillons sur les efforts de trainée.

Ces tourbillons n’apparaissent pas immédiatement, mais traduisent une instabilité de l’écoulement qui met un certain laps de temps à se mettre en place. On peut voir, sur la figure 4.5, que ces fluctuations sont présentes aux alentours de $\tau = 30$. Ces lachés de tourbillons sont alternés et on remarque sur la courbe du coefficient de trainée C_D que la période est constante. Le Strouhal est de $St = 0.19$ même lorsque la structure n’est pas flexible, ce qui correspond bien à des tourbillons de von-Kármán. Ces tourbillons entraînent une élévation importante de la trainée qui a tendance à augmenter la reconfiguration et la perturbation. En effet, le coefficient de trainée moyen est multiplié par trois par rapport au moment où les tourbillons ne sont pas présents. De plus, ce coefficient est multiplié quasiment par 5 lors de la phase de transition où les tourbillons apparaissent entre $\tau = 30$ et $\tau = 80$.

On remarque aussi que les déformations induites sont importantes. La simulation présentée sur la figure 4.5 est faite sur un maillage fin sans amortissement de la structure et le fluide est non visqueux. Les oscillations de la structure se font aux alentours de la position d’origine

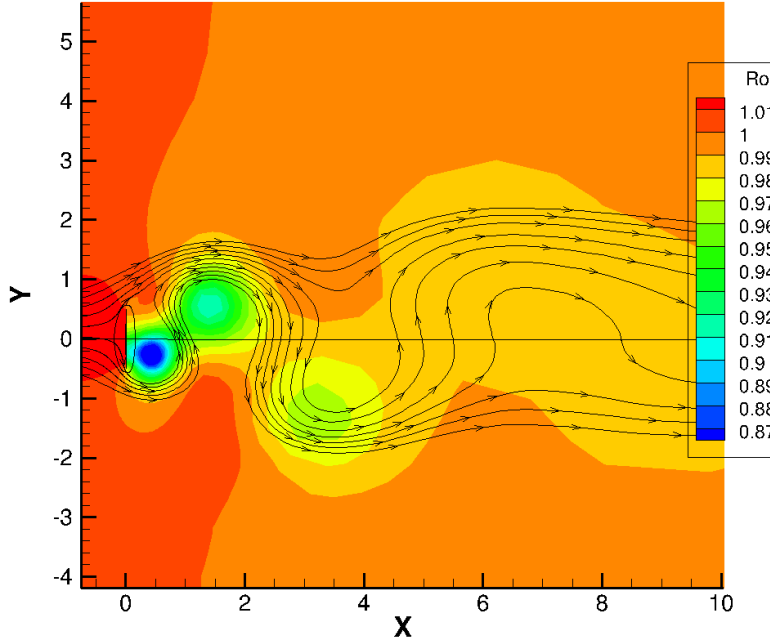


Figure 4.4 Tourbillons présents dans le sillage de la structure (fluide non-visqueux)

(déplacement nul). Ceci veut dire que la structure n'est pas reconfigurée, mais oscille tout de même de façon importante. Le calcul est arrêté dans le cas présenté car le maillage n'est pas prévu et optimisé pour avoir une géométrie déformée dans le sens inverse de l'écoulement.

En réalisant des simulations sur le maillage de qualité moyenne, on remarque que ces tourbillons n'apparaissent pas lorsque $Re = 1000$ mais sont présents lorsque le fluide est non visqueux. Cependant, ils apparaissent dans les deux cas sur le maillage fin. Ceci est dû au fait qu'ils sont dissipés à la fois par la viscosité du fluide et aussi par des "pertes" numériques. En fait, lorsqu'on simule un fluide non visqueux par la méthode FVM, il y a toujours une viscosité résiduelle causée par la discrétisation de l'espace et du temps. Cette viscosité numérique est plus importante lorsque le maillage est plus grossier et s'ajoute à la viscosité paramétrée par le nombre de Reynolds.

Dans le schéma de discrétisation spatiale implémenté dans NSCODE, un terme de viscosité artificielle est intégré afin de stabiliser numériquement la solution. Ce terme est paramétré par deux coefficients (coefficient de diffusion) $visc_2$ et $visc_4$. Si ces coefficients sont proches de 0, alors le terme de dissipation est faible et la solution peut être numériquement instable. Si les coefficients sont proches de 1, alors la viscosité artificielle est élevée et la solution est plus stable. Ces coefficients doivent être généralement paramétrés par $visc_2 = 1/2$ et $visc_4 = 1/64$ ou $visc_4 = 1/128$ (Blazek, 2005). Lorsque le fluide est non visqueux et que $visc_4 = 1/64$, les

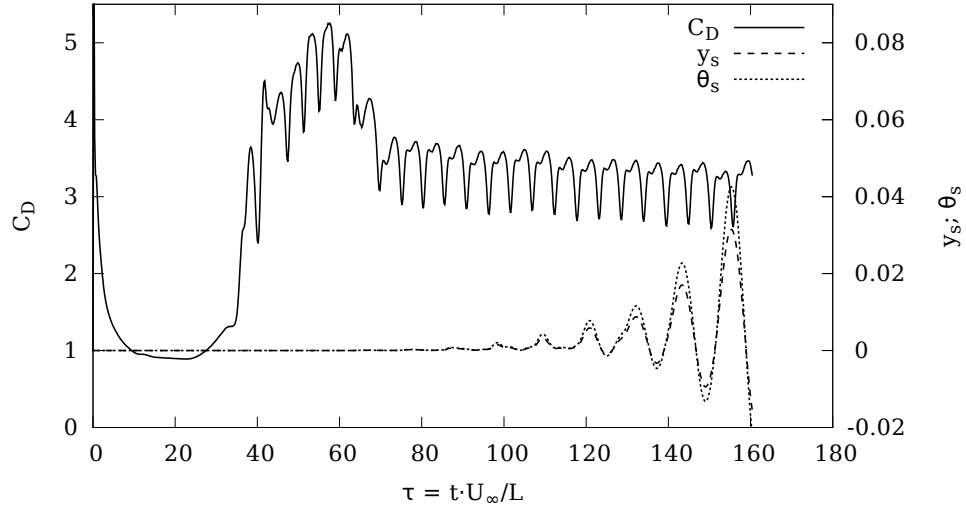


Figure 4.5 Évolution temporelle du coefficient de trainée C_D , du déplacement vertical de l'extrémité libre y_s et de l'angle θ_s lors de la présence de lâchés de tourbillons

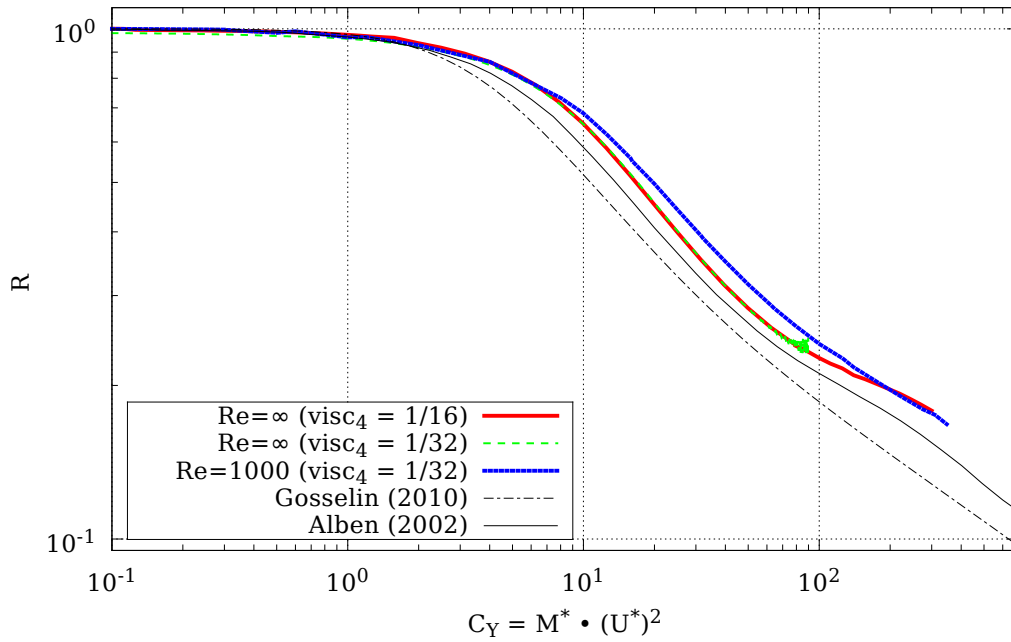


Figure 4.6 Influence de $visc_4$ sur la reconfiguration

tourbillons apparaissent sur le maillage moyen. Cependant, on remarque que ces tourbillons ne sont pas présents en prenant $visc_4 = 1/16$ ou $1/32$ (leurs valeurs sont du type $1/2^n$ où n est un entier naturel).

Il est donc remarqué que la présence des tourbillons de von-Kármán est influencée par la valeur des coefficients de diffusion et le maillage utilisé. L'expérience avec le film de savon de Alben *et al.* (2002) permet de visualiser le flux aux alentours de la structure. Or, le sillage ne présente pas ce type de tourbillons pour les différentes vitesses de flux montrées sur la figure 1.4. Il est donc justifié qu'ils n'apparaissent pas dans les simulations qui sont réalisées avec notre modèle. Dans l'analyse de la poutre reconfigurée, ces coefficients sont donc choisis afin de que les tourbillons de von-Kármán ne soient pas présents dans les simulations.

La figure 4.6 présente l'influence du coefficient $visc_4$. Le but est de vérifier que la modification de ce paramètre n'affecte pas la réduction de trainée. La différence des résultats entre $visc_4 = 1/16$ et $1/32$ est très faible, les courbes sont superposées. Les résultats ne semblent donc pas faussés par la modification de ce paramètre. Lorsque $visc_4 = 1/32$, la solution est moins stable, les tourbillons se forment dans cette simulation pour $Cy \approx 80$ et la force de trainée varie et fait vibrer la structure. Dans le cas où $visc_4 = 1/16$, la solution de l'écoulement est plus stable et on peut atteindre des valeurs de Cauchy plus élevées sans que la trainée oscille. On compare aussi les simulations réalisées avec $Re = 1000$ afin de vérifier que ce coefficient n'agit pas de la même manière que la modification du Reynolds. On voit donc que la réduction de trainée est influencée par le Reynolds, mais pas la valeur de $visc_4$. Il faudrait reprendre la même simulation avec une plus grande plage de Reynolds pour vérifier qu'en augmentant le Reynolds, on se rapproche de la courbe non visqueuse.

4.2 Stabilité dynamique de la poutre reconfigurée

Après avoir vérifié la fidélité de l'algorithme de calcul d'IFS, en observant la réduction de trainée, on s'intéresse dans cette section à la stabilité de la structure reconfigurée. L'amortissement dans la structure n'est donc pas ajouté et on analyse l'impact du rapport de masse et de la vitesse réduite sur la stabilité de la poutre.

4.2.1 Simulation du flottement

Les simulations effectuées dans cette section sont faites sur un fluide non visqueux et sans modèle de turbulence afin de réduire les paramètres d'étude. En effet, le Reynolds peut affecter la stabilité de la structure (Connell et Yue, 2007; Engels *et al.*, 2013). La résolution du fluide est effectuée sur le maillage moyen en prenant $visc_4 = 1/16$ pour éviter l'apparition

de tourbillons de von-Kármán.

Les paramètres de simulation sont similaires à ceux de la section 4.1.1. Le rapport de masse reste constant, la vitesse réduite est augmentée et on observe les forces de trainée et les déplacements de l'extrémité libre de la poutre. À partir d'une certaine valeur du Cauchy (ou de la vitesse réduite), la structure devient instable et commence à vibrer.

L'augmentation de la vitesse réduite se fait de façon lente pour éviter des phénomènes inertiels de la structure. En effet, si la rampe est trop rapide, la structure peut accumuler de l'énergie cinétique, continuer de se déformer lorsque le Cauchy est constant et ensuite se mettre à vibrer. Pour des rapports de masse faible, lorsque la structure est lourde, la rampe d'augmentation de la vitesse réduite est faite sur une plus grande plage de temps afin d'éviter les mouvements brusques de la structure. Le pas de temps choisi est différent suivant les simulations et peut varier entre $\Delta\tau = 0.01$ et $\Delta\tau = 0.1$ suivant la valeur du rapport de masse.

La figure 4.7a présente l'évolution de l'extrémité libre de la structure et de la valeur du Cauchy en fonction du temps pour $M^* = 3.0$. Après la phase de transition, durant laquelle la vitesse réduite et le Cauchy augmentent, C_Y est constant et vaut $C_{Yf} = 100$. Le déplacement vertical de l'extrémité libre augmente et on voit que les vibrations apparaissent légèrement avant $C_Y = 100$. En fait, le Cauchy critique pour cette valeur du rapport de masse est de $C_Y = 85$, mais le flottement n'est pas instantané, l'instabilité met un certain temps avant d'être observée. Les amplitudes d'oscillations augmentent petit à petit, après que le flottement soit apparu, jusqu'à atteindre un cycle limite d'oscillations dans lequel elles sont constantes. On remarque bien sur le graphique que la période de vibration de la structure est très faible devant la durée de la rampe du Cauchy. De cette manière, le flottement a le temps d'apparaître sans que le Cauchy augmente encore beaucoup.

Sur la figure 4.7b, on observe la réduction de trainée et le Cauchy en fonction du temps. Ce graphe correspond aux résultats de la même simulation que la figure 4.7a. On peut voir que la réduction de trainée est directement liée au déplacement de l'extrémité libre : lorsque la structure vibre alors, la trainée instantanée varie. La valeur moyenne du nombre de reconfiguration est semblable à la valeur avant vibration, mais l'amplitude des oscillations est très importante. À chacune des oscillations de la poutre, il se forme deux tourbillons symétriques en aval de la structure qui entraînent cette importante variation.

La visualisation du flux autour de la structure en flottement est présentée sur la figure 4.8. On peut observer deux champs de pressions symétriques, ces tourbillons sont rapidement dissipés (figure 4.8b) car le maillage est de qualité moyenne. Le fait que le détachement tourbillonnaire soit symétrique est forcé indirectement par les hypothèses choisis dans la

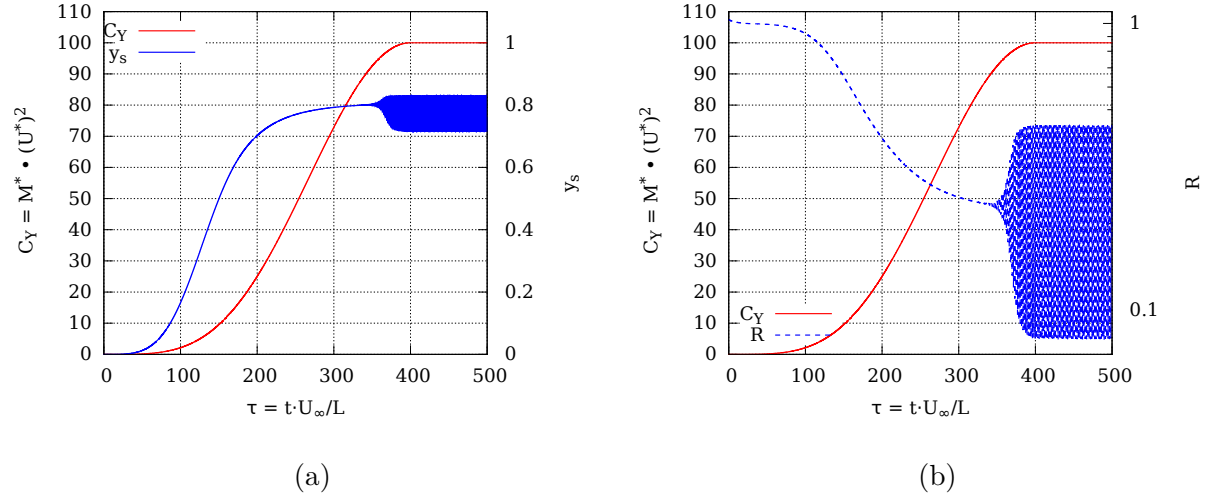


Figure 4.7 Variation temporelle du déplacement vertical y_s de l'extrémité libre (a) et du nombre de reconfiguration R (b) ($M^* = 3$)

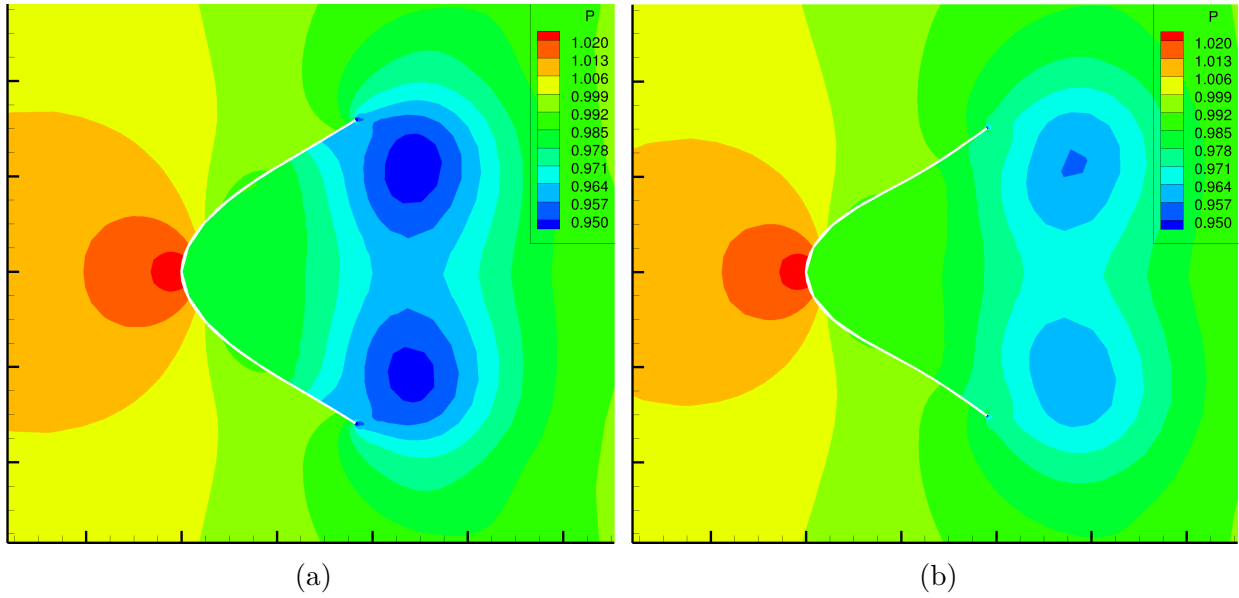


Figure 4.8 Champs de pression autour de la structure en vibration ($C_Y = 40$; $M^* = 2$)

simulation. En effet, bien que tout le domaine fluide soit résolu, les déformations de la structure sont supposées symétriques.

On remarque aussi que l'amplitude des oscillations de la structure dépend de la valeur de la vitesse réduite (figure 4.9). Plus la vitesse est importante, plus les amplitudes sont grandes, ce comportement est le même dans le cadre du drapeau flottant. Pour ce rapport de masse, la structure commence à flotter lorsque $C_Y > 32$ et les amplitudes augmentent ensuite en suivant une tendance proche d'une courbe racine carré. Cette progression, proche de la loi racine carré est aussi remarquée par Eloy *et al.* (2008) lors de mesures expérimentales sur le flottement du drapeau.

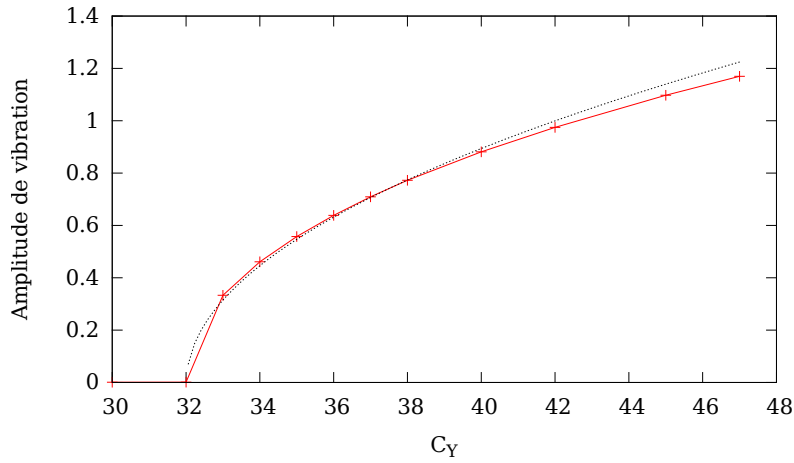


Figure 4.9 Variation de l'amplitude de vibration, crête à crête, de l'angle de l'extrémité libre θ_s de la poutre en fonction de C_Y ($M^* = 2$). Les données sont comparées à la loi racine carré $(0.32(C_Y - 32)^{1/2})$

4.2.2 Influence du rapport de masse

On s'intéresse dans cette section à l'influence du rapport de masse sur la stabilité de la structure. On réalise donc des simulations pour différentes valeurs de M^* et on observe à partir de quelle valeur de Cauchy critique (C_{Ycr}) la structure commence à flotter.

La figure 4.10 présente le nombre de reconfiguration de la structure en fonction du Cauchy pour différentes valeurs du rapport de masse. Dans les simulations effectuées, les courbes sont totalement superposées pour $C_Y \leq 30$, ce qui veut dire que le rapport de masse n'influence pas la réduction de trainée. Ceci est normal, car la réduction de trainée n'est pas un phénomène dynamique, la masse de la structure n'a donc pas d'influence. Par contre, l'instabilité intervient pour différentes valeurs de Cauchy suivant le rapport de masse. Le nombre de

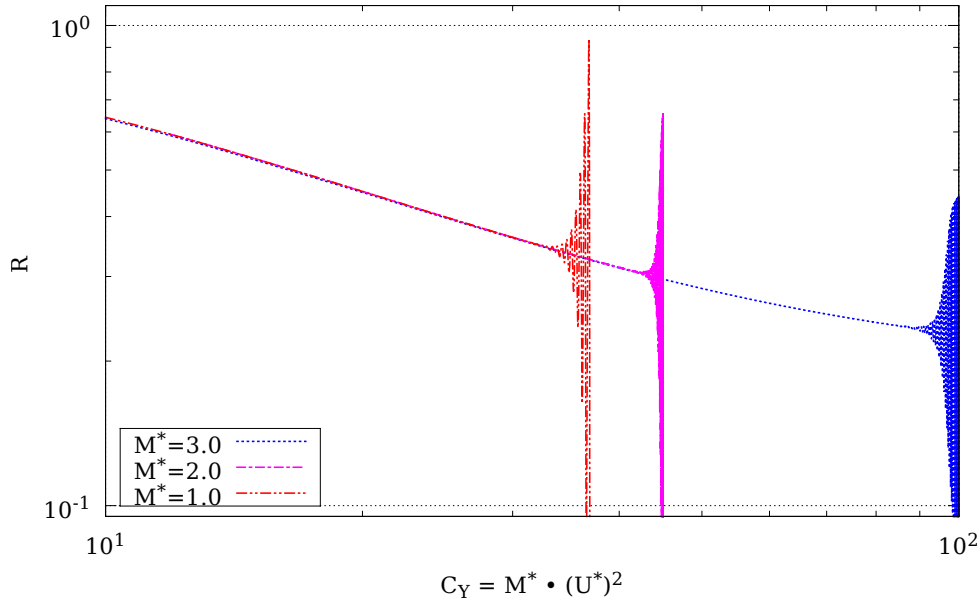


Figure 4.10 Impact du ratio de masse sur la réduction de trainée et sur la stabilité

reconfiguration oscille à $C_Y = 45$ pour $M^* = 2.0$ alors qu'il est encore stable et commence seulement à être instable à $C_Y = 90$ pour $M^* = 3.0$. Il semble donc que pour des rapports de masse plus élevés, le flottement apparaît à des Cauchy plus importants.

On analyse donc le Cauchy critique à partir duquel le flottement de la poutre reconfigurée se manifeste en fonction du ratio de masse. Pour trouver le Cauchy critique, on utilise la même procédure que pour déterminer la vitesse critique dans le cas du drapeau flottant (section 3.3.1). On observe donc l'évolution de l'énergie totale de structure durant la phase où le Cauchy est constant afin de déterminer si la poutre est stable ou instable. La procédure est itérative et il reste toujours une erreur d'incertitude du résultat qui est directement quantifiable.

L'évolution de $C_{Y_{cr}}$ en fonction de M^* est présentée sur la figure 4.11a. Les barres d'erreurs représentent l'incertitude du résultat. La barre inférieure correspond à une simulation stable et la barre supérieure à une simulation dans laquelle le flottement est observé. La figure 4.11b présente l'évolution de la vitesse critique en fonction du ratio de masse. Ces deux figures représentent les mêmes résultats, mais pour des variables différentes. En effet, le Cauchy et la vitesse critique sont liés par la formule : $C_{Y_{cr}} = M^* \cdot U_{cr}^{*2}$

On remarque donc que lorsque le ratio de masse augmente, alors le Cauchy critique augmente aussi. D'après ce graphique, on peut dire que lorsque la structure est plus légère, elle est plus stable. Elle peut donc atteindre un Cauchy plus élevé et donc une réduction de trainée plus

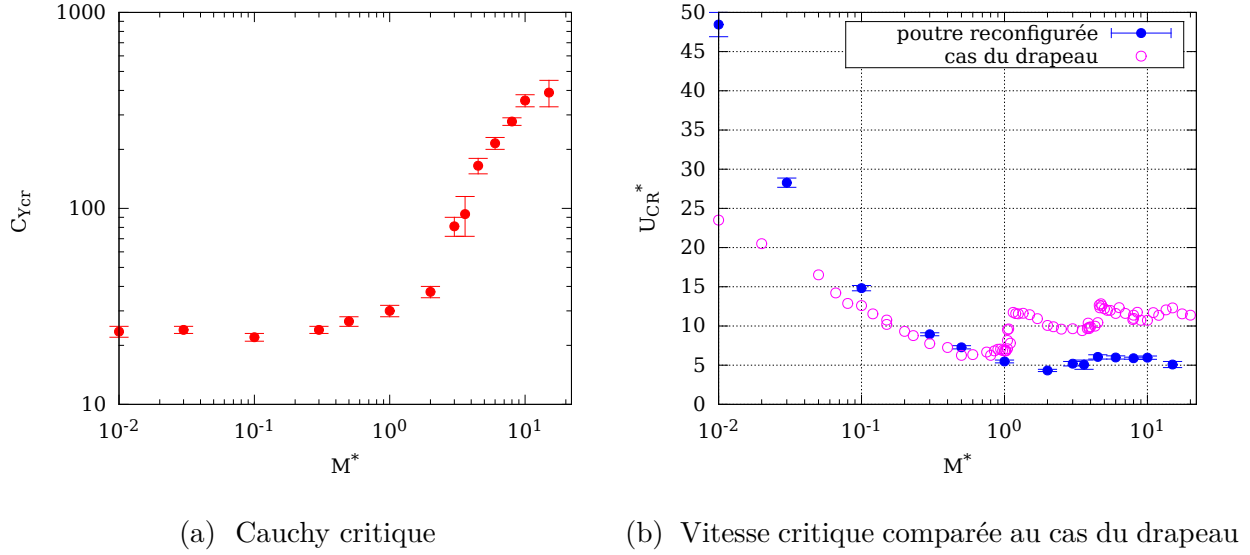


Figure 4.11 Évolution de la vitesse critique et du Cauchy critique en fonction du rapport de masse

importante avant de commencer à être instable.

Cependant, lorsqu'on se place dans de faibles valeurs $M^* \leq 10^{-1}$, le Cauchy critique semble tendre vers une valeur constante $C_{Ycr} \approx 22$. Le fait que le Cauchy critique soit pratiquement constant pour de faibles valeurs de ratio de masse vient peut-être du fait qu'il y a une déformation minimale de la structure en dessous de laquelle le flottement ne peut pas être observé. En fait, lorsque le Cauchy augmente la poutre se déforme et s'aligne avec l'écoulement. En s'alignant, on se retrouve dans une configuration proche de celle du drapeau et le flottement est observé. Pour de faibles Cauchy, la poutre est très peu déformée et reste majoritairement perpendiculaire avec l'écoulement. Il est plausible que ce soit pour cela qu'il y a une limite inférieure au C_{Ycr} au dessous de laquelle le flottement n'est pas observé même pour de très faibles rapports de masse. Ces résultats sont préliminaires, une étude plus approfondie serait nécessaire afin de vérifier cette hypothèse.

La figure 4.11b présente l'évolution de la vitesse critique de la poutre reconfigurée (en bleu). Le nombre de simulations effectuées dans le cas de la poutre reconfigurée est beaucoup moins important que dans l'étude du drapeau. En effet, cette partie n'est qu'une étude préliminaire qui présente les résultats obtenus jusqu'ici. Les calculs sont longs et il n'a pas été possible d'obtenir autant de points que dans l'autre simulation. Certains phénomènes sont donc susceptibles de ne pas apparaître dans ce graphique.

Le Cauchy critique est présenté sur une échelle logarithmique alors que la vitesse réduite sur

une échelle classique. Ceci est dû au fait que le $C_{Y_{cr}}$ est proportionnel au carrée de U_{CR}^* . La zone de faible rapport de masse dans laquelle le Cauchy critique est pratiquement constant correspond par ailleurs à une tendance proche d'une parabole de type x^2 .

La vitesse critique de flottement du drapeau est aussi présentée sur la figure 4.11b (en violet) afin de comparer au cas analysé dans ce chapitre. Dans les deux configurations, on remarque que la tendance des courbes et l'ordre de grandeur des vitesses sont similaires. La vitesse critique est décroissante lorsque l'on est en dessous de $M^* = 1$, mais les pentes de décroissance sont différentes. Cette différence est possiblement liée au fait que la poutre ne flotte pas au dessous d'une certaine reconfiguration (Cauchy minimum).

Lorsque $M^* \geq 2$, la vitesse critique est bornée, elle reste dans le même ordre de grandeur et n'a pas de tendance uniquement croissante. Les trois lobes observés dans le cas du drapeau flottant ne sont pas présents dans la poutre reconfigurée. Il semble apparaître tout de même deux lobes séparés aux alentours de $M^* = 4$ même si ces lobes ne sont pas facilement distinguables. Chacun des lobes de la courbe correspond à un mode de flottement du drapeau différent. Les modes de vibration de la structure reconfigurée sont observés dans la section suivante afin de les comparer avec l'autre système.

4.2.3 Modes de flottement

On analyse les différents modes de vibration de la structure lorsque le flottement est atteint. On analyse ici la manière dont la poutre se déforme et vibre, mais on ne réalise pas d'étude modale. La figure 4.12 montre les modes de flottement observés pour différents rapports de masse. Chacune des figures est composée de la superposition des différentes géométries de la poutre pendant une oscillation. Ces modes sont observés pour des Cauchy légèrement supérieurs au Cauchy critique lorsque le cycle limite d'oscillations est atteint.

On n'affiche ici que la moitié supérieure de la poutre car les déformations sont symétriques. La partie inférieure a donc exactement la même forme de vibration. Dans toutes les simulations effectuées sur l'intervalle de rapport de masse analysé, le premier mode de vibration de la structure n'est jamais instable et ne vibre pas. Ce mode correspond à une déformation dont la forme ne présente pas de point d'inflexion.

Le mode de déformation prédominant est le second mode de vibration de la poutre lorsque le rapport de masse est faible ($M^* \leq 4$). C'est le second mode car l'enveloppe de la géométrie présente un seul point d'inflexion (figure 4.12a). On remarque que le troisième mode de vibration apparaît dans les cas où $M^* = 4.5$ et $M^* = 8$ (figure 4.12d), la forme du mode présente en effet deux points d'inflexions. Ce mode est plus marqué pour le second cas ($M^* = 8$). En effet, la transition entre les deux modes de vibrations se situe environ pour

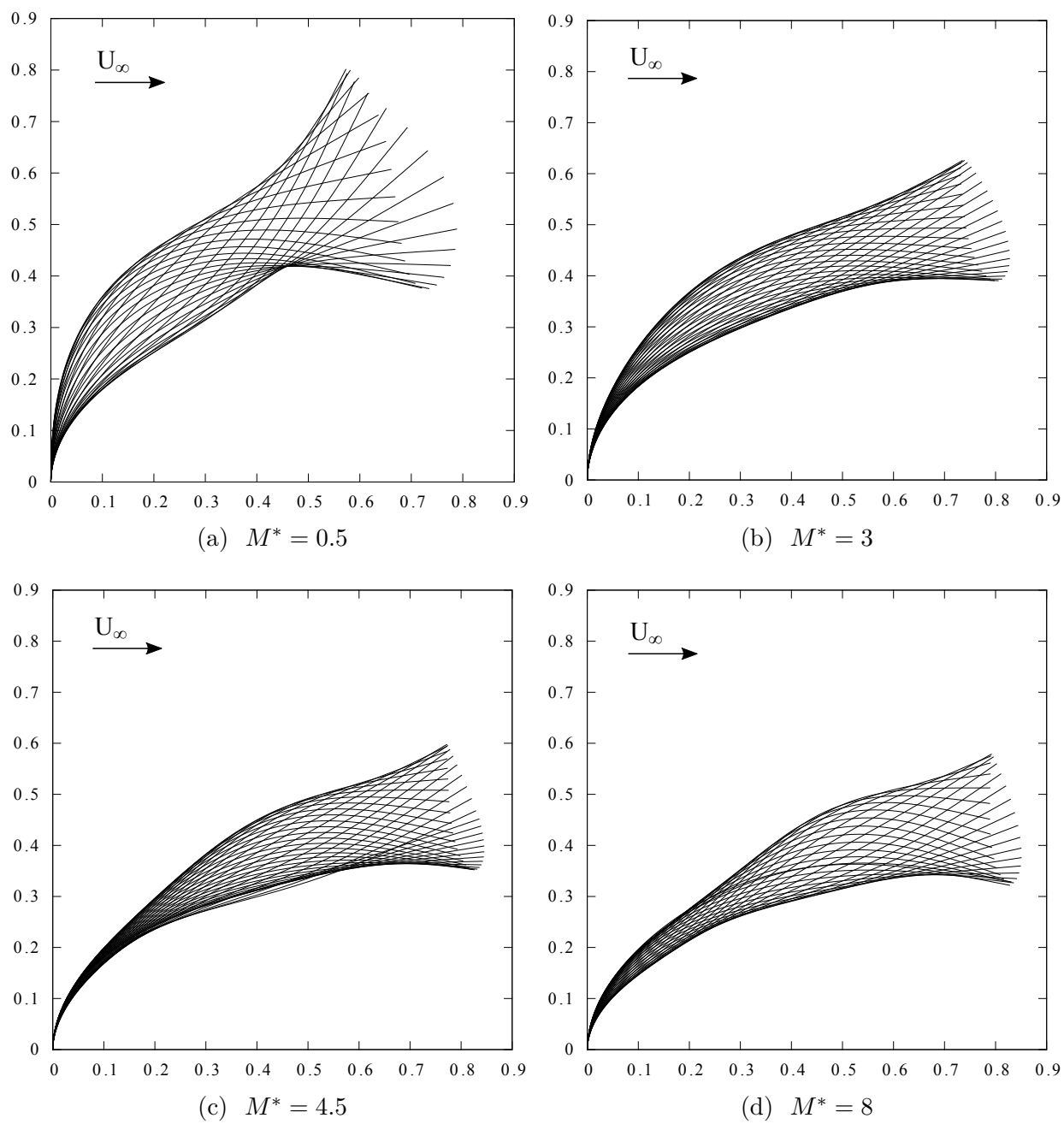


Figure 4.12 Modes de vibrations de la poutre reconfigurée

$M^* = 4.5$. Cette observation correspond bien aux différents lobes de la courbe de la vitesse critique (figure 4.11b).

Ces observations confirment donc la similarité de la structure reconfigurée avec le cas du drapeau. En effet, pour le drapeau le premier mode, n'est pas instable et les modes de vibrations dépendent du rapport de masse. La majeure différence se situe dans la valeur de M^* à laquelle la transition des modes de vibration apparaît. Pour le drapeau, le troisième mode de vibration est observé à partir de $M^* \approx 1.5$, alors que dans le cadre de la poutre reconfigurée, il est observé à $M^* \approx 4.5$. Les modes de vibrations semblent similaires dans les deux configurations. Cependant, on ne peut pas superposer les graphiques des deux systèmes étant donné que dans le cas de la poutre reconfigurée, la structure est globalement très déformée et n'oscille pas autour de sa position de repos. Cette comparaison de mode n'est que qualitative.

CHAPITRE 5 Conclusion

5.1 Synthèse des travaux

Ce projet de recherche a permis d'analyser numériquement la stabilité d'une plaque se déformant sous l'effet d'un fluide. Les mécanismes et les phénomènes qui apparaissent lors du flottement de la structure ont été observés.

Un solveur permettant de simuler l'interaction fluide-structure, basé sur une méthodologie partitionnée, a été développée. La structure est modélisée par une poutre se déformant sous l'effet des forces de pression et le fluide compressible est résolu par le logiciel NSCODE basé sur la méthode URANS. Chacune des parties du solveur a été vérifiée indépendamment et comparée avec des études numériques issues de la littérature. Le solveur structural, qui a été totalement développé durant ce projet, est comparé avec des analyses statiques et dynamiques en observant le déplacement et l'énergie de la poutre soumise à des efforts. L'analyse de convergence et l'ordre de précision sont présentés et correspondent à ce qui est implémenté dans le code. L'ordre de convergence de l'erreur du domaine temporel est de 1 et celui de la discrétisation spatiale est de 2. NSCODE est déjà validé dans d'autre projet (Levesque, 2015) mais le module ALE est vérifié avec un cas où une plaque rigide se déplace avec un mouvement imposé dans l'écoulement du fluide. Les résultats de la plaque rigide sont de plus en plus proches de ceux simulés avec un fluide incompressible, sur le logiciel Fluent, lorsque le nombre de Mach est de plus en plus faible.

L'algorithme global couplé est aussi validé de façon statique et dynamique. L'approche statique, effectuée en ajoutant de l'amortissement dans la structure pour éviter les vibrations, permet de vérifier que les déformations de la structure sous l'effet du fluide sont bien calculées. L'apparition des tourbillons de Von Karman est annulée par effet de la dissipation numérique du solveur NSCODE. La réduction de la trainée de la structure se reconfigurant est alors observée et correspond aux études numériques et expérimentales de la littérature. La validation dynamique, effectuée en analysant le flottement du drapeau, permet de vérifier que le phénomène d'instabilité est bien simulé par le solveur. Le seuil de stabilité de la structure en fonction de sa masse et de sa vitesse du fluide adimensionnelle est évalué et correspond avec les analyses utilisant d'autres modèles numériques. Les mécanismes et notamment les modes de vibrations qui apparaissent en fonction du rapport de masse concordent avec les observations expérimentales et numériques de la littérature.

La reconfiguration de la structure soumise à un écoulement et la réduction de trainée n'est

influencée que par le nombre Cauchy. Cependant, en dynamique, le rapport de masse a aussi un effet sur la stabilité. Le Cauchy critique à laquelle le flottement apparaît est analysé en fonction du rapport de masse. Le rapport de masse est augmenté, alors le Cauchy critique est plus élevé. Cela signifie que si on dispose d'un fluide plus dense, mais dont les autres propriétés sont similaires, alors la structure sera plus stable. Elle pourra se reconfigurer de façon plus importante et sa trainée perçue pourra être plus réduite avant que le flottement apparaisse.

Le flottement de la structure reconfigurée est aussi mis en comparaison avec le flottement du drapeau. On a observé certaines similarités entre les phénomènes d'instabilité présents dans les deux configurations. En effet, l'évolution de la vitesse critique en fonction du rapport de masse est semblable. Les valeurs des vitesses sont du même ordre de grandeur et l'allure des courbes est similaire. Les modes de vibrations de la structure sont aussi similaires dans les deux dispositions. Le premier mode de vibration n'apparaît jamais comme instable, mais le deuxième mode est instable lorsque le rapport de masse est faible. Au-delà d'un certain rapport de masse, correspondant à un pic sur la courbe de vitesse critique, le troisième mode est observé.

En fait, lorsque la poutre se reconfigure, elle s'aligne avec l'écoulement et on se retrouve dans un système proche du drapeau. Lorsque le rapport de masse est faible, alors le Cauchy critique est pratiquement constant. En dessous d'une certaine déformation, correspondante à un Cauchy minimum, la vibration de la poutre n'est donc jamais observée. On suppose que ceci est dû au fait que la structure n'est pas assez alignée avec le flux pour devenir instable. Cette hypothèse reste cependant à vérifier.

5.2 Limitations de la solution proposée

Durant ce projet de recherche, l'accent a été mis sur la validation du code de simulation, les études de stabilité dynamiques de la poutre reconfigurée ne sont donc pas totalement examinées. Il reste des champs de recherche qui n'ont pas été explorés et des limitations dues à la modélisation choisie pour effectuer les simulations.

Une des hypothèses les plus réductrices utilisées durant ce projet de recherche est le fait d'imposer que les déformations de la structure soient symétriques. En effet, le mode de vibration antisymétrique où la vibration de la partie supérieure de la structure est déphasée avec la partie inférieure ne peut pas être observé avec cette modélisation. De plus, les vitesses critiques de flottement sont possiblement surestimées en omettant les modes anti-symétriques.

Au niveau de la structure, la tension et le moment d'inertie sont supposés négligeables,

ces modifications peuvent entraîner une erreur sur les résultats. Cependant, cette erreur est probablement faible, car les courbes de vitesse critique obtenues pour le drapeau flottant sont similaires aux études qui n'utilisent pas cette hypothèse. De plus, la friction du fluide n'est pas prise en compte dans les résultats. De toute façon, les résultats présentés dans le chapitre 4 sont réalisés en modélisant un fluide non visqueux.

Une des principales limitations de l'algorithme de simulation est le coût de calcul. Le temps de calcul de chacune des simulations effectuées est très important (une dizaine d'heures). En effet, la résolution d'un problème fluide de type URANS est coûteuse et le phénomène de flottement met un certain laps de temps avant d'apparaître. Par ailleurs, le calcul des vitesses critiques de stabilité, analysé dans le projet, est effectué de façon itérative. Plusieurs simulations successives sont donc nécessaires pour trouver la valeur de la vitesse.

Le pas de temps choisi a un effet direct sur le coût de calcul, un compromis entre stabilité numérique et coût de calcul est choisi en fonction des paramètres de simulations. Lorsque le pas de temps est trop faible, alors la simulation est longue et lorsqu'il est trop élevé, alors elle peut être instable et moins précise. Il serait donc intéressant de développer un algorithme d'intégration temporelle plus performant dans le code. Dans le but d'être optimal, il faudrait modifier la discrétisation temporelle du solveur structural et mettre en place une méthode dont la convergence de l'erreur soit d'ordre 2 afin d'être homogène avec le deuxième ordre du solveur NSCODE. De plus, le couplage temporel entre les solveurs pourrait être amélioré en implémentant un algorithme parallèle ou itératif. Le code global serait à la fois plus stable et plus précis avec ces modifications. Les pas de temps pourraient être plus élevés, le coût de calcul serait donc réduit tout en gardant la même précision sur les résultats.

Le générateur de maillage fournit un maillage de bonne qualité, mais il y existe une limitation lorsque les déformations de la structure sont importantes et que la géométrie se referme sur elle-même. C'est une des problématiques des maillages structurées, la topologie du maillage doit nécessairement être la même durant la simulation. Afin de régler ce problème, il est possible de changer la topologie afin d'avoir quelque chose de mieux adapté aux deux types de configuration (poutre droite et courbée). Il est aussi possible d'utiliser un maillage de type chimère afin d'avoir plus de souplesse dans la génération de maillage. L'arrière-plan resterait inchangé durant la simulation et le maillage sera généré seulement sur un domaine proche de la structure. Une autre possibilité est de développer un code de déformation de maillage adapté pour ce genre de configuration. Lorsqu'il n'est plus possible de générer un nouveau maillage, on utilise ce code pour modifier et déplacer les cellules à partir de la nouvelle géométrie.

De nombreuses pistes et champs restent encore à approfondir sur la stabilité d'une structure

reconfigurée. L'impact de la viscosité sur le fluide n'a pas été étudié. Or on a vu que lorsque le fluide est visqueux, la réduction de trainée est modifiée. De plus, Engels *et al.* (2013) montrent que la stabilité du drapeau dépend du nombre Reynolds et que lorsque le Reynolds augmente, alors la structure est plus stable. La stabilité de la structure reconfigurée est donc sûrement dépendante de la viscosité du fluide.

Pratiquement, toutes les simulations ont été effectuées en prenant un nombre de Mach $M_\infty = 0.2$ afin de rester dans une plage où le fluide peut être considéré comme incompressible. Cependant, cela reste une quantité assez élevée qui est rarement observée dans le cas du vent circulant autour d'une plante. Un préconditionneur, permettant d'améliorer la stabilité numérique du solveur fluide lors de faible nombre de Mach, a été implémenté récemment dans NSCODE. Il est donc possible d'étudier l'influence du nombre de Mach sur la stabilité de la structure et de vérifier que les résultats présentés sont valables lorsque le Mach est très faible.

L'effet des tourbillons de Von-Karman est également à étudier plus en profondeur. Les paramètres de simulations ont été choisis afin d'éviter leur apparition durant les simulations. Néanmoins, peu de données expérimentales de la littérature sont disponibles à propos des tourbillons présents dans le sillage d'une structure se reconfigurant. Nous ne disposons pas d'informations sur leur existence ni sur leurs effets sur les efforts de trainée. Il serait donc pertinent de réaliser des mesures expérimentales pour observer ce phénomène et aussi pour vérifier les résultats du seuil de stabilité de la poutre.

RÉFÉRENCES

- ALBEN, S. et SHELLEY, M. J., “Flapping states of a flag in an inviscid fluid : bistability and the transition to chaos”, *Physical review letters*, vol. 100, no. 7, p. 074301, 2008.
- ALBEN, S., SHELLEY, M., et ZHANG, J., “Drag reduction through self-similar bending of a flexible body”, *Nature*, vol. 420, no. 6915, pp. 479–481, 2002.
- ALBEN, S., SHELLEY, M., et ZHANG, J., “How flexibility induces streamlining in a two-dimensional flow”, *Physics of Fluids (1994-present)*, vol. 16, no. 5, pp. 1694–1713, 2004.
- BAKER, C., “The development of a theoretical model for the windthrow of plants”, *Journal of Theoretical Biology*, vol. 175, no. 3, pp. 355–372, 1995.
- BISPLINGHOFF, R. L., ASHLEY, H., et HALFMAN, R. L., *Aeroelasticity*. Courier Corporation, 2013.
- BLAZEK, J., *Computational Fluid Dynamics : Principles and Applications : (Book with accompanying CD)*. Elsevier, 2005.
- BLEVINS, R., “Flow-induced vibration in nuclear reactors : a review”, *Progress in Nuclear Energy*, vol. 4, no. 1, pp. 25–49, 1979.
- BOURGAULT, Y., BEAUGENDRE, H., et HABASHI, W., “Development of a shallow-water icing model in fensap-ice”, *Journal of Aircraft*, vol. 37, no. 4, pp. 640–646, 2000.
- BOURGAULT-CÔTÉ, S., “Simulation du givrage sur ailes en flèche par méthodes RANS/eulérienne quasi stationnaires”, Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, avril 2015.
- CAUSIN, P., GERBEAU, J.-F., et NOBILE, F., “Added-mass effect in the design of partitioned algorithms for fluid–structure problems”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 194, no. 42, pp. 4506–4527, 2005.
- CIRAK, F. et RADOVITZKY, R., “A lagrangian–eulerian shell–fluid coupling algorithm based on level sets”, *Computers & Structures*, vol. 83, no. 6, pp. 491–498, 2005.
- CONNELL, B. S. et YUE, D. K., “Flapping dynamics of a flag in a uniform stream”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 581, pp. 33–67, 2007.

- DE BOER, A., VAN ZUIJLEN, A., et BIJL, H., “Review of coupling methods for non-matching meshes”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 196, no. 8, pp. 1515–1525, 2007.
- DE LANGRE, E., “Effects of wind on plants”, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 40, pp. 141–168, 2008.
- DE LANGRE, E., GUTIERREZ, A., et COSSÉ, J., “On the scaling of drag reduction by reconfiguration in plants”, *Comptes Rendus Mecanique*, vol. 340, no. 1, pp. 35–40, 2012.
- DE NAYER, G., “Interaction fluide-structure pour les corps élancés”, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes (ECN), 2008.
- DENNY, M., “Extreme drag forces and the survival of wind-and water-swept organisms”, *The Journal of experimental biology*, vol. 194, no. 1, pp. 97–115, 1994.
- DENNY, M. et GAYLORD, B., “The mechanics of wave-swept algae”, *Journal of Experimental Biology*, vol. 205, no. 10, pp. 1355–1362, 2002.
- DOARÉ, O., MOULIA, B., et DE LANGRE, E., “Effect of plant interaction on wind-induced crop motion”, *Journal of biomechanical engineering*, vol. 126, no. 2, pp. 146–151, 2004.
- ELOY, C., SOUILLIEZ, C., et SCHOUVEILER, L., “Flutter of a rectangular plate”, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 23, no. 6, pp. 904–919, 2007.
- ELOY, C., LAGRANGE, R., SOUILLIEZ, C., et SCHOUVEILER, L., “Aeroelastic instability of cantilevered flexible plates in uniform flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 611, pp. 97–106, 2008.
- ELOY, C., KOFMAN, N., et SCHOUVEILER, L., “The origin of hysteresis in the flag instability”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 691, pp. 583–593, 2012.
- ENGELS, T., KOLOMENSKIY, D., SCHNEIDER, K., et SESTERHENN, J., “Two-dimensional simulation of the fluttering instability using a pseudospectral method with volume penalization”, *Computers & Structures*, vol. 122, pp. 101–112, 2013.
- ETNIER, S. A. et VOGEL, S., “Reorientation of daffodil (narcissus : Amaryllidaceae) flowers inwind : drag reduction andtorsional flexibility”, *American Journal of Botany*, vol. 87, no. 1, pp. 29–32, 2000.

- FARHAT, C. et LESOINNE, M., “Two efficient staggered algorithms for the serial and parallel solution of three-dimensional nonlinear transient aeroelastic problems”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 182, no. 3, pp. 499–515, 2000.
- FARHAT, C., LESOINNE, M., et LE TALLEC, P., “Load and motion transfer algorithms for fluid/structure interaction problems with non-matching discrete interfaces : Momentum and energy conservation, optimal discretization and application to aeroelasticity”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 157, no. 1, pp. 95–114, 1998.
- FARHAT, C., GEUZAIN, P., et GRANDMONT, C., “The discrete geometric conservation law and the nonlinear stability of ale schemes for the solution of flow problems on moving grids”, *Journal of Computational Physics*, vol. 174, no. 2, pp. 669–694, 2001.
- FÖRSTER, C., WALL, W. A., et RAMM, E., “Artificial added mass instabilities in sequential staggered coupling of nonlinear structures and incompressible viscous flows”, *Computer methods in applied mechanics and engineering*, vol. 196, no. 7, pp. 1278–1293, 2007.
- FOTOUHI, R., “Dynamic analysis of very flexible beams”, *Journal of sound and vibration*, vol. 305, no. 3, pp. 521–533, 2007.
- GARRICK, I. et REED III, W. H., “Historical development of aircraft flutter”, *Journal of Aircraft*, vol. 18, no. 11, pp. 897–912, 1981.
- GILLIES, J., NICKLING, W., et KING, J., “Drag coefficient and plant form response to wind speed in three plant species : Burning bush (*euonymus alatus*), colorado blue spruce (*picea pungens glauca.*), and fountain grass (*pennisetum setaceum*)”, *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, vol. 107, no. D24, pp. ACL–10, 2002.
- GOSSELIN, F., DE LANGRE, E., et MACHADO-ALMEIDA, B. A., “Drag reduction of flexible plates by reconfiguration”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 650, pp. 319–341, 2010.
- GRECO, M., LANDRINI, M., et FALTINSEN, O., “Impact flows and loads on ship-deck structures”, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 19, no. 3, pp. 251–275, 2004.
- GREEN, D. et UNRUH, W. G., “The failure of the tacoma bridge : A physical model”, *American Journal of Physics*, vol. 74, no. 8, pp. 706–716, 2006.
- HARDER, D. L., SPECK, O., HURD, C. L., et SPECK, T., “Reconfiguration as a prerequisite for survival in highly unstable flow-dominated habitats”, *Journal of Plant Growth Regulation*, vol. 23, no. 2, pp. 98–107, 2004.

HASANZADEH, K. et LAURENDEAU, E., “Adaptive curvature control grid generation algorithms for complex glaze ice shapes RANS simulations”, dans *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA*, 2015.

HOERNER, S. F., “Fluid-dynamic drag ; 1965”, *Bricktown, NJ : Published by the author*, 1965.

HOFFMANN, M. R., “Application of a simple space-time averaged porous media model to flow in densely vegetated channels”, *Journal of Porous Media*, vol. 7, no. 3, 2004.

HRON, J. et MÁDLÍK, M., “Fluid-structure interaction with applications in biomechanics”, *Nonlinear Analysis : Real World Applications*, vol. 8, no. 5, pp. 1431–1458, 2007.

HUA, R.-N., ZHU, L., et LU, X.-Y., “Dynamics of fluid flow over a circular flexible plate”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 759, pp. 56–72, 2014.

HUANG, W.-X., SHIN, S. J., et SUNG, H. J., “Simulation of flexible filaments in a uniform flow by the immersed boundary method”, *Journal of Computational Physics*, vol. 226, no. 2, pp. 2206–2228, 2007.

HÜBNER, B., WALHORN, E., et DINKLER, D., “A monolithic approach to fluid–structure interaction using space–time finite elements”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 193, no. 23, pp. 2087–2104, 2004.

JAFFE, M. J., “Thigmomorphogenesis : the response of plant growth and development to mechanical stimulation”, *Planta*, vol. 114, no. 2, pp. 143–157, 1973.

KOEHL, M., “How do benthic organisms withstand moving water ?” *American Zoologist*, vol. 24, no. 1, pp. 57–70, 1984.

KOEHL, M., “When does morphology matter ?” *Annual Review of Ecology and Systematics*, pp. 501–542, 1996.

KOIZUMI, A., MOTOYAMA, J.-i., SAWATA, K., SASAKI, Y., et HIRAI, T., “Evaluation of drag coefficients of poplar-tree crowns by a field test method”, *Journal of wood science*, vol. 56, no. 3, pp. 189–193, 2010.

LEE, J. et LEE, S., “The flexibility effect of a plate according to various angles of attack in a free-stream”, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 51, pp. 40–54, 2014.

LEVESQUE, A. T., “Development of an overset structured 2D RANS/URANS Navier-Stokes solver using an implicit space and non-linear frequency domain time operators”, Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal, Avril 2015.

LEVESQUE, A., PIGEON, A., DELOZE, T., et LAURENDEAU, E., “An overset grid 2D/infinite swept wing URANS solver using recursive cartesian virtual grid method”, dans *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA*, 2015. DOI : 10.2514/6.2015-0912

MANSFIELD, L. et SIMMONDS, J., “The reverse spaghetti problem : drooping motion of an elastica issuing from a horizontal guide”, *Journal of applied mechanics*, vol. 54, no. 1, pp. 147–150, 1987.

MAYER, H., “Wind-induced tree sways”, *Trees*, vol. 1, no. 4, pp. 195–206, 1987.

MICHELIN, S., LLEWELLYN SMITH, S. G., et GLOVER, B. J., “Vortex shedding model of a flapping flag”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 617, pp. 1–10, 2008.

MILLER, L. A., SANTHANAKRISHNAN, A., JONES, S., HAMLET, C., MERTENS, K., et ZHU, L., “Reconfiguration and the reduction of vortex-induced vibrations in broad leaves”, *The Journal of Experimental Biology*, vol. 215, no. 15, pp. 2716–2727, 2012.

MOSAHEBI, A. et LAURENDEAU, E., “On the importance of geometric conservation law for preserving the temporal accuracy of URANS solvers”, *CASI 2015 Conference*, 2015.

OLIVIER, M., “A fluid-structure interaction partitioned algorithm applied to flexible flapping wing propulsion”, Thèse de doctorat, Université Laval, Québec, Canada, 2014.

OLIVIER, M. et DUMAS, G., “Numerical strategies for partitioned fluid-structure interaction algorithms”, *20th Annual Conference of the CFD Society of Canada*, May 2012, session 4B, Canmore, Canada.

OLIVIER, M., DUMAS, G., et MORISSETTE, J., “A fluid-structure interaction solver for nano-air-vehicle flapping wings”, dans *19th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference, San Antonio, Texas*, 2009.

PIPERNO, S., FARHAT, C., et LARROUTUROU, B., “Partitioned procedures for the transient solution of coupled aroelastic problems part i : Model problem, theory and two-dimensional application”, *Computer methods in applied mechanics and engineering*, vol. 124, no. 1, pp. 79–112, 1995.

PIVATO, D., DUPONT, S., et BRUNET, Y., “A simple tree swaying model for forest motion in windstorm conditions”, *Trees*, vol. 28, no. 1, pp. 281–293, 2014. DOI : [enceinte10.1007/s00468-013-0948-z](https://doi.org/10.1007/s00468-013-0948-z). En ligne : <http://dx.doi.org/10.1007/s00468-013-0948-z>

PLATZER, M. F. et CARTA, F. O., “Agard manual on aeroelasticity in axial-flow turbomachines. volume 1. unsteady turbomachinery aerodynamics”, DTIC Document, Advisory Group for Aerospace Research and Development Neuilly-sur-Seine (France), Rapp. tech. No. AGARD-AG-298-VOL-1, 1987.

PUIJALON, S., BORNETTE, G., et SAGNES, P., “Adaptations to increasing hydraulic stress : morphology, hydrodynamics and fitness of two higher aquatic plant species”, *Journal of Experimental Botany*, vol. 56, no. 412, pp. 777–786, 2005.

RODRIGUEZ, M., PLOQUIN, S., MOULIA, B., et DE LANGRE, E., “The multimodal dynamics of a walnut tree : experiments and models”, *Journal of Applied Mechanics*, vol. 79, no. 4, p. 044505, 2012.

RYU, J., PARK, S. G., KIM, B., et SUNG, H. J., “Flapping dynamics of an inverted flag in a uniform flow”, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 57, pp. 159–169, 2015.

SAWADA, T. et HISADA, T., “Fluid–structure interaction analysis of the two-dimensional flag-in-wind problem by an interface-tracking ale finite element method”, *Computers & Fluids*, vol. 36, no. 1, pp. 136–146, 2007.

SCHOUVEILER, L. et BOUDAUD, A., “The rolling up of sheets in a steady flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 563, pp. 71–80, 2006.

SCHOUVEILER, L. et ELOY, C., “Flow-induced draping”, *Physical Review Letters*, vol. 111, no. 6, p. 064301, 2013.

SCHOUVEILER, L., ELOY, C., et LE GAL, P., “Flow-induced vibrations of high mass ratio flexible filaments freely hanging in a flow”, *Physics of Fluids (1994-present)*, vol. 17, no. 4, p. 047104, 2005.

SINGH, K., MICHELIN, S., et DE LANGRE, E., “The effect of non-uniform damping on flutter in axial flow and energy-harvesting strategies”, dans *Proceedings of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 468, no. 2147, 2012, pp. 3620–3635.

- SPECK, O. et SPATZ, H.-C., “Damped oscillations of the giant reed *arundo donax* (poaceae)”, *American Journal of Botany*, vol. 91, no. 6, pp. 789–796, 2004.
- STOLTE, J. et BENSON, R., “Dynamic deflection of paper emerging from a channel”, *Journal of vibration and acoustics*, vol. 114, no. 2, pp. 187–193, 1992.
- TADRIST, L., JULIO, K., SAUDREAU, M., et DE LANGRE, E., “Leaf flutter by torsional galloping : Experiments and model”, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 56, pp. 1–10, 2015.
- TANG, C., LIU, N.-S., et LU, X.-Y., “Dynamics of an inverted flexible plate in a uniform flow”, *Physics of Fluids (1994-present)*, vol. 27, no. 7, p. 073601, 2015.
- TANG, L., PAÏDOUSSIS, M. P., et JIANG, J., “Cantilevered flexible plates in axial flow : energy transfer and the concept of flutter-mill”, *Journal of Sound and Vibration*, vol. 326, no. 1, pp. 263–276, 2009.
- TELEWSKI, F. W., “Is windswept tree growth negative thigmotropism?” *Plant science*, vol. 184, pp. 20–28, 2012.
- VIROT, E., AMANDOLESE, X., et HÉMON, P., “Fluttering flags : An experimental study of fluid forces”, *Journal of Fluids and Structures*, vol. 43, pp. 385–401, 2013.
- VOGEL, S., “Drag and flexibility in sessile organisms”, *American Zoologist*, vol. 24, no. 1, pp. 37–44, 1984.
- VOGEL, S., “Drag and reconfiguration of broad leaves in high winds”, *Journal of Experimental Botany*, vol. 40, no. 8, pp. 941–948, 1989.
- VOLLSINGER, S., MITCHELL, S. J., BYRNE, K. E., NOVAK, M. D., et RUDNICKI, M., “Wind tunnel measurements of crown streamlining and drag relationships for several hardwood species”, *Canadian Journal of Forest Research*, vol. 35, no. 5, pp. 1238–1249, 2005.
- WALHORN, E., KÖLKE, A., HÜBNER, B., et DINKLER, D., “Fluid–structure coupling within a monolithic model involving free surface flows”, *Computers & structures*, vol. 83, no. 25, pp. 2100–2111, 2005.
- WANG, W., QU, J. J., HAO, X., LIU, Y., et STANTURF, J. A., “Post-hurricane forest damage assessment using satellite remote sensing”, *Agricultural and Forest Meteorology*, vol. 150, no. 1, pp. 122–132, 2010.

WANG, Z., HANG, G., LI, J., WANG, Y., et XIAO, K., “A micro-robot fish with embedded sma wire actuated flexible biomimetic fin”, *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 144, no. 2, pp. 354–360, 2008.

ZHANG, J., CHILDRESS, S., LIBCHABER, A., et SHELLEY, M., “Flexible filaments in a flowing soap film as a model for one-dimensional flags in a two-dimensional wind”, *Nature*, vol. 408, no. 6814, pp. 835–839, 2000.

ZHU, L., “Scaling laws for drag of a compliant body in an incompressible viscous flow”, *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 607, pp. 387–400, 2008.

ZHU, L. et PESKIN, C. S., “Simulation of a flapping flexible filament in a flowing soap film by the immersed boundary method”, *Journal of Computational Physics*, vol. 179, no. 2, pp. 452–468, 2002.

ZHU, L. et PESKIN, C. S., “Drag of a flexible fiber in a 2d moving viscous fluid”, *Computers & Fluids*, vol. 36, no. 2, pp. 398–406, 2007.