



HAL
open science

Effets collectifs dans une canopée modèle immergée : reconfiguration et oscillation

Sylvie Barsu

► **To cite this version:**

Sylvie Barsu. Effets collectifs dans une canopée modèle immergée : reconfiguration et oscillation. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Lyon, 2016. Français. NNT : 2016LYSE1222 . tel-01489770

HAL Id: tel-01489770

<https://theses.hal.science/tel-01489770>

Submitted on 14 Mar 2017

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

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



N° d'ordre NNT : 2016LYSE1222

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale ED162

MEGA – Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité de doctorat : Mécanique des Fluides

Discipline : Mécanique

Soutenue publiquement le 21 novembre 2016, par :

Sylvie BARSU

Effets collectifs dans une canopée modèle immergée : reconfiguration et oscillation

Devant le jury composé de :

M. Emmanuel de Langre, Professeur, École Polytechnique	Rapporteur
M. Philippe Larroudé, Maître de Conférences, Université Grenoble-Alpes	Rapporteur
Mme Ivana Vinkovic, Professeur, Université Lyon 1	Examinatrice
Mme Laurence Bergougnoux, Maître de Conférences, Université Aix-Marseille	Examinatrice
Mme Evelyne Kolb, Maître de Conférences, ESPCI	Examinatrice
M. Michel Lance, Professeur, Université Lyon 1	Directeur de thèse
M. Nicolas Rivière, Professeur, INSA de Lyon	Co-directeur de thèse
Mme Delphine Doppler, Maître de Conférences, Université Lyon 1	Co-directrice de thèse

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD – LYON 1

Président de l'Université	M. le Professeur Frédéric FLEURY
Président du Conseil Académique	M. le Professeur Hamda BEN HADID
Vice-président du Conseil d'Administration	M. le Professeur Didier REVEL
Vice-président du Conseil Formation et Vie Universitaire	M. le Professeur Philippe CHEVALIER
Vice-président de la Commission Recherche	M. Fabrice VALLÉE
Directeur Général des Services	M. Alain HELLEU

COMPOSANTES SANTÉ

Faculté de Médecine Lyon Est – Claude Bernard	Directeur : M. le Professeur J. ETIENNE
Faculté de Médecine et de Maïeutique Lyon Sud – Charles Mérieux	Directeur : Mme le Professeur C. BURILLON
Faculté d'Odontologie	Directeur : M. le Professeur D. BOURGEOIS
Institut des Sciences Pharmaceutiques et Biologiques	Directeur : Mme le Professeur C. VINCIGUERRA
Institut des Sciences et Techniques de la Réadaptation	Directeur : M. X. PERROT
Département de formation et Centre de Recherche en Biologie Humaine	Directeur : Mme le Professeur A-M. SCHOTT

COMPOSANTES ET DÉPARTEMENTS DE SCIENCES ET TECHNOLOGIE

Faculté des Sciences et Technologies	Directeur : M. F. DE MARCHI
Département Biologie	Directeur : M. le Professeur F. THEVENARD
Département Chimie Biochimie	Directeur : Mme C. FELIX
Département GEP	Directeur : M. Hassan HAMMOURI
Département Informatique	Directeur : M. le Professeur S. AKKOUCHE
Département Mathématiques	Directeur : M. le Professeur G. TOMANOV
Département Mécanique	Directeur : M. le Professeur H. BEN HADID
Département Physique	Directeur : M. le Professeur J.-C. PLENET
UFR Sciences et Techniques des Activités Physiques et Sportives	Directeur : M. Y. VANPOULLE
Observatoire des Sciences de l'Univers de Lyon	Directeur : M. B. GUIDERDONI
Polytech Lyon	Directeur : M. le Professeur E. PERRIN
École Supérieure de Chimie Physique Électronique	Directeur : M. G. PIGNAULT
Institut Universitaire de Technologie de Lyon 1	Directeur : M. le Professeur C. VITON
École Supérieure du Professorat et de l'Éducation	Directeur : M. le Professeur A. MOUGNIOTTE
Institut de Science Financière et d'Assurances	Directeur : M. N. LEBOISNE

À mes parents.

Que la terre jusqu'au sommet des montagnes soit un champ de blé :
et ses épis onduleront comme la forêt du Liban !
Que la ville devienne florissante comme l'herbe sur la terre !

Psaume 71, 16.

Remerciements

À la fin de cette belle aventure qu'est la thèse, je souhaiterais remercier toutes les personnes qui ont contribué à rendre ces trois ans inoubliables. J'en oublie probablement,

Tout d'abord, un grand merci à mes encadrants, Delphine qui a initié au LMFA cette passionnante thématique des plantes en écoulement et soutenu mes efforts au quotidien (la conférence à Boston restera un excellent souvenir!), Michel Lance qui a accepté d'être mon directeur de thèse et qui m'a régaler de son expérience inépuisable, Nicolas qui m'a été d'un grand soutien pour le côté expérimental et hydraulique, et enfin Jon qui a été une aide précieuse pour la rédaction et le traitement des données.

Merci également à l'ensemble des membres du jury de s'être déplacés pour apprécier mon travail, tout particulièrement aux rapporteurs : Philippe Larroudé, avec qui j'avais déjà pu échanger à propos des canopées naturelles et des simulations numériques, et Emmanuel de Langre qui travaille sur des thématique très proches et qui m'a beaucoup apporté par diverses discussions et une relecture exigeante du manuscrit. Merci à Ivana d'avoir accepté de présider le jury.

J'ai également pu compter sur le soutien des techniciens du département de mécanique pour le côté expérimental (Stéphane, Michel, Amandine, Gillian et Arthur) et avancer dans ma réflexion grâce aux intéressantes discussions avec les collègues de l'INSA (Emmanuel, Diego), de Centrale (Florence, Louis, Loïc) et de l'IRSTEA (Céline Berni). La visite à Heidi Nepf et Pedro Reis au MIT a été également très fructueuse pour l'avancée de mon travail, ainsi que l'éclairage de Charlotte Py sur les ondulations des champs de blé.

Et bien sûr, la présence de co-thésards a rendu le travail bien plus sympathique, que ce soit mes co-bureaux du LBMC (Romain, Alex, Vincent, Cindy, Xavier, Angèle, Julien, Stéphane, Tecla, Kristy), du LMFA (Mathieu, Wenchao, Aurore, Juan, Dimitri), les stagiaires (en particulier Marion, Frank, Basile) ainsi que tous les collègues thésards (Victor à l'IRSTEA, Gaby à l'INSA) et les copains de l'ENS en thèse (Loren, Pierre, Michel, David, Loren, Étienne, Jean-Baptiste, Clémence, Antoine, Bruno) ou déjà profs (Anne). Merci aussi aux permanents du département de mécanique de ne jamais m'avoir oubliée à l'heure du déjeuner et de m'avoir donné l'occasion d'enseigner (Claude, Delphine, Ivana, Xavier), ce qui a été un excellent ex-

périence pédagogique, j'ai particulièrement apprécié les TD de milieux continus et la mise en place des nouveaux TP de méca flu!

Pour finir, je tiens à remercier ma famille de m'avoir soutenue et remonté le moral quand tout n'allait pas comme je voulais, et en particulier mes parents qui m'ont donné le goût des sciences depuis toute petite.

Table des matières

1	Introduction	15
2	Revue : interaction écoulement/plantes	21
2.1	Effet d'une canopée sur un écoulement	22
2.1.1	Pertes d'énergie	22
2.1.2	Établissement du champ de vitesses	23
2.1.3	Modèle de couche de mélange	26
2.2	Réaction statique de la canopée	29
2.2.1	Réduction de traînée	29
2.2.2	Objet flexible seul dans un écoulement	30
2.2.3	Assemblée d'objets	32
2.3	Réaction dynamique de la canopée	33
2.3.1	Cas d'un écoulement oscillant	33
2.3.2	Cas d'un écoulement unidirectionnel	36
2.3.3	Modèles et phénomènes reproduits	39
3	Reconfiguration d'une tige dans une canopée	43
3.1	Dispositif expérimental	44
3.1.1	Le canal et les tiges	44
3.1.2	Mesure de la force de traînée sur les tiges	45
3.2	Résultats	47
3.2.1	La force de traînée	47
3.2.2	La reconfiguration	49
3.2.3	Densité de canopée et confinement	51
3.3	Remarques conclusives	53
3.3.1	Discussion	53
3.3.2	Résumé et conclusion	54

4 Réaction à un écoulement oscillant	55
4.1 Expérience et mesures	56
4.1.1 Le canal à houle et les tiges	57
4.1.2 Reconstitution du champ de vitesse	57
4.1.3 Suivi du mouvement des tiges	60
4.2 Tige seule	61
4.2.1 Fonction de transfert expérimentale de la tige	61
4.2.2 Modèles	65
4.3 Canopée sous la houle	68
4.3.1 Oscillation des tiges	68
4.3.2 Ondes dans la canopée	71
4.4 Discussion et conclusion	73
4.4.1 Objet flexible sous la houle	73
4.4.2 Effet de canopée	73
5 Réaction à un écoulement continu	75
5.1 Objectif et dispositif expérimental	76
5.1.1 Observation de l'ondulation de la canopée	76
5.1.2 Le montage	77
5.1.3 Traitement des images	77
5.2 Transition vers le <i>monami</i>	78
5.2.1 Trajectoires des tiges	79
5.2.2 Étude fréquentielle	80
5.2.3 Critère sur le nombre de Cauchy	83
5.3 Le régime <i>monami</i> établi	85
5.3.1 Caractérisation expérimentale	85
5.3.2 Modèle de couche de mélange	87
5.3.3 Remarques diverses	90
5.4 Discussion et conclusion	92
6 Conclusion	95
6.1 Résumé	96
6.1.1 Genèse de la thèse et principaux résultats	96
6.1.2 Thématiques récurrentes	96
6.2 Perspectives	99
6.2.1 Nouvelles expériences	99
6.2.2 Questions ouvertes	100

7 Annexe : plan d'expériences	103
7.1 Reconfiguration (chapitre 3)	103
7.2 Houle (chapitre 4)	104
7.3 Écoulement continu (chapitre 5)	105
Bibliographie	107

Chapitre 1

Introduction

Lors d'une promenade à la campagne par temps venteux, il vous est certainement déjà arrivé de contempler de grandes ondulations à la surface des champs de céréales. Elles sont très cohérentes et se déplacent parfois sur des distances de plusieurs centaines de mètres. Il s'agit là du résultat de l'interaction entre l'écoulement d'un fluide (ici le vent) et un ensemble d'éléments solides (les plants de céréales). La couche de plantes s'appelle une *canopée*, et on retrouve cette configuration dans d'autres situations très diverses.

Définition

D'après Wikipédia [129], « la canopée est l'étage supérieur de la forêt, directement influencée par le rayonnement solaire (FIGURE 1.1b). Elle est parfois considérée comme un habitat ou un écosystème en tant que tel, notamment en forêt tropicale où elle est particulièrement riche de biodiversité et de productivité biologique. Le mot est une traduction de l'anglais *canopy*, lui-même emprunté au vocabulaire de l'ameublement : c'est le ciel de lit ou baldaquin. Le mot provient du grec, désignant une moustiquaire (de *κουνοπι*, *κουνοπι*, signifiant moustique), et est à rapprocher du mot conopée qui désigne, dans les églises, le tissu fixé au-dessus du tabernacle. Il a aussi donné le mot canapé. » En architecture, des constructions récentes reprennent cette idée en s'inspirant des formes rencontrées dans les forêts, avec des colonnes et une couverture aérée (FIGURE 1.1e).

Dans la littérature traitant de l'interaction fluide-structure, on généralise cette appellation de canopée à une structure constituée d'éléments allongés rigides ou non, plantés dans un sol et interagissant avec un écoulement. On les trouve dans la nature à diverses échelles : une canopée peut aussi bien être une pelouse, une forêt (FIGURE 1.1b), un champ de céréales (FIGURE 1.1a), une prairie d'algues marines (FIGURE 1.1c) ou les cils à la surface de certains organismes vivants (FIGURE 1.1d). Dans ces différentes configurations, l'interaction entre l'écoulement et la canopée a des conséquences sur les équilibres locaux et peut être à l'origine de mouvements

globaux que l'on n'aurait pas observés autrement.

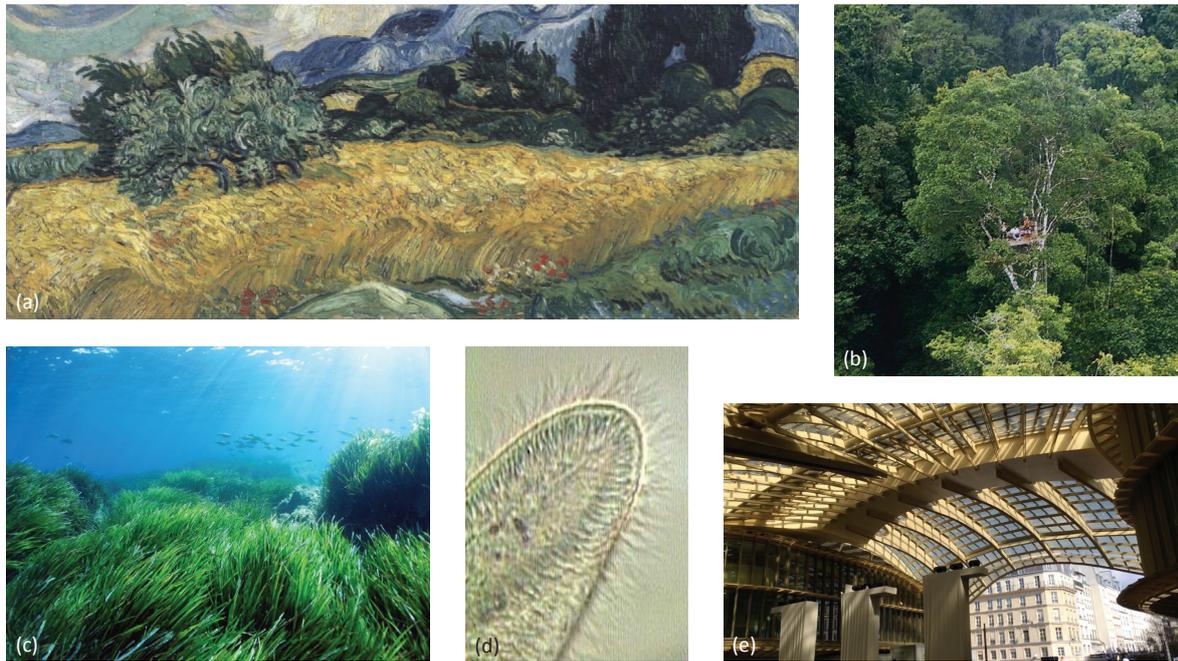


FIGURE 1.1 – Exemples de canopées. (a) Vincent van Gogh, *Champ de blé avec cyprès*, huile sur toile (détail), 1889. (b) La forêt en Guyane (source : www.canopee-guyane.com). (c) Un herbier de *Posidonia oceanica* en Méditerranée (source : www.mio.univ-amu.fr). (d) Les cils d'une paramécie, qui lui permettent de se déplacer (source : snowbio.wikispaces.com). (e) La Canopée des Halles à Paris (photographie : Thierry Dupont / L'Express).

Contexte

Cette thèse s'étant déroulée dans le cadre de l'équipe Environnement du groupe « Fluides Complexes et Transferts » du LMFA, l'intérêt s'est naturellement dirigé vers les applications environnementales de la présence de canopées végétales dans les écoulements. Elles sont nombreuses. Dans les milieux naturels, la végétation est en interaction directe avec les éléments qui l'entourent, que l'on peut classer en trois grandes catégories :

- les espèces animales qui habitent à l'intérieur, y pondent leurs œufs ou y recherchent leur nourriture,
- le sol, éventuellement mouvant s'il s'agit de sable ou de terre,
- l'écoulement d'eau ou d'air qui la traverse, et les espèces qu'il transporte.

La présence d'espèces animales, que l'on ne détaillera pas plus, est due à plusieurs facteurs. La canopée est d'abord un puits d'oxygène appréciable en milieu aqueux, nécessaire à la respiration des êtres vivants. Elle procure également une zone de calme où les animaux peuvent trouver de la nourriture et se protéger des diverses agressions possibles : soleil, prédateurs... L'existence et l'entretien de ces zones végétales est donc nécessaire à la biodiversité [57, 92].

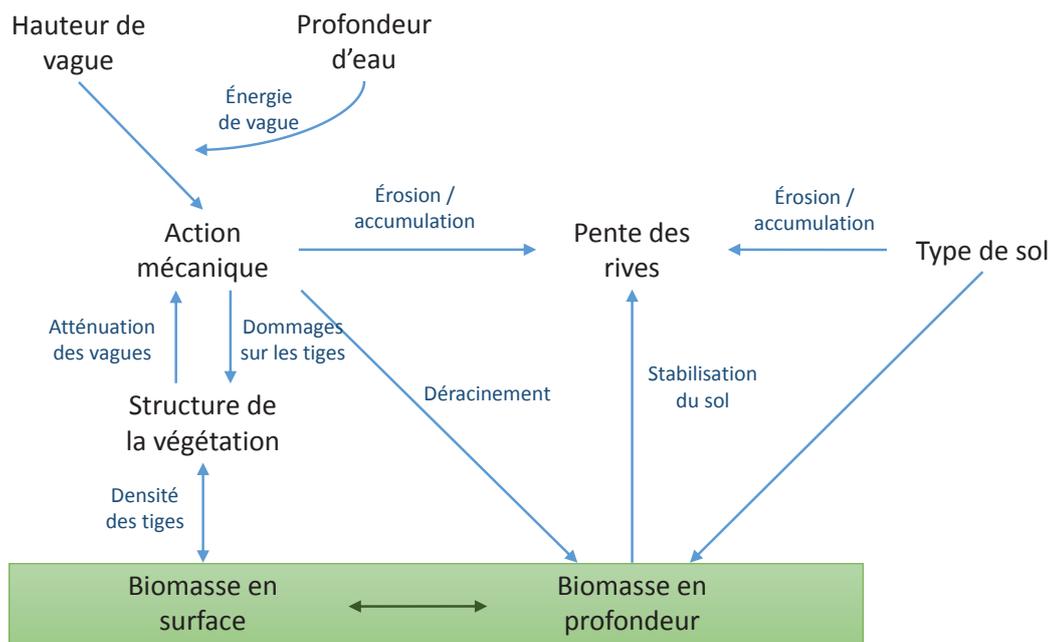


FIGURE 1.2 – Schéma inspiré de Coops *et al.* [22] résumant les différentes interactions possibles entre les plantes, l'écoulement et le sol.

L'interaction avec le sol est liée à l'écoulement, comme précisé dans le diagramme reproduit en FIGURE 1.2. La modélisation en est complexe [64] et nécessite la prise en compte de nombreux facteurs [95], cependant on peut retenir cette tendance globale : le transport de sédiments, éventuellement arrachés au sol (érosion), est fortement réduit dans les zones de végétation dense [69] à cause du ralentissement dû à la traînée sur les plantes. Cette compréhension est critique pour contrer l'ensablement dans les régions menacées par la désertification par exemple [30, 32], pour contrôler le transport d'espèces (polluants, graines de plantes éventuellement envahissantes [89]...), ou encore pour prévenir le déracinement des arbres par le vent [23] et le phénomène de verse dans les champs de céréales [13].

Les plantes elles-mêmes ont une croissance affectée par leur environnement [16], spécialement l'écoulement s'il y en a un [24, 28, 43] : c'est ce qu'on appelle la *thigmomorphogenèse*. Ainsi, la forme et les propriétés mécaniques des plantes dépendent de leur conditions de pousse et sont la preuve de leur adaptation à leur milieu, qui continue tout au long de leur existence : variations d'éclairage, de nature du sol, phénomènes extrêmes [77] : tempêtes, sécheresse... Par exemple, un arbre poussant dans une zone balayée par des vents violents aura une structure déformée. Un autre paramètre important est l'ensoleillement, nécessaire à la photosynthèse. Il peut conduire la plante à pousser en longueur par exemple pour dépasser ses voisines, ce qui la fragilise plus face à un coup de vent.

Cependant, les applications ne sont pas seulement environnementales : la bio-ingénierie est un

domaine de recherche très actif, qui s’occupe de développer des systèmes inspirés de la nature, modèle inépuisable pour le chercheur [14]. Cela permet, entre autres, de développer de nouveaux matériaux [110] ou de récupérer de l’énergie à partir d’un écoulement, en y introduisant des éléments flexibles équipés de capteurs piezo-électriques [29, 78, 84].

Problématique et plan de la thèse

La mécanique d’une canopée végétale est régie par de nombreux paramètres dont certains sont difficiles à quantifier. Il s’agit pourtant de comprendre plus précisément les différents niveaux d’interaction qui conduisent par exemple aux grands mouvements collectifs dont il était question au tout début de cette introduction. Pour cela, certaines hypothèses simplificatrices sont émises afin d’identifier les mécanismes fondamentaux à l’origine de ces mouvements :

- les plantes composant la canopée végétale sont considérées comme des objets tous identiques aux propriétés mécaniques invariantes dans le temps (elles sont immortelles),
- le sol n’est pas mobile et n’échange pas de matière avec l’écoulement,
- les plantes sont ancrées dans le sol et ne peuvent pas être arrachées.

Ces hypothèses permettent de s’affranchir de la totalité des interactions avec le sol et d’avoir un modèle de plante facile à utiliser, puisqu’il n’est pas vivant (cela évite les problèmes d’éclairage, de nourriture, etc). On travaille donc sur une canopée-modèle établie dans un environnement aux propriétés mécaniques stables au cours du temps, mis à part l’écoulement qui peut varier. Le point de vue adopté est celui de la canopée. On se demande en particulier si la configuration d’une assemblée de plantes donne lieu à des phénomènes particuliers, liés à leur proximité et leurs interactions supposées. Soumise à un écoulement permanent, on peut étudier sa réponse à une sollicitation constante, et voir si elle diffère d’une plante seule. Un écoulement de houle, lui, teste la sensibilité en fréquence et la possibilité de propagation d’ondes au sommet de la canopée excitée par la surface libre. Quant à l’écoulement instationnaire, il permet le développement d’instabilités provoquées par (ou du moins impliquant) la canopée. Si l’on suppose en premier lieu la canopée passive et ayant un comportement en réponse à des sollicitations diverses, il est probable qu’elle prenne activement part à certains processus *via* un couplage fluide-structure qui reste à préciser.

Dans le chapitre suivant (chapitre 2), on réalise un panorama des interactions pouvant exister entre une assemblée de plantes et un écoulement, en se restreignant aux hypothèses citées plus haut. Puis, les différentes études expérimentales réalisées pendant la thèse sont décrites. La canopée artificielle fabriquée est soumise à trois types d’écoulements, permettant d’explorer la variété des réactions possibles. Tout d’abord, un écoulement établi et stationnaire permet la mesure de la force exercée sur les tiges et la définition de leur coefficient de traînée (chapitre 3). Ensuite, un écoulement oscillant (houle de fréquence déterminée) rend possible la mesure

de la fonction de transfert expérimentale de la canopée (chapitre 4). Enfin, un écoulement unidirectionnel non contraint donne la possibilité à des effets instationnaires de se développer (chapitre 5).

Chapitre 2

Revue : interaction écoulement/plantes

Sommaire

2.1	Effet d'une canopée sur un écoulement	22
2.1.1	Pertes d'énergie	22
2.1.2	Établissement du champ de vitesses	23
2.1.3	Modèle de couche de mélange	26
2.2	Réaction statique de la canopée	29
2.2.1	Réduction de traînée	29
2.2.2	Objet flexible seul dans un écoulement	30
2.2.3	Assemblée d'objets	32
2.3	Réaction dynamique de la canopée	33
2.3.1	Cas d'un écoulement oscillant	33
2.3.2	Cas d'un écoulement unidirectionnel	36
2.3.3	Modèles et phénomènes reproduits	39

Dans cette thèse, nous nous concentrons sur les canopées aquatiques. Si on adopte le point de vue de l'écoulement (section 2.1), la canopée est une rugosité de fond qui modifie le champ de vitesses et crée de la turbulence. Mais les plantes elles-mêmes, de par leur flexibilité, changent de forme quand elles sont soumises à un écoulement (section 2.2) et peuvent également se mettre en mouvement si l'excitation est instationnaire (section 2.3).

2.1 Effet d'une canopée sur un écoulement

Pour la plupart des applications en milieu naturel, on étudie l'effet des plantes sur l'écoulement qui les traverse. En effet, la force de traînée sur les plantes est une perte d'énergie pour l'écoulement, qui est par conséquent profondément modifié par ce ralentissement au fond.

2.1.1 Pertes d'énergie

Bilans et coefficients de frottement

La végétation au fond des canaux a été souvent considérée comme une rugosité de surface qui modifie l'acheminement de l'eau (voir Ree et Palmer [108], Temple [118] ou Kouwen *et al.* [67]). Son effet sur l'écoulement peut donc être modélisé sous la forme d'un coefficient de perte de charge. Une formulation habituelle lie la perte de charge ΔP sur une distance Δs à l'énergie cinétique de l'écoulement $\rho V^2/2$ via un coefficient f , le coefficient de friction de Darcy-Weisbach (voir par exemple le livre de Chanson [20]) :

$$\Delta P = f \frac{\Delta s}{D_H} \rho \frac{V^2}{2}, \quad (2.1)$$

où $D_H = \frac{\text{surface normale à l'écoulement}}{\text{périmètre mouillé}}$ est le diamètre hydraulique de la conduite. Le coefficient de frottement f peut être calculé dans différentes configurations.

- Pour un écoulement laminaire dans un tuyau cylindrique, par identification avec la loi de Hagen-Poiseuille, f est inversement proportionnel au nombre de Reynolds :

$$f = 64/Re. \quad (2.2)$$

- Pour un écoulement turbulent à surface libre, plusieurs formules empiriques existent, dont la corrélation de Colebrook-White (1939) qui est la plus usitée :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{k_s}{3.71 D_H} + \frac{2.51}{Re \sqrt{f}} \right), \quad (2.3)$$

où k_s est la rugosité des parois (profondeur caractéristique des irrégularités de surface, homogène à une longueur) et Re est le nombre de Reynolds calculé avec le diamètre hydraulique D_H .

L'article de Poggi *et al.* [102] montre que le coefficient de friction f dû à une canopée immergée dépend de trois longueurs caractéristiques : la hauteur d'eau, la hauteur de la canopée et la distance d'établissement (voir 2.1.2). La densité et la forme des rugosités interviennent également (Wooding *et al.* [130]).

Mesure expérimentale

Ce type de bilan global peut être réalisé sans avoir une connaissance précise du champ de vitesse dans l'écoulement et à proximité du fond, puisque les conséquences de ces échanges d'énergie entre l'écoulement et la canopée sont facilement observables et permettent de les quantifier.

En effet, la perte de charge entraîne une variation du niveau de la surface : pour un écoulement à surface libre stationnaire, on a :

$$\frac{dH}{ds} = -J, \text{ où } H = \frac{p_0}{\rho g} + h + Z_f + \frac{U^2}{2g}, \quad (2.4)$$

avec J la perte de charge linéique, p_0 la pression atmosphérique imposée à la surface libre, Z_f l'altitude du fond et h la hauteur d'eau. Si le fond est plat, la hauteur d'eau doit diminuer pour assurer la conservation du débit massique de l'écoulement.

On peut donc mesurer la pente de la surface libre pour en déduire l'énergie absorbée par le lit végétal, en supposant que la traînée associée aux plantes est plus importante que les autres sources de pertes [120]. C'est ainsi qu'on mesure un coefficient de rugosité dû à la végétation dans Wu *et al.* [131]. La mesure nécessite seulement de connaître la pente et la hauteur relative de végétation, et est tout à fait comparable à l'estimation qu'on peut en faire par la formule empirique de Manning-Strickler.

$$\bar{U} = K R_H^{2/3} i^{1/2}, \quad (2.5)$$

où \bar{U} est la vitesse débitante, K est le coefficient de Strickler qui dépend justement de la rugosité du fond, R_H est le rayon hydraulique et i la pente du fond.

De la même façon, dans le cas d'un écoulement de type houle, la présence de plantes au fond contribue à l'atténuation des vagues, que l'on peut mesurer. Ces données permettent ensuite de remonter au frottement dû aux plantes, en fonction de leurs propriétés (en particulier, densité et hauteur) et de celles des vagues (longueur d'onde), comme dans Augustin *et al.* [6], Lowe *et al.* [73], Manca *et al.* [79].

2.1.2 Établissement du champ de vitesses

En plongeant à l'intérieur de l'écoulement, on se rend compte que la présence d'une canopée modifie sa structure à différentes échelles.

Profils de vitesse moyens

Un écoulement turbulent arrivant sur une canopée a besoin d'une certaine distance pour s'établir (voir les mesures de Zeng et Li [133] représentées FIGURE 2.3*b* et *c*), car il subit un fort ralentissement à cause de la traînée sur les obstacles et doit compenser cette perte par un transport de quantité de mouvement de haut en bas. Cette longueur est proportionnelle au coefficient de traînée des éléments individuels de canopée et à l'inverse de la densité de canopée (voir Belcher *et al.* [11], Ghisalberti [45], Jackson et Winant [62], White et Nepf [128]).

Si on met à part le cas des canopées émergentes (auquel on ne s'intéresse pas ici), on ne peut considérer la canopée comme une simple rugosité que si elle a une hauteur faible devant la hauteur d'eau, ou si elle est très peu dense, comme le montre Nepf [91] (voir FIGURE 2.1). On définit a l'aire frontale par unité de volume de végétation. Si h est la hauteur des plantes, ah est une densité (sans dimension) de végétation, qui permet de différencier les régimes d'écoulement :

- (a) $ah \ll 0.1$ La canopée est peu dense, et le profil de vitesse est effectivement celui d'une couche limite rugueuse, souvent modélisé par une fonction logarithme dépendant de l'altitude z du type $u \sim \ln(z/z_0)$. Dans ce cas, on peut définir une longueur de frottement d , qui correspondrait à l'emplacement de la paroi calculée à partir du profil de vitesses s'il n'y avait pas de rugosité.
- (b) $ah \simeq 0.1$ Quand la densité de plantes augmente, l'écoulement est significativement ralenti et le profil de vitesses s'infléchit au sommet de la canopée.
- (c) $ah \gg 0.1$ Pour une canopée dense, la configuration de l'écoulement se rapproche de celle d'une couche de mélange, avec un profil de type tangente hyperbolique $u \sim \tanh(z/\delta)$, où δ est l'épaisseur caractéristique de mélange.

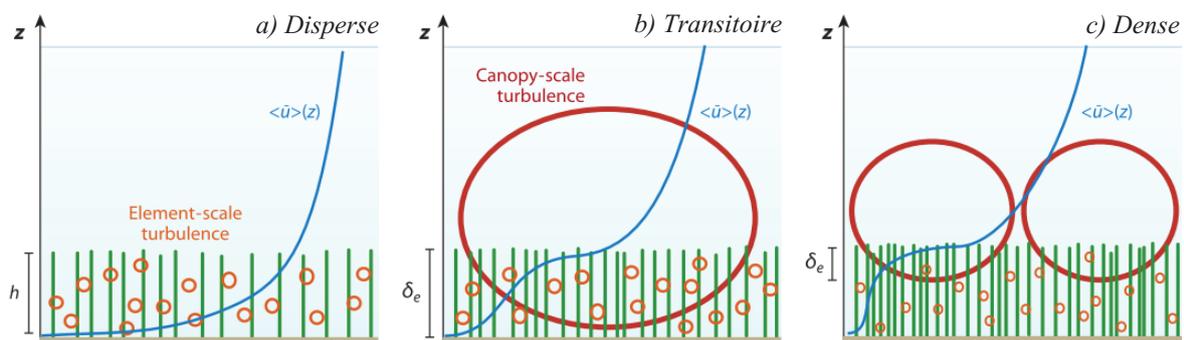


FIGURE 2.1 – Transition avec le modèle rugueux : évolution des profils typiques de vitesse moyens au-dessus d'une canopée et échelles de la turbulence en fonction de la densité de végétation, schémas extraits de Nepf [91]. Les cercles rouges représentent l'échelle de la turbulence (taille caractéristique des tourbillons).

De manière plus qualitative, on peut distinguer différents écoulements en fonction de la géomé-

trie des obstacles, en se référant aux travaux réalisés sur des canopées urbaines comme l'étude de Oke [99] dont les résultats sont présentés FIGURE 2.2.

La mesure du profil de vitesse moyen permet de définir la vitesse de glissement U_s , par analogie avec les écoulements sur des milieux poreux (voir par exemple Beavers et Joseph [10] dans le cas laminaire) : il s'agit la vitesse moyenne à l'interface écoulement libre/écoulement dans la canopée. Cette vitesse est reliée au cisaillement, elle dépend fortement de la nature du milieu poreux et de l'écoulement (Velasco *et al.* [122], White et Nepf [128]).

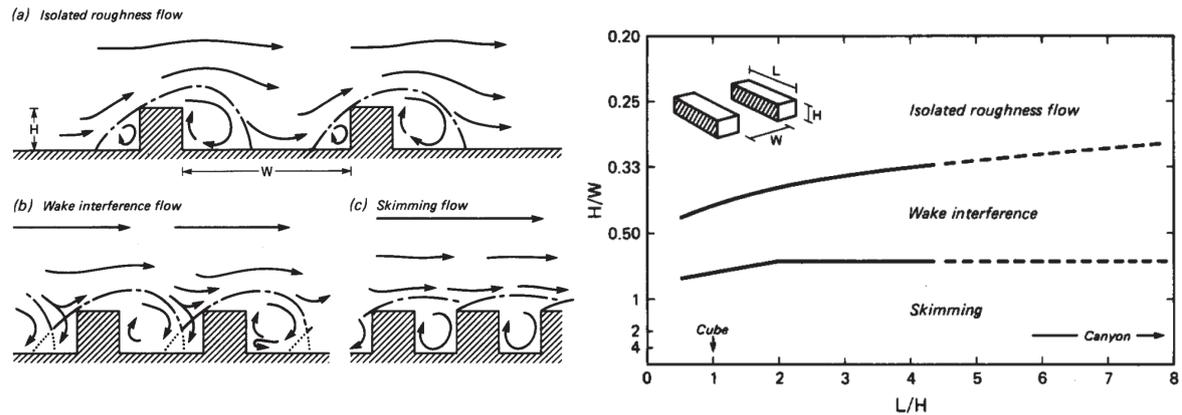


FIGURE 2.2 – Les régimes d'écoulement entre des rugosités, extrait de [99] : (a) rugosités isolées, (b) sillages interférents, (c) effet de séparation. À droite, diagramme de phase.

Vorticité

La turbulence peut se développer à des échelles variées, ce qui permet d'identifier différentes zones caractéristiques de l'écoulement, qui seront plus ou moins affectées par la présence de la canopée. Poggi *et al.* [103] répertorient trois sources de vorticité (voir FIGURE 2.3a) :

- le sillage des éléments de rugosité qui crée des allées de type von Kármán (région I et II),
- les tourbillons de la couche de mélange, situés au sommet de la canopée (région II),
- et à plus grande distance le développement de la couche limite (régions II et III).

L'article de Nikora [95] détaille les enjeux de ces différents niveaux d'interaction, à l'interface entre l'écologie et la biomécanique : en effet, depuis les interactions physiques entre l'écoulement et les organismes (forces exercées et réactions) jusqu'aux transferts de diverses quantités à l'échelle de la diffusion moléculaire et turbulente, l'équilibre des milieux naturels est multiple. On voit sur la FIGURE 2.3c que l'ajustement de l'écoulement sur la canopée s'accompagne d'une forte production de vorticité à l'interface : c'est la zone rouge sur la figure, qui s'agrandit au fur et à mesure que l'écoulement se développe en interaction avec la canopée (voir Neumeier [94], Zeng et Li [133]). Selon les cas, l'un ou l'autre des mécanismes peut prendre le dessus et

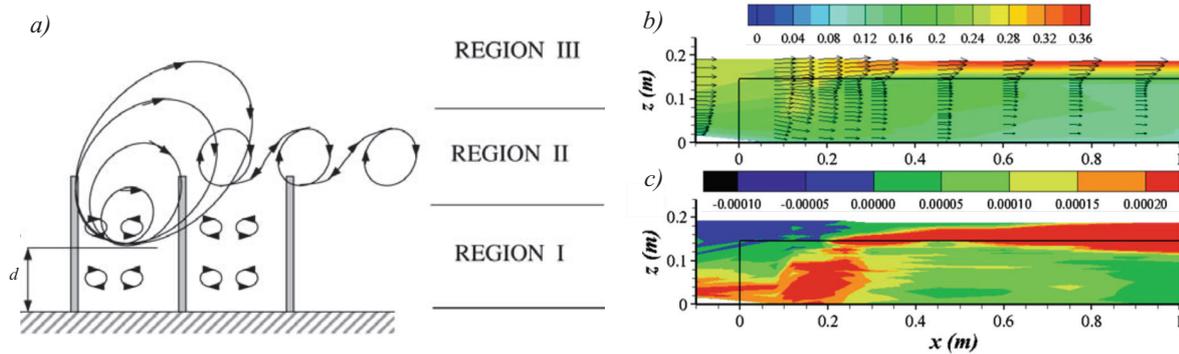


FIGURE 2.3 – Écoulement au dessus d’une canopée : *a*) échelles de la turbulence et zones de l’écoulement, dessin extrait de [103]; *b*) et *c*), ajustement d’un écoulement arrivant sur une canopée (contour en trait noir), étude expérimentale extraite de [133]. En haut les profils de vitesse horizontale moyens \bar{u} (en m/s) et en bas, les contours du tenseur de Reynolds par unité de masse $-\overline{u'w'}$ (en m²/s²). Les zones de forte vorticité sont en rouge.

imposer sa fréquence caractéristique à l’ensemble du système. Il y a alors développement d’une instabilité.

2.1.3 Modèle de couche de mélange

Depuis l’étude de Raupach *et al.* [107], il est admis dans la communauté que la turbulence au sommet des canopées de végétation est majoritairement due à une instabilité de type couche de mélange, parce que le profil de vitesses en tangente hyperbolique, mesuré expérimentalement, est instable (FIGURE 2.4 à droite).

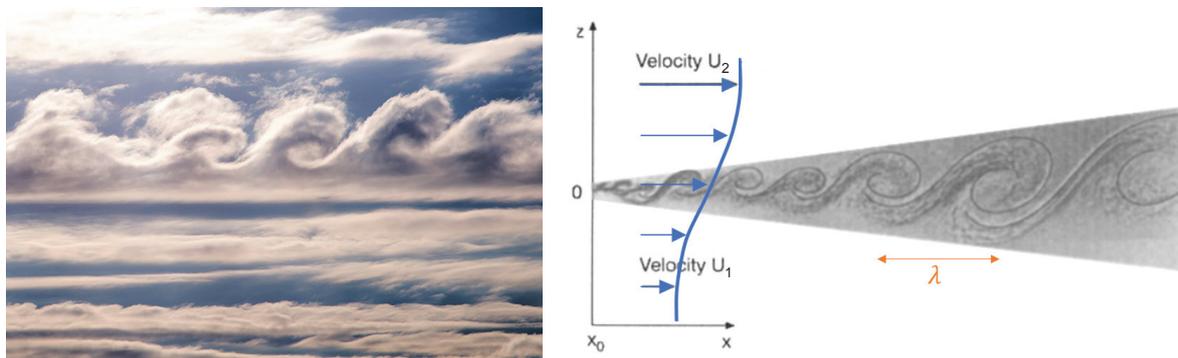


FIGURE 2.4 – Instabilité de couche de mélange.   gauche, photographie de Paul Chartier (earthsky.org); à droite, figure adapt e de [107] montrant le développement des rouleaux à partir du profil de vitesses infléchi.

Rappel sur l'instabilité de couche de mélange

Cette instabilité a lieu dans le cas d'un écoulement de cisaillement (voir par exemple Charru [21]) ; par exemple, les vagues à la surface de l'eau par temps venteux ou les rouleaux à l'interface de deux couches d'air en sont la manifestation (photographie FIGURE 2.4 à gauche). Elle a été étudiée par Helmholtz (1868) et Kelvin (1871).

Dans le cas le plus simple, on considère deux couches superposées du même fluide non visqueux, animées d'une vitesse U_1 et U_2 respectivement. Il y a alors développement d'ondes à l'interface, à la célérité c et avec un taux de croissance temporel σ tels que :

$$\begin{cases} c &= U_m \\ \sigma &= \pm k \Delta U \end{cases}, \quad (2.6)$$

avec $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde, $\Delta U = (U_1 - U_2)/2$ la demie différence de vitesse et $U_m = (U_1 + U_2)/2$ la vitesse moyenne. Ce sont ces deux vitesses qui régissent donc entièrement la dynamique à l'interface.

Quand la couche de mélange (d'épaisseur δ) se développe, l'analyse de stabilité d'un modèle de couche de vitesses en ligne brisée donne le mode le plus instable [21] :

$$\begin{cases} c &= U_m \\ \sigma_{\max} &\simeq 0.2 \Delta U / \delta \\ k_{\max} &\simeq 0.5 / \delta \end{cases}. \quad (2.7)$$

Le modèle, plus réaliste, d'un profil de vitesses en tangente hyperbolique donne des résultats similaires pour le taux de croissance et le nombre d'onde maximaux.

Application aux canopées

La revue de Finnigan [35] décrit la structure de la turbulence dans le cas de canopées aériennes (voir FIGURE 2.5a), utilisant des données issues de mesures effectuées dans différentes configurations (des champs de céréales aux forêts). La dynamique des larges échelles est régie par l'instabilité de couche de mélange. Une analogie peut être effectivement faite entre l'échelle de cisaillement L et l'épaisseur de vortacité δ :

$$L = \frac{\bar{u}(h)}{(\partial \bar{u} / \partial z)_{z=h}} \sim \frac{1}{2} \delta = \frac{1}{2} \frac{\Delta U}{(\partial \bar{u} / \partial z)_{\max}} \quad (2.8)$$

L'inflexion du profil est due à l'absorption de quantité de mouvement par la traînée sur les plantes, qui permet aussi de dissiper rapidement l'énergie cinétique turbulente.

Dans le cas d'une canopée aquatique, Ghisalberti et Nepf [46, 47], Okamoto et Nezu [97] montrent que le modèle de couche de mélange fonctionne, avec un profil proche de la tangente

hyperbolique attendue (FIGURE 2.5c). Il y a génération de tourbillons cohérents qui contrôlent les échanges entre la canopée et l'extérieur par des phénomènes d'éjections et de "sweeps" selon le signe du produit $-\overline{u'_i u'_j}$ (voir le schéma de principe FIGURE 2.5b). Les composantes du *tenseur de Reynolds*

$$\tau_{ij} = \rho \overline{u'_i u'_j} \quad (2.9)$$

sont des corrélations entre les composantes instantanées de la vitesse fluctuante. Les valeurs hors-diagonale $\tau_{i \neq j}$ correspondent à des contraintes de cisaillement facilitant l'apparition de mouvement de rotation et donc l'apparition de nouveaux tourbillons (Guyon *et al.* [56], chapitre 11 : turbulence).

Cependant, la croissance de la couche de mélange est limitée à cause de la forte dissipation interne à la canopée, et le tenseur de Reynolds finit par se stabiliser à un profil présentant un fort maximum au sommet de la canopée (FIGURE 2.5d).

L'étude de stabilité linéaire de l'écoulement surmontant une canopée par Singh *et al.* [113] montre que deux principaux modes se développent : l'un est très proche de Kelvin-Helmholtz tandis que l'autre provient directement de l'interaction entre les couches de fluide inférieure (avec végétation) et supérieure.

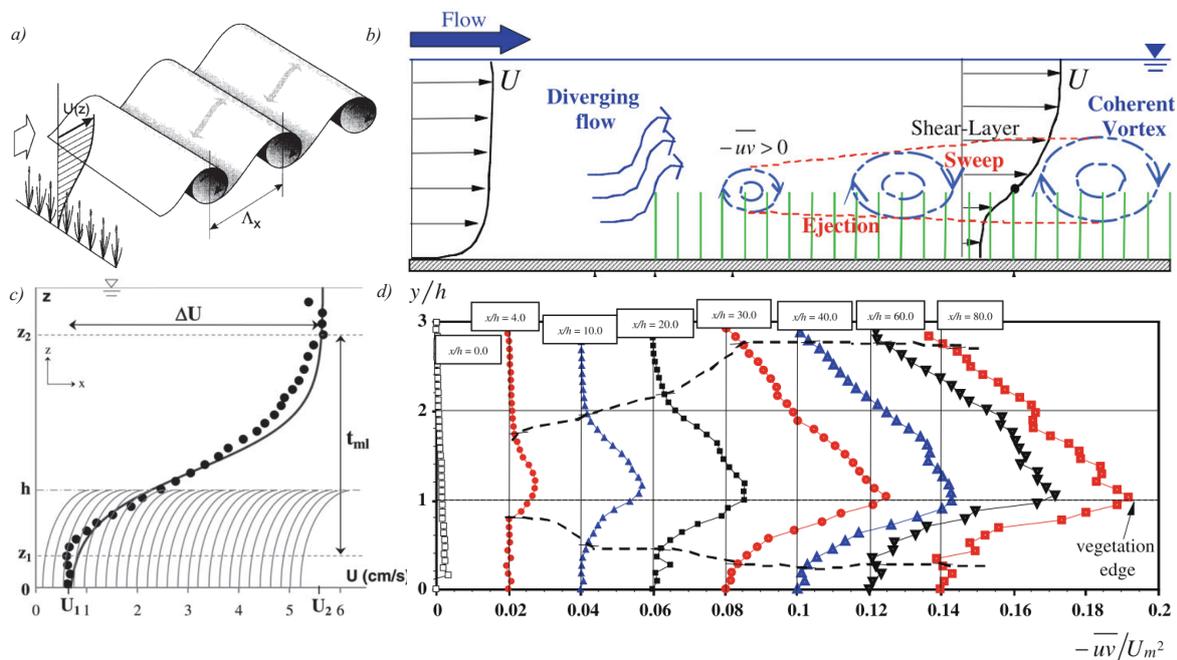


FIGURE 2.5 – Développement de l'instabilité de couche de mélange sur une canopée. a) Les rouleaux [35]. b) Schéma générique [97]. c) Profil de vitesse moyen et modèle en tangente hyperbolique (trait continu) [47]. d) Évolution du tenseur de Reynolds le long de la canopée [97].

2.2 Réaction statique de la canopée

On a jusqu'à présent considéré les canopées comme des objets dissipatifs, mais sans s'intéresser à leur modification de géométrie lorsqu'elles sont soumises à un écoulement. Or les plantes aquatiques, comme les arbres ou les herbes, sont des objets intrinsèquement non-rigides dont la forme peut s'adapter pour minimiser la force de traînée qui s'exerce sur elles, ce qui a pour effet de modifier le frottement au fond (Aberle *et al.* [1]).

2.2.1 Réduction de traînée

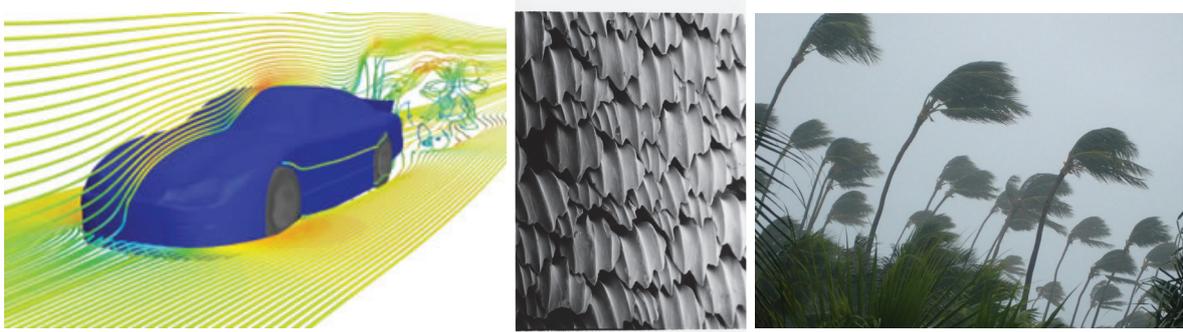


FIGURE 2.6 – Lignes de courant autour d'une voiture de course (source : deskeng.com); zoom sur la peau d'un requin (photographie de Pascal Deynat, source : Wikipédia); palmiers ployant sous la tempête (source : hurricanecenter.com).

Il existe deux manières de réduire la force de traînée s'appliquant sur un objet (voir illustrations FIGURE 2.6) : soit la *minimiser*, c'est-à-dire adopter une forme optimale (on pense ici par exemple à l'aérodynamique des automobiles), et si la forme globale est imposée, travailler la surface (balles de golf, peau de requin); soit la *régulariser*, c'est-à-dire déformer l'objet en réponse à l'écoulement. Les plantes aquatiques adoptent le deuxième stratagème, du fait de leur propriétés de flexibilité qui leur permettent de se déformer sans se casser, dans une certaine mesure.

La force de traînée s'écrit de manière générique

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho A U^2, \quad (2.10)$$

où C_D est le coefficient de traînée et A est la surface normale à l'écoulement. Quand l'objet se déforme sous l'effet de la force de traînée, l'aire exposée A devient fonction de U et donc la force n'est plus seulement fonction de U^2 . Pour exprimer cette nouvelle dépendance, Vogel [123, 124] introduit un exposant \mathcal{V} tel que

$$F_D \propto U^{2+\mathcal{V}}. \quad (2.11)$$

La plupart du temps, $\mathcal{V} < 0$, ce qui correspond effectivement à une diminution de la traînée par rapport à un objet rigide ($\mathcal{V} = 0$). À titre d'illustration, on présente en FIGURE 2.7b) les mesures comparées de traînée effectuées par Alben *et al.* [4] sur des objets de même géométrie, l'un rigide et l'autre flexible. La traînée de l'objet rigide a un comportement quadratique en fonction de la vitesse tandis que son équivalent flexible subit une force bien moindre.

Divers objets ont été étudiés, des arbres et feuilles réels (Rudnicki *et al.* [109], Sand-Jensen [111], Speck et Spatz [115], Vogel [123], Vollsinger *et al.* [126]) ainsi que des systèmes artificiels : fibre dans un film de savon (Alben *et al.* [4, 5]), plaque flexible dans l'air (Gosselin *et al.* [52]) ou dans l'eau (Dijkstra et Uittenbogaard [27], Luhar et Nepf [75]), modèles de feuilles (Albayrak *et al.* [3], Schouveiler et Boudaoud [112]). L'exposant de Vogel peut être mesuré ou calculé de manière théorique (voir TABLE 2.1) et on remarque qu'il est fortement dépendant de la géométrie du système. Il dépend également du profil de vitesse de l'écoulement auquel il est soumis (Leclercq et de Langre [70]). Il est même possible d'ajuster la forme de l'objet pour que sa traînée ne dépende pas de la vitesse d'écoulement, c'est-à-dire $\mathcal{V} = -2$ (dans une certaine gamme de vitesses, voir Barois et de Langre [7]).

Système	\mathcal{V} théorique	\mathcal{V} mesuré	Références
Feuilles d'arbres	-	-0.72 en moyenne	[123]
Algues dans l'eau	-	-0.7 à -0.5	[3, 111]
Plaque flexible	-2/3	-1.4	[4, 52, 75]
Disque qui s'enroule	-4/3	-1.1	[112]

TABLE 2.1 – Coefficient de Vogel : mesures et modèles.

2.2.2 Objet flexible seul dans un écoulement

Courbe de reconfiguration

La forme d'un objet flexible dans un écoulement résulte de l'équilibre des forces s'appliquant sur lui : la traînée, bien sûr, mais aussi la force élastique qui tend à lui rendre sa forme initiale, puisque toute déformation est coûteuse en énergie.

On peut alors construire deux nombres sans dimension pour décrire la reconfiguration d'un objet flexible (de Langre [24]) :

- le *nombre de Cauchy*, qui compare la force de traînée aux forces élastiques internes, noté \mathcal{C}_Y , et
- le *nombre de reconfiguration*, qui compare la traînée sur l'objet flexible à celle de son équivalent rigide. Il est noté \mathcal{R} .

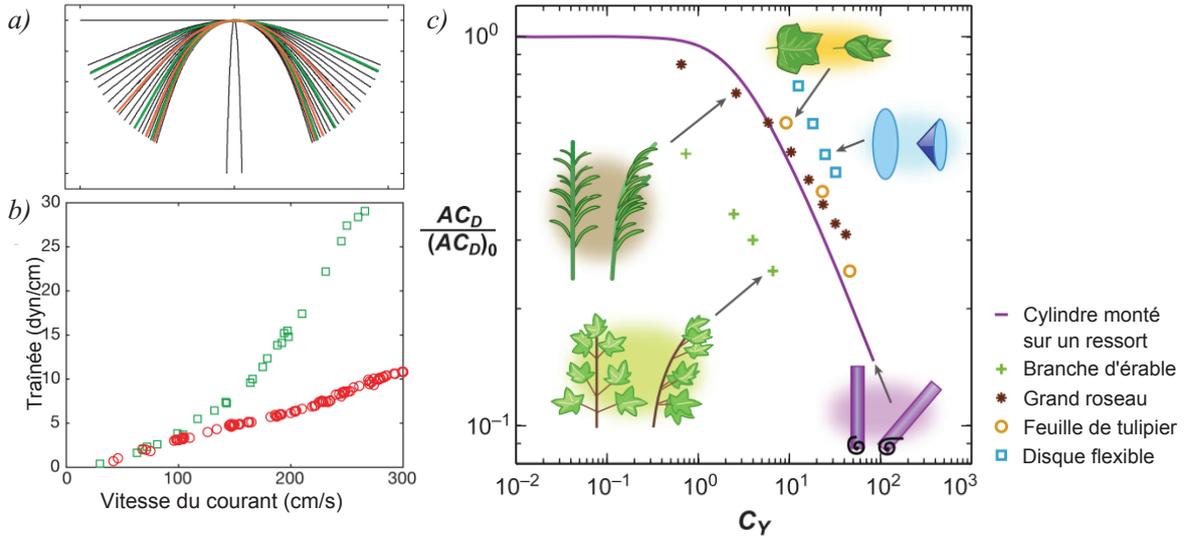


FIGURE 2.7 – Le principe de la reconfiguration. Expériences d’Alben *et al.* [4] de courbure d’un filament flexible soumis à l’écoulement vertical dans un film de savon : a) allure des fibres et b) comparaison de la traînée sur un filament rigide (\square) et un filament flexible (\circ). c) Courbe de reconfiguration extraite de la revue de de Langre [24] présentant diverses mesures sur des systèmes naturels et artificiels, et un modèle simplifié.

La courbe classique de reconfiguration $\mathcal{R}(C_Y)$ est représentée en FIGURE 2.7c pour différents systèmes naturels et artificiels. Elle met en valeur deux comportements bien distincts : pour les petits nombres de Cauchy ($C_Y \ll 1$, écoulement très lent ou objet rigide), le nombre de reconfiguration \mathcal{R} tend vers 1, ce qui signifie que la forme de l’objet n’est pas modifiée. A l’inverse, pour les grands nombres de Cauchy (écoulement rapide ou objet très flexible), la relation entre \mathcal{R} et C_Y est une loi de puissance qui permet de remonter à la valeur de l’exposant de Vogel. On a en effet, pour $C_Y \gg 1$,

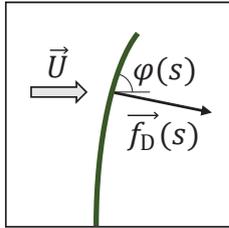
$$\mathcal{R} \sim C_Y^{V/2}. \quad (2.12)$$

Modèles

Le modèle simplifié d’un cylindre rigide monté sur un ressort donne les relations suivantes en fonction l’angle de rotation θ par rapport à la verticale :

$$\mathcal{R} \sim \cos^2 \theta \text{ et } C_Y \sim \frac{\theta}{\cos^3 \theta}. \quad (2.13)$$

C’est la courbe violette représentée sur la FIGURE 2.7c.



Dans le cas d'une tige flexible, on peut utiliser les équations de grandes déflexions dans les poutres (voir par exemple Alben *et al.* [5], Beléndez *et al.* [12], Gosselin *et al.* [52]). La forme de la tige est le résultat de l'équilibre entre d'un côté, la force de traînée qui la fait plier et de l'autre, les forces élastiques internes. On a donc la relation suivante :

$$-EI \frac{\partial^3 \varphi}{\partial s^3} = f_D, \quad (2.14)$$

où s est l'abscisse curviligne le long de la tige, $\varphi(s)$ l'angle local avec l'horizontale; $f_D(s)$ est la composante normale de la force de traînée par unité de longueur de tige (on néglige la composante tangentielle qui fait peu varier la déflexion); E est son module d'Young et $I = we^3/12$ son moment quadratique. Les conditions aux limites appliquées sont les suivantes : encastré en $s = 0$ et libre en $s = h$, ce qui s'écrit $\varphi(0) = \pi/2$ et $\partial_s \varphi(h) = \partial_s^2 \varphi(h) = 0$.

2.2.3 Assemblée d'objets

Dans le cas où l'objet flexible n'est plus seul dans l'écoulement, mais présent avec une certaine densité (une prairie d'herbes marines par exemple), le phénomène de reconfiguration est modifié. Cela est dû au fait que la traînée subie par les éléments de canopée est réduite à cause de l'effet d'écran due aux tiges voisines. Il est difficile de séparer les effets de traînée et d'écran dans les canopées (Marcolla *et al.* [80]), puisqu'ils sont fortement liés : la canopée ralentit l'écoulement, donc la traînée subie par ses éléments est plus faible, ils sont moins défléchis et ont alors une surface exposée plus importante que s'ils étaient seuls, ce qui devrait faire augmenter la force qui s'exerce sur eux... Il convient d'abord de mesurer la traînée sur les objets individuels avant de voir comment cela influence leur manière de se reconfigurer.

Effet de densité sur le coefficient de traînée

Plusieurs études expérimentales ont cherché à mesurer la traînée sur des éléments de canopées (en général des cylindres rigides). Dans l'air, le coefficient de traînée est plus faible pour un cylindre dans une canopée que seul dans l'écoulement, voir par exemple Brunet *et al.* [17]. Thom [121] introduit un *shelter factor* ou facteur d'écran, obtenu en comparant le flux de quantité de mouvement déduit de la forme du profil de vitesse moyen, à la force réellement ressentie par un élément de canopée. Cela permet de définir un nouveau coefficient de traînée, inversement proportionnel à ce facteur d'écran.

Dans l'eau, les résultats ne sont pas aussi clairs. Les études de Poggi *et al.* [103] et Nepf [90] montrent des tendances opposées en ce qui concerne la dépendance du coefficient de traînée avec la densité de cylindres. Peterson *et al.* [101] souligne le manque de données de traînée sur les éléments de canopée seuls pour les écoulements aquatiques.

Conséquences sur la reconfiguration

Peu d'études s'intéressent à la reconfiguration d'une assemblée d'objets flexibles. L'article de Kouwen et Unny [66] pose cependant les bases de l'étude de reconfiguration en définissant par analyse dimensionnelle l'équivalent des nombres de reconfiguration et de Cauchy (écrit avec la vitesse de frottement et non la vitesse moyenne), ce qui permet d'obtenir une estimation de la hauteur de rugosité dans le canal. La relation, en loi de puissance, donne un exposant de Vogel proche de $-1/2$ pour les tiges dans la canopée. Dans la suite, d'autres études lient l'influence de la densité et de la flexibilité des plantes pour en déduire la résistance à l'écoulement, par exemple Järvelä [63], Stephan et Gutknecht [116], Velasco *et al.* [122].

Gosselin et de Langre [51] étudient l'effet de la densité de surface sur l'exposant de Vogel, dans le cas d'un système poro-élastique (une boule recouverte de filaments élastiques). Il varie de $\mathcal{V} = -2/3$ pour les faibles densités à une valeur proche de -1 pour les fortes densités de surface. Clairement, la densité modifie la reconfiguration du système. Est-il donc possible, dans le cas d'un écoulement stationnaire, de séparer les effets de densité et de reconfiguration en introduisant des paramètres traduisant chacune de ces deux dépendances ?

2.3 Réaction dynamique de la canopée

Dans la nature, les écoulements ne sont jamais parfaitement stationnaires, ce qui engage à étudier la réponse à une sollicitation dépendante du temps provoquant un mouvement plus ou moins périodique à l'intérieur de la canopée. Ainsi, par exemple, les vagues de surface créent des champs de vitesse et de pression oscillants qui excitent les plantes à des fréquences déterminées. Dans les champs de céréales, par temps venteux, on peut observer la propagation d'ondes de surface cohérentes. Quels sont donc les mécanismes de réponse dynamique dans une canopée soumise à un écoulement ?

2.3.1 Cas d'un écoulement oscillant

La houle est un phénomène courant, qu'il s'agisse des ondulations à la surface d'étendues d'eau dormantes ou des vagues dans l'océan. Voyons comment une plante aquatique réagit à ce type d'écoulement.

Rappels sur la houle

La déformation d'une surface libre, si l'on omet les effets de viscosité (négligeables pour l'eau), est régie par deux mécanismes : la gravité et la tension de surface. Dans le cas où la longueur capillaire $\ell_c = \sqrt{\gamma/\rho g}$ (avec γ la tension de surface de l'eau et ρ sa masse volumique) est petite

devant le nombre d'onde k , la célérité des ondes de surface obéit à la relation suivante (Guyon *et al.* [56]) :

$$c^2 = \frac{g}{k} \tanh(kh), \quad (2.15)$$

où h est la hauteur d'eau considérée.

Grâce à l'hypothèse de fluide parfait, on a accès à l'équation du mouvement des particules fluides qui parcourent des ellipses plus ou moins aplaties selon la profondeur d'eau :

$$\Delta x(t) = A \frac{k}{\omega} \cos(\omega t - kx) \cosh(ky) \text{ et } \Delta y(t) = A \frac{k}{\omega} \sin(\omega t - kx) \sinh(ky), \quad (2.16)$$

où x est la coordonnée longitudinale (dans la direction de la houle) et y la coordonnée verticale.

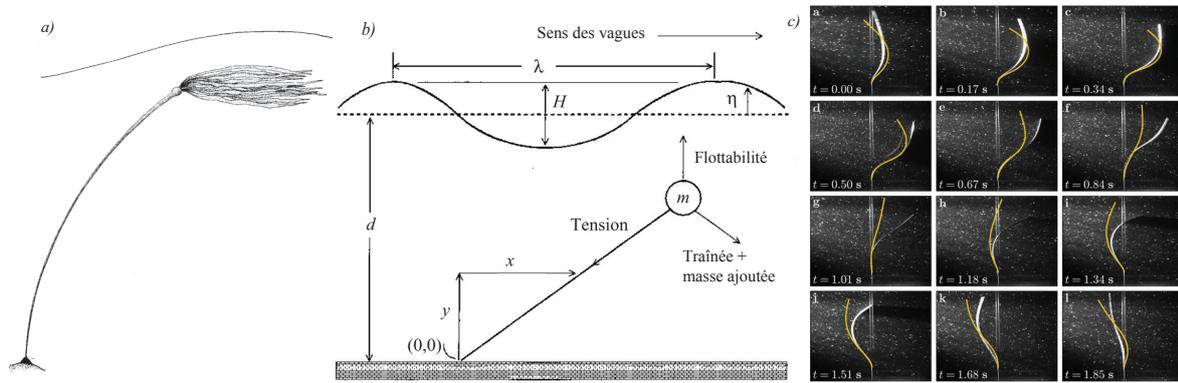


FIGURE 2.8 – a) Dessin de kelp (variété d'algue) et b) Modélisation par un oscillateur simplifié, adapté de [25]. c) Mouvement d'une tige sous les vagues et modèle (en jaune), dans [76].

Mouvement individuel d'une plante

La réaction d'une plante flexible, soumise à ce genre d'écoulement oscillant, est toujours de tendre à réduire au maximum la traînée qui s'applique sur elle, ce qui nécessite une adaptation constante aux conditions alentour : on appelle cela la *reconfiguration dynamique* (voir Sand-Jensen [111], Siniscalchi et Nikora [114]). Le mouvement de la plante dépend donc fortement de la vitesse relative plante-écoulement (présente dans l'expression de la force de traînée), et à cela s'ajoute l'effet de masse ajoutée qui change l'inertie. L'équation de Morison *et al.* [86] prend en compte ces différents effets dans l'expression de la force exercée parallèlement à la direction de l'écoulement de vitesse instantanée $u(t)$. On pose $u_r(t)$ la différence de vitesse entre l'objet et l'écoulement, la force s'écrit alors :

$$F = \rho V \dot{u} + \rho C_a V \dot{u}_r + \frac{1}{2} \rho C_d A u_r |u_r|, \quad (2.17)$$

où les deux premiers termes sont les forces d'inertie, avec V le volume de l'objet et C_a le coefficient de masse ajoutée ; le troisième terme est la force de traînée, avec A l'aire exposée et C_d le coefficient de traînée.

Le mouvement de la tige tend donc à suivre le courant, pour réduire la force appliquée. L'extrémité de la tige peut parcourir des ellipses pour suivre le mouvement des particules fluides, comme montré dans l'étude de Cavallaro *et al.* [19]. Cela se traduit par l'expression d'un coefficient de traînée dépendant du nombre de Reynolds construit sur la vitesse orbitale de houle (l'amplitude de vague divisée par la période temporelle des vagues), et permet de prévenir la rupture des algues (voir les études de Denny et Gaylord [25, 26, 44]).

En couplant la dynamique du fluide et de la tige, on peut avoir accès à sa fonction de transfert décrivant sa réponse fréquentielle aux sollicitations par les vagues. Ainsi, l'article de Denny et Gaylord [26] présente plusieurs modélisations d'espèces d'algues par des oscillateurs (voir par exemple FIGURE 2.8a et b une espèce de kelp géant). Le fait de « suivre le courant » ne réduit la force imposée sur la plante que si celle-ci est très flexible. Les plantes rigides ne peuvent ployer pour réduire efficacement leur surface exposée ; selon la fréquence d'excitation, on peut même considérablement augmenter la force exercée et risquer l'arrachement. Dans Mullarney et Henderson [88], on propose un modèle linéarisé développé en modes normaux et des expériences en milieu naturel couplant la mesure du mouvement d'une tige et les fluctuations de vitesse du fluide environnant. La comparaison des fonctions de transfert théorique et expérimentale, décrivant la réaction de la tige en amplitude et en phase, est satisfaisante.

Plus récemment, Zeller *et al.* [132] a modélisé les tiges par des segments rigides reliés par des ressorts et Luhar et Nepf [76] par l'équation de poutre classique, comme montré sur la FIGURE 2.8c). Leurs études, alliant modèle théorique et observations expérimentales de la géométrie des tiges, mettent en avant l'importance du nombre de Keulegan-Carpenter KC (Keulegan et Carpenter [65]) qui compare la dimension caractéristique de la tige à l'excursion orbitale des vagues ; KC est lié de manière significative au coefficient de traînée.

Mouvement d'une canopée

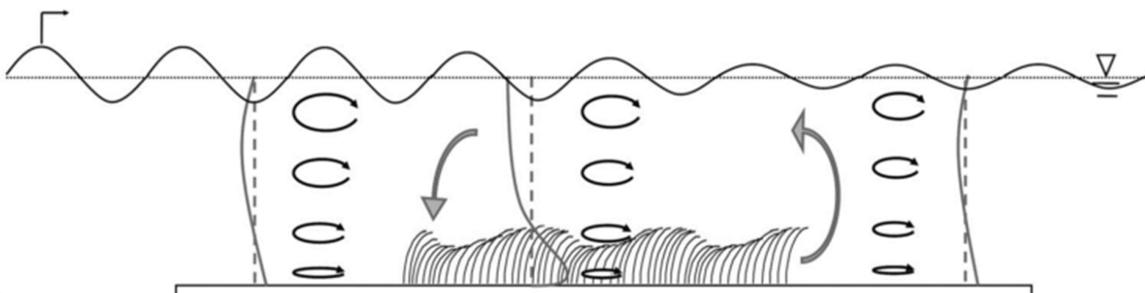


FIGURE 2.9 – Écoulement à vagues sur une canopée, dessin extrait de Luhar *et al.* [74] : mouvement ondulatoire des plantes et atténuation des vagues.

On représente sur la FIGURE 2.9 l'effet de la houle sur une canopée. Celle-ci est mise en mouve-

ment par l'écoulement oscillant, avec l'apparition d'ondes à sa surface dont les caractéristiques dépendent des propriétés des plantes. La mise en mouvement des plantes affaiblit les vagues dont l'amplitude diminue au fur et à mesure de leur avancée au-dessus de la canopée.

La grandeur la plus simple à mesurer expérimentalement est l'atténuation des vagues. Cependant, pour modéliser celle-ci de manière satisfaisante, il convient de prendre en compte la flexibilité des plantes, et donc leur mouvement. Ainsi, Maza *et al.* [82] proposent un modèle de poutres défléchies pour les plantes. La diminution de hauteur d'eau calculée concorde bien avec celle mesurée expérimentalement, même dans les cas où la végétation ondule, ce qui prouve la nécessité de prendre en compte le couplage dynamique fluide/solide. Les modèles numériques de type SPH permettent également de coupler les dynamiques pour visualiser l'effet d'une vague sur une assemblée de plantes, comme le font Oudart et Larroude [100].

Cependant, existe-t-il réellement un effet collectif de canopée ou les ondulations à la surface de la canopée ne sont-elles que le signe de la réponse individuelle des plantes au passage des vagues ?

2.3.2 Cas d'un écoulement unidirectionnel

On retourne au cas d'un écoulement unidirectionnel en moyenne. Le mouvement des tiges est le résultat d'une déflexion moyenne, due au phénomène de reconfiguration expliqué section 2.2, et de fluctuations temporelles causées par les variations dans l'écoulement. Celles-ci ont différentes sources à des échelles variées (de la plante à la canopée en sa globalité), comme on l'a vu dans la section 2.1.2 et FIGURE 2.3a.

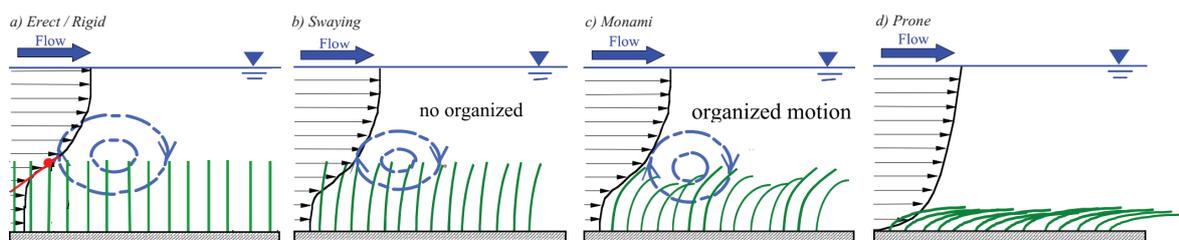


FIGURE 2.10 – Différents régimes d'interaction entre une canopée et un écoulement unidimensionnel, dessins d'après Okamoto et Nezu [96]. Les cercles pointillés bleus représentent les tourbillons qui se déplacent à la surface de la canopée.

Différents régimes

On montre sur la FIGURE 2.10 les réactions possibles d'une canopée à un écoulement (d'après Okamoto et Nezu [96]), régies comme on l'a vu par la reconfiguration [66, 98]. Pour des nombres de Cauchy extrêmes, il n'y a pas d'interaction dynamique entre la canopée et l'écoulement : soit elle reste droite et immobile (régime « *rigid* » pour $C_Y \ll 1$), soit elle s'aplatit et ne bouge plus

(régime « *prone* » pour $C_Y \gg 1$). Pour des nombres de Cauchy intermédiaires, on observe deux régimes instationnaires, « *swaying* » (mouvement non organisé) et « *monami* » (ondulations cohérentes).

Le régime de vagues à la surface des champs a été nommé *honami* par Inoue [61], du japonais *ho*, « céréale » et *nami*, « onde ». Le mot *monami* est utilisé pour désigner le phénomène similaire en milieu aqueux. Finnigan [36] décrit le phénomène de la manière suivante : “*Honami waves are records of the passage of gusts of air with high streamwise momentum, which sweep down to the surface from an outer part of the boundary layer, bending over a succession of stalks in their downwind passage. The stalks then spring back and vibrate with a streamwise phase difference.*” Il s’agit donc de rafales faisant ployer les plantes les unes après les autres, créant ainsi de grandes ondes.

Il est reconnu que ces ondulations ont des conséquences écologiques non négligeables pour la croissance et la reproduction des plantes aquatiques (voir Fonseca et Kenworthy [41], Fonseca et Fisher [42], Grizzle *et al.* [53]). C’est un phénomène a priori surprenant, car les ondulations observées sont très cohérentes et se répandent sur des distances très grandes comparées à la taille d’une plante seule, sous l’effet d’un écoulement non contrôlé (pas de forçage particulier). Il a été observé et étudié à plusieurs reprises en milieu naturel par Cameron *et al.* [18], Ennos [34], Finnigan [36, 37], Py *et al.* [105, 106], Sukhodolov et Sukhodolova [117] ou en laboratoire par Brunet *et al.* [17], Ghisalberti et Nepf [46, 48], Ikeda et Kanazawa [59], Kouwen et Unny [66], Okamoto et Nezu [97, 98].

Mécanismes d’interaction

Il a été montré expérimentalement que le principal mécanisme d’instabilité de l’écoulement au-dessus d’une canopée végétale est régi par une couche de mélange (voir section 2.1.2). Des mesures simultanées de l’écoulement et du mouvement des plantes dans la canopée par Ghisalberti et Nepf [46], Ikeda et Kanazawa [59], Sukhodolov et Sukhodolova [117] montrent clairement la corrélation entre le passage de structures turbulentes et les ondulations de la canopée (voir FIGURE 2.11a). Le profil de vitesse dans l’eau est également modifié par rapport à une canopée qui n’ondule pas [48] : le point d’inflexion et le maximum du tenseur de Reynolds ne sont plus situés au sommet mais plus bas, à l’intérieur de la canopée (voir FIGURE 2.11b, points verts). Dans ce cas, la canopée est suffisamment flexible pour se comporter comme une sorte de traceur dans l’écoulement qui permet de visualiser l’instabilité sans l’influencer de manière active. Il faut donc que l’instabilité soit assez développée pour mettre en mouvement les plantes.

Des expériences menées au MIT par P. Reis, J. Bush et C. Clanet (voir la thèse de Ponomarenko [104] au chapitre 3) sur une rangée de plaques flexibles dans une soufflerie mettent en évidence

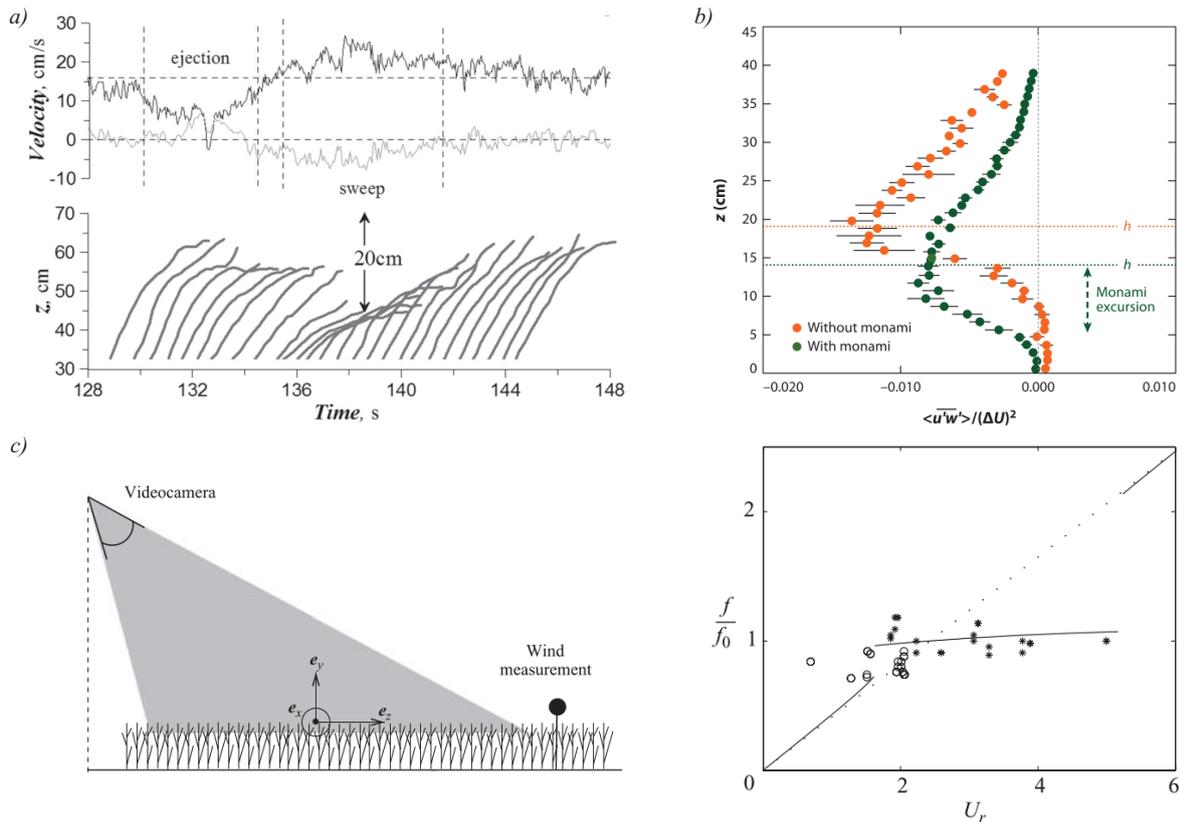


FIGURE 2.11 – Les oscillations dans les canopées : a) Mesures de vitesses au cours du temps et allure correspondante de la tige située au-dessous (en noir, la vitesse horizontale u et en gris la vitesse verticale w) [117] ; b) Profils de tenseur de Reynolds normalisé avec et sans monami, calculé d'après les mesures de vitesses dans l'écoulement [91] : l'extrémum du tenseur est déplacé dans la canopée quand il y a du monami ; c) Mesures dans les champs de blé [105] et graphe des fréquences caractéristiques f/f_0 en fonction de la vitesse réduite $U_r = U/f_0 h$ (f_0 est la fréquence propre et h la hauteur des tiges) : en pointillé, les fréquences de couche de mélange attendues, en trait continu le modèle couplé écoulement-tiges, mesures pour un champ de blé (\circ) et de luzerne ($*$).

deux régimes bien distincts : un régime d'oscillations libres à la fréquence propre des plaques f_0 (FIGURE 2.12b), puis, lorsque que la vitesse d'écoulement U augmente, un régime d'ondulations globales (FIGURE 2.12d) dont la fréquence est proportionnelle à U . En équilibrant les forces de traînée nécessaires pour aplatir une plaque sur ses voisines avec leur résistance élastique, on montre que ces deux régimes sont séparés par une vitesse d'écoulement critique

$$U_c = \sqrt{\frac{E}{\rho_{\text{fluide}}} \frac{I}{hS\ell}}, \quad (2.18)$$

où sont présentes les caractéristiques mécaniques des tiges : E le module d'Young, I le moment quadratique, h la hauteur, S la surface et ℓ l'espacement (voir FIGURE 2.12a pour les points expérimentaux).

Plusieurs autres critères expérimentaux sont proposés dans la littérature :

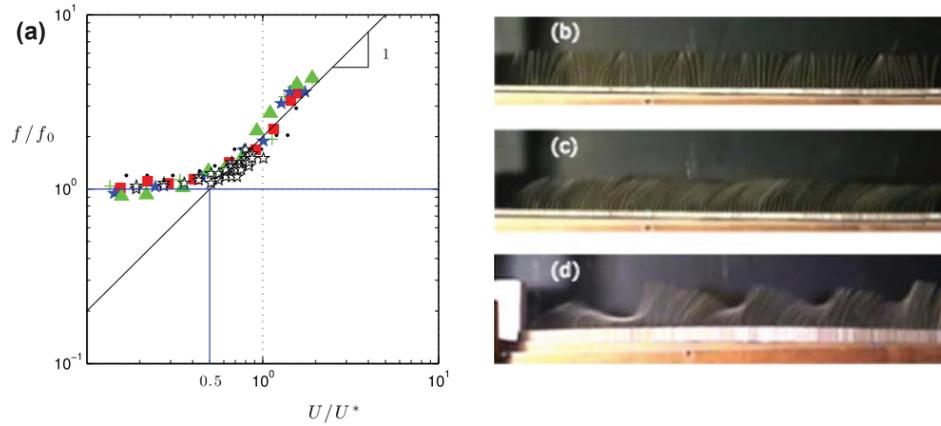


FIGURE 2.12 – Résultat des expériences de canopée dans une soufflerie d’après Ponomarenko [104]. (a) Graphe de f/f_0 en fonction de U/U_c , (b) Oscillations libres, (c) Transition, (d) Grandes oscillations.

- sur la vitesse de friction U_* estimée d’après le tenseur de Reynolds, le monami n’apparaît qu’au-dessus d’une valeur critique U_{*c} (Okamoto et Nezu [98]),
- sur le rapport entre l’épaisseur de la couche de mélange et la hauteur défléchie des tiges, qui doit être supérieur à 2 environ (Ghisalberti et Nepf [46]).

Cependant, dans certaines conditions, la fréquence principale d’instabilité est effectivement celle des plantes (voir en particulier Ackerman et Okubo [2], Ennos [34], Finnigan et Mulhearn [38], Py *et al.* [105] et FIGURE 2.11c) : on appelle cela le “*lock-in*”. Il y a alors injection d’énergie de la part de la canopée dans la couche de mélange. Pour que cette interaction fluide-structure se produise, il faut des conditions bien particulières (voir Blevins [15], de Langre [24]) concernant à la fois l’écoulement et les propriétés mécaniques de l’objet flexible. Le rapport d’élancement S et la vitesse réduite U_r (rapport de la période d’oscillation libre du solide et du temps d’advection du fluide autour de lui) permettent de caractériser la zone d’interaction privilégiée : $S \gg 1$ et $U_r \sim 1$.

2.3.3 Modèles et phénomènes reproduits

La modélisation simultanée de la canopée et de l’écoulement n’est pas aisée, car elle met en jeu de nombreux couplages :

- l’effet de l’écoulement sur les plantes individuellement
- l’interaction entre les plantes elles-mêmes (contact, écrantage)
- la réaction de la canopée comme entité globale, pouvant éventuellement rétroagir sur l’écoulement (“*lock-in*”).

Quelques modèles déclinés dans la littérature sont présentés en TABLE 2.2.

TABLE 2.2 – Différents modèles pour les canopées (CDM signifie « couche de mélange »).

Article	Oscillateur	Contact	Fluide	Résultat
Doaré <i>et al.</i> [28]	Rigide	Ressorts	Pulse/vagues	Résonance
Py <i>et al.</i> [105]	Rigide	Non	CDM	Lock-in
Webb et Rudnicki [127]	Rigide	Ressorts amortis	CDM	Amortissement
Dupont <i>et al.</i> [31]	Rigide	Non	CDM	Pas de rétroaction
Hussong <i>et al.</i> [58]	Rigide	Non	Au repos	Courant d'eau
Li et Xie [71]	Flexible	Non	Profil affine	Oscillation, ondes

Chaîne d'oscillateurs

Puisque les canopées ondulent sous l'effet du courant, il est naturel de considérer leur éléments comme des oscillateurs mécaniques (FIGURE 2.13a). Pour simplifier, on se place en 2D et on modélise les plantes par des tiges flexibles (Li et Xie [71]) ou rigides (Dupont *et al.* [31], Gosselin et de Langre [50], Py *et al.* [105]), éventuellement liées par des ressorts (Doaré *et al.* [28]) ou avec un amortissement (Webb et Rudnicki [127]). Le couplage entre écoulement et oscillateurs se fait par la force de traînée.

Milieu continu poroélastique

Une vision de la canopée comme milieu continu donne lieu à une résolution différente, même si dans la pratique les chaînes d'oscillateurs présentées juste avant sont résolues en utilisant des modèles continus (sous l'hypothèse d'avoir des oscillateurs de propriétés identiques, régulièrement espacés et suffisamment proches). Dans Hussong *et al.* [58] (FIGURE 2.13b), les cils sont modélisés par une couche poreuse qui se déforme de manière périodique, et leur action se résume à une force volumique étendue à toute la sous-couche. Ce sont les équations de Navier-Stokes moyennées en volume (VANS) qui sont utilisées.

Cas particulier des ondes métachrones

En biologie, de nombreux corps et tissus sont recouverts de cils qui ont des mouvements périodiques, mus par des “moteurs moléculaires” qui les actionnent (par des processus chimiques). Les cils sont donc *actifs*, contrairement aux tiges étudiées. On remarque expérimentalement que ces cils actifs, soumis à un écoulement, se mettent à osciller en phase, créant ce qu'on appelle des ondes métachrones, qui se développent dans la même direction que l'écoulement de fluide. L'émergence de ces ondes provient de la synchronisation des oscillateurs, apparemment via les forces hydrodynamiques (voir Gueron *et al.* [54]). Elle apparaissent comme une solution

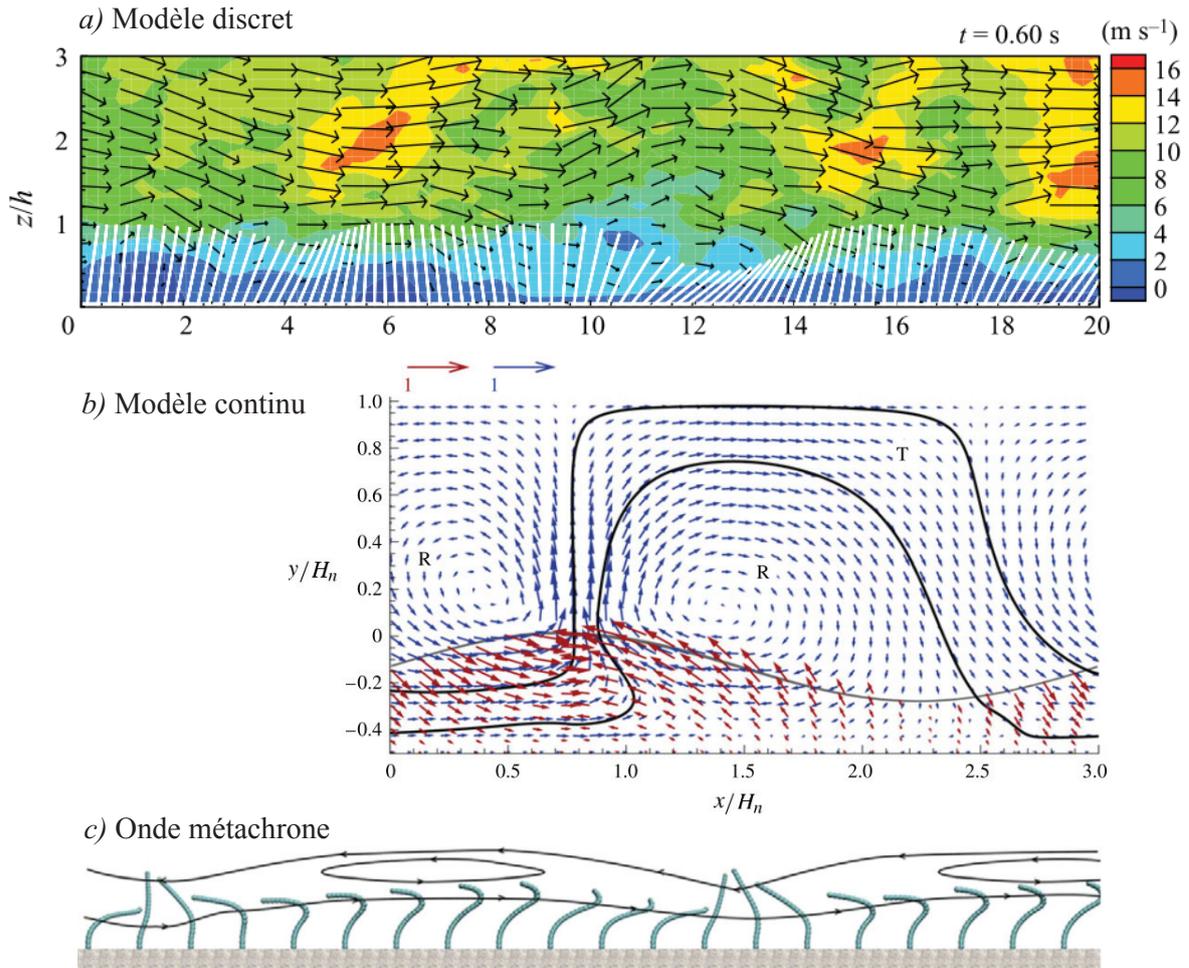


FIGURE 2.13 – Différents modèles numériques d'interaction canopée/écoulement. a) Dupont *et al.* [31], b) Hussong *et al.* [58] : champs de vitesse du fluide en bleu et du milieu poro-élastique en rouge, c) Elgeti et Gompper [33].

possible des équations du mouvement couplant la dynamique des cils et celle du fluide, ici en régime de Stokes (Elgeti et Gompper [33], Guirao et Joanny [55] et FIGURE 2.13c).

À l'inverse, l'influence de ces ondes sur un fluide au repos situé au-dessus des cils a pour effet de créer un écoulement, parfois en sens inverse des ondulations des cils (Hussong *et al.* [58]).

Cependant, les nombres de Reynolds associés à ces systèmes biologiques sont très faibles (régime visqueux), les résultats obtenus ne pourront pas être comparés aux expériences réalisées dans la thèse en eau courante et à une échelle macroscopique ($Re \sim 500 - 1000$).

On passe justement, dans les chapitres suivants, à la partie expérimentale de la thèse.

Chapitre 3

Reconfiguration d'une tige dans une canopée

Sommaire

3.1	Dispositif expérimental	44
3.1.1	Le canal et les tiges	44
3.1.2	Mesure de la force de traînée sur les tiges	45
3.2	Résultats	47
3.2.1	La force de traînée	47
3.2.2	La reconfiguration	49
3.2.3	Densité de canopée et confinement	51
3.3	Remarques conclusives	53
3.3.1	Discussion	53
3.3.2	Résumé et conclusion	54

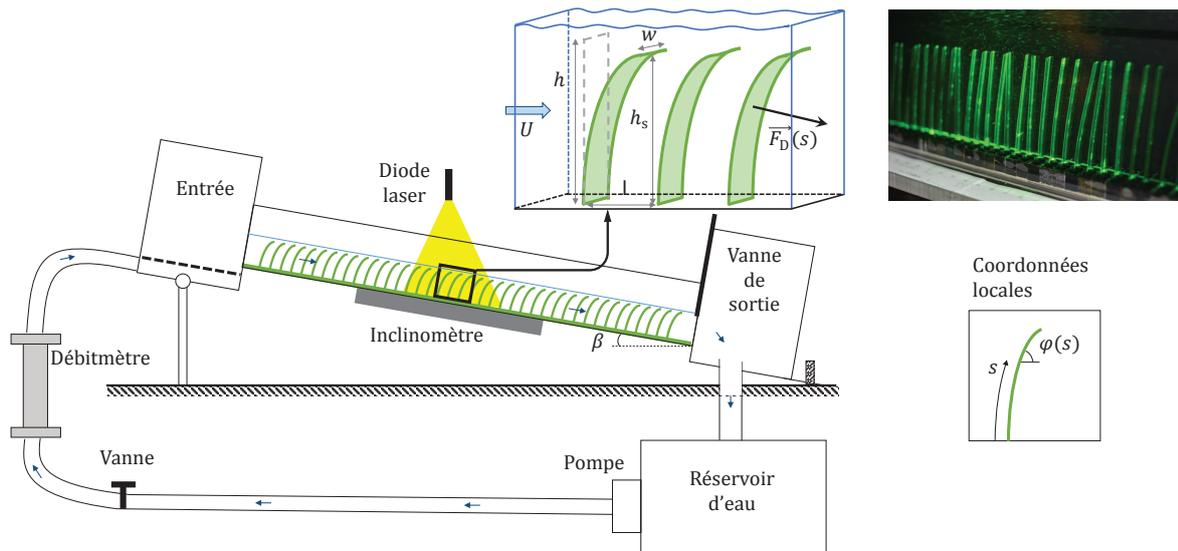


FIGURE 3.1 – Schéma du dispositif expérimental : le canal inclinable et ses moyens de mesure ; zoom sur la canopée (photographiée à droite avec le plan de lumière laser) et notations diverses.

Dans cette première partie d'expériences, on s'intéresse à la force exercée par un écoulement stationnaire sur une tige à l'intérieur d'une canopée et sa réaction. C'est une étude préliminaire indispensable pour préciser, entre autres, la valeur du coefficient de traînée qui n'est pas vraiment déterminée dans la littérature. Ce chapitre a fait l'objet d'un article publié en 2016 dans *Physics of Fluids* [8].

Pour pouvoir mesurer et modéliser de manière simple la forme des tiges, on adopte une forme de tiges simplifiée (plaques rectangulaires) dans une configuration à deux dimensions (une seule rangée de tiges). On peut ensuite faire le lien entre la déflexion de la tige et la force appliquée en traçant la courbe de reconfiguration.

3.1 Dispositif expérimental

3.1.1 Le canal et les tiges

Les mesures ont été faites dans un canal étroit de largeur $b = 40$ mm et longueur $L = 2$ m (voir schéma FIGURE 3.1). La pente du canal est ajustable de l'horizontale (0°) à 3° environ, elle est mesurée par un inclinomètre numérique avec une précision de 0.1 mm/m $\simeq 6 \cdot 10^{-3}^\circ$. Le débit à l'entrée, Q , est contrôlé par une vanne et mesuré par un débitmètre à flotteur balayant la gamme 200 – 1400 L/h avec une précision de 20 L/h dans les graduations. En mesurant la hauteur d'eau h_w par un limnimètre, on peut en déduire la vitesse moyenne $\bar{U} = Q/bh_w$.

La canopée est faite de fines feuilles de PVC d'épaisseur $e = 0.1$ mm, de hauteur $h = 60$ mm et de largeurs variables : $w = 10, 15$ ou 20 mm. Elles sont coincées au fond du canal dans

ℓ (mm)	8	16	24	32	40	48	56	64	72	80	96	128	144	160
$w = 10$ mm	⊗	⊗	×	⊗		×			×		×			×
$w = 15$ mm		×		×		×		×			×	×		
$w = 20$ mm	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	×		×	×	×		×

TABLE 3.1 – Espacements ℓ et largeurs de canopées w testés pour les mesures de reconfiguration. \times : mesure locale seulement ; \otimes : mesure globale et locale.

des briques de LEGO, ce qui permet de faire varier facilement l’espacement entre les tiges ℓ . Différents espacements sont testés pour chaque largeur de tige (voir TABLE 3.1). Les propriétés mécaniques des tiges sont préalablement mesurées : la masse volumique $\rho = 1.41 \cdot 10^3 \text{kg.m}^{-3}$ par pesée et le module d’Young $E = 3.78 \text{GPa}$ par un test de tension avec la machine de force Dynamic mechanical analysis Q800 de TA instruments¹.

En fixant une diode laser pour faire un plan de lumière dans l’axe du canal, on peut facilement visualiser les tiges qui apparaissent brillantes si le fond est noir.

3.1.2 Mesure de la force de traînée sur les tiges

Deux méthodes indépendantes sont mises en place pour mesurer la force de traînée sur les tiges de la canopée de manière non-intrusive.

Par la perte de charge (mesure globale)

À débit Q imposé, il est possible de maintenir la hauteur d’eau constante juste au sommet des tiges en ajustant la vanne guillotine de sortie et la pente du canal β . Le régime est alors permanent et établi (écoulement uniforme), et les tiges ne bougent pas ou très faiblement.

Dans ce cas, la différence de pression entre l’entrée et la sortie du canal compense toutes les forces de friction. On considère que le frottement sur les parois est petit comparé à la traînée sur les tiges (voir Nepf et Vivoni [93], Temple *et al.* [119]). Une estimation de la perte de charge due au frottement sur les parois faite grâce à la formule de Darcy-Weisbach donne une pente équivalente de 1 mm/m qui est de l’ordre de grandeur de la précision de l’inclinomètre utilisé. En inclinant le canal, la gravité crée une différence de pression entre l’entrée et la sortie, qui équilibre les pertes de charges dues à la présence de la canopée et permet une mesure globale de la force sur la canopée F_D^{can} comme dans Wu *et al.* [131] :

$$\Delta P^{can} = \frac{F_D^{can}}{A_c} = \rho g L \sin \beta, \quad (3.1)$$

1. Merci à Laurent David et Olivier Gain du laboratoire IMP à Polytech’Lyon de nous avoir prêté leur machine!

où $A_c = bh_w$ la surface normale à l'écoulement (aire "mouillée"), L la longueur et β l'angle que fait le fond du canal avec l'horizontale.

Les N tiges étant distribuées à intervalles réguliers ℓ sur toute la longueur du canal, on peut en déduire la force F_D exercée sur chacune d'elles : en effet, elles sont toutes défléchies de la même manière donc subissent toutes la même force.

$$F_D^{canopy} = NF_D^g = \rho g L \sin \beta A_c, \quad (3.2)$$

où $N = L/\ell$ est le nombre total de tiges dans la canopée.

Cette mesure "globale" de la force de traînée sur chaque tige permet aussi d'en déduire une valeur du coefficient de traînée

$$C_D^g = \frac{F_D^g}{\frac{1}{2}\rho w h_s \bar{U}^2}, \quad (3.3)$$

puisque toutes les autres grandeurs sont connues par ailleurs (propriétés mécaniques des tiges et vitesse d'écoulement).

Cette mesure est possible tant que la canopée est suffisamment dense pour que la force de traînée soit significative et demande une inclinaison du canal mesurable. C'est pour cela que les mesures globales ne sont réalisées que pour des petits espacements (valeurs entourées TABLE 3.1).

Par la déflexion des tiges (mesure locale)

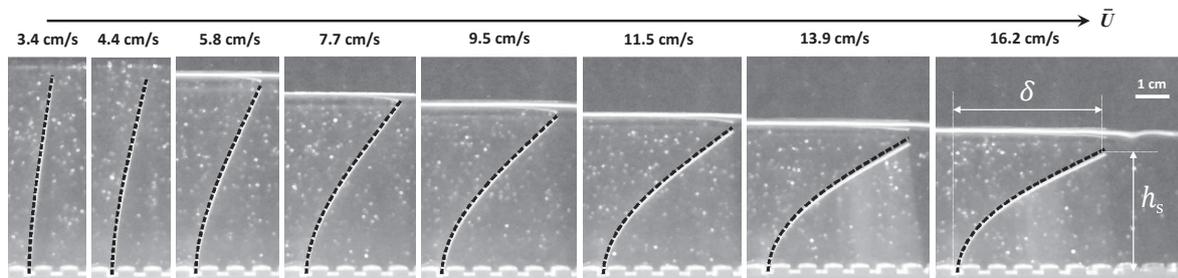


FIGURE 3.2 – Comparaison entre la déflexion individuelle des tiges (blanches) et le modèle de poutre défléchi (tirets noirs) ajusté sur la hauteur défléchie, pour différentes vitesses débitantes \bar{U} .

La seconde méthode utilise les images des tiges obtenues en filmant la canopée de côté. Quand le régime permanent est atteint, la forme de la tige est le résultat de l'équilibre entre d'un côté, la force de traînée qui la fait plier et de l'autre, les forces élastiques internes. On a donc la relation suivante :

$$-EI \frac{\partial^3 \varphi}{\partial s^3} = f_N(s), \quad (3.4)$$

où s est l'abscisse curviligne le long de la tige, $\varphi(s)$ l'angle avec l'horizontale (voir FIGURE 3.1 à droite pour les notations); $f_N(s)$ est la composante normale de la force de traînée par unité

de longueur de tige ; E est le module d'Young et $I = we^3/12$ le moment quadratique de la tige. Les conditions aux limites appliquées sont les suivantes : encastré en $s = 0$ et libre en $s = h$, ce qui s'écrit $\varphi(0) = \pi/2$ et $\partial_s \varphi(h) = \partial_s^2 \varphi(h) = 0$. Si $\bar{U} \sin \varphi$ est la composante normale de vitesse d'écoulement arrivant sur la tige et $\tilde{s} = s/h$ la coordonnée curviligne sans dimension, l'équation 3.4 fait apparaître un nouveau nombre sans dimension : le nombre de Cauchy.

$$\frac{\partial^3 \varphi}{\partial \tilde{s}^3} = - \underbrace{\frac{C_D^l \rho w h^3 \bar{U}^2}{2EI}}_{\text{Nombre de Cauchy } \mathcal{C}_Y} \sin^2 \varphi(\tilde{s}), \quad (3.5)$$

En visualisant les tiges, on peut mesurer sur les images leur déflexion δ et leur hauteur défléchie h_s . Il ne reste plus qu'à ajuster le modèle de poutre défléchie (éq. 3.5) sur ces valeurs pour calculer le nombre de Cauchy correspondant à l'expérience réalisée et en déduire la force exercée sur la tige. On vérifie que le modèle fonctionne en faisant l'expérience pour une tige seule dans le canal (FIGURE 3.2). Puis on l'applique pour les tiges dans les différentes canopées. Comme précédemment, on peut aussi définir une mesure "locale" du coefficient de traînée, calculé à partir du nombre de Cauchy : $C_D^l = C_Y^l 2EI / \rho w h^3 \bar{U}^2$.

3.2 Résultats

3.2.1 La force de traînée

On montre FIGURE 3.3 à *gauche* la force de traînée nécessaire pour obtenir la déflexion mesurée expérimentalement (méthode *locale*). Chaque point est le résultat d'une moyenne sur une dizaine de mesures. Pour une vitesse \bar{U} donnée, la force est d'autant plus grande que l'espacement entre les tiges de la canopée augmente. Lorsqu'il est assez grand, c'est-à-dire pour $\ell \geq 32$ mm et $\ell \geq 56$ mm pour les largeurs de tige $w = 10$ mm et $w = 20$ mm respectivement, la traînée mesurée rejoint la courbe $F_D \sim \bar{U}^2$. Pour les canopées les plus denses, la force mesurée est plus faible que la traînée classique en \bar{U}^2 , ce qui est la signature du phénomène de reconfiguration, comme prédit par Vogel pour les éléments isolés [123, 124, 125].

Cela se vérifie sur la FIGURE 3.4a où les données de la FIGURE 3.3b sont représentées en échelle logarithmique. Deux régimes différents apparaissent :

- un régime « rigide », pour les faibles vitesses \bar{U} , où $F_D \propto \bar{U}^2$ (ligne noire sur la figure) et
- un régime « flexible », pour les grandes vitesses \bar{U} , où $F_D \propto \bar{U}^{2+\nu}$ (ligne pointillée rouge sur la figure).

Les lois de puissance sont données par le modèle de poutre défléchie (équation 3.5) dans les limites $\mathcal{C}_Y \ll 1$ et $\mathcal{C}_Y \gg 1$. Dans la section suivante (3.2.2), ces deux régimes sont étudiés de plus près.

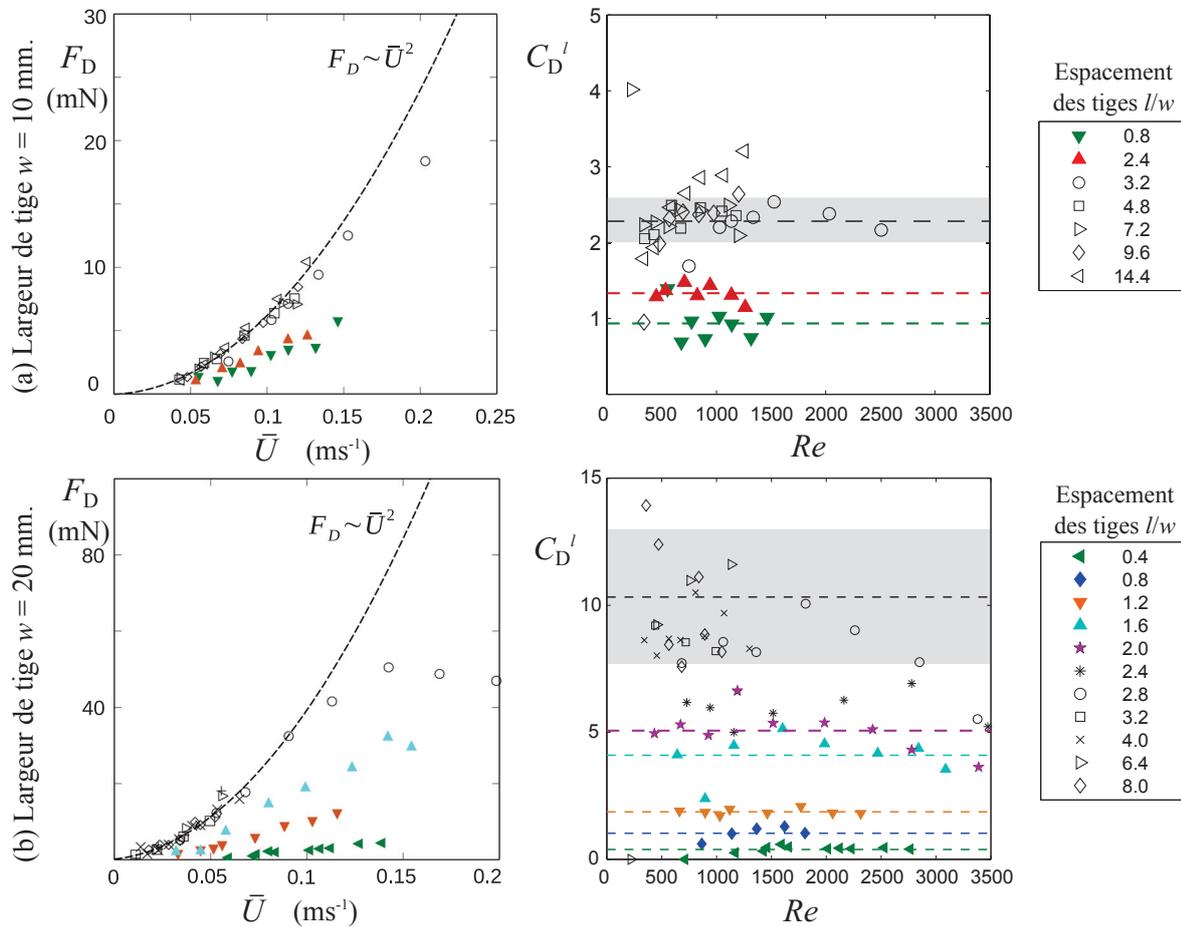


FIGURE 3.3 – *A gauche*, la force de traînée calculée d'après la déflexion des tiges (méthode locale) en fonction de la vitesse débitante \bar{U} , pour deux largeurs de tige et donc un confinement latéral w/b de 25% pour (a) et 50% pour (b). En pointillé, un ajustement en \bar{U}^2 sur les données qui se rejoignent au-delà d'un espacement limite (symboles creux). *A droite*, les mêmes données sont représentées sous forme adimensionnelle : $F_D^l / \frac{1}{2} \rho w h_s \bar{U}^2$ en fonction du nombre de Reynolds $Re = \rho w \bar{U} / \mu$. Les pointillés sont les valeurs moyennes pour chaque série et la zone grisée est l'écart-type de la moyenne pour la valeur limite (grands espacements).

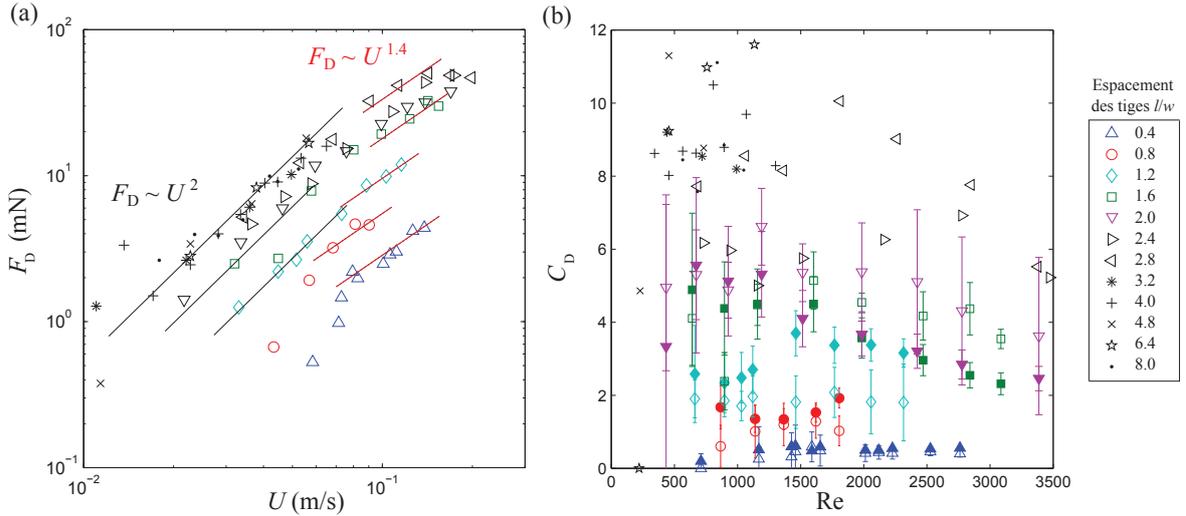


FIGURE 3.4 – (a) Force de traînée en représentation log-log pour les canopées de largeur $w = 20$ mm (mêmes données que FIGURE 3.3b), les lignes noires représentent la tendance $F_D \sim \bar{U}^2$ (petits \bar{U}) et les pointillés rouges $F_D \sim \bar{U}^{2+\nu}$ (grands \bar{U}). (b) Comparaison des données locales (symboles creux) avec les données globales (symboles pleins) obtenues à partir de la pente du canal.

La seconde méthode de mesure de la force de traînée dite *globale* (par la pente du canal, symboles pleins) est comparée à la mesure *locale* (symboles creux) FIGURE 3.4b. On constate que les deux mesures sont compatibles pour les différents espacements testés.

Concernant le coefficient de traînée (FIGURE 3.3 à droite), on remarque qu'il reste relativement constant par rapport au nombre de Reynolds mais sa valeur dépend fortement du confinement latéral et de la densité de la canopée. Une étude plus complète de l'influence de ces paramètres est faite en section 3.2.3. De manière classique, on s'attend à ce que le coefficient de traînée dépende du nombre de Reynolds Re et de la géométrie de l'objet (probablement représentée dans une canopée par l'espacement entre tiges ℓ/w et le confinement latéral w/b). Ici, comme l'objet est flexible, une dernière grandeur intervient : la réduction de l'aire exposée à l'écoulement, ici h_s/h , qui est uniquement fonction de la vitesse d'écoulement *via* l'exposant de Vogel :

$$C_D \left(Re, \frac{\ell}{w}, \frac{w}{b}, \frac{h_s}{h} \right) = \alpha U^\nu C_D^\infty \left(Re, \frac{\ell}{w}, \frac{w}{b} \right), \quad (3.6)$$

où α est un coefficient unitaire dimensionné et C_D^∞ le coefficient de traînée « classique » pour un objet rigide équivalent. La section suivante s'intéresse justement à l'étude de ce paramètre flexible h_s/h .

3.2.2 La reconfiguration

Le tracé de la courbe de reconfiguration donne des informations précieuses sur le comportement de l'objet flexible étudié face à un écoulement. Pour cela, il faut avoir des mesures indépendantes

de \mathcal{R} et \mathcal{C}_Y , ce qui est possible dans notre dispositif grâce aux deux méthodes locale et globale. Le nombre de reconfiguration \mathcal{R} mesure le rapport de réduction de traînée (qui revient à comparer l'aire exposée de l'objet défléchi à celle du même objet rigide). Dans notre cas, la largeur étant invariante, cela revient à écrire

$$\mathcal{R} = \frac{h_s}{h} = \int_0^1 \sin \varphi(\tilde{s}) d\tilde{s}, \quad (3.7)$$

où h_s est la hauteur de la tige défléchie, mesurée localement. Quant au nombre de Cauchy, il peut être calculé à partir de la mesure globale de la force de traînée :

$$\mathcal{C}_Y = \frac{F_D^g h^2}{EI} = \frac{C_D^g \rho w h^3 \bar{U}^2}{2EI}. \quad (3.8)$$

Les données expérimentales sont montrées FIGURE 3.5a pour des canopées de deux largeurs et trois espacements différents. On remarque tout d'abord que toutes les données se rejoignent sur une même courbe maîtresse, bien décrite par le modèle de poutre défléchie (ligne bleue). Quant au modèle de tige rigide pivotante proposé par de Langre [24] (pointillé), il ajuste bien les données pour les petits \mathcal{C}_Y , mais il surévalue la déflexion des tiges lorsque \mathcal{C}_Y augmente.

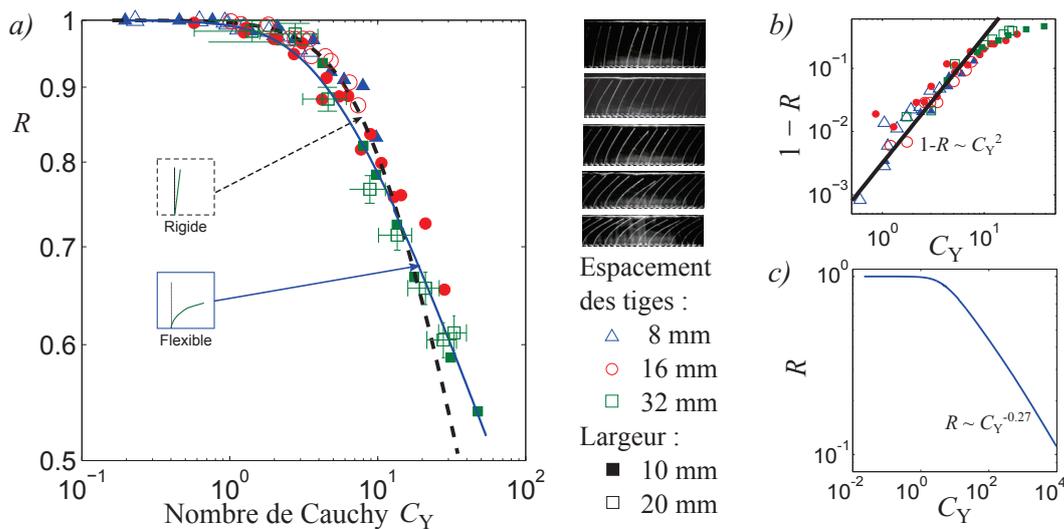


FIGURE 3.5 – Courbes de reconfiguration. a) Nombre de reconfiguration \mathcal{R} en fonction du nombre de Cauchy \mathcal{C}_Y . Le trait bleu continu représente le modèle flexible et le pointillé le modèle rigide [24]. b) Évolution pour les petits nombres de Cauchy, $1 - \mathcal{R} \propto \mathcal{C}_Y^2$. c) Modèle de poutre défléchie montrant la tendance $\mathcal{R} \sim \mathcal{C}_Y^\alpha$ quand $\mathcal{C}_Y \gg 1$.

Pour des propriétés élastiques données, le nombre de Cauchy est simplement proportionnel à la force de traînée. Aux petits \mathcal{C}_Y , la force est trop faible pour produire une déflexion des tiges. On peut montrer, dans ce cas, que le modèle de poutre défléchie (éq. 3.5) donne la loi de puissance $1 - \mathcal{R} \sim \mathcal{C}_Y^2$. La FIGURE 3.5b confirme cette tendance pour $\mathcal{C}_Y \ll 1$ (et même pour $\mathcal{C}_Y \sim \mathcal{O}(1)$).

Pour les grands nombres de Cauchy, la force de traînée est suffisante pour vaincre la résistance élastique, les tiges se couchent et le nombre de reconfiguration décroît rapidement. Le modèle de poutre défléchie donne alors une loi de puissance $\mathcal{R} \sim C_V^\alpha$ (voir FIGURE 3.5c et éq. 3.5) qui permet de calculer un exposant de Vogel $\mathcal{V} = 2\alpha$. Pour toutes les canopées étudiées ici, $\mathcal{V} \simeq -0.6$, ce qui est plus grand que l'exposant pour une fibre seule dans un écoulement ($\mathcal{V} = -2/3$) [4, 5] ou une feuille artificielle s'enroulant sous l'effet d'un courant d'air ($\mathcal{V} = -4/3$) [112].

Comme les différentes séries de mesures obéissent toutes à la même loi, on peut en déduire que l'exposant de Vogel, dans cette configuration particulière, ne dépend ni de la densité de canopée ni de son confinement. Cependant, on a bien remarqué dans la partie 3.2.1 que les tiges dans la canopée subissaient une force plus faible qu'une tige seule. Voyons donc à présent l'effet de la géométrie de la canopée.

3.2.3 Densité de canopée et confinement

Pour le coefficient de traînée des plaques C_D , on s'attend à une dépendance vis-à-vis de la vitesse d'écoulement, représentée par le nombre de Reynolds Re , et des propriétés géométriques de la canopée : l'espacement entre les tiges ℓ/w et le confinement latéral w/b (voir expression 3.6). On a vu que dans la gamme de vitesses explorée, le coefficient de traînée dépend assez peu du nombre de Reynolds (FIGURE 3.4b). Qu'en est-il des autres paramètres ?

Évolution du coefficient de traînée

Ici, le coefficient de traînée est mesuré par la méthode locale (d'après la déflexion des tiges) et moyenné sur une dizaine de tiges. Les résultats sont présentés FIGURE 3.6a. Pour les trois largeurs de tiges testées, la tendance est la même : le coefficient de traînée augmente linéairement avec l'espacement des tiges, puis sature à une valeur C_D^∞ à partir d'un espacement critique ℓ_c . On identifie alors deux régimes bien différents :

- (1) pour $\ell < \ell_c$ (régime de canopée dense) : $C_D \propto \left(\frac{\ell}{w}\right) C_D^\infty$
- (2) pour $\ell \geq \ell_c$ (régime de tige isolée) : $C_D \simeq C_D^\infty$, indépendant de l'espacement ℓ .

Valeur limite aux grands espacements

La valeur élevée de C_D^∞ est due au confinement important des tiges (voir [5]) ; en effet, elles occupent respectivement 25%, 37.5% et 50% de la largeur du canal. Elle correspond au coefficient de traînée qu'aurait une tige identique seule dans le canal. Cette valeur dépend fortement

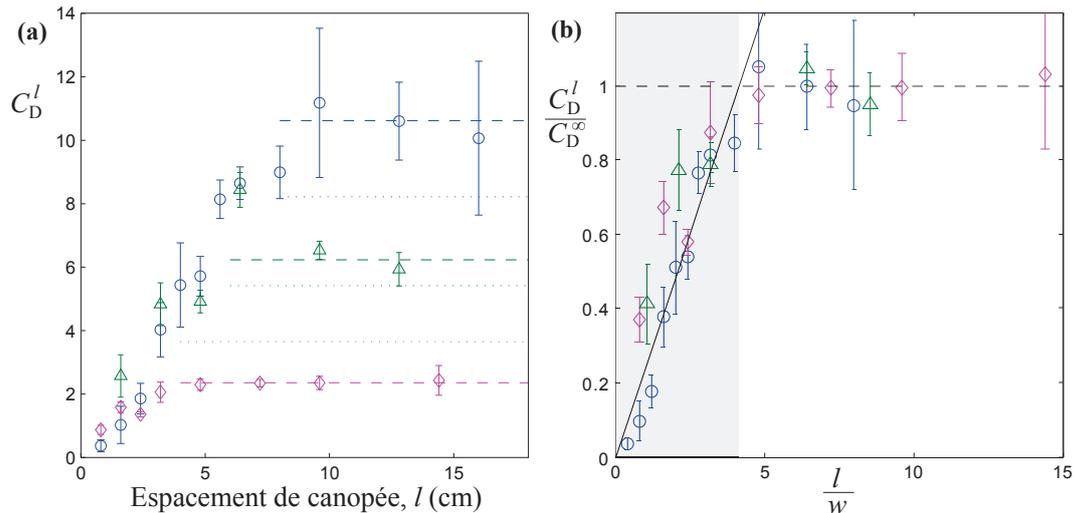


FIGURE 3.6 – Coefficients de traînée mesurés d'après la déflexion des tiges. *a)* Données brutes pour trois largeurs de tiges différentes, les tirets représentent la valeur limite expérimentale pour les grands espacements et les pointillés la valeur estimée d'après la formule de Glauert *b)* Données normalisées.

du confinement latéral w/b . On peut en faire une estimation par la formule de Glauert [49] :

$$C_D^{l,\infty} \approx \bar{C}_D^{l,\infty} \left[\frac{1 + \tau \lambda \left(\frac{w}{b}\right)^2}{\left(1 - \eta \frac{w}{b}\right)^2} \right], \quad (3.9)$$

qui lie le coefficient mesuré $C_D^{l,\infty}$ d'un corps confiné latéralement à celui du même corps dans un milieu infini $\bar{C}_D^{l,\infty}$ via le ratio entre la largeur de la tige w et celle du canal b . Ici, $\tau = 0.822$, $\lambda = 0.5$ et $\eta = 1$ sont des constantes empiriques pour une plaque perpendiculaire à l'écoulement. En prenant $\bar{C}_D^{l,\infty} = 2$ (valeur pour une plaque dans un milieu infini non-visqueux, d'après Batchelor [9]), la formule de Glauert (eqn. 3.9) donne une prédiction correcte des valeurs montrées FIGURE 3.6a. Les différences proviennent du fait que les tiges sont aussi confinées verticalement par le fond du canal et la surface libre, et elles ne sont pas des plaques rigoureusement perpendiculaires à la direction de l'écoulement.

Régimes de canopée

Si on trace les données normalisées C_D/C_D^∞ en fonction de l/w (FIGURE 3.6b), les données se superposent et on peut identifier l'espacement critique qui sépare les deux régimes : $l_c \simeq 4w$, ce qui correspond à la longueur de recirculation derrière une plaque normale à l'écoulement. Quand $l < l_c$, les tiges sont sujettes à un fort effet d'écran dû aux voisines, et elles sont exposées à une vitesse d'écoulement perpendiculaire très petite comparée à la valeur de \bar{U} . Cela signifie que la canopée se comporte alors comme un milieu continu flexible, pour lequel la force globale se partage entre toutes les tiges à l'intérieur, ce qui explique que le coefficient de traînée mesuré est proportionnel à l'inverse du nombre de tiges de la canopée $N = L/l$. Ce

résultat rappelle les travaux de Folkard [39, 40], reprenant l'idée de Morris [87]. Elle s'intéresse aux régimes d'écoulement dans des "clairières" au sein de canopées de végétation flexible, où plusieurs régimes sont identifiés, en fonction de la vitesse d'écoulement et la taille de la clairière.

- *Skimming flow* : l'écoulement ne pénètre pas entre deux rugosités.
- Écoulement de recirculation : l'intervalle entre les deux rugosités est une cavité latérale pour l'écoulement principal, avec une couche de mélange raccordant les deux parties (Mignot *et al.* [85]).
- Rugosité isolée : chaque élément de rugosité crée un sillage qui se referme avant l'élément suivant.

Ici, ce sont les régimes de *skimming flow* qui sont observés pour les petits espacements, puis de recirculation voire de rugosité isolée quand l'espacement grandit, ce qui explique l'évolution du coefficient de traînée.

3.3 Remarques conclusives

3.3.1 Discussion

La géométrie utilisée et le modèle étant très simples, il convient de revenir sur ses limites et la possibilité de l'appliquer dans des cas plus réalistes.

Profil de vitesse entre les tiges

On fait l'hypothèse d'un profil de vitesses plat (indépendant de la profondeur y) et égal à la vitesse débitante \bar{U} . Expérimentalement, on sait que ce n'est pas le cas : la vitesse du fluide, pouvant être visualisée grâce à des traceurs, est très faible entre les tiges et rapide sur les côtés et dans la fine couche au-dessus du sommet de la canopée. Il a été montré récemment dans Leclercq et de Langre [70] que le profil de vitesses change l'exposant de Vogel lors de la reconfiguration d'un objet flexible. Cependant, ici, le but est de décrire la manière dont la canopée répond à un écoulement à grande échelle, comme on peut en rencontrer dans la nature ; les propriétés locales étant en pratique généralement inaccessibles, on a fait le choix d'utiliser la vitesse \bar{U} comme paramètre de référence.

Étant donné la forte hypothèse faite sur le profil de vitesse, le modèle pour la déflexion des tiges se devait d'être simple. Le choix d'une force uniformément répartie sur toute la longueur des tiges se justifie tout à fait dans le cas d'une tige seule face à un écoulement uniforme. Dans notre cas, une tige dans la canopée passe d'un état fortement écranté à un état de tige seule lorsque l'espacement augmente. Il convenait donc de traiter toutes les données de la même manière, indépendamment de l'espacement, pour pouvoir comparer les paramètres obtenus.

Espacement, effets 3D et plantes réelles

On a fait le choix d'un espacement régulier pour pouvoir mettre en œuvre la mesure globale de force sur la canopée. Cette configuration périodique était nécessaire si l'on voulait calculer la force individuelle sur une tige en divisant la pente globale du canal par le nombre de tiges. En effet, dans une canopée d'espacement aléatoire, il n'y a pas de distance caractéristique et on n'aurait donc pas pu faire l'étude en fonction de la densité.

L'utilisation d'une seule rangée de tiges permet l'observation par le côté. Elle induit un effet de confinement latéral qui a été quantifié. Il y a également des effets 3D de recirculation autour des tiges. Ceux-ci n'ont pas été pris en compte dans le modèle, par souci de simplicité, cependant l'observation étant faite dans l'axe de symétrie du canal, on peut supposer qu'ils sont relativement restreints dans ce plan médian.

Dans les canopées réelles, l'espacement est irrégulier, à cause des tailles variables des plantes et des conditions extérieures (sol, ensoleillement, etc...). Elles ne subissent donc pas toutes les mêmes conditions d'écoulement et n'ont *a priori* aucune raison de se défléchir de la même manière. Cependant, les mesures faites en milieu naturel montre que le coefficient de Vogel est assez constant, situé autour de -0.6 (voir TABLE 2.1), du même ordre de grandeur que celui mesuré ici.

3.3.2 Résumé et conclusion

Dans ce chapitre, on a étudié le comportement de différentes canopées face à un écoulement stationnaire et établi. Deux méthodes de mesure indépendantes (locale, par la déflexion et globale, par la pente du canal) permettent d'obtenir la force de traînée exercée sur les tiges. Celle-ci a pour effet de les incliner plus ou moins selon la géométrie de la canopée et la vitesse d'écoulement. Cependant, on trouve une loi universelle de reconfiguration pour toutes : le modèle de grandes déflexions, qui montre entre autres que l'exposant de Vogel est le même pour toutes les canopées. Cela signifie également que l'on peut séparer les effets de flexibilité (reconfiguration) et de géométrie, ce dernier étant entièrement contenu dans le coefficient de traînée. La dépendance du C_D est alors établie en fonction des paramètres géométriques : le confinement latéral, qui fixe la valeur asymptotique, et l'espacement, qui influence les canopées suffisamment denses.

Chapitre 4

Réaction à un écoulement oscillant

Sommaire

4.1	Expérience et mesures	56
4.1.1	Le canal à houle et les tiges	57
4.1.2	Reconstitution du champ de vitesse	57
4.1.3	Suivi du mouvement des tiges	60
4.2	Tige seule	61
4.2.1	Fonction de transfert expérimentale de la tige	61
4.2.2	Modèles	65
4.3	Canopée sous la houle	68
4.3.1	Oscillation des tiges	68
4.3.2	Ondes dans la canopée	71
4.4	Discussion et conclusion	73
4.4.1	Objet flexible sous la houle	73
4.4.2	Effet de canopée	73

Dans le chapitre 3, nous avons étudié la reconfiguration statique d'une assemblée de tiges soumises à un écoulement supposé permanent. Cependant, les écoulements naturels ne sont jamais parfaitement stationnaires et présentent des fluctuations au cours du temps. La canopée est donc soumise à une sollicitation variable et y répond selon ses caractéristiques mécaniques et géométriques. L'objectif de cette étude est d'étudier la réponse d'une tige de la canopée à une sollicitation connue, et de déterminer si elle diffère de celle d'une tige seule, afin de mettre en avant les effets collectifs s'ils existent.

Pour cela, nous avons choisi d'utiliser un canal à houle. En effet, la houle est un phénomène de fréquence et d'amplitude bien déterminées, créant un écoulement oscillant facile à modéliser. L'excitation étant expérimentalement bien maîtrisée, la réponse de la canopée pourra être étudiée sous la forme d'un diagramme « de Bode » présentant l'amplitude et le déphasage en fonction de la fréquence.

On pourrait penser que les tiges suivent le courant pour réduire la traînée qui s'exerce sur eux (normalement proportionnelle au carré de la vitesse relative, éventuellement rectifiée par le coefficient de Vogel, voir chapitre précédent sur la reconfiguration), mais c'est sans compter leur nature élastique : elles ont une fréquence propre d'oscillation. Le système présente donc a priori une résonance. La présence de la canopée protège-t-elle les tiges de ces oscillations de grande amplitude ou au contraire amplifie-t-elle le phénomène ?

4.1 Expérience et mesures

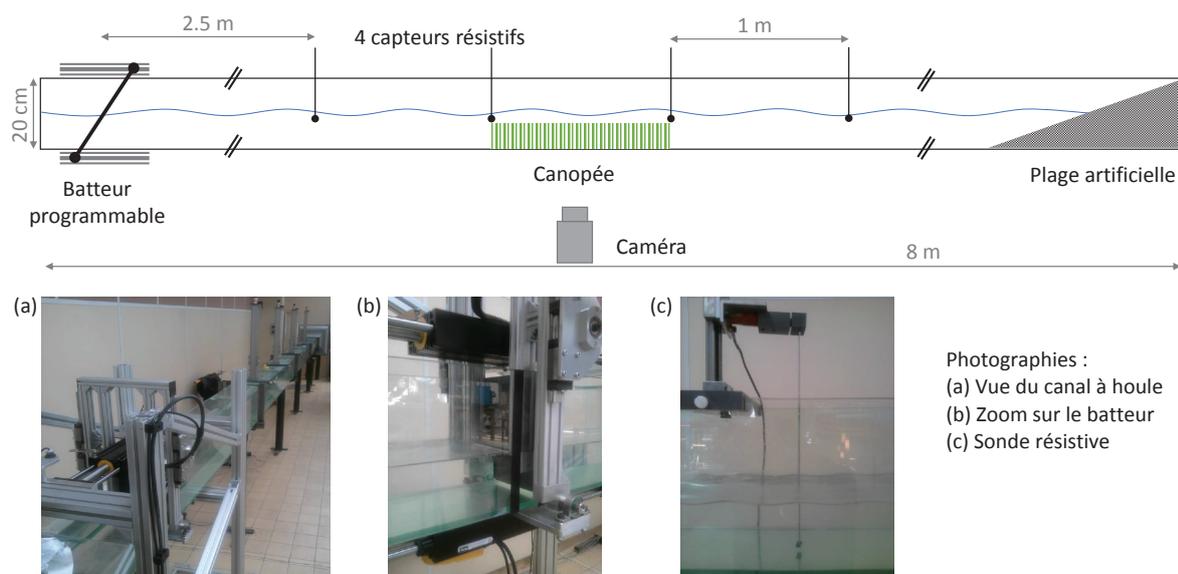


FIGURE 4.1 – Le canal à houle utilisé pour les expériences et les différents moyens de mesure associés.

4.1.1 Le canal à houle et les tiges

Les expériences de ce chapitre ont été menées dans le canal à houle utilisé pour les travaux pratiques à l'École Centrale de Lyon (Écully). Il est de section carrée de côté 20 cm et fait 8 m de longueur (voir schéma et photographies FIGURE 4.1). À une extrémité se trouve un batteur monté sur une structure indépendante et amovible¹. Elle comporte deux moteurs sur lesquels le batteur est monté par des liaisons pivot (en haut et en bas). Pour assurer l'étanchéité du batteur et donc la qualité des vagues, il est bordé latéralement par des balais en caoutchouc qui frottent sur les parois du canal lors de ses déplacements (photographie FIGURE 4.1b). Le batteur est programmable via une interface Labview et peut créer des vagues de période et d'amplitude variables ($T = 0.2$ à 2 s et $A = 5$ ou 10 mm).

Pour mesurer la hauteur d'eau au cours du temps, le canal est équipé de quatre sondes résistives synchronisées et déplaçables (photographie FIGURE 4.1c), dont on récupère le signal via une carte d'acquisition USB - HR Wallingford - Wave Probe Monitor. Pour les mesures, elles sont écartées d'une distance de 1 mètre, la première étant située à 2.5 mètres de la position moyenne du batteur.

La canopée est disposée entre la deuxième et la troisième sonde. Il s'agit des mêmes tiges en PVC que dans les expériences du chapitre précédent. Deux configurations sont étudiées : (1) une tige seule de dimensions 20×60 mm et (2) une canopée constituée d'une seule rangée des mêmes tiges espacées de $\ell = 8$ mm et longue de 1 mètre, centrée dans la largeur du canal. Le mouvement des tiges est filmé par une caméra rapide Photron à une fréquence de 125 images par seconde.

Enfin, une plage en PVC de faible pente est installée au bout du canal pour absorber les vagues et éviter les réflexions.

4.1.2 Reconstitution du champ de vitesse

Le montage ne prévoit pas de mesure directe du champ de vitesses dans le canal, et pourtant il faut le connaître pour estimer la force qui s'exerce sur les tiges (qui n'est pas non plus mesurée ici). On vérifie donc par des mesures préliminaires qu'il est possible de reconstituer le champ de vitesses dans l'eau à partir du niveau d'eau mesuré par les sondes, en utilisant les équations classiques de houle.

1. La description du batteur est inspirée du rapport de projet de Killian Hutchinson et Raphaël Jolis, élèves centraliens qui ont travaillé à son optimisation, encadrés par Richard Perkins et Sébastien Goguy.

Calcul

Si l'on reprend les équations de houle linéaire (voir par exemple le livre de Guyon *et al.* [56]), la vitesse longitudinale théorique à une abscisse x et une altitude y (notée u_{th}), sous des vagues d'amplitude A , de pulsation ω et de nombre d'onde k , pour une épaisseur d'eau moyenne h_0 , vaut :

$$u_{\text{th}}(x, y, t) = A\omega \frac{\cosh(ky)}{\sinh(kh_0)} \cos(\omega t - kx). \quad (4.1)$$

Dans la suite, on regarde la vitesse en $x = 0$ pour simplifier les équations. Si l'on exprime ce résultat en fonction de la hauteur d'eau instantanée $h(t)$, cela donne :

$$u_{\text{th}}(y, h(t)) = \omega \frac{\cosh(ky)}{\sinh(kh_0)} \left(h \left(t + \frac{T}{4} \right) - h_0 \right), \quad (4.2)$$

où $T = 2\pi/\omega$ est la période temporelle de houle. Cette équation permet donc de calculer la vitesse longitudinale en connaissant seulement $h(t)$.

En effet, le batteur impose la période T , la hauteur d'eau moyenne h_0 est mesurée, et on peut estimer le nombre d'onde k en résolvant la relation de dispersion théorique :

$$c^2 = \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 = \frac{g}{k} \tanh(kh_0). \quad (4.3)$$

Dans la suite, on note $u_c(t)$ la vitesse calculée d'après la hauteur d'eau $h_c(t)$, elle-même mesurée par les capteurs (équation 4.2).

On utilise un micro-ADV (*Acoustic Doppler Velocimeter*) de marque Nortek pour faire une mesure indépendante de la vitesse dans le fluide et vérifier que cette relation est valable ici. Le positionnement de l'ADV est assez délicat, il doit être bien orienté par rapport aux trois directions de l'espace pour éviter de mesurer des composantes de vitesses projetées dans de mauvaises directions. Malgré les précautions prises, le champ de vitesses obtenu ($u_{\text{mes}}, w_{\text{mes}}$) doit tout de même être rectifié en lui appliquant une rotation d'angle θ pour respecter la condition $w_{\text{reel}} = 0$ (pas de vitesse transverse dans le canal) :

$$\begin{pmatrix} u_{\text{reel}} \\ w_{\text{reel}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{\text{mes}} \\ w_{\text{mes}} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

On s'intéresse uniquement à la vitesse horizontale u , la composante verticale v n'étant pas correctement mesurée par l'ADV, vu la faible profondeur d'eau du canal.

La FIGURE 4.2 compare la vitesse longitudinale mesurée par ADV, u_{ADV} , à celle calculée à partir de la hauteur d'eau mesurée par les capteurs, u_c , et à la vitesse théorique correspondant aux paramètres de réglage de la commande du batteur, u_{th} . Globalement les courbes ont la

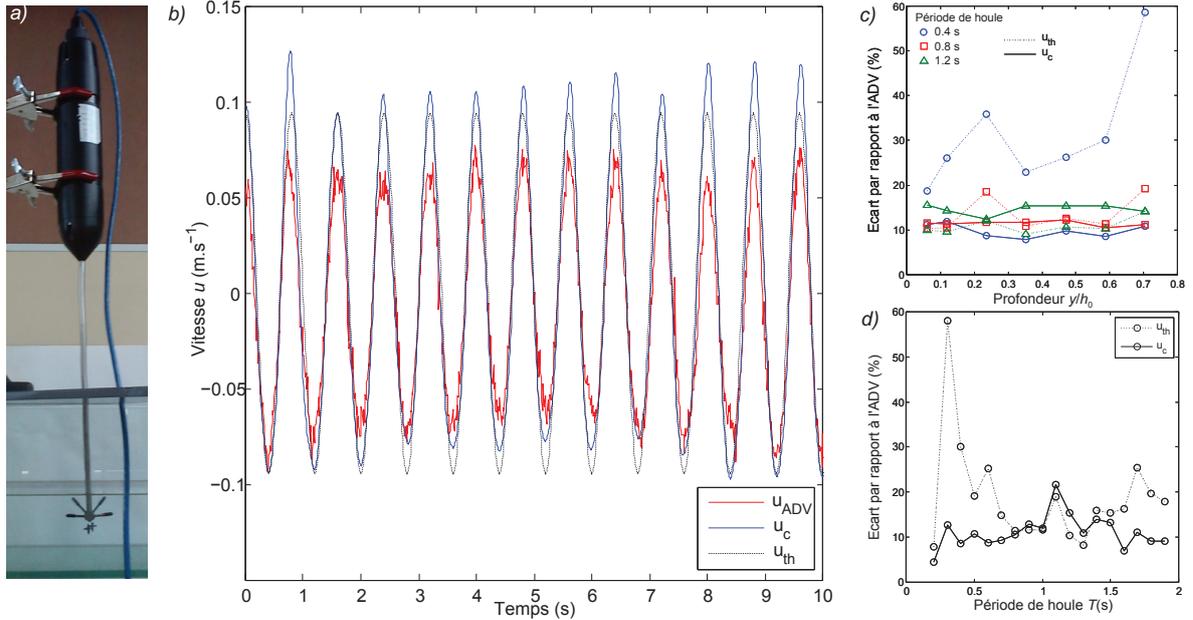


FIGURE 4.2 – Mesure du champ de vitesse. *a)* Photographie de la sonde ADV dans le canal. *b)* Exemple de série temporelle de vitesse longitudinale prise à l’altitude $y = 30$ mm pour une période de vague $T = 0.8$ s : en rouge, u_{ADV} , la mesure directe par l’ADV ; en bleu, u_c , le champ calculé à partir de la hauteur d’eau ; en pointillé, u_{th} , le champ théorique. *c)* Comparaison de la théorie (pointillés) et du calcul à partir de la hauteur d’eau (trait continu) avec la mesure ADV, en fonction de la profondeur. *d)* Idem en fonction de la période.

même allure (4.2*b*). La mesure d’ADV ne reproduit pas bien les pics de vitesse : il s’agit probablement d’une saturation du signal, dû à un manque de particules dans l’eau (on n’en a pas ajouté). L’erreur relative entre les mesures

$$\text{err} = \frac{|u - u_{\text{ref}}|}{\max(u_{\text{ref}})}. \quad (4.5)$$

est présentée FIGURE 4.2*c* et *d*. L’écart entre la vitesse calculée et mesurée par ADV reste autour de 10 – 15%, ce qui est raisonnable. En revanche, la différence par rapport à la vitesse théorique est plus importante, spécialement aux petites périodes car le batteur n’est pas assez rapide pour créer des ondes à la fois resserrées et d’amplitude suffisante : l’amplitude réelle de la vague créée n’est pas celle programmée, c’est pourquoi il y a un bon accord entre u_c et u_{ADV} mais pas avec u_{th} car cette vitesse calculée se base sur une amplitude fautive. Aux grandes périodes ($T > 1.5$ s), il y a apparition de fréquences doubles dues à des à-coups dans les moteurs quand ils se déplacent à très faible vitesse. Cependant, malgré des ondes parfois non-sinusoidales, le calcul reproduit bien le profil de vitesses pour les différentes profondeurs et périodes de houles testées. Dans la suite, c’est la valeur u_c calculée à partir de la hauteur d’eau qui sera utilisée comme mesure de la vitesse instantanée dans l’écoulement, que l’on compare au mouvement des tiges sous les vagues.

4.1.3 Suivi du mouvement des tiges

Visualisation

Les tiges sont filmées pendant le passage des vagues de houle. La fenêtre de la caméra permet d'en observer une trentaine simultanément. Ici, aucun éclairage supplémentaire n'a été utilisé car le canal se trouvait dans un hangar au toit vitré ; l'inconvénient par rapport à la nappe laser est que l'on ne sélectionne pas un plan médian d'observation, on est donc gêné par l'épaisseur des tiges, en particulier sur les côtés des images (dédoubllement).

La FIGURE 4.3 montre quelques-unes de ces images. En 4.3a, on observe le comportement de la canopée au passage d'une vague, qui réagit de manière très visible à l'excitation. L'amplitude d'oscillation des tiges est visualisée en 4.3b en sommant les images du film (sur le même exemple). On remarque que les tiges oscillent de manière symétrique par rapport à la position de leur pied, et toutes avec des amplitudes comparables.

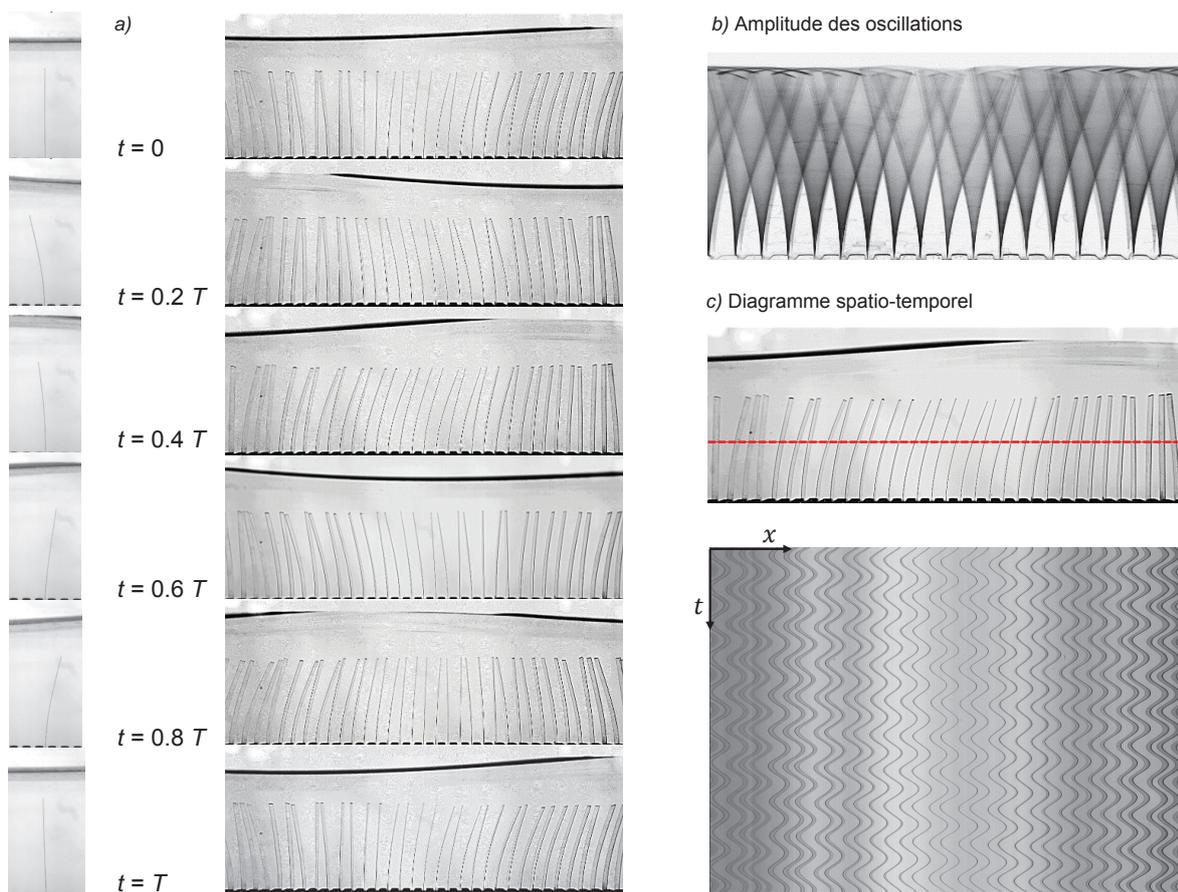


FIGURE 4.3 – a) Réaction d'une tige et d'une canopée au passage d'une vague, ici de période temporelle $T = 0.6$ s. b) Amplitude des oscillations de la canopée. c) Tracé du diagramme spatio-temporel : la ligne de pixels en pointillés rouges est reproduite au cours du temps.

Le principe de traitement des images est montré en FIGURE 4.3c : on sélectionne une altitude $y_r = h/2 = 30$ mm (montrée sur la figure en pointillés rouges), que l'on reproduit au cours du temps pour créer une diagramme spatio-temporel. On choisit cette altitude parce que les tiges peuvent être très défléchies lors du passage des vagues, il faut donc mesurer leur position assez bas pour éviter les interruptions de trajectoire et avoir toujours la hauteur défléchie $h_d > y_r$. On peut extraire de cette image les trajectoire des tiges $x_i(t)$ projetées à l'altitude y_r . C'est en analysant ces trajectoires pour les différents paramètres testés que l'on peut mesurer les caractéristiques des trajectoires des tiges (amplitude d'oscillation, fréquences, vitesse dans la canopée...). On peut déjà remarquer que les différentes tiges semblent avoir des trajectoires de fréquence et d'amplitude similaires, mais elles sont déphasées, ce qui correspond au passage des vagues.

Synchronisation

Dans le montage expérimental, les mesures de hauteur d'eau et les films ne sont malheureusement pas synchronisées (déclenchement à la main), ce qui pose problème si on veut calculer par exemple des déphasages entre le mouvement des tiges et le passage de l'onde. Cependant, la bonne qualité des images permet de recalibrer les données : en effet, la surface de l'eau étant bien visible (voir images FIGURE 4.3a par exemple), on peut facilement la détecter au cours du temps pour calculer le décalage avec le signal de hauteur d'eau provenant des capteurs.

Ainsi, on a accès à deux signaux synchronisés qui vont permettre de calculer la fonction de transfert des tiges sous la houle :

- $X_{\text{eau}}(t)$, le déplacement horizontal des particules fluides calculé d'après la hauteur d'eau instantanée et le modèle de houle linéaire (voir équation 4.2) : $X_{\text{eau}}(t) =$ et
- $X_{\text{tige}}(t)$, le déplacement horizontal des tiges à l'altitude $h/2$, mesuré sur les diagrammes spatio-temporels issus des films (voir FIGURE 4.3c).

4.2 Tige seule

On commence par établir les caractéristiques du mouvement d'une tige seule sous la houle, dans le but de le comparer à celui d'une tige incluse dans une canopée.

4.2.1 Fonction de transfert expérimentale de la tige

On désire étudier la réponse fréquentielle de la tige à un écoulement oscillant. Pour cela, on définit la fonction de transfert expérimentale de la tige par :

$$\underline{H} = \frac{X_{\text{tige}}}{X_{\text{eau}}}, \quad (4.6)$$

en prenant pour X_{tige} l'amplitude horizontale de vibration de la tige à l'altitude $y = h/2 = 3$ cm sur les films (voir FIGURE 4.3c), et pour X_{eau} le déplacement horizontal des particules fluides sous l'effet de la houle, qui peut être calculé à partir des séries temporelles de hauteur d'eau $h(t)$ mesurées par les capteurs (équation 4.2).

Hypothèses et calcul

Cela suppose que la tige étudiée est un système linéaire, ce qui n'est *a priori* pas le cas (l'équation de poutre est non-linéaire), cependant, la comparaison des spectres de Fourier expérimentaux de l'écoulement et des tiges montre qu'il n'y a pas d'apparition de nouvelles fréquences (FIGURE 4.4c et d). On a même l'impression que la tige coupe les hautes fréquences éventuellement présentes dans l'excitation, la houle n'étant pas toujours parfaitement sinusoïdale. On fait donc l'hypothèse d'une fréquence unique, correspondant à l'excitation de houle, qui est aussi celle adoptée par la tige. Cependant, les mesures étant assez courtes, on n'a pas beaucoup de points pour le calcul, c'est pourquoi on préfère utiliser l'outil de corrélation dans la suite.

Pour calculer la fonction de transfert, on calcule donc les corrélations croisées entre les séries temporelles $X_{\text{tige}}(t)$ et $X_{\text{eau}}(t)$, normalisées par le maximum d'autocorrélation de $X_{\text{eau}}(t)$ (voir un exemple FIGURE 4.4c). Pour chaque fréquence de houle, le maximum de cette fonction donne l'amplitude relative de la fonction de transfert (partie réelle), et l'abscisse de ce maximum correspond au décalage temporel permettant de calculer le déphasage entre les deux signaux (partie imaginaire de la fonction de transfert). On le voit sur un exemple présenté FIGURE 4.4b, les deux séries temporelles apparaissent de même fréquence mais déphasées. L'abscisse correspondant au premier maximum de la fonction de corrélation (flèche rouge sur la FIGURE 4.4d) est le décalage temporel séparant les deux signaux, grâce auquel on peut calculer leur déphasage. Sur l'exemple montré, le rapport d'amplitude vaut 0.47 et le décalage temporel $\delta t = 0.35$ s, d'où un déphasage : $\phi = \omega \delta t \simeq 0.88\pi$.

Allure des courbes

La fonction de transfert expérimentale d'une tige sous la houle est présentée FIGURE 4.5 (points rouges). On remarque qu'il y a un maximum assez piqué autour d'une certaine fréquence, avec une décroissance forte aux basses fréquences et plus faible du côté des hautes fréquences. Le déphasage, lui, tend vers 0 aux basses fréquences et vers $-\pi$ aux hautes fréquences. Cela ressemble à une fonction d'oscillateur, en particulier à cause de la résonance bien nette qui permet d'identifier la fréquence propre de la tige dans l'eau. Dans la suite, on va essayer d'ajuster différents modèles sur ces points expérimentaux.

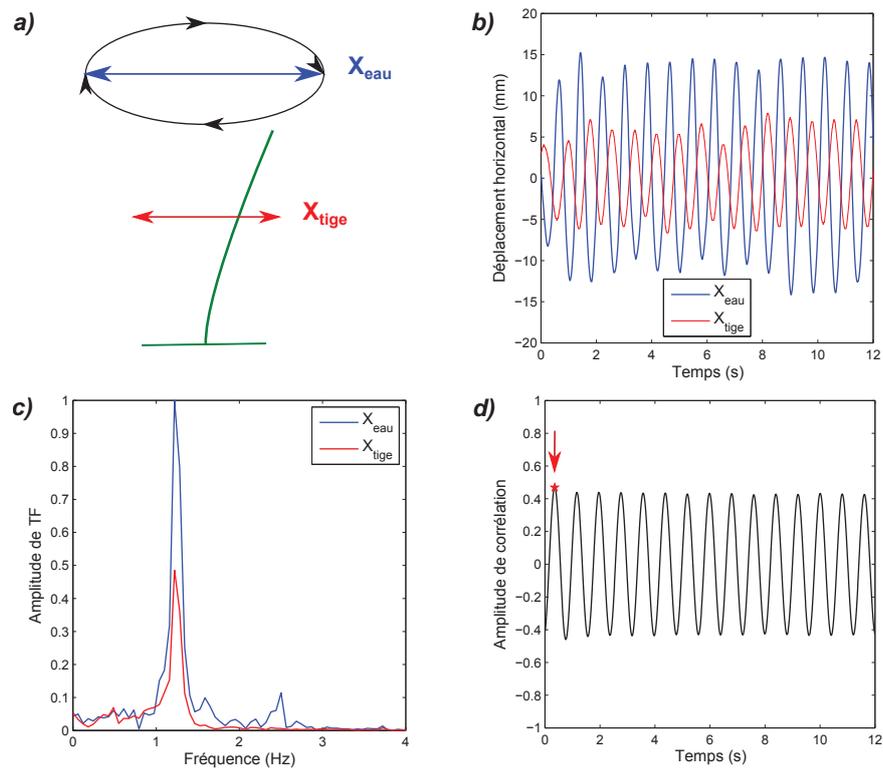
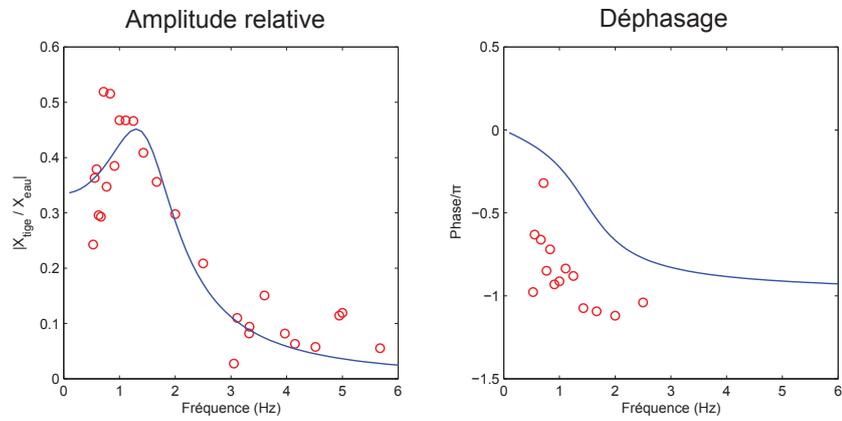


FIGURE 4.4 – a) Schéma de la tige sous un écoulement de houle. b) Séries temporelles des déplacements horizontaux des particules fluides et de la tige. c) Transformées de Fourier correspondantes. d) Fonction de corrélation croisée des deux signaux $X_{\text{tige}}(t)$ et $X_{\text{eau}}(t)$.

Modèle 1

$$\underline{H} = \frac{A}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + i\Lambda\frac{\omega}{\omega_0}}$$

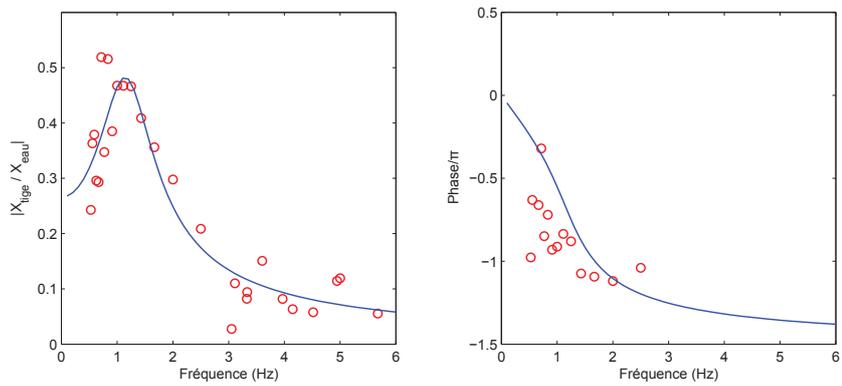
$$\begin{aligned} A &= 0.34 \\ f_0 &= 1.59 \text{ Hz} \\ \Lambda &= 8.11 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$



Modèle 2

$$\underline{H} = \frac{A + iB\omega}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + i\Lambda\frac{\omega}{\omega_0}}$$

$$\begin{aligned} A &= 0.26 \\ B &= -0.03 \text{ s} \\ f_0 &= 1.25 \text{ Hz} \\ \Lambda &= 6.24 \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$



Modèle 3

Equation : voir texte

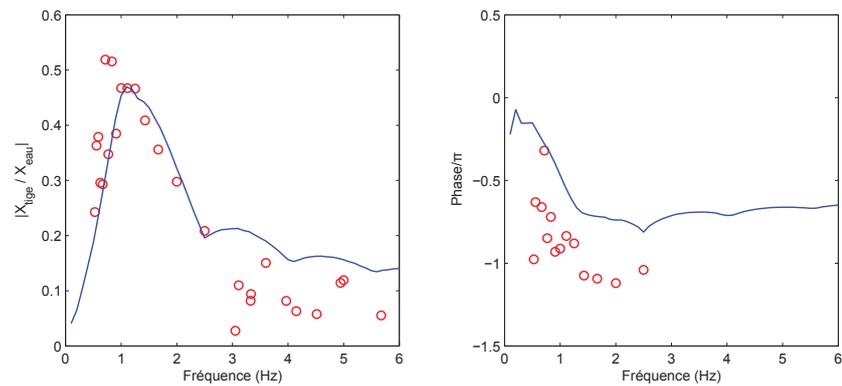


FIGURE 4.5 – Données expérimentales (\circ) et ajustement par deux modèles linéaires (1 et 2) et un modèle non-linéaire (3).

4.2.2 Modèles

On propose ici plusieurs modèles plus ou moins simplifiés pour la fonction de transfert, inspirés de Denny et Gaylord [26], Luhar et Nepf [76]. La tige est soumise à deux types de forces (voir Blevins [15], Morison *et al.* [86]) : des forces d'inertie, en phase avec l'accélération du fluide, et des force de traînée, en phase avec la vitesse du fluide. On utilise les notations suivantes : x est la position de la tige à l'altitude y , u la vitesse longitudinale dans l'eau et $u_r = (u - \dot{x})$ la vitesse relative entre l'écoulement et la tige.

D'après Morison *et al.* [86], les forces d'inertie proviennent de deux mécanismes distincts : le premier est dû à l'accélération du fluide, qui crée un gradient de pression dans la direction de l'écoulement et donc une force de type Archimède (similaire à celle exercée sur un corps plongé dans un fluide au repos dans un champ de pesanteur), égale à la masse de fluide déplacée multipliée par l'accélération du fluide. Le second est un phénomène de masse ajoutée, dû à la présence de fluide entraîné par la structure en mouvement. Cela crée une force proportionnelle à l'accélération relative. La force d'inertie totale par unité de longueur vaut donc :

$$F_I = \rho S_a \dot{u} + C_I \rho S_a \dot{u}_r, \quad (4.7)$$

où S_a est l'aire de la section du solide (parallèle à l'écoulement). Pour un cylindre dans un fluide non-visqueux, $C_I = 1.0$ (Lamb [68]). Dans le cas d'une plaque de largeur w , on utilise la surface équivalente d'un cylindre $S_a = \pi w^2/4$ pour calculer la masse ajoutée (Keulegan et Carpenter [65]).

Quant à la force de traînée, elle est non-linéaire et s'applique dans la direction de l'écoulement relatif à la structure :

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D w u_r |u_r|. \quad (4.8)$$

En considérant par souci de simplicité la tige comme un oscillateur amorti de masse m , raideur k et coefficient d'amortissement λ (par unité de longueur), on a l'équation du mouvement suivante, où la force est :

$$m\ddot{x} + \lambda\dot{x} + kx = F_I + F_D = \rho S_a \dot{u} + C_I \rho S_a (\dot{u} - \ddot{x}) + \frac{1}{2} \rho C_D w (u - \dot{x}) |u - \dot{x}|. \quad (4.9)$$

Dans la suite, on propose trois différents forçages, prenant en compte de manière plus ou moins réaliste les forces exercées sur la tige.

Modèle 1 : Oscillateur harmonique amorti avec forçage sinusoïdal

C'est le modèle le plus simple, où on fait l'hypothèse d'une force sinusoïdale. On ne peut pas le relier directement à l'équation 4.9 mais il a le mérite d'être linéaire et de donner une idée des différents paramètres de l'oscillateur (en particulier sa fréquence propre). m est la

masse de l'oscillateur (incluant la masse ajoutée du fluide qui se déplace avec), λ le coefficient d'amortissement, k la raideur équivalente de la tige et W l'amplitude de la force.

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + kx = W \sin \omega t \quad (4.10)$$

En écrivant la fonction de transfert correspondante \underline{H} , on a la relation suivante :

$$\underline{H} = \frac{X_{\text{tige}}}{X_{\text{eau}}} = \frac{A}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + i\Lambda \frac{\omega}{\omega_0^2}}, \quad (4.11)$$

où on introduit les paramètres $A = W/k$, $\omega_0 = \sqrt{k/m} \equiv 2\pi f_0$ et $\Lambda = \lambda/m$.

L'ajustement des données expérimentales (voir FIGURE 4.5) donne les paramètres suivants :

$$A = 0.34; f_0 = 1.59 \text{ Hz}; \Lambda = 8.11 \text{ s}^{-1}.$$

L'amplitude semble correctement décrite par le modèle, à part la chute rapide aux basses fréquences qui n'est pas bien reproduite. En revanche, les phases correspondent mal. Cela corrobore l'idée que l'excitation ne se fait pas en position mais en vitesse (via la force de traînée), ce qui expliquerait le déphasage de $\pi/2$ observé entre les données et le modèle. On essaie de le prendre en compte dans le modèle 2, en introduisant un forçage à deux composantes déphasées.

Modèle 2 : Oscillateur harmonique amorti avec forçage sinusoïdal en position et vitesse

En regardant la liste des forces appliquées, on se rend compte que la force de Froude-Krylov et l'inertie de masse ajoutée sont proportionnelles à \dot{u} , cela rajoute donc un déphasage dans l'excitation. Pour rester linéaire, on garde toujours une force en $\sin \omega t$, à laquelle s'ajoute une autre force proportionnelle à sa dérivée :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + kx = W_1 \sin \omega t + W_2 \omega \cos \omega t, \quad (4.12)$$

d'où

$$\underline{H} = \frac{X_{\text{tige}}}{X_{\text{eau}}} = \frac{A + iB\omega}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + i\Lambda \frac{\omega}{\omega_0^2}}, \quad (4.13)$$

avec les paramètres $A = W_1/k$, $B = W_2/k$, $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ et $\Lambda = \lambda/m$.

L'ajustement des données expérimentales (voir FIGURE 4.5) donne les paramètres suivants :

$$A = 0.26; B = -0.03 \text{ s}; f_0 = 1.25 \text{ Hz}; \Lambda = 6.24 \text{ s}^{-1}.$$

La phase semble mieux décrite que dans le modèle 1 (cela est dû à l'ajout du déphasage dans l'excitation). On remarque également que la chute d'amplitude aux basses fréquences est mieux reproduite ici. Λ et A restent du même ordre de grandeur, tandis que la fréquence propre est diminuée, ce qui semble mieux reproduire l'abscisse du pic de résonance.

Modèle 3 : Oscillateur avec forçage hydrodynamique

On teste ici un modèle plus réaliste avec uniquement un forçage hydrodynamique proportionnel à la vitesse relative u_r au carré. Cette fois l'équation est non-linéaire, on ne peut pas définir une fonction de transfert \underline{H} comme dans les deux premiers modèles. On résout donc l'équation différentielle numériquement, en ajustant au mieux les paramètres d'après les valeurs connues par d'autres mesures :

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \lambda \frac{dx}{dt} + kx = \frac{1}{2} \rho C_D w h_s u_r |u_r|. \quad (4.14)$$

La vitesse de l'eau est prise sinusoïdale ($u = U_m \cos \omega t$), par hypothèse elle est donc non affectée par la présence de la tige. On a alors une vitesse relative : $u_r = U_m \cos \omega t - \frac{dx}{dt}$.

L'équation peut se réécrire :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \Lambda \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = K u_r |u_r|, \quad (4.15)$$

où $\omega_0 = \sqrt{k/m}$, $\Lambda = \lambda/m$ et $K = C_D \rho w / 2m$ sont des paramètres à ajuster. U_m peut être estimé d'après les mesures des champs de vitesses. Voyons l'influence des différents paramètres sur l'allure du graphe d'amplitude (FIGURE 4.6). Le paramètre K règle l'amplitude de la force de traînée, qui est le moteur du mouvement de la tige. Plus cette force est importante, et plus la tige oscille. On remarque l'apparition d'un second pic de résonance aux basses fréquences. Quand à l'amortissement Λ , c'est lui qui contrôle la présence du pic de résonance à la fréquence propre, et sa largeur.

À part aux basses fréquences où on n'a pas la chute attendue, l'allure semble correcte mais l'amplitude est très faible (la réponse n'atteint pas plus de quelques pour cents de l'excitation) : il manque donc un ingrédient essentiel à notre modèle. Il s'agit des forces d'inertie, qui n'ont pas encore été prises en compte : la masse ajoutée (proportionnelle à l'accélération relative) et Froude-Krylov (proportionnelle à l'accélération du fluide), ce qui ajoute donc une excitation supplémentaire proportionnelle à \dot{u} et modifie la masse équivalente de l'oscillateur.

On retrouve alors l'équation de Morison (équation 4.9), qui contient tous les termes de forçage :

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \Lambda \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = K u_r |u_r| + \alpha \dot{u}, \quad (4.16)$$

avec $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m+m_a}}$, $\Lambda = \frac{\lambda}{m+m_a}$, $K = \frac{C_D \rho w}{2(m+m_a)}$, $m_a = C_I \rho S_a$ (la masse ajoutée par unité de longueur) et $\alpha = \frac{(1+C_I) \rho S_a}{m+m_a}$.

Pour tester cette équation sur les données, les différents coefficients peuvent être estimés : Λ et ω_0 à partir des ajustement précédents, et K et α d'après les formules théoriques des forces données équations 4.7 et 4.8. On arrive à bien reproduire l'allure de la courbe (voir FIGURE 4.5) pour le set de paramètres suivant (attention, ces valeurs ont été choisies et ne proviennent pas d'un ajustement des données avec l'équation de Morison) :

$$K = 0.7 \text{ cm}^{-1}; \alpha = 1; f_0 = 1.1 \text{ Hz}; \Lambda = 4 \text{ s}^{-1}$$

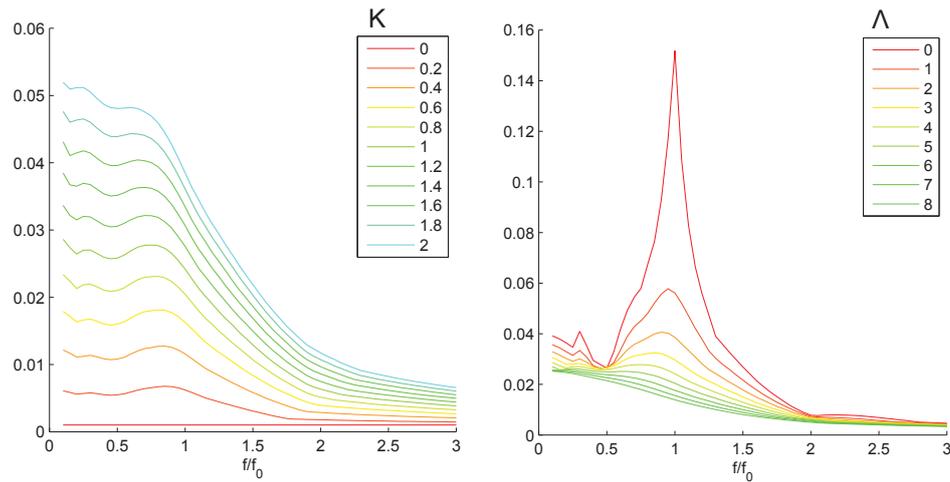


FIGURE 4.6 – Modèle 3 sans F_I : amplitudes calculées, influence des paramètres K (à gauche, pour $\Lambda = 4$) et Λ (à droite, pour $K = 1$).

Cette fois, la chute d’amplitude aux basses fréquences est bien reproduite, elle est donc due au terme de forçage en accélération. On observe des rebonds d’amplitude pour des fréquences multiples impaires de la fréquence f_0 , caractéristique d’un système non-linéaire, mais qu’il est difficile de repérer sur les données expérimentales. La phase a un comportement moins satisfaisant, même si on allure est globalement celle qu’on attend.

4.3 Canopée sous la houle

On remplace la tige seule par une canopée (rangée de tiges) dont les caractéristiques sont décrites au paragraphe 4.1.1. Elle est centrée sur la largeur du canal.

4.3.1 Oscillation des tiges

L’étude des oscillations dans la canopée se fait par la mesure de la fonction de transfert, de la même manière que pour la tige seule. Les paramètres des différentes fonctions modèles sont calculés et comparés à ceux obtenus pour une tige seule.

Les données

On peut voir sur la FIGURE 4.7a deux exemples de fonctions de transfert mesurées sur des tiges dans une canopée, et comparée à celle d’une tige seule (points rouges). Pour les canopées, les données sont moyennées sur l’ensemble des tiges visibles sur la vidéo (une trentaine), ce qui permet de définir une barre d’erreur sur les amplitudes.

Même s’il est difficile de commenter ces courbes *a priori*, on peut quand même remarquer

que l'amplitude d'oscillation semble chuter plus rapidement aux basses fréquences dans les canopées, et la fréquence de résonance est un peu plus haute.

Les deux points correspondant aux fréquences les plus élevées seront ignorés dans la suite pour les modélisations : l'amplitude de la houle étant trop faible à ces fréquences, elle est mal détectée et le calcul de $|X_{\text{tige}}/X_{\text{eau}}|$ donne bien souvent des résultats aberrants.

Comparaison des différents modèles

	Modèle 1			Modèle 2			
	A	f_0	Λ	A	B	f_0	Λ
Tige seule	0.34	1.59	8.11	0.27	-0.03	1.25	6.24
Canopée 05	0.20	1.57	3.69	4e-6	-0.04	1.35	5.67
Canopée 10	0.18	1.64	3.87	3e-6	-0.04	1.42	6.33

TABLE 4.1 – Paramètres des ajustements des fonctions de transfert pour la tige seule et la canopée soumise à une houle d'amplitude 5 mm puis 10 mm.

Les résultats des ajustements correspondant aux modèles linéaires 1 et 2 sont présentés dans la TABLE 4.1 et la FIGURE 4.7bc. On constate qu'effectivement, la fréquence propre semble augmentée dans les tiges des canopées et l'amplitude globale d'oscillation, plus faible.

L'augmentation de la fréquence propre peut s'expliquer par la proximité des tiges dans la canopée, qui diminue la masse de fluide ajoutée lorsqu'elles se déplacent. De manière classique, on considère pour le calcul qu'un cylindre de fluide de section $S_a = \pi w^2/4$ se déplace avec la tige (voir [15, 50, 65]), mais ce n'est pas possible dans la canopée puisque les tiges sont espacées d'un intervalle $\ell < w/2$. On peut calculer une fréquence propre modifiée en évaluant la masse ajoutée à partir de la surface tronquée S_a par les tiges voisines

$$S'_a = S_a \left(1 - \frac{\alpha - \sin \alpha}{\pi} \right), \quad (4.17)$$

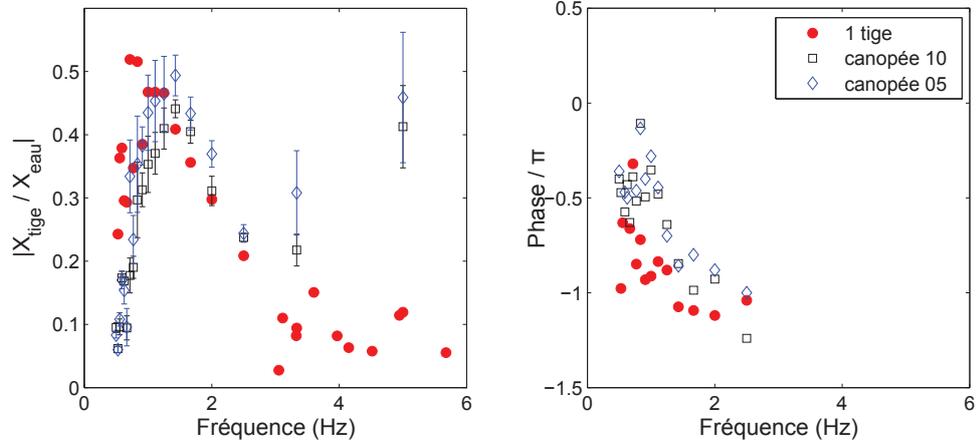
où $\cos(\alpha/2) = 2\ell/w$, et en considérant que les propriétés élastiques des tiges ne sont pas modifiées, à savoir qu'elles gardent la même raideur k incluses ou non dans une canopée : $k = (2\pi f_0)^2(m + \rho S_a) = (2\pi f'_0)^2(m + \rho S'_a)$. Comme $m \ll \rho S_a$, on a :

$$f'_0 \simeq f_0 \left(\frac{S_a}{S'_a} \right)^{1/2} \simeq 1.05 f_0, \quad (4.18)$$

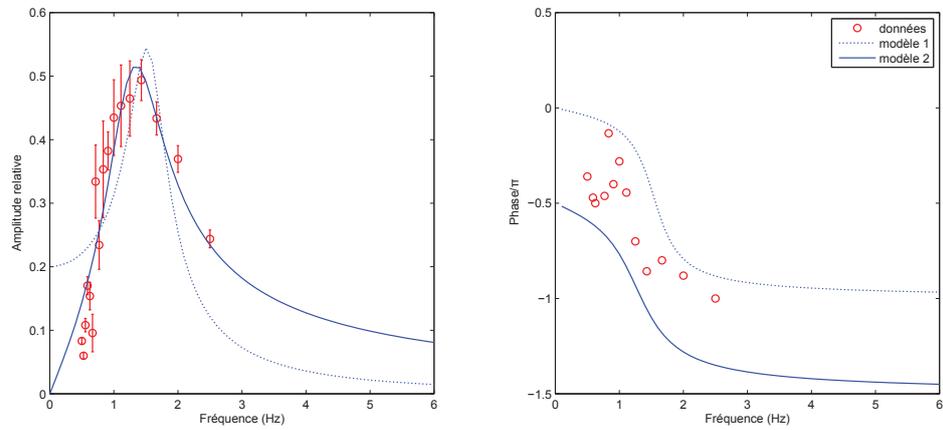
ce qui va dans le sens des valeurs mesurées (TABLE 4.1) :

- Modèle 1 : on s'attend à $f_0^1 = 1.67$ Hz, on mesure 1.57 et 1.64 Hz pour les deux amplitudes de houle testées.

a) Comparaison
1 tige / canopée



b) Canopée
Amplitude de houle 5 mm



c) Canopée
Amplitude de houle 10 mm

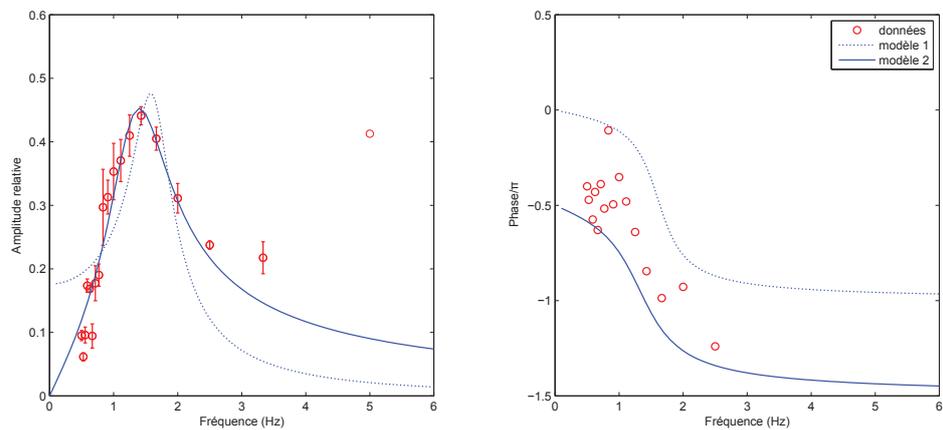


FIGURE 4.7 – a) Comparaison des fonctions de transfert expérimentales d’une tige seule et d’une tige dans la canopée, pour deux amplitudes de vagues : 5 et 10 mm. b) et c) Ajustement des modèles 1 (pointillés) et 2 (trait plein) aux oscillations de canopée.

- Modèle 2 : on s'attend à $f_0^2 = 1.32$ Hz, on mesure 1.35 et 1.42 Hz pour les deux amplitudes de houle testées.

Quant à l'amplitude et la largeur de résonance, les résultats sont plus clairs avec le modèle 1 : la tige dans la canopée oscille moins fort (rapports d'amplitude 53 et 59% par rapport à la tige seule), mais elle est également moins atténuée, ce qui peut s'expliquer par l'effet protecteur des tiges voisines qui ondulent aussi sous les vagues. Pour le modèle 2, qui semble mieux ajuster les données, on ne peut pas conclure pour l'atténuation mais l'amplitude est clairement plus faible dans le cas de la canopée.

4.3.2 Ondes dans la canopée

On s'intéresse à présent au mouvement global de la canopée sous la houle. A l'œil, on la voit onduler au passage des vagues. Dans cette partie, on regarde s'il s'agit seulement des réponses successives des différentes tiges à l'écoulement oscillant, ou s'il y a une dynamique d'onde propre à la canopée.

Vitesse d'onde

Comme vu précédemment, une tige seule répond à la houle avec un certain déphasage qui dépend de la fréquence d'excitation. Dans le cas d'une canopée comme celle utilisée ici, les tiges sont en forte interaction, à cause de l'effet d'écran qui diminue leur coefficient de traînée. Si elles étaient indépendantes, la vitesse de propagation dans la houle devrait être la même que la vitesse de houle à la surface, mais est-ce réellement le cas ?

Pour répondre à cette question, la vitesse de propagation de la houle a été mesurée dans la canopée elle-même, en calculant les déphasages entre les trajectoires successives des différentes tiges (voir FIGURE 4.8a et b). Le graphe de corrélations 4.8b est ajusté par une fonction linéaire dont la pente donne l'inverse de la vitesse d'onde dans la canopée, notée V_{can} . Elle est comparée en 4.8d d'une part à la vitesse de houle calculée de manière théorique à partir de la relation de dispersion (équation 4.3), c_{th} , et d'autre part à la vitesse d'onde mesurée expérimentalement à la surface du canal, c_{exp} .

On constate que la vitesse mesurée dans la canopée V_{can} est du même ordre de grandeur que la vitesse de houle théorique c_{th} pour presque toutes les fréquences sauf les deux plus grandes, ce qui peut s'expliquer par une limite physique du batteur qui a une trop grande inertie pour créer des ondes d'amplitude correcte (c'est-à-dire conforme à la valeur demandée) à des fréquences trop élevées. Les données semblent donc montrer que la canopée a un comportement passif vis-à-vis de la houle : elle suit la déformation de la surface libre, et les ondes de canopée ne sont que l'image des ondes de surface. Cependant, il y a une forte différence entre c_{th} et c_{exp} quand

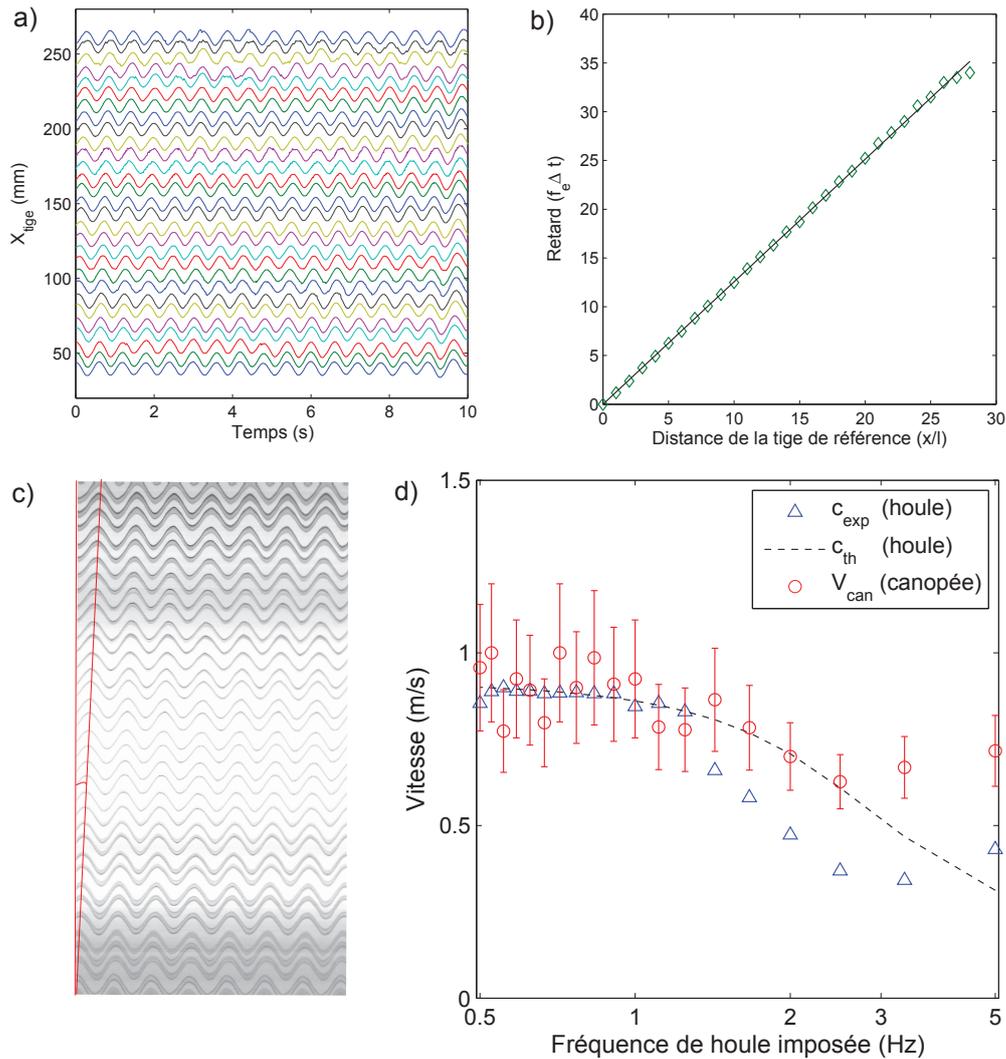


FIGURE 4.8 – Mesure des vitesses d’onde dans la canopée et comparaison à la vitesse de houle. a) Exemple des trajectoires des tiges (à l’altitude $y = h/2$, pour une période de houle $T = 0.6$ s). b) Temps moyen correspondant au maximum de corrélation entre deux tiges en fonction de leur éloignement. c) Diagramme spatio-temporel et visualisation de l’onde qui progresse. d) Résultats des différentes mesures : vitesse de houle mesurée, calculée, et vitesse dans la canopée.

la fréquence d’excitation dépasse 1.2 Hz environ : la houle n’est plus vraiment sinusoïdale donc le modèle ne fonctionne pas bien.

Les vitesses de houles théorique et expérimentale n’étant pas en accord, cela empêche malheureusement de conclure clairement sur cette mesure, même s’il semble clair qu’aux basses fréquences l’onde de canopée avance à la même vitesse que la houle.

4.4 Discussion et conclusion

4.4.1 Objet flexible sous la houle

Dans ce type d'écoulement, la direction du fluide change toutes les demi-périodes. Si la distance parcourue par le fluide dans une même direction est supérieure à la longueur de l'objet, il « voit » un écoulement unidirectionnel. Dans ce cas, c'est le nombre de Reynolds qui contrôle de manière classique le détachement tourbillonnaire. Les tourbillons ont le temps de se développer dans le sillage de l'objet, ce qui crée une dépression. Dans le cas inverse, le détachement n'a pas le temps de se produire entre deux changements de direction de l'écoulement (voir le livre de Massel [81], au chapitre 4).

Le cas des objets flexibles est particulier (voir Zeller *et al.* [132]) : c'est l'excursion maximale de l'objet qui est sa dimension caractéristique, et non plus simplement sa largeur comme dans [60, 65, 83]. Cela s'explique par le mécanisme de lâcher de tourbillons : la tige est d'abord défléchie par la vague (elle suit le fluide), et c'est seulement arrivée à sa déflexion maximale que le sillage peut se former. C'est pour cela que l'on s'est intéressé à la déflexion de la tige comparée à la longueur de l'ellipse décrite par le fluide sous la houle.

4.4.2 Effet de canopée

Dans cette seconde étude, on voulait caractériser la canopée comme un oscillateur excité par une source de fréquence réglable, la houle. Cependant, on se rend rapidement compte que la modélisation en est très complexe, même pour une seule tige (Luhar et Nepf [76]). Il a donc fallu se résoudre à utiliser des modèles d'oscillateur très simples pour pouvoir comparer les expériences entre elles.

On réussit tout de même à mettre en évidence une modification de comportement due à la canopée (par rapport à la tige seule) : une augmentation de la fréquence propre. Celle-ci s'explique simplement par la diminution de la masse ajoutée du fait des tiges voisines. Ainsi, la fréquence dépend de la densité de canopée. L'effet d'écran attendu n'est pas flagrant, l'amplitude de réponse est légèrement plus faible et l'amortissement est également diminué : les tiges sont protégées par leur voisines.

Certains effets observés restent obscurs : on s'attend par exemple à avoir la même vitesse dans la canopée qu'à la surface de l'eau, puisque la houle est l'unique source d'excitation de la canopée. Ce n'est pas le cas pour les hautes fréquences. Les tiges réagissent avec un certain déphasage, mais comme elles sont toutes identiques, cela ne devrait pas modifier la vitesse globale. La différence est probablement due à un défaut du batteur qui ne crée pas une houle idéale.

En conclusion, ce chapitre montre que la canopée n'a pas de dynamique propre comme on aurait pu l'imaginer, elle suit passivement l'excitation qu'on lui impose. Les seules modifications sont d'ordre purement géométrique (modification des propriétés mécaniques), mais on n'observe pas d'effet collectif dû la canopée proprement dite.

Chapitre 5

Réaction à un écoulement continu unidirectionnel

Sommaire

5.1	Objectif et dispositif expérimental	76
5.1.1	Observation de l'ondulation de la canopée	76
5.1.2	Le montage	77
5.1.3	Traitement des images	77
5.2	Transition vers le <i>monami</i>	78
5.2.1	Trajectoires des tiges	79
5.2.2	Étude fréquentielle	80
5.2.3	Critère sur le nombre de Cauchy	83
5.3	Le régime <i>monami</i> établi	85
5.3.1	Caractérisation expérimentale	85
5.3.2	Modèle de couche de mélange	87
5.3.3	Remarques diverses	90
5.4	Discussion et conclusion	92

Après avoir soumis la canopée à un écoulement stationnaire puis oscillant, on s'intéresse à sa réaction face à un écoulement unidirectionnel. On espère observer le développement d'instabilités liant les tiges et le fluide, avec la création de grandes ondulations à l'interface entre les deux. Le mécanisme régissant cet effet permet d'expliquer la transition entre le régime « normal » et le régime « ondulations », aussi appelé *monami*. Contrairement au chapitre 3 où on maintient le niveau d'eau affleurant à la surface des tiges pour empêcher la formation et le développement de tourbillons instables, on ménage ici une hauteur d'eau suffisante au-dessus de la canopée pour favoriser les instabilités.

5.1 Objectif et dispositif expérimental

On réutilise le même canal que pour l'étude de reconfiguration (chapitre 3). Les moyens d'investigation sont semblables, mais comme on observe cette fois la dynamique des tiges, d'autres méthodes d'analyse doivent être développées.

5.1.1 Observation de l'ondulation de la canopée

Conditions d'obtention

L'apparition et le développement de l'instabilité à la surface de la canopée est le principal point d'intérêt de cette étude. Pour cela, il convient de se placer dans les meilleures conditions d'interaction entre les tiges, à savoir un espacement réduit. On choisit le plus faible : $\ell = 8$ mm. On teste ensuite différentes hauteurs d'eau et géométries de canopées (dimension des tiges). Elles sont soumises à des écoulements de débits variables dans une large gamme allant de $Q = 200$ à 2800 L/h. Les expériences réalisées sont répertoriées dans la TABLE 5.1.

Expérience	A	B	C	D
Largeur de tige w (mm)	20	20	36	36
Hauteur de tige h (mm)	60	90	90	90
Hauteur d'eau relative h_w/h	1.5	1.5	1.5	1.0
Confinement latéral w/b	0.5	0.5	0.9	0.9

TABLE 5.1 – Récapitulatif des expériences réalisées.

Grandeurs mesurées

Pour une caractérisation à la fois spatiale et temporelle de l'ondulation de la canopée, plusieurs paramètres sont mesurés lors des expériences :

- Les données liées au fluide : débit (par des débitmètres à flotteur), hauteur d'eau (par un limnimètre), évolution de la surface libre (par l'analyse des films), éventuellement profil de vitesses moyen (mesure au micro-moulinet).
- Les données liées à la canopée : amplitude d'oscillation, fréquences principales, vitesse des ondes de surface, longueur d'onde des ondulations (toutes obtenues par l'analyse des films).

5.1.2 Le montage

Dispositif expérimental

Le canal utilisé est celui de l'étude de reconfiguration. Il a une largeur $b = 40$ mm, voir schéma FIGURE 3.1. Il est tapissé sur toute sa longueur d'une rangée de tiges de PVC. Les images des tiges sont obtenues en filmant latéralement le canal éclairé par un plan laser.

Le débit est réglable par une vanne, et mesuré à l'aide d'un débitmètre à flotteur dans la gamme 200 – 1400 L/h dans un premier temps puis avec un second débitmètre dans la gamme 1000 – 6000 L/h mis en parallèle avec le premier pour pouvoir mesurer des vitesses plus grandes.

Moyens de mesure et visualisation supplémentaires pour l'écoulement

D'autres moyens de mesures sont utilisés ici pour mieux comprendre la structure de l'écoulement.

Tout d'abord, un micro-moulinet permet d'établir des profils de vitesse verticaux dans les zones d'écoulement parallèles au-dessus de la canopée. D'un encombrement faible (inférieur à 5 mm), il permet d'avoir une estimation aisée du profil de vitesse. Toutefois, son utilisation n'est pas optimale quand l'écoulement devient non-parallèle, par exemple lors de l'apparition de tourbillons à l'interface avec la canopée, car il tourne de manière intermittente (mesure non moyennée dans le temps). On l'utilise seulement dans la zone haute non perturbée, et les mesures permettent toutefois d'estimer l'épaisseur de fluide influencée par la présence de la canopée.

A la fin des manipulations, onensemence le canal avec des particules de polyamide de taille 50 – 80 μm , ce qui permet de prendre des photos avec des longs temps de pause pour visualiser les structures qui se forment.

5.1.3 Traitement des images

Les films permettent de visualiser de 20 à 30 tiges de la canopée, ce nombre étant le résultat d'un compromis expérimental entre la largeur de champ maximal de la caméra (1024 pixels), la parallaxe (dédoublage des images des tiges sur les côtés, en particulier quand elles sont

larges), la nécessité d’avoir une bonne précision sur le mouvement individuel de chacune mais d’en voir le plus grand nombre pour mesurer par exemple des vitesses de propagation.

Diagramme spatio-temporel

Les données brutes sont des séries d’images non compressées, prises à une fréquence de 50 Hz, qu’il s’agit de transformer pour en faire l’étude. L’objectif étant d’avoir accès aux caractéristiques spatiales et temporelles des trajectoires des tiges, il faut faire une projection des données. Pour une tige donnée i , les positions $x_i(y, t)$ et $y_i(x, t)$ sont couplées par le modèle de grandes déformations. L’une des deux séries suffit donc à décrire le mouvement complet de la tige. On choisit d’étudier $x_i(y = h/2, t)$.

Pour cela, on fabrique des diagrammes spatio-temporels en choisissant la rangée de pixels horizontale d’altitude $y = h/2$, que l’on reproduit au cours du temps, comme fait précédemment pour les canopées sous la houle (voir FIGURE 4.3d). On obtient ainsi une représentation 2D du mouvement de la canopée par un ensemble de trajectoires $\{x_i(t)\}_{i=1\dots n}$, n étant le nombre de tiges visibles dans le champ de la caméra.

Transformée de Fourier et corrélations

Les trajectoires $x_i(t)$ ainsi obtenues sont analysées par différents outils de traitement du signal. Tout d’abord, leurs périodicités temporelles sont déterminées par le calcul de transformée de Fourier. Les échantillons ont une durée de deux minutes, ce qui permet de faire des fenêtres lors du calcul pour lisser les courbes (on utilise la fonction “pwelch” de Matlab). On peut se le permettre parce que les fréquences caractéristiques sont basses, de l’ordre de 1 Hz, et les échantillons suffisamment longs.

Pour le calcul des vitesses d’onde dans la canopée, on utilise les corrélations entre trajectoires successives, comme fait au chapitre précédent (voir section 4.3.2).

5.2 Transition vers le *monami*

On se propose dans cette partie de décrire à l’aide de différents outils la transition qu’on observe expérimentalement dans la canopée, d’abord en décrivant leur trajectoires spatiales puis en s’intéressant aux fréquences caractéristiques d’oscillation.

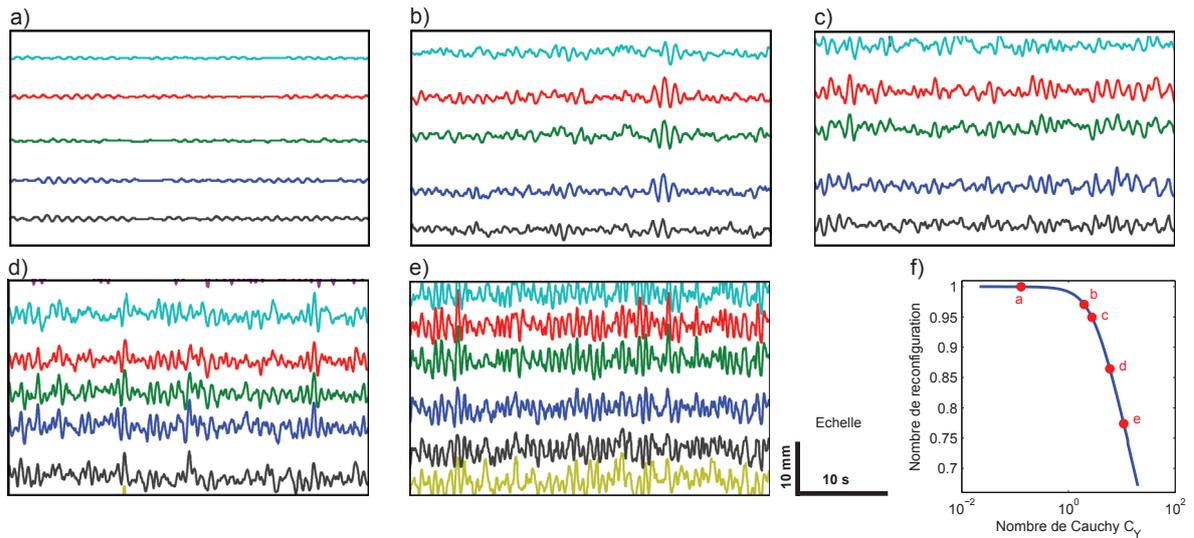


FIGURE 5.1 – Évolution du comportement de 4 ou 5 tiges voisines dans une canopée (expérience A) face à des écoulements de vitesse croissante et positionnement des différentes mesures sur la courbe de reconfiguration.

5.2.1 Trajectoires des tiges

Description

La FIGURE 5.1 présente différents diagrammes spatio-temporels pour des tiges d’une même canopée exposées à des écoulements de plus en plus rapides, toutes choses étant égales par ailleurs (géométrie de la canopée, hauteur d’eau). On remarque que les tiges oscillent d’abord faiblement (a), puis on note l’apparition de quelques rafales (b), qui devient plus fréquentes et plus longues (c) avant de devenir quasiment permanentes (d) et d’atteindre des amplitudes d’oscillation importantes (e). En utilisant la valeur du coefficient de traînée mesurée dans le chapitre Reconfiguration, on peut calculer le nombre de Cauchy associé à chaque expérience et les replacer sur la courbe de reconfiguration (f). On remarque que les rafales commencent à la rupture de pente entre le régime “rigide” (nombre de reconfiguration $\mathcal{R} \simeq 1$) et le régime “flexible” (où $\mathcal{R} \propto C_Y^{1/2}$), qui rend l’interaction entre les tiges possible.

Nombre de tiges corrélées

Une autre possibilité pour décrire la transition et donc l’apparition des vagues est de regarder le nombre de tiges consécutives corrélées. Pour cela, on calcule les corrélations croisées des trajectoires et on relève le maximum à chaque fois. Cette valeur vaut 1 pour la tige corrélée avec elle-même et décroît avec ses voisines. En ajustant ce graphe par une gaussienne, la largeur à mi-hauteur moyennée sur toutes les tiges donne un ordre de grandeur du nombre de tiges corrélées pour les conditions expérimentales considérées.

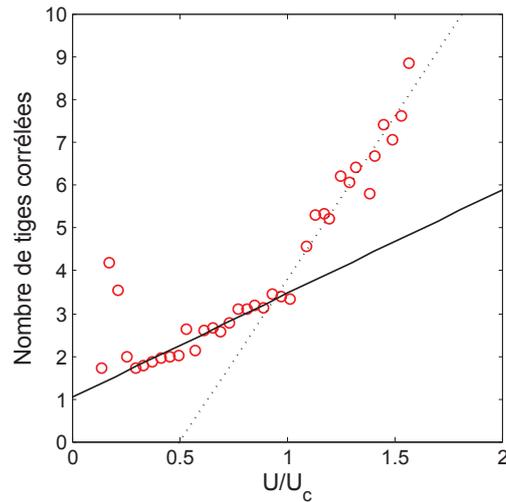


FIGURE 5.2 – Expérience A : Nombre de tiges corrélées en fonction de la vitesse adimensionnée (les ajustements linéaires sont présentés à titre indicatif).

Les résultats pour une des expériences sont représentés FIGURE 5.2. On voit clairement une rupture de pente entre les petites vitesses et les grandes. Le nombre de tiges couplées le long de la canopée augmente beaucoup plus rapidement quand $U > U_c$ (cette vitesse critique étant ici calculée d'après Ponomarenko [104], voir équation 2.18), c'est-à-dire quand on est dans le régime flexible. Les tiges sont très défléchies donc elles ont tendance à plus interagir les unes avec les autres car elles se touchent presque. Du point de vue de l'écoulement, le nombre de tiges couplées est alors à rapprocher de la taille des tourbillons circulant à l'interface. Ce mécanisme sera précisé dans la suite pour les grandes oscillations.

5.2.2 Étude fréquentielle

On essaie maintenant de caractériser la transition du point de vue fréquentiel. On a vu que les tiges oscillaient à leur fréquence propre pour les faibles débits, puis que des rafales de fréquence différente semblaient intervenir de plus en plus souvent. On effectue donc l'analyse de Fourier des trajectoires des tiges pour identifier les fréquences principales et ainsi les relier aux mécanismes d'oscillation.

Fréquences principales

Sur la FIGURE 5.3 sont représentés quelques exemples de transformées de Fourier. Les densités spectrales sont normalisées par le maximum de la série pour pouvoir être comparées entre elles (sinon les amplitudes sont trop différentes). En (a), on voit l'évolution pour quelques valeurs de vitesses d'écoulement. Pour les petites vitesses, deux fréquences principales sont visibles : l'une qui augmente avec la vitesse (flèches bleue et verte) et l'autre est à peu près constante (flèche

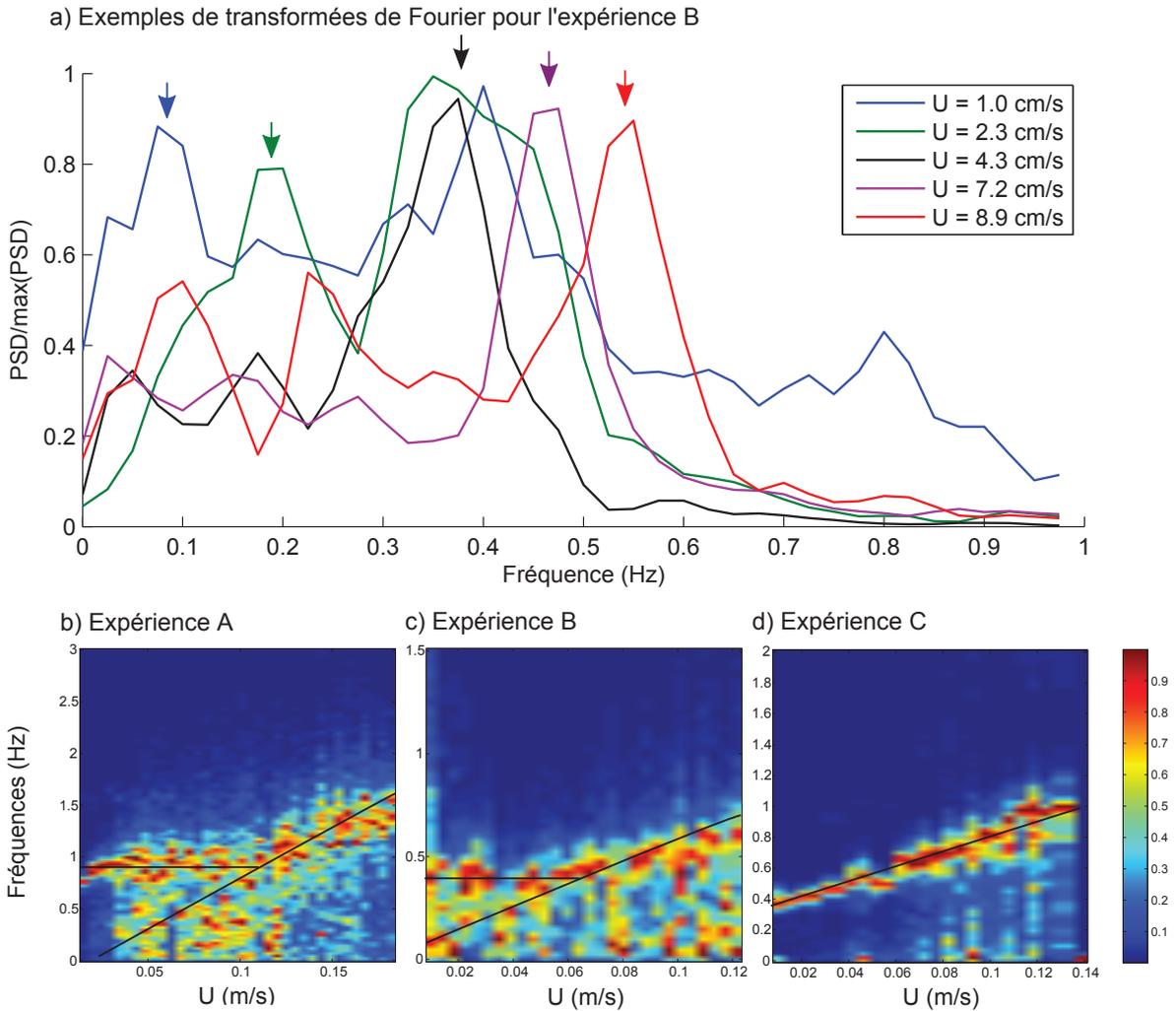


FIGURE 5.3 – Différentes visualisations des densités spectrales issues du calcul de transformée de Fourier sur les trajectoires des tiges. (a) Exemples pour une canopée soumise à différents écoulements. (b), (c), (d) Représentation de l'importance relative des fréquences pour différentes géométries de canopées (en pourcents de l'amplitude maximale calculée pour chaque vitesse U).

noire). Les deux se rejoignent, puis on n'en observe plus qu'une qui continue à augmenter avec la vitesse (flèches violette puis rouge). Cela suggère la présence d'une transition aux alentours de la flèche noire.

Cela se confirme en observant les diagrammes suivants sur la FIGURE 5.3, montrant l'importance relative des fréquences mesurées pour chaque vitesse testée. En (a) et (b), il y a bien présence de deux branches dont l'une augmente linéairement avec la vitesse et l'autre est constante puis s'arrête quand elle croise la première. En (c), on n'a que la branche linéaire, il semblerait donc qu'on soit de l'autre côté de la transition. On remarque aussi que les pics sont plus fins quand les tiges sont plus larges en (c) qu'en (a) et (b), ce qui peut s'expliquer par le plus grand confinement latéral qui favorise la sélection d'une seule fréquence, selon un mécanisme qui sera précisé dans la suite.

Modélisation et paramètres clés

L'allure des courbes de fréquence obtenues rappelle celles de l'étude de C. Clanet, P. Reis et J. Bush présentées dans la thèse de Ponomarenko [104] (voir paragraphe 2.3.2). Le mécanisme qu'ils proposent présente trois régimes :

- (1) « petites oscillations » : les plaques oscillent faiblement à leur fréquence propre et autour d'une position d'équilibre verticale.
- (2) « déflexion » : les plaques sont ployées dans la direction du vent mais ne se touchent pas.
- (3) « grandes déformations » : les plaques sont couchées les unes sur les autres et ondulent de manière cohérente avec une grande amplitude.

En normalisant les fréquences caractéristiques d'oscillation par la fréquence propre de la tige f_0 et en utilisant la vitesse critique U_c (équation 2.18) liée à la force nécessaire pour coucher une tige sur ses voisines, les lois suivantes sont bien respectées dans leurs expériences :

$$\begin{cases} f = f_0 & \text{pour } U < U_c \\ f = f_0 \frac{U}{U_c} & \text{pour } U > U_c \end{cases} \quad (5.1)$$

Dans notre cas, on observe effectivement des régimes très semblables (voir le paragraphe précédent 5.2.1 et la FIGURE 5.1).

Cependant, la modélisation est compliquée par le fait que les tiges sont plongées dans l'eau, ce qui a plusieurs conséquences. Premièrement, la fréquence propre est modifiée par la présence d'une masse d'eau ajoutée, et celle-ci dépend de la densité de la canopée (voir chapitre précédent au paragraphe 4.3.1). On n'a donc pas directement accès à la valeur de f_0 qu'il faut estimer à partir des mesures d'oscillations libres d'une tige dans l'eau, puis ajuster en fonction de la densité de la canopée.

Deuxièmement, le modèle dans l'air suppose le contact entre les tiges comme source d'interaction. Or, dans l'eau, les tiges commencent à interagir bien avant de se toucher, via le volume d'eau « emprisonné » entre elles. On commence ici à comprendre pourquoi les pics de fréquences sont bien plus nets dans le cas d'un fort confinement latéral (FIGURE 5.3d) : les tiges sont alors en très forte interaction puisque le volume d'eau qui les sépare ne peut pas s'échapper sur les côtés, ce qui limite les effets latéraux.

Cette interaction préalable est bien visible sur les graphes de fréquences présentés FIGURE 5.3b et c : contrairement au cas des oscillations aériennes, la droite de fréquence $f \propto U$ est présente bien avant la transition, parfois même depuis le début, ce qui prouve que les différentes tiges de la canopée sont déjà fortement couplées.

Basses fréquences

Les spectres présentent aussi de fortes densités spectrales aux basses fréquences, qui peuvent être expliquées par le phénomène de détachement tourbillonnaire. En effet, chaque tige est un obstacle pour le fluide qui le contourne et crée en aval un sillage. En se détachant, il fait osciller la tige à une fréquence f_s que l'on modélise usuellement par le nombre de Strouhal, St . Pour une plaque perpendiculaire à l'écoulement, on a, d'après Blevins [15],

$$St = \frac{f_s w}{U} \simeq 0.1, \quad (5.2)$$

où w est la dimension caractéristique de la plaque et U la vitesse de l'écoulement.

Avec les paramètres expérimentaux utilisés ici, cela donne des fréquences de l'ordre du dixième de Hertz, ce qui correspond bien aux basses fréquences observées et non expliquées par le modèle précédent.

Les fréquences les plus saillantes étant identifiées, on essaie de regrouper les données grâce à un paramètre unique. La vitesse débitante U n'est a priori pas le bon, puisqu'elle ne permet pas de prévoir les régimes des canopées. En réalité, c'est le nombre de Cauchy, introduit pour étudier la reconfiguration, qui va permettre cela.

5.2.3 Critère sur le nombre de Cauchy

Justification

On se rend compte que le paramètre sans dimension de Ponomarenko [104], U/U_c , a le même sens physique que le nombre de Cauchy qui apparaît dans l'équation des grandes déformations (équation 3.5). Voyons leurs expressions :

$$U/U_c = U \sqrt{\frac{\rho w h^2 \ell}{EI}} \quad (5.3)$$

$$\mathcal{C}_Y = U^2 \frac{C_D \rho w h^3}{2EI} \quad (5.4)$$

Or, on a montré dans le chapitre sur la reconfiguration (section 3.2.3), que le coefficient de traînée était proportionnel à l'espacement des tiges quand la canopée est suffisamment dense. On a donc $C_D \propto \ell$ et, par conséquent,

$$\left(\frac{U}{U_c}\right)^2 \propto \mathcal{C}_Y. \quad (5.5)$$

Les deux paramètres physiques ne font plus qu'un ! C'est d'ailleurs ce qui ressortait de la FIGURE 5.1f, où le nombre de Cauchy semblait être un paramètre pertinent pour la caractérisation des différents régimes. C'est lui qu'on utilisera dorénavant.

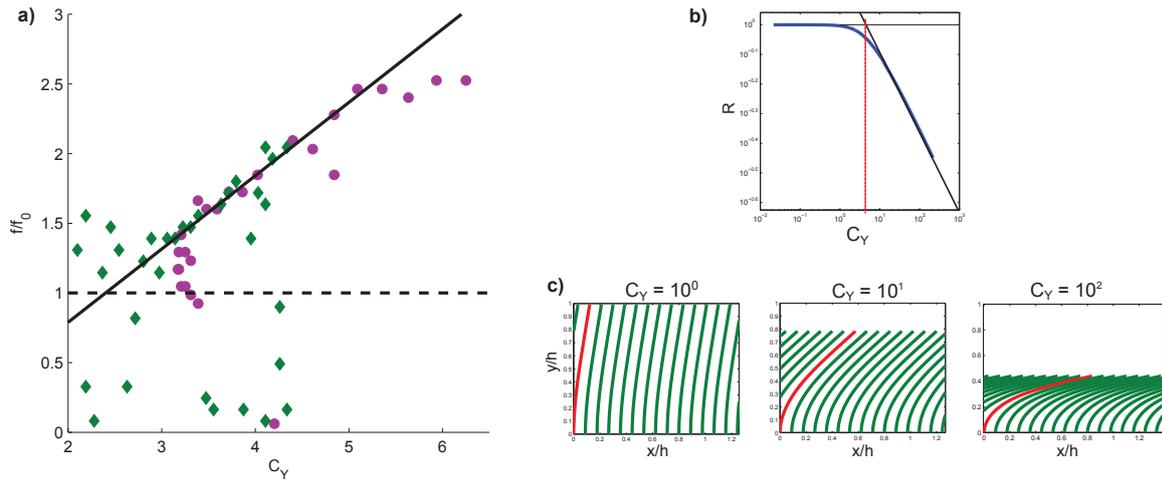


FIGURE 5.4 – a) Fréquences principales présentées sous forme sans dimension pour deux géométries de canopées (correspondant aux données de la FIGURE 5.3c et 5.3d). b) Rappel de l’allure de la courbe de reconfiguration avec l’emplacement de la transition rigide-flexible. c) Allure d’une tige dans la canopée pour différents nombres de Cauchy.

D’ailleurs, dans Okamoto et Nezu [96], le critère proposé pour l’observation ou non du *monami* est fait sur une courbe ressemblant à la courbe de reconfiguration : le *monami* est observé pour $h_d/h < 0.8$, ce qui correspond pour nous à $C_Y > 10$, à savoir la fin de la transition rigide-flexible. Cela corrobore donc ce qui précède.

Résultats sans dimension

Les fréquences principales (pics plus hauts que 90% du maximum) sont normalisées par la fréquence propre de la tige dans la canopée, elle-même corrigée par rapport à la fréquence propre de la tige seule dans l’eau grâce à la formule 4.18 établie au chapitre précédent. On les trace en FIGURE 5.4a, en fonction du nombre de Cauchy, calculé à partir de la déflexion moyenne des tiges mesurée sur les image *via* la courbe de reconfiguration. Cela permet de repérer les valeurs caractéristiques du nombre de Cauchy.

Les deux séries de données représentées se regroupent sur le modèle décrit précédemment (équation 5.1). Le nombre de Cauchy est donc le paramètre adéquat pour décrire le système. On remarque que la transition se fait pour $C_Y \sim 2 - 4$, ce qui correspond à la rupture de pente dans la courbe de reconfiguration, représentée pour rappel en FIGURE 5.4b. Cela correspond au moment où les tiges commencent à se plier suffisamment pour interagir les unes avec les autres.

Si on calcule ce nombre de Cauchy pour les expériences de Py *et al.* [105] en reprenant les valeurs numériques données dans l’article (f_0 , h , C_D , U), on trouve une valeur de l’ordre 10^{-1} . On est donc au tout début de la transition flexible, ce qui explique à la fois la prégnance de

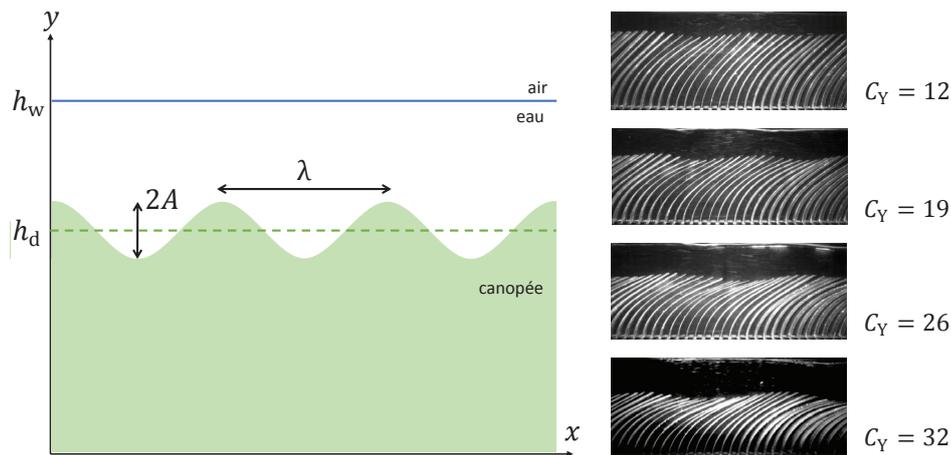


FIGURE 5.5 – À gauche, les notations utilisées pour décrire la surface ondulante de la canopée. À droite, photographies instantanées de la canopée ondulante pour différents nombres de Cauchy.

la fréquence propre des tiges dans l'analyse fréquentielle, mais aussi l'observation de rafales intermittentes se propageant à la surface de la canopée.

5.3 Le régime *monami* établi

On s'attache dans cette partie à décrire et expliquer le régime de grandes oscillations, appelé *monami*. Pour cela, les notations présentées FIGURE 5.5 seront utilisées dans la suite.

5.3.1 Caractérisation expérimentale

Les paramètres des ondes observées à la surface de la canopée sont mesurés. Pour cela, l'interface canopée-écoulement libre est détectée sur les images et modélisée par une fonction sinusoïdale, ce qui permet de récupérer les paramètres spatiaux (amplitude A , longueur d'onde λ , hauteur défléchie moyenne h_d). Quelques exemples sont montrés en FIGURE 5.5.

Amplitude et longueur d'onde

L'amplitude d'oscillation montrée en FIGURE 5.6 augmente avec le nombre de Cauchy (et donc avec la vitesse d'écoulement). À gauche, pour $h_w/h = 1.5$, on est autour de la transition rigide-flexible, l'amplitude reste constante. À droite en revanche, pour $h_w/h = 1$, on remarque qu'elle devient soudainement plus grande quand $C_Y > 10$, ce qui correspond à la fin de la transition rigide-flexible pour la canopée (voir FIGURE 5.4b) : elle est alors en interaction totale.

La longueur d'onde de la canopée (FIGURE 5.7) est plus difficile à interpréter : mesurée par ajustement d'un cosinus sur la surface de la canopée, elle semble dans les deux cas présenter une branche relativement constante autour de $\lambda \simeq 9$ cm, et une autre branche qui augmente avec

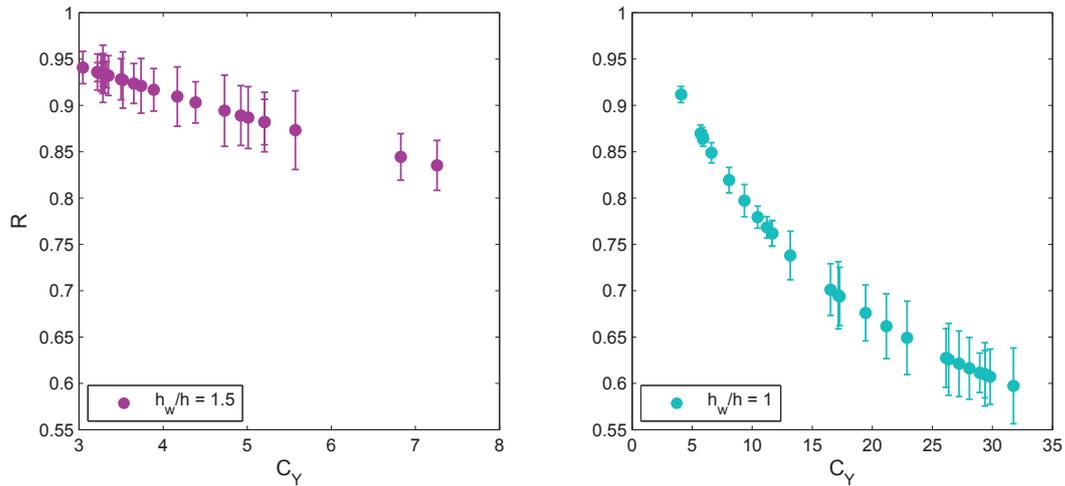


FIGURE 5.6 – Mesure de l’amplitude d’oscillation d’une même canopée ($w = 36$ mm, $h = 90$ mm) pour deux hauteurs d’eau différentes (expériences C et D). Le nombre de reconfiguration \mathcal{R} est mesuré à partir de la hauteur défléchie moyenne h_s , tandis que le nombre de Cauchy est calculé à partir du modèle de grande déformation. Les barres d’erreur représentent l’amplitude d’oscillation de la canopée, $2A$.

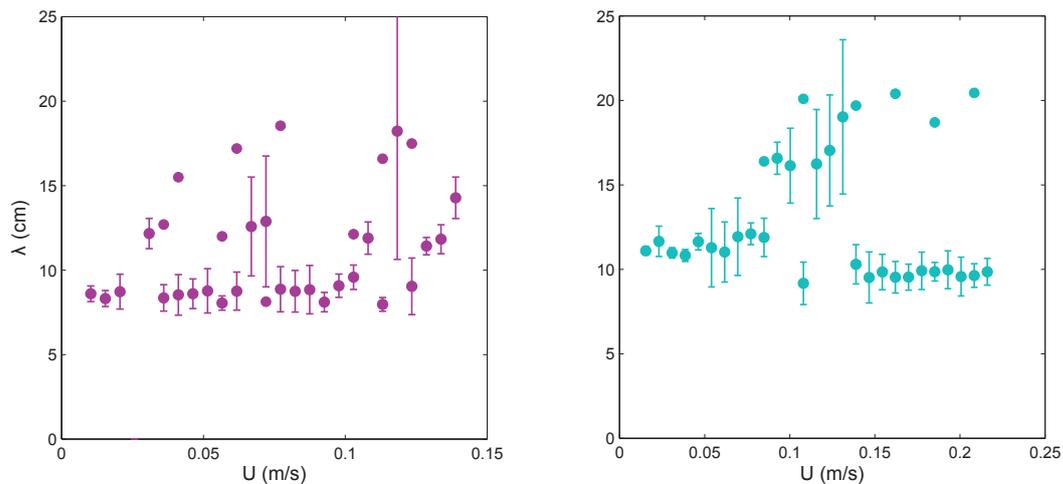


FIGURE 5.7 – Mesure de la longueur d’onde en surface d’une même canopée ($w = 36$ mm, $h = 90$ mm) pour deux hauteurs d’eau différentes. Les valeurs sont moyennées sur 100 images (barres d’erreur). Les valeurs supplémentaires sont des longueurs d’onde présentes sur certaines images mais de manière moins significative.

U . Il s’agit peut-être d’artefacts dus au traitement d’image : en effet, la largeur de champ de la caméra étant d’environ 20 cm, les longueurs d’onde supérieures à cette valeur sont à considérer avec précaution. On remarque cependant, pour le cas $h_w/h = 1$, que le dédoublement de fréquences se produit pour la vitesse U qui correspond à la subite augmentation d’amplitude d’oscillation observée en FIGURE 5.6.

Vitesse d'onde

La vitesse d'onde dans la canopée est mesurée en corrélant les positions des tiges voisines visibles sur les films, de manière similaire à la mesure effectuée dans le chapitre précédent sous la houle (voir le principe expliqué FIGURE 4.8).

Elle est ici représentée FIGURE 5.8 en fonction de la vitesse débitante U , puisqu'on soupçonne un mécanisme de type couche de mélange : dans ce modèle, la vitesse d'onde est égale à la moyenne des vitesses des deux couches qui interagissent, donc proportionnelle à la vitesse débitante (équation 2.6).

Pour les quatre configurations de canopée testées, on a bien proportionnalité entre U et c_{onde} . Cette relation existe aussi dans Ghisalberti et Nepf [46], pour des bouquets de plantes plus flexibles. On s'oriente donc vers un modèle de couche de mélange, ce qu'on va montrer dans la partie suivante.

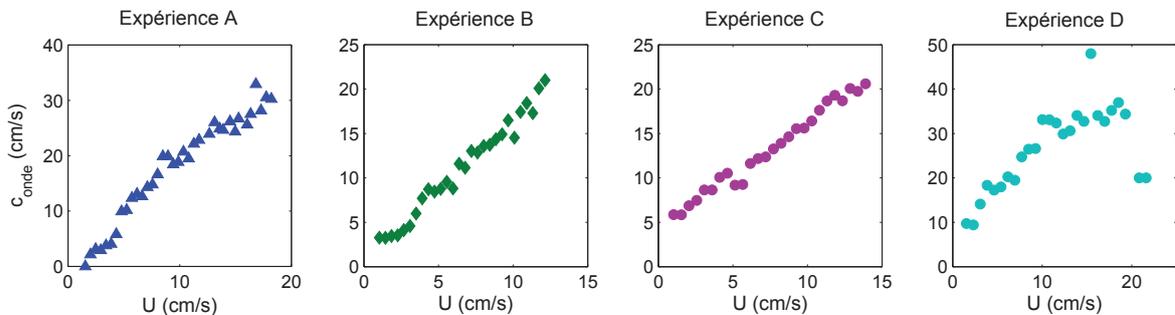


FIGURE 5.8 – Les vitesses d'onde mesurées dans les différentes canopées, en fonction de la vitesse débitante U .

5.3.2 Modèle de couche de mélange

On cherche à vérifier si ce modèle explique correctement les ondulations de la canopée. Pour cela, des visualisations sont faites, puis les différentes grandeurs mesurées dans le paragraphe précédent sont comparées au modèle de couche de mélange via l'estimation du paramètre-clé : l'épaisseur de la couche de mélange, δ .

Mécanisme

Le principe du *monami* est schématisé sur la FIGURE 5.9. Ici, l'écoulement est ralenti dans sa partie inférieure à cause du frottement sur les tiges, ce qui crée un profil de vitesse moyen $\langle u \rangle(y)$ infléchi (en rouge sur le schéma) et donc propice à l'apparition d'une instabilité. Le ralentissement en haut est dû à la présence de la surface libre, effet classique en hydrodynamique. Il est à noter que la présence d'une couche de hauteur limitée au-dessus de la canopée a tendance à avoir un effet confinant (et peut-être stabilisant) sur les ondes.

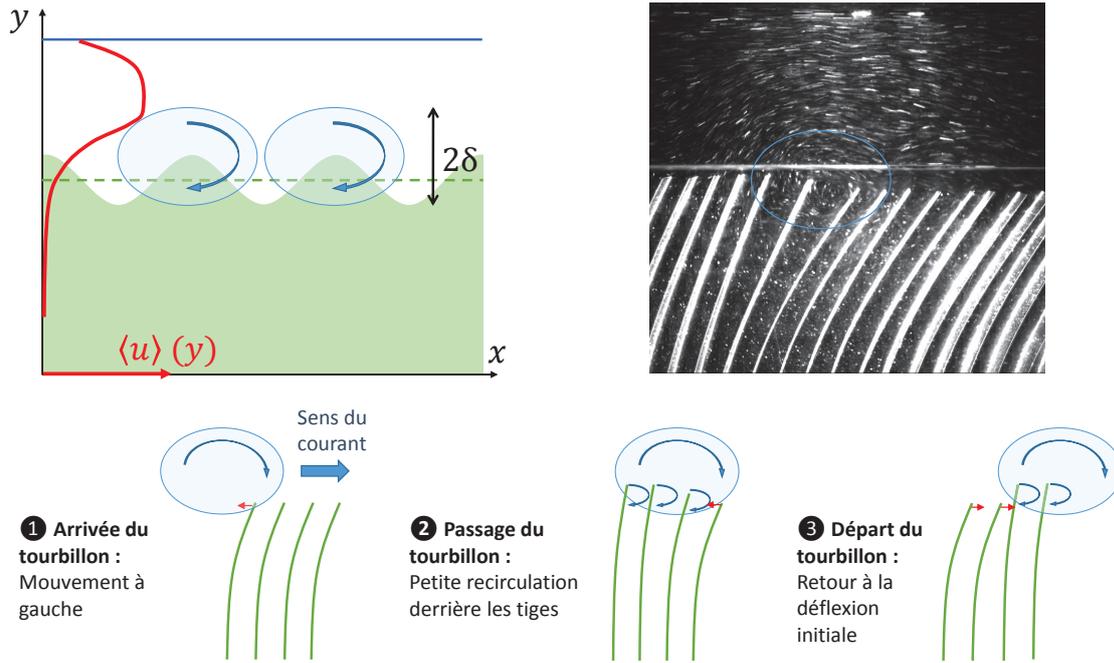


FIGURE 5.9 – Mécanisme supposé des ondulations de canopée. *Schéma du haut* : profil de vitesses moyenné et instabilité fluide. *Photographie* : passage d'un tourbillon (entouré en bleu). *En bas* : réaction de la canopée.

Cependant, en ensemençant le canal avec des particules de polyamide de taille $50 - 80 \mu\text{m}$, on observe clairement des tourbillons qui circulent au niveau de l'interface canopée-écoulement « libre ». La photographie à droite, prise avec un long temps de pause $1/50 \text{ s}$, montre l'un de ces tourbillons et son effet sur la canopée : il tourne dans le sens horaire, ce qui crée une force vers la gauche sur le sommet de la tige qui se redresse, puis elle se replie à nouveau dans le sens du courant une fois le tourbillon passé. Le mécanisme d'ondulation de la canopée est résumé schématiquement en-dessous : il s'agit donc des réactions successives de la canopée au passage de tourbillons réguliers.

Dans le modèle classique de couche de mélange, l'écoulement est composé de deux couches, l'une de vitesse U_1 et l'autre de vitesse U_2 , séparées par une épaisseur de vorticité 2δ . Pour un profil de vitesse simplifi e en ligne brisée, l'étude de stabilité temporelle donne les résultats suivants (voir Charru [21], au chapitre 4) :

$$\begin{cases} \omega_{i,\max} \simeq 0.2\Delta U/\delta & \text{le taux de croissance maximal,} \\ k_{\max} \simeq 0.4/\delta & \text{le nombre d'onde correspondant,} \\ c_r = U_m & \text{la vitesse d'onde,} \end{cases} \quad (5.6)$$

où on définit $\Delta U = (U_1 - U_2)/2$ et $U_m = (U_1 + U_2)/2$.

Pour vérifier ce modèle, il est donc essentiel d'estimer les paramètres δ , U_m et ΔU . On exploite les mesures réalisées en faisant au besoin différentes hypothèses.

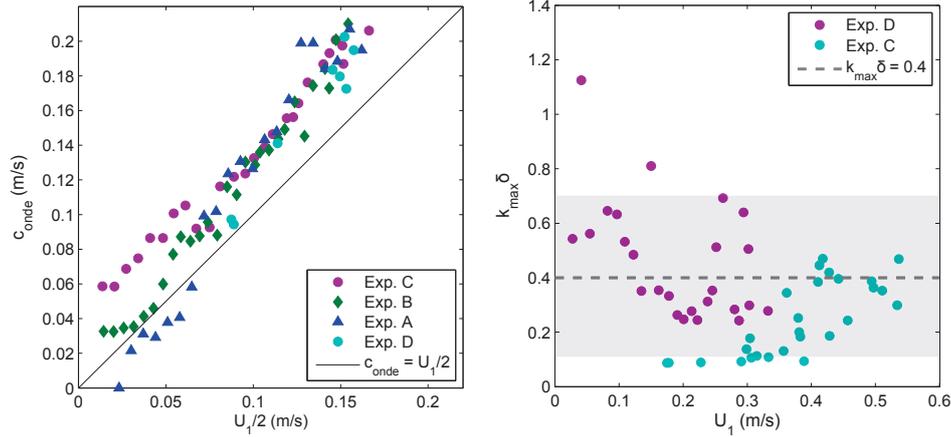


FIGURE 5.10 – À gauche, comparaison des vitesses d’onde mesurées à la vitesse moyenne estimée U_m . À droite, calcul du produit $k_{\max}\delta$.

Comparaison au modèle

Estimation de U_m . On part du principe que la vitesse du fluide dans la canopée, U_2 , est en moyenne quasi-nulle, ce qui est vérifié en pratique (sur les images à grand temps de pause, les particules situées entre les tiges apparaissent ponctuelles, elle sont donc immobiles). Connaissant la hauteur d’eau totale h_w et la hauteur défléchie de la canopée h_d , on peut en déduire la vitesse de la couche supérieure U_1 par simple conservation de la masse à partir de la vitesse débitante U :

$$U_1 = \frac{h_w}{h_w - h_s} U, \quad (5.7)$$

donc la vitesse moyenne vaut :

$$U_m = \frac{U_1 + U_2}{2} = \frac{U_1}{2} = \frac{h_w}{2(h_w - h_s)} U. \quad (5.8)$$

On trace en FIGURE 5.10 à gauche la vitesse d’onde en fonction du paramètre calculé $U_m = U_1/2$. On s’attend à une droite de pente 1, c’est quasiment le cas sauf pour les faibles vitesses (amplitude de vibration petite donc erreurs de mesure plus grandes). Au vitesses plus importantes, les données se regroupent sur une même courbe, parallèle à la bissectrice. La pente est satisfaisante. Quant à l’ordonnée à l’origine, la vitesse supplémentaire qu’elle implique est peut-être due à des courants latéraux, dans les parties non obstruées par les tiges. Cependant, le paramètre U_m , malgré cette estimation grossière, semble reproduire la physique du problème puisqu’il réunit les différents sets de données.

Estimation de δ . Pour vérifier l’égalité $k_{\max}\delta \simeq 0.4$, il faut une mesure de δ . N’ayant pas de mesure du profil de vitesses, on l’estime en faisant une hypothèse sur la hauteur des tourbillons : si on se réfère au mécanisme proposé en FIGURE 5.9, la taille des tourbillons est

deux fois supérieure à l'amplitude d'ondulation de la canopée. On suppose donc que $\delta = 2A$ pour pouvoir tracer cette fonction à partir des données expérimentales d'ajustement de la surface de canopée (amplitude A , longueur d'onde λ), ce qui est fait sur la FIGURE 5.10 à droite. La majeure partie des points est comprise dans l'intervalle $k_{\max}\delta = 0.4 \pm 0.3$, ce qui encadre la valeur attendue, avec une forte concentration des données autour de $0.3 - 0.4$. Cependant, la grande dispersion des données peut s'expliquer par la présence de différentes branches de λ qu'on ne comprenait pas bien en FIGURE 5.7. Cependant l'ordre de grandeur obtenu est assez correct.

Mesure du profil de vitesses moyen $\langle u \rangle(y)$. Lors de l'expérience B, des mesures de vitesse dans l'eau au-dessus de la canopée ont été réalisées avec un micro-moulinet. Chaque profil de vitesse est le résultat d'une moyenne sur 4 mesures faites à différents endroits de la canopée (pas trop proches de l'entrée ni de la sortie). Les résultats sont présentés en FIGURE 5.11. On remarque un profil présentant un maximum comme attendu. Le ralentissement en $y = h_w$ est dû à la condition de surface libre [91]. En reportant cette vitesse, moyennée selon l'axe y , sur le graphe des vitesses d'onde de canopée, les valeurs se superposent : l'instabilité se déplace donc à la vitesse moyenne d'écoulement, ce qui est la signature la couche de mélange.

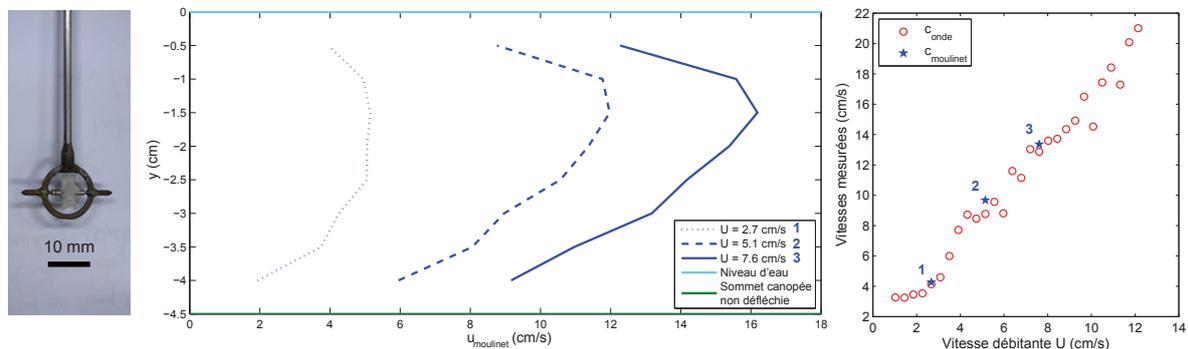


FIGURE 5.11 – À gauche, photographie du micro-moulinet. Au centre, profils de vitesses mesurés par le micro-moulinet au-dessus de la canopée $h = 90$ mm, $w = 20$ mm pour trois différents débits. À droite, vitesses d'ondes mesurées dans la canopée et vitesse moyenne dans la couche d'eau supérieure.

5.3.3 Remarques diverses

Dans cette partie, on recense différentes observations faites en marge des expériences, en lien avec le phénomène de monami.

Monami et surface libre

On observe, lorsque le monami est très prononcé (grande amplitude d'oscillation), que la surface libre présente également des oscillations de même fréquence que celles de la canopée.

On s'attend en effet à une variation du niveau de la surface libre, puisque la surface de la canopée bouge. C'est un peu comme si on avait un écoulement sur un fond sinusoïdal, sauf que le fond se déplace aussi à la vitesse c_{onde} . Dans le cas stationnaire, le fond et la surface devraient être en opposition de phase : la pression à la surface étant imposée, si le fond est plus haut, l'écoulement accélère par conservation de la masse et donc son énergie potentielle diminue.

Ici, il y a un déphasage différent probablement dû à l'instationnarité de l'écoulement. Cependant, les périodicités temporelle et spatiale (voir FIGURE 5.12) étant les mêmes, on peut sans hésitation imputer cette ondulation de la surface au phénomène de *monami*.

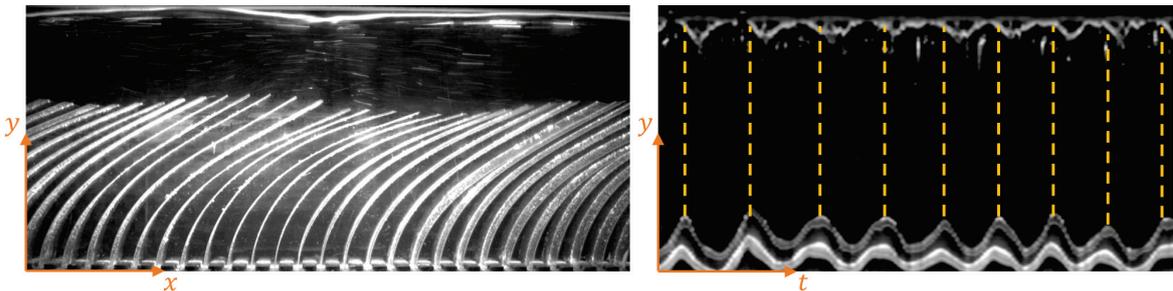


FIGURE 5.12 – Ondulation de la surface libre sous l'effet du *monami* (expérience D). À gauche, photographie instantanée de la surface libre ; à droite, diagramme spatio-temporel.

Interaction à deux tiges

Pour comprendre comment les tiges peuvent interagir les unes avec les autres sans être au contact, des expériences ont été réalisées avec seulement une ou deux tiges occupant toute la largeur du canal (confinement latéral $w/b = 0.95$)¹.

Les observations sont les suivantes : une tige seule adopte la position prévue par la théorie de reconfiguration (voir chapitre 3) et elle oscille très faiblement autour de sa position d'équilibre. En revanche, si l'on place une deuxième tige à une certaine distance derrière la première, la deuxième se met à osciller de manière significative, et la première également, avec une amplitude un peu moindre. Les mouvements des deux tiges sont fortement corrélés et les fréquences caractéristiques mesurées sont la fréquence propre et la fréquence de détachement tourbillonnaire prévue par le nombre de Strouhal (équation 5.2).

Ainsi, le volume d'eau piégé entre les deux tiges parvient à les coupler et même à mettre en mouvement la première tige, même si elles ne sont pas très courbées. Cela explique la présence de la fréquence $f \propto U$ dès bien avant la transition (FIGURE 5.3) : les tiges de la canopée sont alors déjà couplées par l'eau qui les sépare.

1. Ces manipulations ont été réalisées par Zhu Di et Huang Hao, deux étudiants chinois de l'université de Wuhan en stage de L3 au département de Mécanique : qu'ils soient remerciés pour ce travail!

5.4 Discussion et conclusion

On a vu que, soumise à un écoulement unidirectionnel, la canopée réagit différemment selon que son élasticité propre ou la force de traînée prend le dessus (concurrence représentée par le nombre de Cauchy). Cependant, entre les deux, il existe une zone de transition où les influences sont mêlées.

Rétroaction sur l'écoulement ?

L'idée avancée dans certains articles que la canopée pourrait rétroagir sur l'écoulement et même lui imposer sa propre fréquence est difficile à démentir ou approuver, dans la mesure où la transition entre les deux régimes se fait à $f = f_0$. On trouve donc des fréquences de l'ordre de f_0 sur une plage assez large de paramètres, correspondant à la transition « rigide - solide ». Dans les analyses fréquentielles réalisées ici, on remarque clairement la disparition de la fréquence propre une fois dans le régime flexible. Les plantes de la canopée semblent alors avoir un comportement passif vis-à-vis de l'écoulement. En revanche, dans la zone de transition et pour les faibles écoulements, c'est la fréquence propre qui est majoritaire.

Un paramètre-clé

Finalement, toute la réaction de la canopée se trouve pilotée par le nombre de Cauchy, lié comme on l'a vu au chapitre 3 à la hauteur défléchie, par la courbe de reconfiguration. Selon sa courbure (entièrement contrôlée par \mathcal{C}_Y), la tige incluse dans une canopée est amenée à interagir plus ou moins avec ses voisines, ce qui modifie l'apparence de la surface de la canopée. C'est lié à l'écoulement qui est parallèle et reconfigure naturellement la canopée. Les effets instationnaires viennent alors s'ajouter à cette déflexion moyenne, faisant osciller la tige autour d'une position moyenne déjà défléchie.

Limites de l'étude et validation du modèle

La principale limite est ici l'absence de mesure directe du champ de vitesse, on n'a accès qu'à la vitesse débitante et les hypothèses faites pour avoir accès aux grandeurs permettant de vérifier le modèle de couche de mélange sont fortes (en particulier l'estimation de δ d'après l'amplitude d'oscillation de la canopée qui est très discutable).

Cependant, il est reconnu dans la littérature (voir section 2.1.3) que l'instabilité de couche de mélange est responsable des ondes progressant à la surface des canopées, et c'est aussi ce que l'on observe ici : les vitesses d'ondes sont proportionnelles à la vitesse moyenne, les longueurs d'onde à l'épaisseur de vorticité estim e d'après les mesures. Dans cette configuration très confin e latéralement, l'instabilité n'est pas  touff e par les frottements aux parois comme on

aurait pu le redouter, mais au contraire, elle régit totalement les ondulations de canopée. Les mesures faites sont donc cohérentes avec le modèle de couche de mélange.

Chapitre 6

Conclusion

Sommaire

6.1	Résumé	96
6.1.1	Genèse de la thèse et principaux résultats	96
6.1.2	Thématiques récurrentes	96
6.2	Perspectives	99
6.2.1	Nouvelles expériences	99
6.2.2	Questions ouvertes	100

6.1 Résumé

6.1.1 Genèse de la thèse et principaux résultats

Le point de départ de la thèse a été le phénomène de grandes ondulations à la surface d'un couvert végétal, le fameux *honami* (ou *monami* dans l'eau). Était-il, comme avancé par certains, simplement la trace d'une instabilité initiée de manière passive par le couvert végétal, par le ralentissement du flux de fluide proche du fond ? Ou prenait-il une part active dans le processus, allant même jusqu'à imposer sa propre fréquence par un processus de verrouillage (appelé aussi *lock-in*) ? Cela semblait dépendre des conditions, voire même des interprétations.

Un survol de la bibliographie (chapitre 2) concernant l'interaction entre un couvert de plantes et un écoulement révélait un point de vue souvent dirigé vers le comportement du fluide, tandis que la canopée était traitée en élément perturbateur, dont on décrit parfois le mouvement comme un détail. L'idée était donc de se concentrer sur le mouvement de la canopée pendant le *monami* pour en comprendre le mécanisme. Mais avant cela, il fallait d'abord tester la canopée dans des conditions d'écoulement plus simples et mieux maîtrisées.

Soumise à un écoulement établi et stationnaire (chapitre 3), la canopée se reconfigure. On peut retenir qu'elle a un comportement semblable à celui d'une tige seule, mis à part son coefficient de traînée qui dépend de la densité des tiges. On met en avant l'importance du nombre de Cauchy qui permet d'identifier les régimes rigide et flexible.

La canopée réagit à la houle (chapitre 4) par un mouvement d'oscillation présentant une résonance à sa fréquence propre. Celle-ci est modifiée par la densité de tiges, mais on n'observe pas d'autre effet flagrant lié à la canopée.

Enfin, le régime de *monami* est observé (chapitre 5). Il s'établit en concurrence avec l'oscillation propre des tiges, au terme d'une transition qui est à rapprocher du passage rigide-flexible observé lors de l'étude de reconfiguration. Le paramètre caractéristique est le nombre de Cauchy. Lorsque le *monami* est atteint, la canopée ondule et la forme de sa surface (longueur d'onde et vitesse des ondulations) s'explique de manière satisfaisante par le modèle de l'instabilité de couche de mélange, source de tourbillons transportés à l'interface.

L'interprétation des résultats des différentes expériences menées durant la thèse comporte des thématiques qui se retrouvent d'une à l'autre. En voici quelques-unes.

6.1.2 Thématiques récurrentes

La reconfiguration

Il s'agit là du point-clé de toute cette étude. C'est bien sûr et d'abord le mécanisme de la déflexion des tiges observée au chapitre 3, mais plus généralement elle intervient dès qu'un

objet flexible est soumis à un écoulement dans une direction lui permettant de se déformer. En statique, dans le cas d'un écoulement parallèle établi par exemple, l'équilibre des forces de traînée et d'élasticité permet le calcul direct de la déformée de la tige.

Cependant, quand le forçage fluide est dynamique, la reconfiguration continue à jouer un rôle important. Deux cas se présentent alors : soit l'écoulement a une composante de vitesse moyenne constante, et seules les variations de vitesse au premier ordre évoluent dans le temps, soit l'écoulement entier est non-stationnaire, c'est-à-dire que la composante moyenne s'annule. Le premier cas est celui étudié dans le chapitre 5. On constate que si les tiges ont un mouvement variable dans le temps, celui-ci est décomposable en deux parties : (a) la déflexion due à l'action du champ de vitesses moyen et (b) les fluctuations liées à tous les phénomènes instationnaires se produisant dans le fluide, allant des sillages oscillants derrière les tiges (Strouhal) aux tourbillons de la couche de mélange. Cette première composante de déflexion est constante dans le temps et elle semble être un élément central pour la compréhension des interactions entre différents éléments de canopée. En effet, on constate que les grandes oscillations de canopée n'ont lieu qu'à partir d'une certaine déflexion des tiges, comme si l'effet des tourbillons n'était efficace que sur des tiges préalablement suffisamment courbées.

L'étude du chapitre 4 est un exemple d'écoulement purement sinusoïdal sans composante continue : la houle. Dans ce cas, la reconfiguration dite « dynamique » est régie par les forces élastique et de traînée comme dans le cas statique, auxquelles s'ajoute l'inertie du fluide, représentée par le terme de masse ajoutée. La tige oscillante ne s'adapte donc pas instantanément à l'écoulement pour minimiser sa traînée, et parfois l'inertie devient même le principal forçage hydrodynamique. Cependant, dans le cas où le cycle de houle est suffisamment lent pour que la tige ait le temps de se reconfigurer pendant une demi-période (entre deux changements de sens), la déflexion maximale de la tige correspond à celle de la reconfiguration statique.

Interaction entre une canopée immergée et la surface libre

Toutes les expériences étant réalisées avec des écoulements à surface libre, il était naturel de s'attendre à des effets couplant la canopée et la surface libre. La présence d'une hauteur d'eau limitée et ouverte au-dessus de la canopée détermine certains comportements, parfois prédits et utilisés, parfois totalement imprévus.

Dans cas de la houle, c'est l'oscillation de la surface, et donc du champ de vitesses entier, qui a été utilisé pour provoquer le mouvement de la canopée. La surface libre joue donc ici le rôle d'excitateur de fréquence réglable, avec une efficacité tout à fait satisfaisante puisque que la canopée répond aux différentes sollicitations avec une amplitude mesurable. Il y a donc une forte corrélation entre les mouvements de la tige et de la surface libre, bien visible dans les expériences.

L'effet inverse a été observé dans les expériences du chapitre 5 : on a clairement identifié des oscillations de la surface libre, voyageant à la même vitesse que les ondulations de canopée et avec la même fréquence, mais en quadrature retard. Le mouvement de la canopée peut donc sans doute être considéré comme l'origine de celui de la surface libre, qui reste plane quand il n'y a pas de monami. Contrairement au cas de la houle, où le champ de vitesses était sinusoïdal en tout point de l'écoulement, la partie supérieure de l'écoulement est ici *a priori* peu perturbée par la couche de mélange, on a donc un flux parallèle à la surface. Les variations de hauteur d'eau seraient alors plutôt un effet dynamique de variation de la hauteur du fond du canal, artificiellement rehaussé à l'altitude du sommet de la canopée.

Ondulations de canopée

Si la houle et le monami ont tous deux pour effet de créer de grandes ondulations de canopée, il ne faut pas se méprendre sur l'origine de ces mouvements qui n'est pas du tout la même. Certes, dans les deux cas, la canopée est mise en mouvement par un écoulement intermittent, et les tiges ont une trajectoire oscillante. Dans le cas de la houle, l'oscillation est imposée par un champ de vitesses prédéfini, que la présence de la canopée perturbe en réalité assez peu. A l'inverse, dans le cas du monami, c'est la présence même de la canopée qui est à l'origine de la création d'une couche de mélange. Les tourbillons instables qu'elle engendre créent l'oscillation en parcourant l'interface séparant le sommet des tiges et l'écoulement libre. On peut dire que le système est alors auto-entretenu, alors que pour la houle il était excité par un dispositif extérieur.

De manière naturelle, un oscillateur auto-entretenu adopte sa fréquence propre comme fréquence d'oscillation, les autres fréquences n'étant pas amplifiées. On aurait donc pu s'attendre à voir émerger une fréquence d'oscillation proche de la fréquence de résonance mesurée lors des manipulations sous la houle, et ce n'est pas du tout le cas. C'est parce qu'on se trompe de système. L'oscillateur entretenu n'est ici pas la canopée, mais bien l'écoulement instable. Une des interrogations au départ concernait le possible couplage entre les deux oscillateurs « fluide » et « chaîne de plantes ». Il s'avère que ce couplage n'a pas lieu ici. En effet, tant que l'instabilité fluide n'est pas développée, les tiges oscillent à leur fréquence propre comme le ferait n'importe quel oscillateur soumis à un bruit d'amplitude suffisante. Quand l'instabilité prend de l'ampleur, elle force la canopée dont les oscillations adoptent la fréquence fluide.

Effets de canopée

Dans toutes les expériences réalisées, une différence de comportement a été observée entre la canopée et la tige seule. Cela ne suffit pas à mettre en avant des effets qu'on pourrait qualifier

de « collectifs », car il s'agit majoritairement de modifications de propriétés mécaniques dues à la proximité des tiges les unes par rapport aux autres. Le principal effet de canopée est donc simplement un effet d'écran, qui diminue le coefficient de traînée apparent des tiges. En dynamique, la proximité des tiges fait diminuer le volume de fluide ajouté qui se déplace avec elles et augmente donc leur fréquence propre dans l'eau. Ce sont là des effets purement géométriques.

Mais l'écrantage n'a pas pour unique effet de modifier les propriétés mécaniques de la tige. La présence de ce volume d'eau qui l'entoure et se déplace avec elle la couple, de fait, avec ses voisines qui partagent le même volume d'eau ajouté. Il n'est pas évident de savoir où s'arrête le « domaine » de chacune dans l'intervalle entre deux tiges consécutives. Ils se superposent probablement quand elles sont assez proches, et cela induit un fort couplage entre elles. On remarque cela dans l'étude fréquentielle du chapitre 5 : avant même que l'on passe dans le domaine des grandes oscillations, il y a des ondes propagatives à la surface de la canopée, dont on peut mesurer la vitesse.

De nouvelles idées pour prolonger cette étude émergent alors de cette réflexion.

6.2 Perspectives

Les phénomènes étudiés ici pourraient être pris en compte dans de nombreuses applications : tenue des fonds marins à la houle, estimation d'une rugosité équivalente ou d'une débitance dans une plaine inondée, récupération d'énergie houlomotrice.... Pour cela, il faudra étudier les solutions permettant de passer de nos configurations 2D à des modèles 3D.

6.2.1 Nouvelles expériences

Le travail réalisé ici se concentre sur le mouvement de la canopée, et l'écoulement a été modélisé de manière sommaire. L'idéal serait de pouvoir mesurer à la fois le mouvement des tiges et le champ de vitesses du fluide entre elles, par PIV par exemple. Cela nécessite un très bon éclairage et une analyse d'images délicate car les zones d'intérêt ne sont pas immobiles (voir le travail expérimental de Löhner *et al.* [72]), cependant nécessaire pour capturer les tourbillons et étudier comment ils mettent la canopée en mouvement.

Certaines caractéristiques de la canopée mériteraient une étude paramétrique complète pour bien comprendre leur influence. Cela a été fait pour la densité dans le cas de la reconfiguration statique, mais pas en dynamique. Quant à la hauteur d'eau, on l'a peu variée et il semblerait que l'interaction avec la surface libre soit un aspect prometteur des canopées aquatiques oscillantes, on en a vu un exemple avec l'oscillation de la surface provoqué par le monami. On pourrait par exemple étudier cette oscillation et voir à partir de quel rapport de hauteur $h_{\text{eau}}/h_{\text{canopée}}$

elle apparaît, et si son amplitude dépend de la taille des tourbillons de la couche de mélange. Pour décrire des milieux naturels de manière plus réaliste, on peut imaginer une configuration moins régulière avec des tiges de hauteur et d'espacements distribués de manière plus aléatoire et conforme aux valeurs mesurées dans la nature. Les différents régimes observés y seront-ils les mêmes ?

Enfin, dans le cadre environnemental toujours, la dispersion de polluant reste une problématique actuelle : on pourrait introduire des particules ou un scalaire passif dans le système expérimental utilisé, et étudier comment la concentration se répartit dans l'espace (en utilisant une PLIF par exemple). L'écoulement entre les plantes ayant une vitesse très faible, avec parfois une sorte de zone de recirculation entre deux tiges, il y aura sans doute un stockage de polluant dans les plantes, avec un temps de rétention qui pourra être relié aux autres caractéristiques du système (géométrie et écoulement imposé).

6.2.2 Questions ouvertes

L'interaction entre les tiges en milieu aqueux diffère nettement du milieu aérien à cause de la masse ajoutée. Ce volume de fluide qui bouge autour de la tige modifie son inertie mais pas ses propriétés élastiques, ce qui rend son influence difficile à évaluer. Dans un milieu dense, l'effet de cette masse ajoutée est encore compliqué : le fluide, incompressible, se trouve piégé entre des obstacles mouvants, et a lui-même une dynamique propre. Il prend alors part à la dynamique globale d'un milieu qu'on pourrait qualifier de poro-élastique très fortement non-linéaire et anisotrope.

Quant à l'interaction entre les oscillateurs fluide et canopée flexible, est-elle vraiment possible ? A priori, tous les éléments d'un couplage semblent réunis mais on ne le voit pas. La canopée se comporte toujours comme une chaîne d'oscillateurs excitée par son environnement, sans imposer elle-même sa fréquence propre. Pourtant, le phénomène de *monami* démarre quand la fréquence des tourbillons est proche de f_0 , mais s'en éloigne rapidement lorsqu'on augmente le débit et alors f_0 disparaît totalement. En fait, la canopée joue un double rôle passif : par la force de traînée sur les plantes qui ralentit l'écoulement, elle est à l'origine du profil de vitesse infléchi favorable à l'apparition d'une instabilité de couche de mélange ; une fois cette instabilité développée, elle se met en mouvement sous l'effet du passage des tourbillons. Quand le profil de vitesses moyen est établi, le fait que la canopée soit courbée et oscillante ne le modifie pas en moyenne. L'instabilité fluide continue à se développer, entraînant avec elle la canopée qui suit alors passivement.

Le domaine des interactions fluide-structure est extrêmement riche et varié, on n'en a étudié ici qu'un exemple parmi tant d'autres, qui n'a pas encore livré tous ces mystères. Nous espérons que cette thèse a tout de même permis d'en éclaircir certains, en particulier le rôle prégnant

de la reconfiguration dans le comportement d'un objet flexible dans un écoulement et les mécanismes à l'origine des grandes oscillations de canopée.

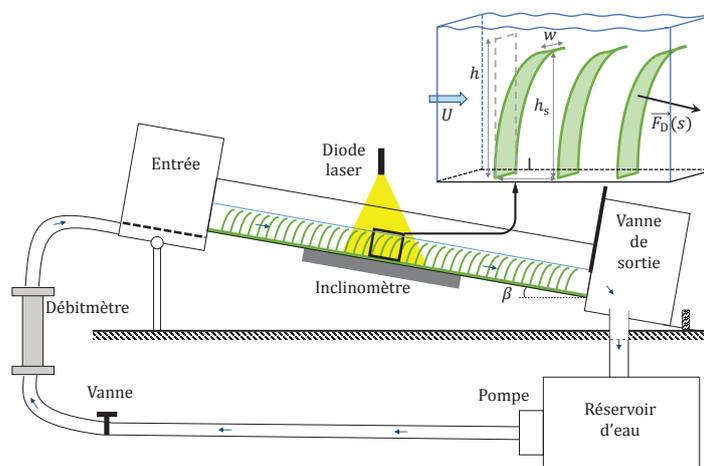
Chapitre 7

Annexe : plan d'expériences

Cette annexe regroupe les valeurs numériques des paramètres et réglages testés lors des différentes séries de manipulations.

7.1 Reconfiguration (chapitre 3)

Première série d'expériences visant à mesurer le lien entre force de traînée et déformation d'une tige dans une canopée.



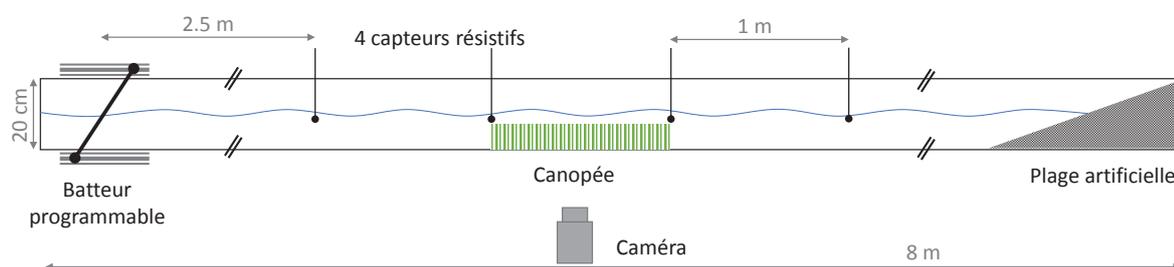
- **Canal** : largeur $b = 40$ mm, longueur $L = 2$ m.
- **Pente du canal** : ajustable de l'horizontale (0°) à 3° , mesurée par un inclinomètre numérique avec une précision de 0.1 mm/m.
- **Pompe** : débit $200 - 1400$ L/h, mesuré par un débitmètre à flotteur avec une précision de 20 L/h.
- **Hauteur d'eau** : mesurée au limnimètre (précision 1 mm), réglée au niveau du haut des tiges.

- **Canopée** : feuilles de PVC d'épaisseur $e = 0.1$ mm, hauteur $h = 60$ mm et largeur $w = 10, 15$ ou 20 mm alignées sur une rangée perpendiculaire au courant et espacées de ℓ (variable de 8 à 160 mm), sur toute la longueur du canal.

Résumé des mesures réalisées dans les différentes configurations de canopées : force de traînée sur la canopée entière (symbole \circ dans le tableau ci-dessous) et déflexion des tiges par analyse d'image (symbole \times).

ℓ (mm)	8	16	24	32	40	48	56	64	72	80	96	128	144	160
$w = 10$ mm	\otimes	\otimes	\times	\otimes		\times			\times		\times			\times
$w = 15$ mm		\times		\times		\times		\times			\times	\times		
$w = 20$ mm	\otimes	\times		\times	\times	\times		\times						

7.2 Houle (chapitre 4)



- **Canal** : largeur $b = 20$ cm, longueur $L = 8$ m.
- **Pente du canal** : horizontal.
- **Hauteur d'eau moyenne** : 85 mm.
- **Hauteur d'eau instantanée** : mesurée par 4 capteurs résistifs espacés de 1 m.
- **Batteur** : vagues de période $T = 0.2$ à 2 s et d'amplitude $A = 5$ ou 10 mm.
- **Canopée** : feuilles de PVC d'épaisseur $e = 0.1$ mm, hauteur $h = 60$ mm et largeur $w = 20$ mm, espacées de $\ell = 8$ mm et alignées sur une rangée perpendiculaire au sens de propagation de la houle, sur une longueur de 1 m.
- **Tige seule** : feuille de PVC d'épaisseur $e = 0.1$ mm, hauteur $h = 60$ mm et largeur $w = 20$ mm au centre du canal.

Résumé des configurations de houle utilisées sur une tige seule ou une canopée (\times : amplitude de houle 10 mm ; \otimes : amplitude de houle 5 et 10 mm) ; les périodes temporelles de houle sont indiquées dans le tableau ci-dessous.

T (s)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
Tige seule	×	×	×	×	×	×	×	×	×	×
Canopée		⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗
T (s)	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0
Tige seule	×	×	×	×	×	×	×	×	×	
Canopée	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗	⊗

7.3 Écoulement continu (chapitre 5)

- **Canal** : idem chapitre 3.
- **Pompe** : débit 200–2800 L/h, mesuré par deux débitmètres à flotteur avec une précision de 20 L/h.
- **Hauteur d'eau** : mesurée au limnimètre (précision 1 mm).
- **Canopée** : feuilles de PVC d'épaisseur $e = 0.1$ mm, hauteur $h = 60$ ou 90 mm et largeurs $w = 20$ ou 36 mm alignées sur une rangée perpendiculaire au courant et espacées de $\ell = 8$ mm, sur toute la longueur du canal.

Résumé des configurations de canopée étudiées :

Expérience	A	B	C	D
Largeur de tige w (mm)	20	20	36	36
Hauteur de tige h (mm)	60	90	90	90
Hauteur d'eau relative h_w/h	1.5	1.5	1.5	1.0
Confinement latéral w/b	0.5	0.5	0.9	0.9

Bibliographie

- [1] Jochen ABERLE, Juha JÄRVELÄ, Thomas SCHONEBOOM et Andreas DITTRICH : Flow resistance of emergent rigid and flexible floodplain vegetation. *Journal of Hydraulic Research*, (1):33–45. ISSN 0022-1686.
- [2] J ACKERMAN et a OKUBO : Reduced Mixing in a Marine Macrophyte Canopy. *Functional ecology*, (3):305–309. ISSN 02698463.
- [3] I ALBAYRAK, Vladimir NIKORA, Oliver MILER et Matthew O’HARE : Flow-plant interactions at a leaf scale : Effects of leaf shape, serration, roughness and flexural rigidity. *Aquatic Sciences*, 74(2):267–286, 2012. ISSN 10151621.
- [4] Silas ALBEN, Michael SHELLEY et Jun ZHANG : Drag reduction through self-similar bending of a flexible body. *Nature*, (6915):479–81, dec . ISSN 0028-0836.
- [5] Silas ALBEN, Michael SHELLEY et Jun ZHANG : How flexibility induces streamlining in a two-dimensional flow. *Physics of Fluids*, 16(5):1694–1713, 2004. ISSN 10706631.
- [6] Lauren N. AUGUSTIN, Jennifer L. IRISH et Patrick LYNETT : Laboratory and numerical studies of wave damping by emergent and near-emergent wetland vegetation. *Coastal Engineering*, (3):332–340, mar . ISSN 03783839.
- [7] Thomas BAROIS et E. de LANGRE : Flexible body with drag independent of the flow velocity. *Journal of Fluid Mechanics*, page R2. ISSN 1469-7645.
- [8] Sylvie BARSU, Delphine DOPPLER, J. John Soundar JEROME, Nicolas RIVIÈRE et Michel LANCE : Drag measurements in laterally confined 2D canopies : Reconfiguration and sheltering effect. *Physics of Fluids*, (10):107101. ISSN 1070-6631.
- [9] G.K. BATCHELOR : *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press, 2000. ISBN 0-521-09817-3.
- [10] Gordon S. BEAVERS et Daniel D. JOSEPH : Boundary conditions at a naturally permeable wall, 1967. ISSN 0022-1120.

- [11] S. E. BELCHER, N. JERRAM et J. C. R. HUNT : Adjustment of a turbulent boundary layer to a canopy of roughness elements. *Journal of Fluid Mechanics*, (2003):369–398, jul . ISSN 00221120.
- [12] Tarsicio BELÉNDEZ, Cristian NEIPP et Augusto BELÉNDEZ : Numerical and experimental analysis of a cantilever beam : a laboratory project to introduce geometric nonlinearity in mechanics of materials. *Int. J. Engng Ed.*, 19(6):885–892, 2003.
- [13] P. M. BERRY, M. STERLING, J. H. SPINK, C. J. BAKER, R. SYLVESTER-BRADLEY, S. J. MOONEY, a. R. TAMS et a. R. ENNOS : Understanding and Reducing Lodging in Cereals. *Advances in Agronomy*, 84:217–271, 2004. ISSN 00652113.
- [14] B BHUSHAN : Biomimetics : lessons from nature - an overview. *Philosophical Transactions of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 367(1893):1445–1486, 2009. ISSN 1364-503X.
- [15] Robert D. BLEVINS : *Flow-induced vibration*. Van Nostrand Reinhold Co., New York, 1977. ISBN 0-442-20828-6.
- [16] Gudrun BORNETTE et Sara PUIJALON : Response of aquatic plants to abiotic factors : A review. *Aquatic Sciences*, 73(1):1–14, 2011. ISSN 10151621.
- [17] Y. BRUNET, J. J. FINNIGAN et M. R. RAUPACH : A wind tunnel study of air flow in waving wheat : single-point velocity statistics. *Boundary-Layer Meteorology*, (1978):95–132.
- [18] S M CAMERON, V I NIKORA, I ALBAYRAK, O MILER, M STEWART et F SINISCALCHI : Interactions between aquatic plants and turbulent flow : a field study using stereoscopic PIV. *Journal of Fluid Mechanics*, 732:345–372, 2013. ISSN 0022-1120.
- [19] Luca CAVALLARO, Carlo LO RE, Giovanni PARATORE, Antonino VIVIANO et Enrico FOTI : Response of *Posidonia oceanica* to wave motion in shallow-waters - Preliminary experimental results, 2011. ISSN 0589-087X.
- [20] Hubert CHANSON : *The Hydraulics of Open Channel Flow*. Butterworth-Heinemann, 2004. ISBN 0750659785.
- [21] F. CHARRU : *Instabilités hydrodynamiques*. EDP Sciences, CNRS éditions, 2012. ISBN 978-2-86883-985-5.
- [22] Hugo COOPS, Noël GEILEN, Henk J. VERHEIJ, René BOETERS et Gerard van der VELDE : Interactions between waves, bank erosion and emergent vegetation : an experimental study in a wave tank. *Aquatic Botany*, (3-4):187–198, apr . ISSN 03043770.

- [23] Véronique CUCCHI, Céline MEREDIEU, Alexia STOKES, Stéphane BERTHIER, Didier BERT, Mohamed NAJAR, Alain DENIS et Roland LASTENNET : Root anchorage of inner and edge trees in stands of Maritime pine (*Pinus pinaster* Ait.) growing in different podzolic soil conditions. *Trees*, 18(4):460–466, 2004. ISSN 0931-1890.
- [24] E. de LANGRE : Effects of Wind on Plants. *Annual Review of Fluid Mechanics*, (1):141–168, jan . ISSN 0066-4189.
- [25] MW DENNY et B COWEN : Flow and flexibility. II. The roles of size and shape in determining wave forces on the bull kelp *Nereocystis luetkeana*. *Journal of experimental biology*, (24):3165–3183.
- [26] MW DENNY et Brian GAYLORD : The menace of momentum : dynamic forces on flexible organisms. *Limnology and Oceanography*, (5):955–968.
- [27] J. T. DIJKSTRA et R. E. UITTENBOGAARD : Modeling the interaction between flow and highly flexible aquatic vegetation. *Water Resources Research*, (12), dec . ISSN 00431397.
- [28] O. DOARÉ, B. MOULIA et E. de LANGRE : Effect of Plant Interaction on Wind-Induced Crop Motion. *Journal of Biomechanical Engineering*, (2):146–151. ISSN 0148-0731.
- [29] Olivier DOARÉ et Sébastien MICHELIN : Piezoelectric coupling in energy-harvesting fluttering flexible plates : Linear stability analysis and conversion efficiency. *Journal of Fluids and Structures*, 27(8):1357–1375, 2011. ISSN 08899746.
- [30] H. E. DREGNE : Desertification of arid lands. In F. EL-BAZ et M. H. A. HASSAN, éditeurs : *Physics of desertification*. Dordrecht, The Netherlands, 1986.
- [31] S. DUPONT, Frédéric P. GOSSELIN, Charlotte PY, E. DE LANGRE, P. HEMON et Yves BRUNET : Modelling waving crops using large-eddy simulation : comparison with experiments and a linear stability analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 5–44, apr . ISSN 0022-1120.
- [32] Orencio DURÁN et Hans J. HERRMANN : Vegetation against dune mobility. *Physical Review Letters*, 97(18):1–4, 2006. ISSN 00319007.
- [33] Jens ELGETI et Gerhard GOMPPER : Emergence of metachronal waves in cilia arrays. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, (12): 4470–5. ISSN 1091-6490.
- [34] AR ENNOS : The aerodynamics and hydrodynamics of plants. *Journal of Experimental Biology*, pages 3281–3284.

- [35] J. J. FINNIGAN : Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, pages 519–571, .
- [36] J. J. FINNIGAN : Turbulence in waving wheat : I. Mean Statistics and Honami. *Boundary-Layer Meteorology*, pages 181–211, .
- [37] J. J. FINNIGAN : Turbulence in Waving Wheat : II. Structure of Momentum Transfer. *Boundary-Layer Meteorology*, 16(3):213–236, 1979. ISSN 15731472.
- [38] J. J. FINNIGAN et P. J. MULHEARN : Modelling waving crops in a wind tunnel. *Boundary-Layer Meteorology*, 14(2):253–277, 1978. ISSN 00068314.
- [39] Andrew M. FOLKARD : Flow regimes in gaps within stands of flexible vegetation : laboratory flume simulations. *Environmental Fluid Mechanics*, (3):289–306, oct . ISSN 1567-7419.
- [40] Andrew M. FOLKARD : Hydrodynamics of model *Posidonia oceanica* patches in shallow water. *Limnology and Oceanography*, (5):1592–1600, . ISSN 00243590.
- [41] Mark S. FONSECA et W. Judson KENWORTHY : Effects of current on photosynthesis and distribution of seagrasses. *Aquatic Botany*, 27(1):59–78, 1987. ISSN 03043770.
- [42] Ms FONSECA et Js FISHER : A comparison of canopy friction and sediment movement between four species of seagrass with reference to their ecology and restoration. *Marine Ecology Progress Series*, 29:15–22, 1986. ISSN 0171-8630.
- [43] Barry GARDINER, Peter BERRY et Bruno MOULIA : Review : Wind impacts on plant growth, mechanics and damage. *Plant Science*, pages 94—118. ISSN 01689452.
- [44] Brian GAYLORD et MW DENNY : Flow and flexibility. I. Effects of size, shape and stiffness in determining wave forces on the stipitate kelps *Eisenia arborea* and *Pterygophora californica*. *Journal of Experimental Biology*, (24):3141–3164.
- [45] M. GHISALBERTI : The three-dimensionality of obstructed shear flows. *Environmental Fluid Mechanics*, (3):329–343, dec . ISSN 1567-7419.
- [46] M. GHISALBERTI et H. M. NEPF : Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows. *Journal of Geophysical Research*, .
- [47] M. GHISALBERTI et H. M. NEPF : The limited growth of vegetated shear layers. *Water Resources Research*, (7):n/a–n/a, jul . ISSN 00431397.
- [48] M. GHISALBERTI et Heidi NEPF : The structure of the shear layer in flows over rigid and flexible canopies. *Environmental Fluid Mechanics*, 6(3):277–301, 2006. ISSN 15677419.

- [49] H. GLAUERT : Wind Tunnel Interference on Wings, Bodies and Airscrews. *Aeronautical Research Committee*, (1566):1–52, 1933.
- [50] Frédéric P. GOSSELIN et E. de LANGRE : Destabilising effects of plant flexibility in air and aquatic vegetation canopy flows. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, (2):271–282, mar . ISSN 09977546.
- [51] Frédéric P. GOSSELIN et E. de LANGRE : Drag reduction by reconfiguration of a poroelastic system. *Journal of Fluids and Structures*, (7):1111–1123, oct . ISSN 08899746.
- [52] Frédéric P. GOSSELIN, E. de LANGRE et Bruno a. MACHADO-ALMEIDA : Drag reduction of flexible plates by reconfiguration. *Journal of Fluid Mechanics*, page 319, mar . ISSN 0022-1120.
- [53] Raymond E. GRIZZLE, Frederick T. SHORT, Carter R. NEWELL, Heidi HOVEN et Linda KINDBLOM : Hydrodynamically induced synchronous waving of seagrasses : 'Monami' and its possible effects on larval mussel settlement. *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, 206(1-2):165–177, 1996. ISSN 00220981.
- [54] S GUERON, K LEVIT-GUREVICH, N LIRON et J J BLUM : Cilia internal mechanism and metachronal coordination as the result of hydrodynamical coupling. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 94(12):6001–6006, 1997. ISSN 00278424.
- [55] Boris GUIRAO et Jean-François JOANNY : Spontaneous creation of macroscopic flow and metachronal waves in an array of cilia. *Biophysical journal*, 92(6):1900–1917, 2007. ISSN 00063495.
- [56] E. GUYON, J.-P. HULIN et L. PETIT : *Hydrodynamique Physique*. EDP Sciences, CNRS éditions, 2001.
- [57] Sylvia Mary HASLAM : *River plants : the macrophytic vegetation of watercourses*. CUP Archive, 1978.
- [58] Jeanette HUSSONG, Wim-Paul BREUGEM et Jerry WESTERWEEL : A continuum model for flow induced by metachronal coordination between beating cilia. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 137–162, aug . ISSN 0022-1120.
- [59] Syunsuke IKEDA et Minoru KANAZAWA : Three-Dimensional Organized Vortices above Flexible Water Plants. *Journal of Hydraulic Engineering*, 122:634–640, 1996. ISSN 0733-9429.

- [60] Eduardo INFANTES, A. ORFILA, G. SIMARRO, J. TERRADOS, M. LUHAR et H. M. NEPF : Effect of a seagrass (*Posidonia oceanica*) meadow on wave propagation. *Marine Ecology Progress Series*, 456:63–72, 2012. ISSN 01718630.
- [61] E INOUE : Studies of the phenomena of waving plants ("honami") caused by wind. Part 1 : Mechanism and characteristics of waving plants phenomena. *J. Agric. Meteorol. (Japan)*, 11:18–22, 1955.
- [62] George A. JACKSON et Clinton D. WINANT : Effect of a kelp forest on coastal currents. *Continental Shelf Research*, 2(1):75–80, 1983. ISSN 02784343.
- [63] J JÄRVELÄ : Flow resistance of flexible and stiff vegetation : a flume study with natural plants. *Journal of Hydrology*, pages 44–54.
- [64] J JÄRVELÄ, Jochen ABERLE et A DITTRICH : Flow-vegetation-sediment interaction : Research challenges. *River Flow 2006*, pages 2017–2026, 2006.
- [65] GH KEULEGAN et LH CARPENTER : Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid. *National Bureau of Standards*, 60(5):423–440, 1958. ISSN 0091-0635.
- [66] N KOUWEN et TE UNNY : Flexible roughness in open channels. *Journal of the Hydraulics Division*, pages 713–728.
- [67] N. KOUWEN, T.E. UNNY et H.M. HILL : Flow Retardance in Vegetated Channels. *Journal of the Irrigation and Drainage Division*, 95(2):329–342, 1969. ISSN 0044-7978.
- [68] Horace LAMB : *Hydrodynamics*. Cambridge University Press, 1932.
- [69] C. LE BOUTELLER et J. G. VENDITTI : Sediment transport and shear stress partitioning in a vegetated flow. *Water Resources Research*, 51, 2015. ISSN 19447973.
- [70] Tristan LECLERCQ et E. de LANGRE : Drag reduction by elastic reconfiguration of non-uniform beams in non-uniform flows. *Journal of Fluids and Structures*, pages 114–129. ISSN 08899746.
- [71] C.W. LI et J.F. XIE : Numerical modeling of free surface flow over submerged and highly flexible vegetation. *Advances in Water Resources*, (4):468–477, apr . ISSN 03091708.
- [72] Bastian LÖHRER, Pierre VALIORGUE, Hamda BEN HADID, Jochen FRÖHLICH et Delphine DOPPLER : Pressure measurements using Particle Image Velocimetry in the vicinity of a flexible moving structure. In *11th International Symposium on Particle Image Velocimetry - PIV15*, 2015.

- [73] Ryan J. LOWE, James L. FALTER, Jeffrey R. KOSEFF, Stephen G. MONISMITH et Marlin J. ATKINSON : Spectral wave flow attenuation within submerged canopies : Implications for wave energy dissipation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 112(5):1–14, 2007. ISSN 21699291.
- [74] M. LUHAR, Sylvain COUTU, Eduardo INFANTES, Samantha FOX et H. M. NEPF : Wave-induced velocities inside a model seagrass bed. *Journal of Geophysical Research*, (C12): C12005, dec . ISSN 0148-0227.
- [75] M. LUHAR et H. M. NEPF : Flow-induced reconfiguration of buoyant and flexible aquatic vegetation. *Limnology and Oceanography*, (6):2003–2017, . ISSN 00243590.
- [76] M. LUHAR et H. M. NEPF : Wave-induced dynamics of flexible blades. *Journal of Fluids and Structures*, pages 20–41, . ISSN 08899746.
- [77] Sean R MADIN, JOSHUA S AND CONNOLLY : Ecological consequences of major hydrodynamic disturbances on coral reefs. *Nature*, 444(7118):477—480, 2006.
- [78] László MAJOR et Szabolcs TÓTH : The Unimodality Conjecture for cubical polytopes. page 6.
- [79] E MANCA, V STRATIGAKI et P PRINOS : Large scale experiments on spectral wave propagation over *Posidonia oceanica* seagrass. *Proc. of 6th International Symposium on Environmental Hydraulics*, 1:463–469, 2010.
- [80] B. MARCOLLA, a. PITACCO et a. CESCATTI : Canopy architecture and turbulence structure in a coniferous forest. *Boundary-Layer Meteorology*, 108(1):39–59, 2003. ISSN 00068314.
- [81] Stanisław Ryszard MASSEL : *Fluid Mechanics for Marine Ecologists*. Springer Science, 2012. ISBN 978-3-642-64305-7.
- [82] Maria MAZA, Javier L. LARA et Iñigo J. LOSADA : A coupled model of submerged vegetation under oscillatory flow using Navier-Stokes equations. *Coastal Engineering*, pages 16–34. ISSN 03783839.
- [83] Fernando J. MENDEZ et Iñigo J. LOSADA : An empirical model to estimate the propagation of random breaking and nonbreaking waves over vegetation fields. *Coastal Engineering*, (2):103–118, apr . ISSN 03783839.
- [84] Sébastien MICHELIN et Olivier DOARÉ : Energy harvesting efficiency of piezoelectric flags in axial flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 714:489–504, 2013. ISSN 0022-1120.

- [85] Emmanuel MIGNOT, Wei CAI, Gaby LAUNAY, Nicolas RIVIERE et Cristina ESCAU-
RIAZA : Coherent turbulent structures at the mixing-interface of a square open-channel
lateral cavity. *Physics of Fluids*, (4). ISSN 10897666.
- [86] J.R. MORISON, J.W. JOHNSON et S.a. SCHAAF : The Force Exerted by Surface Waves
on Piles. *Journal of Petroleum Technology*, 2(5):149–154, 1950. ISSN 0149-2136.
- [87] H M MORRIS : Flow in Rough Conduits. *Transactions of the American Society of Civil
Engineers*, 120:373–398, 1955.
- [88] Julia C. MULLARNEY et Stephen M. HENDERSON : Wave-forced motion of submerged
single-stem vegetation. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 115(12):1–14, 2010.
ISSN 21699291.
- [89] R NATHAN, GG G KATUL, HS S HORN, SM M THOMAS, R OREN, R AVISSAR, S W
PACALA et S A LEVIN : Mechanisms of long-distance dispersal of seeds by wind. *Nature*,
(July):409–413. ISSN 0028-0836.
- [90] H. M. NEPF : Drag, turbulence, and diffusion in flow through emergent vegetation. *Water
resources research*, (2):479–489, .
- [91] H. M. NEPF : Flow and Transport in Regions with Aquatic Vegetation. *Annual Review
of Fluid Mechanics*, (1):123–142, jan . ISSN 0066-4189.
- [92] H. M. NEPF : Hydrodynamics of vegetated channels. *Journal of Hydraulic Research*,
(3):262–279, jun . ISSN 0022-1686.
- [93] H. M. NEPF et E. R. VIVONI : Flow structure in depth-limited, vegetated flow. *Journal
of Geophysical Research*, (C12):28,547–28,557. ISSN 0148-0227.
- [94] U. NEUMEIER : Velocity and turbulence variations at the edge of saltmarshes. *Conti-
nental Shelf Research*, (8):1046–1059, may . ISSN 02784343.
- [95] V. NIKORA : Hydrodynamics of aquatic ecosystems : an interface between ecology,
biomechanics and environmental fluid mechanics. *River research and applications*, (4):
367—384. ISSN <null>.
- [96] Taka-Aki OKAMOTO et Iehisa NEZU : Flow resistance law in open-channel flows with
rigid and flexible vegetation. *River Flow 2010*, pages 261–268, .
- [97] Taka-Aki OKAMOTO et Iehisa NEZU : Spatial evolution of coherent motions in finite-
length vegetation patch flow. *Environmental Fluid Mechanics*, (5):417–434, mar . ISSN
1567-7419.

- [98] Taka-Aki OKAMOTO et Iehisa NEZU : Turbulence structure and “Monami” phenomena in flexible vegetated open-channel flows. *Journal of Hydraulic Research*, (6):798–810, nov . ISSN 0022-1686.
- [99] T. R. OKE : Street design and urban canopy layer climate. *Energy and Buildings*, 11 (1-3):103–113, 1988. ISSN 03787788.
- [100] Thibault OUDART et Philippe LARROUDÉ : SPH model to simulate movement of grass meadow of *Posidonia* under waves. *Proceedings of 33rd International Conference on Coastal Engineering*, pages 802–813.
- [101] Charles H PETERSON, Richard A LUETTICH, Fiorenza MICHELI et Gregory A SKILLITER : Attenuation of water flow inside seagrass canopies of differing structure. *Marine Ecology Progress Series*, 268:81–92, 2004.
- [102] Davide POGGI, Claudia KRUG et Gabriel G. KATUL : Hydraulic resistance of submerged rigid vegetation derived from first-order closure models. *Water Resources Research*, (10):n/a–n/a, oct . ISSN 00431397.
- [103] Davide POGGI, A. PORPORATO, L. RIDOLFI, J. D. ALBERTSON et G. G. KATUL : The effect of vegetation density on canopy sub-layer turbulence. *Boundary-Layer Meteorology*, 111:565–587, 2004. ISSN 00068314.
- [104] Alexandre PONOMARENKO : *Écoulements critiques et plantes*. Thèse de doctorat, 2012.
- [105] Charlotte PY, E. de LANGRE et Bruno MOULIA : A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies. *Journal of Fluid Mechanics*, page 425, nov . ISSN 0022-1120.
- [106] Charlotte PY, E. de LANGRE, Bruno MOULIA et Pascal HÉMON : Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images. *Agricultural and Forest Meteorology*, (3-4):223–236, jun . ISSN 01681923.
- [107] M. R. RAUPACH, J. J. FINNIGAN et Y. BRUNET : Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology*, pages 351–382.
- [108] W O REE et V J PALMER : *Flow of water in channels protected by vegetative linings*. ISBN Technical Bulletin 967.
- [109] Mark RUDNICKI, Stephen J MITCHELL et Michael D NOVAK : Wind tunnel measurements of crown streamlining and drag relationships for three conifer species. *Canadian Journal of Forest Research*, (3):666–676, mar . ISSN 0045-5067.

- [110] Clément SANCHEZ, Hervé ARRIBART et Marie Madeleine Giraud GUILLE : Biomimetism and bioinspiration as tools for the design of innovative materials and systems. *Nature materials*, 4(4):277–288, 2005. ISSN 1476-1122.
- [111] Kaj SAND-JENSEN : Drag and reconfiguration of freshwater macrophytes. *Freshwater Biology*, 48(2):271–283, 2003.
- [112] Lionel SCHOUVEILER et Arezki BOUDAUD : The rolling up of sheets in a steady flow. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 71–80, sep . ISSN 0022-1120.
- [113] Ravi SINGH, M. M. BANDI, Amala MAHADEVAN et Shreyas MANDRE : Linear stability analysis for monami in a submerged seagrass bed. *Journal of Fluid Mechanics*, page R1. ISSN 0022-1120.
- [114] Fabio SINISCALCHI et Vladimir NIKORA : Dynamic reconfiguration of aquatic plants and its interrelations with upstream turbulence and drag forces. *Journal of Hydraulic Research*, (1):46–55. ISSN 0022-1686.
- [115] Olga SPECK et Hanns-Christof SPATZ : Damped oscillations of the giant reed *Arundo donax* (Poaceae). *American Journal of Botany*, 91(6):789–796, 2004.
- [116] Ursula STEPHAN et Dieter GUTKNECHT : Hydraulic resistance of submerged flexible vegetation. *Journal of Hydrology*, 269(1-2):27–43, 2002. ISSN 00221694.
- [117] Alexander N. SUKHODOLOV et Tatiana A. SUKHODOLOVA : Vegetated mixing layer around a finite-size patch of submerged plants : Part 2. Turbulence statistics and structures. *Water Resources Research*, (12):n/a–n/a, dec . ISSN 00431397.
- [118] D M TEMPLE : Design of grass-lined open channels. *Transaction of the ASAE*, 26:1064–1069, 1983.
- [119] D. M. TEMPLE, K. M. ROBISON et R. M. AHRING : Stability design of grass-lined open channels. *Agriculture handbook / US Department of Agriculture*, 667, 1987.
- [120] Darrel M. TEMPLE : Velocity Distribution Coefficients for Grass-Lined Channels. *Journal of Hydraulic Engineering*, (3):193–205. ISSN 0733-9429.
- [121] A S THOM : Momentum absorption by vegetation. *Quarterly journal of the Royal Meteorological Society*, 97:414–428, 1971. ISSN 00359009.
- [122] David VELASCO, Allen BATEMAN, Jose M. REDONDO et Vicente DEMEDINA : An Open Channel Flow Experimental and Theoretical Study of Resistance and Turbulent

- Characterization over Flexible Vegetated Linings. *Flow, Turbulence and Combustion (formerly Applied Scientific Research)*, (1-4):69–88. ISSN 1386-6184.
- [123] Steven VOGEL : Drag and reconfiguration of broad leaves in high winds. *Journal of Experimental Botany*, (217):941–948.
- [124] Steven VOGEL : Drag and flexibility in sessile organisms. *American Zoologist*, 24(1):37–44, 1984.
- [125] Steven VOGEL : *Life in moving fluids : the physical biology of flow*. Princeton University Press, 1994.
- [126] Stephan VOLLSINGER, Stephen J MITCHELL, Kenneth E BYRNE, Michael D NOVAK et Mark RUDNICKI : Wind tunnel measurements of crown streamlining and drag relationships for several hardwood species. *Canadian Journal of Forest Research*, (5):1238–1249, may . ISSN 0045-5067.
- [127] Vincent A. WEBB et Mark RUDNICKI : A linear analysis of the interaction between the atmosphere and an underlying compliant plant canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, 133(1):93–111, 2009. ISSN 00068314.
- [128] Brian L. WHITE et H. M. NEPF : Shear instability and coherent structures in shallow flow adjacent to a porous layer. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 1–32, nov . ISSN 0022-1120.
- [129] WIKIPÉDIA : Canopée — Wikipédia, l'encyclopédie libre, 2015.
- [130] RA WOODING, EF BRADLEY et JK MARSHALL : Drag due to regular arrays of roughness elements of varying geometry. *Boundary-Layer Meteorology*, pages 285–308.
- [131] FC WU, HW SHEN et YJ CHOU : Variation of roughness coefficients for unsubmerged and submerged vegetation. *Journal of Hydraulic Engineering*, (9):934–942.
- [132] Robert B. ZELLER, Joel S. WEITZMAN, Morgan E. ABBETT, Francisco J. ZARAMA, Oliver B. FRINGER et Jeffrey R. KOSEFF : Improved parameterization of seagrass blade dynamics and wave attenuation based on numerical and laboratory experiments. *Journal Limnology and Oceanography*, 59(1):251–266, 2014. ISSN 00243590.
- [133] Cheng ZENG et Chi Wai LI : Measurements and modeling of open-channel flows with finite semi-rigid vegetation patches. *Environmental Fluid Mechanics*, (1):113–134. ISSN 15677419.