

# Mécanismes d'interactions fluide-structure entre écoulements et végétation



Frédéric Gosselin

Laboratoire d'Hydrodynamique (LadHyX)

École Polytechnique

Palaiseau, France

Thèse présentée pour obtenir le grade de

*Docteur de l'École Polytechnique,  
Spécialité Mécanique*

Soutenue le 3 décembre 2009 devant le jury composé de :

José Bico	examineur	ESPCI
Alessandro Bottaro	rapporteur	Università di Genova
Arezki Boudaoud	rapporteur	École Normale Supérieure
Philippe Drobinski	examineur	École Polytechnique
George Jeronimidis	examineur	University of Reading
Emmanuel de Langre	directeur de thèse	École Polytechnique



# Remerciements

J'ai un profond respect pour mon superviseur de thèse Emmanuel de Langre. Pendant mes trois ans à la Polytechnique, j'ai toujours senti qu'Emmanuel prenait un grand plaisir à voir ses étudiants réussir et qu'ainsi il faisait de leurs succès sa priorité. Que ce soit en tentant de me ramener les pieds sur terre lorsque j'avais des idées de grandeur sur les paramécies, en me rappelant d'avoir un fil conducteur et un message fort dans mon manuscrit, ou en étant tout simplement curieux des expressions colloquiales québécoises, je me suis senti bien encadré et en confiance. Je suis très reconnaissant de la supervision d'Emmanuel.

Sans Pascal Hémon, le côté expérimental de ma thèse aurait été fort limité. Les montages expérimentaux qu'il a conçus de même que les conseils qu'il m'a donnés m'ont été essentiels. En prime, il m'a donné le goût de découvrir le nord du Canada.

Pour mon projet de thèse, j'ai eu la chance de bénéficier d'une collaboration multi-institutionnelle dans le cadre de l'ANR Chêne-Roseau. J'ai pu profiter des commentaires et des conseils de Bruno Moulia, Charlotte Py, Sylvain Dupont, Yves Brunet et Lionel Reveret tout au long de mon doctorat.

La réalisation de ma thèse a été facilitée par l'atmosphère conviviale et amicale qui règne au Laboratoire d'Hydrodynamique de l'École Polytechnique. Il m'est arrivé plus d'une fois de cogner à une porte pour avoir les conseils d'un expert. Je souhaite remercier en particulier Patrick Huerre, Carlo Cossu, Peter J. Schmid et Charles Baroud qui ont pris le temps de répondre à mes questions sur les couches de mélange, les méthodes numériques ou les ondes métachronales. Je tiens aussi à remercier Antoine Garcia, Daniel Guy, Thérèse Lescuyer, Sandrine Raimond et Alexandre Rosinski, dont l'assistance en informatique et en administration est indispensable au succès des thésards. L'atmosphère du Ladhyx vient en bonne partie des doctorants qui y passent le plus clair de leurs journées... et parfois aussi de leurs soirées. J'ai eu beaucoup de plaisir à me rendre à l'école à chaque jour et

y côtoyer des gens si agréables. Je me suis particulièrement lié d'amitié avec Rémi, Mathieu et Christoph.

De plus, je dois une fière chandelle à Alexandre Rosinski qui grâce à son club d'aviron a su me garder sain d'esprit pendant ces trois ans de thèse. Ramer le midi m'a permis de m'alléger les idées, et faire des sorties d'aviron partout en France et même en Belgique en si bonne compagnie m'a procuré beaucoup de plaisir. Alex, Olivier, Benoit, Jean-Marc et tous les autres du CSX vont grandement me manquer.

Le soutien infaillible de ma famille depuis mon premier jour d'école il y a 22 ans est fort probablement le facteur le plus important de ma réussite scolaire. Merci à Louise, Philippe et Élisabeth.

Les aventures partout en France, en Europe et même en Afrique que j'ai réalisées avec ma fiancée Martine Dubé ont grandement pimenté mes années en thèse. Martine, c'est ma constante. Dans l'équation de ma vie, c'est elle qui est toujours là et que j'aime chaque jour de plus en plus.

# Résumé

Cette thèse en génie mécanique concerne les mécanismes par lesquels les plantes échangent de l'énergie cinétique et élastique avec l'écoulement dans lequel elles vivent. Le but est de comprendre comment les plantes minimisent les efforts aéro / hydrodynamiques auxquels elles font face grâce à des déformations de grande amplitude et comment, lorsqu'elles poussent dans un couvert dense, les plantes soumises à un écoulement ont des mouvements collectifs cohérents. Cette étude permet grâce à des expérimentations et des modélisations simples d'approfondir notre connaissance des mécanismes de reconfiguration des plantes ainsi que les mécanismes responsables de l'accrochage dans les écoulements sur les couverts végétaux.

Mots clés : reconfiguration, réduction de traînée, grandes amplitudes, interactions fluide-structure, accrochage de fréquence, instabilité

# Abstract

This thesis in mechanical engineering considers the mechanisms through which trees and other plants exchange kinetic and elastic energy with the flow in which they grow. The goal is to understand how plants minimise the fluid loading they face by deforming with large amplitude and how when they grow in a dense canopy, plants have coherent collective movements when subjected to flow. This study allows, through experimentation and simple modelling, to push further our understanding of the mechanisms responsible for the drag reducing reconfiguration of plants and the mechanisms responsible for lock-in in flow over uniform vegetation canopy.

Keywords : reconfiguration, drag reduction, large amplitude, fluid-structure interactions, frequency lock-in, instability

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Motivations . . . . .	2
1.1.1	Verse des cultures et dégâts en forêt . . . . .	2
1.1.2	Adaptation et croissance . . . . .	3
1.1.3	Autres phénomènes . . . . .	4
1.2	Revue de l'état de l'art . . . . .	5
1.2.1	Trainée . . . . .	5
1.2.2	Dynamique du couvert . . . . .	15
1.3	Problématique . . . . .	23
<b>2</b>	<b>Reconfiguration par profilage et réduction d'aire</b>	<b>26</b>
2.1	Expériences en soufflerie . . . . .	27
2.1.1	Procédure expérimentale . . . . .	27
2.1.2	Résultats expérimentaux bruts . . . . .	32
2.2	Analyse dimensionnelle . . . . .	35
2.2.1	Plaques rectangulaires, filaments et fibres . . . . .	35
2.2.2	Plaques circulaires fendues . . . . .	38
2.3	L'exposant de Vogel dans le régime asymptotique . . . . .	40
2.4	Modélisation . . . . .	44
2.4.1	Développement du modèle . . . . .	44
2.4.2	Comparaison de la théorie et des expériences . . . . .	47
2.5	Conclusion . . . . .	51
<b>3</b>	<b>Reconfiguration par variation de vitesse effective</b>	<b>54</b>
3.1	Expériences en soufflerie . . . . .	54
3.2	Analyse dimensionnelle . . . . .	59
3.3	Développement du modèle . . . . .	62

3.4	Comparaison de la théorie et des expériences . . . . .	67
3.5	Conclusion . . . . .	73
<b>4</b>	<b>Mécanismes de couplage dans un écoulement au-dessus d'un couvert végétal flexible</b>	<b>75</b>
4.1	Modèle simple de stabilité . . . . .	76
4.1.1	Surface libre . . . . .	80
4.1.2	Analyses énergétiques . . . . .	81
4.1.3	Correlations . . . . .	83
4.2	Modèle enrichi de stabilité . . . . .	83
4.3	Mécanismes d'accrochage . . . . .	86
4.3.1	Vent sur un champ de cultures . . . . .	86
4.3.2	Écoulement d'eau au-dessus de plantes complètement submergées . . . . .	92
4.3.3	Analyse dimensionnelle . . . . .	98
4.4	Comparaisons avec simulations non-linéaires et expériences . . . . .	100
4.4.1	Vent sur un champ de culture . . . . .	101
4.4.2	Écoulement d'eau au-dessus de plantes complètement submergées . . . . .	106
4.5	Conclusion . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
5.1	Contributions . . . . .	109
5.2	Perspectives . . . . .	110
	<b>Bibliographie</b>	<b>114</b>
<b>A</b>	<b>Détails de la solution analytique</b>	<b>121</b>
<b>B</b>	<b>Discrétisation de l'analyse linéaire</b>	<b>123</b>
<b>C</b>	<b>Masse modale et fréquence naturelle des plantes aquatiques</b>	<b>125</b>
<b>D</b>	<b>Articles</b>	<b>127</b>

# Table des figures

1.1	Un champ gravement affecté par la verse vu du ciel (Correl, 2005). . .	3
1.2	Le varech géant ( <i>Nereocystis luetkeana</i> ). . . . .	5
1.3	La feuille de tulipier s'enroulant en cône. . . . .	6
1.4	Mesures expérimentales de la reconfiguration de la cime d'un pin de Murray ( <i>Pinus contorta</i> ) en soufflerie par Rudnicki <i>et al.</i> (2004). . .	7
1.5	Mesures expérimentales de la traînée d'une branche de pin à torches ( <i>Pinus taeda</i> ) en fonction de la vitesse de l'écoulement. . . . .	8
1.6	Expériences d'Alben <i>et al.</i> (2004) sur la reconfiguration d'une fibre flexible dans un film de savon. . . . .	10
1.7	Expériences de Schouveiler & Boudaoud (2006) sur un disque fendu s'enroulant en cône. . . . .	11
1.8	Variations du nombre de reconfiguration de différents systèmes en fonction du nombre de Cauchy. . . . .	12
1.9	Schéma du modèle de traînée d'un cylindre monté sur un ressort en torsion (de Langre, 2008). . . . .	13
1.10	Schématisation de la réduction de traînée d'une feuille d'érable. . .	15
1.11	Schématisation de la réduction de traînée d'un érable entier considéré comme une structure poroélastique. . . . .	16
1.12	Photo d'un couvert végétal dans un herbier de zostères marines ( <i>Zostera marina</i> ). . . . .	17
1.13	Photo de vagues sur le blé causées par le vent. . . . .	17
1.14	Schématisation d'un écoulement de couche de mélange au-dessus d'un couvert végétal. . . . .	18
1.15	Dans le modèle de Py <i>et al.</i> (2006), la stabilité d'un écoulement avec un profil de vitesse en lignes brisées $U(y)$ au-dessus d'un couvert de végétation flexible est étudiée. . . . .	20

1.16	Le phénomène d'accrochage selon l'analyse linéaire de stabilité de Py <i>et al.</i> (2006). . . . .	21
1.17	Comparaison des mesures expérimentales et des modélisation des propriétés des ondes sur des champs de céréales par Py <i>et al.</i> (2006). . . . .	22
2.1	Schéma d'une plaque rectangulaire. . . . .	28
2.2	Déformation typique d'un spécimen rectangulaire. . . . .	28
2.3	Schéma d'une plaque circulaire fendue le long de plusieurs rayons. . . . .	28
2.4	Déformation typique d'une plaque circulaire. . . . .	29
2.5	Schéma d'un filament. . . . .	29
2.6	Support de 50 filaments de 7.4 cm de long soumis à un écoulement de 20 m/s. . . . .	30
2.7	Effet des paramètres sur la traînée de plaques rectangulaires. . . . .	33
2.8	Étendue des valeurs de traînées mesurées sur des systèmes flexibles. . . . .	34
2.9	Variation de la reconfiguration des plaques rectangulaires et des filaments. . . . .	36
2.10	Superposition des mesures expérimentales de traînée des systèmes flexibles élancés : plaques rectangulaires, filaments et fibres. . . . .	37
2.11	Variation de la reconfiguration des plaques circulaires fendues le long de plusieurs rayons. . . . .	39
2.12	Variation de la reconfiguration des plaques circulaires flexibles. . . . .	40
2.13	Schéma du modèle de poutre en flexion. . . . .	44
2.14	Comparaison des prédictions du modèle de reconfiguration versus les observations expérimentales. . . . .	48
2.15	Comparaison des prédictions théoriques de reconfiguration d'une plaque rectangulaire avec les observations expérimentales. . . . .	50
2.16	Quantification des deux mécanismes de réduction de traînée des systèmes simples avec le nombre de Cauchy. . . . .	51
2.17	Représentation simplifiée des régimes de traînée dictés par le nombre de Cauchy sur les systèmes élancé et radial étudiés ici. . . . .	52
3.1	Photographie des deux spécimens poroélastiques synthétiques. . . . .	55
3.2	Schéma du système poroélastique. . . . .	56
3.3	Photographie du spécimen rigide. . . . .	56
3.4	Photographies de la déformation du premier spécimen poroélastique dans la soufflerie. . . . .	58

3.5	Influence de la flexibilité sur la traînée d'objets poreux. . . . .	59
3.6	Comparaison de la variation avec le nombre de Reynolds du coefficient de traînée du spécimen rigide avec celui d'un cylindre rigide. . . . .	60
3.7	Variation de la reconfiguration sur les systèmes poroélastiques. . . . .	61
3.8	Schéma du système poroélastique modélisé. . . . .	63
3.9	Schéma de la déformation du système et détail de la section d'un élément de volume $\delta\Omega$ du continuum poroélastique. . . . .	65
3.10	Visualisation de la déformation modélisée d'un système poroélastique soumis à un écoulement. . . . .	69
3.11	Comparaison des prédictions du modèle et des expérimentations sur la reconfiguration de systèmes poroélastiques. . . . .	70
3.12	Quantification des trois mécanismes de réduction de traînée du système poroélastique avec le nombre de Cauchy. . . . .	72
3.13	Variation de l'exposant de Vogel de la traînée d'un système poroélastique avec la densité surfacique effective. . . . .	73
4.1	Schéma de l'écoulement en lignes brisées et du couvert végétal modélisés. . . . .	76
4.2	Schéma de l'écoulement avec profil de vitesse continu et du couvert végétal modélisés. . . . .	84
4.3	Fréquence et taux de croissance du système vent-cultures. . . . .	88
4.4	Corrélation entre la vitesse horizontale du vent et la vitesse du couvert, et fraction de l'énergie de perturbation du système stockée dans le couvert. . . . .	89
4.5	Distribution en hauteur du coefficient de corrélation des composantes horizontale et verticale de la vitesse de perturbation de l'écoulement dans le système vent-cultures. . . . .	90
4.6	Analyse du bilan d'énergie de la configuration couplée du système vent-cultures. . . . .	91
4.7	Fréquence et taux de croissance du système de plantes aquatiques. . . . .	94
4.8	Corrélation entre la vitesse horizontale de l'eau et la vitesse du couvert, et fraction de l'énergie de perturbation du système stockée dans le couvert. . . . .	95
4.9	Distribution en hauteur du coefficient de corrélation des composantes horizontale et verticale de la vitesse de perturbation de l'écoulement dans le système des plantes aquatiques. . . . .	96

4.10	Analyse du bilan d'énergie de la configuration couplée du système des plantes aquatiques. . . . .	97
4.11	Effet du nombre de masse sur la fréquence et le taux de croissance via la comparaison de trois systèmes différents. . . . .	99
4.12	Profils moyens imposés dans l'étude numérique de stabilité du système vent-cultures. . . . .	102
4.13	Fréquence et taux de croissance de l'instabilité dans un écoulement de couche de mélange au-dessus d'un champ de luzerne modélisé avec un profil de vitesse réaliste et la dissipation turbulente. . . . .	103
4.14	Comparaison du taux de croissance prédit par l'analyse linéaire en fonction de la longueur d'onde avec le spectre d'énergie moyen des fluctuations turbulentes calculées dans la simulation LES. . . . .	104
4.15	Comparaison des prédictions de la longueur d'onde et la fréquence de la théorie linéaire de stabilité avec observations expérimentales. . . . .	105
4.16	Profils moyens imposés dans l'étude numérique de stabilité du système de plantes aquatiques. . . . .	106
4.17	Valeurs calculées par la théorie de stabilité linéaire de la fraction d'énergie de perturbation contenue dans le couvert pour les 9 scénarios étudiés expérimentalement par Ghisalberti & Nepf (2002). . . . .	108

# Nomenclature

$A$	aire de la projection de la structure perpendiculaire à l'écoulement
$A_I$	aire de l'interface entre le fluide et le solide dans le volume de référence
$a$	rapport d'aspect
$B$	rigidité en flexion
$C$	terme de couplage
$C_D$	coefficient de traînée
$C'_D$	coefficient de traînée d'un seul élément composant le système poroélastique
$C_{uv}$	coefficient de corrélation entre les vitesses horizontale et verticale
$C_Y$	nombre de Cauchy
$\widetilde{C}_Y$	nombre de Cauchy effectif $\widetilde{C}_Y = C_D C_Y$
$\langle C_{uq} \rangle$	moyenne en hauteur du coefficient de corrélation entre la vitesse du couvert et celle de l'écoulement
$c$	rapport des coefficients de traînée d'un élément du système poreux et du système poreux entier
$D$	diamètre externe
$D_i$	diamètre interne du centre rigide
$D_d$	dissipation de traînée
$d$	diamètre d'un filament
$E, E_C$	densité d'énergie cinétique de perturbation dans le fluide et dans le couvert
$E_Y$	module de Young
$F$	force de traînée
$F_r$	force de traînée sur une structure parfaitement rigide
$F_R$	nombre de Froude
$g$	accélération gravitationnelle
$H, H_b, \xi$	hauteur du domaine totale, moyenne et de perturbation
$h$	hauteur du couvert végétal
$K$	constante du ressort de torsion
$k$	nombre d'onde de la perturbation
$L$	longueur de la plaque ou du filament

$\ell$	espacement entre les plantes du couvert
$M$	nombre de masse
$m$	masse modale du couvert
$N$	nombre de poutres composant le système poroélastique
$N_{\Theta}$	nombre de poutres de référence utilisées dans la modélisation
$P, P_b, p$	pression totale, moyenne et de perturbation
$P_s$	production d'énergie par les contraintes de Reynolds
$Q, Q_b, q$	déformation modale totale, moyenne et de perturbation du couvert
$\mathcal{R}$	nombre de reconfiguration
$\mathcal{R}_\ell, \mathcal{R}_s, \mathcal{R}_u$	réduction d'aire, profilage et réduction de vitesse effective
$R, r$	coordonnées eulériennes dimensionnelle et adimensionnelle mesurant la distance avec l'axe d'axisymétrie
$Re, Re_t$	nombres de Reynolds basés sur la viscosité et la viscosité turbulente
$S, s$	coordonnées lagrangiennes dimensionnelle et adimensionnelle définies le long de la poutre
$t$	temps
$U$	profil de vitesse de l'écoulement
$U_i$	vitesse moyenne de l'écoulement
$U_\infty$	vitesse de l'écoulement non modifié
$U_R, U_{R\delta}$	vitesse réduites basées sur la hauteur du couvert et l'épaisseur du cisaillement
$\mathcal{V}$	exposant de Vogel
$V_x, U_b, u$	vitesse de l'écoulement en $x$ totale, moyenne et de perturbation
$V_y, v$	vitesse de l'écoulement en $y$ totale et de perturbation
$W$	largeur de la plaque
$w$	rapport de cisaillement dans l'écoulement en lignes brisées
$X$	déformation du couvert
$x$	coordonnée dans le sens de l'écoulement
$y$	coordonnée verticale
$\alpha$	loi d'échelle de la reconfiguration $\mathcal{V} = 2\alpha$
$\beta$	rapport de diamètre extérieur sur intérieur
$\gamma, \epsilon, \xi$	lois d'échelle de la réduction d'aire, du profilage et de la réduction de vitesse effective
$\delta$	épaisseur de la couche de cisaillement dans l'écoulement en lignes brisées
$\epsilon$	densité surfacique
$\tilde{\epsilon}$	densité surfacique effective
$\zeta$	facteur d'amortissement
$\eta$	rapport d'énergie de perturbation contenue dans le couvert

$\Theta$	angle lagrangien de la position des poutres
$\theta$	angle local entre l'écoulement et la tangente de la poutre déformée
$\mu, \mu_t$	viscosité cinétique et viscosité cinétique turbulente
$\rho$	densité du fluide
$\phi$	porosité volumétrique
$\varphi$	angle azimutal
$\chi$	mode de déformation du couvert végétal
$\Omega_0$	volume de référence
$\Omega_F$	volume occupé par le fluide dans le volume de référence
$\omega, \omega_r, \omega_i$	fréquences complexe, réelle, et imaginaire de la perturbation
$\omega_0$	fréquence naturelle des plantes du couvert végétal
*	dénote le conjugué complexe de la quantité qu'il suit
$\hat{\phantom{x}}$	dénote les fonctions de forme en $\bar{y}$ de la solution d'onde propagative

# Chapitre 1

## Introduction

Dans la majorité des applications d'ingénierie, les structures sont conçues avec une grande rigidité de sorte que les charges qu'elles supportent ne les déforment pas de façon substantielle. Dans la nature, le contraire est vrai (Vogel, 1996) ; particulièrement pour les plantes dont les chargements aéro / hydrodynamiques sont parmi les plus grands stress abiotiques auxquels elles sont soumises (Gardiner & Quine, 2000). Les plantes sont souples alors que les structures fabriquées par l'homme sont raides. La grande flexibilité des plantes résulte d'une solution du problème d'optimisation auquel elles font face : celui de maximiser leur surface et leur hauteur pour capter la lumière du soleil avec une quantité finie de matériaux (Vogel, 1998).

La flexibilité des plantes donne lieu à un couplage fort et des interactions très variées avec les écoulements externes auxquels elles sont soumises (de Langre, 2008). Par exemple, le vent cause des vagues à la surface d'un champ de blé, les thalles (expansions foliacées) de varech se resserrent en paquets sous l'effet du courant des marées, et les feuilles d'un peuplier oscillent lorsque le vent souffle.

Le sujet de la présente thèse concerne les mécanismes à temps courts par lesquels les plantes échangent de l'énergie cinétique et élastique avec l'écoulement dans lequel elles vivent. Notre but est de comprendre comment les plantes minimisent les efforts aéro / hydrodynamiques auxquels elles font face grâce à des déformations de grande amplitude et comment, lorsqu'elles poussent dans un couvert dense, les plantes soumises à un écoulement ont des mouvements collectifs cohérents. Par des modélisations et des expérimentations simples, nous cherchons à identifier les différents paramètres, tels la géométrie de la plante, la proximité relative de la plante avec ses voisines et la nature du fluide en cause, qui influencent les mécanismes de déformation et de mouvements collectifs.

Puisque notre attention est portée sur les problèmes purement mécaniques à temps courts, les problèmes de croissance, d'adaptation et de thigmomorphogénèse qui ont lieu sur une échelle de temps de l'ordre de la vie de la plante sont donc en dehors du cadre de cette étude. Ils en constituent par contre de bonnes motivations.

Ce point est abordé plus en profondeur dans la section suivante sur les motivations de la présente étude. Suivent dans l'ordre : la revue des travaux existants et la problématique précise de la thèse.

## 1.1 Motivations

L'étude des mécanismes d'interactions entre les écoulements et les plantes, qu'elles soient isolées ou en couvert, est nécessaire afin de comprendre les divers phénomènes qui découlent de ces interactions comme les dommages causés par le vent aux céréales et forêts ainsi que l'adaptation d'une plante à son environnement.

### 1.1.1 Verse des cultures et dégâts en forêt

Le processus par lequel les céréales sont rabattues au sol de façon permanente par le vent est connu sous le nom de verse. Un champ de blé gravement affligé par la verse est montré à la figure 1.1. La verse des plantes provoque la diminution de la photosynthèse, une plus grande susceptibilité aux maladies et une récolte plus ardue des plantes couchées. De cela découle une diminution de la qualité et du rendement en grain du blé de 30% à 80% pour les plants rabattus par le vent (Berry *et al.*, 2004; Cleugh *et al.*, 1998). À l'échelle mondiale, la verse constitue un facteur limitant majeur de la production alimentaire (Farquhar *et al.*, 2000). Ce phénomène est influencé par plusieurs facteurs environnementaux comme le vent, la pluie, la topographie et le type de sol, mais aussi par des facteurs liés aux méthodes de culture comme l'utilisation de régulateurs de croissance, le cultivar utilisé, la fertilisation et l'irrigation (Berry *et al.*, 2004).

Par ailleurs, les vents forts causent d'énormes dommages aux forêts dans le monde tous les ans et forcent la récolte hâtive des forêts de culture pour éviter les risques accrus de dommages (Stacey *et al.*, 1994). Par exemple, suite aux tempêtes Lothar et Martin qui ont frappé la France en décembre 1999, ce sont quelques 140 millions de mètres cubes de bois qui sont tombés au sol à l'échelle du pays (Denis, 2004). Les volumes abattus par la tempête représentent 8% du bois sur pied et le préjudice à la filière bois française a été de six milliards d'euros.



FIGURE 1.1 – Un champ gravement affecté par la verse vu du ciel (Correl, 2005).

Au vu des enjeux, mieux comprendre les conditions de verse et de dommages du vent s'avère très important. Dans cette optique, des modèles existent pour prédire les conditions de verse et de dégât du vent sur les céréales et les arbres (Baker, 1995; Gardiner *et al.*, 2000; Berry *et al.*, 2003; Sellier *et al.*, 2008) et des simulations sont effectuées pour reconstituer les conditions de tempêtes destructrices (Dupont & Brunet, 2006). Cependant, bien que les résultats des modèles et des simulations se montrent très sensibles aux valeurs de chargement aérodynamique, la modélisation des efforts du vent sur les plantes demeure soit très approximative, soit très spécifique et basée sur des mesures expérimentales faites sur une espèce végétale testée dans une gamme de vitesses et de conditions bien précises.

Une meilleure connaissance des mécanismes d'interaction entre les plantes et les écoulements est donc essentielle pour comprendre et prédire les conditions de verse et de dommages du vent.

### 1.1.2 Adaptation et croissance

Avec tout le potentiel dévastateur que le vent peut avoir sur les plantes, on se doute bien que ces dernières ont développé au cours de leur évolution, des moyens de s'adapter. L'altération de la croissance des végétaux en réponse à des stimuli mécaniques s'appelle la thigmomorphogénèse. Les végétaux perçoivent les sollicitations mécaniques et y répondent en ralentissant significativement leur élongation

pour croître plus rapidement radialement (Jaffe, 1973). Ce phénomène est montré dans une expérience de Mouliia & Combes (2006) : dans un champ de luzerne (*medicago sativa*), les plantes d'une parcelle immobilisées à l'aide de grillages ont poussé d'une hauteur 40% supérieure à celle de leurs voisines libres d'osciller avec le vent. Par la thigmomorphogénèse, la quantité et l'allocation des matériaux durant la croissance sont affectées. Une plante stimulée produit ainsi plus de matières ligneuses (bois) et de racines et moins de feuilles. Le rendement des plantes de culture peut ainsi être affecté (Cleugh *et al.*, 1998).

Il n'y a pas que les plantes terrestres qui s'adaptent aux chargements aéro / hydrodynamiques. Plusieurs types d'algues modifient leur forme selon les sollicitations mécaniques auxquelles elles font face (Vogel, 1996). Le varech géant (*Nereocystis luetkeana*) est une algue brune des eaux froides de la côte Pacifique de l'Amérique du Nord qui pousse très vite. Elle peut passer de cinq à 25 mètres de long en six mois. Elle est composée d'un crampon qui la retient aux rochers, d'une stipe qui ressemble à une tige, et d'un bulbe qui flotte et qui maintient les thalles (expansions foliacées) à la surface de l'eau ou à proximité pour profiter de la lumière (figure 1.2). Koehl & Alberte (1988) ont montré que lorsque le varech géant pousse dans des eaux calmes, ses thalles sont larges et ondulés tandis qu'ils sont lisses et minces lorsque le varech pousse dans un habitat exposé à de forts courants.

Par leur adaptation, les plantes sont définies en partie par l'écoulement dans lequel elles croissent (de Langre, 2008). Une meilleure connaissance de la croissance des plantes passe donc par une meilleure compréhension de leurs interactions avec l'écoulement dans lequel elles vivent.

### 1.1.3 Autres phénomènes

Non seulement le vent et les courants aquatiques affectent les plantes, mais les plantes affectent aussi fortement la nature de l'écoulement qui les entourent. La présence et le mouvement des plantes altèrent les processus de transport par l'écoulement de quantité de mouvement, de chaleur et de masse. Concrètement, cette altération du transport influence l'absorption de gaz carbonique par une forêt (Raupach & Thom, 1981), la sédimentation des particules comme les nutriments et les polluants dans les marais (Nepf, 1999), ou la régularisation de la température des feuilles au soleil par le vent (Vogel, 2009). Ces processus de transport et beaucoup d'autres dépendent des interactions plantes-écoulements.

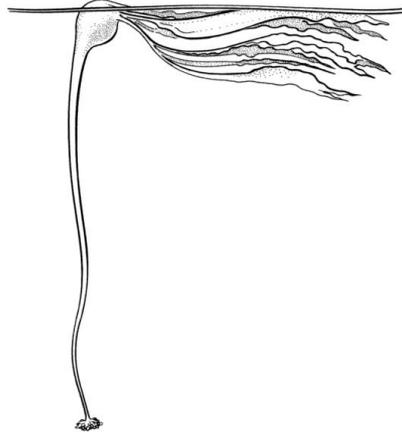


FIGURE 1.2 – Le varech géant (*Nereocystis luetkeana*). Image tirée de Vogel (1996).

En plus des motivations agronomiques, forestières et biologiques, il y a une demande croissante pour la compréhension des interactions entre le vent et les plantes venant des producteurs de films d’animation et de jeux vidéos. La modélisation de la réponse au vent des végétaux pour réaliser des images de synthèse est de plus en plus basée sur les lois de la mécanique (par exemple, voir Diener *et al.*, 2009).

## 1.2 Revue de l’état de l’art

Les mécanismes d’interactions entre les écoulements et les plantes sont nombreux et varient beaucoup en fonction de la géométrie de la plante, du fait que la plante pousse seule ou en couvert et qu’il s’agit d’une plante aquatique ou d’une plante terrestre (de Langre, 2008; Vogel, 1996). Ici nous faisons le choix de concentrer le champ de cette étude des mécanismes à deux problèmes particuliers : la traînée des plantes et la dynamique d’un couvert végétal.

### 1.2.1 Traînée

En général, il faut moins de matière pour concevoir une structure d’une résistance et d’une ténacité données si les critères de rigidité peuvent être négligés (Vogel, 1984). En acceptant une déformation importante lors de chargements sporadiques, les plantes peuvent ainsi croître en allouant une quantité finie de matériaux de façon à maximiser leur surface et leur hauteur pour capter le plus de lumière possible. L’origine de ces chargements étant bien souvent les mouvements

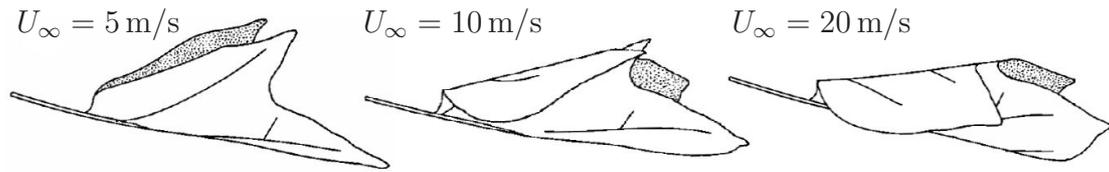


FIGURE 1.3 – La feuille de tulipier s’enroulant en cône de plus en plus serré avec la vitesse de l’écoulement qui augmente (Image adaptée de Vogel, 1989).

du fluide autour de la plante, sa grande déformation permet à la plante de réduire la traînée à laquelle elle fait face.

En mécanique, on associe généralement le terme *déformation* au tenseur local de déformation résultant de contraintes. Puisque nous considérons le changement de forme global de la plante ainsi que le bénéfice qu’apporte le changement de forme en réduisant la traînée, nous utilisons ici le terme plus approprié de *reconfiguration*, suggéré par Vogel (1984). Celui-ci est plus juste parce qu’il sous-entend une certaine adaptation de la plante.

En se pliant et en se tordant sous l’effet du vent ou d’une vague, les plantes se reconfigurent et la traînée qu’elles doivent supporter ne croît pas avec le carré de la vitesse de l’écoulement comme elle le fait sur un corps rigide non profilé. On exprime de façon simplifiée cette modification de la dépendance de la traînée à la vitesse de l’écoulement par l’exposant de Vogel  $\mathcal{V}$  (Vogel, 1984, 1996) de sorte que

$$F \propto U_{\infty}^{2+\mathcal{V}}, \quad (1.1)$$

où  $F$  est la force de traînée et  $U_{\infty}$  est la vitesse de l’écoulement.

Par exemple, la feuille de tulipier (*Liriodendron tulipifera*) étudiée par Vogel (1989) s’enroule en cône avec un angle de plus en plus aigu avec l’augmentation de la vitesse de l’air (voir figure 1.3). Ceci a pour effet de diminuer l’aire de sa section et de la rendre plus profilée. Alors que si la feuille était rigide, sa traînée augmenterait avec le carré de la vitesse du vent ( $\mathcal{V} = 0$ ), Vogel (1989) a trouvé par ses expériences que la traînée augmente quasiment linéairement avec la vitesse ( $\mathcal{V} \sim -1$ ).

De même, la cime d’un pin de Murray (*Pinus contorta*) testée en soufflerie par Rudnicki *et al.* (2004) se replie sur elle-même à des vitesses d’écoulement élevées (voir les photos de la figure 1.4 a). L’aire de la section de la cime diminue et son feuillage s’aligne avec l’écoulement, la rendant plus profilée. De plus, il est noté que l’arbre devient plus compact et moins poreux. La vitesse de l’air à l’intérieur de la

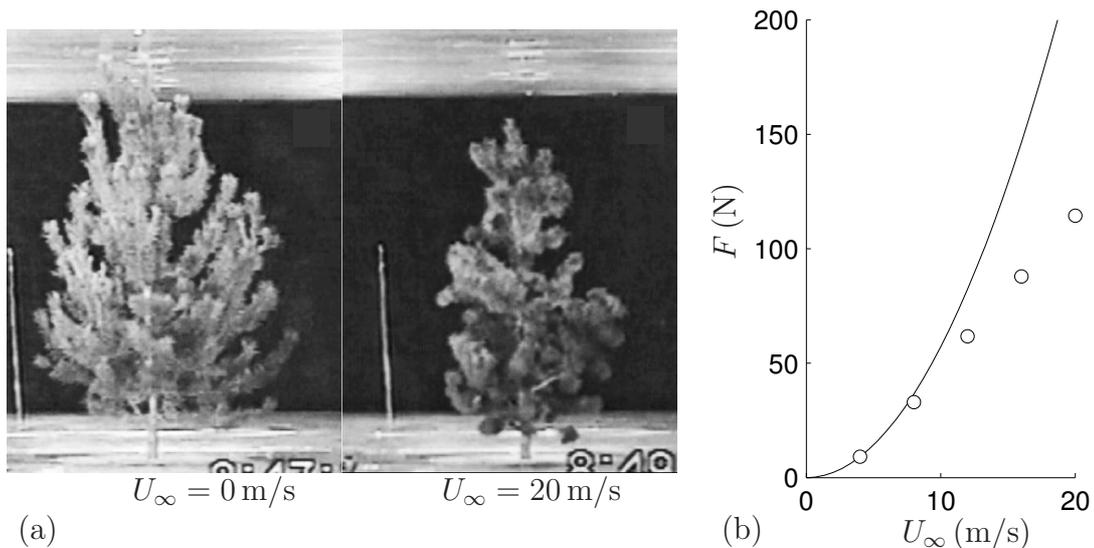


FIGURE 1.4 – Mesures expérimentales de la reconfiguration de la cime d’un pin de Murray (*Pinus contorta*) en soufflerie par Rudnicki *et al.* (2004). En (a), photographies frontale de la cime de l’arbre et en (b), mesures expérimentales de la traînée de la cime ( $\circ$ ) en fonction de la vitesse de l’écoulement comparées à une courbe en  $U_\infty^2$ , (—).

cime de l’arbre n’est pas mesurée, mais on pourrait croire que parce que l’arbre est moins poreux, l’écoulement à l’intérieur est moins rapide. La traînée d’une cime de pin de Murray mesurée par Rudnicki *et al.* est montrée sur la figure 1.4 (b) en fonction de la vitesse de l’écoulement. La traînée mesurée ( $\circ$ ) est comparée à une courbe en  $U_\infty^2$  (—) ajustée sur le premier point expérimental. À première vue, la traînée de la cime varie de façon quasi linéaire avec la vitesse d’écoulement ( $\mathcal{V} \sim -1$ ). À  $U_\infty = 20 \text{ m/s}$ , la traînée mesurée est moins de 40% de celle de la courbe quadratique.

La reconfiguration existe aussi dans les écoulements où les efforts sont dominés par la traînée en friction plutôt que la traînée de pression. Dans des tests de traction en eau de varech géant, Koehl & Alberte (1988) ont observé que les thalles de l’algue se resserrent les uns sur les autres avec l’augmentation de la vitesse. L’écoulement est donc moins rapide dans le milieu du regroupement. Ceci a pour effet de réduire la traînée de friction des thalles.

La flexibilité ne confère pas toujours un avantage face aux chargements aérodynamiques. En réalisant des essais en soufflerie sur un pin à torches (*Pinus taeda*) et un houx américain (*Ilex opaca*), Vogel (1984) a observé qu’à basse vitesse, la traînée de ces arbres augmente de façon plus prononcée que le carré de la vitesse.

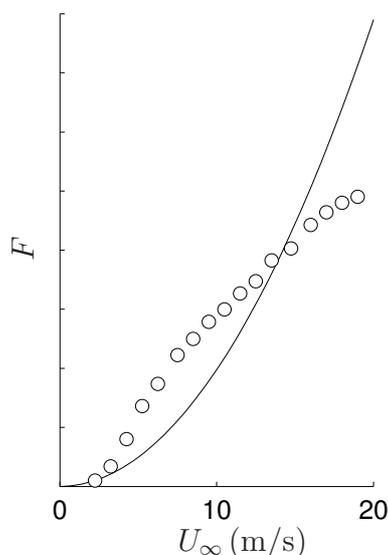


FIGURE 1.5 – Mesures expérimentales ( $\circ$ ) de la traînée d’une branche de pin à torches (*Pinus taeda*) en fonction de la vitesse de l’écoulement comparées à une courbe en  $U_\infty^2$ , (—) ajustée sur la première mesure. Les mesures sont tirées de Vogel (1984) et les valeurs non-dimensionnelles publiées ne permettent pas de recouvrer les mesures de force en Newton, seulement une force relative d’une mesure à l’autre.

Sur la figure 1.5, la courbe de la traînée du pin à torche met en évidence cette augmentation qui se traduit par un exposant  $\mathcal{V} > 0$  à basse vitesse. Vogel (1984) attribue cette augmentation plus rapide à des « changements de configuration qui orientent plus d’aiguilles, de feuilles et de branches avec leur dimension la plus large face au vent. » Cependant, l’auteur prend soins de mentionner qu’à basse vitesse, bien que l’exposant de Vogel soit positif, la traînée réelle  $F$  demeure faible. Pour  $U_\infty > 6$  (m/s), la valeur moyenne de l’exposant de Vogel est  $\mathcal{V} = -1.13$ .

Il y a une certaine uniformité quant aux valeurs d’exposant de Vogel qui ont été mesurées sur des plantes. de Langre (2008) mentionne dans sa revue de littérature qu’un exposant de Vogel de  $-1$  n’est pas rare pour les plantes. Par exemple, en recensant toutes les valeurs publiées pour des conifères, on trouve effectivement plusieurs valeurs proches de  $-1$ . Vogel (1984) obtient de ses mesures en soufflerie une valeur de  $\mathcal{V} = -1.13$  pour un pin à torches (*Pinus taeda*) et à partir des données de Mayhead (1973) sur un pin sylvestre (*Pinus sylvestris*), Vogel (1984) a calculé un exposant de  $\mathcal{V} = -0.72$ . Rudnicki *et al.* (2004) ont mesuré en soufflerie que les traînées de cimes juvéniles de thuyas géants (*Thuja plicata*), de pruches de l’Ouest (*Tsuga heterophylla*) et de pins de Murray (*Pinus contorta*) étaient

proportionnelles à vitesse du vent, i.e.  $\mathcal{V} \approx -1$ . Sur cinq espèces recensées, quatre ont un exposant proche de  $-1$ . Cette uniformité en valeurs d'exposant de Vogel demeure inexpliquée.

Comme on le voit dans la présente revue, les mesures expérimentales de la reconfiguration des plantes sont abondantes dans la littérature. Vogel (1996, p. 143) et Harder *et al.* (2004) ont amassé d'importantes collections d'exposants de Vogel et de données sur l'efficacité de la reconfiguration de différentes espèces de plantes terrestres et aquatiques. Rudnicki *et al.* (2004) et Vollsinger *et al.* (2005) ont de leur côté effectué des mesures de traînée et de réduction d'aire en soufflerie sur des cimes juvéniles de plusieurs espèces de conifères et de feuillus respectivement. Beaucoup de données expérimentales concernant la reconfiguration de différentes espèces de plantes sont disponibles, mais très peu d'interprétation théorique existe.

Alben *et al.* (2002, 2004) ont effectué la première étude de reconfiguration combinant expérimentation et prédictions théoriques. Ils ont étudié la reconfiguration d'une fibre flexible dans un écoulement de film de savon (figure 1.6 a) portant un intérêt particulier à la loi d'échelle régissant la traînée en fonction de la vitesse d'écoulement. L'expérimentation dans le film de savon est intéressante parce qu'elle produit un écoulement quasiment uniforme dans l'épaisseur du film qui peut ainsi être modélisé comme étant bidimensionnel. De leurs observations expérimentales et de leur théorie d'écoulement potentiel 2D, ils ont conclu que la traînée de la fibre passe de la loi d'échelle classique d'un corps rigide ( $\mathcal{V} = 0$ ) à une loi avec un exposant de Vogel  $\mathcal{V} = -2/3$  dans le régime de grande reconfiguration. Sur la figure 1.6 (b), les mesures de traînée d'une fibre ( $\circ$ ) suivent bien la courbe en  $U_\infty^2$  (—) pour  $U_\infty < 1$  m/s. Pour les vitesses plus grandes, la traînée n'obéit plus à la loi d'échelle classique d'un corps rigide.

La reconfiguration d'un système tridimensionnel a été étudiée par Schouveiler & Boudaoud (2006). Ils ont reproduit expérimentalement l'enroulement d'une feuille de Vogel (1989) en utilisant une feuille idéalisée faite d'un disque de plastique mince coupé le long d'un rayon et plongé dans un écoulement d'eau. Le disque est maintenu en son centre et s'enroule pour former un cône de plus en plus pointu avec l'augmentation de la vitesse de l'eau (voir figure 1.7 a). En se reconfigurant, le disque diminue son aire perpendiculaire à l'écoulement et devient plus profilé, ce qui fait que sa traînée est beaucoup plus faible que si il était rigide (voir figure 1.7 b). Schouveiler & Boudaoud ont présenté un modèle couplant la déformation élastique en flexion du disque avec un terme de traînée basé sur un argument de conservation

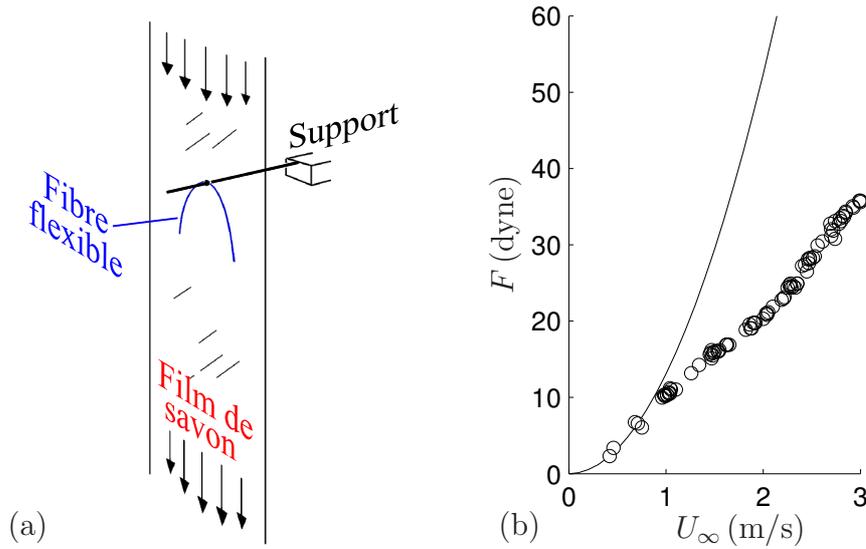


FIGURE 1.6 – Expériences d’Alben *et al.* (2004) sur la reconfiguration d’une fibre flexible dans un film de savon. En (a), schéma du montage expérimental. En (b), comparaison de mesures de traînée d’une fibre flexible ( $\circ$ ) en fonction de la vitesse de l’écoulement avec une courbe en  $U_\infty^2$ , (—) ajustée sur la première mesure.

de la quantité de mouvement du fluide. Ce modèle simple prédit étonnamment bien la traînée et la reconfiguration du disque mesurées expérimentalement. Il prédit aussi que dans le régime de grande reconfiguration, la traînée sur le cône obéit à un exposant de Vogel de  $\mathcal{V} = -4/3$ .

Dans les courbes de traînées des figures 1.4, 1.5 et 1.6, des comportements similaires sont observables, mais pour mettre en évidence la reconfiguration et caractériser le problème, il est préférable d’utiliser des nombres adimensionnels. Nous considérons un écoulement de vitesse  $U_\infty$  d’un fluide de densité  $\rho$  sur une structure ayant un facteur d’élancement  $L/W$  et un module de Young  $E_Y$ . Cet écoulement crée sur la structure flexible une traînée  $F$  alors que si la structure était parfaitement rigide, la traînée serait  $F_r$ . Avec ces quantités, nous définissons le nombre de Cauchy et le nombre de reconfiguration

$$C_Y = \frac{\rho U_\infty^2}{2E_Y} \left( \frac{L}{W} \right)^3, \quad \mathcal{R} = \frac{F}{F_r}. \quad (1.2)$$

Le nombre de Cauchy  $C_Y$  caractérise la reconfiguration d’un milieu élastique sous l’effet d’un écoulement (Cermak & Isyumov, 1998; Chakrabarti, 2002; de Langre, 2008). Il est proportionnel au ratio de la force qu’exerce le fluide sur la forme originale de la structure versus la rigidité de la structure. Schouveiler & Boudaoud (2006) réfèrent à  $C_Y$  comme le « nombre elasto-hydrodynamique » et Alben *et al.*

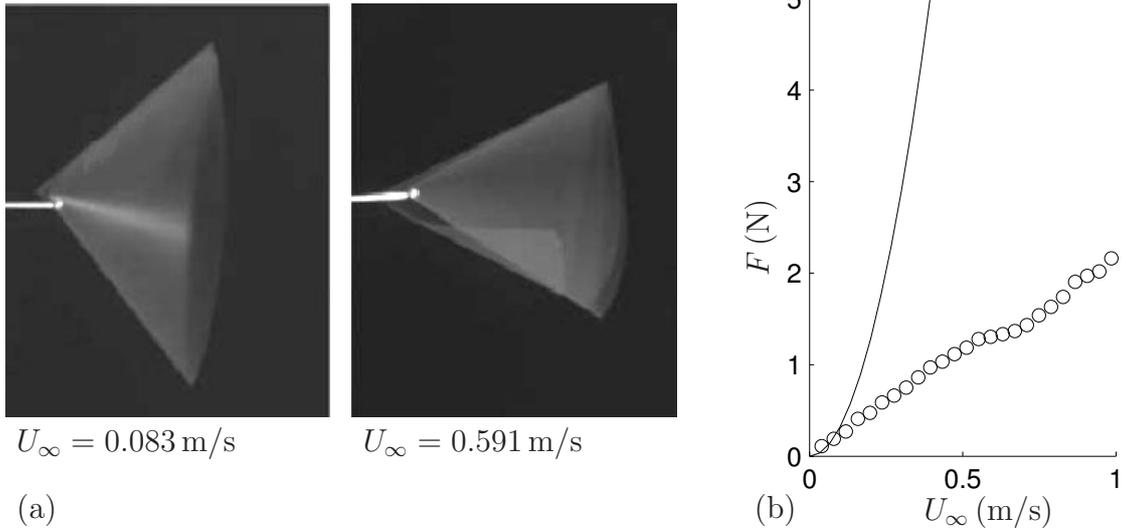


FIGURE 1.7 – Expériences de Schouveiler & Boudaoud (2006) sur un disque fendu s’enroulant en cône. En (a), photographies d’un disque déformé à deux vitesses différentes. En (b), comparaison de mesures de traînée d’un disque flexible (o) en fonction de la vitesse de l’écoulement avec une courbe en  $U_\infty^2$  (—).

(2002) utilisent la « vitesse adimensionnelle » égale à  $\sqrt{C_Y}$ . Le nombre de reconfiguration  $\mathcal{R}$  met l’emphase sur l’effet de la flexibilité sur la traînée en comparant la traînée de la structure à celle d’une structure parfaitement rigide de même géométrie et soumise aux mêmes conditions d’écoulement. En écrivant la relation de proportionnalité 1.1 de façon adimensionnelle, l’exposant de Vogel donne la relation entre le nombre de reconfiguration et le nombre de Cauchy :  $\mathcal{R} \propto C_Y^{\frac{\nu}{2}}$ .

À l’aide des nombres de Cauchy et de reconfiguration, nous adoptons la façon de présenter la reconfiguration de de Langre (2008). À la figure 1.8, sont montrées les courbes de reconfiguration de la cime de pin de Murray (\*), la branche de pin à torche ( $\blacktriangle$ ), quatre fibres testées dans un écoulement de film de savon ( $\bullet$ ) et deux feuilles circulaires s’enroulant en cônes (o) testées par Schouveiler & Boudaoud (2006). Pour les pins, les nombres de Cauchy ont été estimés en utilisant des valeurs de  $E_Y = 10^8 \text{ Pa}$  et  $L/W = 125$ . Sur le graphique de  $\mathcal{R}$  en fonction de  $C_Y$ , une droite horizontale indique une variation de la traînée sur le système flexible identique à sa référence parfaitement rigide. Pour des valeurs de  $C_Y$  plus grandes que 1,  $\mathcal{R}$  de chaque système est décroissant indiquant une forte reconfiguration et un exposant de Vogel inférieur à zéro. Par contre, la pente du nombre de reconfiguration du pin à torche est positive pour les faibles nombres de Cauchy indiquant un exposant de Vogel positif. Les nombres de Cauchy et de reconfiguration permettent de bien voir la reconfiguration mais ne permettent pas dans leur forme actuelle de superposer

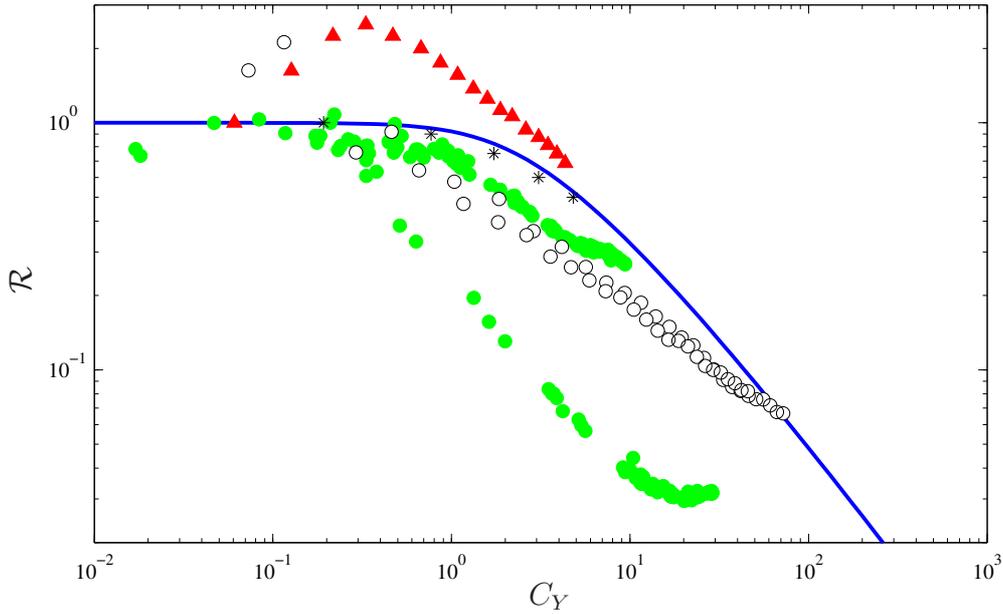


FIGURE 1.8 – Variations du nombre de reconfiguration de différents systèmes en fonction du nombre de Cauchy. La cime de pin de Murray (\*) par Rudnicki *et al.* (2004) ; la branche de pin à torche (▲) de Vogel (1984) ; quatre fibres testées dans un écoulement de film de savon (●) par Alben *et al.* (2002) ; deux feuilles circulaires s’enroulant en cônes (○) testées par Schouveiler & Boudaoud (2006) ; et le modèle de traînée d’un cylindre montée sur un ressort en torsion de de Langre (2008) ( — ).

les points expérimentaux d’un même système sur une courbe unique : les points des fibres (●) suivent clairement deux courbes différentes.

Un modèle élémentaire de reconfiguration a été présenté par de Langre (2008) pour un cylindre de longueur  $L$  et de diamètre  $d$  supporté par un ressort de torsion  $K$  montré sur la figure 1.9. En faisant l’hypothèse que la traînée dépend du carré de la vitesse normale sur le cylindre, le nombre de reconfiguration s’écrit  $\mathcal{R} = \sin^2(\theta)$  et le nombre de Cauchy  $C_Y = \rho U_\infty^2 d L^2 / 4K = -\theta / \sin^3(\theta)$ . La relation  $\mathcal{R}(C_Y)$  prédite par le modèle est présentée sur la figure 1.8. Ce modèle très simple réplique qualitativement la reconfiguration des différents systèmes testés expérimentalement.

La modélisation de la reconfiguration de la structure couplée à l’écoulement dans les études d’Alben *et al.* (2004) et de Schouveiler & Boudaoud (2006) est possible grâce à la simplicité des géométries considérées. La complexité de la géométrie d’un arbre ou d’un couvert rend le calcul exacte d’un écoulement à travers la végétation impossible. Pour modéliser un écoulement dans un arbre et toute la

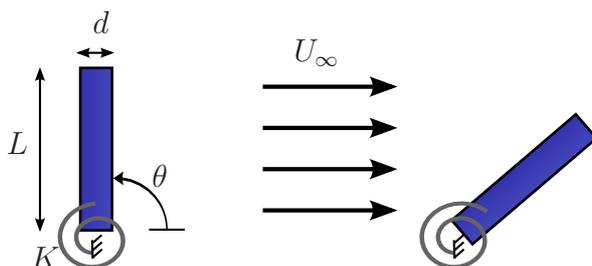


FIGURE 1.9 – Schéma du modèle de traînée d’un cylindre monté sur un ressort en torsion (de Langre, 2008).

complexité de sa géométrie, on fait appel à la séparation des échelles de grandeurs (de Langre, 2008) : les éléments qui créent la majeure partie de la traînée comme les feuilles sont beaucoup plus petits (échelle microscopique) que les variations qui nous intéressent à l’échelle de l’arbre entier (échelle macroscopique). On définit donc un volume élémentaire représentatif pour lequel les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont écrites (Raupach *et al.*, 1986; Pedras & de Lemos, 2001). En formulant un modèle sur ce point de vue macroscopique, les micro-fluctuation spatiale de l’écoulement sont lissées et les détails de l’écoulement microscopique à l’intérieur du volume élémentaire représentatif sont perdus. Les forces discrètes de traînée des feuilles et des branches deviennent une force volumique. Pour définir le milieu poreux moyenné en espace, on utilise les quantités de porosité volumétrique  $\phi = \Omega_F/\Omega_0$  et densité surfacique  $\varepsilon = A_I/\Omega_0$ , où  $\Omega_F$  et  $A_I$  sont respectivement le volume occupé par le fluide et l’aire de l’interface entre le fluide et le solide dans un volume de référence  $\Omega_0$ . Par des simulations des grandes échelles, Dupont & Brunet (2008) étudient l’influence de la densité surfacique, ou densité foliaire, sur un écoulement en couvert et Hoffmann (2004) estime les pertes de charge dans un canal dues à la présence de végétation par la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées en espace. En moyennant en espace les forces de traînée d’un milieu poroélastique, Doaré *et al.* (2004) et Py *et al.* (2006) ont modélisé les ondes à la surface d’un couvert végétal et Favier *et al.* (2009) ont modélisé une couche de filaments servant à contrôler passivement le décollement de l’écoulement sur un objet peu profilé. Les méthodes d’homogénéisation spatiale n’ont encore jamais été utilisées pour étudier les problèmes de reconfiguration.

Comme il n’y a pas d’étude exhaustive des différents mécanismes de réduction de traînée dans la littérature, nous synthétisons ici les observations faites par

les auteurs cités ci-haut, notamment Vogel (1984, 1989), Koehl & Alberte (1988), Rudnicki *et al.* (2004) et Alben *et al.* (2002). Nous pouvons identifier trois mécanismes : la réduction d’aire, le profilage (*streamlining*) et la réduction de vitesse effective. Pour exprimer mathématiquement les différents mécanismes, nous écrivons la traînée d’un objet flexible avec l’équation suivante :

$$F = \frac{1}{2}\rho C_{Df} A_f U_f^2, \quad (1.3)$$

où  $\rho$  est la densité du fluide,  $A_f$  est l’aire de la projection sur un plan perpendiculaire à l’écoulement de l’objet déformé,  $U_f$  est la vitesse effective perçue par l’objet ou ses composantes,  $C_{Df}$  est le coefficient de traînée de l’objet déformé, où l’indice  $f$  nous indique que la quantité dépend du changement de forme, i.e., de la reconfiguration de l’objet.

Sur une forme simple comme une fibre, une feuille de plastique ou la feuille d’érable isolée schématisée sur la figure 1.10, la réduction de traînée se fait uniquement par réduction d’aire et profilage. La feuille d’érable de la figure 1.10 perçoit en (a) la vitesse non modifiée de l’écoulement  $U_f = U_{\infty_a}$  et en (b)  $U_f = U_{\infty_b}$ , donc la réduction de traînée par réduction de vitesse effective est nulle. L’aire de la projection sur un plan perpendiculaire à l’écoulement de la feuille varie avec la vitesse de l’écoulement : à mesure que la vitesse de l’écoulement augmente, la feuille s’oriente selon la direction de l’écoulement et se replie sur elle-même, diminuant l’aire de sa section. De plus, en se repliant la feuille tend à devenir plus profilée. Son coefficient de traînée spécifique à la vitesse diminue, i.e.,  $C_{Df_b} < C_{Df_a}$ .

Sur une forme poreuse et élastique telle qu’un arbre isolé, une forêt ou un champ de céréales, il y a non-seulement la réduction d’aire et le profilage qui jouent un rôle dans la réduction de traînée, mais également la réduction de vitesse effective. Nous considérons l’érable de la figure 1.11 comme une structure poroélastique moyennée en espace. La vitesse de l’écoulement, la déformation de la structure ainsi que la traînée de ses feuilles et branches sont des fonctions continues partout dans le volume. En (a), lorsque soumis à un faible vent de vitesse  $U_{\infty_a}$ , l’arbre a une projection  $A_{f_a}$ , ses éléments de traînées (ses feuilles) ont un coefficient de traînée  $C_{Df_a}$  et la vitesse effective que les éléments de l’arbre rencontrent est  $U_{f_a}$ . À plus grande vitesse (b), l’aire de l’arbre est réduite et ses éléments en se déformant deviennent plus profilés ( $C_{Df_b} < C_{Df_a}$ ). Cependant, la contribution de la réduction de vitesse effective à la réduction de traînée n’est pas claire. Autrement dit, il n’est pas clair si  $U_{f_b}/U_{\infty_b}$  est plus petit que  $U_{f_a}/U_{\infty_a}$ . En se déformant, l’arbre occupe un

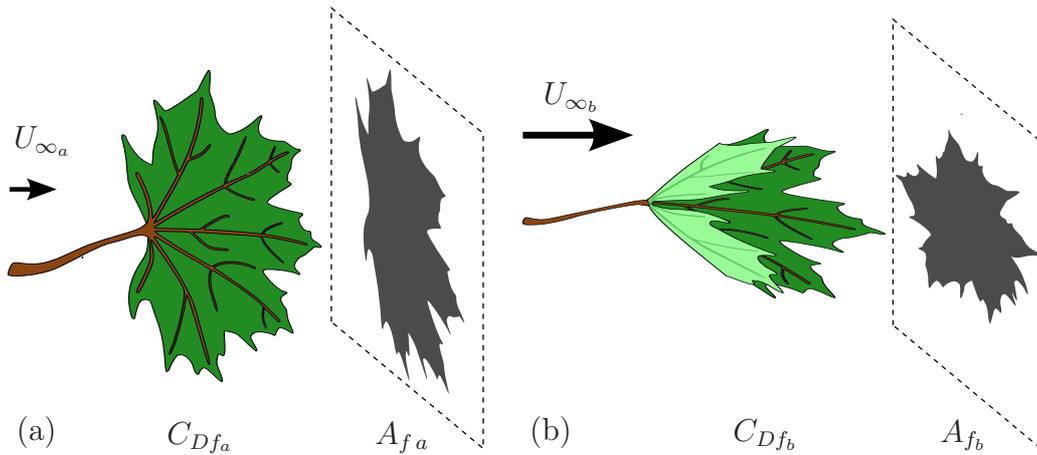


FIGURE 1.10 – Schématisation de la réduction de traînée d’une feuille d’érable. La feuille est peu déformée à basse vitesse (a) et se replie à haute vitesse (b) entraînant une diminution de l’aire de la projection de sa forme sur un plan perpendiculaire à l’écoulement,  $A_{fb} < A_{fa}$ , ainsi qu’une diminution du coefficient de traînée spécifique à la vitesse,  $C_{Dfb} < C_{Dfa}$ .

volume de plus en plus petit, donc sa porosité diminue, ce qui devrait faire baisser le ratio  $U_{fb}/U_{\infty_b}$  moyen. Par contre, en devenant plus profilés, les éléments de l’arbre créent relativement moins de traînée puisque  $C_{Dfb}$  diminue, donc l’écoulement est moins ralenti et le ratio  $U_{fb}/U_{\infty_b}$  devrait augmenter. Une étude approfondie de la reconfiguration d’une structure poroélastique est nécessaire pour élucider ce qui semble à priori être un paradoxe.

La problématique précise, considérant les mécanismes de reconfiguration des plantes examinée dans la présente thèse, est formulée à la section 1.3. D’abord, vient la revue de littérature du problème de la dynamique du couvert.

## 1.2.2 Dynamique du couvert

On considère ici l’interaction dynamique entre un écoulement et un couvert relativement dense et homogène comme une forêt, un champ de céréales ou un herbier de plantes aquatiques submergées telles les zostères marines (figure 1.12). La perspective que l’on prend sur les plantes englobe le couvert dans son entier. Nous percevons le couvert comme un milieu continu poroélastique (de Langre, 2008). Notre intérêt est porté tout particulièrement sur les mouvements collectifs de plusieurs plantes tels que le phénomène de vagues sur un champ de blé que l’on peut voir lorsque le vent souffle (figure 1.13).

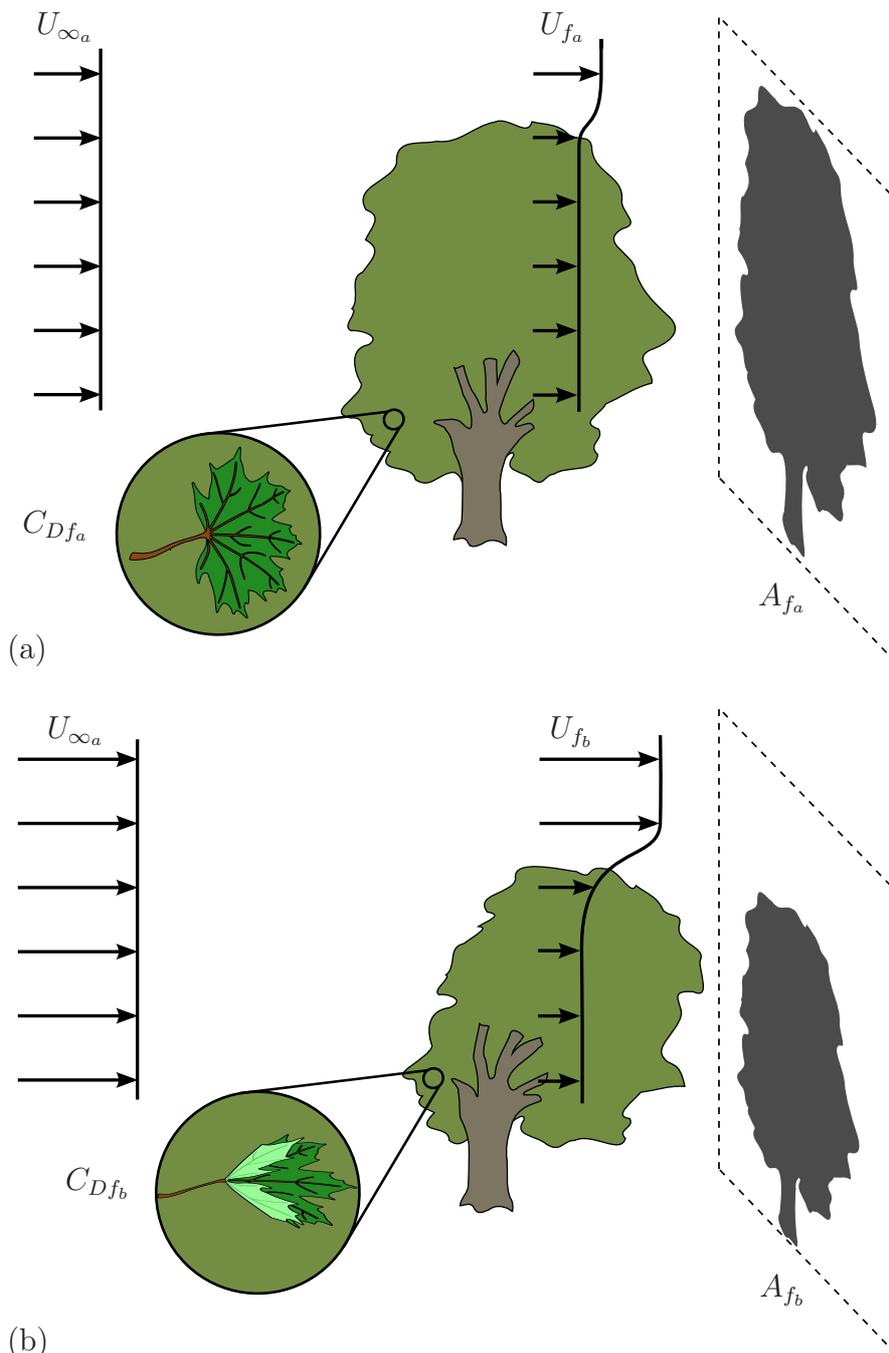


FIGURE 1.11 – Schématisation de la réduction de traînée d’un érable entier considéré comme une structure poroélastique soumis à un vent de faible vitesse en (a) et une vitesse plus élevée en (b).



FIGURE 1.12 – Photo d'un couvert végétal dans un herbier de zostères marines (*Zostera marina*) (Tigani, 2006).



FIGURE 1.13 – Vagues sur le blé causées par le vent (Love, 2009).

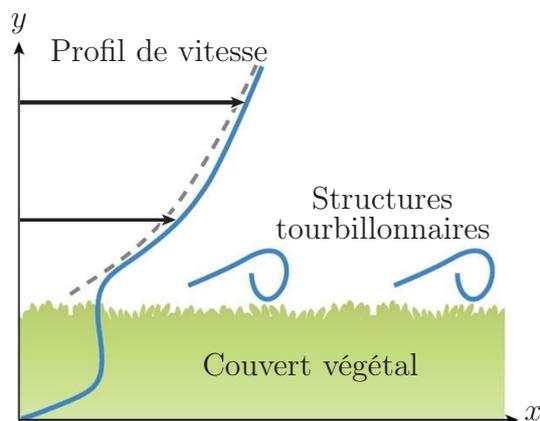


FIGURE 1.14 – Schématisation d'un écoulement de couche de mélange au-dessus d'un couvert végétal. Image adaptée de de Langre (2008).

La structure du vent au-dessus d'un couvert végétal (figure 1.14), tel qu'une forêt de pins maritimes ou un champ de luzerne, est dominé par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz (KH) qui est due à la différence entre la vitesse de l'air au-dessus du couvert et celle à l'intérieur de celui-ci (Raupach *et al.*, 1996). Un phénomène similaire est observable dans un courant d'eau au-dessus d'un couvert de végétation aquatique complètement submergée (Ghisalberti & Nepf, 2002). L'instabilité de KH, qui est due à la présence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse (Ho & Huerre, 1984), engendre des tourbillons cohérents à l'échelle du couvert qui dominent les mouvements turbulents de l'écoulement. Par leur flexibilité, les plantes interagissent avec les tourbillons cohérents; cette interaction donne lieu à des vagues visibles à la surface du couvert. Sur les champs de céréales, on appelle ces vagues *honami* (Inoue, 1955), alors que sur les plantes aquatiques, on les nomme *monami* (Ackerman & Okubo, 1993).

La nature exacte des phénomènes de honami et de monami n'est pas complètement élucidée et il n'est pas évident que ces mouvements cohérents sur les plantes terrestres et aquatiques soient dus au même phénomène. D'une part, Py *et al.* (2005) ont montré, en utilisant une technique de corrélation d'image dans des vidéos de champs de blé et de luzerne, que le honami se manifeste à la fréquence naturelle des plantes (voir aussi Py, 2005). D'autre part, dans des expériences en canal hydraulique sur des modèles synthétiques de plantes aquatiques imitant le comportement des zostères marines, Ghisalberti & Nepf (2002) ont observé que lors du monami, les plantes oscillent à une fréquence cinq fois plus faible que leur fréquence naturelle. Puisque la fréquence du monami correspond à celle du

pic d'énergie mesuré dans le spectre de la vitesse de l'écoulement causé par l'instabilité de KH, Ghisalberti & Nepf concluent que le monami est une réponse forcée à l'instabilité de couche de mélange. Finnigan & Mulhearn (1978), par des tests en soufflerie sur des modèles miniatures de plants de blé, et Ackerman & Okubo (1993), par des prises de mesures dans les eaux d'une population de zostères marines, rapportent eux aussi des pics d'énergie dans le spectre de puissance de l'écoulement correspondant à la fréquence d'oscillation des plantes.

Pour mieux comprendre la dynamique des couverts végétaux sous l'effet du vent, plusieurs modèles ont été développés pour simuler le mouvement des plantes à l'aide d'un système d'oscillateurs masses-ressorts. Par exemple, dans le modèle de Finnigan & Mulhearn (1978) où un oscillateur masse-ressort représentant les plantes d'un couvert végétal est couplé à un écoulement unidimensionnel par un terme de traînée, l'amplitude de la réponse du système couplé montre un phénomène de résonance lorsque la fréquence d'oscillation imposée de l'écoulement s'approche de la fréquence naturelle des plantes. Farquhar & Eggleton (2000) et Farquhar *et al.* (2003) ont quant à eux simulé le passage d'une bourrasque de vent sur un champ de blé par une fonction Heaviside pour calculer l'échange d'air entre le couvert et l'atmosphère situé au-dessus. La bourrasque déplace les épis de blé qui oscillent ensuite à leur fréquence naturelle en formant des vagues dans le sillage de la bourrasque. Plutôt que de calculer les mouvements de chaque plante dans le couvert, Doaré *et al.* (2004) ont proposé de modéliser la réponse du couvert à un forçage impulsionnel ou sinusoïdal par une équation de propagation d'onde dans un milieu continu homogénéisé. L'équation discrète d'un oscillateur masse-ressort décrivant la dynamique d'une plante et modélisant les contacts élastiques avec les plantes voisines par des ressorts non-linéaires est homogénéisé en faisant l'hypothèse que l'espacement entre les plantes est beaucoup plus petit que la longueur d'onde des déformations dans le couvert. Doaré *et al.* (2004) ont trouvé que l'effet principal des contacts entre les plantes est de rigidifier le couvert et ainsi de hausser la fréquence de sa réponse.

Par la suite, Py *et al.* (2006) (voir aussi Py, 2005) ont proposé un modèle analytique de stabilité linéaire couplant un écoulement de couche de mélange avec un couvert végétal homogénéisé libre d'osciller (figure 1.15). La modélisation du couvert végétal est inspirée de celle de Doaré *et al.* (2004), mais l'innovation tient au fait que le forçage du couvert n'est pas imposé extérieurement. Les mouvements

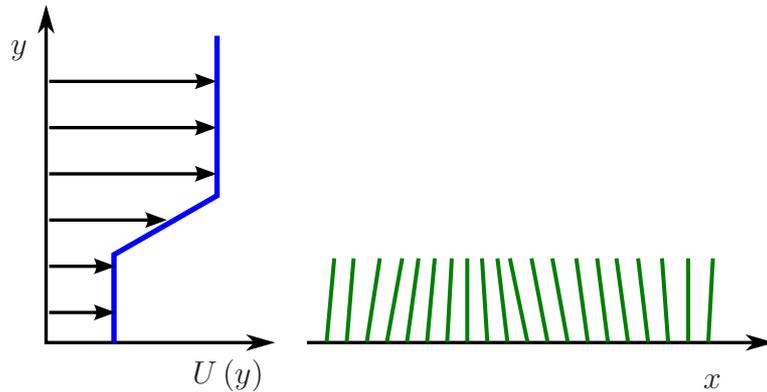


FIGURE 1.15 – Dans le modèle de Py *et al.* (2006), la stabilité d'un écoulement avec un profil de vitesse en lignes brisées  $U(y)$  au-dessus d'un couvert de végétation flexible est étudiée.

du couvert sont couplés à l'écoulement de perturbation qui est alimenté par l'instabilité de KH. Les équations de la conservation de quantité de mouvement en 2D sont couplées à une équation d'oscillateur du couvert par un terme de traînée. Sur la figure 1.16 (a), le modèle linéaire de Py *et al.* (2006) prédit pour un écoulement d'air au-dessus d'un couvert fixe, une instabilité de KH avec une fréquence linéairement proportionnelle à la vitesse de l'écoulement (---). Par contre, lorsque les mouvements du couvert sont couplés à ceux du fluide (—), la fréquence de l'instabilité augmente avec la vitesse de l'écoulement et comme elle approche de la fréquence naturelle des plantes (...), elle dévie et s'accroche à cette dernière. Sur la figure 1.16 (b), dans la plage d'accrochage (indiquée par l'aire plus foncée), le taux de croissance de l'instabilité couplée (—) est augmenté de façon significative par rapport à celui de l'écoulement non-couplé aux mouvements du couvert (---). Le phénomène d'accrochage est similaire en forme, mais différent mécaniquement de ce qui est observé dans les vibrations induites par vortex (de Langre, 2006).

La comparaison des observations de Py *et al.* (2006) sur des champs de céréales avec les prédictions de leur modèle est présentée à la figure 1.17. Les valeurs de longueur d'onde (a) et de fréquence (b) issues des analyses de vidéos sur des champs de luzerne (\*) et de blé (o) sont comparées à l'onde la plus instable dans le système couplant l'écoulement à l'oscillation libre du couvert (—). Le modèle prédit bien la variation linéaire de la longueur d'onde avec la vitesse de l'écoulement observée expérimentalement de même que la fréquence d'oscillation toujours égale à la fréquence naturelle des plantes dans la plage d'accrochage. De cette

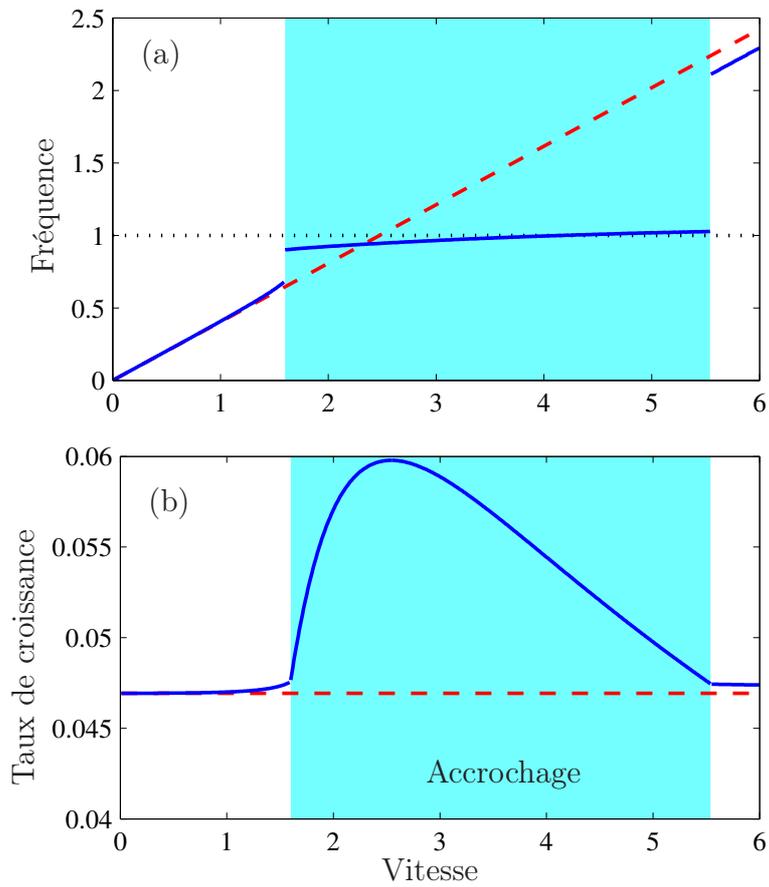


FIGURE 1.16 – Le phénomène d'accrochage selon l'analyse linéaire de stabilité de Py *et al.* (2006). La fréquence (a) et le taux de croissance (b) de l'onde la plus instable dans un écoulement au-dessus d'un couvert fixe ( - - - ); et dans le système couplant l'écoulement à l'oscillation libre du couvert ( — ) sont présentés. La fréquence du couvert est égale à 1 ( · · · ) alors que l'aire foncée indique la plage d'accrochage.

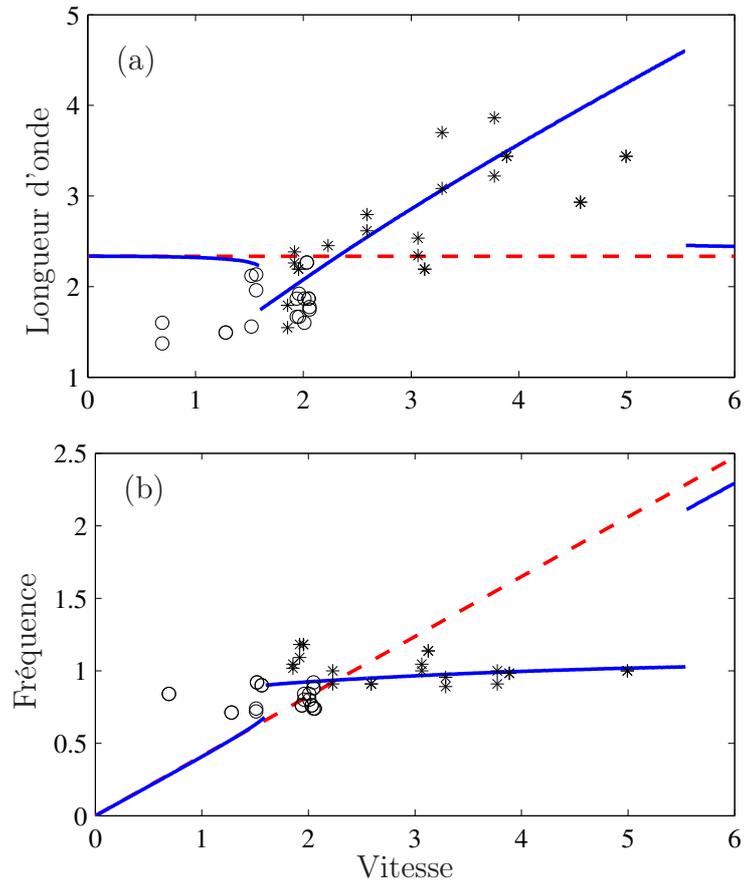


FIGURE 1.17 – Comparaison des mesures expérimentales et des modélisation des propriétés des ondes sur des champs de céréales par Py *et al.* (2006). Les longueurs d’onde (a) et les fréquences (b) des ondes mesurées sur le mouvement des champs de luzerne (\*) et de blé (o) sont comparées à l’onde la plus instable dans le système couplant l’écoulement à l’oscillation libre du couvert ( — ). La longueur d’onde, la fréquence et la vitesse de l’écoulement sont normalisées par la hauteur et la fréquence naturelle des plantes du couvert.

comparaison, Py *et al.* (2006) concluent que c'est le phénomène d'accrochage qui explique pourquoi dans les mouvements cohérents du couvert végétal, les plantes oscillent toujours à leur fréquence naturelle.

Cependant, sur la figure 1.17, aucune mesure expérimentale sur les couverts de luzerne ou de blé ne correspond à un point hors de la plage d'accrochage. Pour toutes les vitesses de vent mesurées, le couvert oscille à sa fréquence naturelle. De plus, le profil de vitesse en lignes brisées montré à la figure 1.15 utilisé par Py *et al.* (2006) avec des valeurs de paramètres choisies arbitrairement constitue une simplification très approximative du vent au-dessus d'un champ de luzerne ou de blé. L'existence du phénomène d'accrochage demeure non confirmée.

### 1.3 Problématique

Pour pouvoir prédire les conditions de dommages du vent sur les cultures céréalières et forestières, ainsi que mieux comprendre la croissance et l'adaptation des plantes à leur environnement, nous étudions les mécanismes par lesquels les plantes et l'écoulement dans lequel elles vivent interagissent.

Il est important de réaliser que ces mécanismes sont différents de ceux rencontrés dans des applications plus « classiques » de la mécanique des interactions fluide-structure. La reconfiguration d'une plante par un écoulement donne lieu à des amplitudes de déformation jamais atteintes dans des cas de chargements aérodynamiques ou hydrodynamiques rencontrés dans les ouvrages de génie civil et les constructions mécaniques (Holmes, 2007). De plus, dans l'étude d'écoulements en milieu poreux en hydrologie (Bear, 1972) et même dans des études de la turbulence à grandes échelles dans des couverts végétaux (de Lemos, 2006; Dupont & Brunet, 2006) l'hypothèse que le milieu poreux est rigide ou tout le moins qu'il se déforme de façon quasi-statique est faite d'emblée. Les phénomènes de vibration que nous étudions dans la dynamique d'un couvert végétal sont différents des phénomènes d'instabilité fluidélastiques de faisceaux de tubes rencontrés dans les applications nucléaires ou d'échangeurs de chaleur (Blevins, 1977; Naudascher & Rockwell, 1993). Les grandes amplitudes de déformation rencontrées dans la reconfiguration des plantes ainsi que la déformation dynamique de milieux poroélastiques que sont les couverts végétaux mènent à des nouveaux mécanismes d'interactions. L'étude des interactions entre les plantes et l'écoulement dans lequel elles vivent requiert

l'identification de ces nouveaux mécanismes et la caractérisation des paramètres en jeu.

Afin de définir précisément la problématique de cette étude, des limites de l'état de l'art actuel de la biomécanique sont identifiées à partir de la revue de la littérature de la section précédente.

Il y a un intérêt évident pour une compréhension des différents mécanismes de reconfiguration et une quantification de leurs effets sur la loi d'échelle de la traînée d'une structure flexible. Cependant, comparativement à la multitude d'études faites sur la reconfiguration de plantes (Vogel, 1984, 1989; Koehl & Alberte, 1988; Etnier & Vogel, 2000; Harder *et al.*, 2004; Rudnicki *et al.*, 2004; Vollsinger *et al.*, 2005, et beaucoup d'autres), il n'existe qu'un petit nombre d'études de la reconfiguration de systèmes simples cherchant à apporter une compréhension théorique du problème en combinant modélisation et expérimentation (Alben *et al.*, 2002, 2004; Schouveiler & Boudaoud, 2006). De plus, aucune de ces études ne comporte d'essais réalisés en air et aucune ne traite de la reconfiguration par réduction de vitesse effective malgré que les effets de perméabilité sur la reconfiguration soient très peu compris (Ennos, 1999). L'étude du mécanisme de réduction de vitesse effective est d'autant plus importante qu'il n'est pas évident de savoir si celui-ci tend à réduire la traînée ou à l'augmenter.

Quant au problème des mouvements collectifs des plantes en couvert, le modèle de stabilité linéaire et les mesures expérimentales de Py *et al.* (2006) nous portent à croire qu'un phénomène d'accrochage de fréquences est responsable de ces ondes que le vent crée sur le blé ou sur la luzerne. Toutefois, la compréhension du phénomène d'accrochage se limite à noter que lorsque la fréquence de l'instabilité se rapproche de la fréquence naturelle des plantes, elle dévie et se verrouille sur cette dernière. Les mécanismes derrière le phénomène d'accrochage ne sont pas connus. De plus, si ce phénomène d'accrochage est réellement responsable du honami que le vent crée sur le blé, peut-il aussi être responsable du monami que les courants d'eau causent sur les plantes aquatiques? Est-ce possible malgré le fait que Ghisalberti & Nepf (2004) ont observé que le monami se produisait à une fréquence cinq fois plus petite que la fréquence naturelle des plantes? D'un autre côté, il est légitime de se demander si la stabilité linéaire d'un écoulement avec un profil de vitesse en lignes brisées constitue une approximation plausible du vent au-dessus d'un champ de luzerne ou de blé. Est-ce qu'un modèle plus réaliste incorporant plus d'effets physiques prédirait aussi la présence d'accrochage?

Afin d'apporter des réponses aux questions soulevées ci-haut, trois problèmes d'interactions sont étudiés dans les trois chapitres qui suivent cette introduction.

Dans un premier temps, nous étudions la réduction de traînée de structures flexibles simples. La réalisation d'essais en soufflerie sur des filaments et des plaques, ainsi que le développement d'un modèle de reconfiguration permettent une meilleure compréhension du rôle des mécanismes de réduction d'aire et de profilage dans la loi d'échelle de la traînée de structures souples. Par une meilleure compréhension des mécanismes et des paramètres en jeu, l'analyse dimensionnelle permet de prédire l'exposant de Vogel des systèmes étudiés.

Ensuite, nous portons notre attention sur la reconfiguration des structures poro-élastiques. À l'aide d'expérimentations en soufflerie, nous cherchons à observer la réduction de traînée sur un système poro-élastique. Par un modèle théorique reproduisant la reconfiguration observée expérimentalement, nous quantifions l'effet du mécanisme de réduction de vitesse effective et étudions comment la porosité influence la loi d'échelle de la traînée du système. Nous apportons une explication au paradoxe sur le rôle que joue le mécanisme de la réduction de vitesse effective sur la traînée d'un système poroélastique.

Enfin, nous étudions la stabilité linéaire d'un écoulement de couche de mélange au-dessus d'un couvert végétal. Une analyse énergétique est développée pour cerner les mécanismes responsables du phénomène d'accrochage. Pour terminer, le réalisme du modèle de stabilité linéaire de Py *et al.* (2006) est amélioré en prenant compte des effets de la dissipation turbulente et d'un profil de vitesse moyenne réaliste. De plus, les conditions limites sont adaptées pour permettre la modélisation d'écoulement d'eau de faible profondeur avec surface libre.

## Chapitre 2

# Reconfiguration par profilage et réduction d'aire

Beaucoup d'expériences ont été réalisées sur la traînée des plantes mais l'interprétation théorique de phénomènes de reconfiguration demeure limitée. La raison d'être de ce chapitre est de présenter une approche combinant expérimentation et modélisation pour comprendre les mécanismes de réduction d'aire et de profilage.

Pour simplifier la compréhension, nous isolons les mécanismes en étudiant des systèmes sans effet de porosité. De plus, les mécanismes de reconfiguration sont mis en avant en gardant la géométrie des systèmes étudiées la plus simple possible. Nous nous intéressons ainsi à la reconfiguration de plaques et de filaments flexibles dans un écoulement d'air.

Une compréhension de la réduction d'aire et du profilage de plaques et de filaments flexibles est apportée par l'atteinte des trois objectifs suivants : (i) identifier par une étude expérimentale extensive en soufflerie les paramètres influençant le problème de reconfiguration et, par le fait même, les nombres adimensionnels qui le caractérisent ; (ii) trouver les exposants de Vogel des filaments et des plaques par analyse dimensionnelle ; (iii) développer un modèle simple de la reconfiguration pour étudier le rôle des mécanismes de réduction d'aire et de profilage.

La plupart des résultats présentés dans ce chapitre font l'objet d'une publication soumise au *Journal of Fluid Mechanics* Gosselin *et al.* (2009). Cette publication est jointe à cette thèse à l'annexe D.

## 2.1 Expériences en soufflerie

### 2.1.1 Procédure expérimentale

Les expériences en laboratoire ont été réalisées à l'aide d'une petite soufflerie horizontale de type Eiffel ayant une section carrée de 0.180 m de largeur. L'écoulement d'air est produit par un ventilateur centrifuge d'une puissance électrique de 2500 W monté en aval de la section. La vitesse moyenne dans la section peut être variée de 4 à 30 m/s avec un niveau de turbulence de 1.5% à 10 m/s.

Trois systèmes se déformant en flexion pure ont été testés : des plaques rectangulaires, des plaques circulaires coupées le long de plusieurs rayons et des filaments cylindriques. Les plaques rectangulaires sont collées au support par leur centre tel que montré à la figure 2.1. Avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement, les plaques se replient de plus en plus tel que montré sur la mosaïque de photographies de la figure 2.2. Le second système testé est une plaque circulaire mince coupée le long de plusieurs rayons et supportée en son centre par un petit disque rigide vissé sur le support tel que montré à la figure 2.3. Lorsque exposés à l'écoulement de la soufflerie, les secteurs supportés au centre de la plaque se replient avec l'écoulement (figure 2.4). La déformation des plaques circulaires rappelle celle des jonquilles étudiées par Etnier & Vogel (2000). Le troisième système étudié est un filament cylindrique supporté en son centre (voir figure 2.5).

Les propriétés des spécimens de plaques testés en soufflerie sont données au tableau 2.1 pour les 20 spécimens rectangulaires et au tableau 2.2 pour les quatre spécimens circulaires. Les géométries de tous les spécimens de plaques furent découpées dans des feuilles de plastique comme des transparents et des couvertures de documents. La rigidité de chaque type de feuille a été obtenue en mesurant la déformation d'une languette aux extrémités encastrée-libre sous son propre poids pour différentes longueurs. Trois spécimens de filaments ont été testés. Leurs propriétés sont données au tableau 2.3. Parce que les filaments testés sont très petits et ont ainsi une très petite traînée, un support a été conçu pour tester 50 spécimens identiques à la fois (voir figure 2.6). En additionnant la traînée de 50 spécimens, la force totale est plus aisément mesurable et les défauts de forme dans les filaments sont moins significatifs. Tel qu'on peut le voir sur la figure 2.6, les filaments ont été positionnés verticalement, cela dans le but d'éviter qu'ils aient une déformation bidimensionnelle causée par la gravité. Dû à la position verticale, la moitié du filament est rigidifiée par la gravité alors que l'autre moitié est effectivement plus

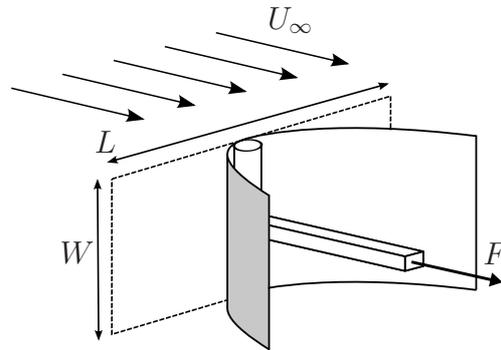


FIGURE 2.1 – Schéma d'une plaque rectangulaire.

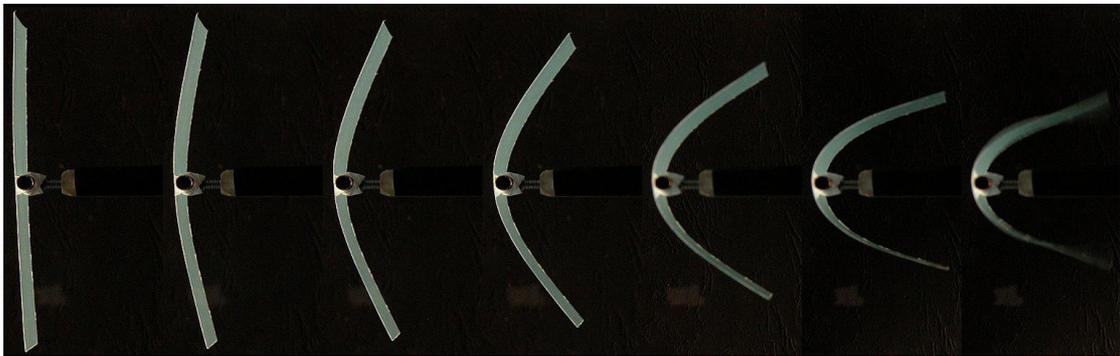


FIGURE 2.2 – Déformation typique d'un spécimen rectangulaire. Vue en plongée totale du spécimen d'une longueur  $L = 10$  cm et d'une largeur  $W = 3.5$  cm exposé à une vitesse d'écoulement de 0, 2.4, 3.6, 5, 8.6, 14.2 et 16.6 m/s. Remarquons le flou de la photographie prise à 16.6 m/s dû au flottage.

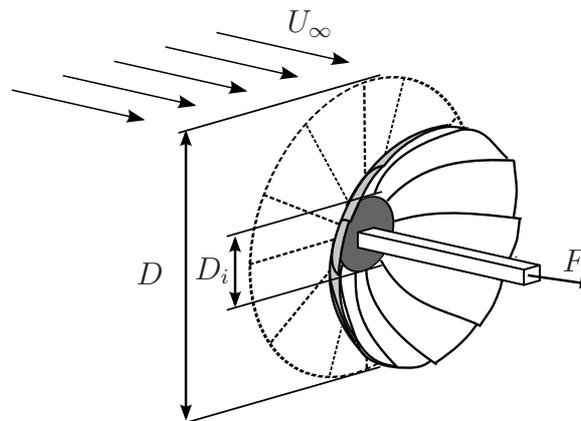


FIGURE 2.3 – Schéma d'une plaque circulaire fendue le long de plusieurs rayons.

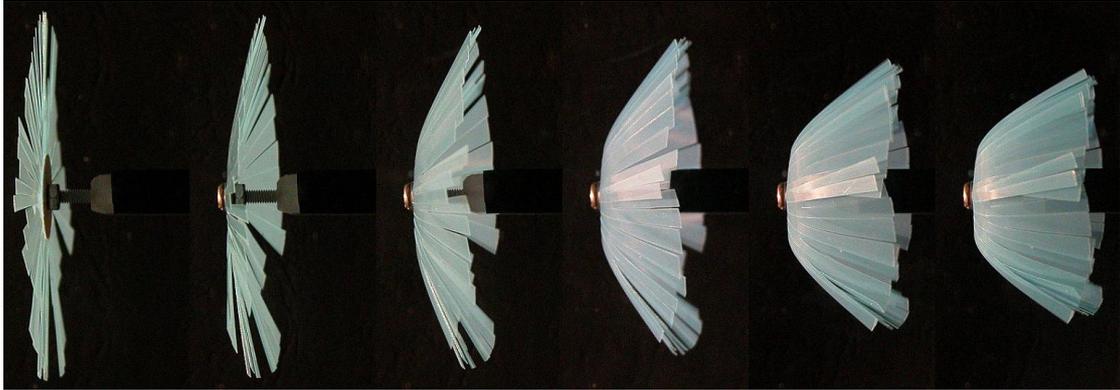


FIGURE 2.4 – Déformation typique d’une plaque circulaire. Spécimen d’un diamètre  $D = 7.4$  cm sujet à un écoulement d’une vitesse de 0, 3.5, 6.0, 8.3, 14.3 et 19.6 m/s.

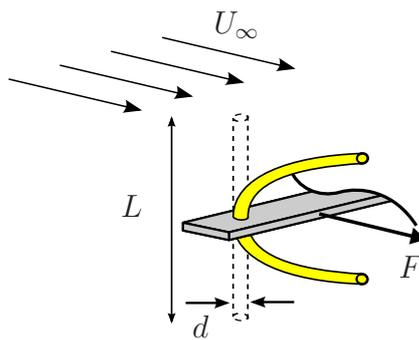


FIGURE 2.5 – Schéma d’un filament.

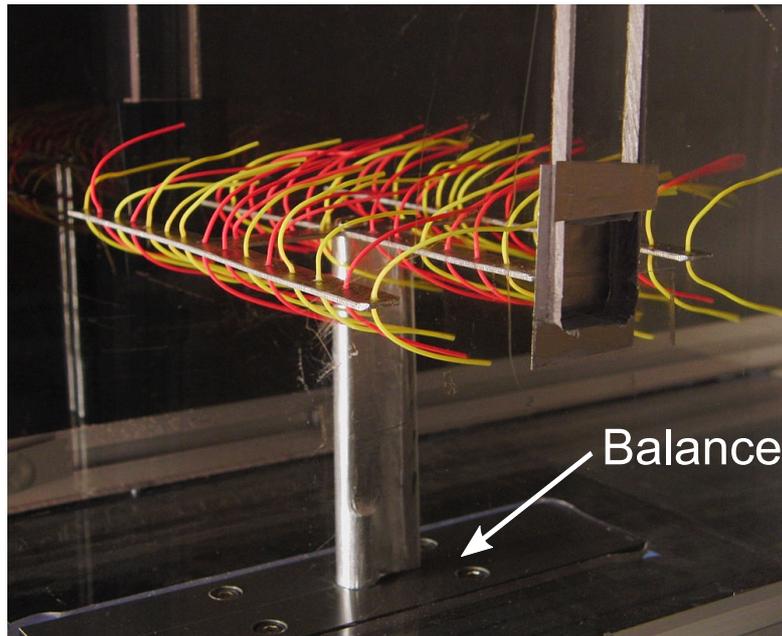


FIGURE 2.6 – Support de 50 filaments de 7.4 cm de long soumis à un écoulement de 20 m/s.

flexible. Au premier ordre, en considérant le filament dans son entier, les effets de gravité se compensent et à grande vitesse, le chargement aérodynamique devient beaucoup plus important que les effets de gravité. L'espace entre les filaments sur le support est de 10 diamètres dans la direction transverse et de 40 diamètres dans la direction de l'écoulement. Les interactions entre les filaments sont négligées. La rigidité en flexion des filaments a été trouvée en mesurant la fréquence naturelle d'un filament encastré-libre à l'aide d'une caméra rapide.

Chaque spécimen testé a été positionné au centre de la veine d'essai en le montant sur un support connecté à une balance d'efforts à cinq axes située sous la soufflerie. Le dessus de la balance est visible sur la figure 2.6. La balance mesurait la traînée des spécimens et un système pitot-statique mesurait la vitesse de l'écoulement. Pour chaque spécimen, à chaque vitesse d'écoulement, le système d'acquisition de donnée 24 bit cumulait les données de traînée et de vitesse pendant une minute pour en sortir une valeur moyennée en temps. La traînée du support seul a été mesurée de la même façon et soustraite à la traînée de chaque spécimen.

Pour tous les systèmes flexibles étudiés, la traînée de systèmes équivalents rigides a été mesurée. Pour chaque spécimen de plaque rigide, une régression linéaire au moindre carré est faite sur les données de traînée, et une valeur du coefficient

Spécimen	Rigidité en flexion $B$ ( $10^{-6}$ N m)	Longueur $L$ ( $10^{-2}$ m)	Largeur $W$ ( $10^{-2}$ m)
R1	1824	3.7	4.0
R2	1824	5.0	3.8
R3	1824	6.0	3.8
R4	1824	7.0	3.8
R5	1824	7.9	3.8
R6	1824	8.9	3.8
R7	1824	9.9	3.8
R8	1824	11.9	3.9
R9	1824	14.0	3.9
R10	1824	15.8	3.8
R11	1824	5.0	4.7
R12	1824	9.9	4.7
R13	1824	9.9	1.9
R14	404	7.0	3.5
R15	404	7.0	5.0
R16	404	10.0	3.5
R17	91.4	7.0	3.5
R18	91.4	5.0	7.0
R19	91.4	7.0	5.0
R20	91.4	5.0	3.6

Tableau 2.1 – Spécimens de plaques rectangulaires testés en soufflerie.

Spécimen	Rigidité en flexion $B$ ( $10^{-6}$ N m)	Diamètre $D$ ( $10^{-3}$ m)	Diamètre intérieur $D_i$ ( $10^{-3}$ m)	Nombre de coupes radiales
C1	1824	7.4	1.8	18
C2	404	7.4	1.8	36
C3	91.4	7.4	1.8	36
C4	1824	10.0	1.8	18

Tableau 2.2 – Spécimens de plaques circulaires fendues testés en soufflerie.

Spécimen	Rigidité en flexion $B$ ( $10^{-6}$ N m)	Longueur $L$ ( $10^{-3}$ m)	Diamètre $d$ ( $10^{-3}$ m)
F1	127	4.0	0.094
F2	127	7.4	0.094
F3	127	10.6	0.094

Tableau 2.3 – Spécimens de filaments testés en soufflerie.

de traînée  $C_D$  est obtenue de l'équation classique

$$F = \frac{1}{2}\rho C_D A U_\infty^2, \quad (2.1)$$

où  $F$  est la traînée,  $\rho$  la densité de l'air,  $A$  l'aire perpendiculaire à l'écoulement du spécimen, et  $U_\infty$  la vitesse de l'écoulement. Pour les plaques rigides testées ici, le coefficient de traînée varie peu avec le rapport d'aspect  $L/W$  de la plaque et pour les plus grandes plaques, il varie grandement avec l'aire de la plaque donc avec le facteur de blocage de la section de test de la soufflerie. Cela a un effet important et nous nous y attardons à la section suivante.

La traînée de cylindres rigides de mêmes dimensions que les filaments flexibles testés a été mesurée. Pour chaque rapport d'aspect  $L/d$ , une courbe du coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds définie  $Re = U_\infty d/\nu$ , où  $\nu$  est la viscosité cinématique de l'air, est obtenue. Pour des Reynolds variant entre 260 et 2000, la variation mesurée de  $C_D$  avec  $Re$  est significative, en accord avec la littérature (Blevins, 1984, p. 338).

### 2.1.2 Résultats expérimentaux bruts

Des résultats typiques de la traînée de plaques rectangulaires sont montrés à la figure 2.7. Les tendances observées pour les plaques rectangulaires à la figure 2.7 sont les mêmes que pour les plaques circulaires et les filaments cylindriques.

À la figure 2.7 (a) sont montrées les traînées de trois plaques rectangulaires de mêmes dimensions en fonction de la vitesse de l'écoulement. Pour une plaque rigide ( $\bullet$ ), la traînée suit bien la tendance en  $U_\infty^2$  (—). Pour une plaque flexible ( $\square$ ), la traînée augmente plus lentement ; et pour une plaque encore plus flexible ( $\times$ ), la traînée augmente encore plus lentement. À grande vitesse, l'effet de la flexibilité est très important : la traînée de la plaque la plus flexible est presque d'un ordre de grandeur plus petite que celle de la plaque rigide.

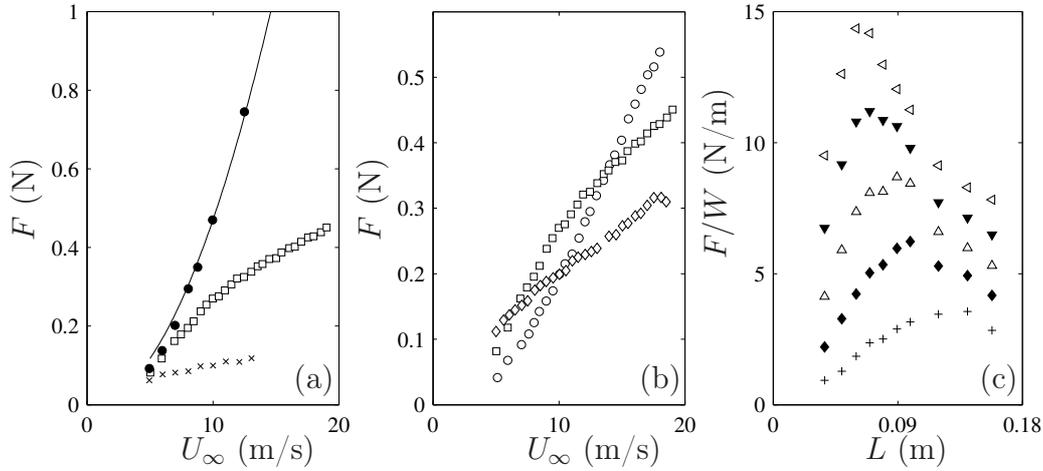


FIGURE 2.7 – Effet de la rigidité en flexion (a) sur la variation avec la vitesse de l'écoulement de la traînée de trois spécimens : très flexible, (x); flexible, ( $\square$ ); rigide, ( $\bullet$ ); courbe en  $U^2$ , (—). Effet de la longueur (b) sur la variation de la traînée avec la vitesse de l'écoulement : spécimen court, ( $\circ$ ); moyen ( $\square$ ); long, ( $\diamond$ ). Variation de la traînée par unité de largeur en fonction de la longueur du spécimen (c) pour une vitesse fixée à : 6 m/s, (+); 9 m/s, ( $\blacklozenge$ ); 12 m/s, ( $\triangle$ ); 15 m/s, ( $\blacktriangledown$ ); 18 m/s, ( $\blacktriangleleft$ ).

La traînée de plaques rectangulaires de même largeur  $W$  et rigidité  $B$  mais de longueur  $L$  différente est montrée sur la figure 2.7 (b). À petite vitesse, quand les plaques ne sont pas beaucoup déformées, la plaque la plus longue ( $\diamond$ ) et ayant la plus grande aire est celle ayant la plus forte traînée; la plaque de longueur moyenne ( $\square$ ) a la deuxième plus grande traînée; et la plaque la plus courte ( $\circ$ ) est celle ayant la plus petite traînée. Par contre, la traînée augmente plus vite sur les plaques les plus courtes. Si bien qu'à grande vitesse, la plaque la plus courte ( $\circ$ ) est celle ayant la plus grande traînée et la plaque la plus longue ( $\diamond$ ) a la traînée la plus faible.

Pour clarifier le rôle de la longueur sur la traînée de plaques flexibles, les traînées de 10 spécimens d'un matériau identique et de largeur similaire sont normalisées par la largeur de la plaque et tracées en fonction de la longueur de la plaque sur la figure 2.7 (c) pour cinq vitesses de référence. Pour ces cinq vitesses d'écoulement, à petite longueur, la traînée normalisée augmente quasiment linéairement avec l'augmentation de la longueur. Cependant, passé une longueur critique, la traînée des plaques diminue avec l'augmentation de la longueur.

Pour montrer l'étendue des valeurs de traînée mesurées en soufflerie, toutes les mesures expérimentales effectuées sont tracées à la figure 2.8. La traînée varie de

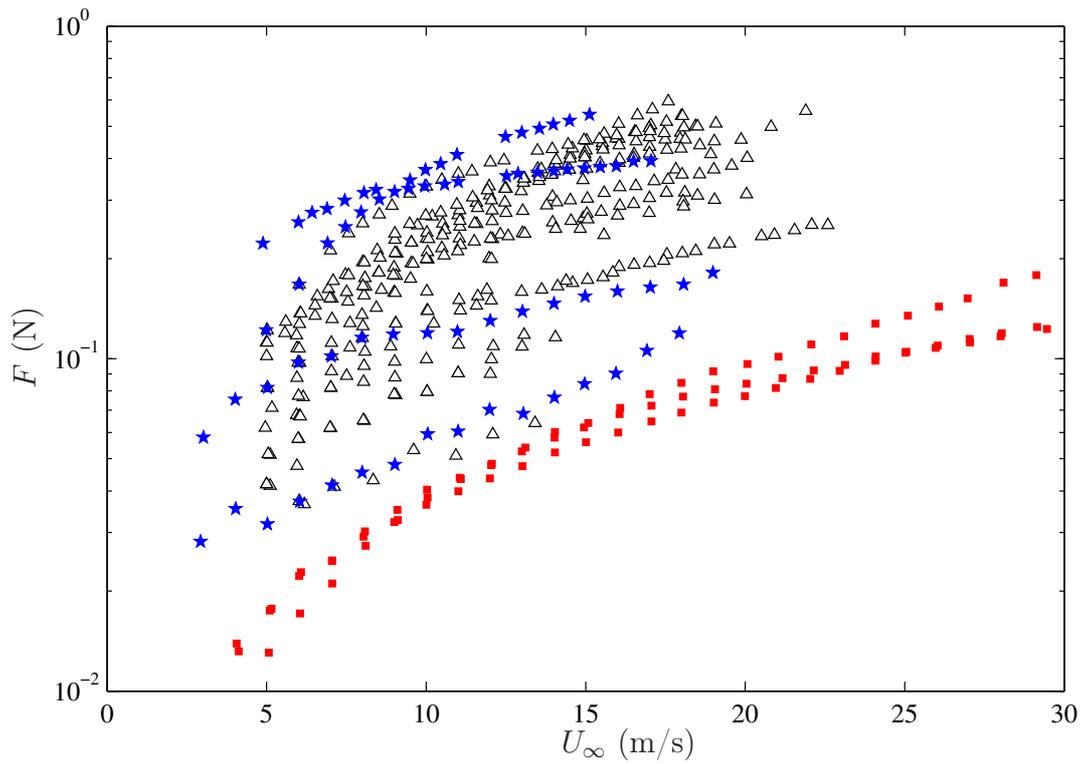


FIGURE 2.8 – Étendue des valeurs de traînées mesurées sur des systèmes flexibles : 20 spécimens de plaques rectangulaires testés dans la soufflerie ( $\triangle$ ); quatre spécimens de plaques circulaires fendues ( $\star$ ); et trois spécimens de filaments flexibles testés dans la soufflerie ( $\blacksquare$ ). Notons que la traînée des filaments est multipliée par 50.

quatre ordres de grandeur. On remarque aussi la variabilité de relations  $F(U_\infty)$ . La compréhension des mécanismes de reconfiguration passe par une identification des paramètres en jeu via l'analyse dimensionnelle qui suit.

## 2.2 Analyse dimensionnelle

### 2.2.1 Plaques rectangulaires, filaments et fibres

Nous considérons la traînée  $F$  sur une plaque mince et rectangulaire de rigidité  $B$ , de longueur  $L$  et de largeur  $W$  se pliant dû à un écoulement de fluide de densité  $\rho$  et de vitesse  $U_\infty$ . Les deux nombres adimensionnels présentés aux équations 1.2, soit le nombre de Cauchy et le nombre de reconfiguration, sont utilisés pour caractériser le problème :

$$\widetilde{C}_Y = C_D \frac{\rho L^3 U_\infty^2}{16B}, \quad \mathcal{R} = \frac{F}{\frac{1}{2}\rho L W C_D U_\infty^2}. \quad (2.2)$$

La définition du nombre de Cauchy que nous utilisons ici est différente de celle de l'équation 1.2 et des variantes de nombres adimensionnels utilisés précédemment par Alben *et al.* (2002), Schouveiler & Boudaoud (2006) ou de Langre (2008). La nouveauté de notre définition de  $\widetilde{C}_Y$  est d'ajuster notre nombre adimensionnel par le coefficient de traînée  $C_D$  d'une forme équivalente rigide. Cela permet de prendre en compte les effets de rapport d'aspect  $L/W$  et jusqu'à un certain point ceux de confinement dans la section de test. Dans la définition de l'équation 1.2,  $C_Y$  n'est qu'en partie proportionnel au ratio de la force du fluide sur l'élasticité du solide. Par exemple, si on changeait le rapport d'aspect ou le confinement de façon à faire varier  $C_D$ , la force de traînée changerait, mais pas le nombre de Cauchy. Dans sa nouvelle définition  $\widetilde{C}_Y$  est complètement proportionnel au ratio de la force qu'exerce le fluide sur la forme originale du solide sur la rigidité en flexion de ce solide.

Le nombre de reconfiguration  $\mathcal{R}$  met l'emphase sur l'effet de la flexibilité sur la traînée en comparant la traînée de la plaque flexible à celle d'une plaque rigide de la même géométrie. Pour les plaques de nos expériences, les effets de Reynolds sont négligés puisque la valeur du nombre de Reynolds basé sur la largeur de la plaque varie de 6400 à 54000, une plage où le coefficient de traînée d'une plaque ou d'un quelconque objet non profilé est relativement constant (Blevins, 1984). Pour éviter d'introduire un troisième mécanisme de réduction de traînée via une variation du

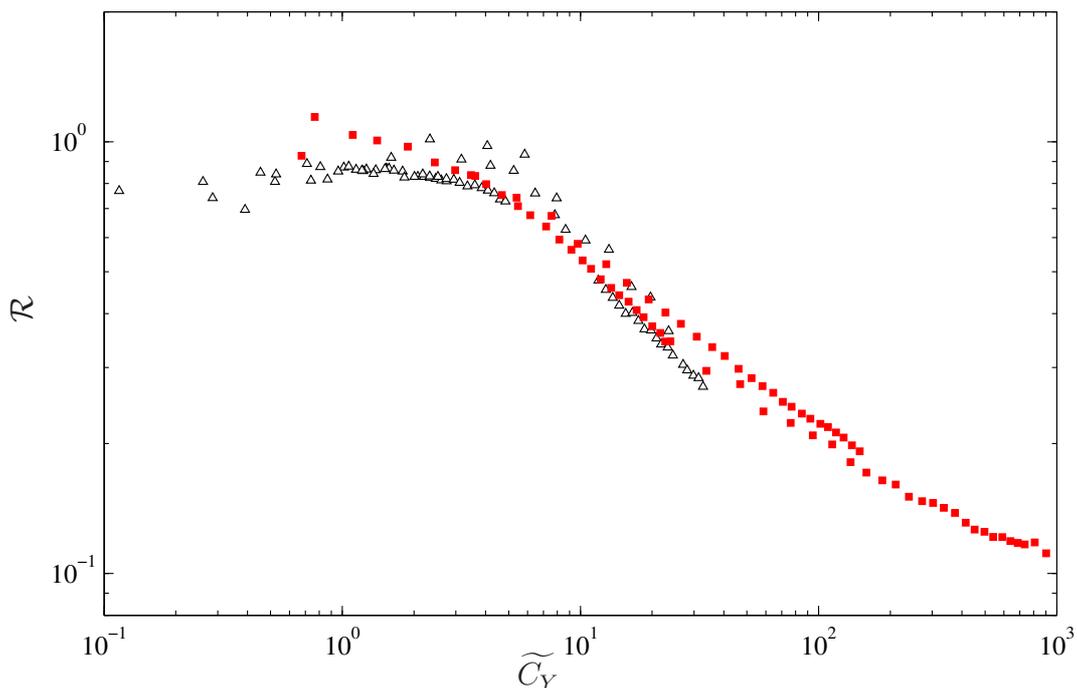


FIGURE 2.9 – Variation de la reconfiguration des 5 spécimens de plaques rectangulaires testés dans la soufflerie ayant une surface égale à moins de 7% de celle de la section de la soufflerie ( $\Delta$ ) et des trois spécimens de filaments flexibles testés dans la soufflerie ( $\blacksquare$ );

blocage de la section de test, seulement les spécimens de plaques ayant une aire inférieure à 7% de celle de la section de test sont utilisés ici (spécimens R1, R2, R3, R13 et R20 dans le tableau 2.1).

Pour les filaments, les nombres adimensionnels sont les mêmes que ceux définis dans les équations 2.2. La largeur de la plaque  $W$  est remplacée par le diamètre du filament  $d$ . Pour les cylindres,  $C_D$  varie avec le rapport d'aspect  $L/d$  et avec le nombre de Reynolds. Par l'utilisation des nombres  $\widetilde{C}_Y$  et  $\mathcal{R}$ , les effets de Reynolds peuvent être retirés des données sous l'hypothèse qu'ils sont les mêmes sur un cylindre rigide que sur un filament flexible déformé. Les filaments étant très petits, les effets de confinement dans la soufflerie sont négligés.

Les valeurs de  $\widetilde{C}_Y$  et de  $\mathcal{R}$  sont calculés à partir des données expérimentales sur les cinq plaques rectangulaires flexibles ayant une aire de moins de 23 cm<sup>2</sup> et les trois filaments. La variation de  $\mathcal{R}$  en fonction de  $\widetilde{C}_Y$  est montrée à la figure 2.9 pour les plaques rectangulaires ( $\Delta$ ) et les filaments cylindriques ( $\blacksquare$ ). Malgré les variations de géométrie, de dimensions et de rigidité, une superposition des points en une seule courbe est obtenue.

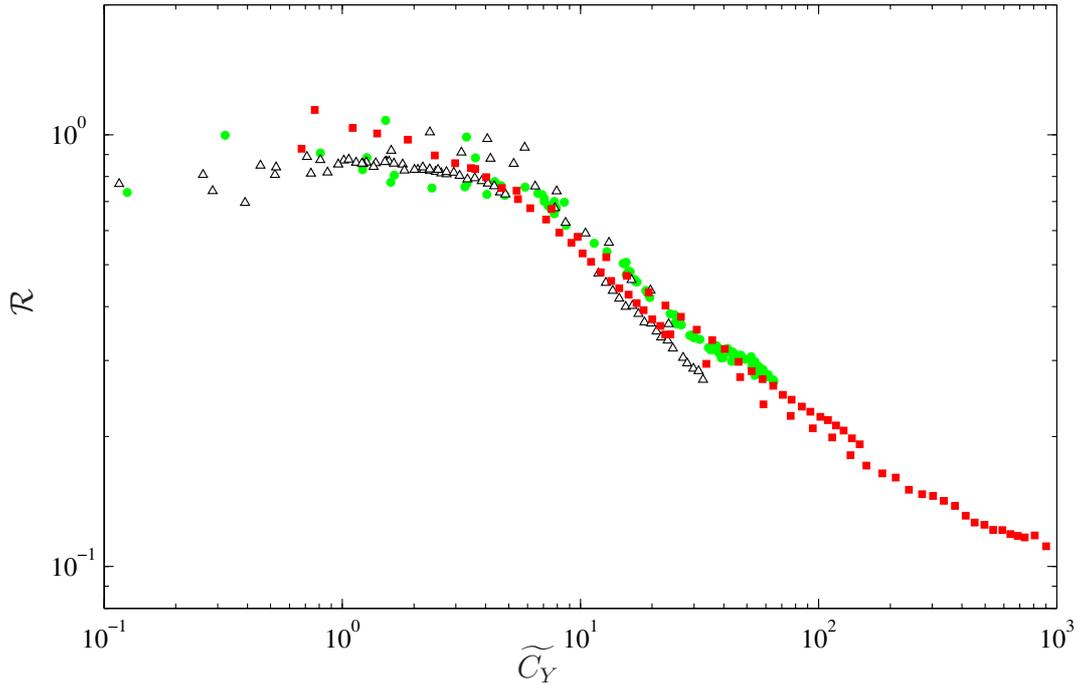


FIGURE 2.10 – Superposition des mesures expérimentales de traînée de systèmes flexibles élancés. Variation de la reconfiguration des systèmes flexibles : les 5 spécimens de plaques rectangulaires testés dans la soufflerie ayant une surface égale à moins de 7% de celle de la section de la soufflerie ( $\blacktriangle$ ) ; trois spécimens de filaments flexibles testés dans la soufflerie ( $\blacksquare$ ) ; et les deux fibres les plus courtes testées dans un écoulement de film de savon par Alben *et al.* (2002) ( $\bullet$ ).

Nous pouvons aussi tracer les points de mesure de fibres en écoulement de film de savon de Alben *et al.* sous la forme  $\mathcal{R}$  et  $\widetilde{C}_Y$ . Les données des deux fibres ( $\bullet$ ) testées par Alben *et al.* faisant moins de 40% de la largeur de l'écoulement pour lesquels aucun effet de blocage n'a été mesuré sont tracées sur la figure 2.10 avec nos mesures en soufflerie. Les points des fibres se superposent sur ceux des plaques rectangulaires et ceux des filaments. Une courbe unique est obtenue. Cela confirme que les problèmes de reconfiguration de plaques rectangulaires et de filaments en soufflerie ainsi que les fibres en film de savon sont essentiellement le même problème, c'est-à-dire que les mêmes nombres adimensionnels les caractérisent et que leur reconfiguration est la même. Pour le reste de cette thèse, nous appellerons donc ce problème : la reconfiguration du système flexible élancé.

Il est à noter que la superposition des points en une seule courbe n'est pas possible avec la définition « classique » du nombre de Cauchy de l'équation 1.2. Rappelons que  $\widetilde{C}_Y = C_D C_Y$ . Les valeurs de  $C_D$  des différents spécimens de la

figure 2.10 varie de 0.7 pour les filaments les plus courts aux plus hauts nombres Reynolds à 7 pour les fibres en film de savon. La nouvelle définition du nombre de Cauchy définie ici permet d'isoler complètement les effets de la flexibilité sur la traînée des effets de Reynolds et des effets géométriques.

Le nombre de Cauchy régit ce problème. Pour les petites valeurs de  $\widetilde{C}_Y$ , les points s'alignent sur une droite horizontale indiquant que la traînée sur les objets flexibles varie comme sur des objets rigides. À des valeurs de  $\widetilde{C}_Y$  entre 1 et 10, le nombre de reconfiguration commence à décliner avec la déformation des spécimens. À mesure que  $\widetilde{C}_Y$  augmente encore, le déclin de  $\mathcal{R}$  semble suivre une pente logarithmique constante. La loi d'échelle entre  $\mathcal{R}$  et  $\widetilde{C}_Y$  est discutée à la section 2.3. D'abord, l'analyse dimensionnelle est appliquée au cas de la plaque circulaire coupée le long de plusieurs rayons.

### 2.2.2 Plaques circulaires fendues

On réalise ici l'analyse dimensionnelle du problème de la traînée  $F$  due à un écoulement de fluide de densité  $\rho$  et de vitesse  $U_\infty$  sur une plaque mince et circulaire de rigidité  $B$ , de diamètre  $D$ , fendue le long de plusieurs rayons et soutenue en son centre par un petit disque rigide de diamètre  $D_i$ . Trois nombres adimensionnels sont nécessaires pour caractériser ce système

$$\beta = \frac{D}{D_i}, \quad \widetilde{C}_Y = C_D \frac{\rho (D - D_i)^3 U_\infty^2 \beta}{16B}, \quad \mathcal{R} = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho C_D \pi R^2 U_\infty^2}. \quad (2.3)$$

Le ratio  $\beta$  est le rapport du diamètre extérieur de la plaque au diamètre du support intérieur rigide. Le nombre de Cauchy est basé sur la longueur flexible en porte-à-faux de chaque secteur de la plaque  $(D - D_i)/2$  et doit être ajusté par le ratio  $\beta$  puisque le chargement aérodynamique est proportionnel à la longueur de l'arc du secteur de la plaque circulaire de rayon  $D/2$  alors que le moment de flexion est maximal au support rigide où le rayon est  $D_i/2$ . Le nombre de reconfiguration est défini de la même façon qu'à la sous-section précédente sinon que l'aire de la surface de la plaque est différente. Le coefficient de traînée d'une plaque circulaire équivalente rigide dépend très peu du nombre de Reynolds dans la plage testée ici.

Nous calculons les valeurs de  $\mathcal{R}$  et de  $\widetilde{C}_Y$  à partir de tous les points expérimentaux obtenus pour les quatre plaques circulaires testées. La variation de  $\mathcal{R}$  avec  $\widetilde{C}_Y$  pour les quatre plaques circulaires fendues le long de plusieurs rayons ( $\star$ ) est montrée à la figure 2.11. Les points des plaques testées en soufflerie se superposent

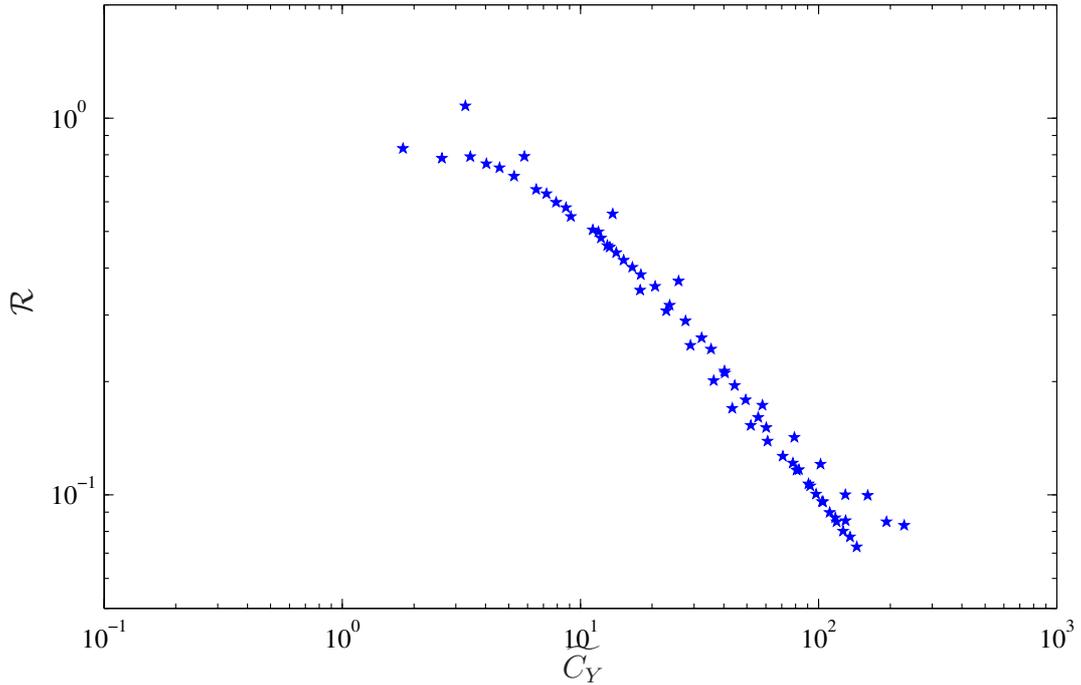


FIGURE 2.11 – Variation de la reconfiguration des quatre spécimens de plaques circulaires coupées le long de plusieurs rayons testés dans la soufflerie (système radial).

en une seule courbe montrant que les nombres de reconfiguration et de Cauchy caractérisent bien le problème. Aux valeurs de Cauchy entre 20 et 150, les points semblent s’approcher d’une pente logarithmique constante.

Pour montrer l’importance du mode de déformation d’une plaque sur sa reconfiguration, on compare nos mesures sur des plaques dont les secteurs se replient dans l’écoulement ( $\star$ ) avec celles prises par Schouveiler & Boudaoud (2006) sur des plaques s’enroulant en cône ( $\bullet$ ) à la figure 2.12. Les points des deux plaques se reconfigurant en cône se superposent eux aussi sur une seule courbe tel que montré par Schouveiler & Boudaoud, cependant il s’agit d’une courbe nettement différente de celles de nos plaques. Donc deux plaques qui auraient une traînée identique si elles étaient rigides ont une variation du nombre de reconfiguration avec Cauchy significativement différente. Une explication possible est que les secteurs de la plaque coupée le long de plusieurs rayons se plient dans une seule dimension dans la direction radiale, alors que le cône se replie dans deux dimensions : quand il plie dans la direction circonférentielle, il incline sa dimension radiale en l’éloignant de l’écoulement. La reconfiguration de ces deux types de plaques constitue deux

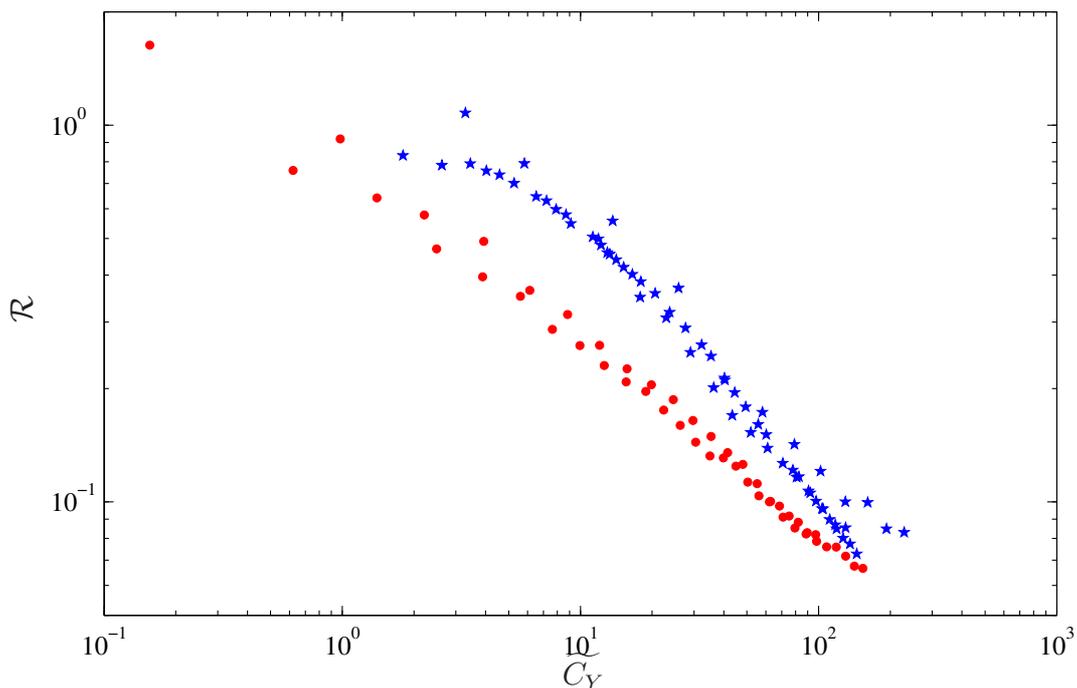


FIGURE 2.12 – Variation de la reconfiguration des plaques circulaires flexibles : quatre spécimens de plaques circulaires coupées le long de plusieurs rayons testés dans la soufflerie (système radial) ( $\star$ ); et les deux plaques circulaires s’enroulant en cône testées en eau par Schouveiler & Boudaoud (2006) (système conique) ( $\bullet$ ).

problèmes différents, pour le reste de cette thèse nous les appellerons : le système radial et le système conique.

La section suivante concerne la loi d’échelle du nombre de reconfiguration avec le nombre de Cauchy dans le régime de grande reconfiguration, i.e., quand  $\widetilde{C}_Y \gg 1$ .

## 2.3 L’exposant de Vogel dans le régime asymptotique

Dans les figures 2.10 et 2.12, des pentes logarithmiques de  $\mathcal{R}$  en fonction de  $C_Y$  sont discernables à grandes valeurs du nombre de Cauchy. Par de simples analyses dimensionnelles, nous voulons trouver les pentes logarithmiques et ainsi les exposants de Vogel dans le régime asymptotique de grande reconfiguration. Nous considérons d’abord le système élancé, ensuite le système radial et terminons avec le système conique étudié par Schouveiler & Boudaoud (2006).

Pour les plaques rectangulaires, il est montré à la figure 2.7 (c) que la traînée du système dépend de moins en moins de la longueur de la plaque lorsque la plaque

est très déformée. À la figure 2.2, on voit que la plaque se replie de plus en plus à mesure que la vitesse de l'écoulement augmente. Ces vitesses ne sont pas atteintes dans l'expérience, mais on pourrait imaginer qu'à très haute vitesse, les extrémités de la plaque deviennent parallèles à l'écoulement et contribuent peu à la traînée de pression de la plaque. Alors, la longueur exacte de la plaque n'importe plus puisqu'il n'y a que le centre de la plaque, situé proche du support, qui contribue à la traînée.

La déformation des plaques rectangulaires et des filaments en soufflerie est presque purement 2D. De plus, la superposition à la figure 2.10 des points obtenus en soufflerie avec ceux d'Alben *et al.* (2004) des fibres flexibles dans un écoulement de film de savon 2D nous permet de croire que le problème est effectivement un problème 2D. Donc, le problème de reconfiguration du système élané est effectivement un problème 2D de traînée par unité de largeur  $F/W$  ou  $F/d$ . Dans notre problème 2D, si l'on fait l'hypothèse que le spécimen est très déformé et que sa longueur  $L$  n'entre plus en compte, seulement quatre quantités sont importantes,

$$B \text{ [Nm]}, U_\infty \text{ [m/s]}, \rho \text{ [kg/m}^3\text{]}, \frac{F}{W} \text{ [N/m]}.$$

Alors, un seul nombre adimensionnel est requis pour décrire le problème :

$$\frac{F}{WB^{\frac{1}{3}}\rho^{\frac{2}{3}}U_\infty^{\frac{4}{3}}}. \quad (2.4)$$

Nous nous attendons donc à ce que la traînée sur une plaque rectangulaire, un filament ou une fibre obéisse à une loi d'échelle correspondant à un exposant de Vogel de  $\mathcal{V} = -2/3$  ou  $\mathcal{R} \propto \widetilde{C}_Y^{-1/3}$ .

De façon similaire pour le système radial, nous pouvons trouver l'exposant de Vogel pour le cas où la plaque est très déformée. Par simplicité, nous faisons l'hypothèse que le ratio  $D/D_i$  est grand. En négligeant la traînée du disque rigide intérieur, dans la définition du nombre de Cauchy des équations 2.3, le diamètre du disque rigide  $D_i$  n'influence la traînée que par le produit  $BD_i$ . Suivant un raisonnement similaire à celui des plaques rectangulaires, nous pouvons nous attendre à ce que le diamètre  $D$  n'influence plus la traînée quand la plaque est fortement déformée. En négligeant les effets de blocages, quatre quantités doivent être considérées

$$BD_i \text{ [Nm}^2\text{]}, U_\infty \text{ [m/s]}, \rho \text{ [kg/m}^3\text{]}, F \text{ [N]}.$$

Le problème physique est donc régi par le nombre adimensionnel suivant :

$$\frac{F}{\rho^{\frac{1}{2}} D_i^{\frac{1}{2}} B^{\frac{1}{2}} U_\infty}. \quad (2.5)$$

Il en découle que dans le régime de grande reconfiguration, la traînée sur une plaque circulaire fendue le long de plusieurs rayons est linéairement proportionnelle à la vitesse de l'écoulement  $F \propto U_\infty$  et a donc un exposant de Vogel de  $\mathcal{V} = -1$  ou  $\mathcal{R} \propto \widetilde{C}_Y^{-1/2}$ .

Enfin, cette même analyse dimensionnelle du régime de grande reconfiguration peut être appliquée au problème étudié par Schouveiler & Boudaoud (2006) soit celui d'une plaque circulaire fendue le long d'un rayon s'enroulant pour former un cône lorsque sujette à un écoulement d'eau (voir figure 1.7). Pour simplifier l'analyse, nous négligeons l'effet du petit diamètre au sommet du cône là où la plaque est supportée puisque Schouveiler & Boudaoud (2006) mentionnent qu'il n'est pas significatif. Adhérant à la même logique que pour les deux autres géométries, dans le régime asymptotique où le cône est enroulé très serré, la valeur exacte du diamètre  $D$  est sans influence. Le problème peut être décrit par quatre quantités :

$$B \text{ [N m]}, U_\infty \text{ [m/s]}, \rho \text{ [kg/m}^3\text{]}, F \text{ [N]}.$$

Un seul nombre adimensionnel suffit pour décrire le problème :

$$\frac{F}{B^{\frac{2}{3}} \rho^{\frac{1}{3}} U_\infty^{\frac{2}{3}}}. \quad (2.6)$$

En gardant ce nombre constant, on peut s'attendre à ce que la traînée de la plaque se roulant en cône obéisse à une loi d'échelle décrite par un exposant de Vogel de  $\mathcal{V} = -4/3$  donc ou  $\mathcal{R} \propto \widetilde{C}_Y^{-2/3}$ .

Les exposants de Vogel trouvés pour le régime de grande reconfiguration par analyse dimensionnelle sont réunis dans le tableau 2.4. Ces valeurs sont présentées avec celles des modèles de Alben *et al.* (2004) et Schouveiler & Boudaoud (2006) pour une fibre dans un écoulement de film de savon et pour une plaque s'enroulant en cône. Par analyse dimensionnelle, en faisant simplement l'hypothèse que la longueur caractéristique n'importe plus, on retrouve les valeurs des modèles de Alben *et al.* et Schouveiler & Boudaoud.

Au tableau 2.4 sont aussi présentées les valeurs de l'exposant de Vogel trouvées en faisant l'ajustement par la méthode des moindres carrés des données expérimentales. L'ajustement est fait pour chacun des trois systèmes en utilisant tous

	Valeurs de l'exposant de Vogel $\mathcal{V}$		
	Analyse dimensionnelle	Modélisation théorique	Expérimentation (nbr. de points)
Système élané	-0.667	-0.667 <sup>1</sup>	-0.58 (66) <sup>2</sup>
Système radial	-1	N/A	-0.45 (14) <sup>3</sup>
Système conique	-1.33	-1.33 <sup>4</sup>	-0.87 (5) <sup>5</sup>

Tableau 2.4 – Comparaison des exposants de Vogel obtenus par analyse dimensionnelle, modélisation et expérimentation pour les différents systèmes.

<sup>1</sup>Valeur obtenue par Alben *et al.* (2004). <sup>2</sup>Ajustement des données où  $\widetilde{C}_Y > 100$  à la figure 2.10. <sup>3</sup>Ajustement des données ( $\star$ ) où  $\widetilde{C}_Y > 100$  à la figure 2.11. <sup>4</sup>Valeur obtenue par Schouveiler & Boudaoud (2006). <sup>5</sup>Ajustement des données ( $\bullet$ ) où  $\widetilde{C}_Y > 100$  à la figure 2.12.

les points expérimentaux dont la valeur du nombre de Cauchy est supérieure à 100. La sélection de la valeur  $\widetilde{C}_Y = 100$  à laquelle est fixé le seuil du régime de grande reconfiguration est arbitraire mais grâce à la modélisation de la section suivante, il est montré qu'elle est sensée. Pour les plaques rectangulaires et les fibres d'Alben *et al.* (2004), aucun point expérimental n'atteint la valeur seuil de  $\widetilde{C}_Y = 100$ , mais à l'aide des points de filaments cylindriques, l'exposant de Vogel trouvé est de  $\mathcal{V} = -0.58$  et est en accord avec la valeur trouvée par analyse dimensionnelle. Par contre pour les plaques coupées en secteur, l'accord est mauvais,  $\mathcal{V} = -0.45$  pour une prédiction par analyse dimensionnelle de  $-1$ . Cette différence s'explique en partie par le nombre limité de points expérimentaux au-delà du seuil (14) et la dispersion dans les points à  $\widetilde{C}_Y > 100$  sur la figure 2.11. Pour ce qui est des plaques s'enroulant en cônes des expériences de Schouveiler & Boudaoud (2006), l'accord n'est pas excellent  $\mathcal{V} = -0.87$  versus  $-1.33$ , mais le nombre de points est très limité et selon les auteurs, le régime asymptotique de grande reconfiguration n'est pas atteint dans leurs expériences.

Pour étudier les mécanismes de réduction d'aire et de profilage de même que pour mieux comprendre les régime de faible et de forte reconfiguration, dans la section suivante, nous développons un modèle simple de la reconfiguration des systèmes testés expérimentalement.

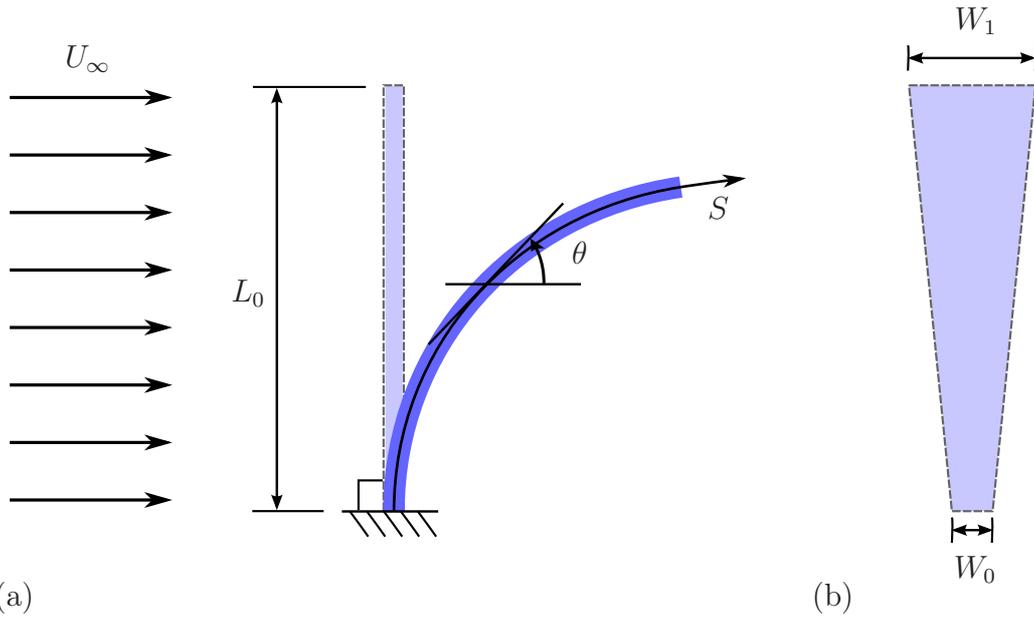


FIGURE 2.13 – Schéma du modèle de poutre en flexion. En (a), dimensions et déformation de la poutre. En (b), variation linéaire de la largeur de la poutre.

## 2.4 Modélisation

### 2.4.1 Développement du modèle

Nous souhaitons développer le modèle le plus simple possible pour prédire la traînée du système élancé (les plaques rectangulaires, les filaments et les fibres) et du système radial (les plaques circulaires fendues le long de plusieurs rayons). La déformation du système élancé est essentiellement bidimensionnelle alors nous pouvons modéliser ce dernier comme une poutre en flexion. De même, chaque secteur de la plaque circulaire fendue se comporte comme une poutre de largeur variable.

Pour les deux systèmes, nous considérons donc une poutre en flexion en porte-à-faux de longueur  $L_0$ , de largeur variant linéairement de  $W_0$  au bout encastré à  $W_1$  au bout libre (figure 2.13). Dans le cas du système élancé,  $W_0 = W_1$ . La poutre a une rigidité en flexion  $B$  et dans sa position originale non-déformée, elle est perpendiculaire à un écoulement de vitesse  $U_\infty$  d'un fluide de densité  $\rho$ . La coordonnée lagrangienne  $S$  est définie le long de l'axe central de la poutre de son bout encastré à son bout libre. La déformation de la poutre est donnée par l'angle entre la poutre et l'écoulement  $\theta(S)$  qui est partout  $\pi/2$  à vitesse d'écoulement nulle. En négligeant les effets de tension, le moment de flexion dans la poutre est

donnée par l'équation d'Euler-Bernoulli (Fertis, 1996)

$$M = BW(S) \frac{\partial \theta}{\partial S}, \quad (2.7)$$

où la largeur de notre poutre de section variable est donnée par

$$W(S) = W_0 + (W_1 - W_0) \frac{S}{L_0}. \quad (2.8)$$

La poutre est encastrée à un bout et libre à l'autre

$$\theta|_{S=0} = \frac{\pi}{2}, \quad \frac{\partial \theta}{\partial S} \Big|_{S=L_0} = 0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial S^2} \Big|_{S=L_0} = 0. \quad (2.9)$$

En différenciant l'équation 2.7, on obtient la relation pour la contrainte de cisaillement dans la poutre

$$V = \frac{\partial}{\partial S} \left( BW(S) \frac{\partial \theta}{\partial S} \right). \quad (2.10)$$

La modélisation du chargement aéro / hydrodynamique sur la poutre est compliquée par le fait que notre poutre représente à la fois une plaque ou un filament dans un écoulement 3D, ou alors une fibre dans un écoulement de film de savon. Les différences qui existent entre ces écoulements sur une structure flexible peuvent être prises en compte par un simple coefficient de traînée comme nous l'avons montré en superposant les points expérimentaux des figures 2.10 et 2.11.

Pour simplifier les choses, la traînée due à la friction est négligée dans les systèmes étudiés ici. Pour une plaque rigide parallèle à l'écoulement de la taille de celles considérées, la traînée de friction est de deux à trois ordres de grandeur plus petite que la traînée de pression de la même plaque perpendiculaire à l'écoulement (Blevins, 1984).

Schouveiler *et al.* (2005) et Ahmed *et al.* (1996) modélisent les grandes déformations statiques de cylindres flexibles élancés en utilisant l'expression empirique de chargement hydrodynamique déduite par Taylor (1952) à partir de mesures de la traînée sur des cylindres lisses ayant un angle de lacet avec l'écoulement auquel ils sont soumis. La même formulation s'applique ici à la traînée du filament et une formulation similaire peut être obtenue pour les plaques et les fibres. Nous estimons la traînée de pression sur une plaque dans un écoulement potentiel par un argument de conservation de la quantité de mouvement comme Schouveiler & Boudaoud (2006) et Batchelor (2000, p. 392). Nous faisons l'hypothèse qu'à chaque point sur la plaque, une force normale est créée par la déviation d'une section

d'aire  $W(S)dX = W(S) \sin(\theta)dS$  (égale à la projection de l'élément de plaque) de l'écoulement d'un angle  $\theta$ . Alors, l'écoulement produit une force proportionnelle à la quantité de mouvement qu'il transporte dans la direction perpendiculaire à la plaque  $\rho (U_\infty \sin \theta)^2$ . La forme est la même que celle de la formulation de Taylor (1952) pour la traînée sur un cylindre élancé. Cette force produite par l'écoulement est responsable du cisaillement dans la poutre

$$\frac{\partial}{\partial S} \left( BW(S) \frac{\partial \theta}{\partial S} \right) = \int_0^S -\frac{1}{2} \rho W(S_i) C_D (U_\infty \sin \theta)^2 dS_i, \quad (2.11)$$

où  $C_D$  est le paramètre empirique qui permet d'ajuster la force de l'écoulement pour prendre en compte les effets de rapport d'aspect et de perte de pression dans le sillage. Nous utilisons la valeur de  $C_D$  d'un système équivalent rigide. L'équation integro-différentielle 2.11 peut être transformée en équation différentielle ordinaire en différentiant chaque côté par  $S$  :

$$BW_0 \frac{\partial^3 \theta}{\partial S^3} + \frac{2BW_0}{L_0} \frac{W_1 - W_0}{W_0 + (W_1 - W_0) \frac{S}{L_0}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial S^2} = -\frac{1}{2} \rho W_0 C_D (U_\infty \sin \theta)^2, \quad (2.12)$$

où on a fait usage de l'équation 2.8.

La traînée totale sur la poutre est l'intégrale sur la longueur de la poutre de la composante de la force fluide dans la direction de l'écoulement

$$F = \int_0^{L_0} \frac{1}{2} \rho W(S) C_D (U_\infty \sin \theta)^2 \sin \theta dS. \quad (2.13)$$

Pour écrire les équations 2.12-2.13 de façon adimensionnelle, nous définissons la coordonnée adimensionnelle, le rapport d'élargissement, le nombre de reconfiguration et le nombre de Cauchy

$$s = \frac{S}{L_0}, \quad \beta = \frac{W_1}{W_0}, \quad \mathcal{R} = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho A C_D U_\infty^2}, \quad \widetilde{C}_Y = C_D \frac{\rho L_0^3 U_\infty^2 \beta}{2B}, \quad (2.14)$$

où  $A$  et  $C_D$  sont l'aire et le coefficient de traînée du système rigide similaire au système flexible non déformé. Dans la définition du nombre de Cauchy de l'équation 2.14, si nous prenons  $L_0 = L/2$  et  $\beta = 1$  nous retrouvons la définition que nous avons à l'équation 2.2 pour le système élancé et si nous prenons  $L_0 = (D - D_i)/2$ , nous retrouvons la définition de l'équation 2.3 du système radial. En forme

adimensionnelle, les équations 2.12-2.13 s'écrivent

$$\frac{\partial^3 \theta}{\partial s^3} = \frac{2(1-\beta)}{1-(1-\beta)s} \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} - \frac{\widetilde{C}_Y}{\beta} \sin^2 \theta, \quad (2.15)$$

$$\mathcal{R} = \int_0^1 2 \frac{1+(\beta-1)s}{\beta+1} \sin^3 \theta \, ds. \quad (2.16)$$

Pour faire un autre parallèle avec l'analyse dimensionnelle de la section 2.2, dans l'équation 2.15, la reconfiguration et la traînée de la poutre sont régies par le nombre de Cauchy tel que défini pour superposer les données expérimentales sur les figures 2.10 et 2.11.

Des solutions exactes existent pour la grande déformation d'une poutre d'Euler-Bernoulli dans divers cas de chargement simple (Bisshopp & Drucker, 1945; Banerjee *et al.*, 2008). Cependant, aucune solution analytique n'a pu être trouvée à l'équation 2.15 même dans le cas simplifié sans variation de la largeur de la poutre ( $\beta = 1$ ). Par contre, l'équation 2.15 peut être résolue numériquement en utilisant la méthode de tir (shooting method) en devinant l'angle de la poutre à son bout libre pour intégrer numériquement en utilisant un algorithme de Runge-Kutta. La méthode de Müller est utilisée pour converger de façon itérative au bon angle au bout libre. Une fois la déformation  $\theta(s)$  de la poutre connue, le nombre de reconfiguration peut être trouvé en intégrant l'équation 2.16.

## 2.4.2 Comparaison de la théorie et des expériences

La prédiction de l'effet de la flexibilité sur le nombre de reconfiguration par le modèle dérivé ci-haut est comparée aux mesures expérimentales à la figure 2.14. Tous les points sans blocage des plaques rectangulaires, des filaments cylindriques et des fibres en film de savon sont présentés ( $\bullet$ ) sur la figure 2.14 (a) avec la prédiction du modèle (—) pour une poutre de largeur constante ( $\beta = 1$ ). Le comportement prédit par le modèle est le même que celui observé expérimentalement et l'accord quantitatif est bon. À bas  $\widetilde{C}_Y$ , la ligne est horizontale et la traînée sur le corps flexible est similaire à celle d'un corps rigide. À mesure que  $\widetilde{C}_Y$  augmente au-delà de 1,  $\mathcal{R}$  commence à décliner et à grandes valeurs de  $\widetilde{C}_Y$ , le modèle prédit un comportement en  $\mathcal{V} = -2/3$ . Cette valeur de l'exposant de Vogel est en accord avec l'analyse dimensionnelle (voir table 2.4) et on voit que la pente que tracent les points expérimentaux est similaire.

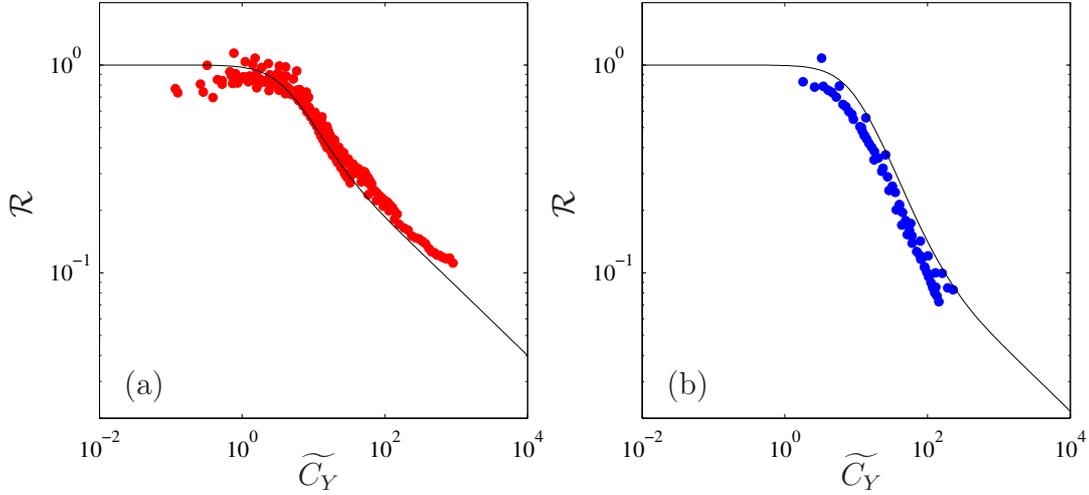


FIGURE 2.14 – Comparaison des prédictions du modèle de reconfiguration ( — ) versus les observations expérimentales sur le système élargi (•, a); et sur le système radial (•, b). Pour modéliser le système élargi, une valeur de  $\beta = 1$  est utilisée et pour le système radial,  $\beta = 5.6$ .

À la figure 2.14 (b) les points expérimentaux pour le système radial (•) sont montrés pour les comparer à la prédiction du modèle ( — ) pour une poutre dont la largeur augmente en s'éloignant de l'encastrement ( $\beta = 5.6$ ). La valeur de  $\beta = 5.6$  correspond aux spécimens de diamètres  $D = 10$  cm et  $D_i = 1.8$  cm. La courbe obtenue en utilisant une valeur  $\beta = 4.1$  correspondant aux trois autres spécimens ne diffère que légèrement. L'accord entre le modèle et les expériences est bon et la tendance générale est la même dans les deux cas. Par contre, le modèle semble légèrement surestimer la traînée. Des phénomènes non considérés dans le modèle pourraient expliquer cet écart : l'écoulement peut se faulser dans les coupes entre les secteurs de la plaque et ainsi diminuer la chute de pression d'une face à l'autre de la plaque ; l'ombrage partiel que se font les différents secteurs de la plaque (sur la figure 2.4, on les voit se cacher l'un l'autre à mesure qu'ils se replient avec l'écoulement) ; finalement il y a une certaine diminution du blocage de la section de test à mesure que l'aire de la section des plaques est réduite. Le modèle nous laisse croire que le régime asymptotique de grande reconfiguration n'est pas tout à fait atteint dans les expériences avec le système radial. De plus, à grand  $\widetilde{C}_Y$ , le modèle prédit un exposant de Vogel de  $\mathcal{V} = -2/3$  alors que l'analyse dimensionnelle prédit une valeur de  $\mathcal{V} = -1$ . Une raison possible de cette différence

est encore une fois l'effet d'ombrage des secteurs qui n'est pas inclus dans le modèle mais qui fait partie implicite de l'analyse dimensionnelle de ce système.

Aux prédictions de traînée du modèle est associée une prédiction de la déformée de la poutre. Sur la figure 2.15 (a), les photographies superposées montrent la reconfiguration d'un spécimen de plaque rectangulaire dans la soufflerie à des vitesses de 0 à 16.6 m/s. Les formes prédites pour des conditions équivalentes par le modèle sans variation de section de la poutre  $\beta = 1$  sont montrées à la figure 2.15 (b). L'accord est bon, on voit que les extrémités de la plaque restent relativement droites alors que le rayon de courbure est de plus en plus petit au centre à mesure que la vitesse de l'écoulement (et le nombre de Cauchy) augmente. Il est à noter que la photo de la forme la plus recourbée de la plaque expérimentale est floue dû à l'apparition de flottement.

À la figure 2.15 (c), sont montrées les formes prédites de la poutre par le modèle pour une grande plage de nombres de Cauchy. Aux valeurs de  $\widetilde{C}_Y$  les plus grandes, les extrémités de la plaque sont complètement parallèles à l'écoulement et donc ne contribuent aucunement à la traînée totale de la poutre. Le modèle est en accord avec l'hypothèse faite à la section 2.3 soit que la valeur exacte de la longueur du système perd son importance dans le régime de grandes reconfiguration.

Le dernier point abordé dans ce chapitre concerne spécifiquement les deux mécanismes par lesquels les poutres modélisées se reconfigurent et réduisent leur traînée : la réduction d'aire et le profilage. La réduction d'aire est proportionnelle à la projection de la longueur adimensionnelle de la poutre perpendiculaire à l'écoulement qui peut être calculée de la forme connue de la poutre, i.e.,  $\mathcal{R}_\ell = \int_0^1 \sin \theta ds$ . Nous définissons le profilage comme la réduction de traînée sur un corps ayant une aire projetée perpendiculaire à l'écoulement constante, i.e., comme le ratio  $\mathcal{R}_s = \mathcal{R}/\mathcal{R}_\ell$ . La loi d'échelle de la traînée, de la réduction d'aire et du profilage avec le nombre de Cauchy prédite par le modèle peut être trouvée en calculant la pente logarithmique de  $\mathcal{R}$ ,  $\mathcal{R}_\ell$  et  $\mathcal{R}_s$  i.e.

$$\alpha = \frac{\partial \log \mathcal{R}}{\partial \log \widetilde{C}_Y}, \quad \gamma = \frac{\partial \log \mathcal{R}_\ell}{\partial \log \widetilde{C}_Y}, \quad \epsilon = \frac{\partial \log \mathcal{R}_s}{\partial \log \widetilde{C}_Y}. \quad (2.17)$$

L'addition de la contribution des deux mécanismes  $\gamma + \epsilon = \alpha$  donne la réduction de traînée totale. La loi d'échelle de la traînée est liée à l'exposant de Vogel par un facteur deux :  $\mathcal{V} = 2\alpha$ .

Les pentes logarithmique  $\alpha$ ,  $\gamma$  et  $\epsilon$  sont trouvées par différences finies et sont tracées à la figure 2.16. L'exposant de la réduction de traînée  $\alpha$  est nul à basses

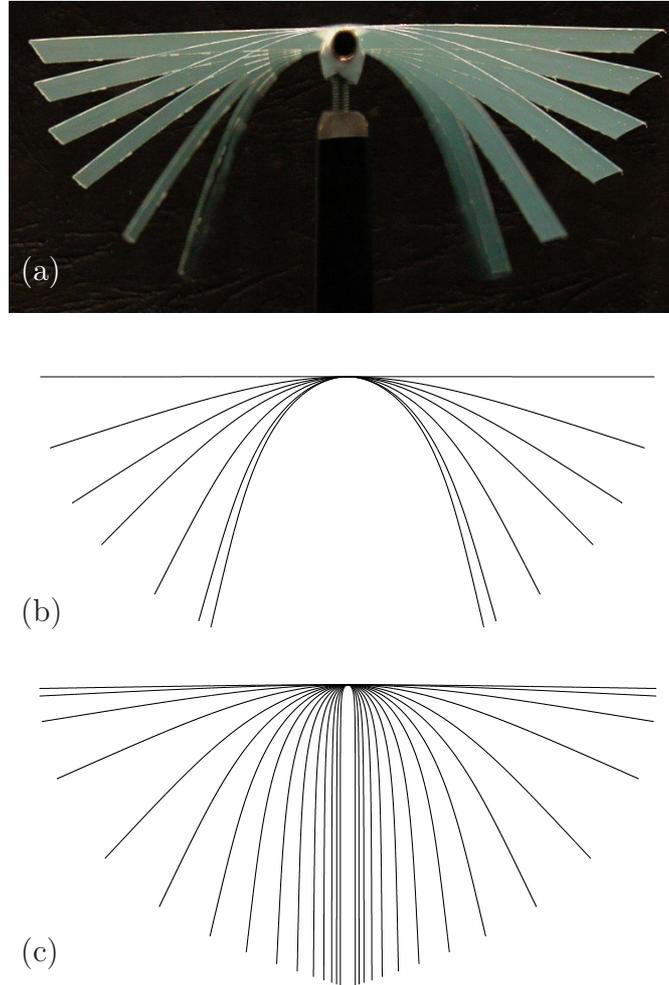


FIGURE 2.15 – Comparaison des prédictions théoriques de reconfiguration d’une plaque rectangulaire avec les observations expérimentales. En (a), vues en plongée totale superposées d’un spécimen d’une longueur  $L = 10$  cm et d’une largeur  $W = 3.5$  cm exposé à des vitesses d’écoulement de 0, 2.4, 3.6, 5, 8.6, 14.2, et 16.6 m/s. En (b), les déformations sont modélisées avec des valeurs de paramètres correspondantes, i.e,  $\beta = 1$  et  $\widetilde{C}_Y = 0.001, 2.0, 4.7, 9.0, 27, 72,$  et 99. En (c), les formes d’une poutre prédites par le modèle pour  $\widetilde{C}_Y = 0.1, 0.3, 1, 3, 10, 30, 100, 300, 1000, 3000, 10\ 000, 30\ 000, 100\ 000, 300\ 000$  et 1 000 000.

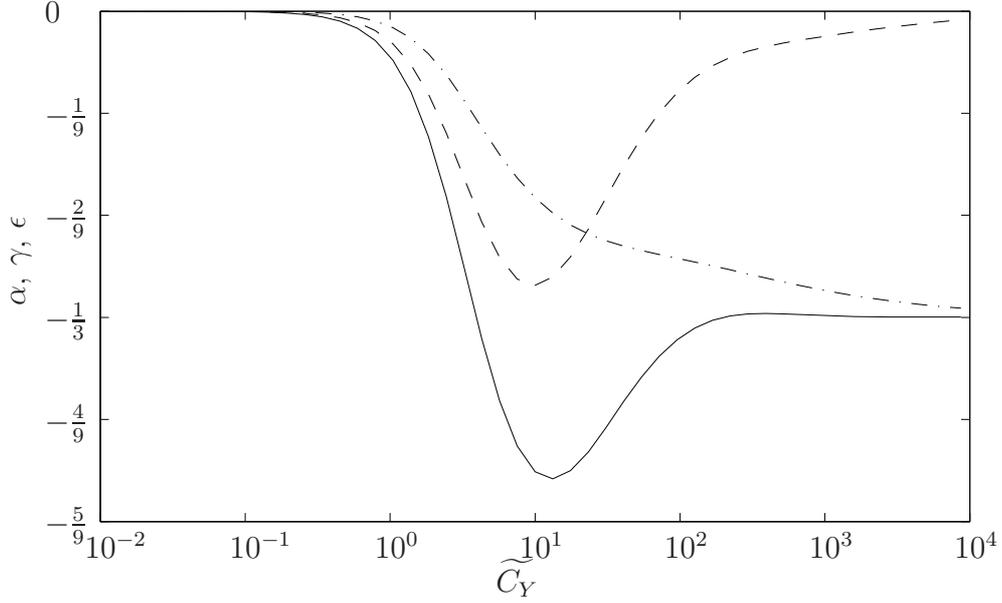


FIGURE 2.16 – Quantification des deux mécanismes de réduction de traînée des systèmes simples avec le nombre de Cauchy. : réduction de traînée totale,  $\alpha$  ( — ); réduction d’aire,  $\gamma$  ( - · - · ); profilage,  $\kappa$  ( - - - ).

valeurs de  $\widetilde{C}_Y$  et devient très négatif passé  $\widetilde{C}_Y = 1$ . Sa valeur minimale  $\alpha = -0.51$  est atteinte à  $\widetilde{C}_Y = 10^{1.1}$ , et approche ensuite une valeur de  $\alpha = -1/3$  pour les grandes valeurs de  $\widetilde{C}_Y$ . Passé  $\widetilde{C}_Y = 100$ , la valeur de  $\alpha$  est à moins de 7% de sa valeur asymptotique. Ceci légitime la valeur seuil utilisée pour la sélection des données au tableau 2.4. La contribution de la réduction de traînée  $\gamma$  devient non-négligeable à partir de  $\widetilde{C}_Y = 1$  pour approcher asymptotiquement une valeur de  $\gamma = -1/3$ . L’effet du profilage est le plus important dans la gamme de  $\widetilde{C}_Y$  entre 1 et 100. En-dehors de cette plage, son influence diminue rapidement. Dans le régime de grande reconfiguration, le profilage est nul et toute la reconfiguration est due à la réduction d’aire.

## 2.5 Conclusion

Afin de rassembler les idées du présent chapitre, la figure 2.17 montre les trois régimes distincts de traînée des systèmes étudiés ici. À bas  $\widetilde{C}_Y$  (A), les déformations sont faibles et la traînée varie comme sur un corps rigide. Le nombre de reconfiguration est indépendant du nombre de Cauchy. Passé  $\widetilde{C}_Y \sim 1$  (B), la reconfiguration devient importante et une réduction de traînée est réalisée. Dans

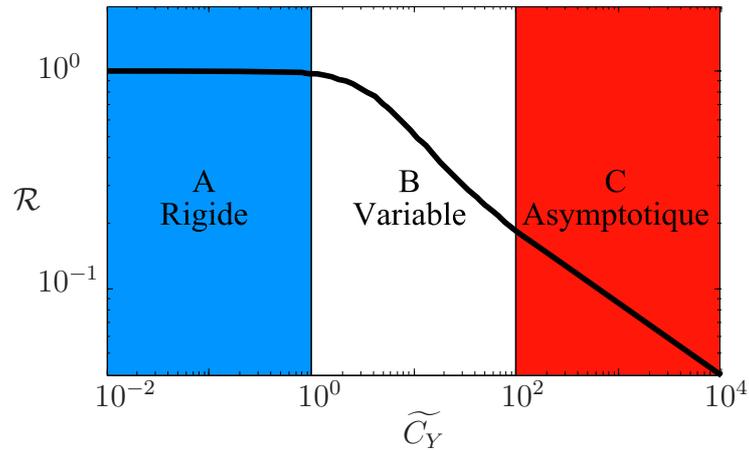


FIGURE 2.17 – Représentation simplifiée des régimes de traînée dictés par le nombre de Cauchy sur les systèmes élané et radial étudiés ici.

ce régime, la pente de la reconfiguration varie beaucoup. Pour  $\widetilde{C}_Y > 100$  (C), la reconfiguration est telle que la dimension originale du système n'a plus d'influence sur la traînée et un exposant de Vogel constant est atteint. Cela se traduit par une pente constante sur la représentation logarithmique de  $\mathcal{R}(\widetilde{C}_Y)$ . Notons que ce ne sont pas tous les systèmes qui ont un régime asymptotique de forte reconfiguration caractérisé par un exposant constant. Par exemple, dans le modèle de la traînée d'un cylindre rigide monté sur un ressort en torsion (figure 1.8-1.9) développé par de Langre (2008), la grande reconfiguration ne se traduit pas par la perte d'une dimension caractéristique. Dans ce cas, il n'y a que deux régimes : un régime rigide où  $\mathcal{R}$  est indépendant de  $\widetilde{C}_Y$  et un régime de reconfiguration pour  $\widetilde{C}_Y > 1$  où la pente de la courbe de reconfiguration varie.

Les résultats importants de ce chapitre sont les suivants : (i) Le nombre de reconfiguration  $\mathcal{R}$  et le nombre de Cauchy  $\widetilde{C}_Y$  permettent de superposer les points de toutes les données expérimentales sur une courbe par système. De plus il est démontré que les plaques rectangulaires et les filaments cylindriques dans un écoulement d'air de même que les fibres dans un écoulement de film de savon constituent des variantes du même système de reconfiguration. (ii) Basée sur l'hypothèse que la longueur caractéristique n'est plus importante quand le système est fortement déformé, l'analyse dimensionnelle permet de trouver l'exposant de Vogel du régime de grande reconfiguration. (iii) Un modèle de reconfiguration basé sur une formulation empirique de la force aérodynamique permet de montrer l'importance

de chacun des mécanismes de reconfiguration en plus de prédire la déformation et la traînée des systèmes étudiés.

Pour clore ce chapitre, vue sa simplicité, le modèle développé à la section 2.4 peut servir de base pour étudier la reconfiguration de systèmes plus complexes composés de collections de plaques et/ou de poutres. C'est ce que nous faisons au chapitre suivant dans l'étude du mécanisme de réduction de traînée par réduction de vitesse effective.

# Chapitre 3

## Reconfiguration par variation de vitesse effective

Le rôle des mécanismes de profilage et de réduction d'aire dans la reconfiguration de systèmes simples a été étudié dans le chapitre précédent. Les poutres et les plaques flexibles forment des systèmes très idéalisés pour comprendre la reconfiguration d'une plante. Une différence importante vient du fait que pour une géométrie simple, l'écoulement doit absolument contourner l'obstacle, alors que pour une structure poreuse comme une plante, il passe aussi au travers. Les éléments qui composent la plante tels les feuilles perçoivent une vitesse effective qui diffère de la vitesse non modifiée de l'écoulement en amont. Parce que la plante est en fait un système poroélastique, en se reconfigurant, elle modifie cette vitesse effective.

Le but du présent chapitre est donc de découvrir si cette modification de la vitesse effective par la reconfiguration d'un système poroélastique entraîne une hausse ou une baisse de la traînée. Pour atteindre ce but, nous étudions la reconfiguration d'un système poroélastique synthétique et reproductible dans des essais en soufflerie. À l'aide d'un modèle théorique du système étudié, une évaluation quantitative et une meilleure compréhension de l'évolution des différents mécanismes avec la déformation sont apportées.

### 3.1 Expériences en soufflerie

Les expériences ont été conduites dans la même soufflerie et à l'aide du même montage expérimental que pour les systèmes simples décrits au chapitre 2. Pour choisir le système servant à étudier la reconfiguration par réduction de vitesse



FIGURE 3.1 – Photographie des deux spécimens poroélastiques synthétiques : à gauche le spécimen 1 et à droite le spécimen 2. Notons que les spécimens sont faites de filaments multicolores. La coloration n’est pas utilisée comme un marqueur.

	$D$ (cm)	$D_i$ (cm)	$d$ (cm)	$B$ ( $10^{-6}$ Nm)	$N$
Premier spécimen flexible	8.9	3.1	0.094	127	900
Second spécimen flexible	5.4	1.6	0.068	38.1	1150
Spécimen rigide	8.9	3.0	0.09	-	530

Tableau 3.1 – Valeurs des paramètres des spécimens poroélastiques testés.

effective, les critères suivants ont été établis : le système devait mesurer environ 5-10 cm, être très flexible, être très poreux, et avoir une géométrie relativement simple pour permettre la modélisation théorique. De plus, il était souhaitable que les essais soient reproductibles et que les spécimens ne changent pas avec le temps en se desséchant ou en se décomposant. Le système idéal s’est avéré être des boules de filaments en caoutchouc (voir figure 3.1) fabriquées par Hasbro et commercialisées en tant que jouets anti-stress sous le nom de « Koosh Balls ».

Le système est défini par son diamètre externe  $D$ , le diamètre du noyau relativement rigide  $D_i$ , ainsi que le diamètre  $d$  et la rigidité en flexion  $B$  des  $N$  filaments qui le composent (figure 3.2). Le système est vissé sur un support en aval qui transmet l’effort de la force de traînée à la balance. Le nombre de filaments a été estimé à la cinquantaine près en marquant les filaments un par un sur une

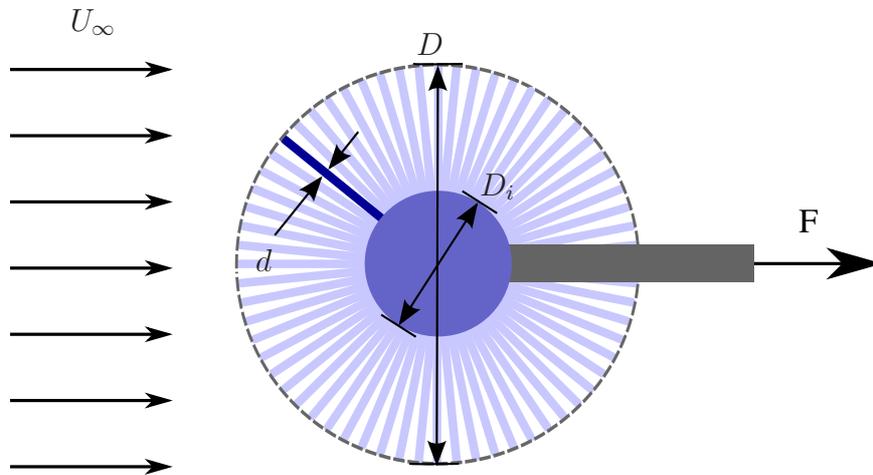


FIGURE 3.2 – Schéma du système poroélastique.



FIGURE 3.3 – Photographie du spécimen rigide. Le spécimen rigide est de mêmes dimensions que le premier spécimen flexible, mais composé de moins de cylindres ( $N = 530$ ).

image numérique d'un spécimen dans un logiciel de dessin. Comme au chapitre précédent, la rigidité de ces filaments composant le système a été trouvée en mesurant la fréquence naturelle d'un filament encastré-libre à l'aide d'une caméra rapide pour compter le nombre d'oscillations en un temps donné. Deux spécimens flexibles furent testés en soufflerie. Les valeurs de leurs paramètres sont données dans le tableau 3.1. De plus, un spécimen rigide équivalent (voir figure 3.3) a été construit à l'aide de clous à finition plantés et collés dans une balle de polystyrène. Le spécimen rigide avait les mêmes dimensions que le premier spécimen flexible, mais avec moins de tiges cylindriques ( $N = 530$ ).

La déformation du premier spécimen est montrée sur les photographies de la figure 3.4 pour 8 vitesses de vent. Dès les vitesses de 8 m/s (b) et 11 m/s (c), des grandes déformations sont visibles. Les filaments les plus en amont sont les premiers à se replier grandement. À mesure que la vitesse augmente, les filaments se replient de plus en plus et la boule se compacte. Aux plus grandes vitesses, 20-29 m/s (f-h), les filaments plus en amont sont en contact et semblent écrasés par l'écoulement sur les filaments suivants. Notons aussi que sur les photos, particulièrement la figure 3.4 (c), un mouvement dynamique cohérent des filaments rend une partie de l'image floue. Nous présumons que ces mouvements cohérents sont dus à une réponse plus ou moins passive des filaments au détachement tourbillonnaire sur la balle. À 14 m/s, l'écart-type des fluctuations de la mesure de traînée est de moins de 8% de la valeur moyenne en temps de la traînée. Pour cette raison, nous n'en tenons pas compte dans cette étude de reconfiguration statique.

Les traînées des deux spécimens flexibles et celle du spécimen rigide ont été mesurées. Une fois la traînée du support soustraite, on obtient les données présentées à la figure 3.5. La traînée du spécimen rigide ( $\bullet$ ) augmente presque de façon quadratique tandis que celles du premier ( $\blacktriangle$ ) et du second ( $*$ ) spécimens flexibles augmentent plus rapidement à faible vitesse qu'à haute vitesse.

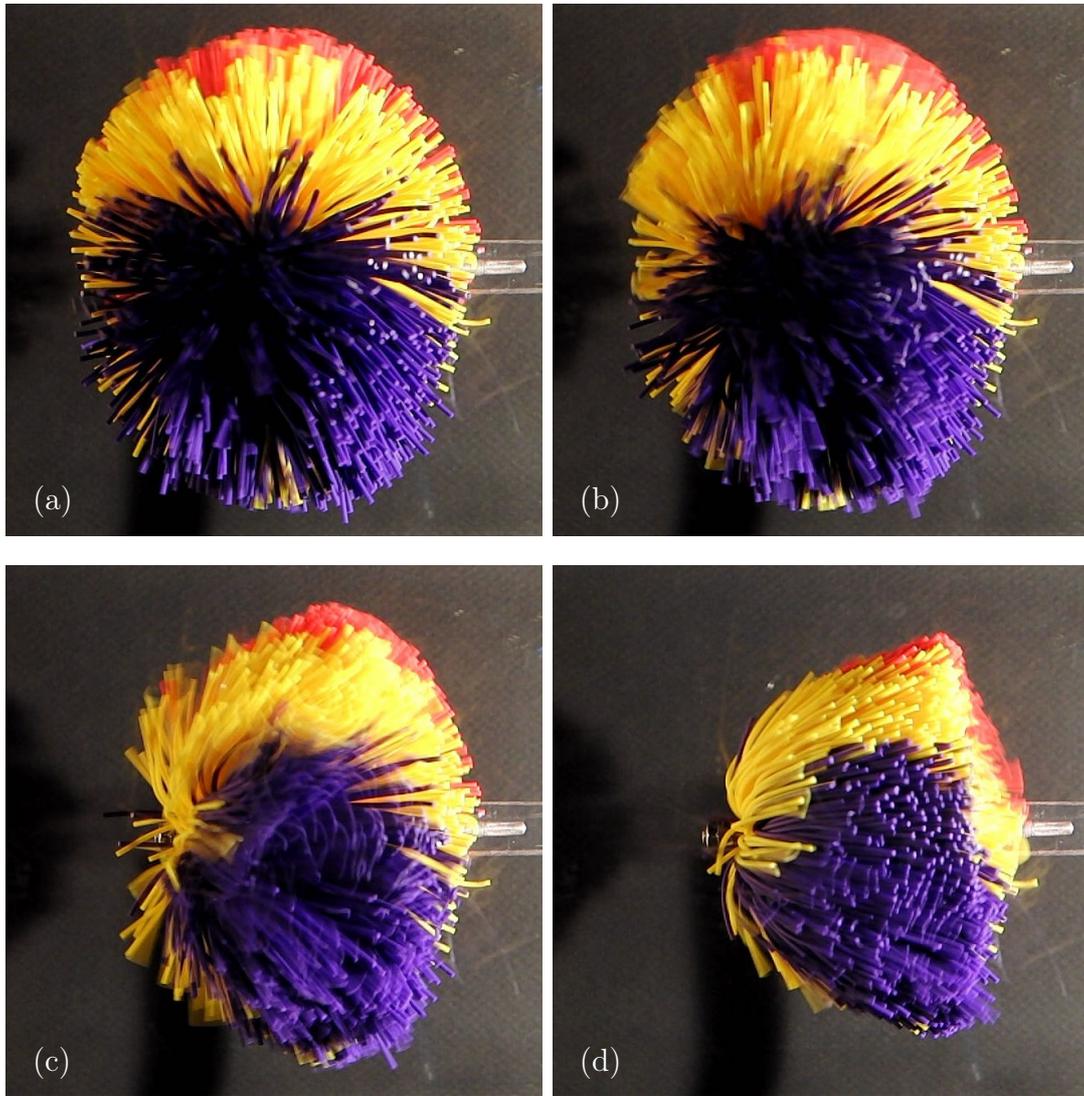


FIGURE 3.4 – Photographies en plan horizontal de la déformation du premier spécimen poroélastique dans la soufflerie soumis à un écoulement de 5 (a) ; 8 (b) ; 14 (c) ; et 29 m/s (d).

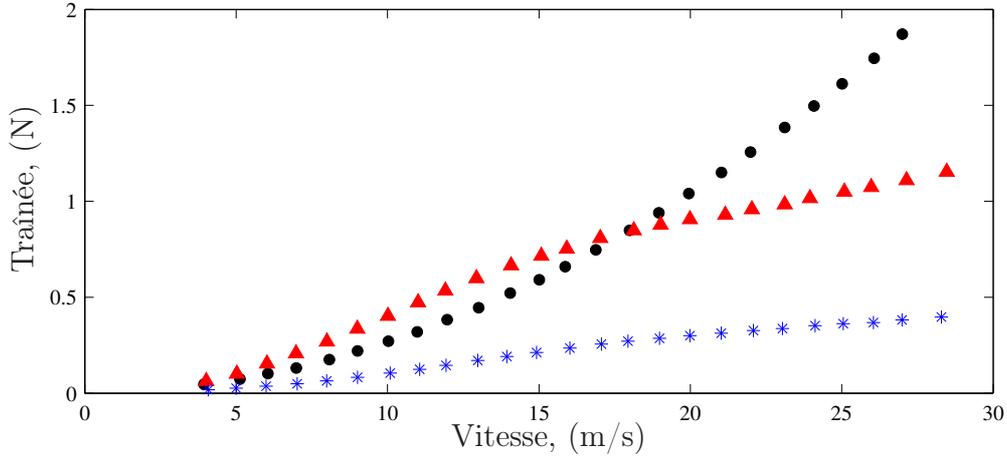


FIGURE 3.5 – Influence de la flexibilité sur la traînée d’objets poreux : le premier spécimen flexible, (▲); le second spécimen flexible, (\*); et le spécimen rigide (●).

### 3.2 Analyse dimensionnelle

Pour comprendre le problème de la traînée  $F$  d’un écoulement de vitesse  $U_\infty$  d’un fluide de densité  $\rho$  et viscosité cinétique  $\mu$  sur une balle composée de filaments élastiques, nous définissons les nombres adimensionnels suivants : le nombre de Cauchy, le nombre de reconfiguration, le nombre de Reynolds et le rapport d’aspect

$$\widetilde{C}_Y = C_D \frac{\rho (D - D_i)^3 U_\infty^2}{16B}, \quad \mathcal{R} = \frac{F}{\frac{1}{8}\rho\pi D^2 C_D U_\infty^2}, \quad Re = \frac{\rho d U_\infty}{\mu}, \quad a = \frac{d}{D}. \quad (3.1)$$

Les nombres de Cauchy et de reconfiguration définis ici sont semblables à ceux définis au chapitre précédent. Le nombre  $\widetilde{C}_Y$  est le ratio de la force qu’exerce le fluide sur la forme originale du spécimen poroélastique (non-déformé) versus la rigidité en flexion de ses filaments. Le nombre  $\mathcal{R}$  quantifie l’effet de la flexibilité sur la traînée des autres effets en comparant la traînée du système poroélastique flexible à celle d’un système rigide identique. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre des filaments variant de 200 à 2000, on peut s’attendre à ce que sa variation influence significativement la traînée des cylindres composant les systèmes (Blevins, 1984).

Pour évaluer la valeur de  $\mathcal{R}$  à chaque mesure expérimentale sur les spécimens flexibles, la traînée d’un spécimen rigide de référence est nécessaire. Les spécimens rigides étant difficiles à fabriquer, un seul a été testé et sa géométrie n’est pas exactement la même que celles des spécimens flexibles. Cependant, il est possible d’approcher la variation de la traînée sur un spécimen rigide avec la vitesse de

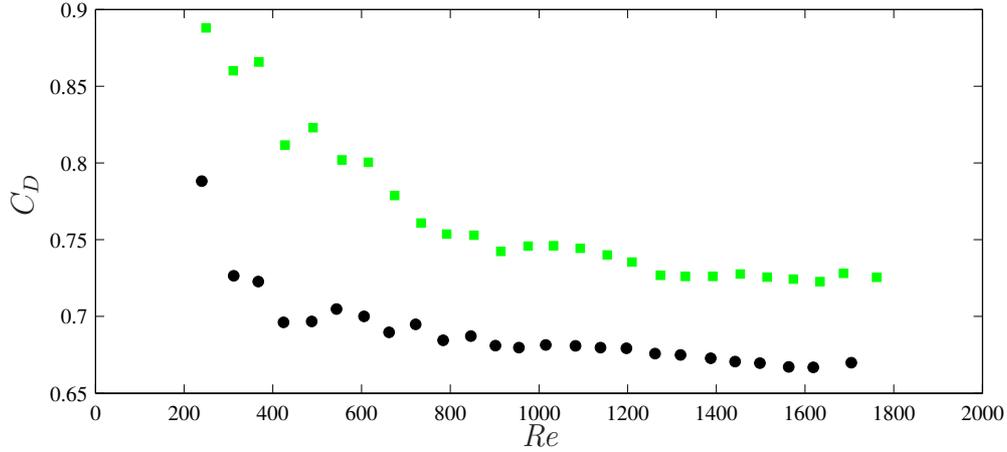


FIGURE 3.6 – Comparaison de la variation avec le nombre de Reynolds du coefficient de traînée du spécimen rigide (●) avec celui d’un cylindre rigide (■) de rapport d’aspect longueur sur diamètre de 0.125.

l’écoulement puisque celle de notre spécimen testé varie de la même façon que celle sur un seul cylindre. Nous avons testé un cylindre rigide de diamètre  $d = 0.9$  mm et de longueur  $L = 3.7$  cm pour lequel nous avons calculé le coefficient de traînée  $C_D = 2F/\rho dLU_\infty^2$  et le nombre de Reynolds  $Re = \rho dU_\infty/\mu$ . Pour le spécimen rigide nous avons calculé  $C_D = 8F/\pi\rho D^2U_\infty^2$  et avons défini le nombre de Reynolds avec le diamètre des cylindres composant le système poreux, i.e.,  $Re = \rho dU_\infty/\mu$ . À la figure 3.6, nous comparons la variation avec le nombre de Reynolds du coefficient de traînée du cylindre rigide (■) ainsi que celui du spécimen de système poreux rigide (●). L’effet de la variation de  $Re$  est sensiblement le même sur le  $C_D$  d’un cylindre que sur celui d’un système poreux composé de 530 cylindres. En extrapolant, on peut penser que l’effet est approximativement le même aussi pour une système de 900 ou 1150 cylindres dans la limite où la porosité du système demeure grande. En faisant cette hypothèse il ne reste qu’à ajuster la variation estimée de  $C_D$  avec  $Re$  sur une valeur de traînée. Nous estimons donc qu’aux premières mesures à 4 m/s sur la figure 3.5, la déformation des spécimens flexibles est négligeable. Alors les traînées mesurées sur ceux-ci sont identiques à celles qu’on mesurerait sur des systèmes poreux rigides de mêmes dimensions et composés du même nombre de cylindres. Cela nous permet de calculer le préfacteur pour chaque spécimen par lequel le coefficient de traînée du système rigide (figure 3.6) doit être multiplié pour obtenir les traînées de références rigides des spécimens 1 et 2.

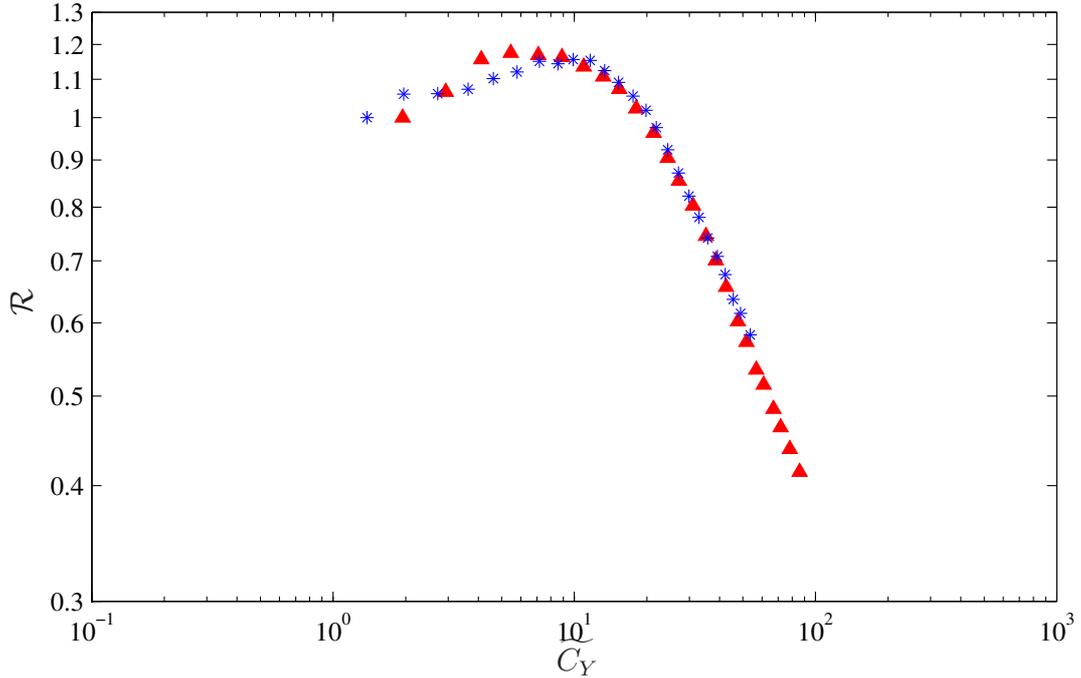


FIGURE 3.7 – Variation de la reconfiguration sur les systèmes poroélastiques : le premier spécimen flexible, (▲); et le second spécimen flexible, (\*).

Ainsi les données de traînée du premier (▲) et du second (\*) spécimens flexibles sont présentées sous la forme de la variation du nombre de reconfiguration versus le nombre de Cauchy à la figure 3.7. Les deux courbes se superposent, indiquant que les nombres de Cauchy et de reconfiguration décrivent bien le problème, du moins pour la plage de valeurs de  $a$ ,  $N$  et  $\widetilde{C}_Y$  testées. Notons que puisque nous avons fait l’hypothèse qu’à la première mesure les boules flexibles n’étaient pas déformées pour trouver la valeur du préfacteur du coefficient de traînée,  $\mathcal{R}$  est fixé à 1 pour le premier point de chaque spécimen.

Par rapport aux courbes de reconfiguration présentées au chapitre précédent pour des systèmes simples, un comportement différent est observable sur la courbe de  $\mathcal{R}$  des systèmes poroélastiques. Plutôt que de baisser avec  $\widetilde{C}_Y$ , le nombre de reconfiguration augmente d’abord avant de redescendre. À  $\widetilde{C}_Y \approx 10$ , la traînée des balles flexibles est plus grande de 18% que sur un même système poreux rigide. Cela s’explique par le fait que les filaments, qui dans leurs positions non-déformées pointent en amont de l’écoulement, se replient en aval en passant d’abord par la position perpendiculaire à l’écoulement, augmentant significativement leur traînée. Ce phénomène est similaire à l’augmentation plus prononcée que le carré de la vitesse de la traînée du pin à torches mesurée par Vogel (1984) (figure 1.5).

Pour obtenir une meilleure compréhension de la reconfiguration ainsi qu'une évaluation quantitative de la variation des différents mécanismes avec la déformation, un modèle théorique de la reconfiguration des systèmes poroélastiques est développé.

### 3.3 Développement du modèle

Nous considérons la déformation d'un système en forme de balle fait d'une collection de  $N$  poutres cylindriques uniformément réparties et encastrées au centre du système (figure 3.8 a). Les poutres sont toutes de rigidité de flexion  $B$ , de diamètre  $d$ , de longueur  $D/2$  et forment ensemble une balle de diamètre  $D$ . Le système est soumis à un écoulement uniforme de vitesse  $U_\infty$  d'un fluide non-visqueux de densité  $\rho$ .

La schématisation d'une poutre  $j$  composant le système ainsi que l'écoulement qu'elle perçoit sont représentés sur la figure 3.8 (b). La poutre  $j$  non déformée fait originellement un angle  $\Theta_j$  avec l'écoulement et a un angle azimutal  $\varphi_j$  autour de l'axe de l'écoulement tel que montré à la figure 3.8 (a). La coordonnée lagrangienne  $S_j$  est définie le long de l'axe central de cette poutre à partir de son extrémité encastrée au centre du système jusqu'à son extrémité libre. La position déformée de la poutre  $j$  est donnée par l'angle  $\theta_j(S_j)$  qu'elle fait avec l'écoulement.

L'équilibre des forces transverses sur la poutre  $j$  est donné par une équation similaire à l'équation 2.12 du chapitre précédent simplifiée par le fait que la section de la poutre est constante :

$$B \frac{\partial^3 \theta_j}{\partial S_j^3} = -\frac{1}{2} \rho C'_D [U_j(S_j) \sin \theta_j]^2, \quad (3.2)$$

où  $C'_D$  est le coefficient de traînée d'une poutre composant le système et où la vitesse  $U_j(S_j)$  perçue par la poutre  $j$  varie le long de la poutre (figure 3.8 b). Nous ne modélisons pas les contacts entre les poutres, alors le seul couplage qui existe dans la déformation des différentes poutres vient de l'écoulement. Contrairement aux filaments du chapitre précédent qui perçoivent un écoulement uniforme de vitesse  $U_\infty$ , les poutres composant le système sont entourées de voisines et voient donc un écoulement modifié.

Si l'écoulement crée une force sur les poutres du système, les poutres agissent en retour sur l'écoulement. Chaque élément  $\delta S_j$  de la poutre  $j$  crée donc une force

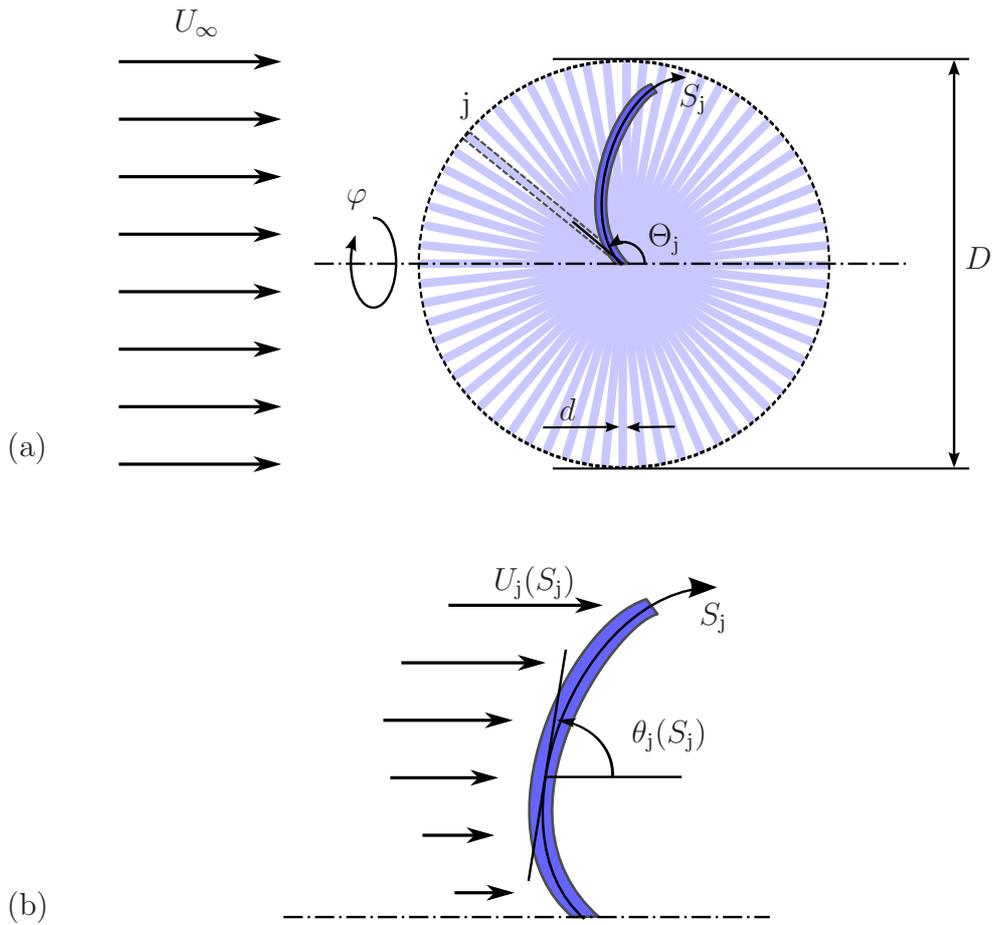


FIGURE 3.8 – Schéma du système poroélastique modélisé (a). Détail de la déformation d’une poutre  $j$  composant le système et de l’écoulement qu’elle perçoit (b).

perpendiculaire à elle-même sur le fluide

$$f_j(S_j) = \frac{1}{2}\rho d C'_D U_j^2 \sin^2 \theta_j \delta S_j. \quad (3.3)$$

Le système a un très grand nombre de degrés de liberté puisque le nombre de poutres  $N$  est de l'ordre du millier et que chaque poutre a une déformation continue sur sa longueur. De plus l'écoulement au travers des multiples poutres est très complexe. Plutôt que de modéliser tous ces degrés de liberté et cette complexité de l'écoulement, nous utilisons une approche d'homogénéisation similaire à Py *et al.* (2006) et Favier *et al.* (2009). Nous considérons le système de poutres comme un milieu continu poroélastique. La déformation de la poutre  $j$ ,  $\theta_j(S_j)$ , devient une fonction continue en  $\Theta$ , i.e.,  $\theta(S, \Theta)$ . En négligeant la gravité, la déformation du système peut être considérée axisymétrique en  $\varphi$ . On peut donc réécrire l'équation 3.2

$$B \frac{\partial^3 \theta}{\partial S^3} = -\frac{1}{2} \rho C'_D [U \sin \theta]^2, \quad (3.4)$$

où  $U$  et  $\theta$  sont des fonctions de  $\Theta$  et de  $S$ .

L'homogénéisation en espace permet de modéliser les forces que les poutres exercent sur le fluide comme une force de volume. Dans un volume  $\delta\Omega$  d'élément  $\delta S \delta\Theta \delta\varphi$  tel que schématisé à la figure 3.9, se trouvent  $N_\Omega = N \sin(\Theta) \delta\Theta \delta\varphi / 4\pi$  poutres et la force volumique qu'elles exercent sur le fluide est  $N_\Omega$  fois la force qu'exerce un élément de poutre de l'équation 3.3, i.e.,

$$f(S, \Theta) = \left( \frac{N}{4\pi} \sin \Theta \delta\Theta \delta\varphi \right) \left( \frac{1}{2} \rho d C'_D U^2 \sin^2 \theta \delta S \right). \quad (3.5)$$

Nous pourrions inclure la force volumique de l'équation 3.5 dans une méthode comme celle des limites immergées (Immersed boundary method) pour résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes comme le font Favier *et al.* (2009) pour calculer l'écoulement sur une surface recouverte de poils. Cependant, pour garder le modèle simple, nous faisons l'approximation que l'écoulement demeure toujours parallèle à l'axe d'axisymétrie du système et n'a aucune composante transverse, i.e.  $\vec{U}_j = U_j \vec{e}_x$ . En découle que l'écoulement peut être résolu simplement avec l'équation de Bernoulli.

Si l'écoulement est purement axial, le fluide qui passe dans le volume  $\delta\Omega$  décrit en coordonnées lagrangiennes à la figure 3.9 passe au travers de la surface  $R \delta R \delta\varphi$  décrite avec la coordonnée eulérienne  $R$ , mesurée perpendiculairement à l'axe d'axisymétrie (voir figure 3.9). En utilisant la transformation  $\delta R = \delta S \sin \theta$ ,

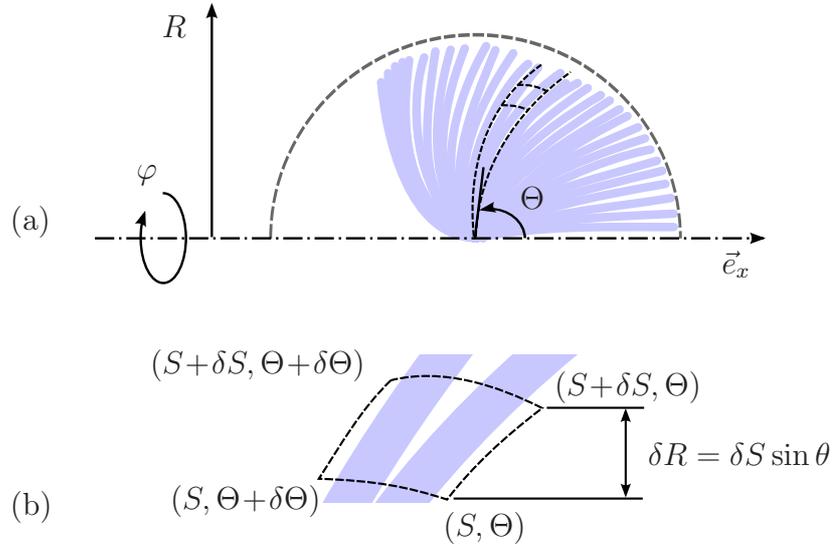


FIGURE 3.9 – Schéma de la déformation du système (a) et détail de la section d'un élément de volume  $\delta\Omega$  du continuum poroélastique (b).

on peut écrire la perte de pression causée par la traînée sur la surface  $R\delta R\delta\varphi$  comme

$$\Delta P = \frac{f \sin \theta}{R\delta R\delta\varphi}. \quad (3.6)$$

On applique la loi de Bernoulli,  $\frac{1}{2}\rho U^2(R, \Theta) = \frac{1}{2}\rho U^2(R, \Theta + \delta\Theta) - \Delta P$ , pour trouver la perte de vitesse sur une variation  $\delta\Theta$

$$U^2(R, \Theta) - U^2(R, \Theta + \delta\Theta) = -U^2(R, \Theta + \delta\Theta) \frac{N \sin \Theta \delta\Theta C'_D d \sin^2 \theta}{4\pi R}. \quad (3.7)$$

Si l'angle  $\delta\Theta$  est très petit, l'équation 3.7 prend la forme d'une dérivée

$$\frac{\partial U}{\partial \Theta} = U \frac{N \sin \Theta C'_D d \sin^2 \theta}{8\pi R}. \quad (3.8)$$

La poutre située à  $\Theta = \pi$  rencontre un écoulement non perturbé  $U_\infty$ . Pour  $\Theta < \pi$ , puisque la déformation de la poutre varie avec  $R$ , la vitesse de l'écoulement est donc fonction de  $R$ .

La force de traînée du système poroélastique entier est l'intégrale sur son volume de la composante axiale de la force volumique de l'équation 3.5 :

$$F = \int_0^\pi \frac{N}{2} \sin \Theta \int_0^{D/2} \frac{1}{2} \rho d C'_D U^2(R, \Theta) \sin^3 \theta dS d\Theta. \quad (3.9)$$

Pour écrire le problème de façon adimensionnelle, nous définissons les coordonnées lagrangienne et eulérienne adimensionnelles, le rapport d'aspect, la vitesse

adimensionnelle, ainsi que le nombre de reconfiguration et le nombre de Cauchy

$$\begin{aligned} s &= \frac{2S}{D}, & r &= \frac{R}{D}, & a &= \frac{d}{D}, & \bar{U} &= \frac{U}{U_\infty}, \\ \mathcal{R} &= \frac{F}{\frac{1}{8}\rho\pi D^2 C_D U_\infty^2}, & \widetilde{C}_Y &= C_D \frac{\rho D^3 U_\infty^2}{16B}, & c &= \frac{C'_D}{C_D}, \end{aligned} \quad (3.10)$$

où la traînée de référence rigide est définie par le coefficient de traînée du système rigide entier  $C_D$  qui est différent du coefficient de traînée d'un seul filament  $C'_D$ , et où  $c$  est le ratio des deux valeurs de coefficients.

À l'aide des paramètres définis aux équations 3.10, les équations 3.4, 3.8 et 3.9 sont adimensionnalisées :

$$\frac{\partial^3 \theta}{\partial s^3} = -\widetilde{C}_Y c \bar{U}^2 \sin^2 \theta, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \Theta} = \bar{U} \frac{NaC'_D \sin \Theta \sin^2 \theta}{8\pi r}, \quad (3.12)$$

$$\mathcal{R} = \frac{Nac}{\pi} \int_0^\pi \sin \Theta \int_0^1 \bar{U}^2 \sin^3 \theta \, ds \, d\Theta. \quad (3.13)$$

Notons que nous avons défini le nombre de Cauchy,  $\widetilde{C}_Y$ , en fonction du coefficient de traînée du système rigide entier,  $C_D$ , bien que ce soit celui d'un seul filament à l'intérieur du système,  $C'_D$ , qui entre en jeu dans les équations 3.4 et 3.8. Cela parce que  $C'_D$  est difficilement mesurable expérimentalement.

Les conditions limites adimensionnelles s'écrivent :

$$\bar{U}|_{\Theta=\pi} = 1, \quad \theta|_{s=0} = \Theta, \quad \frac{\partial \theta}{\partial s} \Big|_{s=1} = 0, \quad \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} \Big|_{s=1} = 0. \quad (3.14)$$

Contrairement au problème de la poutre isolée (équations 2.15-2.16) du chapitre précédent, les nombres de Cauchy et de reconfiguration ne suffisent pas à décrire le problème du système poroélastique. Le produit du nombre de filaments, du rapport d'aspect et du coefficient de traînée d'un seul filament  $NaC'_D$  est requis. On peut s'attendre alors à ce que le modèle prédise différentes courbes de reconfiguration en fonction des valeurs de  $NaC'_D$ .

Pour résoudre le système d'équations 3.11 et 3.12 la déformation du milieu poroélastique  $\theta(s, \Theta)$  et la vitesse de l'écoulement  $\bar{U}(r, \Theta)$  sont discrétisées en  $\Theta$  sur  $N_\Theta$  poutres de références de façon similaire à Favier *et al.* (2009). La déformée de la poutre la plus en amont à  $\Theta = \pi$  est résolue en premier puisqu'elle voit un écoulement non perturbé. L'équation 3.11 est intégrée numériquement avec

la méthode du tir. Une fois la déformée de cette poutre connue, l'équation 3.12 est résolue à  $N_r$  points sur  $r$  entre 0 et 1. L'écoulement perçue par la seconde poutre de référence la plus en amont est ainsi calculé. L'équation de déformation 3.11 est ensuite intégrée numériquement pour la seconde poutre avec la méthode du tir en faisant usage d'une procédure itérative puisque le profil de vitesse est défini en coordonnées eulériennes et que la déformée de la poutre est calculée en coordonnées lagrangiennes. Une fois la forme de la poutre trouvée, la perte de quantité de mouvement dans l'écoulement est calculée avec l'équation 3.12 et le processus est répété pour chaque poutre de référence pour finir en résolvant l'équation 3.13 pour trouver la valeur du nombre de reconfiguration.

Notons que le cas où le système porélastique est suffisamment dense, i.e., lorsque le produit  $NaC'_D$  est suffisamment élevé, le terme  $(NaC'_D \sin \Theta \delta \Theta \sin^2 \theta)/(4\pi r)$  de l'équation 3.8 peut devenir plus grand que 1 sur une partie de  $r$  en commençant au centre du système à  $r = 0$ . Le cas échéant,  $u(r, \Theta)$  se voit donné une valeur de 0 et la perte de quantité de mouvement « supplémentaire » à cette position en  $r$  est soustraite à la position suivante  $r + \delta r$ .

Aussi, lorsque plusieurs positions de stabilité existent pour une poutre, nous choisissons celle pour laquelle l'extrémité libre de la poutre est le plus loin en aval. Nous n'effectuons pas d'étude de stabilité sur les différentes positions, mais nous jugeons que cette position a toute les chances de minimiser l'énergie potentielle.

La géométrie que nous modélisons est légèrement différente de celle de nos expériences parce que nous ne prenons pas en compte dans le modèle le noyau rigide du système porélastique. Considérant que tout le couplage entre les poutres vient de l'écoulement et vue la simplicité de notre modèle d'écoulement, l'effet du noyau est négligé. De plus, en définissant le nombre de Cauchy en fonction de la longueur flexible des poutres ( $D/2 - D_i/2$  dans le Cauchy de 3.1 et  $D/2$  dans celui de 3.10), le modèle peut être comparé de façon appropriée aux expériences.

### 3.4 Comparaison de la théorie et des expériences

Pour réaliser la simulation de la traînée avec le modèle, il est nécessaire de fournir le coefficient de traînée  $C'_D$  d'un filament composant le système. Comme cette donnée est difficilement mesurable, une simulation est réalisée sur un système poreux correspondant au spécimen rigide testé expérimentalement. Le coefficient

	$Na$	$C'_D$
Premier spécimen simulé	9.5	0.53
Second spécimen simulé	14.4	0.53

Tableau 3.2 – Valeurs des paramètres des spécimens poroélastiques simulés.

de traînée d'un filament  $C'_D$  est ajusté pour que la prédiction du modèle du coefficient de traînée du système rigide entier  $C_D$  corresponde à la mesure expérimentale. Nous négligeons donc la variation du coefficient de traînée d'un filament due aux effets de densité de cylindres qui change avec  $a$  et  $N$  mais aussi avec la distance du centre du système  $r$ .

Les valeurs des paramètres utilisées pour simuler la reconfiguration des spécimens 1 et 2 testés en soufflerie sont données au tableau 3.2. Pour les deux spécimens, le nombre  $N_\Theta$  de poutres de référence utilisées est de 120. La déformation modélisée du premier spécimen est montrée à la figure 3.10. Les premiers filaments à subir de grandes déformations sur la figure 3.10 (b), ne sont pas les plus en amont mais plutôt ceux aux alentours de  $\Theta \approx 3\pi/4$ . Les plus en amont étant bien alignés avec l'écoulement ne rencontrent qu'une petite traînée, alors que les suivants offrent plus de prise à l'écoulement et flambent plus facilement. Par flambage, nous entendons le changement brusque de position de d'équilibre stable. En se repliant en aval avec l'écoulement, les poutres situées à  $\Theta > \pi$  tendent à augmenter leur prise au vent et donc à être déformées encore plus. Ce mécanisme de flambage favorise les changements brusques de position d'équilibre stable. En augmentant le nombre de Cauchy de 20.6 à 87.2 (figures 3.10 c et d), les filaments se replient de plus en plus et la boule se compacte. La déformée modélisée est très semblable à celle qu'on peut voir sur les visualisations expérimentales de la figure 3.4 correspondant aux mêmes conditions que pour les modélisations de la figure 3.10.

La reconfiguration des systèmes poroélastiques prédite par le modèle est comparée à celle mesurée dans les expériences en soufflerie à la figure 3.11. On présente les mesures expérimentales de la reconfiguration des deux spécimens flexibles dont les propriétés sont données au tableau 3.1 : le premier spécimen ( $\blacktriangle$ ) ; et le second ( $*$ ). De même, les simulations de la reconfiguration d'un système correspondant au premier spécimen (—) et au second (---) sont présentées. La tendance générale des courbes théoriques est la même que pour les points expérimentaux.

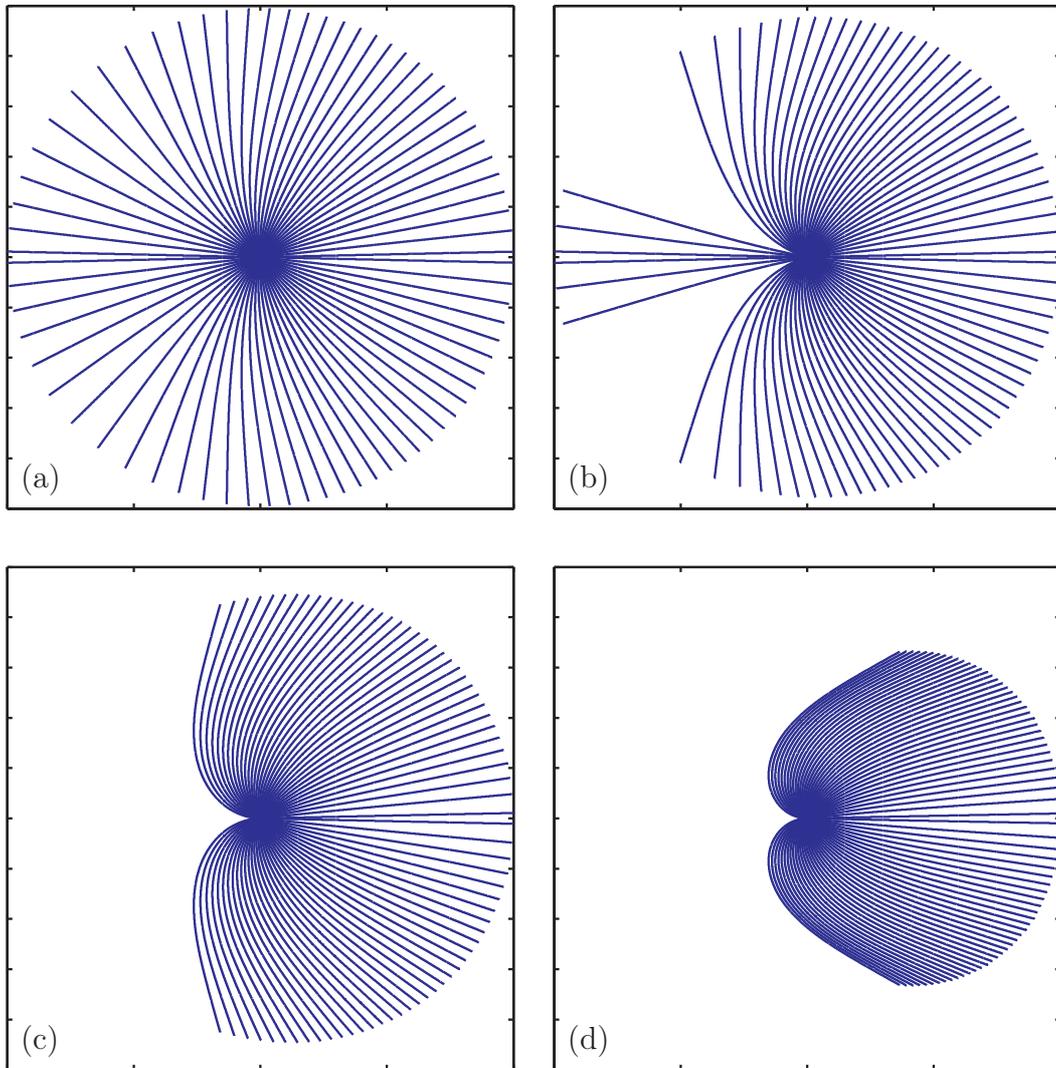


FIGURE 3.10 – Visualisation de la déformation modélisée d’un système poroélastique équivalent au premier spécimen soumis à un écoulement pour une valeur de  $\widetilde{C}_Y = 2.8$  (a) ; 6.9 (b) ; 20.6 (c) ; 87.2 (d). Notons que seulement les déformées de 30 poutres de référence sont montrées et que les valeurs de Cauchy correspondent aux conditions de la figure 3.4.

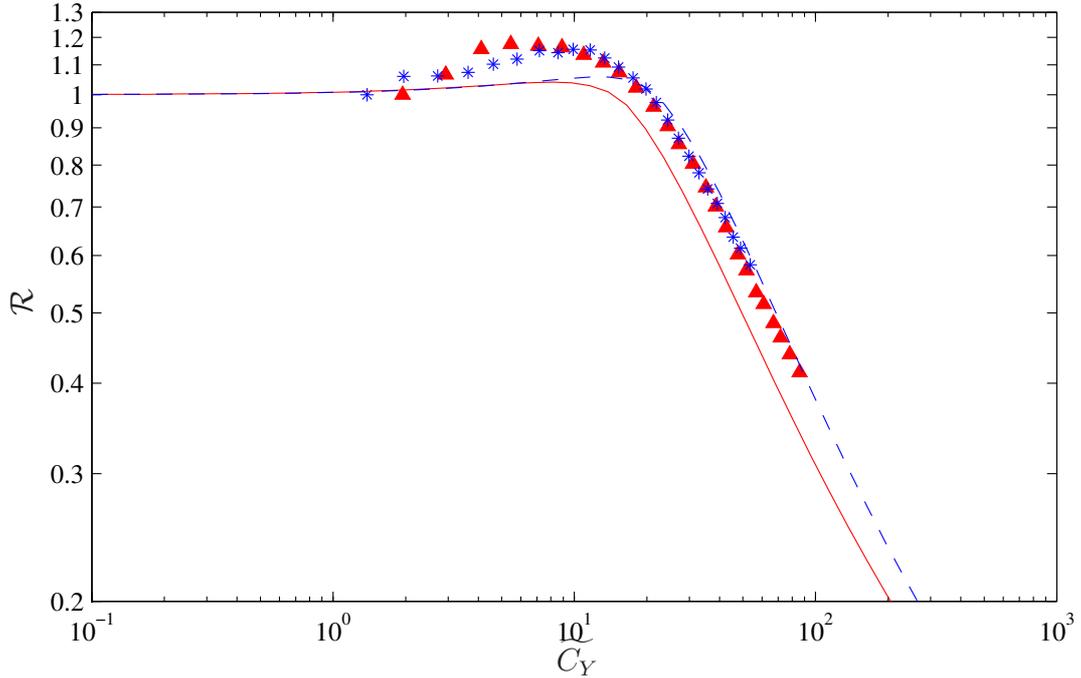


FIGURE 3.11 – Comparaison des expérimentations et des prédictions du modèle sur la reconfiguration de systèmes poroélastiques : mesures expérimentales de la reconfiguration du premier spécimen flexible (▲); et du second spécimen flexible (\*); modélisation de la reconfiguration d’un système correspondant au premier spécimen (—); et au second (---).

Le nombre de reconfiguration est proche de 1 pour les petites valeurs de Cauchy et une augmentation de  $\mathcal{R}$  est importante autour de  $\widetilde{C}_Y \approx 10$ . Quantitativement, l’accord du second spécimen est très bon alors que le modèle tend à sous-estimer la traînée du premier spécimen. En effet, alors que les points expérimentaux des deux spécimens se superposent en une seule courbe, le modèle théorique prédit deux courbes distinctes de reconfiguration.

Bien que la modélisation de l’écoulement soit très rudimentaire, elle respecte la conservation de la quantité de mouvement pour le système entier. De plus, la déformée ainsi que les courbes de reconfiguration sont en accord avec les expériences. Nous avons donc assez confiance en notre modèle pour l’utiliser pour étudier les mécanismes de réduction de traînée dans un système poroélastique.

De façon similaire à la formulation utilisée à l’équation 1.3, mais cette fois de façon adimensionnelle, nous récrivons le nombre de reconfiguration du système poroélastique comme le produit de trois contributions

$$\mathcal{R} = \mathcal{R}_\ell \mathcal{R}_s \mathcal{R}_u. \quad (3.15)$$

Les deux premiers termes sont similaires à ceux introduits à la sous-section 2.4.2, respectivement la réduction d'aire et le profilage ; tandis que le troisième est la réduction de vitesse effective. La réduction d'aire est calculée à l'aide de la distance maximale du centre du système atteinte par une poutre :  $\mathcal{R}_\ell = \pi r_{\max}^2$ . Le terme de réduction de vitesse effective est en fait la moyenne sur leurs longueurs du carré de la vitesse perçue par toutes les poutres du système :  $\mathcal{R}_u = N_\Theta^{-1} \sum_j \int \bar{U}^2 ds_j$ . La réduction de traînée que subirait un système poroélastique ayant une aire projetée perpendiculaire à l'écoulement constante et dont la déformation des poutres n'influencerait pas l'écoulement serait entièrement due au profilage :  $\mathcal{R}_s = \mathcal{R}\mathcal{R}_\ell^{-1}\mathcal{R}_u^{-1}$ . Comme à l'équation 2.17, les lois d'échelle des différents mécanismes sont données par la pente logarithmique :

$$\alpha = \frac{\partial \log \mathcal{R}}{\partial \log \widetilde{C}_Y}, \quad \gamma = \frac{\partial \log \mathcal{R}_\ell}{\partial \log \widetilde{C}_Y}, \quad \epsilon = \frac{\partial \log \mathcal{R}_s}{\partial \log \widetilde{C}_Y}, \quad \xi = \frac{\partial \log \mathcal{R}_u}{\partial \log \widetilde{C}_Y}. \quad (3.16)$$

Les pentes logarithmiques sont obtenues par différences finies pour le premier spécimen et leurs évolutions avec le nombre de Cauchy sont tracées à la figure 3.12. Les courbes du second spécimen sont similaires. À faible Cauchy, tous les termes sont nuls et passé  $\widetilde{C}_Y = 1$ , la contribution du profilage  $\epsilon$  cause une augmentation de traînée par rapport à une référence rigide, i.e.  $R > 1$ . Par contre, cet effet est atténué par la réduction de vitesse effective  $\xi$  due aux filaments situés en amont qui diminuent de beaucoup la quantité de mouvement de l'écoulement perçue par les filaments en aval. À  $\widetilde{C}_Y$  entre 10 et 20, un renversement de situation se produit. Comme on le voit sur les figures 3.10 (c) et (d), les filaments les plus en amont passent la position perpendiculaire à l'écoulement et commencent à se replier vers l'aval. Cela entraîne un fort profilage et débute la réduction d'aire  $\gamma$ . Par contre, les filaments en amont étant plus profilés, ils laissent pénétrer l'écoulement plus facilement à l'intérieur du système poroélastique. Le terme de réduction de vitesse effective devient ainsi positif. En fait, la réduction de vitesse effective va toujours à l'encontre de la reconfiguration totale : quand  $\alpha$  est positif,  $\xi$  est négatif et vice versa. À  $\widetilde{C}_Y > 100$ , la pente logarithmique de la reconfiguration totale semble se stabiliser autour d'une valeur plus ou moins constante de  $\alpha = -0.52$  correspondant à un exposant de Vogel de  $\mathcal{V} = -1.04$ .

Les équations 3.12-3.13 du modèle sont dépendantes du produit  $NaC'_D$ . La quantité  $2Na$  est en fait le ratio de la surface de toutes les poutres du système poroélastique sur l'aire de la section perpendiculaire à l'écoulement du système non déformé, i.e.,  $2Na = N(\pi dD/2)(\pi D^2/4)^{-1}$ . Nous nommons cette quantité la

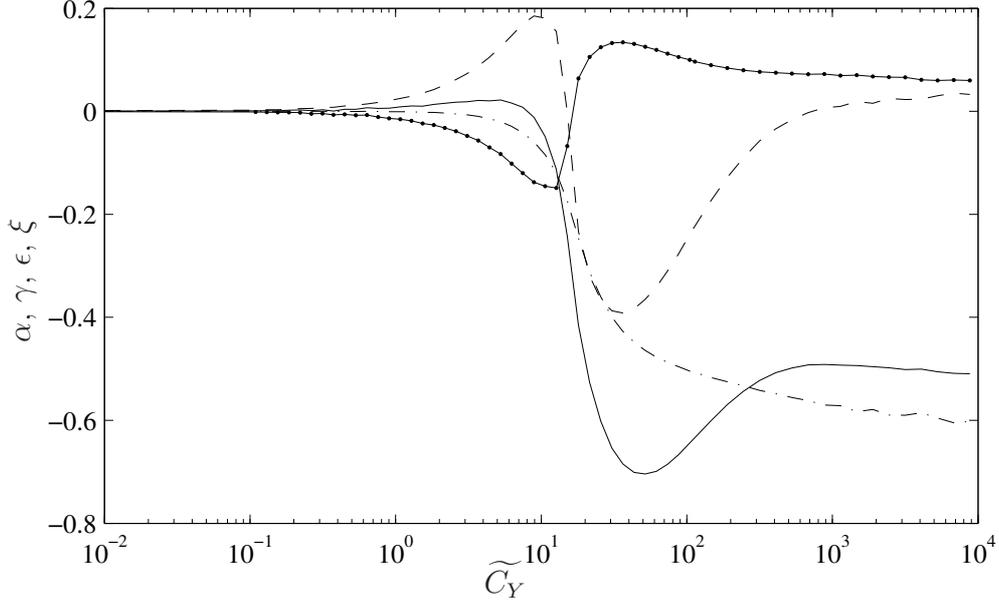


FIGURE 3.12 – Quantification des trois mécanismes de réduction de traînée du premier spécimen de système poroélastique avec le nombre de Cauchy. : réduction de traînée totale,  $\alpha$  ( — ); réduction d’aire,  $\gamma$  ( - · - · ); profilage,  $\epsilon$  ( - - - ); réduction de vitesse effective,  $\xi$  ( - - - - ).

densité surfacique adimensionnelle qui est similaire à la quantité introduite à la sous-section 1.2.1. Dans cette perspective, nous définissons ce qui constitue donc la densité surfacique *effective* du système

$$\tilde{\epsilon} = 2NaC'_D. \quad (3.17)$$

L’effet de la variation de cette densité surfacique effective sur la valeur de l’exposant de Vogel atteinte à grand nombre de Cauchy est présentée à la figure 3.13. La courbe de  $\mathcal{V}$  obtenue à  $\tilde{C}_{Yc} = 10^4$  en fonction de  $\tilde{\epsilon}$  est présentée. Une valeur infiniment petite de  $\tilde{\epsilon}$  correspond au cas où les poutres du système sont petites et peu nombreuses, donc ne perçoivent pas la présence de leurs voisines par l’entremise de l’écoulement. Par contre, lorsque  $\tilde{\epsilon}$  est très grand, le système poroélastique a une très grande densité de surfaces générant de la traînée. À  $\tilde{\epsilon} = 10^{-3}$  sur la figure 3.13, l’exposant de Vogel obtenu est  $\mathcal{V} = -2/3$  et correspond au régime asymptotique de grande reconfiguration trouvé pour le cas de la poutre isolée au chapitre précédent. Pour les valeurs  $\tilde{\epsilon}$  entre 4 et 100, ce qui inclue les valeurs correspondant aux deux spécimens testés expérimentalement, l’exposant de Vogel est quasiment constant autour de  $\mathcal{V} = -1.04$ . En fait, en variant  $\tilde{\epsilon}$  sur deux ordres de grandeur de 1 à 100, la valeur de l’exposant de Vogel change de moins de 15%. Ce que le modèle prédit,

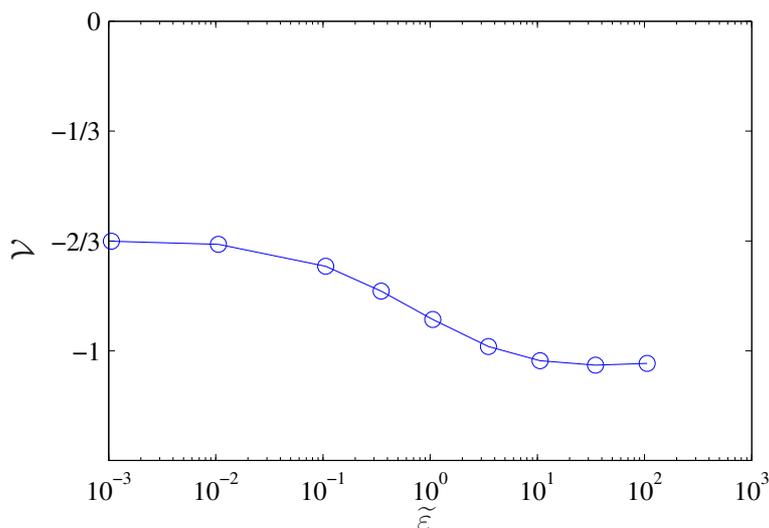


FIGURE 3.13 – Variation de l’exposant de Vogel de la traînée d’un système poroélastique avec la densité surfacique effective. L’exposant  $\mathcal{V}$  est obtenu à  $\widetilde{C}_{Yc} = 10^4$ .

c’est que si l’un des spécimens testés expérimentalement avait 10 fois plus ou 10 fois moins de filaments, son exposant de Vogel à grand  $\widetilde{C}_{Yc}$  aurait été sensiblement le même et proche de  $-1$ . La loi d’échelle en  $\mathcal{V} = -1$  est robuste pour les systèmes poroélastiques.

### 3.5 Conclusion

En réalisant les premières expériences sur la reconfiguration de systèmes poroélastiques synthétiques, il a été montré que la traînée sur ces systèmes est caractérisée par le nombre de Cauchy, le nombre de reconfiguration ainsi que la densité surfacique effective.

La traînée du système synthétique étudié présente des caractéristiques semblables à celles de vrais arbres. Comme pour le pin à torches et le houx américain, à basse vitesse, la traînée du système poroélastique augmente plus vite que celle d’un corps rigide parce que les filaments d’amont se réalignent avec l’écoulement.

Un modèle basé sur une conservation de la quantité de mouvement dans la direction de l’écoulement couplée avec la formulation elastica de plusieurs poutres permet de prédire la reconfiguration des spécimens testés expérimentalement. Le même modèle met en lumière le mécanisme de réduction de vitesse effective dans un système poroélastique subissant une traînée de pression. La réduction de vitesse effective tend à amoindrir les variations d’exposant de Vogel avec le nombre de

Cauchy. Pour un nombre de Cauchy donné, la loi d'échelle de la réduction de vitesse effective est de signe opposé à l'exposant de Vogel. Cela explique probablement la robustesse de la loi d'échelle en  $\mathcal{V} = -1$  sur une grande plage de valeurs de densité surfacique.

## Chapitre 4

# Mécanismes de couplage dans un écoulement au-dessus d'un couvert végétal flexible

Au chapitre précédent, nous avons modélisé une plante comme un système poroélastique pour étudier sa reconfiguration. Nous utilisons ici l'idée de poroélasticité pour étudier la dynamique d'un couvert végétal entier. Les plantes faisant partie d'un couvert végétal comme la luzerne, le blé et même les plantes aquatiques comme les zostères marines manifestent des mouvements collectifs lorsque soumises à un écoulement où se développe une instabilité de type Kelvin-Helmoltz. La théorie linéaire de la stabilité d'une couche de mélange au-dessus d'un couvert végétal développée par Py (2005) montre que les ondes se propageant sur le dessus d'un champ de blé sont dues à un phénomène d'accrochage entre la fréquence de l'instabilité de l'écoulement et la fréquence naturelle des plantes qui rend l'écoulement plus instable.

Le but du présent chapitre est d'apporter des réponses aux quatre questions suivantes : (i) Quels sont les mécanismes responsables du phénomène d'accrochage ? (ii) Est-ce que le phénomène d'accrochage est possible dans un couvert de plantes aquatiques ? (iii) Dans un modèle plus réaliste, est-ce que l'accrochage est possible ? (iv) Comment les prédictions de la théorie de stabilité linéaire se comparent à celles d'un modèle non-linéaire et aux observations expérimentales ?

Pour apporter des réponses à ces interrogations, les trois sections suivantes sont nécessaires. Dans un premier temps, deux versions d'un modèle de stabilité linéaire sont développées aux sections 4.1-4.2 : une première version simple et similaire au modèle mis au point par Py (2005) n'incluant que les éléments de

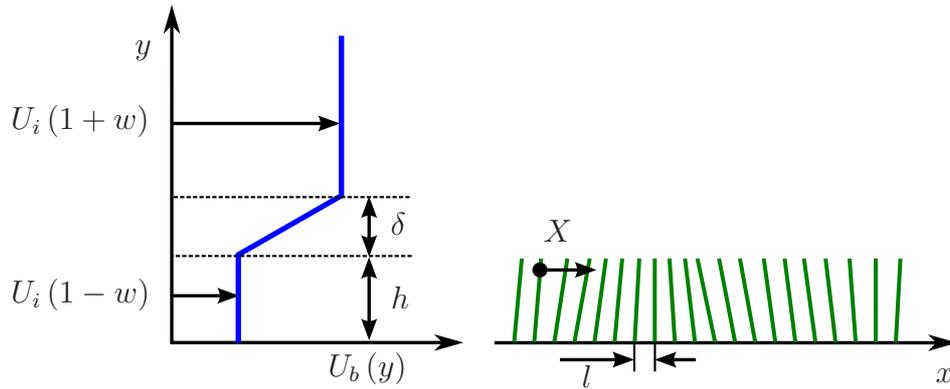


FIGURE 4.1 – Schéma de l’écoulement en lignes brisées et du couvert végétal modélisés.

base pour permettre l’accrochage, et une deuxième version enrichie incluant un profil de vitesse moyenne réaliste et la dissipation turbulente. De plus, la méthode d’énergie cinétique de perturbation et le concept de corrélation sont rappelés. À la section 4.3, l’analyse de stabilité est réalisée sur deux cas : le vent sur un champ de cultures et un écoulement d’eau à faible profondeur sur des plantes aquatiques complètement submergées. Une attention particulière est portée aux mécanismes influençant le taux de croissance de l’instabilité. Pour terminer, les prédictions du modèle de stabilité linéaire sont comparées aux résultats expérimentaux de Nepf (1999) et Ghisalberti & Nepf (2002) sur le monami ainsi qu’à des simulations des grandes échelles (Large Eddy Simulations) à la section 4.4.

Le présent chapitre est composé de résultats publiés dans un article du *European Journal of Mechanics B/Fluids* (Gosselin & de Langre, 2009) ainsi que d’une partie des résultats d’un article soumis au *Journal of Fluid Mechanics* (Dupont *et al.*, 2009). Ces articles sont joints à l’Annexe D.

## 4.1 Modèle simple de stabilité

Nous commençons par revoir le développement du modèle de Py (2005) de stabilité linéaire d’un écoulement horizontal de couche de mélange au-dessus d’un couvert végétal.

Nous considérons un écoulement horizontal, bidimensionnel et incompressible d’un fluide de densité constante  $\rho$  au-dessus d’un couvert végétal uniforme d’une hauteur  $h$  et de longueur infinie (figure 4.1). Les champs de vitesse et de pression

de l'écoulement,  $\vec{V}(x, y, t)$  et  $P(x, y, t)$ , sont régis par les équations d'Euler

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} \right] = -\vec{\nabla} P + \vec{f}, \quad (4.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0, \quad (4.2)$$

où  $\vec{f}$  est la force causée par toutes les plantes dans le couvert et dépend donc du mouvement de chaque plante.

L'écoulement de base moyenné en temps et en  $x$  est purement horizontal et a un profil de vitesse en lignes brisées  $U_b(y)$  tel que montré à la figure 4.1. La vitesse moyenne de l'écoulement est  $U_i$ . Dans le couvert, la vitesse est de  $U_i(1 - w)$ , au-dessus  $U_i(1 + w)$  et l'épaisseur de la couche de mélange est  $\delta$ .

Le domaine est infini dans la direction horizontale. Pour modéliser le vent au-dessus d'un couvert de plantes terrestres dans un milieu non borné, les conditions limites de non pénétration au sol et de vitesse verticale nulle à hauteur infinie s'appliquent à l'écoulement

$$V_y|_{y=0} = 0, \quad \lim_{H \rightarrow \infty} V_y|_{y=H} = 0. \quad (4.3)$$

De façon similaire à Doaré *et al.* (2004), en faisant l'hypothèse que l'espacement entre les plantes  $l$  est régulier et petit comparé à la taille des perturbations dans l'écoulement, nous pouvons traiter le couvert végétal comme un continuum. En considérant la déformation du couvert comme une fonction continue du temps et de l'espace  $X(x, y, t)$ , ainsi qu'en ne considérant que la partie horizontale de la force de traînée, nous pouvons écrire la force volumique agissant sur le fluide à l'intérieur du couvert ainsi :

$$\vec{f} = -\frac{1}{2} \rho C_D \varepsilon \left| V_x - \frac{\partial X}{\partial t} \right| \left( V_x - \frac{\partial X}{\partial t} \right) \vec{e}_x, \quad (4.4)$$

où  $\vec{V} = (V_x, V_y)$ ,  $C_D$  est le coefficient de traînée et où  $\varepsilon$  est la densité surfacique introduite à la sous-section 1.2.1 qui est égale au ratio de l'aire de la surface des feuilles sur le volume englobant la plante  $\varepsilon = A_I / \Omega_0 = A_I / l^2 h$ . Le produit  $C_D \varepsilon l^2$  est équivalent au coefficient de traînée dimensionnel utilisé par Py *et al.* (2006).

Pour modéliser les mouvements du couvert, nous utilisons la séparation des variables  $X(x, y, t) = \chi(y)Q(x, t)$  et ne considérons que le mode de vibration fondamental de la tige des plantes  $\chi(y) = y/h$ . La forme du mode fondamental est très simplifiée. Utiliser une distribution en  $y$  plus réaliste de  $\chi$  ne devrait changer

les conclusions atteintes ci-bas puisqu'après tout,  $\chi$  n'est qu'une fonction de poids pour la traînée. En projetant ce mode sur la force de traînée agissant sur une plante, et en négligeant les interactions dues aux contacts entre les plantes, nous pouvons écrire l'équation gouvernant la dynamique du couvert comme

$$m \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + 2m\omega_0 \zeta \frac{\partial Q}{\partial t} + m\omega_0^2 Q = \int_0^h \frac{1}{2} \rho C_D \varepsilon l^2 \left| V_x - \chi \frac{\partial Q}{\partial t} \right| \left( V_x - \chi \frac{\partial Q}{\partial t} \right) \chi dy, \quad (4.5)$$

où  $\omega_0$  est la fréquence naturelle d'oscillation du couvert et  $\zeta$  est le facteur d'amortissement de la plante. La masse modale est définie comme suit

$$m = \int_0^h m_i(y) \chi^2(y) dy, \quad (4.6)$$

où  $m_i$  est la distribution de masse le long de la hauteur de la plante.

Jusqu'ici notre développement du modèle de stabilité linéaire est identique à celui de Py *et al.* (2006), mais pour faciliter notre analyse, des nombres adimensionnels différents sont maintenant introduits. Pour réécrire les équations régissant notre problème de façon adimensionnelle, nous définissons le nombre de masse, le terme de couplage et la vitesse réduite :

$$M = \frac{m}{\rho h \ell^2}, \quad C = C_D \varepsilon h, \quad U_R = \frac{U_i}{h \omega_0}, \quad (4.7)$$

de même que les quantités suivantes

$$\begin{aligned} \bar{t} &= t \frac{U_i}{h}, & \bar{x} &= \frac{x}{h}, & \bar{y} &= \frac{y}{h}, & \bar{\delta} &= \frac{\delta}{h}, & \bar{Q} &= \frac{Q}{h}, \\ \bar{V}_x &= \frac{V_x}{U_i}, & \bar{V}_y &= \frac{V_y}{U_i}, & \bar{U}_b &= \frac{U_b}{U_i}, & \bar{P} &= \frac{P}{\rho U_i^2}, \end{aligned} \quad (4.8)$$

où la vitesse de référence  $U_i$  est la vitesse moyenne de l'écoulement de base. Parce que dans le cas d'un écoulement en ligne brisée la fréquence de l'instabilité de KH est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche de mélange  $\delta$ , il est pratique de recourir à une version modifiée de la vitesse réduite

$$U_{R\delta} = \frac{U_i}{\delta \omega_0}. \quad (4.9)$$

Pour étudier la stabilité d'un état de base composé d'un profil de vitesse moyen  $\bar{U}_b$ , d'une pression moyenne  $\bar{P}_b$  et de la déformation modale moyenne correspondante du couvert  $\bar{Q}$ , nous définissons les petites perturbations associées  $\bar{u}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{p}$  et

$\bar{q}$ . En substituant la solution de perturbation dans les équations de conservation de la quantité de mouvement, de conservation de la masse et l'équation d'oscillateur 4.1, 4.2 et 4.5 préalablement adimensionnées, on obtient en ne conservant que les termes de premier ordre

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{t}} + \bar{U}_b \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{U}_b}{\partial \bar{y}} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} - C \bar{U}_b \left( \bar{u} - \chi \frac{d\bar{q}}{d\bar{t}} \right) \quad (4.10)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{t}} + \bar{U}_b \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}}, \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = 0, \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial \bar{t}^2} + 2\zeta U_R^{-1} \frac{\partial \bar{q}}{\partial \bar{t}} + U_R^{-2} \bar{q} = \frac{1}{M} \int_0^1 C \bar{U}_b \chi \left( \bar{u} - \chi \frac{\partial \bar{q}}{\partial \bar{t}} \right) d\bar{y}, \quad (4.13)$$

et similairement pour les conditions limites des équations 4.3 :

$$\bar{v}|_{\bar{y}=0} = 0, \quad \lim_{\bar{H}_b \rightarrow \infty} \bar{v}|_{\bar{y}=\bar{H}_b} = 0. \quad (4.14)$$

Nous cherchons une solution de la forme d'une onde propagative

$$(\bar{u}, \bar{v}, \bar{p}, \bar{q}) = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{p}, \hat{q}) e^{i(\bar{k}\bar{x} - \bar{\omega}\bar{t})} + \text{c.c.}, \quad (4.15)$$

où  $\bar{k}$  et  $\bar{\omega}$  sont les quantités adimensionnelles représentant le nombre d'onde axial et de la fréquence complexe, et où c.c. signifie conjugué complexe.

En substituant la solution d'onde propagative de l'équation 4.15 dans les équations 4.10-4.12, nous pouvons résoudre analytiquement pour la fonction de forme de la vitesse verticale et la pression de perturbation dans les trois parties du domaine (voir Annexe A). La solution de l'écoulement avec l'équation 4.13 peuvent être écrites ensemble sous la forme d'un opérateur linéaire :

$$[\mathbf{L}(U_R, C, M, w, \bar{\delta}, \bar{\omega}, \bar{k})] \left\{ \vec{A} \right\} = \{0\}, \quad (4.16)$$

où  $\vec{A}$  est le vecteur des 7 constantes d'intégration de la fonction de forme. Rappelons que  $U_R, C, M, w, \bar{\delta}$  représentent respectivement la vitesse réduite, le terme de couplage, le nombre de masse, le paramètre du cisaillement dans l'écoulement de base et l'épaisseur adimensionnelle de la couche de mélange. Nous obtenons la relation de dispersion des fréquences complexes admissibles  $\bar{\omega}$  avec les nombres d'onde  $\bar{k}$  en écrivant le déterminant de  $\mathbf{L}$  égal à zéro. Pour une valeur donnée de  $\bar{k}$ , les valeurs complexes correspondantes de  $\bar{\omega}$  sont trouvées avec un algorithme

de Müller pour faire converger la procédure itérative. Chaque combinaison de  $\bar{k}$  et  $\bar{\omega}$  résolvant les équations gouvernant le système correspond à un mode du système. Pour chaque mode, la fréquence complexe a une partie réelle et une partie imaginaire,  $\bar{\omega} = \bar{\omega}_r + i\bar{\omega}_i$ . La partie réelle est la fréquence d'oscillation et la partie imaginaire est le taux de croissance. Si  $\bar{\omega}_i > 0$ , le mode de vibration est instable et une petite perturbation grandira exponentiellement. D'un autre côté, si  $\bar{\omega}_i < 0$ , le mode est stable et une petite perturbation sera amortie. Si  $\bar{\omega}_i = 0$ , le mode a une stabilité neutre.

Py *et al.* (2006) simplifient la solution analytique et obtiennent une équation de dispersion sous la forme d'un polynôme de  $\bar{\omega}$ , donc d'un problème de valeurs propres linéaire beaucoup plus facile à résoudre. Py *et al.* font l'hypothèse que l'écoulement est irrotationnel bien que la traînée du couvert soit clairement dissipative. Par cette simplification, l'écoulement ne respecte pas les équations de conservation de la quantité de mouvement. Dans Gosselin & de Langre (2009), nous avons montré que cela entraîne des différences quantitatives dans les résultats du modèle, mais que les conclusions tirées par Py *et al.* (2006) sont toujours valide. Dans les résultats présentés ici, aucune hypothèse d'irrotationalité n'est faite.

### 4.1.1 Surface libre

Afin d'augmenter l'applicabilité du modèle au cas d'un écoulement d'eau sur des plantes submergées en faible profondeur, nous développons les conditions limites de surface libre. Nous gardons la condition de non-pénétration au sol comme aux équations 4.3, mais à la hauteur  $H(x, t)$ , nous imposons une condition de surface libre (Drazin & Reid, 1981), i.e.,

$$V_y|_{y=0} = 0, \quad V_y|_{y=H} = \frac{DH}{Dt}, \quad \text{et} \quad P|_{y=H} = 0, \quad (4.17)$$

où  $D/Dt$  est la dérivée lagrangienne. Nous définissons la hauteur adimensionnelle  $\bar{H} = H/h$  et la séparons en une hauteur moyenne et une perturbation fluctuante  $\bar{H}(\bar{x}, \bar{t}) = \bar{H}_b + \bar{\xi}(\bar{x}, \bar{t})$ . Avec la hauteur moyenne et l'accélération gravitationnelle  $g$ , nous définissons le nombre de Froude  $F_R = \sqrt{U_i^2/g\bar{H}_b}$  pour écrire les équations 4.17 adimensionnelles. En faisant une expansion en série de Taylor des équations résultantes autour de la hauteur de surface libre  $\bar{H}_b$  où la vitesse adimensionnelle

de l'écoulement de base est  $1 + w$  et en ne gardant que les termes de premier ordre, nous obtenons :

$$\bar{v}|_{\bar{y}=0} = 0, \quad \bar{v}|_{\bar{y}=\bar{H}_b} = \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial \bar{t}} + (1 + w) \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial \bar{x}}, \quad \text{and} \quad \bar{p}|_{\bar{y}=\bar{H}_b} = \frac{1}{\bar{H}_b F_R^2} \bar{\xi}. \quad (4.18)$$

En faisant l'hypothèse que les ondes de surfaces prennent une forme d'onde propagative similaire à l'équation 4.15, i.e.  $\bar{\xi}(\bar{x}, \bar{t}) = \hat{\xi} e^{i(\bar{k}\bar{x} - \bar{\omega}\bar{t})} + \text{c.c.}$ , les conditions limites des équations 4.18 peuvent être écrites

$$\hat{v}|_{y=0} = 0, \quad \hat{v}|_{\bar{y}=\bar{H}_b} = i\bar{H}_b \bar{k} F_R^2 \left(1 + w - \frac{\bar{\omega}}{\bar{k}}\right) \hat{p}|_{\bar{y}=\bar{H}_b}. \quad (4.19)$$

Pour modéliser un écoulement d'eau au-dessus de plantes submergées, les équations 4.19 sont utilisées plutôt que les conditions de domaine semi-infini pour trouver les constantes d'intégration de la solution analytique à l'Annexe A.

Une fois que les valeurs propres du système sont trouvées en résolvant l'équation de dispersion 4.16 avec une procédure itérative de Müller, nous nous intéressons aux vecteurs propres pour obtenir plus d'information sur le système couplé. Nous poussons notre analyse plus loin en considérant l'énergie cinétique de perturbation ainsi que les corrélations définies dans les sous-sections suivantes.

### 4.1.2 Analyses énergétiques

Pour étudier la production et la dissipation d'énergie cinétique dans l'écoulement de perturbation, nous appliquons la méthode énergétique décrite par Drazin & Reid (1981, p. 424) et utilisée par Cossu & Brandt (2004). La densité d'énergie cinétique de perturbation dans le fluide,  $e = \frac{1}{2}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2)$ , est moyennée sur une longueur d'onde  $\bar{\lambda} = 2\pi/\bar{k}$  et intégrée sur la hauteur du domaine  $\bar{H}_b$  :

$$E = \frac{1}{2\bar{\lambda}} \int_0^{\bar{H}_b} \int_0^{\bar{\lambda}} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) d\bar{x} d\bar{y}. \quad (4.20)$$

Nous sommes intéressés par le changement dans le temps de la densité d'énergie cinétique de perturbation moyennée en espace

$$\frac{\partial E}{\partial \bar{t}} = \frac{1}{\bar{\lambda}} \int_0^{\bar{H}_b} \int_0^{\bar{\lambda}} \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{t}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{t}} \right) d\bar{x} d\bar{y}. \quad (4.21)$$

Celle-ci est obtenue en multipliant les équations du mouvement du fluide 4.10-4.11 par  $\bar{u}$  et  $\bar{v}$  respectivement. Une fois intégrées, les termes de divergence ont une

contribution globale nulle au bilan énergétique et il nous reste les termes non-nuls suivants

$$\frac{\partial E}{\partial t} = P_s - D_d - S_f, \quad (4.22)$$

où  $P_s$  est la production d'énergie par les contraintes de Reynolds,  $D_d$  est la dissipation de traînée due à l'interaction entre l'écoulement et le couvert et  $S_f$  est l'emmagasinement d'énergie dans la déformation de la surface libre.

Les termes du bilan énergétique fluctuent avec le temps

$$(E, P_s, D_d, S_f) = (\hat{E}, \hat{P}_s, \hat{D}_i, \hat{S}_f) e^{2\bar{\omega}_i \bar{t}}$$

et avec la solution d'ondes propagatives ils peuvent être écrits ainsi :

$$\hat{E} = \int_0^{\bar{H}_b} (\hat{u}\hat{u}^* + \hat{v}\hat{v}^*) d\bar{y}, \quad (4.23)$$

$$\hat{P}_s = - \int_{\bar{h}}^{\bar{h}+1} (\hat{u}\hat{v}^* + \hat{u}^*\hat{v}) \frac{\partial \bar{U}_b}{\partial \bar{y}} d\bar{y}, \quad (4.24)$$

$$\hat{D}_d = \int_0^{\bar{h}} C [2\hat{u}\hat{u}^* + i\bar{\omega}\chi\hat{q}\hat{u}^* - i\bar{\omega}^*\chi\hat{q}^*\hat{u}] d\bar{y}, \quad (4.25)$$

$$\hat{S}_f = [\hat{v}^*\hat{p} + \hat{v}\hat{p}^*]_{\bar{y}=\bar{H}_b}, \quad (4.26)$$

où \* dénote le conjugué complexe de la quantité qu'il suit. L'identité suivante découle de l'équation 4.22 :

$$\bar{\omega}_i = \frac{\hat{P}_s}{2\hat{E}} - \frac{\hat{D}_i}{2\hat{E}} - \frac{\hat{S}_f}{2\hat{E}}. \quad (4.27)$$

L'équation 4.27 montre que le taux de croissance d'un mode est donné par la somme des termes du bilan énergétique.

En plus du bilan énergétique de l'écoulement, il est intéressant de savoir si un mode est plutôt un mode fluide ou un mode solide. Nous voulons donc savoir la proportion d'énergie dans l'écoulement par rapport à celle dans le couvert végétal. L'énergie cinétique et potentielle d'une plante du couvert est multipliée par le nombre de masse pour obtenir la même mesure adimensionnelle de l'énergie qu'à l'équation 4.23 :

$$\hat{E}_C = M (-i\bar{\omega}\hat{q}) (-i\bar{\omega}\hat{q})^* + \frac{M}{U_R^2} \hat{q}\hat{q}^*. \quad (4.28)$$

Les valeurs absolues de  $\hat{E}$  et  $\hat{E}_C$  ne sont d'aucune utilité en elles-mêmes, mais la fraction de l'énergie totale de la perturbation contenue dans les oscillations du couvert nous indique le type de mode dont il s'agit

$$\eta = \frac{\hat{E}_C}{\hat{E}_C + \hat{E}}. \quad (4.29)$$

Si  $\eta \approx 1$ , le mode est en majeure partie structurel, tandis que si  $\eta \approx 0$ , le mode est surtout un mode fluide.

### 4.1.3 Correlations

Pour analyser plus en profondeur les résultats obtenus avec le modèle linéaire, nous utilisons les coefficients de corrélation (voir Tennekes & Lumley, 1972; Raupach *et al.*, 1996). Dans l'étude des écoulements turbulents, on utilise souvent le coefficient de corrélation des fluctuations longitudinales et verticales

$$\tilde{C}_{uv} = \frac{\overline{u'v'}}{(\overline{u'^2} \overline{v'^2})^{\frac{1}{2}}}, \quad (4.30)$$

où  $u'$ ,  $v'$  sont les fluctuations turbulentes longitudinale et verticale et où le trait au-dessus d'une quantité signifie la moyenne en temps. Dans la présente étude de stabilité linéaire, le coefficient de corrélation des perturbations longitudinale et verticale s'écrit

$$C_{uv}(\bar{y}) = \frac{\hat{u}\hat{v}^* + \hat{u}^*\hat{v}}{2\sqrt{\hat{u}\hat{u}^*\hat{v}\hat{v}^*}}, \quad (4.31)$$

et est indépendant de  $\bar{x}$  ou  $\bar{t}$  sans même faire de moyenne dû à l'orthogonalité des modes. De façon similaire, nous pouvons obtenir la moyenne sur la hauteur du couvert du coefficient de corrélation de la vitesse des mouvements du couvert et de la vitesse horizontale de l'écoulement :

$$\langle C_{uq} \rangle = \int_0^{\bar{h}} \frac{\hat{u}(-i\bar{\omega}\chi\hat{q})^* + \hat{u}^*(-i\bar{\omega}\chi\hat{q})}{2\sqrt{\hat{u}\hat{u}^*(-i\bar{\omega}\chi\hat{q})(-i\bar{\omega}\chi\hat{q})^*}} d\bar{y}. \quad (4.32)$$

## 4.2 Modèle enrichi de stabilité

La solution analytique de la stabilité de l'écoulement en ligne brisée au-dessus du couvert est pratique car le modèle est réduit à ses mécanismes de base. Pour

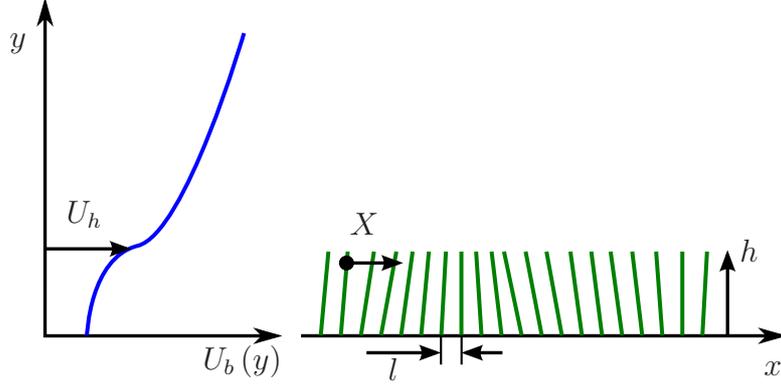


FIGURE 4.2 – Schéma de l'écoulement avec profil de vitesse continu et du couvert végétal modélisés.

comparer les prédictions du modèle avec des expériences et des simulations non-linéaires, nous voulons augmenter le réalisme du modèle en considérant l'effet dissipatif de la viscosité turbulente ainsi qu'un profil de vitesse réaliste plutôt qu'un profil en lignes brisées. Pour cela, il y a un coût à payer : une solution analytique n'est plus possible ; il faut résoudre numériquement.

Nous conservons les mêmes variables qu'à la section précédente et considérons un écoulement horizontal et bidimensionnel au-dessus d'un couvert végétal uniforme de longueur infinie. Les champs de vitesse et de pression de l'écoulement,  $\vec{V}(x, y, t)$  et  $P(x, y, t)$ , sont cette fois gouvernés par les équations de Navier-Stokes

$$\rho \left[ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \vec{\nabla}) \vec{V} \right] = -\vec{\nabla} P + \vec{\nabla} \cdot (\mu_t \vec{\nabla} \vec{V}) + \vec{f}, \quad (4.33)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0, \quad (4.34)$$

où  $\mu_t$  est la viscosité cinétique variant en  $y$  que nous utilisons pour modéliser la dissipation turbulente.

L'écoulement de base moyenné en temps (figure 4.2) est purement horizontal et a un profil de vitesse  $U_b(y)$  arbitraire mais constant en  $x$ . À la hauteur du couvert,  $y = h$ , la vitesse de l'écoulement de base est de  $U_h$ . Notons qu'à la sous-section précédente, nous avons utilisé la vitesse moyenne comme vitesse de référence. Cette définition de vitesse est inappropriée lorsque l'on considère un vrai écoulement sur couvert : pour comparer avec des données expérimentales, la vitesse au sommet du couvert  $U_h$  est donc utilisée.

Pour réécrire les équations gouvernant notre problème de façon adimensionnelle, nous définissons le nombre de Reynolds turbulent :

$$Re_t = \frac{\rho U_h h}{\mu_t} \quad (4.35)$$

et utilisons les équations 4.7-4.8 dans lesquelles nous utilisons la vitesse au sommet du couvert  $U_h$  comme vitesse de référence.

En faisant une expansion de Taylor des termes de vitesse et de pression de l'écoulement ainsi que du terme de mouvement du couvert dans les équations 4.33-4.34 préalablement adimensionnées, on obtient en ne conservant que les termes de premier ordre

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{U}_b \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \bar{v} \frac{\partial \bar{U}_b}{\partial \bar{y}} = & - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{Re_t} \left( \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \bar{y}^2} \right) \\ & + \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{y}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} \right) \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left( \frac{1}{Re_t} \right) - C \bar{U}_b \left( \bar{u} - \chi \frac{d\bar{q}}{dt} \right) \end{aligned} \quad (4.36)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \bar{U}_b \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{x}} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{y}} + \frac{1}{Re_t} \left( \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{x}^2} + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial \bar{y}^2} \right) + 2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \left( \frac{1}{Re_t} \right), \quad (4.37)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial \bar{y}} = 0. \quad (4.38)$$

La solution de la forme d'une onde propagative de l'équation 4.15 est substituée dans les équations 4.36-4.38. Ces trois équations peuvent ensuite être combinées en une seule équation différentielle de  $\hat{v}$  et  $\hat{q}$  :

$$\begin{aligned} \bar{\omega} \left( i \bar{k}^2 \hat{v} - i \frac{d^2 \hat{v}}{d\bar{y}^2} \right) + i \bar{k} \bar{U}_b \left( -\bar{k}^2 \hat{v} + \frac{d^2 \hat{v}}{d\bar{y}^2} \right) - i \bar{k} \frac{d^2 \bar{U}_b}{d\bar{y}^2} \hat{v} \\ - Re_t^{-1} \left( \bar{k}^4 \hat{v} - 2 \bar{k}^2 \frac{d^2 \hat{v}}{d\bar{y}^2} + \frac{d^4 \hat{v}}{d\bar{y}^4} \right) - 2 \frac{d(Re_t^{-1})}{d\bar{y}} \left( \frac{d^3 \hat{v}}{d\bar{y}^3} - 2 \bar{k}^2 \frac{d\hat{v}}{d\bar{y}} \right) \\ - \frac{d^2(Re_t^{-1})}{d\bar{y}^2} \left( \frac{d^2 \hat{v}}{d\bar{y}^2} - \bar{k}^2 \hat{v} \right) + \frac{d\hat{v}}{d\bar{y}} \frac{d}{d\bar{y}} (C \bar{U}_b) + C \bar{U}_b \frac{d^2 \hat{v}}{d\bar{y}^2} \\ + \bar{\omega} \bar{k} \frac{d}{d\bar{y}} (C \bar{U}_b \bar{y}) \hat{q} = 0. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Nous définissons la nouvelle quantité  $\bar{\sigma} = \partial \bar{q} / \partial \bar{t}$  avec  $\bar{\sigma} = \hat{\sigma} e^{i(\bar{k}\bar{x} - \bar{\omega}\bar{t})} + \text{c.c.}$ , de telle façon que l'équation différentielle de second ordre 4.13 puisse être écrite en deux équations de premier ordre

$$-i\bar{\omega} \hat{\sigma} + 2\zeta U_R^{-1} \hat{\sigma} + U_R^{-2} \hat{q} = \frac{1}{M} \int_0^1 C \bar{U}_b \bar{y} \left( \frac{i}{\bar{k}} \frac{d\hat{v}}{d\bar{y}} + i\bar{\omega} \bar{y} \hat{q} \right) d\bar{y}, \quad (4.40)$$

$$\hat{\sigma} = -i\bar{\omega} \hat{q}. \quad (4.41)$$

Sur l'écoulement, on applique les conditions limites de non pénétration et de glissement libre au bas et aussi au haut du domaine, i.e.,

$$\hat{v}|_{\bar{y}=0, \bar{H}} = 0, \quad \left[ \frac{i}{\bar{k}} \frac{d^2 \hat{v}}{d\bar{y}^2} + i\bar{k}\hat{v} \right]_{\bar{y}=0, \bar{H}} = 0. \quad (4.42)$$

La fonction en  $\bar{y}$  de la vitesse verticale de perturbation  $\hat{v}(\bar{y})$  est discrétisée sur le domaine  $[0, \bar{H}]$  à  $N_p + 2$  noeuds également distancés. Une fois un schéma de différence finie centrée appliqué au système d'équations 4.39-4.42, ce dernier peut être formulé comme un problème linéaire de valeurs propres :

$$(\mathbf{L}_A - \bar{\omega}\mathbf{L}_B) \vec{v} = 0, \quad (4.43)$$

où  $\vec{v} = \langle \hat{\sigma}, \hat{q}, \hat{v}_1, \hat{v}_2, \dots, \hat{v}_{N_p} \rangle^T$  et où les opérateurs linéaires  $\mathbf{L}_A$  et  $\mathbf{L}_B$  sont indépendants de  $\bar{\omega}$  et sont donnés à l'Appendice B. Comme dans le cas où une solution analytique est obtenue, chaque combinaison de  $\bar{k}$  et  $\bar{\omega}$  résolvant les équations gouvernant le système correspond à un mode du système et pour chaque mode, la fréquence complexe a une partie réelle et une partie imaginaire,  $\bar{\omega} = \bar{\omega}_r + i\bar{\omega}_i$ .

Pour étudier la stabilité d'un écoulement au-dessus d'un couvert de végétation, il ne reste plus qu'à fournir les profils de vitesse moyenne  $\bar{U}_b(\bar{y})$ , et de Reynolds turbulent  $Re_t(\bar{y})$ . Pour obtenir ces profils, des mesures expérimentales ou des simulations non-linéaires sont nécessaires. À la section 4.4, nous comparons la stabilité linéaire des profils moyens de vitesse et de turbulence de simulations des grandes échelles avec ces simulations elles-mêmes. Mais tout d'abord, nous examinons les mécanismes de l'accrochage à l'aide du modèle simplifié analytique.

## 4.3 Mécanismes d'accrochage

### 4.3.1 Vent sur un champ de cultures

Le modèle simple décrit à la section 4.1 est utilisé pour étudier les mécanismes d'interaction entre le vent et un couvert de cultures. Les paramètres gardés constants dans cette analyse sont donnés au tableau 4.1. Toutes les valeurs pour le système vent-cultures sont celles de Py *et al.* (2006) pour le vent sur un champ de blé sauf pour  $w$  qui est choisi plus petit pour amplifier les effets de couplage. La valeur choisie est tout de même à l'intérieur d'une plage raisonnable. Comme Py *et al.*, nous prenons  $\delta = wh$ .

	Vent-cultures	Végétation aquatique
$M$	0.74	0.0076
$C$	0.375	0.44
$\bar{\delta}$	0.2	2.78
$w$	0.2	0.55
$\bar{H}_b$	$\infty$	15
$F_R U_{R\delta}^{-1}$	N/A	0.07
$\zeta$	0	0

Tableau 4.1 – Valeurs des paramètres adimensionnels utilisés dans les simulations.

Nous étudions l'évolution de la stabilité temporelle du système avec l'augmentation de la vitesse réduite  $U_{R\delta}$  dans trois configurations : la *configuration couplée* où l'instabilité de KH dans l'écoulement interagit avec le couvert végétal flexible, la *configuration pure* où l'instabilité de KH se développe dans un écoulement sans végétation alors que la valeur de  $C$  est prise extrêmement petite et une *configuration lourde* où l'instabilité de KH se développe au-dessus d'un couvert immobile puisque  $M$  est pris extrêmement grand. Pour chaque valeur de  $U_{R\delta}$ , le nombre d'onde le plus instable de chaque configuration est considéré, i.e., la valeur  $\bar{k}$  qui constitue le mode avec la fréquence imaginaire la plus positive  $\bar{\omega}_i$ .

Il est connu que la fréquence de la configuration pure ( - · - · ), tracée à la figure 4.3 (a), augmente proportionnellement avec la vitesse de l'écoulement (Ho & Huerre, 1984). Son taux de croissance, montré à la figure 4.3 (b), est constant dû à l'adimensionnement choisi. La fréquence de la configuration lourde ( - - - ) à la figure 4.3 (a), est plus petite que celle de la configuration pure. Dans le cas de la configuration couplée ( — ), pour les petites et les grandes vitesses réduites, la fréquence et le taux de croissance sont calqués sur ceux de la configuration lourde. Cela est dû au fait que les fréquences des plantes et de l'instabilité de KH diffèrent grandement, découplant ainsi leurs dynamiques. Pour la plage de vitesse réduite correspondant à l'aire foncée à la figure 4.3, l'accrochage se produit. Tel qu'expliqué par Py (2005) : « Quand la fréquence naturelle de Kelvin-Helmholtz est proche de la fréquence propre de vibration des plantes, la fréquence de l'instabilité dévie et vient s'accrocher sur la fréquence d'oscillation des plantes. » Cela déstabilise encore plus le système comme on peut le voir sur la courbe du taux de croissance de la configuration couplée ( — ) à la figure 4.3 (b). C'est à partir de cette augmentation de la fréquence imaginaire que nous définissons la plage d'accrochage.

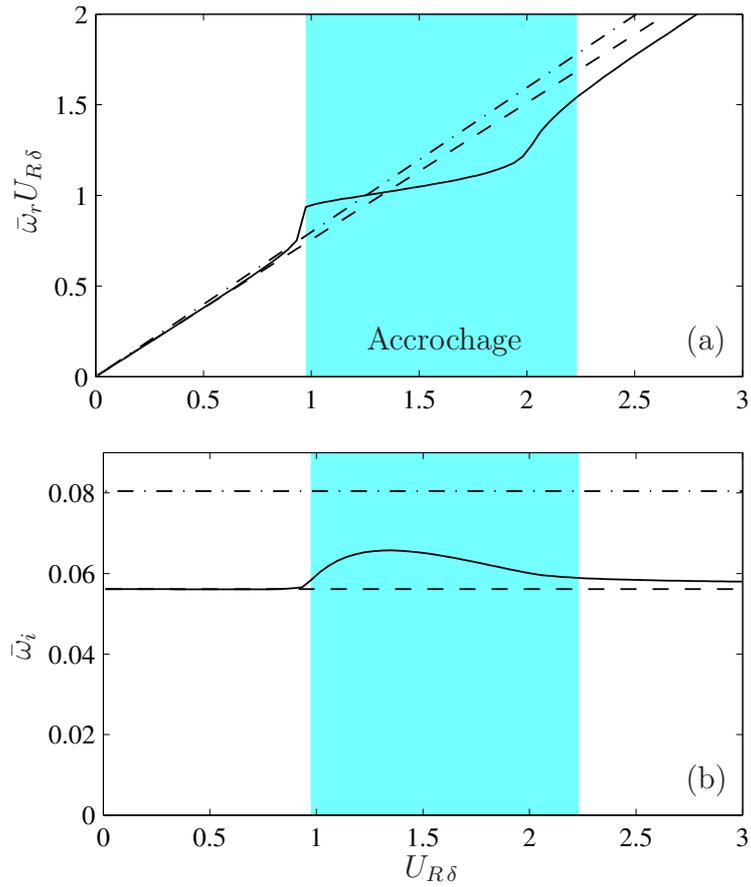


FIGURE 4.3 – Fréquence (a) et taux de croissance (b) du système vent-cultures : configuration pure (— · — · —); configuration lourde (---); configuration couplée (—). L’aire foncée marque la plage d’accrochage.

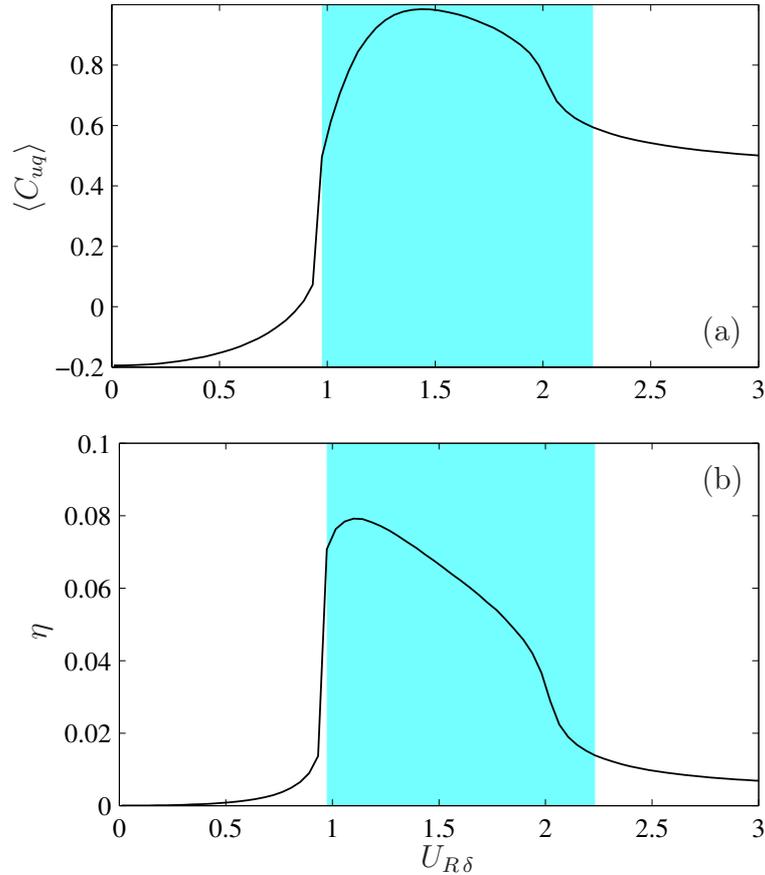


FIGURE 4.4 – Corrélation entre la vitesse horizontale du vent et la vitesse du couvert (a), et fraction de l'énergie de perturbation du système stockée dans le couvert (b). L'aire foncée marque la plage d'accrochage.

La plage de vitesse réduite où le taux de croissance de la configuration couplé augmente d'un certain pourcentage  $\epsilon$  lorsqu'on compare à la configuration lourde ( $\bar{\omega}_i|_{\text{couplée}} > \bar{\omega}_i|_{\text{lourde}} + \epsilon$ ) est ici appelé « plage d'accrochage ». Pour comparer le système vent-cultures au système des plantes aquatiques, nous adoptons la valeur arbitraire de  $\epsilon = 0.003$ . Une valeur différente changerait le début et la fin de l'aire foncée sur la figure 4.3, mais n'influencerait pas notre démarche.

Afin de mieux comprendre ce qui se passe dans le système couplé lors du phénomène d'accrochage, nous avons recours aux outils développés précédemment. À la figure 4.4 sont tracées en (a) la courbe de la corrélation entre la vitesse horizontale de l'écoulement et la vitesse du mouvement du couvert calculée à partir de l'équation 4.32, et en (b) la courbe de la fraction d'énergie de perturbation contenue dans la dynamique du couvert calculée à partir de l'équation 4.29. À

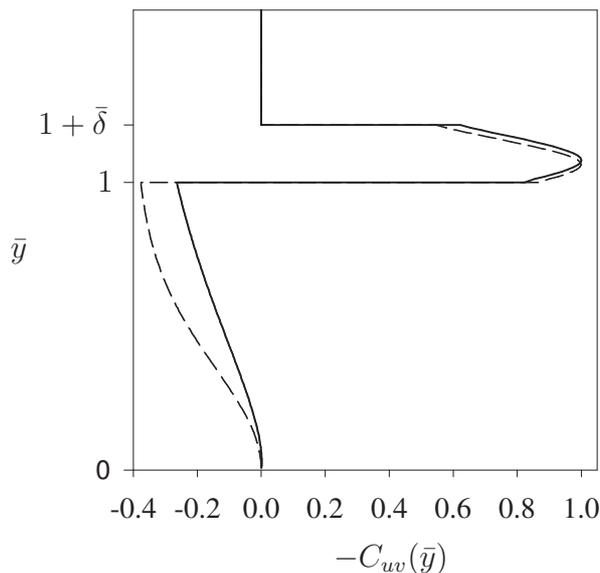


FIGURE 4.5 – Distribution en hauteur du coefficient de corrélation des composantes horizontale et verticale de la vitesse de perturbation de l’écoulement dans le système vent-cultures pour un cas de faible vitesse réduite,  $U_{R\delta} = 0.07$  (---), et un cas maximisant le taux de croissance dans la plage d’accrochage  $U_{R\delta} = 1.35$  (—).

basse vitesse réduite, la corrélation  $\langle C_{uq} \rangle$  est faiblement négative alors que dans la plage d’accrochage elle augmente abruptement quand le couvert et l’écoulement bougent en phase, rendant la corrélation presque parfaite. Aux vitesses réduites au-delà de la plage d’accrochage, la corrélation diminue mais demeure autour de 0.5. La courbe de la fraction de l’énergie de perturbation contenue dans le couvert (figure 4.4 b) a une forme similaire. À  $U_{R\delta} = 0$ , la valeur de  $\eta$  est nulle et le mode le plus instable du système est strictement un mode fluide. La fraction d’énergie augmente lentement avec l’augmentation de la vitesse réduite jusqu’à  $U_{R\delta} \approx 1$  où elle fait un bond et passe à près de  $\eta \approx 8\%$ . Après la plage d’accrochage, la fraction d’énergie contenue dans la déformation et le mouvement des plantes diminue. On retient donc de la figure 4.4, qu’en dehors de la plage d’accrochage, le mode le plus instable du système vent-cultures est presque exclusivement un mode fluide et les mouvements du couverts ne sont pas significatifs. Par contre, dans la plage d’accrochage, l’instabilité envahit le couvert et fait osciller ce dernier en phase avec l’écoulement.

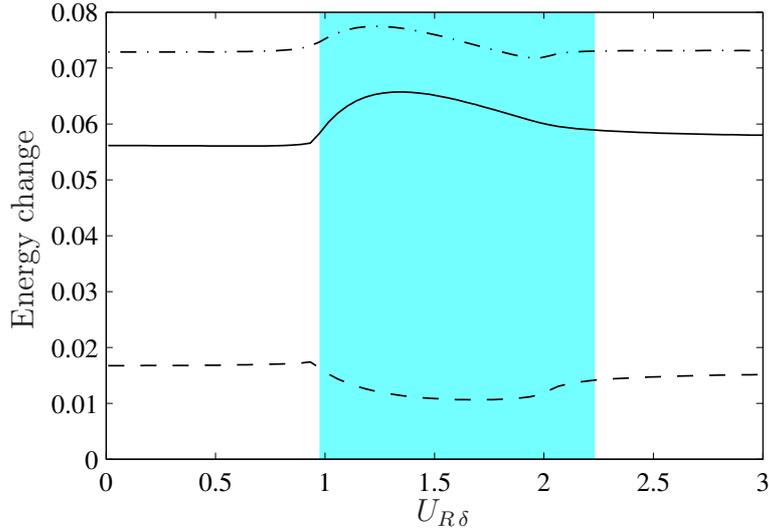


FIGURE 4.6 – Analyse du bilan d'énergie de la configuration couplée du système vent-cultures :  $\hat{D}_i/2\hat{E}$  (---);  $\hat{P}_s/2\hat{E}$  (- · - ·);  $\bar{\omega}_i$  (—). L'aire foncée marque la plage d'accrochage.

Il n'y a pas que les mouvements du couvert qui sont influencés par l'accrochage : l'écoulement l'est aussi. La distribution en hauteur du coefficient de corrélation entre les composantes horizontales et verticales de la vitesse de l'écoulement de perturbation calculée avec l'équation 4.31 est montrée à la figure 4.5 pour un cas de faible vitesse réduite,  $U_{R\delta} = 0.07$  (---), et un cas maximisant le taux de croissance dans la plage d'accrochage  $U_{R\delta} = 1.35$  (—). L'augmentation de la vitesse réduite a un effet appréciable sur le coefficient à l'intérieur du couvert, mais l'effet important est dans la couche de cisaillement. Pour la plus grande partie de  $1 < \bar{y} < 1 + \bar{\delta}$ , la valeur du coefficient  $C_{uv}(\bar{y})$  est plus fortement négative due aux mouvements du couvert. La corrélation des composantes de vitesse dans la couche de mélange est importante puisqu'elle est liée à l'extraction d'énergie de l'écoulement de base vers l'écoulement de perturbation.

Cela nous amène à analyser le bilan d'énergie cinétique de perturbation de l'écoulement de l'équation 4.27 pour comprendre le rôle des mouvements du couvert végétal dans la déstabilisation du système qui prend la forme d'une augmentation du taux de croissance  $\bar{\omega}_i$ . Les termes du bilan énergétique sont tracés en fonction de la vitesse réduite à la figure 4.6 : le taux de croissance,  $\bar{\omega}_i$  (—), est égal à la production d'énergie par le travail des contraintes de Reynolds dans le cisaillement,  $\hat{P}_s/2\hat{E}$  (- · - ·), moins la dissipation de traînée,  $\hat{D}_i/2\hat{E}$  (---). Notons que

le terme de stockage d'énergie dans la surface libre  $\hat{S}_f$  est nul dans le système vent-cultures. Les contraintes de Reynolds extraient de l'énergie du cisaillement de l'écoulement de base et alimentent l'instabilité (Drazin & Reid, 1981). Dans un vrai écoulement en couvert végétal, la traînée des plantes draine de l'énergie des grandes échelles de turbulence pour alimenter les plus petites structures (Finnigan, 2000), cependant dans l'analyse linéaire de stabilité présente, la traînée du couvert agit en pure dissipation d'énergie pour l'écoulement.

Par la présente analyse, nous comprenons que lorsque la vitesse réduite entre dans la plage d'accrochage, le mode le plus instable se réorganise de telle façon que l'instabilité se répand du fluide vers le couvert végétal. En oscillant en phase, l'écoulement et le couvert minimisent leurs interactions, réduisant ainsi la dissipation de l'énergie cinétique de l'écoulement (figure 4.6,  $---$ ). De plus leurs mouvements en phase augmentent la corrélation des composantes de vitesse dans la couche de mélange rendant ainsi le travail des contraintes de Reynolds plus effectif pour extraire de l'énergie de l'écoulement de base (figure 4.6,  $-\cdot-\cdot-$ ). Ces deux mécanismes d'interactions entre le couvert et l'écoulement contribuent à rendre l'écoulement plus instable en créant le phénomène d'accrochage.

### 4.3.2 Écoulement d'eau au-dessus de plantes complètement submergées

Ghisalberti & Nepf (2002) ont identifié l'instabilité de KH comme étant responsable du monami sur les plantes aquatiques. Nous voulons savoir si dans un écoulement aquatique, le phénomène d'accrochage est présent comme pour le système vent-cultures. Donc, nous appliquons au système de plantes aquatiques la même approche qu'à la sous-section précédente.

La solution analytique du modèle simple de la section 4.1 avec les conditions limites des équations 4.19 est utilisée avec les valeurs de paramètre du tableau 4.1. Ces valeurs de nombre adimensionnels sont calculées en s'inspirant des paramètres du modèle de végétation faite de pellicule de polyéthylène de Ghisalberti & Nepf (2002). La dynamique de leurs plantes modèles en canal hydraulique s'est avérée très similaire à la dynamique connue de vraies plantes aquatiques. Pour calculer la masse par unité de longueur et la fréquence naturelle des plantes aquatiques dans notre modèle, la masse ajoutée et les effets de flottabilité sont pris en compte (voir Annexe C). Un profil d'écoulement en lignes brisées est estimé à partir du profil mesuré expérimentalement dans le scénario A de Ghisalberti & Nepf. Pour

simplifier l'analyse, nous minimisons l'influence des ondes de surface en prenant la hauteur de la surface libre  $H_b$  plus haute que dans les expériences pour ainsi garder le nombre de Froude faible.

Un point important est ressorti de notre calcul de la fréquence naturelle des plantes modèles à l'Annexe C. Nous avons calculé pour une plante aquatique modélisée comme une poutre sans effet de masse ajoutée une fréquence fondamentale de 0.57 Hz en accord avec la fréquence de 0.6 Hz publiée par Ghisalberti & Nepf (2002). Cependant, en prenant en compte la masse ajoutée de l'eau, nous trouvons une valeur de 0.15 Hz beaucoup plus basse et beaucoup plus proche de la fréquence mesurée du monami de 0.11 Hz par Ghisalberti & Nepf (2002). Il n'est donc pas évident que le monami est une réponse passive des plantes à l'instabilité de l'écoulement. Cela laisse d'autant plus croire à la possibilité d'accrochage dans les plantes aquatiques. L'analyse de stabilité linéaire apporte plus d'information en considérant comme à la sous-section précédente les trois configurations : couplée, pure et lourde.

L'évolution avec la vitesse réduite des fréquences et des taux de croissance des trois configurations est tracée à la figure 4.7. Pour de toutes petites vitesses réduites, la fréquence de la configuration couplée suit celle de la configuration lourde, mais dès que  $U_{R\delta}$  est augmenté au delà de 0.1, il y a accrochage et le taux de croissance augmente. La plage d'accrochage est définie comme la plage de vitesse où  $\bar{\omega}_i|_{\text{couplée}} > \bar{\omega}_i|_{\text{lourde}} + \epsilon$  et est identifiée par l'aire foncée qui remplit presque toute la figure 4.7. Notons que comme pour le système vent-cultures, nous utilisons une valeur de  $\epsilon = 0.003$ . Nous appelons toujours le phénomène « accrochage » malgré qu'il ait lieu à une fraction de la fréquence naturelle des plantes aquatiques parce que, comme nous le montrons dans les lignes qui suivent, ce sont les mêmes mécanismes qui sont responsables de l'effet déstabilisant.

Comme pour le système vent-cultures, nous traçons à la figure 4.8 la corrélation de la vitesse horizontale de l'écoulement avec la vitesse du couvert (a) ainsi que la fraction de l'énergie cinétique du système contenue dans le couvert (b). La corrélation qui est très faible à basse vitesse d'écoulement monte abruptement une fois dans la plage d'accrochage. La corrélation demeure proche de  $\langle C_{uq} \rangle \sim 1$  pour une large gamme de vitesse. La fraction d'énergie du système contenue dans l'énergie potentielle et cinétique du couvert part de 0 à vitesse nulle pour atteindre un maximum d'un peu plus de 6 % à  $U_{R\delta} = 0.38$  et ensuite redescendre doucement avec l'augmentation de la vitesse réduite. La valeur de 6 % est relativement grande

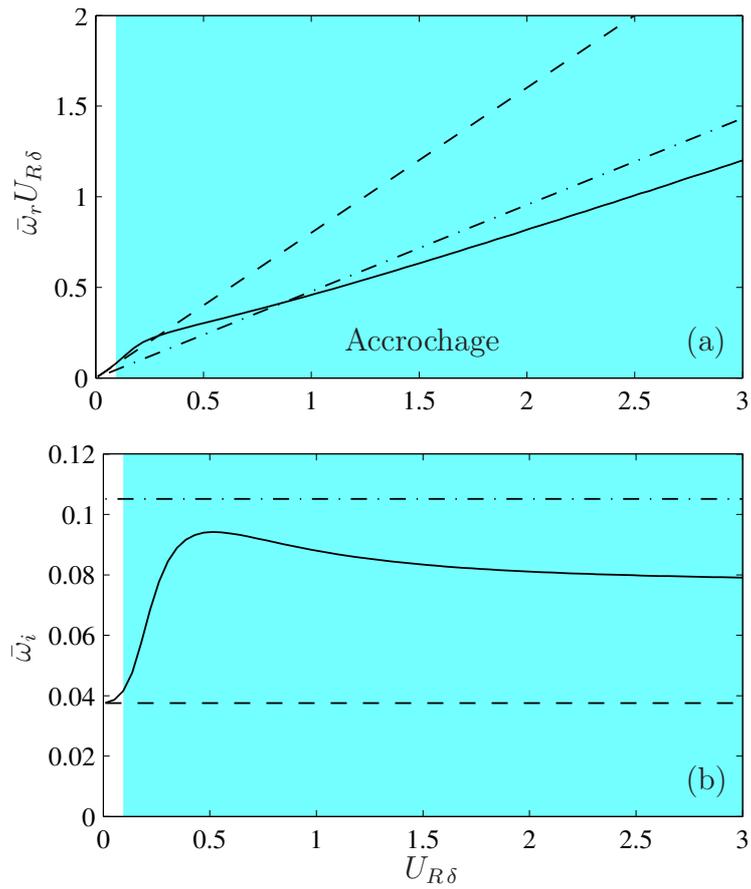


FIGURE 4.7 – Fréquence (a) et taux de croissance (b) du système de plantes aquatiques : configuration pure (— · — · —); configuration lourde (---); configuration couplée (—). L’aire foncée marque la plage d’accrochage.

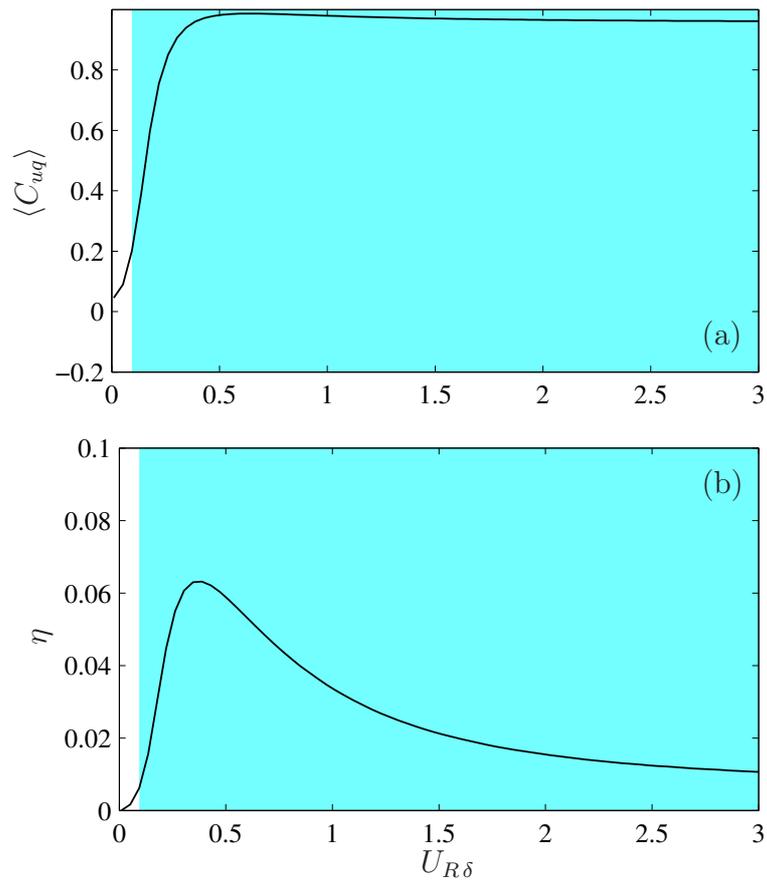


FIGURE 4.8 – Corrélation entre la vitesse horizontale de l'eau et la vitesse du couvert (a), et fraction de l'énergie de perturbation du système stockée dans le couvert (b). L'aire foncée marque la plage d'accrochage.

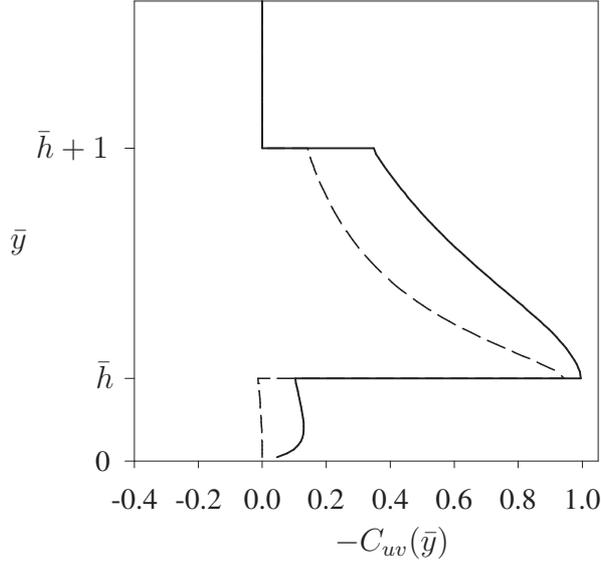


FIGURE 4.9 – Distribution en hauteur du coefficient de corrélation des composantes horizontale et verticale de la vitesse de perturbation de l’écoulement dans le système des plantes aquatiques pour un cas de faible vitesse réduite,  $U_{R\delta} = 0.01$  ( - - - ), et un cas maximisant le taux de croissance dans la plage d’accrochage  $U_{R\delta} = 0.56$  ( — ).

parce que le nombre de masse du système des plantes aquatiques n’est que de  $M = 0.0076$ , c’est-à-dire que la masse du couvert ne compte que pour 0.76 % de la masse entre  $\bar{y} = 0$  et  $\bar{y} = 1$ . Le couvert peut accumuler autant d’énergie grâce à sa déformation. En calculant les termes d’énergie séparément, on trouve qu’au maximum de  $\eta$  à  $U_{R\delta} = 0.38$ , l’énergie du couvert est à 93 % potentielle et seulement 7 % cinétique. Tout comme pour le système vent-cultures, en dehors de la plage d’accrochage, le mode le plus instable est un mode fluide et les mouvements du couverts ne sont pas significatifs. Par contre, dans la plage d’accrochage qui se prolonge jusqu’à de grandes vitesses réduites, l’instabilité envahie le couvert et fait osciller ce dernier en phase avec l’écoulement.

L’accrochage agit aussi sur l’écoulement dans le système des plantes aquatiques. L’effet est beaucoup plus marqué que pour le système vent-cultures. La distribution avec la hauteur du coefficient de corrélation des composantes horizontale et verticale de la vitesse de perturbation de l’écoulement  $-C_{uv}(\bar{y})$  obtenue avec l’équation 4.31 est montrée à la figure 4.9 pour un cas de faible vitesse réduite,  $U_{R\delta} = 0.01$  ( - - - ), et un cas maximisant le taux de croissance dans la plage d’accrochage

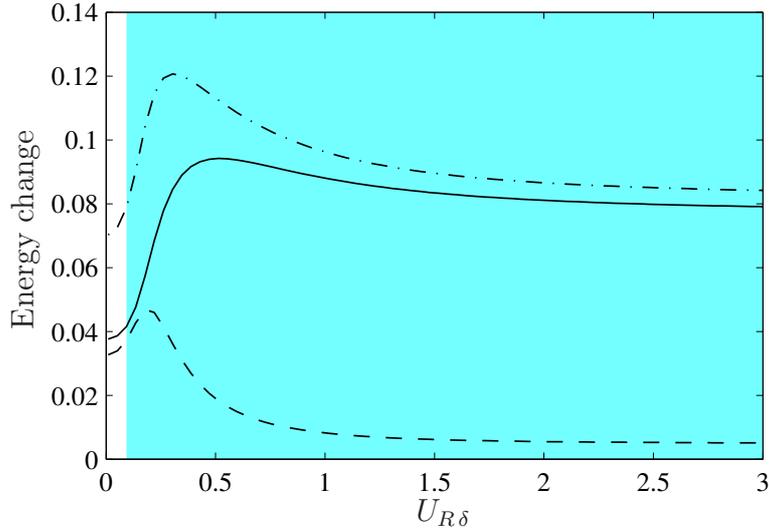


FIGURE 4.10 – Analyse du bilan d’énergie de la configuration couplée du système des plantes aquatiques :  $\hat{D}_i/2\hat{E}$  ( - - - );  $\hat{P}_s/2\hat{E}$  ( - · - · );  $\bar{\omega}_i$  ( — ). L’aire foncée marque la plage d’accrochage.

$U_{R\delta} = 0.56$  ( — ). L’augmentation de la vitesse réduite a un effet substantiel sur le coefficient là où il est le plus significatif : à l’intérieur de la couche de mélange. Cela joue sur l’efficacité des contraintes de Reynolds à extirper de l’énergie de l’écoulement de base et nous amène donc au bilan énergétique de l’écoulement de perturbation au-dessus des plantes aquatiques.

Encore une fois comme pour le système vent-cultures, nous traçons l’évolution des termes du bilan d’énergie en fonction de la vitesse réduite à la figure 4.10 :  $\hat{D}_i/2\hat{E}$  ( - - - );  $\hat{P}_s/2\hat{E}$  ( - · - · );  $\bar{\omega}_i$  ( — ). Notons que parce que nous avons imposé un nombre de Froude petit, le terme de stockage d’énergie dans la surface libre est négligeable. Parce que l’écoulement et le couvert oscillent en phase la dissipation de traînée diminue ( - - - ) et parce que les mouvements du couvert augmentent la corrélation de l’écoulement dans la couche de cisaillement, la production d’énergie cinétique augmente ( - · - · ). Il est aussi à noter que la dissipation de traînée ( - - - ) augmente légèrement pour atteindre un sommet à  $U_{R\delta} = 0.2$  avant de diminuer.

Nous pouvons donc dire que pour les systèmes vent-cultures et plantes aquatiques, deux mécanismes sont responsables d’une déstabilisation de l’écoulement dans la plage d’accrochage : (i) en oscillant en phase, l’écoulement et le couvert

végétal diminuent leur interaction et réduisent ainsi la dissipation de traînée fluctuante; et (ii) le mouvement du couvert cause une augmentation de la corrélation entre les deux composantes de la vitesse de perturbation de l'écoulement dans la couche de cisaillement, ce qui rend les contraintes de Reynolds plus efficaces à extraire de l'énergie de l'écoulement de base. Les mécanismes de l'accrochage sont les mêmes dans les deux systèmes, mais en regardant les figures 4.3 et 4.7, on voit des différences évidentes dans le comportement des deux systèmes. À la sous-section suivante, nous expliquons certaines de ces différences par une analyse dimensionnelle.

### 4.3.3 Analyse dimensionnelle

Dans le système vent-cultures, la plage d'accrochage est finie et distincte; son début et sa fin sont nets. Le saut de la fréquence et l'augmentation du taux de croissance du système vent-cultures peuvent être remarqués sur la courbe rouge identifiée « S1 » sur la figure 4.11. Dans le cas de l'écoulement au-dessus des plantes aquatiques (courbes bleues identifiées « S2 » sur la figure 4.11), passé  $U_{R\delta} \approx 0.2$ , la pente de la fréquence change et le taux de croissance augmente abruptement. Ce dernier atteint un maximum quand la fréquence n'est que le quart de la fréquence naturelle des plantes. De plus, l'accrochage se perpétue sur une très longue plage de vitesse réduite alors que le taux de croissance demeure élevé.

C'est en majeure partie le nombre de masse  $M$  qui est responsable de la différence de grandeur de la plage d'accrochage et de la fréquence à laquelle l'accrochage a lieu. On peut voir au tableau 4.1, que le nombre de masse du système des plantes aquatiques est beaucoup plus petit que celui du système vent-cultures. Pour comprendre l'effet de  $M$  sur l'accrochage, nous simulons une version modifiée du système vent-cultures avec le nombre de masse du système des plantes aquatiques. C'est-à-dire que nous définissons un système fictif avec toutes les mêmes valeurs de nombres adimensionnels que le système vent-cultures, mais avec la valeur  $M = 0.0076$  issue des plantes aquatiques. Les courbes noires de ce système sont étiquetées « S3 » sur la figure 4.11.

En comparaison du système vent-cultures (S1 à la figure 4.11 a), l'augmentation de  $M$  dans le système S3 a pour effet de complètement lisser la plage d'accrochage et de rendre le saut en fréquence imperceptible. Cela diminue aussi les vitesses de début et de fin de la plage d'accrochage à la figure 4.11 (b). En fait, à de hautes vitesses réduites, le taux de croissance du système S3 est le même que

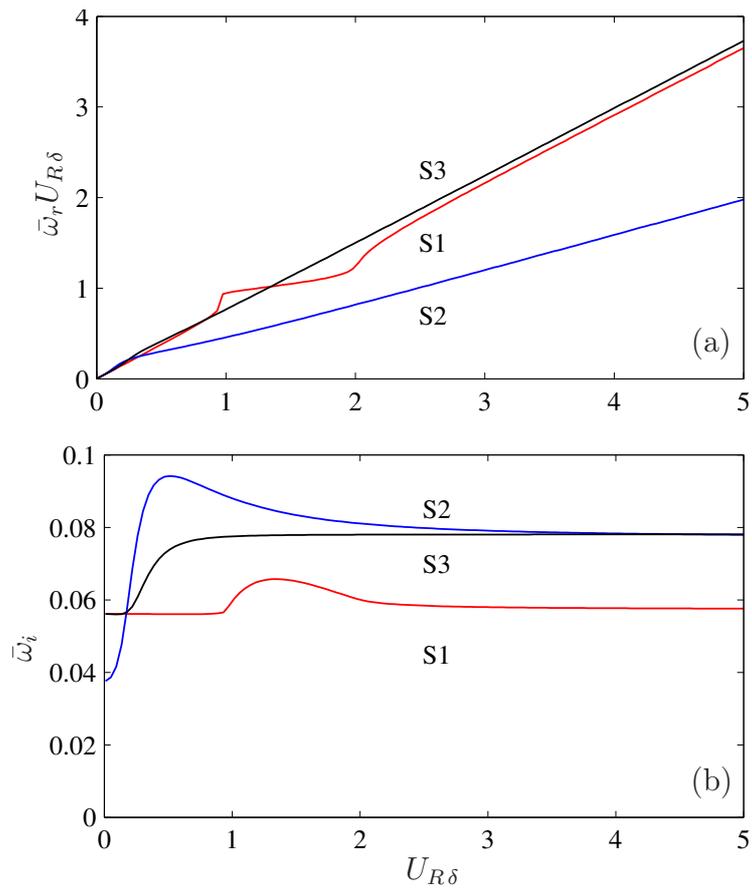


FIGURE 4.11 – Effet du nombre de masse sur la fréquence (a) et le taux de croissance (b) via la comparaison de trois systèmes différents : vent-culture, S1 (—); plantes aquatiques, S2 (—); et variation du système vent-culture avec grand  $M$ , S3 (—).

pour le système des plantes aquatiques (S2, 4.11 b) et ne diminue pas alors que l'accrochage se perpétue.

Ce résultat est en accord avec l'analyse réalisée par Py (2005) avec un modèle élémentaire d'accrochage entre deux oscillateurs couplés par leur différence de vitesse. Ce modèle simulant l'essence du phénomène d'accrochage montre que si un oscillateur est beaucoup plus lourd que l'autre, les fréquences du système couplé sont simplement très proches de celles des oscillateurs découplés. La fréquence la plus instable du système S1 à la figure 4.11 (a) est essentiellement celle de l'instabilité fluide.

Concernant l'agrandissement de la plage d'accrochage par une diminution du nombre de masse, un parallèle peut être tracé avec les vibrations induites par vortex. La plage de vitesse réduite dans laquelle la fréquence de détachement tourbillonnaire dans le sillage d'un corps non profilé oscillant librement se verrouille sur celle du corps est significativement augmentée par une diminution du nombre de masse (Williamson & Govardhan, 2004; de Langre, 2006). En vibrations induites par vortex, pour des nombres de masse assez petits, l'accrochage persiste jusqu'à des vitesses réduites infinies de façon similaire à ce que l'on observe ici pour les plantes aquatiques et pour le système S3.

## 4.4 Comparaisons avec simulations non-linéaires et expériences

Les résultats obtenus à la section précédente avec le modèle simple de stabilité basé sur la solution analytique ont permis d'identifier et de comprendre le fonctionnement des mécanismes de l'accrochage dans deux systèmes différents. Cependant, la solution analytique nécessite un profil de vitesse en lignes brisées peu réaliste tel que montré à la figure 4.1. Afin d'ajouter à la crédibilité de nos résultats sur l'accrochage, nous montrons dans la présente section qu'une modélisation au réalisme augmenté par un profil de vitesse continu et la dissipation turbulente prédit toujours de l'accrochage et se compare bien avec des simulations non-linéaires des grandes échelles (LES) du vent au-dessus d'un couvert de cultures, des expériences sur un champ de luzerne et des expériences en canal hydraulique sur des plantes aquatiques. Tous les résultats de la présente section sont obtenus à l'aide du modèle enrichi de la section 4.2.

Scénarios	$U_R$	$M$	$\bar{H}_b$	$\zeta$	$F_R$
1	0.22	2.17	12	0.0879	0
2	0.44	2.17	12	0.0879	0
3	0.64	2.17	12	0.0879	0
4	0.83	2.17	12	0.0879	0

Tableau 4.2 – Valeurs des paramètres adimensionnels utilisés dans les simulations du vent sur un champ de cultures.

#### 4.4.1 Vent sur un champ de culture

Afin de réaliser l'étude de stabilité linéaire, il est nécessaire d'imposer un état de base composé d'un profil de vitesse moyen et d'un profil de viscosité turbulente. Nous utilisons les simulations des grandes échelles de Dupont *et al.* (2009) pour nous fournir ces données. L'approche des simulations des grandes échelles consiste à calculer explicitement toutes les structures turbulentes plus grandes que la grandeur d'un filtre donné et de modéliser les structures turbulentes de sous-maille à l'aide de la viscosité turbulente. Dans Dupont *et al.* (2009), les équations non-linéaires tridimensionnelles de conservation de quantité de mouvement avec les équations d'énergie cinétique de sous-maille couplées avec l'équation d'oscillateur représentant le couvert semblable à l'équation 4.5 sont intégrées dans le temps sur un domaine périodique. Ils peuvent ensuite en tirer des statistiques sur la turbulence au-dessus d'un couvert de luzerne ainsi que les profils moyens de vitesse et de viscosité turbulente.

En écrivant les paramètres des quatre scénarios des simulations sur un couvert de luzerne par Dupont *et al.* (2009) sous la forme des paramètres adimensionnels des équations 4.7, nous obtenons les valeurs données au tableau 4.2 ainsi que le profil de terme de couplage de la figure 4.12 (a). Dans leur étude, Dupont *et al.* (2009) montrent que les profils de vitesse adimensionnelle  $\bar{U}_b$  ainsi que de Reynolds turbulent  $Re_t$  sont indépendants de la vitesse de l'écoulement dans la plage de paramètres étudiés. Les profils moyens sont présentés aux figures 4.12 (b) et (c).

Nous réalisons donc l'étude de stabilité linéaire avec la solution numérique du modèle enrichi de la sous-section 4.2 dans lequel nous imposons les profils de la figure 4.12 ainsi que les valeurs de paramètres du tableau 4.2. La première chose que nous pouvons remarquer en traçant la fréquence (a) et le taux de croissance (b) du mode le plus instable de ce système à la figure 4.13, c'est que l'accrochage

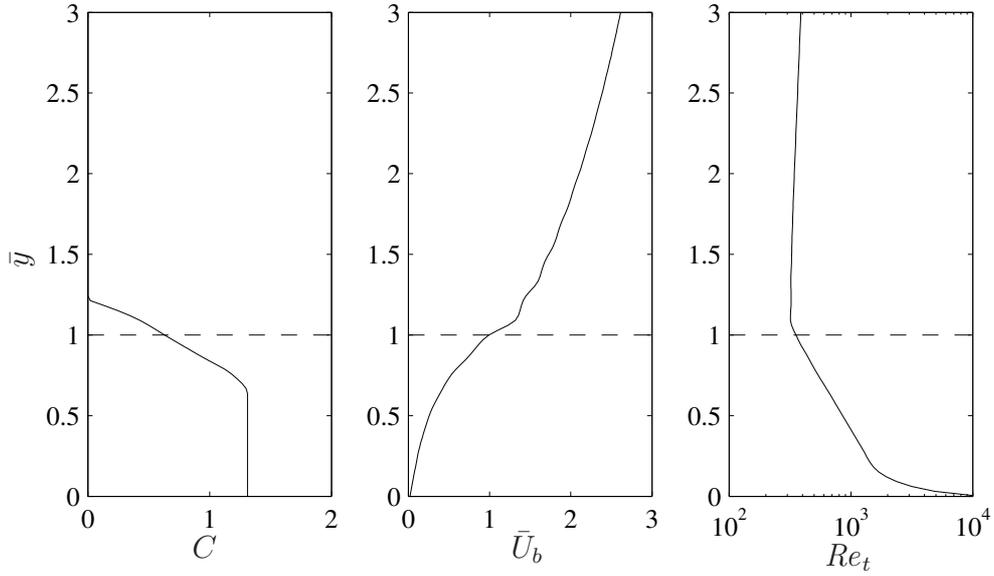


FIGURE 4.12 – Profils moyens imposés dans l’étude numérique de stabilité du système vent-cultures : terme de couplage (a); vitesse (b); Reynolds turbulent (c). Le trait en tirets représente la hauteur du couvert.

existe toujours. L’ajout d’un profil de vitesse réaliste, de dissipation turbulente et d’amortissement structurel ne changent pas même la forme de l’accrochage ni en fréquence ni en taux de croissance.

En second lieu, à la figure 4.14, nous comparons la courbe obtenue avec la théorie linéaire du taux de croissance en fonction de la longueur d’onde du mode aux quatre scénarios  $U_R = 0.22$  ( $\text{---}\bullet\text{---}$ ),  $U_R = 0.44$  ( $\text{---}\blacksquare\text{---}$ ),  $U_R = 0.64$  ( $\text{---}\blacktriangle\text{---}$ ),  $U_R = 0.83$  ( $\text{---}\blacklozenge\text{---}$ ), avec la densité spectrale d’énergie adimensionnée calculée à partir des fluctuations de la vitesse verticale à la hauteur du couvert dans les simulations des grandes échelles pour les quatre mêmes scénarios :  $U_R = 0.22$  ( $\text{---}\circ\text{---}$ );  $U_R = 0.44$  ( $\text{---}\boxplus\text{---}$ );  $U_R = 0.64$  ( $\text{---}\triangleleft\text{---}$ );  $U_R = 0.83$  ( $\text{---}\diamond\text{---}$ ). Notons que sur la figure 4.14, le taux de croissance est mesuré sur l’axe de gauche alors que la densité spectrale d’énergie est mesuré sur l’axe de droite. La première chose qu’on remarque, c’est que pour toutes les vitesses, le maximum du spectre d’énergie se situe entre  $\lambda = 3h$  et  $\lambda = 5h$  alors que le maximum du taux de croissance se situe entre  $\lambda = 3.5h$  et  $\lambda = 5h$ . L’instabilité de couche de mélange que l’on trouve dans notre analyse de stabilité est bien le moteur de génération de la turbulence dans les simulations des grandes échelles. Ensuite, on peut voir que la courbe du taux de croissance change peu entre  $U_R = 0.22$  et  $U_R = 0.44$ , mais change significativement à  $U_R = 0.64$  et

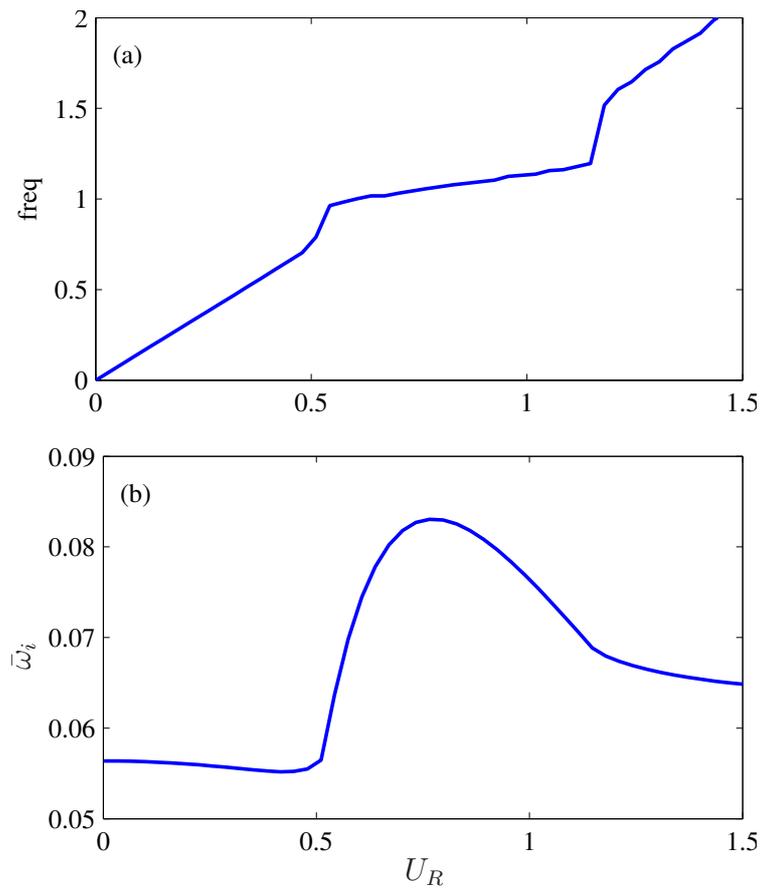


FIGURE 4.13 – Fréquence (a) et taux de croissance (b) du mode le plus instable dans un écoulement de couche de mélange au-dessus d'un champ de luzerne modélisé avec un profil de vitesse réaliste et la dissipation turbulente.

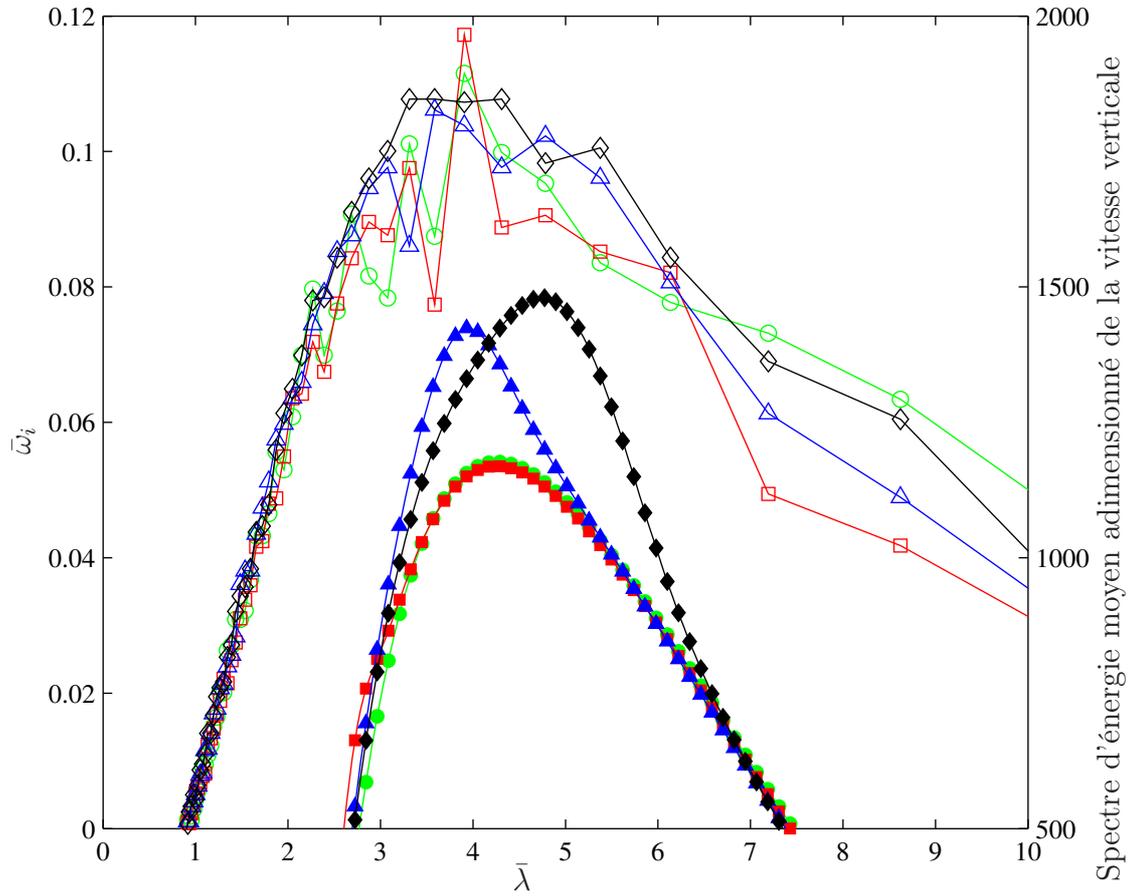


FIGURE 4.14 – Comparaison du taux de croissance prédit par l'analyse linéaire en fonction de la longueur d'onde avec le spectre d'énergie moyen des fluctuations turbulentes calculées dans la simulation LES. Les courbes de  $\bar{\omega}_i$  mesurée sur l'échelle de gauche pour quatre cas :  $U_R = 0.22$  (—●—);  $U_R = 0.44$  (—■—);  $U_R = 0.64$  (—▲—);  $U_R = 0.83$  (—◆—). Les courbes du spectre d'énergie adimensionnée de la LES mesurée sur l'échelle de droite pour les quatre mêmes cas :  $U_R = 0.22$  (—○—);  $U_R = 0.44$  (—□—);  $U_R = 0.64$  (—△—);  $U_R = 0.83$  (—◇—).

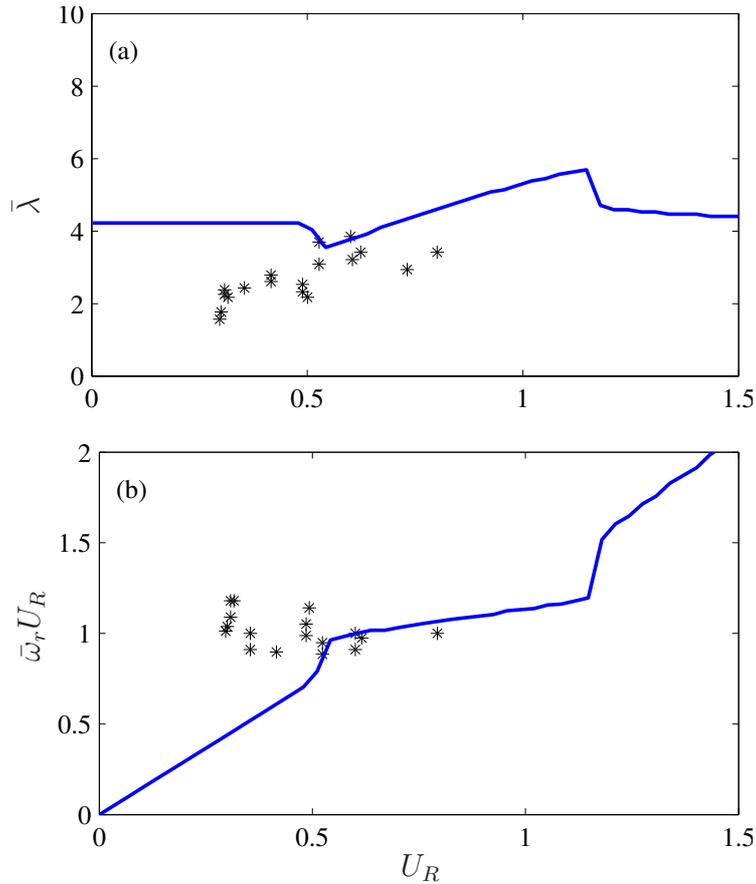


FIGURE 4.15 – Comparaison des prédictions de la longueur d’onde (a) et la fréquence (b) de la théorie linéaire de stabilité ( — ) avec les observations expérimentales de Py *et al.* (2006) (\*).

$U_R = 0.83$  qui correspondent à des vitesses réduites dans la plage d’accrochage à la figure 4.13. Cependant, il est difficile d’associer cette variation du taux de croissance aux variations du spectre d’énergie qui sont plutôt désordonnées.

À la figure 1.17 nous avons montré la comparaison effectuée par Py *et al.* (2006) des propriétés des ondes qu’ils ont mesurées sur des champs de cultures avec les prédictions de leur théorie linéaire. Leur courbes théoriques ont été obtenues en faisant l’hypothèse superflue d’irrotationalité et en modélisant le profil de vitesse avec des lignes brisées. Nous présentons à la figure 4.15, la comparaison des points expérimentaux de Py *et al.* (2006) avec la prédiction de la théorie linéaire incorporant le profil de vitesse réaliste et la viscosité turbulente. L’ajout de réalisme rend l’accord significativement moins bon, cependant les valeurs de longueur d’onde et de fréquence dans la plage d’accrochage demeurent proches des valeurs mesurées expérimentalement. Aussi, comme nous savons que le mode le plus instable du

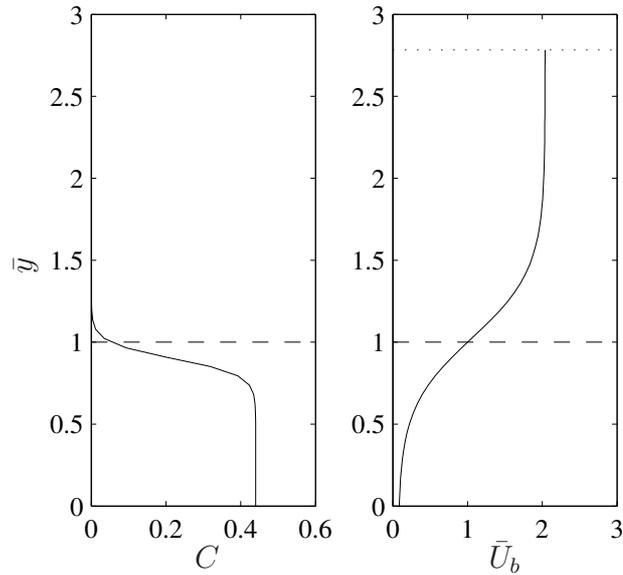


FIGURE 4.16 – Profils moyens imposés dans l’étude numérique de stabilité du système de plantes aquatiques : terme de couplage (a) ; vitesse du scénario C (b). Le trait en tirets représente la hauteur du couvert alors que le trait pointillé représente la hauteur de la surface libre  $\bar{H}_b$ .

Le système est presque entièrement un mode fluide en dehors de la plage d’accrochage (voir figure 4.4 b), il n’est pas adapté à prédire les mouvements du couvert en dehors de cette plage. Il y a possiblement d’autres modes moins instables qui comportent plus d’énergie dans le couvert. Nous atteignons ici la limite de notre hypothèse implicite que le mode le plus instable du système est celui qui se manifestera partout dans le système.

#### 4.4.2 Écoulement d’eau au-dessus de plantes complètement submergées

La dernière comparaison que nous effectuons à l’aide du modèle enrichi de la section 4.2 vise à prédire l’apparition de monami dans les expériences en canal hydraulique de Ghisalberti & Nepf (2002) sur des modèles synthétiques de zostères. Dans leurs expériences, Ghisalberti & Nepf ont testé plusieurs conditions d’écoulement sur leur modèle de couvert végétal aquatique dans 9 scénarios et ont à chaque fois mesuré le profil de vitesse ainsi que noté si oui ou non des mouvements cohérents du couvert étaient observables. À titre d’exemple, le profil de vitesse du scénario C est présenté à la figure 4.16 (b). Les valeurs de fréquence naturelle et

Scénarios	$U_R$	$M$	$\bar{H}_b$	$\zeta$	$F_R$	$Re_t$
A	0.5297	0.0069	4.2235	0	0.2252	$\infty$
B	0.2115	0.0052	3.177	0	0.1195	$\infty$
C	0.0697	0.0046	2.7829	0	0.045	$\infty$
D	0.7182	0.0092	4.5312	0	0.2558	$\infty$
E	0.2785	0.0063	3.0851	0	0.1457	$\infty$
F	0.0738	0.0046	2.2835	0	0.0522	$\infty$
G	0.9442	0.0095	2.6452	0	0.4332	$\infty$
H	0.2836	0.0063	1.7447	0	0.1973	$\infty$
I	0.5177	0.0065	1.3667	0	0.3982	$\infty$

Tableau 4.3 – Valeurs des paramètres adimensionnels utilisés dans les simulations du monami.

de masse ajoutée calculées à l’Annexe C sont utilisées pour calculer les valeurs des nombres adimensionnels correspondant aux 9 scénarios étudiés par Ghisalberti & Nepf (2002). Ces valeurs sont données au tableau 4.3. Les profils de coefficients de traînée et de densité surfacique mesurés sur des modèles de plantes par Nepf & Vivoni (2000) sont utilisés pour estimer le profil de terme de couplage de la figure 4.16 (a).

Le but de cette sous-section est simple : nous modélisons les 9 scénarios du tableau 4.3 avec le modèle de la section 4.2 en utilisant les conditions limites des équations 4.19 pour tester si le scénario se situe dans la plage d’accrochage ou non. À partir des résultats présentés à la sous-section 4.3.2, nous convenons que la mesure la plus adaptée est le ratio d’énergie contenue dans le couvert  $\eta$ .

À la figure 4.17 sont présentées les valeurs de  $\eta$  calculées pour chaque scénario des expériences de Ghisalberti & Nepf (2002). Les barres du graphique sont à gauche et foncées pour les scénarios où des mouvements cohérents ont été observés expérimentalement et sont à droite et blanches lorsque des mouvements cohérents n’étaient pas perceptibles. On peut donc croire qu’une forte valeur de  $\eta$  est associée à des mouvements cohérents dans les expériences.

## 4.5 Conclusion

La simplicité du modèle de stabilité linéaire permet de mettre en évidence les deux mécanismes responsables du phénomène d’accrochage : (i) en oscillant en

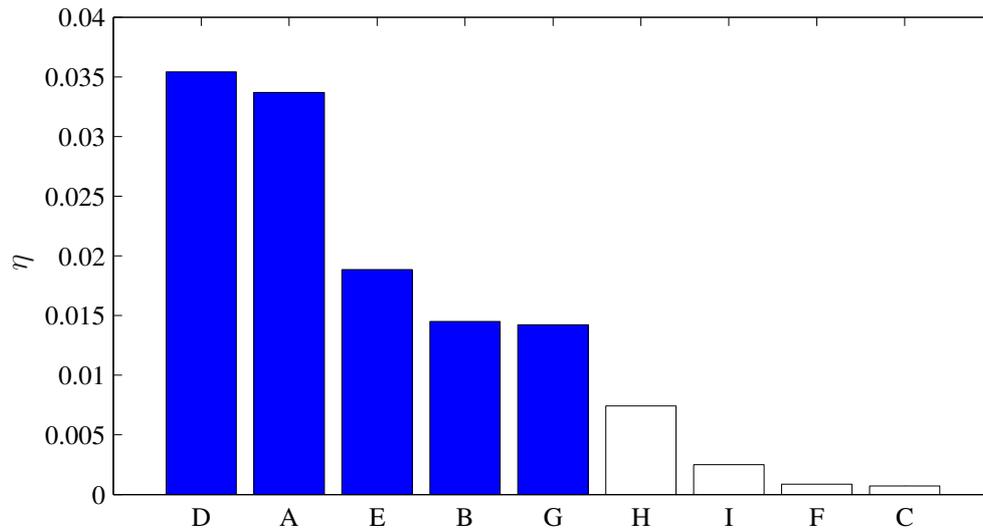


FIGURE 4.17 – Valeurs calculées par la théorie de stabilité linéaire de la fraction d’énergie de perturbation  $\eta$  contenue dans le couvert pour les 9 scénarios étudiés expérimentalement par Ghisalberti & Nepf (2002). Les barres des cinq scénarios où un mouvement cohérent du couvert a été observé sont à gauche et foncées alors que celles des quatre scénarios où aucun mouvement cohérent n’a été observé sont à droite en blanc.

phase, l’écoulement et le couvert végétal diminuent leur interaction et réduisent ainsi la dissipation de traînée ; et (ii) le mouvement du couvert cause une augmentation de la corrélation entre les deux composantes de la vitesse de perturbation de l’écoulement dans la couche de cisaillement, ce qui rend les contraintes de Reynolds plus efficaces à extraire de l’énergie de l’écoulement de base.

L’accrochage est possible dans les plantes aquatiques, mais prend une forme différente du cas sur un couvert terrestre dû à la grande différence de nombre de masse.

Dans un modèle simplifié ou dans un modèle enrichi d’un profil de vitesse plus réaliste et de dissipation turbulente, l’accrochage est qualitativement le même.

Le modèle linéaire prédit bien les longueurs d’onde les plus énergétiques de la simulation des grandes échelles sur un couvert de luzerne et prédit l’apparition de monami dans les plantes aquatiques.

# Chapitre 5

## Conclusion

### 5.1 Contributions

Pour conclure, cette étude a permis grâce à des expérimentations et des modélisations simples d’approfondir notre connaissance des mécanismes de reconfiguration des plantes ainsi que les mécanismes responsables de l’accrochage dans les écoulements sur les couverts végétaux.

Nous avons démontré que la reconfiguration est régie par le nombre de Cauchy. La superposition des mesures de traînée pour les systèmes simples de même que pour les systèmes poroélastiques en est la preuve. Pour les systèmes simples étudiés ici (plaques et filaments), différents régimes de traînée existent : à bas nombre de Cauchy, les déformations sont faibles et la traînée varie comme sur un corps rigide ; aux valeurs du nombre de Cauchy supérieures à 1, la reconfiguration est importante et la valeur de l’exposant de Vogel varie significativement avec le nombre de Cauchy ; aux grands nombres de Cauchy, un régime asymptotique de grande reconfiguration existe. Nous avons découvert que dans ce régime asymptotique, la loi d’échelle de la traînée en fonction de la vitesse de l’écoulement peut être déduite par analyse dimensionnelle en faisant l’hypothèse que la longueur caractéristique du système n’importe plus.

À l’aide de modèles basés sur une formulation empirique des forces aérodynamiques, nous avons calculé la variation avec le nombre de Cauchy de l’effet des mécanismes de réduction d’aire, de profilage et de réduction de vitesse effective sur la reconfiguration. Tous ces mécanismes peuvent avoir une influence positive ou négative sur la réduction de traînée dépendamment du système et du nombre de Cauchy. Dans le cas du système poroélastique que nous avons étudié ici, le mécanisme de réduction de vitesse effective agit dans le sens inverse de la somme des

effets des autres mécanismes. La réduction de vitesse effective tend donc à réduire les variations de l'exposant de Vogel avec le nombre de Cauchy. De plus, nous avons montré que pour une valeur suffisamment grande de la densité surfacique, la loi d'échelle en  $\mathcal{V} = -1$  à grand nombre de Cauchy est robuste sur une grande plage de valeur de densité surfacique.

Nous avons étudié la stabilité linéaire d'un écoulement au-dessus d'un couvert végétal et analysé le bilan énergétique des perturbations du système couplé. Cela nous a permis de cerner les deux mécanismes responsables de l'accrochage. Pour le système du vent au-dessus d'un champ de blé de même que pour les plantes aquatiques, l'écoulement et le couvert oscillent en phase, ce qui a pour effet de diminuer leurs interactions et la dissipation de traînée ; de plus, les mouvements du couvert causent une augmentation de la corrélation des composantes de vitesse de perturbation de l'écoulement dans la couche de mélange, rendant ainsi les contraintes de Reynolds plus efficace pour extraire de l'énergie de l'écoulement de base. L'accrochage est donc causé par les mêmes mécanismes, qu'il ait lieu sur des plantes terrestres ou des plantes aquatiques, mais la grande différence entre les nombres de masse change beaucoup sa forme.

Il ressort aussi de l'étude que l'accrochage va bien au-delà du simple rapprochement de fréquence : il y a une réorganisation des modes les plus amplifiés du systèmes qui affecte les mouvements du couvert, mais aussi la dynamique de l'écoulement. Cette réorganisation des modes par le phénomène d'accrochage, nous pousse à croire que le honami et le monami ne sont pas que des réponses du couvert au forçage de l'écoulement, qu'il s'agit bien de la dynamique d'un système couplé. Notre modèle prédit bien l'apparition de monami dans les plantes aquatiques et a un succès mitigé à prédire les fréquences et longueurs d'onde observés dans le honami. Nous en concluons qu'il y a probablement un lien entre honami/monami et accrochage.

## 5.2 Perspectives

Dans l'analyse dimensionnelle du régime de grande reconfiguration à la section 2.3, la loi d'échelle de la traînée est obtenue en faisant les hypothèse que la longueur caractéristique du système n'importe plus et que le mode de déformation du système est un mode de flexion. La forme exacte du mode de flexion n'est pas spécifiée. Dans le cas du disque de Schouveiler & Boudaoud (2006), le mode

de déformation en cône est favorisé par la coupe radiale. Si différentes conditions initiales étaient imposées ou si des perturbations externes étaient appliquées, différentes formes de flexion azimuthale ou longitudinale pourraient être observables une fois le chargement hydrodynamique appliqué. Même si le mode était différent, sa rigidité en flexion serait toujours quand même donnée par la valeur  $B$ . Si dans le régime asymptotique de grande reconfiguration, la longueur caractéristique perd son importance et qu'aucune autre échelle de longueur n'apparaît (soit par plasticité ou tout autre phénomène), est-ce que la loi d'échelle de la traînée serait la même peu importe la forme exacte du mode de déformation? Pour répondre à cette question, il est nécessaire d'effectuer des expériences sur la reconfiguration d'une structure en testant différents modes de déformation.

On peut tracer un parallèle entre la grande plage de valeurs de densité surfacique sur laquelle un exposant de Vogel de  $-1$  est observée pour la balle poroélastique sur la figure 3.13 et la reconfiguration d'arbres. Nous montrons dans la revue de littérature qu'un exposant de Vogel de  $-1$  n'est pas rare pour les arbres conifères. En plus, ces arbres ont une structure qui pourrait se rapprocher de celle des systèmes poroélastiques étudiées ici. Tout comme les balles de filaments, les conifères sont des structures poroélastiques formées d'une grande quantité de poutres qui créent de la traînée : leurs feuilles en forme d'aiguilles. Ce n'est peut-être pas une coïncidence si les exposants de Vogel de quatre des cinq espèces de conifères testés sont autour de  $-1$ . Il serait intéressant d'évaluer les valeurs de densités surfaciques de certains spécimens d'arbres et de tester leur reconfiguration expérimentalement de la même façon que nous le faisons ici pour des balles de filaments. Cela permettrait de faire la lumière sur l'apparente homogénéité des valeurs d'exposant de Vogel présentes dans la littérature. Cependant, il faut noter qu'à la différence des balles, les arbres ont une arborescence beaucoup plus complexe et il n'y a pas que les aiguilles qui se plient dans le vent, les branches qui les tiennent aussi.

Cela amène l'idée d'arborescence dans le problème de reconfiguration. Pour un système simple comme une plaque rectangulaire, ou même pour un système poroélastique composé d'éléments identiques, la reconfiguration est régie par le nombre de Cauchy et on peut poser une valeur seuil approximative de 1 à partir de laquelle la reconfiguration se produit. Cependant, pour un arbre composé de feuilles, de petites, moyennes et grosses branches ainsi que d'un tronc, la reconfiguration semble beaucoup plus graduelle. Il y a en fait dans un système arboré,

toute une gamme de nombres de Cauchy régissant le problème de reconfiguration : un nombre de Cauchy définit selon les propriétés des feuilles, un autre selon les propriétés du tronc etc. Il y a dans cette axe de recherche la possibilité de réconcilier l'étude de la reconfiguration de systèmes simples et académiques avec celle de la reconfiguration de vrais végétaux.

Enfin, malgré le réalisme ajouté aux modélisations de l'écoulement au-dessus du couvert végétal par la considération d'un profil de vitesse continu ainsi que la dissipation turbulente, ce modèle demeure linéaire et ne permet donc pas de prédire d'amplitude, d'étudier les instabilités secondaires, ni de comprendre les mécanismes non-linéaires de saturation. Il semble donc qu'à présent, la prochaine étape dans la compréhension des mécanismes d'interaction entre un écoulement et un couvert végétal nécessite une étude non-linéaire telle que des simulations des grandes échelles. Ce qui serait particulièrement intéressant serait de voir comment le mode le plus instable de la simulation linéaire évolue en temps et comment les mécanismes non-linéaires causent sa saturation en amplitude.

Notons aussi que malgré toute la littérature existante sur les interactions entre le vent et un couvert végétal, aucune étude n'a été publiée combinant à la fois des mesures des propriétés du couvert et de ses mouvements avec des mesures au même instant sur l'écoulement à l'intérieur et au-dessus du couvert. Ces données seraient inestimables pour tester des modèles d'interaction et étudier le honami.

Enfin, nous avons vu comment la flexibilité des plantes joue un rôle important dans leurs interactions avec l'écoulement dans lequel elles vivent. Les plantes tirent parti de leur flexibilité en réduisant leur traînée et en augmentant leurs échanges de masse et de chaleur avec le fluide qui les entoure. La biomimétique des mécanismes d'interaction entre les écoulements et les plantes pourrait nous faire voir les bénéfices potentiels d'une utilisation appropriée de la flexibilité structurelle dans des applications d'ingénierie. Par exemple, on peut penser au concept d'éolienne à conicité variable (Crawford & Platts, 2008) dont les pales se replient avec le vent. Cette « reconfiguration » passive de l'éolienne a pour effet de faire diminuer l'aire balayée par les pales avec l'augmentation de la vitesse du vent, diminuant ainsi les efforts maximaux perçus et développant une puissance plus constante. D'un autre côté, les oscillations d'une structure flexible peuvent être utilisées pour générer un écoulement comme dans le cas d'un puits de chaleur constitué de poutres actionnées par un matériau piézoélectrique (Kimber & Garimella, 2009). Ces poutres flexibles sont effectivement des ventilateurs et il y a lieu de se demander si un

couvert formé de poutres actionnées par une onde propagative pourrait voir ses performances améliorées par un phénomène similaire à l'accrochage. L'étude des mécanismes d'interactions fluide-structure entre écoulements et végétaux pourrait aider à apporter un changement de paradigme nécessaire pour imaginer et concevoir des applications d'ingénierie profitant des bénéfices de la flexibilité.

# Bibliographie

- ACKERMAN, J. D. & OKUBO, A. 1993 Reduced mixing in a marine macrophyte canopy. *Functional Ecology* **7** (3), 305–309.
- AHMED, T., OAKLEY, B. T., SEMMENS, M. J. & GULLIVER, J. S. 1996 Non-linear deflection of polypropylene hollow fiber membranes in transverse flow. *Water Research* **30**, 431–439.
- ALBEN, S., SHELLEY, M. & ZHANG, J. 2002 Drag reduction through self-similar bending of a flexible body. *Nature* **420**, 479–481.
- ALBEN, S., SHELLEY, M. & ZHANG, J. 2004 How flexibility induces streamlining in a two-dimensional flow. *Physics of Fluids* **16**, 1694–1713.
- BAKER, C.J. 1995 The development of a theoretical model for the windthrow of plants. *Journal of Theoretical Biology* **175** (3), 355–372.
- BANERJEE, A., BHATTACHARYA, B. & MALLIK, A.K. 2008 Large deflection of cantilever beams with geometric non-linearity : Analytical and numerical approaches. *International Journal of Non-Linear Mechanics* **43**, 366–376.
- BATCHELOR, G. K. 2000 *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press.
- BEAR, JACOB 1972 *Dynamics of Fluids in Porous Media*. New York : Dover.
- BERRY, P. M., STERLING, M., BAKER, C. J., SPINK, J. & SPARKES, D. L. 2003 A calibrated model of wheat lodging compared with field measurements. *Agricultural and Forest Meteorology* **119** (3-4), 167–180.
- BERRY, P. M., STERLING, M., SPINK, J. H., BAKER, C. J., SYLVESTER-BRADLEY, R., MOONEY, S. J., TAMS, A. R. & ENNOS, A.R. 2004 Understanding and reducing lodging in cereals. *Advances in Agronomy* **84**, 217–271.

- BISHOP, R. E. D. & JOHNSON, D. C. 1960 *The Mechanics of Vibration*. Cambridge : Cambridge University Press.
- BISSHOPP, K. E. & DRUCKER, D. C. 1945 Large deflection of cantilever beams. *Quarterly of Applied Mathematics* **3**, 272–275.
- BLEVINS, R.D. 1977 *Flow-induced vibration*. New York : Van Nostrand Reinhold.
- BLEVINS, R. D. 1984 *Applied Fluid Dynamics Handbook*. New York, Van Nostrand Reinhold Co.
- CERMAK, J.E. & ISYUMOV, N. 1998 *Wind Tunnel Studies of Buildings and Structures*. American Society of Civil Engineers.
- CHAKRABARTI, S. 2002 *The Theory and Practice of Hydrodynamics and Vibration*. Singapore, World Scientific.
- CLEUGH, H., MILLER, J. & BÖHM, M. 1998 Direct mechanical effects of wind on crops. *Agroforestry Systems* **41** (1), 85–112.
- CORREL, B. 2005 <http://www.flickr.com/photos/68346822@N00/562979874/> accédé le 25 septembre 2009.
- COSSU, C. & BRANDT, L. 2004 On Tollmien-Schlichting-like waves in streaky boundary layers. *European Journal of Mechanics B : Fluids* **23**, 815–833.
- CRAWFORD, C. & PLATTS, J. 2008 Updating and optimization of a coning rotor concept. *Journal of Solar Energy Engineering* **130** (3), 031002–8.
- DE LANGRE, E. 2006 Frequency lock-in is caused by coupled-mode flutter. *Journal of Fluids and Structures* **22**, 783–791.
- DE LANGRE, E. 2008 Effects of wind on plants. *Annual Review of Fluid Mechanics* **40**, 141–168.
- DENIS, M. 2004 Expertise collective suite aux dégâts en forêt lors des tempêtes de décembre 1999. <http://www.cemagref.fr/Informations/DossiersThematiques/ForetRisques/Recherche03.htm>, accédé le 13 juillet 2009.

- DIENER, J., RODRIGUEZ, M., BABOUD, L. & REVERET, L. 2009 Wind projection basis for real-time animation of trees. *Computer Graphics Forum* **28**, 533–540.
- DOARÉ, O., MOULIA, B. & DE LANGRE, E. 2004 Effect of plant interaction on wind-induced crop motion. *Transactions of the ASME, Journal of Biomechanical Engineering* **126**, 146–51.
- DRAZIN, P. G. & REID, W. H. 1981 *Hydrodynamic Stability*. Cambridge : Cambridge University Press.
- DUPONT, S. & BRUNET, Y. 2006 Simulation of turbulent flow in an urban forested park damaged by a windstorm. *Boundary-Layer Meteorology* **120** (1), 133–161.
- DUPONT, S. & BRUNET, Y. 2008 Influence of foliar density profile on canopy flow : A large-eddy simulation study. *Agricultural and Forest Meteorology* **148** (6-7), 976–990.
- DUPONT, S., GOSSELIN, F., PY, C., DE LANGRE, E., HEMON, P. & BRUNET, YVES 2009 Modelling waving crops using large-eddy simulation : comparison with experiments and linear stability analysis. *Journal of Fluid Mechanics* Soumis le 1 mai 2009.
- ENNOS, AR 1999 The aerodynamics and hydrodynamics of plants. *J Exp Biol* **202** (23), 3281–3284.
- ETNIER, S. A. & VOGEL, S. 2000 Reorientation of daffodil (narcissus : Amaryllidaceae) flowers in wind : drag reduction and torsional flexibility. *American Journal of Botany* **87** (1), 29–32.
- FARQUHAR, T. & EGGLETON, C. 2000 Pulsatile flow heightens vertical exchanges in a wheat canopy. In *Proceedings of the 3rd Plant Biomechanics Conference, Freiburg, Germany*, pp. 529–36. Stuttgart, Germany : Georg Thieme Verlag.
- FARQUHAR, T, JIANG, Z & HASLACH, HW 2003 A possible mechanism for sensing crop canopy ventilation. In *Sensors and Sensing in Biology and Engineering* (ed. Barth, FG and Humphrey, JAC and Secomb, TW), pp. 213–219. Springer-Verlag Wien.

- FARQUHAR, T., WOOD, J. Z. & VAN BEEM, J. 2000 The kinematics of wheat struck by a wind gust. *Journal of Applied Mechanics* **67** (3), 496–502.
- FAVIER, J., DAUPTAIN, A., BASSO, D. & BOTTARO, A. 2009 Passive separation control using a Self-Adaptive hairy coating. *Journal of Fluid Mechanics* **627** (-1), 451–483.
- FERTIS, D. G. 1996 *Advanced Mechanics of Structures*. New York, CRC Press.
- FINNIGAN, J. J. 2000 Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* **32**, 519–571.
- FINNIGAN, J. J. & MULHEARN, P. J. 1978 A simple mathematical model of airflow in waving plant canopies. *Boundary-Layer Meteorology* **14** (3), 415–431.
- GARDINER, B., PELTOLA, H. & KELLOMÄKI, S. 2000 Comparison of two models for predicting the critical wind speeds required to damage coniferous trees. *Ecological Modelling* **129** (1), 1 – 23.
- GARDINER, B. A. & QUINE, C. P. 2000 Management of forests to reduce the risk of abiotic damage – a review with particular reference to the effects of strong winds. *Forest Ecology and Management* **135** (1-3), 261–277.
- GHISALBERTI, M. & NEPF, H. M. 2002 Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows. *Journal of Geophysical Research* **107** (C2), 3011.
- GHISALBERTI, M. & NEPF, H. M. 2004 The limited growth of vegetated shear layers. *Water Resources Research* **40**, W07502.
- GOSSELIN, F. & DE LANGRE, E. 2009 Destabilising effects of plant flexibility in air and aquatic vegetation canopy flows. *European Journal of Mechanics - B/Fluids* **28** (2), 271–282.
- GOSSELIN, F., DE LANGRE, E. & MACHADO-ALMEIDA, B.A. 2009 Drag reduction of flexible plates by reconfiguration. *Journal of Fluid Mechanics* Soumis le 26 janvier 2009.
- HARDER, D., SPECK, O., HURD, C. & SPECK, T. 2004 Reconfiguration as a prerequisite for survival in highly unstable flow-dominated habitats. *Journal of Plant Growth Regulation* **23**, 98–107.

- HO, C. & HUERRE, P. 1984 Perturbed free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics* **16** (1), 365–422.
- HOFFMANN, M. 2004 Application of a simple space-time averaged porous media model to flow in densely vegetated channels. *Journal of Porous Media* **7** (3), 183–191.
- HOLMES, J. 2007 *Wind Loading of Structures*, 2nd edn. Taylor & Francis.
- INOUE, E. 1955 Studies of the phenomena of waving plants (“honami”) caused by wind. part 1 : Mechanism and characteristics of waving plants phenomena. *Journal of Agricultural Meteorology (Tokyo)* **11**, 71–82.
- JAFFE, M. J. 1973 Thigmomorphogenesis : The response of plant growth and development to mechanical stimulation. *Planta* **114** (2), 143–157.
- KIMBER, M. & GARIMELLA, S. V. 2009 Cooling performance of arrays of vibrating cantilevers. *Journal of Heat Transfer* **131** (11), 111401–8.
- KOEHL, M. A. R. & ALBERTE, R. S. 1988 Flow, flapping, and photosynthesis of *nereocystis leutkeana* : a functional comparison of undulate and flat blade morphologies. *Marine Biology* **99** (3), 435–444.
- DE LEMOS, M. J. S. 2006 *Turbulence in Porous Media : Modeling and Applications*. London : Elsevier.
- LOVE, J. 2009 <http://www.flickr.com/photos/jlove60/3699733765/> accédé le 25 septembre 2009.
- MAYHEAD, G.J. 1973 Some drag coefficients for british forest trees derived from wind tunnel studies. *Agricultural Meteorology* **12**, 123–130.
- MOULIA, B. & COMBES, D. 2006 Thigmomorphogenetic acclimation of plants to moderate winds as a major factor controlling height growth and biomass distribution in crops, as demonstrated in alfalfa (*medicago sativa* l.). *Stockholm : STFI* pp. 317–22.
- NAUDASCHER, E. & ROCKWELL, D. 1993 *Flow-Induced Vibrations : An Engineering Guide*. Rotterdam, Netherlands : A.A. Balkema.

- NEPF, H. M. 1999 Drag, turbulence, and diffusion in flow through emergent vegetation. *Water Resources Research* **35** (2), 479–489.
- NEPF, H. M. & VIVONI, E. R. 2000 Flow structure in depth-limited, vegetated flow. *Journal of Geophysical Research* **105**, 28527–28546.
- PEDRAS, M. H. J. & DE LEMOS, M. J. S. 2001 Macroscopic turbulence modeling for incompressible flow through undeformable porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **44** (6), 1081–1093.
- PY, C. 2005 Couplage entre la dynamique du vent et le mouvement d'un couvert végétal. Ph.d. thesis, École Polytechnique.
- PY, C., DE LANGRE, E. & MOULIA, B. 2006 A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies. *Journal of Fluid Mechanics* **568**, 425–449.
- PY, C., DE LANGRE, E., MOULIA, B. & HÉMON, P. 2005 Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images. *Agricultural and Forest Meteorology* **130** (3-4), 223–236.
- RAUPACH, M. R., COPPIN, P. A. & LEGG, B. J. 1986 Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy part i : The turbulence structure. *Boundary-Layer Meteorology* **35** (1), 21–52.
- RAUPACH, M. R., FINNIGAN, J. J. & BRUNET, Y. 1996 Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : The mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology* **78** (3), 351–382.
- RAUPACH, M. R. & THOM, A. S. 1981 Turbulence in and above plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* **13**, 97–129.
- RUDNICKI, M., MITCHELL, S. J. & NOVAK, M. D. 2004 Wind tunnel measurements of crown streamlining and drag relationships for three conifer species. *Canadian Journal of Forest Research* **34**, 666–676.
- SCHOUVEILER, L. & BOUDAUD, A. 2006 The rolling up of sheets in a steady flow. *Journal of Fluid Mechanics* **563**, 71–80.

- SCHOUVEILER, L., ELOY, C. & LE GAL, P. 2005 Flow-induced vibrations of high mass ratio flexible filaments freely hanging in a flow. *Physics of Fluids* **17** (4), 047104–8.
- SELLIER, D., BRUNET, Y. & FOURCAUD, T. 2008 A numerical model of tree aerodynamic response to a turbulent airflow. *Forestry* **81** (3), 279–297.
- STACEY, G. R., BELCHER, R. E., WOOD, C. J. & GARDINER, B. A. 1994 Wind flows and forces in a model spruce forest. *Boundary-Layer Meteorology* **V69** (3), 311–334.
- TAYLOR, G. 1952 Analysis of the swimming of long and narrow animals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **214** (1117), 158–183.
- TENNEKES, H. & LUMLEY, J. L. 1972 *A First Course in Turbulence*. Cambridge, Massachusetts : MIT Press.
- TIGANI, K. 2006 [http://www.ceoe.udel.edu/cms/jgallagher/tigani/kt\\_index.html](http://www.ceoe.udel.edu/cms/jgallagher/tigani/kt_index.html) accédé le 25 septembre 2009.
- VOGEL, S. 1984 Drag and flexibility in sessile organisms. *American Zoologist* **24** (1), 37–44.
- VOGEL, S. 1989 Drag and reconfiguration of broad leaves in high winds. *Journal of Experimental Botany* **40**, 941–948.
- VOGEL, S. 1996 *Life in Moving Fluids*, 2nd edn. Princeton University Press.
- VOGEL, S. 1998 *Cats' Paws and Catapults : Mechanical Worlds of Nature and People*. W. W. Norton and Company.
- VOGEL, S. 2009 Leaves in the lowest and highest winds : temperature, force and shape. *New Phytologist* **183** (1), 13–26.
- VOLLSINGER, S., MITCHELL, S. J., BYRNE, K. E., NOVAK, M. D. & RUDNICKI, M. 2005 Wind tunnel measurements of crown streamlining and drag relationships for several hardwood species. *Canadian Journal of Forest Research* **35**, 1238–1249.
- WILLIAMSON, C. H.K & GOVARDHAN, R. 2004 Vortex-induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics* **36** (1), 413–455.

# Annexe A

## Détails de la solution analytique

En substituant la solution d'onde propagative de l'équation 4.15 dans les équations 4.10-4.12, nous pouvons résoudre analytiquement pour la fonction de forme de la vitesse verticale et la pression de perturbation dans les trois parties du domaine : à l'intérieur du couvert,  $\bar{y} \leq 1$

$$\hat{v}(\bar{y}) = A_1 e^{\kappa \bar{y}} + A_2 e^{-\kappa \bar{y}} - \frac{i\bar{\omega}C(1-\bar{W})}{k^2(1-\bar{W}-\bar{\omega}/k)} \frac{\partial \chi}{\partial \bar{y}} \hat{q}, \quad (\text{A.1})$$

$$\hat{p}(\bar{y}) = -i \left( 1 - \bar{W} - \frac{\bar{\omega}}{k} - i \frac{C}{k} (1 - \bar{W}) \right) \frac{\kappa}{k} (A_1 e^{\kappa \bar{y}} - A_2 e^{-\kappa \bar{y}}) - (1 - \bar{W}) \frac{\bar{\omega}C}{k} \chi \hat{q}, \quad (\text{A.2})$$

dans la couche de mélange,  $1 \leq \bar{y} \leq 1 + \bar{\delta}$

$$\hat{v}(\bar{y}) = A_3 e^{\bar{k}\bar{y}} + A_4 e^{-\bar{k}\bar{y}}, \quad (\text{A.3})$$

$$\hat{p}(\bar{y}) = -i \left[ 1 + 2\bar{W} \left( \bar{y} - 1 - \frac{1}{2}\bar{\delta} \right) - \frac{\bar{\omega}}{k} \right] (A_3 e^{\bar{k}\bar{y}} - A_4 e^{-\bar{k}\bar{y}}) + \frac{i2\bar{W}}{k} [A_3 e^{\bar{k}\bar{y}} + A_4 e^{-\bar{k}\bar{y}}], \quad (\text{A.4})$$

et au dessus de la couche de mélange,  $1 + \bar{\delta} \leq \bar{y}$

$$\hat{v}(\bar{y}) = A_5 e^{\bar{k}\bar{y}} + A_6 e^{-\bar{k}\bar{y}}, \quad (\text{A.5})$$

$$\hat{p}(\bar{y}) = -i \left( 1 + \bar{W} - \frac{\bar{\omega}}{k} \right) [A_5 e^{\bar{k}\bar{y}} - A_6 e^{-\bar{k}\bar{y}}], \quad (\text{A.6})$$

où

$$\kappa = \bar{k} \sqrt{\frac{1 - \bar{W} - \bar{\omega}/k}{1 - \bar{W} - \frac{\bar{\omega}}{k} - i \frac{C}{k} (1 - \bar{W})}},$$

et où  $A_1, A_2 \dots A_6$  sont les constantes d'intégration. Dû à une hypothèse d'écoulement irrotationnel dans le couvert, Py *et al.* (2006) trouvent une forme simplifiée de solution analytique avec  $\kappa = \bar{k}$  dans les équations A.1-A.2 et le terme  $\hat{q}$  dans l'équation A.1 disparaît. Ces simplifications leur permettent de trouver une équation de dispersion de la forme d'un polynôme. Ce point est discuté à la fin de la section 4.1.

Les constantes  $A_1, A_2 \dots A_6$  sont évaluées en appliquant deux séries de conditions : (i) la continuité des fonctions de forme de la vitesse verticale et la pression sur le domaine en  $\bar{y}$

$$\begin{aligned} \hat{v}|_{\bar{y}=1^-} &= \hat{v}|_{\bar{y}=1^+}, & \hat{v}|_{\bar{y}=(1+\bar{\delta})^-} &= \hat{v}|_{\bar{y}=(1+\bar{\delta})^+}, \\ \hat{p}|_{\bar{y}=1^-} &= \hat{p}|_{\bar{y}=1^+}, & \hat{p}|_{\bar{y}=(1+\bar{\delta})^-} &= \hat{p}|_{\bar{y}=(1+\bar{\delta})^+}, \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

et (ii), les conditions limites sous la forme d'ondes propagatives des équations 4.14

$$\hat{v}|_{\bar{y}=0} = 0, \quad \lim_{\bar{H}_b \rightarrow \infty} \hat{v}|_{\bar{y}=\bar{H}_b} = 0. \quad (\text{A.8})$$

Nous substituons la solution d'onde propagative 4.15 dans l'équation d'oscillateur 4.13 et après intégration par partie de la solution analytique de l'écoulement, nous obtenons

$$\begin{aligned} & \left[ -\bar{\omega}^2 + \frac{\bar{\omega}}{\bar{k}} \frac{1 - \bar{W}}{3M} C - 2i\bar{\omega} \frac{\bar{\zeta}}{U_R} + \frac{1}{U_R^2} \right] \hat{q} \\ & = \left( \frac{i}{\bar{k}} \frac{1 - \bar{W}}{M} C \right) \left[ A_1 e^{\kappa} \left( 1 - \frac{1}{\kappa} \right) + A_2 e^{-\kappa} \left( 1 + \frac{1}{\kappa} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Nous réécrivons le système d'équations A.7, A.8 et A.9 sous la forme d'un opérateur de sept constantes  $A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6$  et  $\hat{q}$  pour obtenir l'équation 4.16.

## Annexe B

# Discrétisation de l'analyse linéaire

The  $\bar{y}$ -function of the vertical perturbation flow velocity  $\hat{v}(y)$  is discretised over the domain  $[0, \bar{H}]$  at  $N + 2$  nodes leading to a distance between the nodes of  $\Delta\bar{y} = \bar{H}/(N+1)$ . We can define a vector composed of the coefficients of the velocity and the displacement of the canopy and the  $N$  discretised values of the  $\bar{y}$ -function of the perturbation velocity away from the boundaries :  $\vec{v} = \langle \hat{\sigma}, \hat{q}, \hat{v}_1, \hat{v}_2, \dots, \hat{v}_N \rangle^T$ . We rewrite the system of equations 4.41, 4.40 and 4.39 in operator form, i.e., the eigenvalue problem of equation 4.43  $(\mathbf{L}_A - \bar{\omega}\mathbf{L}_B) \vec{v} = 0$ . The  $(N + 2) \times (N + 2)$  matrices  $\mathbf{L}_A$  and  $\mathbf{L}_B$  are the linear operators of  $\vec{v}$  corresponding to the following three equations : the relation between the coefficients of the velocity and the displacement of the canopy

$$\hat{\sigma} - \bar{\omega} [-i\hat{q}] = 0, \quad (\text{B.1})$$

the oscillator equation of the canopy motion

$$\begin{aligned} -\bar{\omega} [i\hat{\sigma}] + 2\zeta U_R^{-1} \hat{\sigma} + U_R^{-2} \hat{q} + \frac{-i\Delta\bar{y}}{kM} \sum_{n=1}^N \left[ \frac{d}{d\bar{y}} (C\bar{U}_b) \right]_{\bar{y}_n} \hat{v}_n \\ + \frac{\Delta\bar{y}}{M} \sum_{n=1}^N [C\bar{U}_b \bar{y}^2]_{\bar{y}_n} \hat{\sigma} = 0, \quad (\text{B.2}) \end{aligned}$$

and the governing equation of the fluid at the  $j = 1..N$  discretised nodes away from the boundaries

$$\begin{aligned} -\bar{\mu}_t \delta_j^4 \hat{v}_j - 2 \frac{d\bar{\mu}_t}{d\bar{y}} \delta_j^3 \hat{v}_j + \left[ i\bar{k}\bar{U}_b + 2\bar{k}^2 \bar{\mu}_t + \frac{d^2 \bar{\mu}_t}{d\bar{y}^2} + C\bar{U}_b \right] \delta_j^2 \hat{v}_j \\ + \left[ 4\bar{k}^2 \frac{d\bar{\mu}_t}{d\bar{y}} + \frac{d}{d\bar{y}} (C\bar{U}_b) \right] \delta_j \hat{v}_j \left[ -i\bar{k}^3 \bar{U}_b - i\bar{k} \frac{d^2 \bar{U}_b}{d\bar{y}^2} - \bar{k}^4 \bar{\mu}_t + \bar{k}^2 \frac{d^2 \bar{\mu}_t}{d\bar{y}^2} \right] \hat{v}_j \\ - \left[ \frac{d}{d\bar{y}} (C\bar{U}_b \bar{y}) \right] \hat{\sigma} - \omega [i\delta_j^2 \hat{v}_j - i\bar{k}^2 \delta_j \hat{v}_j] = 0, \quad (\text{B.3}) \end{aligned}$$

where we used the inverse Reynolds number  $Re_t^{-1} = \bar{\mu}_t$  and the second-order-accurate centred finite differences are given by

$$\begin{aligned}\delta_j \hat{v}_j &= \frac{\hat{v}_{j+1} - \hat{v}_{j-1}}{2\Delta\bar{y}}, & \delta_j^2 \hat{v}_j &= \frac{\hat{v}_{j+1} - 2\hat{v}_j + \hat{v}_{j-1}}{\Delta\bar{y}^2}, \\ \delta_j^3 \hat{v}_j &= \frac{\hat{v}_{j+2} - 2\hat{v}_{j+1} + 2\hat{v}_{j-1} - \hat{v}_{j-2}}{2\Delta\bar{y}^3}, \\ \delta_j^4 \hat{v}_j &= \frac{\hat{v}_{j+2} - 4\hat{v}_{j+1} + 6\hat{v}_j - 4\hat{v}_{j-1} - \hat{v}_{j-2}}{\Delta\bar{y}^4}.\end{aligned}$$

At the boundaries of the domain, the conditions of equations 4.42 lead to

$$\hat{v}_0 = \hat{v}_{N+1} = 0,$$

and the following ghost points which insure a second-order accuracy to the numerical scheme

$$\begin{aligned}\hat{v}_{-1} &= \frac{2}{5}\hat{v}_1 - \frac{7}{5}\hat{v}_2 + \frac{3}{5}\hat{v}_3 - \frac{1}{10}\hat{v}_4, \\ \hat{v}_{N+2} &= -\frac{1}{10}\hat{v}_{N-3} + \frac{3}{5}\hat{v}_{N-2} - \frac{7}{5}\hat{v}_{N-1} + \frac{2}{5}\hat{v}_N.\end{aligned}$$

## Annexe C

# Masse modale et fréquence naturelle des plantes aquatiques

We consider a model plant as a vertical cantilevered beam of Young's modulus  $E$ , moment of inertia  $I$ , length  $L$ , mass per unit length  $m_1$ , with uniform cross-section; the equation of motion of its lateral oscillation in a dense fluid is given by

$$EI \frac{\partial^4 Q}{\partial y^4} + (m_1 + m_2) \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial y} \left( T \frac{\partial Q}{\partial y} \right) = 0,$$

where  $m_2$  is the added mass of fluid oscillating with the beam and the tension in the beam is given by

$$T(y) = g(A\rho - m)(L - y),$$

where  $g$  is the gravitational acceleration,  $A$  the cross-sectional area of the beam and  $\rho$  is the density of the surrounding fluid. We can estimate the added mass per unit length of the model plant as being that of a flat section (Blevins, 1977, p.25), i.e.,

$$m_2 = \rho\pi \frac{w^2}{4},$$

where  $w$  is the width of the model plant. We use Galerkin's method (Bishop & Johnson, 1960) to find the lowest cantilevered beam frequency of the system. With the parameters of Ghisalberti & Nepf (2002) given in table C.1, the natural frequency of each model plant and its effective modal mass (taking into account added mass and buoyancy) can be calculated.

$w$ (mm)	$T$ (mm)	$A$ (m <sup>2</sup> )	$I$ (m <sup>4</sup> )	$E$ (Pa)	$L$ (m)	$\rho_s$ (kg/m <sup>3</sup> )
3	0.1	3 E-7	2.5 E-16	0.30E9	0.127	920

Tableau C.1 – Values of parameters taken and computed from Ghisalberti & Nepf (2002).

# Annexe D

## Articles

**Destabilising effects of plant flexibility in air and aquatic vegetation canopy flows.**

GOSSELIN, F. & DE LANGRE, E.

*European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 2009, **28** (2), 271–282.

**Drag reduction of flexible plates by reconfiguration.**

GOSSELIN, F., DE LANGRE, E. & MACHADO-ALMEIDA, B.A.

Accepté pour publication dans le *Journal of Fluid Mechanics* le 24 novembre 2009.

**Modelling waving crops using large-eddy simulation : comparison with experiments and linear stability analysis.**

DUPONT, S., GOSSELIN, F., PY, C., DE LANGRE, E., HEMON, P. & BRUNET, YVES

Accepté pour publication dans le *Journal of Fluid Mechanics* le 20 janvier 2010.