

École Polytechnique
Laboratoire d'Hydrodynamique

Thèse présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE
Spécialité : Mécanique

par

Charlotte PY

Couplage entre la dynamique du vent et le mouvement d'un couvert végétal

soutenue le 9 novembre 2005 devant le jury composé de :

M. Alain Combescure	Rapporteur	LaMCoS, INSA Lyon
M. Stéphane Le Dizès	Rapporteur	IRPHE, Université de Marseille
M. Yves Brunet	Président	EPHYSE, INRA Villenave-d'Ornon
M. Nigel Peake	Examineur	DAMTP, University of Cambridge, UK
M. Bruno Moulia	Co-encadrant	PIAF, INRA Clermont-Ferrand
M. Emmanuel de Langre	Directeur de thèse	LadHyX, Ecole Polytechnique

Résumé

Les fluctuations dominantes du vent au-dessus des couverts végétaux sont régies par une instabilité de type couche de mélange (ou Kelvin-Helmholtz), liée à l'inflexion du profil de vent moyen au niveau du sommet du couvert. La thèse porte sur l'analyse du couplage entre la dynamique du vent et l'ondulation des cultures sous le vent.

Une technique expérimentale innovante a été développée pour mesurer, sur site et de manière non-intrusive, le mouvement global d'une culture. Le mouvement d'un champ de blé ou de luzerne est filmé en présence de vent. Puis, par une analyse de corrélation entre images, fondée sur des algorithmes de PIV (Particle Image Velocimetry), on en déduit le champ de vitesse bi-dimensionnel spatio-temporel de la surface du couvert végétal. La partie cohérente du mouvement est ensuite extraite à l'aide d'une décomposition bi-orthogonale du champ de vitesse. On montre que les propriétés spatiales et temporelles correspondantes ne peuvent s'expliquer à l'aide du modèle de la couche de mélange du vent, qui constitue l'approche la plus courante dans ce contexte. En particulier, on démontre le rôle de la dynamique des plantes, à travers leur fréquence propre, dans la sélection de fréquence et de longueur d'onde du mouvement cohérent du couvert végétal.

Un modèle couplé, dans lequel les fluctuations du vent et le mouvement du couvert végétal interagissent à travers un terme de traînée est ensuite proposé. Une analyse de stabilité linéaire permet de mettre en évidence un mécanisme d'accrochage, par lequel la fréquence de l'instabilité dévie de la loi de Kelvin-Helmholtz et s'accroche sur la fréquence propre des plantes. Ce résultat est ensuite comparé avec les données expérimentales des mesures sur site, et un bon accord qualitatif et quantitatif est obtenu avec le comportement des longueurs d'onde et fréquences de l'ondulation des cultures.

Abstract

Wind fluctuations over plant canopies are governed by a mixing layer (or Kelvin-Helmholtz) type instability, linked to the inflection of the mean wind profile at the top of the canopy. Here the coupling between wind dynamics and the waving of crop canopies under wind is explored.

A new experimental technique is developed for on-site measurements of the spatio-temporal motion of a crop canopy. The wind-induced motion of wheat or alfalfa canopies is video-recorded. An image correlation technique, based on PIV algorithms (Particle Image Velocimetry), then allows to derive the bi-dimensional spatio-temporal velocity field of the canopy surface. The coherent part of the motion is extracted by a bi-orthogonal decomposition of the velocity field. It is shown that the corresponding space and time features cannot be explained using predictions from the mixing layer analogy of wind above canopies, which is the most common model in this environment. We demonstrate that the plants dynamics, via their natural vibration frequency, plays an important role in the frequency and wavelength selection for the coherent motion of the canopy.

A fully-coupled model, where wind fluctuations and canopy motion interact through a drag term, is then proposed. A linear stability analysis allows to demonstrate a lock-in mechanism, whereby the frequency of the instability deviates from the Kelvin-Helmholtz law and locks on the natural frequency of the plants. This finding is then compared to the experimental results from on-site measurements, and good agreement, in both frequency and wavelength of the propagating patterns observed on the canopy surface, is shown.

Merci !

Tout d'abord, comment exprimer ma profonde gratitude envers Emmanuel de Langre qui m'a si formidablement encadré, soutenu et éclairé de ses lumières pendant ces trois années ? L'encadrement de thèse par Emmanuel consiste en un savant dosage entre une bonne touche de liberté (qui m'a permis de vraiment m'approprier mon sujet et de suivre mes propres choix), un cadre solide et rassurant évitant une trop grande dispersion, ainsi qu'une disponibilité à toute épreuve (toujours prêt à répondre aux interrogations de tout genre, même à 5000km de distance la dernière année, Emmanuel est sans doute aussi le directeur de thèse qui corrige le plus rapidement tout papier ou calcul qu'on lui soumet !). Quelques messages d'Emmanuel, si justes, resteront gravés dans ma mémoire : "un tiens vaut mieux que deux tu l'auras" et "la rédaction d'un article, c'est comme la cuisson des champignons". Je salue aussi la formidable intuition d'Emmanuel et la justesse de ses conseils qui tombent toujours à point nommé. Enfin, un grand merci de m'avoir lancé sur ce sujet plus qu'exotique et dont je me suis régalée !

Je remercie aussi très sincèrement Bruno Moulia sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est. Bruno m'a non seulement livré tous les secrets de nos amies les plantes, enseigné son art d'expérimentateur, expliqué les enjeux de la biomécanique végétale, converti (euh... presque converti !) aux statistiques, mais il a également toujours répondu présent pour discuter et réfléchir avec moi de tous les aspects de ma thèse. Merci d'avoir toujours été à l'écoute, de m'avoir encouragé et poussé à prendre mon envol. Je garderai un souvenir incroyable de nos manips en champs, avec des conditions météorologiques assez épiques (parfois pas assez de vent, parfois trop, de la pluie, et de la grêle !) mais grâce à Bruno toujours avec humour et bonne humeur !

Et merci à tous les deux d'avoir cru en moi !

Un grand merci également à Pascal Hémon, pilier de la section BOD de cette thèse, pour m'avoir nourri de ses judicieux conseils d'expérimentateur et enseigné toutes les bases du traitement du signal. Ton aide m'a été extrêmement précieuse !

Merci beaucoup à Patrick Huerre et Jean-Marc Chomaz de m'avoir accueilli dans la grande famille LadHyX, ce lieu dynamique, motivant et chaleureux. Il y a des moments difficiles dans toute thèse (que les thésards suivants le sachent !) et c'est un réconfort énorme d'être entourée de gens qui vous soutiennent, vous encouragent, offrent des éclaircissements à vos ques-

tions les plus obscures, ou tout simplement apportent un peu de légèreté et d'humour. Merci pour cela à tous les membres du LadHyX, ces trois années passées en votre compagnie ont été vraiment géniales. Tour à tour scientifiques, politiques, philosophiques, métaphysiques... ou aussi beaucoup moins sérieuses que tout cela (!), les discussions café du ladhyx resteront pour moi mémorables et contribuent tellement à l'ambiance unique de ce labo. C'est une chance inestimable de faire sa thèse dans un labo où toutes les portes sont ouvertes, et où questions et discussions sont toujours les bienvenues : merci à tous ceux qui m'ont offert un peu de leur temps et de leur savoir : Pascal, Carlo, Jean-Marc, Patrick, Charles, Sabine, Paul B, Paul M, Antoine et Peter. Merci à tous mes compagnons de thèse, qui ont égayé ces années et avec qui j'ai passé de très bon moments : Matteo, Pantxika, Ramiro, François, Anne-Virginie, Maher, Cécile, Cédric, Lutz, Alan, Claire et Axel. Merci à Thérèse et Christiane, toujours attentionnées et prêtes à donner un coup de main. Merci à Tonio pour son aide lors d'une journée mémorable de mesures dans les champs. Je veux aussi saluer la patience et la gentillesse de Dany qui m'a bien des fois sauvé des pires bugs informatiques ou des caprices inexplicables de mon portable pendant les mois cruciaux de rédaction. Je tiens à saluer l'enthousiasme sans faille de Carlo, qui m'a si souvent remotivé et redonné confiance quand j'en avais besoin. Merci aussi à Sabine de m'avoir offert la chance d'enseigner à l'ENSTA pendant les trois années de ma thèse, et de m'avoir montré qu'on pouvait être tout à la fois une chercheuse motivée, une enseignante dévouée, une maman aimante et une femme !

Je tiens également à remercier tous les membres de l'Unité d'Ecophysiologie des Plantes Fourragères de l'INRA à Lusignan, où se sont déroulées mes manip, pour m'avoir si chaleureusement accueilli et m'avoir offert leur soutien technique et logistique. En particulier un grand merci à Didier Combes et Christophe de Berranger sans qui les mesures de terrain n'auraient pas été possibles. Merci aussi Didier pour toutes les discussions que nous avons eues ensemble, pour tes conseils et ton aide, et pour ton accueil si gentil au sein de ta famille !

Je remercie Yves Brunet d'avoir été Président de mon jury, mais aussi et surtout pour sa participation aux réunions de comité de thèse qui ont rythmé mes trois années de thèse. Ces réunions bilan m'ont permis de faire le point régulièrement et de prendre du recul, et les conseils d'Yves et ses éclaircissements sur la couche de mélange du vent m'ont toujours été extrêmement bénéfiques.

Merci à Olivier Doaré d'avoir si habilement défriché le terrain

”biomécanique végétale” avant mon arrivée, m’offrant ainsi un terreau fertile, et merci d’avoir lancé l’idée géniale de tenter de la PIV sur les couverts végétaux.

Je suis très reconnaissante à Stéphane Le Dizès et Alain Combescure pour leur travail de rapporteur et l’intérêt qu’ils ont porté à mon travail. Merci également à Alain Combescure d’avoir été en quelque sorte à l’origine de cette histoire, en m’orientant vers Emmanuel quand je cherchais une thèse.

Ma thèse a été financée par une Bourse Internationale Gaspard Monge de l’Ecole Polytechnique : un grand merci à l’Ecole Doctorale de l’X pour ce soutien.

I would like to thank Nigel Peake for welcoming me at DAMTP in the University of Cambridge for two months during my PhD, for his help in the asymptotic analysis of my model, and for taking part in my jury. During this stay in England I have had the opportunity to discuss my work with many persons and this has been extremely enriching. In particular I would like to thank Barry Gardiner for inviting me at the Forestry Commission in Edinburgh and for all the explanations he gave me about his work.

Last but not least, I would like to express my deepest gratitude to John Finnigan. Discussing my work with John Finnigan gave me a new insight into the waving of crops under wind and lead me on one of the most interesting path of my thesis.

Tout le reste de mes remerciements et de mon amour vont à Pierre sans qui tout cela n’aurait jamais été possible...

à Pierre, et à Virginie,

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Mouvements des plantes sous le vent	3
1.1.1	Problématiques associées aux mouvements des plantes . . .	3
1.1.2	Etudes existantes sur le comportement mécanique des plantes	6
1.2	Le vent au dessus des couverts végétaux	10
1.2.1	Principales caractéristiques	10
1.2.2	Analogie avec le modèle de couche de mélange	14
1.3	Problématique de la thèse	21
2	Mesure des mouvements induits par le vent sur les cultures	23
2.1	Problématique	23
2.2	Technique expérimentale	24
2.2.1	Acquisition des données	24
2.2.2	Redressement des images	25
2.2.3	Mesure du mouvement par corrélation entre images	27
2.2.4	Décomposition Bi-Orthogonale du champ vitesse	32
2.2.5	Discussion sur la technique expérimentale	41
2.3	Caractéristiques mécaniques des plantes formant le couvert végétal	43
2.4	Mouvements induits par le vent sur les cultures : résultats expérimentaux	45
2.4.1	Amplitude du mouvement	45
2.4.2	Propriétés des ondes formées par le mouvement du couvert	46
2.5	Discussion	50
3	Modèle couplant la dynamique du vent et le mouvement du cou- vert végétal	53
3.1	Présentation du modèle couplé	53
3.1.1	Modèle du couvert végétal	53
3.1.2	Modèle du vent	55
3.1.3	Equations couplées linéarisées	56
3.1.4	Relation de dispersion	57
3.2	Paramètres du modèle	57
3.3	Analyse de stabilité temporelle	59

3.3.1	Nature de l'instabilité	59
3.3.2	Effet du couplage	63
3.4	Influence des propriétés du couvert sur l'instabilité couplée	64
3.4.1	Effet de la fréquence du couvert : un mécanisme d'accrochage	64
3.4.2	Robustesse du mécanisme d'accrochage	67
3.5	Modèle élémentaire d'accrochage	70
3.6	Comportement en dehors de l'accrochage	73
3.6.1	Couvert rigide	73
3.6.2	Couvert souple	76
3.7	Conclusion	78
4	Comparaison entre expérience et modèle	79
4.1	Comparaison des propriétés spatiales et temporelles	79
4.2	Conséquences	82
4.3	Amplitudes	82
5	Conclusions et Perspectives	85
A	Redressement des images	95
A.1	Transformation géométrique due à la perspective	95
A.2	Mesure des paramètres de perspective sans utilisation de mires	97
B	Articles	99

Chapitre 1

Introduction

Nous nous intéressons dans cette thèse aux mouvements induits par le vent sur les plantes, et plus particulièrement au phénomène d'ondulation que l'on observe fréquemment sur les champs, illustré sur la Figure 1.1. Comme nous le verrons, la description et l'analyse de la dynamique des couverts végétaux en présence de vent est essentielle à l'étude de plusieurs problèmes en agronomie et biologie. On entend par couvert végétal un ensemble étendu de plantes assez homogènes, dont les feuillages sont proches ou s'interpénètrent, définissant ainsi une strate végétale relativement dense. A des échelles différentes, un gazon, un champ ou une forêt constitue chacun un couvert végétal.

L'étude du mouvement des plantes dû au vent constitue une application exotique des interactions fluide-structure. D'un point de vue mécanique, un couvert végétal peut être vu comme un milieu vibratoire poreux, aux propriétés peu communes. Ainsi, on peut s'attendre à ce que le vent à l'interface avec le couvert se comporte différemment qu'à la proximité de structures plus classiques. Les vagues qui se propagent à la surface des champs semblent au contraire dénoter une dynamique cohérente et bien organisée. On peut s'interroger sur le mécanisme à l'origine de telles ondes.

Dans ce chapitre, après avoir décrit les motivations à l'origine de l'étude du couplage entre le vent et le mouvement des plantes, nous donnons quelques éléments bibliographiques sur ce qui est connu du comportement des plantes sous le vent, et du vent au-dessus des couverts végétaux.



FIG. 1.1 – Champ de luzerne en présence de vent. Les reflets de lumière permettent de visualiser les ondes qui se propagent à la surface du couvert.

1.1 Mouvements des plantes sous le vent

1.1.1 Problématiques associées aux mouvements des plantes

L'étude des mouvements induits par le vent sur les plantes, qu'il s'agisse de plantes isolées ou en situation de couvert, est motivée par des problématiques de recherche importantes en agronomie et en biologie. Le problème majeur, également le plus connu, concerne l'endommagement des cultures par le vent. Ce phénomène est appelé la verse. Une autre motivation concerne l'étude de l'influence des contraintes mécaniques subies par les plantes sur leur croissance. Ces contraintes sont en fait essentiellement liées à l'action du vent. Cet effet, appelé la thigmomorphogénèse, constitue un domaine de recherche en plein essor. Enfin, la troisième application importante des mouvements des plantes sous le vent est leur rôle présumé dans le détachement et la dispersion de particules, de pollens par exemple. Nous abordons ci-dessous ces trois problématiques biologiques et finissons par des questions d'ordre plus théoriques liées au mouvement des plantes sous le vent.

La verse des cultures

Quand les mouvements induits par le vent sur les plantes sont très forts, ils peuvent mener à la verse de la culture, c'est-à-dire une inclinaison irréversible des tiges pouvant aller jusqu'à leur abattement sur le sol, voir Figure 1.2*. Malgré la sélection au cours des dernières décennies de variétés plus courtes et plus résistantes, et malgré l'emploi intensif de régulateurs de croissance, la verse mène encore à des pertes de rendements agricoles de 10 à 30% au niveau mondial (Farquhar *et al.*, 2000). A une autre échelle, rappelons également les ravages dramatiques sur les forêts lors de la tempête de 1999 en France. La verse se produit soit par rupture ou flambage localisé de la tige, soit par déracinement de la plante, et résulte d'une interaction complexe entre la dynamique du vent, l'éventuelle présence de pluie, les propriétés mécaniques de la plante et les caractéristiques du sol (Baker, 1995; Farquhar & Meyer-Phillips, 2001; Sterling *et al.*, 2003).

Les régulateurs de croissance utilisés par les agriculteurs pour limiter les risques de verse se révèlent extrêmement polluants. Leur interdiction a déjà été votée dans certains pays ou régions, notamment l'Autriche et la Wallonie, et il existe de fortes pressions pour l'extension de cette interdiction à toute l'Europe (Ambroise *et al.*, 1998). Sans l'emploi de ces produits, un champ de blé subit en moyenne 50% de verse et un champ d'orge jusqu'à 80% (Mouliat, 2005), d'où un regain d'intérêt important pour les problématiques liées à la verse. Si les études biomécaniques de la verse se sont jusqu'ici principalement concentrées sur

*Figure 1.2 : source des photos. Verse du blé : <http://www.oznet.ksu.edu/wheatwatch/lodging.htm>. Verse d'une bature : photo E. de Langre, Petite-Riviere-St-François, Canada, août 2005.



FIG. 1.2 – Verse d'un champ de blé, à gauche, et du foin de bature, à droite.

la résistance des tiges et des systèmes racinaires à un chargement donné, et l'impact sur cette résistance des différents facteurs géométriques et physiologiques, voir par exemple Farquhar & Meyer-Phillips (2001); Farquhar *et al.* (2002), il apparaît maintenant nécessaire de mieux comprendre les mouvements des cultures dûs au vent à l'origine de la verse (Berry *et al.*, 2003). Les motifs particuliers produits par la verse sur les champs (Figure 1.2) illustrent l'action de rafales de vent localisées qui induisent un mouvement cohérent intense de zones de champs jusqu'à leur rupture. Une description plus précise de ces mouvements cohérents et une meilleure compréhension de la dynamique des couverts végétaux sous le vent sont nécessaires pour améliorer les modèles de verse et envisager de nouvelles solutions.

La thigmomorphogénèse

La thigmomorphogénèse (du grec thigmo = toucher) est l'influence des sollicitations mécaniques sur la croissance et le développement des végétaux (Boyer, 1967; Jaffe, 1973). Comme l'ensemble des êtres vivants, les plantes perçoivent les déformations de leurs cellules résultant des sollicitations mécaniques qu'elles subissent -flexions, compressions, piqures, etc.- (Coutand & Moulia, 2000) et y répondent en réduisant leur croissance en hauteur au profit de leur croissance racinaire, et chez certaines espèces en stimulant leur croissance radiale. La réponse thigmomorphogénétique inclut également une modification de la composition et des propriétés mécaniques de la tige principale (Coutand, 1999). Il est par exemple connu que de jeunes arbres soutenus par des tuteurs, comme c'est souvent le cas en agglomération, poussent plus haut et ont un diamètre plus faible que les mêmes arbres libres de mouvements (Jacobs, 1954). De plus, il a été montré que des arbres, libérés de leur tuteur après deux années, n'étaient plus aptes à supporter les sollicitations mécaniques dues au vent et flambaient sous leur propre poids



FIG. 1.3 – Illustration de la thigmomorphogénèse : au centre de l'image, les plantes de luzerne ont poussé à travers deux grilles qui réduisent l'amplitude de leurs mouvements ; celles-ci poussent beaucoup plus haut que les plantes voisines libres d'osciller sous le vent (photo : Moulia & Combes (2004))

(Coutand (2005), voir Fig. 4 dans Fournier *et al.* (2005)).

Bien qu'on ait depuis longtemps décrit qualitativement l'influence des mouvements induits par le vent sur la croissance des arbres et sur l'adaptation à leur environnement (Crook & Ennos, 1996), l'importance des réponses thigmomorphogénétiques sur le plan agronomique n'a été montrée que très récemment (Moulia & Combes, 2004) comme l'illustre la Fig. 1.3 : dans un champ de luzerne, une parcelle de plantes ayant poussé à travers deux grilles, qui réduisent l'amplitude de leur mouvement, poussent 40% plus haut que les plantes voisines libres d'osciller avec le vent. Les mouvements induits par le vent sur les plantes de culture affectent non seulement leur croissance en hauteur, mais aussi leur production en biomasse aérienne (pour la luzerne, les feuilles, qui sont utilisées comme fourrage pour les animaux) et la composition en matériau ligneux (bois, non comestible) de la tige. Enfin, dans la gamme des vents modérés (< 30 km/h) on observe des gammes de réponse allant de 0 à 40% de réduction de la croissance en hauteur, en fonction des niveaux de vent subis pendant la période de croissance. Ainsi la réponse thigmomorphogénétique au vent est un phénomène important pour comprendre les variations de croissance d'une année sur l'autre. Or, pour quantifier les réponses thigmomorphogénétiques d'une culture, il est nécessaire de connaître les sollicitations perçues par les plantes en situation naturelle et donc leurs mouvements induits par le vent.

Dispersion des pollens

L'oscillation des plantes sous le vent favorise l'émission du pollen hors des anthères (petits sacs contenant le pollen) et donc sa dispersion par le vent (Niklas, 1992). De même, le mouvement des plantes peut aider à l'entraînement de particules fongiques ou pathogènes présentes sur les feuilles et donc contribuer à la contamination du couvert végétal. A un niveau plus local, le mouvement d'une feuille sous l'impact d'une goutte de pluie est susceptible de modifier le rebondissement de celle-ci, et donc d'affecter l'entraînement de spores et bactéries transportées dans les gouttes réémises (Madden, 1992; Saint-Jean *et al.*, 2004).

Avec l'essor des OGM et des craintes liées à la contamination de plantes sauvages par des cultures voisines génétiquement modifiées, le problème de la dispersion des pollens par l'action combinée du vent et de l'oscillation des plantes suscite un intérêt de plus en plus vif (Jarosz *et al.*, 2003; Aylor, 2005).

Autres phénomènes

L'ondulation des cultures sous le vent implique des phénomènes de vibrations sous écoulement et inspirent à ce titre des recherches fondamentales intéressantes en interactions fluide-structure. Une étude célèbre de Moon & Kuroda (2001) a porté sur le comportement vibratoire d'un réseau de tiges élastiques soumis à un écoulement transverse : une dynamique fortement non-linéaire et des mouvements chaotiques des tiges ont été observés. Également dans l'optique générale des couvert végétaux, Brücker & Smith (2005) s'intéressent aux interactions entre le mouvement de cylindres flexibles immergés dans un écoulement et la dynamique des sillages générés derrière ces cylindres.

1.1.2 Etudes existantes sur le comportement mécanique des plantes

On donne ici quelques éléments bibliographiques, non exhaustifs, sur le comportement mécanique des plantes et les mouvements liés au vent. Notons que la plupart des études biomécaniques existantes sur le mouvement des plantes s'intéressent au problème de la verse et donc à la prévision des contraintes subies par la tige et le système racinaire.

Une plante est généralement modélisée comme un oscillateur harmonique amorti et les mesures de mouvements de plantes confirment la pertinence de ce type d'approche, voir Figure 1.4(a), et entre autres Flesch & Grant (1992a); Baker (1995); Farquhar *et al.* (2000); Doaré *et al.* (2004). Dans ce type de modèles, la déformée de la tige est soit calculée à l'aide d'une approche de type poutre élastique (Baker, 1995), soit imposée en considérant un mode de vibration particulier, la plupart du temps le mode fondamental (Flesch & Grant, 1991). La rigidité en flexion de la plante prend en compte la raideur structurale de la tige

et un effet correcteur lié à la gravité (Farquhar & Meyer-Phillips, 2001). Les modèles les plus courants considèrent une masse ponctuelle équivalente située à la hauteur barycentrique. L'effet du vent sur la plante est représenté par la traînée aérodynamique appliquée comme un forçage sur l'équation dynamique de l'oscillateur. Cette force de traînée est imposée comme une force temporelle arbitraire à une fréquence et une amplitude données (Farquhar *et al.*, 2000; Doaré *et al.*, 2004), ou bien déduite de mesures de vitesse de vent sur site (Baker, 1995; Sterling *et al.*, 2003). Il n'existe pas à ce jour de modèle couplant à la fois le calcul de l'écoulement du vent et celui du mouvement de la plante.

Pour les problèmes de verse, on déduit souvent de ces modèles l'expression de la fonction de transfert reliant le moment de flexion au pied de la plante et la force du vent en fonction de la fréquence. La valeur du pic de cette fonction de transfert, obtenu à la fréquence propre de la tige, est ensuite comparée aux moments de rupture de la tige et de l'ancrage racinaire. Diverses études paramétriques (numériques ou expérimentales) ont été menées pour estimer l'influence des différents facteurs géométriques et éco-physiologiques (nature du sol, fertilisation, variété considérée, emploi de raccourcisseurs, etc...) sur la résistance à la verse, voir par exemple Farquhar & Meyer-Phillips (2001); Farquhar *et al.* (2002); Berry *et al.* (2003).

Au niveau expérimental, des mesures sur site du mouvement de plantes individuelles dû au vent sont réalisées à l'aide de capteurs de déplacement ou de jauges de déformation, voir Figure 1.4(b) et (Finnigan, 1979; Flesch & Grant, 1991; Sterling *et al.*, 2003), avec mesure simultanée de la vitesse locale du vent. En laboratoire, des mesures optiques de l'oscillation libre d'une plante permettent d'obtenir directement et de manière non-intrusive ses propriétés vibratoires, voir Doaré *et al.* (2004) et section 2.3. D'autres études vibratoires par Farquhar *et al.* (2000) ont porté sur la réponse dynamique d'une tige de blé à un jet d'air comprimé simulant l'effet d'une rafale de vent. La détection des trajectoires obtenues révèlent des mouvements elliptiques, dont l'amplitude varie avec la direction de la rafale par rapport à la plante, et qui peuvent s'expliquer par l'anisotropie structurelle de la tige, liée à sa section non-circulaire.

Les études théoriques et expérimentales citées ci-dessus ne concernent que le comportement de plantes individuelles. A l'échelle du couvert végétal, très peu d'informations sont disponibles. Une étude expérimentale de la verse d'un champ de blé a été menée par Sterling *et al.* (2003) à l'aide d'une soufflerie mobile placée dans un champ, voir Figure 1.5, mais l'étude n'inclut ni description ni mesure de la dynamique des plantes avant rupture. Des observations de l'ondulation d'un champ de blé due au vent sont fournies par Finnigan (1979) : il décrit cette ondulation caractéristique, appelée *honami* (Inoue, 1955), comme la trace du passage d'une rafale de vent ; celle-ci plie sous son passage une succession de tiges qui se redressent élastiquement et se mettent ensuite à osciller à leur fréquence propre avec un léger déphasage entre les tiges dans la direction du vent, donnant ainsi l'impression d'une vague qui se propage. Hormis cette description, il n'existe

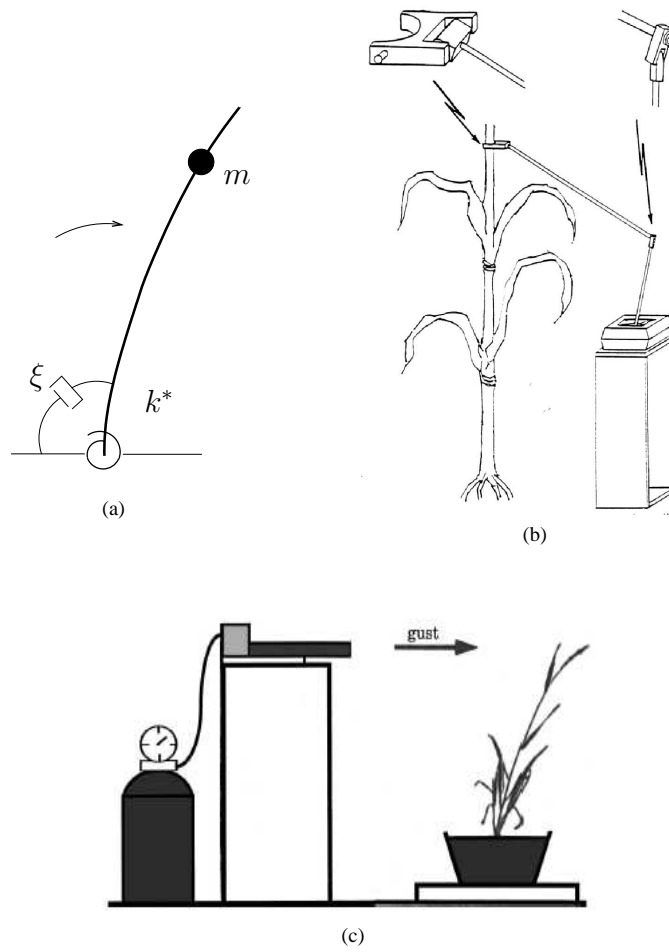


FIG. 1.4 – (a) Modèle mécanique élémentaire d'une plante. (b) Exemple de dispositif expérimental utilisé pour mesurer en champ le mouvement d'un pied de maïs (Flesch & Grant, 1992a). (c) Etude de la réponse d'une tige de blé à une impulsion de vent (Farquhar *et al.*, 2000)



FIG. 1.5 – Etude expérimentale de la verse sous une soufflerie : couvert végétal réel mais vent artificiel (Sterling *et al.*, 2003).

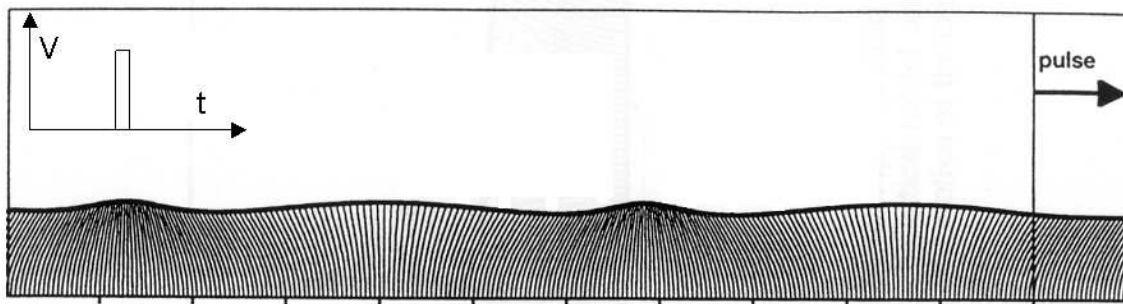


FIG. 1.6 – Oscillation d'un couvert végétal après le passage d'une rafale de vent à la vitesse V : les plantes oscillent à leur fréquence propre f_0 avec une longueur d'onde spatiale $\lambda = V/f_0$, modèle de Farquhar *et al.* (2003).

pas de mesures quantitatives du mouvement global du couvert végétal. Au niveau modélisation, à notre connaissance seuls Farquhar *et al.* (2003) et Doaré *et al.* (2004) ont proposé des modèles de couverts végétaux : le couvert est représenté par une rangée d'oscillateurs mécaniques, voir Figure 1.6, et Doaré *et al.* (2004) ont introduit des interactions élastiques entre oscillateurs pour tenir compte des contacts entre plantes voisines.

En résumé, les mouvements induits par le vent sur des plantes individuelles sont assez bien appréhendés à l'aide de modèles de type oscillateurs et de mesures simples. En revanche, le comportement vibratoire d'un couvert végétal en présence de vent est mal connu, et on manque d'informations quantitatives sur les mouvements d'ensemble des plantes en condition naturelle.

1.2 Le vent au dessus des couverts végétaux

Pour étudier le mouvement des couverts végétaux, il est nécessaire de connaître la dynamique du vent à l'origine de ces mouvements. Paradoxalement si le mouvement des plantes a été assez peu étudié, du moins à l'échelle du couvert, la littérature est en revanche beaucoup plus riche en ce qui concerne la dynamique du vent au-dessus des couverts végétaux, comme l'indique les deux articles de synthèse par Raupach & Thom (1981) et Finnigan (2000). Ces études sur le vent ont été motivées par des problématiques diverses : les échanges gazeux (CO_2 , vapeur d'eau) et transferts de chaleur entre la végétation et l'atmosphère, et leurs rôles dans l'éco-physiologie des couverts et les micro-climats végétaux, la dispersion par le vent des pollens, les problèmes de verse, etc. On se concentre ici sur le principal modèle existant sur la dynamique du vent au-dessus des couverts végétaux, à savoir l'analogie de couche de mélange proposée par Raupach, Finnigan & Brunet (1996), et qui est le cadre dans lequel on se place dans la suite de la thèse. Pour cela, on dresse d'abord un bilan des spécificités de la turbulence du vent au dessus et au sein des couverts. Puis on rappelle ce qu'est une instabilité et un écoulement dits de couche de mélange, ce qui permet ensuite d'étayer l'analogie, très généralement utilisée, entre ce modèle de couche de mélange et les fluctuations dominantes du vent au dessus des couverts végétaux.

1.2.1 Principales caractéristiques

Contrairement à ce qui a été pensé pendant longtemps, la turbulence du vent au-dessus des couverts végétaux n'est pas juste une version perturbée de la turbulence du vent aux altitudes plus élevées, où les modèles de couche limite atmosphérique s'appliquent, mais a des propriétés spécifiques, bien établies, et communes à des couverts de types et de tailles très divers. La description du vent, donnée ci-après, s'applique à des couverts végétaux uniformes, et suffisamment denses, c'est à dire pour lesquels l'espacement entre plantes ou arbres est bien inférieur à la hauteur du couvert, et concerne les conditions diurnes. En nocturne, la stabilité thermique modifie quelque peu les propriétés.

La Figure 1.8, issue de Raupach *et al.* (1996), présente une compilation de profils des propriétés statistiques du vent pour des couverts végétaux allant de diverses forêts à des modèles de couverts à échelle réduite en soufflerie en passant par des champs de maïs. Voir la Figure 1.7 pour la définition des axes et composantes de vitesses. Les données représentées Fig. 1.8 sont le profil de vitesse moyen $U(z)$, la contrainte de cisaillement du tenseur de Reynolds \overline{uw} , les écart-types de vitesse $\sigma_u(z) = (\overline{u^2})^{1/2}$ et $\sigma_w(z) = (\overline{w^2})^{1/2}$, le coefficient de corrélation $r_{uw} = \overline{uw}/(\sigma_u\sigma_w)$, les coefficients de déviation Sk_u et Sk_w , et les échelles de longueur caractéristiques des fluctuations de vitesse L_u et L_w . Les grandeurs sont normalisées par la hauteur h du couvert végétal, la vitesse moyenne au sommet du couvert U_h , et la vitesse de frottement u_* . On soulignera surtout les similitudes

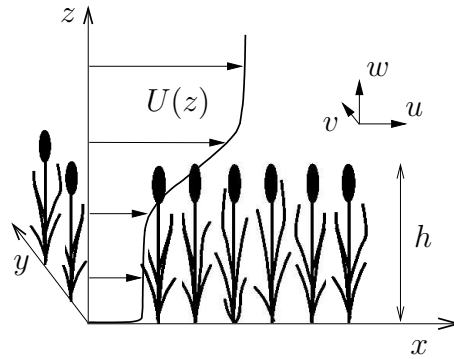


FIG. 1.7 – Le vent au dessus des couverts végétaux : définition des axes et composantes de vitesse utilisés dans cette section, suivant les notations de Raupach *et al.* (1996) : $U(z)$ est le profil moyen, et u , v , w les composantes fluctuantes du vent dans les directions x , y et z , où x est aligné avec la direction horizontale moyenne du vent, ou direction longitudinale, y est la direction transversale, et z la verticale.

entre les profils mesurés sur les différents couverts, les différences étant principalement liées à la disparité dans la répartition de surface foliaire $\alpha(z)$ selon la hauteur du couvert, Fig. 1.8(j).

Les propriétés statistiques du vent au sein et juste au dessus des couverts végétaux, dans ce qu'on appelle la couche rugueuse ($0 < z < 2h$), diffèrent significativement des propriétés dans la couche inertielle de l'atmosphère ($z \gg 2h$). Tout d'abord, le profil de vitesse moyen, Figure 1.8(a), présente dans tous les cas une forte inflexion au niveau du sommet du couvert végétal, tandis qu'il recouvre l'allure logarithmique classique en $z - d$, où d est l'épaisseur de déplacement, aux altitudes plus élevées. Cette inflexion du profil de vitesse au sommet du couvert résulte du ralentissement de l'écoulement par la traînée aérodynamique sur les feuilles à l'intérieur du couvert. Pour quantifier le cisaillement ainsi induit, on définit une échelle de longueur caractéristique, appelée la longueur de cisaillement,

$$L_s = \frac{U(h)}{(\partial U / \partial z)_{z=h}}, \quad (1.1)$$

qui diminue quand le cisaillement du vent augmente. Cette longueur de cisaillement est reliée à la hauteur du couvert, typiquement $L_s = 0.5h$ (Raupach *et al.*, 1996), mais varie avec la densité de surface foliaire du couvert : plus le couvert est dense, plus la longueur de cisaillement L_s est faible.

Dans la couche rugueuse ($0 < z < 2h$), les écarts-type sont significativement plus faibles que dans la couche inertielle au-dessus, et les coefficients de corrélation sont plus élevés, indiquant une plus forte corrélation de l'écoulement, Figure 1.8(c), (d) et (e). Les coefficients de déviation, Figure 1.8(f) et (g), qui sont nettement plus grands au voisinage du couvert qu'aux altitudes plus élevées, avec une déviation positive en u et négative en w , suggèrent le rôle dominant de

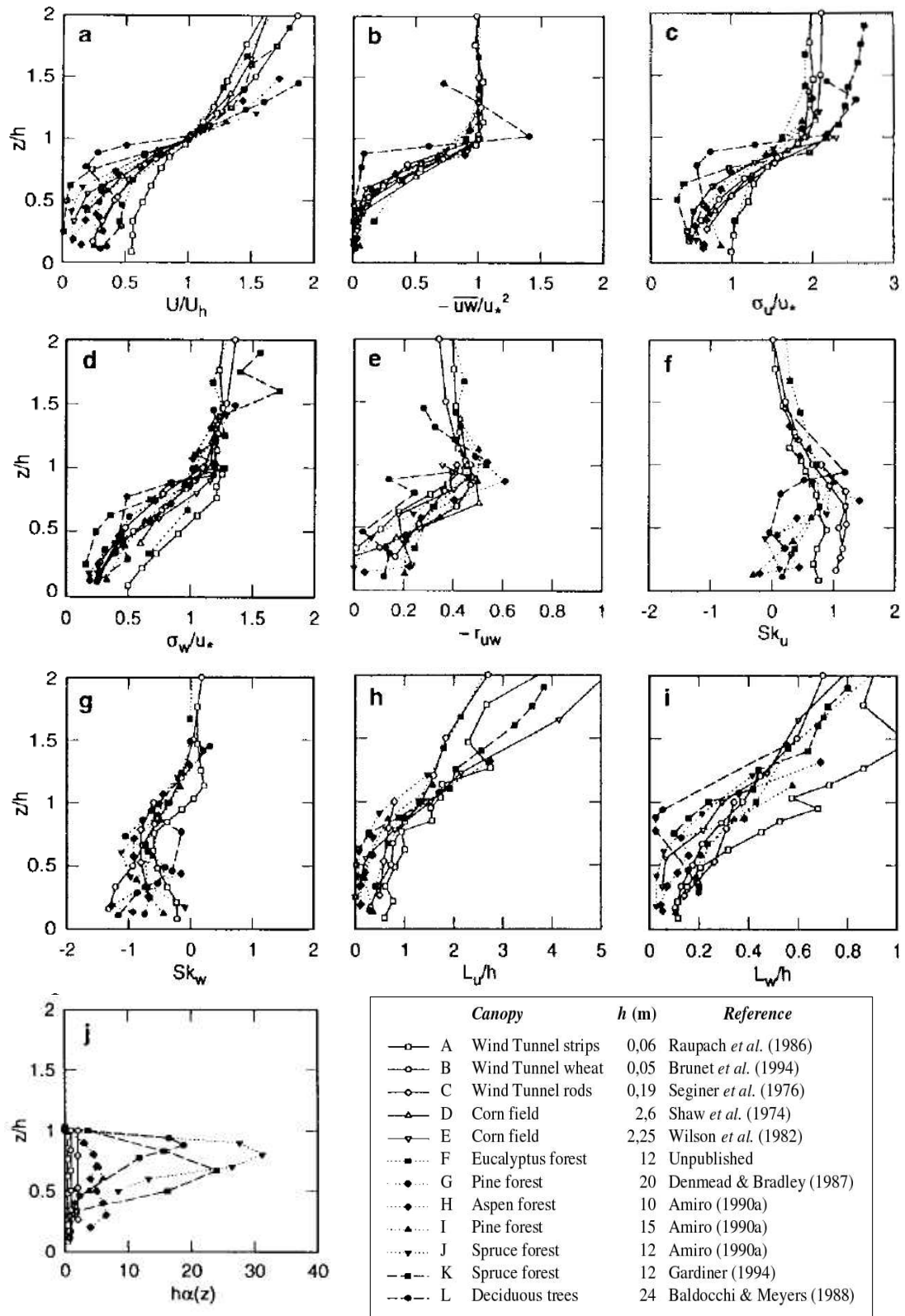


FIG. 1.8 – Famille de profils des caractéristiques du vent au dessus de divers couverts végétaux, ou modèles de couvert en soufflerie. Voir définition des grandeurs dans le texte. Figures issues de Raupach *et al.* (1996).

rafales de vent descendantes, brèves mais intenses, pénétrant le couvert végétal, comme le confirme des analyses conditionnelles par quadrant (Raupach *et al.*, 1996).

Au niveau des bilans d'énergie cinétique turbulente (Brunet *et al.*, 1994; Raupach *et al.*, 1996), l'équilibre local entre les termes de production et de dissipation, caractéristique de la couche inertielle, est rompu dans la couche rugueuse et à l'intérieur du couvert, où les termes de transport turbulent deviennent très grands. Autrement dit, la majeure partie de la turbulence du vent au niveau du couvert végétal n'est pas générée localement.

Une des avancées majeures dans la compréhension de la turbulence du vent au dessus des couverts végétaux fut la mise en évidence de structures cohérentes de grande échelle dominant la dynamique du vent. L'ondulation cohérente des cultures sous le vent, ces mouvements de vagues qui se propagent à la surface des champs, le phénomène de *honami* (Inoue, 1955), offre depuis toujours une visualisation du passage des structures cohérentes de vent au dessus des couverts végétaux. Au niveau quantitatif, l'identification de ces structures tourbillonnaires résulte uniquement de mesures indirectes. Les échelles de longueur dominantes des fluctuations de vitesse, mesurées près du sommet du couvert végétal, sont de l'ordre de grandeur de la hauteur du couvert h ($L_u \approx h$, $L_w \approx h/3$, voir Figures 1.8(h) et (i)), autrement dit les structures tourbillonnaires dominantes sont bien corrélées sur des longueurs de l'ordre de h . Les fréquences dominantes sont, elles aussi, régies par une échelle de temps unique, basée sur h et U_h (Kaimal & Finnigan, 1994), en contraste avec leur comportement dans la couche inertielle au-dessus où les fréquences sont proportionnelles à $(z - d)/U$ (Kaimal *et al.*, 1972).

Pour résumer, les propriétés de la dynamique du vent au sein et au-dessus des couverts végétaux diffèrent significativement des caractéristiques d'un écoulement de couche limite sur une surface rugueuse (configuration qui vient naturellement à l'esprit), et présentent une constance frappante entre des couverts de taille, de densité et de type extrêmement divers, quand les différentes grandeurs sont ramenées à la hauteur du couvert h et à la vitesse moyenne du vent à son sommet U_h . Partant de ce constat, Raupach *et al.* (1996) ont proposé d'expliquer les spécificités de la turbulence du vent comme le résultat d'une instabilité de type couche de mélange liée à l'inflexion du profil de vent moyen au niveau du sommet du couvert végétal.

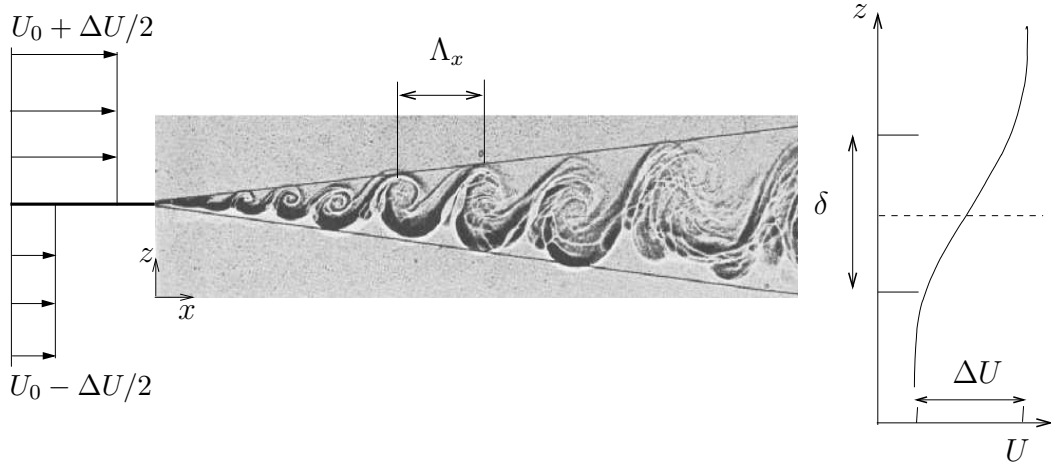


FIG. 1.9 – Écoulement de couche de mélange obtenu à l’aval d’une plaque séparant deux fluides de vitesses différentes (photo de Brown & Roshko (1974)), où la périodicité longitudinale des structures est Λ_x , et profil de vitesse associé, d’épaisseur de vorticité δ .

1.2.2 Analogie avec le modèle de couche de mélange

Avant de développer les arguments de Raupach *et al.* (1996), sur lesquels s’appuie l’analogie entre la dynamique du vent au niveau des toits végétaux et le modèle de couche de mélange, on fait ici quelques rappels sur les écoulements de couche de mélange et l’instabilité à leur origine.

Rappels sur la couche de mélange

Une couche de mélange est l’écoulement qui se forme à l’interface entre deux fluides de vitesses différentes, initialement séparés par une plaque, voir Fig. 1.9. L’interface entre les deux fluides étant instable, les deux fluides sont rapidement mélangés, et l’écoulement dit de couche de mélange, ou couche de cisaillement, devient turbulent et auto-entretenu en aval de la plaque séparatrice (Townsend, 1976). Ce type d’écoulement se rencontre fréquemment dans des applications industrielles, ainsi que dans des contextes géophysiques, et a été très largement étudié tant du point de vue applicatif que théorique (Ho & Huerre, 1984).

La couche de mélange se développe en espace (x) et en temps, et son épaisseur peut être quantifiée par un paramètre appelé l’épaisseur de vorticité,

$$\delta = \frac{\Delta U}{(\partial U / \partial z)_{max}}, \quad (1.2)$$

où ΔU est la différence de vitesse entre les deux écoulements initiaux (Fig. 1.9). L’épaisseur de vorticité est une mesure de la hauteur sur laquelle le profil de vitesse moyen $U(z)$ présente un gradient, voir Figure 1.9. Les visualisations d’écoulements de couche de mélange, comme celle très célèbre de Brown

& Roshko (1974), révèlent des structures cohérentes intenses qui consistent en une série de tourbillons initialement transverses. La longueur d'onde longitudinale, ou périodicité des structures tourbillonnaires, Λ_x , croît proportionnellement à l'épaisseur de vortacité δ ; les études expérimentales et numériques donnent des valeurs de Λ_x/δ allant de 3.5 à 5 (Dimotakis & Brown, 1976; Rogers & Moser, 1994). Ces structures sont advectées à la vitesse moyenne de l'écoulement.

L'écoulement de couche de mélange résulte d'un mécanisme d'instabilité inviscide, l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, lié à l'inflexion du profil de vitesse moyen obtenu en aval de la plaque (Figure 1.9). La présence d'un point d'inflexion dans un profil est une condition nécessaire d'instabilité d'après le critère de Rayleigh, voir Drazin & Reid (1981). Le mécanisme de déstabilisation de Kelvin-Helmholtz, illustré sur la Figure 1.10, est expliqué ci-après. Un écoulement théorique présentant une discontinuité de vitesse peut être décomposé en une advection moyenne plus un cisaillement pur qui correspond à une nappe de vortacité localisée dans le plan d'interface entre les deux régions fluides. L'interface est perturbée par des petites fluctuations naturellement présentes sous forme de bruit dans le système. Le bilan des vitesses induites par les tourbillons voisins sur des tourbillons déplacés de leur position initiale montre que la perturbation de l'interface, initialement infinitésimale, va croître. L'interface se raidit autour des points où la vortacité est accrue (point *C*) et étirée entre ces régions (autour de *A* et *E*), ce qui mène à un "déferlement" comme dans le cas de vagues, voir Figure 1.10 et Guyon *et al.* (1991).

Pour un écoulement réel dont le profil présente un point d'inflexion, ce même mécanisme de Kelvin-Helmholtz conduit à la déstabilisation du champ de vitesse moyen. Des ondes de Kelvin-Helmholtz se développent dans le plan d'interface (s'il s'agit de deux fluides) ou dans le plan où se situe l'inflexion. A ce premier stade, l'étude de stabilité linéaire (spatiale ou temporelle) de l'écoulement de base permet de prédire, avec un bon accord par rapport aux expériences ou simulations numériques directes, la longueur d'onde de Kelvin-Helmholtz qui est proportionnelle à l'épaisseur de vortacité δ (Drazin & Reid, 1981; Huerre & Rossi, 1998). La théorie linéaire prévoit également un taux de croissance des ondes proportionnel au cisaillement $(\partial U/\partial z)_{max}$. Le développement des ondes de Kelvin-Helmholtz aboutit, par un mécanisme non linéaire, à leur enroulement en une série de tourbillons transverses (appelés *Kelvin's cats eyes*), séparés par des zones de fort étirement, voir Fig. 1.9 et Rogers & Moser (1994). Ensuite, par une instabilité secondaire tridimensionnelle, la vortacité longitudinale se développe dans les zones de fort étirement (Pierrehumbert & Widnall, 1982). Simultanément, on assiste à un appariement des tourbillons primaires deux à deux (Winant & Browand, 1974), introduisant des irrégularités dans l'espacement entre les rouleaux. Enfin, une transition mène à un état turbulent 3D pleinement développé et auto-entretenu (Dimotakis & Brown, 1976).

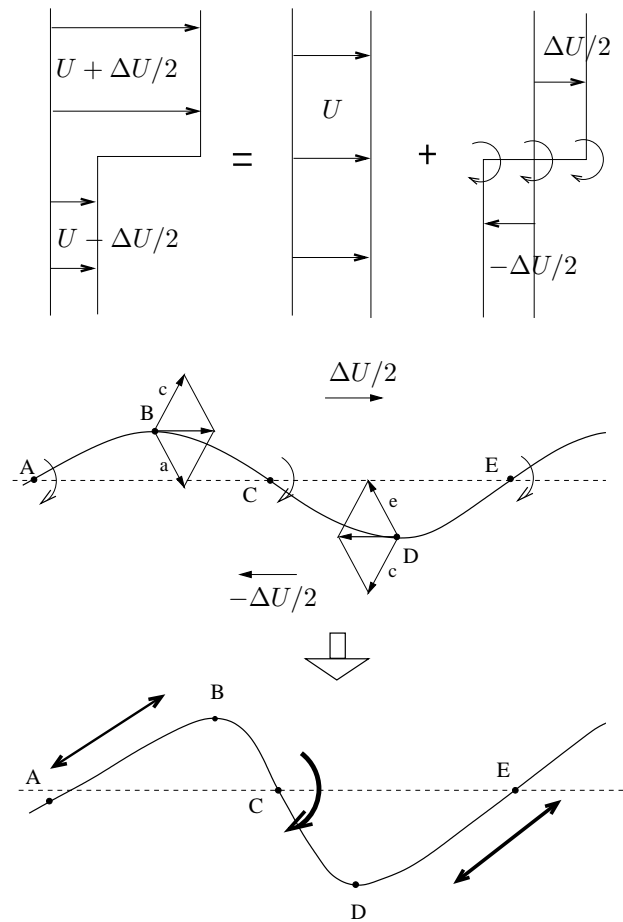


FIG. 1.10 – Principe physique de l’instabilité de Kelvin-Helmholtz : déstabilisation d’une nappe de vorticité (voir explications dans le texte). Schéma adapté de Guyon *et al.* (1991).

L'analogie avec la couche de mélange pour le vent au dessus des couverts végétaux

L'analogie entre l'écoulement turbulent d'une couche de mélange et la dynamique du vent au-dessus des couverts végétaux était suggérée à la base par l'inflexion du profil de vitesse commun aux deux écoulements.

Property	Surface layer	Mixing layer	Canopy
Inflection in $\langle \overline{u_1} \rangle(x_3)$	No	Yes	Yes
σ_u/u^*	2.5–3.0	1.8	1.8–2.0
σ_w/u^*	1.2–1.3	1.4	1.0–1.2
$r_{uw} = -\langle \overline{u'w'} \rangle / (\sigma_u \sigma_w)$	~0.3	~0.4	~0.5
$Pr_t = K_M/K_H$	~1.0	~0.5	~0.5
Integral length scale	$\propto (z - d)$	$\propto \delta$	$\propto (h - d)$
$ Sk_u , Sk_w $	small	O(1)	O(1)
TKE budget	$Ps \cong \varepsilon$	large Tt, Tp	large Tt, Tp

FIG. 1.11 – Comparaison des propriétés statistiques de l'écoulement d'une couche de surface (couche inertielle d'une couche limite turbulente), d'une couche de mélange, et du vent au dessus d'un couvert végétal. Tableau issu de Raupach *et al.* (1996).

Pour tester cette analogie, Raupach *et al.* (1996) ont comparé les propriétés statistiques du vent mesuré au sein des couverts végétaux (cf Fig. 1.8) aux caractéristiques d'un écoulement de couche de mélange d'une part, et d'un écoulement de couche limite d'autre part, voir le résumé de cette comparaison Figure 1.11. On voit notamment que le comportement de l'écart-type en u , du coefficient de corrélation, du rapport des diffusivités de chaleur et de quantité de mouvement (K_H/K_M), des coefficients de déviation et du bilan d'énergie cinétique pour le vent montre un bien meilleur accord avec les caractéristiques d'une couche de mélange qu'avec celles d'une couche limite. Le modèle de couche de mélange permet donc de rendre compte de l'essentiel des spécificités du vent au dessus des couverts végétaux que les approches de type de couche limite ne pouvaient expliquer.

Au delà de la parenté des propriétés statistiques, le point clé de l'analogie entre vent et couche de mélange réside dans le comportement des échelles de longueur dominantes. Rappelons que pour une couche de mélange, la longueur d'onde ou périodicité longitudinale des structures tourbillonnaires est proportionnelle à l'épaisseur de vorticité δ caractrisant le cisaillement du profil moyen. Dans le cas du vent au dessus des couverts végétaux, pour des raisons pratiques, une autre échelle équivalente, la longueur de cisaillement L_s , avait été définie pour quantifier l'inflexion du profil de vitesse, voir Eq. (1.1). La Figure 1.12 montre les estimations des échelles de longueur dominantes Λ_x du vent au-dessus de divers couverts végétaux (cf tableau de la Fig. 1.8), en fonction de la longueur de

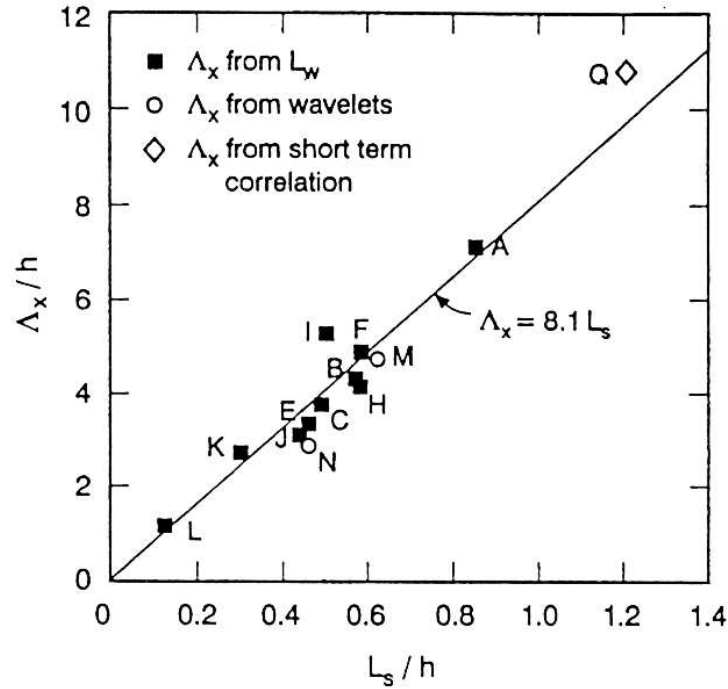


FIG. 1.12 – Echelle de longueur longitudinale Λ_x des structures tourbillonnaires du vent en fonction de la longueur de cisaillement L_s caractérisant l'inflexion du profil de vitesse moyen (figure issue de Raupach *et al.* (1996)). Les lettres correspondent aux divers couverts végétaux listés dans le tableau de la Fig. 1.8. Les valeurs de Λ_x sont calculées sur le signal de vitesse verticale w et résultent d'échelles intégrales à 1 point, d'analyses par ondelettes, et de corrélations à deux points.

cisaillement L_s , ces deux grandeurs étant normalisées par la hauteur h du couvert considéré. Toutes les données expérimentales se regroupent autour d'une même droite, autrement dit la taille des structures dominantes du vent au-dessus des couverts végétaux est proportionnelle à la longueur de cisaillement du profil, elle-même liée à la hauteur du couvert. Au niveau quantitatif maintenant, bien que la relation exacte entre longueur de cisaillement et épaisseur de vorticité dépende du profil de vitesse consid er e, on a typiquement $\delta \approx 2L_s$, d'où la comparaison suivante :

$$7 < \Lambda_x/L_s < 10 \text{ pour les couches de mélange,}$$

$$\Lambda_x/L_s \approx 8.1 \text{ pour le vent au-dessus des couverts végétaux (Fig. 1.12).}$$

Par conséquent, non seulement les échelles de longueur dominantes du vent sont proportionnelles à la longueur de cisaillement comme dans une couche de mélange, mais la valeur même du coefficient de proportionnalité montre un très bon accord entre les deux types d'écoulements. On peut donc conclure que les fluctuations dominantes du vent au dessus des couverts végétaux résultent d'une instabilité de

type Kelvin-Helmholtz liée à l'inflexion du profil de vitesse au niveau du sommet du couvert. Soulignons que ce même mécanisme s'applique sur des échelles de quelques centimètres pour les fluctuations de vent au-dessus de modèles réduits de couverts, jusqu'à des dizaines de mètres pour les écoulements au-dessus des forêts.

Une conséquence de ce mécanisme de type couche de mélange réside dans le fait qu'une échelle de longueur unique, L_s ou δ , et une échelle de vitesse unique, U_h , régissent l'instabilité primaire et les structures cohérentes résultantes du vent au niveau des couverts végétaux (Raupach *et al.*, 1996). Ces échelles uniques remplacent la dépendance en hauteur des échelles caractérisant la couche inertielle du vent aux altitudes plus élevées.

Une image de la dynamique du vent au-dessus des couverts végétaux

S'appuyant sur l'analogie de couche de mélange, Raupach *et al.* (1996) proposent la description suivante, reprise par Finnigan (2000), voir Figure 1.13, de la dynamique du vent au dessus des couverts végétaux. La première étape est l'émergence de l'instabilité primaire de Kelvin-Helmholtz. On suppose que ceci intervient quand une rafale de très grande échelle, issue de la couche inertielle bien au-dessus du couvert, fait augmenter le cisaillement en $z = h$ au-dessus d'un certain seuil pour lequel l'instabilité peut émerger de la turbulence environnante. Le taux de croissance de l'instabilité est alors proportionnel à l'intensité du cisaillement au point d'inflexion, tandis que l'échelle de cisaillement L_s est indépendante de la vitesse du vent, dépendant uniquement de la hauteur h et de la densité foliaire du couvert (Brunet & Irvine, 1999). La seconde étape est l'enroulement des ondes de Kelvin-Helmholtz en tourbillons transverses séparés par des zones de fort étirement. L'espacement entre les rouleaux correspond à la longueur d'onde de l'instabilité primaire. Enfin, des instabilités secondaires mènent à l'ondulation et à l'appariement des rouleaux primaires transverses, ainsi qu'à l'amplification de la vorticité longitudinale ambiante. Il en résulte des structures tri-dimensionnelles complexes dont les échelles de longueur longitudinales et transversales sont du même ordre de grandeur, voir Figure 1.13. Les structures cohérentes résultant de ce mécanisme d'instabilité se propagent au-dessus du couvert végétal, à la vitesse de la rafale à l'origine du processus. Le paquet d'ondes généré au déclenchement de l'instabilité s'atténue ensuite rapidement par dissipation.

Cette description de la dynamique du vent est bien sûr assez schématique. Les structures cohérentes résultant de l'instabilité sont en fait modulées par des fluctuations à des échelles beaucoup plus grandes, liées à la couche limite planétaire, et qui constituent à l'échelle du couvert une turbulence dite inactive (Finnigan, 2000). Se superpose également une turbulence de plus petite échelle, générée à la fois par la cascade énergétique et dans le sillage des plantes, et que l'on suppose jouer un rôle essentiellement dissipatif (Raupach *et al.*, 1996).

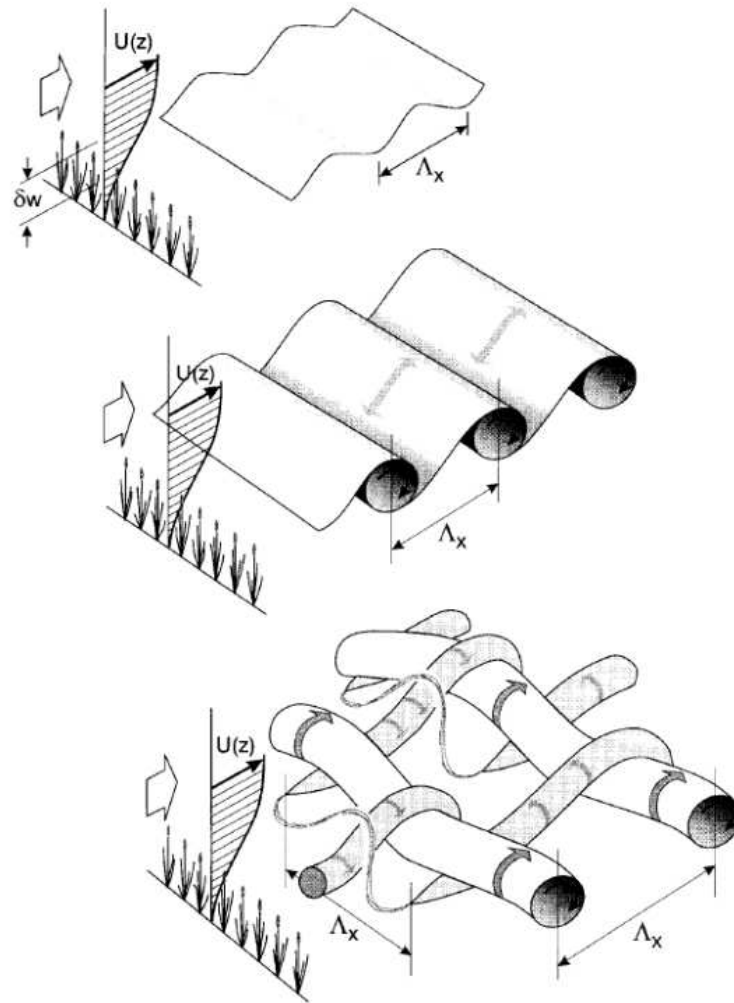


FIG. 1.13 – Représentation schématique de la couche de mélange du vent au dessus des couverts végétaux, par Finnigan (2000)

Pour finir sur cette analogie de couche de mélange, notons que suite aux travaux de Raupach *et al.* (1996), une étude récente par Ghisalberti & Nepf (2002) a montré que l'écoulement au sein et au-dessus de couverts végétaux aquatiques était aussi régi par une dynamique de type couche de mélange, ce qui renforce encore la pertinence de cette analogie.

1.3 Problématique de la thèse

Une meilleure compréhension des problèmes de verse et des réponses thigmomorphogénétiques d'une culture sous le vent passe désormais par une connaissance plus précise de la dynamique des couverts végétaux et du couplage entre ces mouvements et les fluctuations du vent. Si le comportement de plantes individuelles est relativement bien appréhendé, le mouvement global d'une culture dû au vent reste en revanche une question ouverte, tant du point de vue expérimental qu'au niveau des modèles. Rappelons de plus qu'il n'existe à ce jour aucun modèle couplant à la fois le mouvement des plantes et l'écoulement du vent.

La dynamique du vent au-dessus des couverts végétaux a été largement plus étudiée que les mouvements induits par celle-ci sur les plantes. L'analogie de couche de mélange permet de regrouper sous un mécanisme générique les fluctuations dominantes du vent au-dessus de couverts de type et de taille extrêmement divers. Les études sur le vent ont souvent été menées dans le cadre de problématiques différentes de celles qui nous intéressent ici, et par conséquent sans regard sur l'impact du vent sur les couverts végétaux, ni des éventuels couplages. Seule la présence du couvert végétal (sa hauteur et sa densité) est considérée, en tant qu'origine de l'inflexion du profil de vitesse, mais le fait que le couvert soit aussi doté d'une dynamique propre n'est pas pris en compte.

De plus, certains aspects de la dynamique du vent au-dessus des couverts végétaux restent à être clarifiés. Tout d'abord, il est assez frappant que des structures tourbillonnaires résultant d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz puissent se former dans le vent avec un niveau de bruit naturellement très élevé, alors que les couches de mélanges sont connues pour être extrêmement sensibles au bruit (Huerre, 2000). L'instabilité au sein des couverts végétaux semble donc moins sensible au bruit que les instabilités classiques de couche de mélange. Il a été suggéré par Finnigan (2004) que l'oscillation des plantes puissent influencer la dynamique de l'écoulement et promouvoir la formation des structures cohérentes, par un mécanisme qu'il reste à identifier. De plus, certaines mesures de vent au-dessus de champs de blé montrant des ondulations caractéristiques (Finnigan, 1979) ont révélé des fréquences dominantes correspondant à la fréquence propre de vibration des plantes. Ceci est en apparence incompatible avec le modèle de couche de mélange, qui prédit une fréquence dominante régie par l'épaisseur de vorticité du profil de vitesse, et reste donc à être expliqué. Ces questions sur la moins grande sensibilité au bruit et sur la sélection de fréquence dominante dans le vent, suggèrent toutes deux que le couvert végétal ne se comporte peut-être pas comme un milieu vibratoire passif mais puisse éventuellement jouer un rôle dans le mécanisme de l'instabilité.

Pour toutes ces raisons, il apparaît nécessaire d'étudier de manière coupl e les fluctuations dominantes du vent et les mouvements induits par le vent sur les plantes. On connait très mal la dynamique des couverts végétaux sous le

vent. Par conséquent la première partie de cette thèse, Chapitre 2, est dédiée à la caractérisation du mouvement des cultures sous le vent. Pour cela, une nouvelle technique expérimentale a été mise au point. Elle permet de mesurer, sur site, le champ de vitesse de la surface d'un couvert végétal, et d'en extraire les mouvements cohérents. Au vu des résultats expérimentaux, un modèle couplant l'écoulement du vent et le mouvement du couvert végétal est ensuite développé dans le Chapitre 3. Une analyse de stabilité linéaire permet d'obtenir les caractéristiques de l'instabilité couplée à l'origine à la fois des structures cohérentes du vent et de l'ondulation du couvert, et apporte une nouvelle vision du couplage entre vent et mouvement des plantes. Enfin, le Chapitre 4 confronte les prédictions de ce modèle avec les résultats expérimentaux obtenus.

Chapitre 2

Mesure des mouvements induits par le vent sur les cultures

On s'intéresse dans ce Chapitre à la caractérisation du mouvement des cultures sous le vent. Comme nous l'avons vu en Introduction, peu d'études ont été menées sur le sujet, et la plupart d'entre elles concernent la caractérisation du mouvement de plantes individuelles (Finnigan, 1979; Flesch & Grant, 1991; Sterling *et al.*, 2003). Outre quelques rapports d'observations (Finnigan, 1979), on ne dispose pas de données expérimentales sur les mouvements globaux des couverts végétaux dus au vent, et en particulier sur le phénomène d'ondulation des cultures. Ceci vient de l'absence de technique expérimentale permettant de mesurer sur site de tels mouvements. Une nouvelle approche expérimentale, présentée ci-après, a été mise au point pour mesurer les mouvements globaux des cultures en condition naturelle.

2.1 Problématique

L'emploi de capteurs ou de jauges de déformation est limité à la mesure du mouvement de plantes individuelles (Finnigan, 1979; Flesch & Grant, 1991; Sterling *et al.*, 2003). De plus, la légèreté et la flexibilité des plantes de culture, comme le blé et la luzerne à leur stade végétatif, rend l'emploi de tels systèmes délicat puisqu'ils peuvent perturber le mouvement et donc la mesure. Une technique de mesure non-intrusive est donc nécessaire. De plus, pour caractériser des mouvements d'ondulation, c'est à dire s'intéresser à la dynamique spatio-temporelle, il faut pouvoir mesurer simultanément le mouvement d'un grand ensemble de plantes avec de bonnes résolutions spatiale et temporelle.

Pour toutes ces raisons, une technique de mesure optique est appropriée. Elle consistera ici à filmer les mouvements des cultures en présence de vent, puis à en déduire le mouvement par une analyse de corrélation entre images basée sur des algorithmes de PIV (Particle Image Velocimetry). Une décomposition

bi-orthogonale permettra ensuite d'extraire de ce mouvement les principales caractéristiques spatio-temporelles.

La section 2.2 de ce chapitre présente l'approche expérimentale utilisée pour mesurer en condition naturelle les mouvements des cultures dus au vent. Cette technique expérimentale a été publiée dans *Agricultural and Forest Meteorology* (Py *et al.*, 2005), voir article joint en Annexe B. Dans la section 2.3, on décrit la mesure des propriétés mécaniques des plantes formant le couvert. Les résultats expérimentaux sur les mouvements des cultures sont présentés en section 2.4 et discutés en section 2.5.

2.2 Technique expérimentale

2.2.1 Acquisition des données

Les mesures sur site du mouvement des cultures dû au vent ont été menées au centre INRA de Lusignan en mai 2003 et mai 2004 : la première campagne expérimentale a permis de tester la technique, tandis que les résultats présentés section 2.4 sont issus de la deuxième série de mesures. Nous nous sommes intéressés à deux végétaux bien différents, le blé (*Triticum aestivum L. cv Apache*) et une plante fourragère, la luzerne (*Medicago sativa L. cv Mercedes*), de manière à obtenir, comme nous le verrons plus loin, des comportements mécaniques différents. Les champs de blé et de luzerne ont été cultivés par l'INRA avec des techniques agricoles standards.

Les mouvements des couverts végétaux sont filmés depuis le bord du champ à l'aide d'une caméra placée à environ 3 mètres de hauteur sur un trépied, voir Figure 2.1. Des séquences de mouvement de 10 à 40 secondes sont enregistrées. Pendant chaque séquence, on mesure simultanément la vitesse du vent juste au dessus de la surface du couvert. Ceci permettra dans la suite de relier les propriétés du mouvement à l'intensité du vent. Pour les deux couverts végétaux, des films sont réalisés pour différentes positions de la caméra par rapport à la direction du vent.

La résolution temporelle de la caméra est de 25 images par secondes, et la taille des images de 720*576 pixels (format DV). Les films sont par la suite numérisés et transformés en séquences d'images à l'aide du logiciel Adobe Premiere (Adobe Systems Incorporated). Seul le niveau de gris des images est considéré et celles-ci sont traitées dans la suite comme des matrices mathématiques. Avant d'être utilisées pour en déduire le mouvement du couvert, les images sont d'abord corrigées de l'effet de perspective, comme détaillé ci-après.

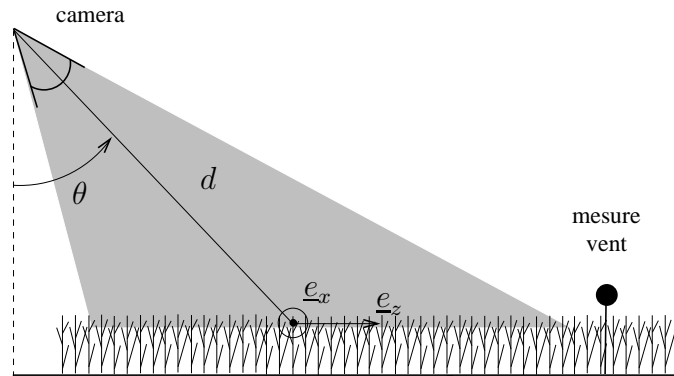


FIG. 2.1 – Schéma du dispositif expérimental pour la mesure des mouvements des cultures sous le vent : θ et d définissent la position de la caméra par rapport au couvert et $(\underline{e}_x, \underline{e}_z)$ le repère dans lequel est décrit le mouvement.

2.2.2 Redressement des images

Comme les mouvements sont filmés depuis le bord du champ, les images sont déformées par la perspective : autrement dit, les échelles de longueur sont plus petites en haut de l'image qu'elles ne le sont en bas. Cette déformation géométrique doit être corrigée avant d'exploiter les images pour mesurer le mouvement. Ce type de correction est classique en mesure optique, voir par exemple Muste *et al.* (1999).

Pour mesurer la distorsion due à la perspective, nous avons planté au préalable dans les champs de blé et de luzerne (c'est-à-dire avant que les plantes n'aient poussé) deux réseaux de mires régulièrement espacées, comme on peut le voir sur la Figure 2.2. Vues de haut, ces mires forment un maillage de référence régulier. Vues de biais, depuis la caméra, les mires semblent plus proches les unes des autres en haut de l'image qu'en bas : le maillage est déformé par la perspective. La transformation géométrique due à la perspective, dont l'expression est donnée en Annexe A, ne dépend que des paramètres d'observation, c'est à dire l'angle de visée θ et la distance virtuelle d de la caméra au centre de l'objet, Fig. 2.1. Sur l'image vue de biais, on mesure la distance entre mires voisines dans les deux directions du maillage du bas jusqu'au haut de l'image. L'évolution de ces longueurs de références de bas en haut sur l'image par rapport à la distance réelle entre mires permet d'obtenir une estimation des paramètres θ et d régissant la transformation géométrique*, voir Annexe A.

Une fois ces paramètres calculés pour une image d'une séquence, la correction, c'est à dire la transformation géométrique inverse, est appliquée à chaque pixel de l'image initiale (Annexe A) puis on fait de même pour chacune des images

*Par sécurité, une mesure additionnelle de l'angle θ était réalisée à l'aide d'un inclinomètre fixé à la caméra. Les valeurs de θ obtenues par les deux méthodes coïncidaient à 1 ou 2 degrés près.

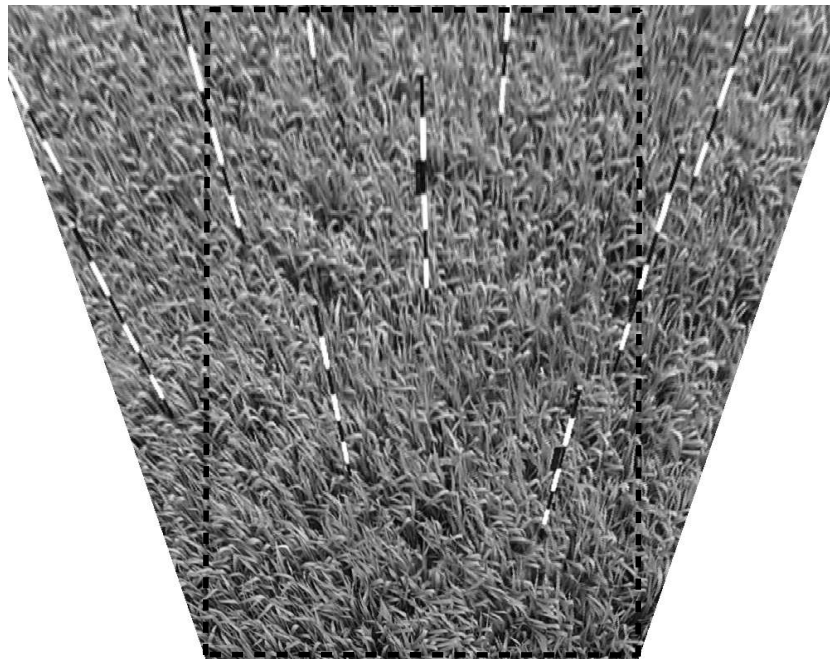


FIG. 2.2 – Image du champ de blé filmé en présence de vent. Les mires régulièrement espacées sont utilisées pour redresser l'image. En haut : image initiale (dimension : 572x716 pixels). A bas : image redressée (dimension du rectangle central : 731x530 pixels).

de la séquence. Dans cette opération de redressement, le maillage en pixel de l'image originale est déformé (étiré en haut, compressé en bas), et c'est sur ce nouveau maillage que le signal niveau de gris est interpolé, voir Fig. 2.2. Seule la zone rectangulaire centrale de l'image redressée est conservée pour la suite des traitements. Sur l'image redressée, les mires sont régulièrement espacées : l'échelle de longueur est homogène. Ce sont sur ces images redressées que le mouvement du couvert végétal est ensuite mesuré.

Si l'utilisation de mires de référence est le moyen le plus classique et le plus sûr de mesurer l'effet de perspective dans un champ, l'opération n'est cependant pas anodine : le plantage et l'alignement précis des mires dans les deux champs de blé et de luzerne nécessite pratiquement 2 jours de travail à 4 personnes. Lors de la première campagne expérimentale (2003), nous ne disposions pas d'un tel système et une autre technique de mesure de la perspective avait été imaginée. Celle-ci repose sur la régularité naturelle d'une culture. En effet, dans un champ, des échelles de longueur caractéristiques peuvent être trouvées, comme la distance entre plantes ou la taille des feuilles. Si le sol, l'ensoleillement et l'arrosage sont homogènes, ces longueurs caractéristiques peuvent être supposées constantes sur tout le champ. Sur une image, toute variation globale de ces longueurs résulte donc d'un effet de perspective, et peut par conséquent être exploitée pour estimer les paramètres de distorsion. Pour ce faire, une échelle de longueur dérivée des propriétés statistiques de la variation spatiale du signal niveau de gris de l'image avait été utilisée. Plus de détails sur cette technique sont donnés en Annexe A.

2.2.3 Mesure du mouvement par corrélation entre images

La technique PIV

La technique utilisée pour mesurer le mouvement du couvert végétal est optique et s'appuie sur le principe de la corrélation entre images. Plus particulièrement, on utilise ici une technique de corrélation et des algorithmes de PIV (Particle Image Velocimetry). La PIV est une technique de mesure aujourd'hui extrêmement courante en dynamique des fluides, voir Raffel *et al.* (1998). Elle permet de capter instantanément le champ de vitesse complet d'un écoulement même complexe. Avant d'expliquer plus en détail l'application de la PIV à la mesure du mouvement du couvert, on donne ci-dessous quelques rappels brefs sur la PIV en dynamique des fluides.

La mesure d'un écoulement par PIV nécessite au préalable d'ensemencer le fluide avec des petites particules qui joueront le rôle de traceurs. On illumine ensuite l'écoulement à l'aide d'un plan laser pulsé à une fréquence élevée par rapport aux fréquences caractéristiques de l'écoulement. La lumière réfléchiée par les particules lors de chaque illumination est enregistrée et numérisée. Les images ainsi obtenues sont divisées en sous-régions, appelées fenêtres d'interrogation, sur-

lesquelles les corrélations vont être calculées. Pour chaque fenêtre d'interrogation, le vecteur local de déplacement du fluide entre deux illuminations successives est obtenu à l'aide de méthodes statistiques. Le niveau de correspondance entre deux mêmes fenêtres de deux clichés successifs, W_1 et W_2 centrées en (x, z) , est déterminé par la fonction d'inter-corrélation, définie comme :

$$R(x, z) = \sum_{i=-M/2}^{i=M/2} \sum_{j=-M/2}^{j=M/2} W_1(i, j) W_2(i + x, j + z), \quad (2.1)$$

où i et j sont des indices en pixels et M la taille en pixel de la fenêtre d'interrogation. La position du pic de la fonction d'inter-corrélation par rapport au centre de la première fenêtre donne le déplacement local du fluide entre les deux illuminations. La vitesse locale instantanée est ensuite définie par le déplacement divisé par l'intervalle de temps. On suppose dans cette technique que toutes les particules contenues dans une fenêtre ont bougé de manière homogène. Le calcul de corrélation est ensuite répété pour toutes les fenêtres d'interrogation d'une image PIV, menant ainsi au champ de vitesse spatial instantané, puis l'opération est répétée pour chaque intervalle de temps. Il est commun de considérer des fenêtres d'interrogation chevauchantes de manière à augmenter la résolution spatiale de la mesure.

Le principe de corrélation entre images de la PIV est maintenant appliqué à la mesure du mouvement d'un couvert végétal. Contrairement à la PIV standard, nous n'utilisons pas de traceurs artificiels pour cette mesure. Le couvert végétal joue lui-même le rôle de traceur naturel : les petites hétérogénéités locales de l'image du couvert (feuilles, portion de tiges, etc.) permettent en effet de détecter les déplacements locaux de la surface du couvert. De plus, aucun éclairage artificiel de type plan laser n'est nécessaire dans notre cas, puisque a) le soleil fournit une intensité lumineuse et un contraste suffisants pour que les hétérogénéités puissent être détectées pour les calculs de corrélation, b) le plan de mesure est défini naturellement par le sommet du couvert végétal pourvu que ce dernier soit suffisamment dense.

La résolution temporelle de la mesure est ici fixée par la résolution de la caméra, soit 25 Hz. Pour les calculs de corrélation, les images du mouvement du couvert, une fois redressées, sont divisées en fenêtres d'interrogation avec un chevauchement entre fenêtres de 50%. Pour notre application, la taille optimale d'une fenêtre correspond approximativement à la taille des patterns reconnaissables de l'image du couvert, c'est à dire typiquement un groupe de quelques feuilles. Le calcul de corrélation, à l'aide d'un algorithme classique de PIV (MatPIV sous Matlab, développé par Sveen (2000)), incluant les routines de correction standards (signal to noise ratio, local/global filters, double pass calculation) est mené sur chaque fenêtre entre deux images successives et répété entre chaque image d'un film complet. Par cette technique, on aboutit, pour chaque séquence de mou-

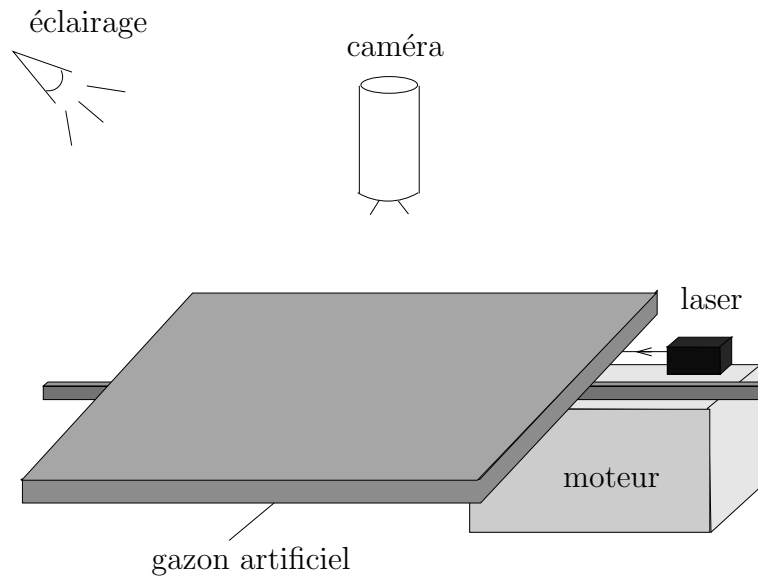


FIG. 2.3 – Schéma du montage visant à tester en laboratoire la technique de mesure du mouvement du couvert par PIV.

vement filmé sur site, au champ de vitesse bi-dimensionnel spatio-temporel de la surface du couvert végétal. On note ce champ de vitesse $\dot{\mathbf{X}}(x, z, t)$.

Validation de la technique de mesure

Pour tester l'efficacité de la technique type PIV sur la détection du mouvement du couvert végétal sans traceurs, un cas test a été mené en laboratoire. Un carré de 50 cm de côté de gazon artificiel est fixé sur une plaque mobile, voir Fig. 2.3. Celle-ci est actionnée par un moteur dans un mouvement oscillant rectiligne. Les brins d'herbe artificielle étant rigides, ils ont tous le même mouvement et suivent le mouvement de la plaque imposé par le moteur. Son déplacement en fonction du temps est mesuré à l'aide d'un faisceau laser impactant le côté de la plaque, et relié à un système d'acquisition. Simultanément, on filme le mouvement de la plaque de gazon avec une caméra positionnée au-dessus de celle-ci. La technique de PIV décrite précédemment est ensuite appliquée aux images du film, et on en déduit le champ de vitesse spatio-temporel de la surface de gazon.

Des petites hétérogénéités visuelles ont été créées sur la surface du gazon en pliant aléatoirement quelques fibres. Cela a permis d'avoir une image du gazon plus contrastée, ressemblant davantage à la texture d'une image de vrai champ, et d'obtenir de meilleurs calculs de corrélations dans la PIV. L'amplitude du mouvement de la plaque était de 1 cm, et on a fait varier sa fréquence d'oscillation entre 0.5 et 2 Hz. Sur le film, cela a mené à des déplacements du gazon de l'ordre de 1 à 4 pixels entre deux images successives. Le champ de vitesse obtenu par le calcul de PIV était uniforme et dans tous les cas, la fréquence temporelle

du mouvement ainsi que son amplitude vérifiaient les données mesurées par le laser avec une erreur inférieure à 5%. On a également fait varier la position de l'éclairage par rapport à la direction du mouvement, sans influence sur la qualité des résultats. L'efficacité du redressement d'images a aussi été vérifiée sur ce système en inclinant la caméra et en superposant au gazon une grille régulière jouant le rôle du réseau de mires.

Application à la mesure du mouvement d'un couvert végétal

L'application de la technique de mesure du mouvement par corrélation entre images est illustrée sur une séquence filmée sur le champ de blé de la Figure 2.2.

La taille initiale des fenêtres d'interrogations a été fixée dans cet exemple à 56 pixels (soit 22 cm sur la surface du champ), de manière à ce que le rapport moyen entre le pic de corrélation et le bruit (signal to noise ratio) soit supérieur à 1.5, signe d'une bonne précision du calcul de corrélation. Après calcul en double passe, cela mène à une résolution spatiale d'un point tous les 11 pixels, et à un champ de vitesse comportant 1850 points en espace. La durée de la séquence considérée est de 10 s, soit 250 points en temps. Le temps de calcul nécessaire sur station de travail pour obtenir le champ de vitesse spatio-temporel complet de cette séquence est d'environ 6h.

La Figure 2.4 montre un exemple de champ de vitesse instantané du mouvement de la surface du champ de blé, et la Figure 2.5 une évolution typique des deux composantes de vitesse en un point donné. Les évolutions temporelles et spatiales du mouvement du couvert végétal sont détectées avec une résolution suffisante : de larges structures sont visibles Fig. 2.4 et des oscillations bien définies Fig. 2.5.

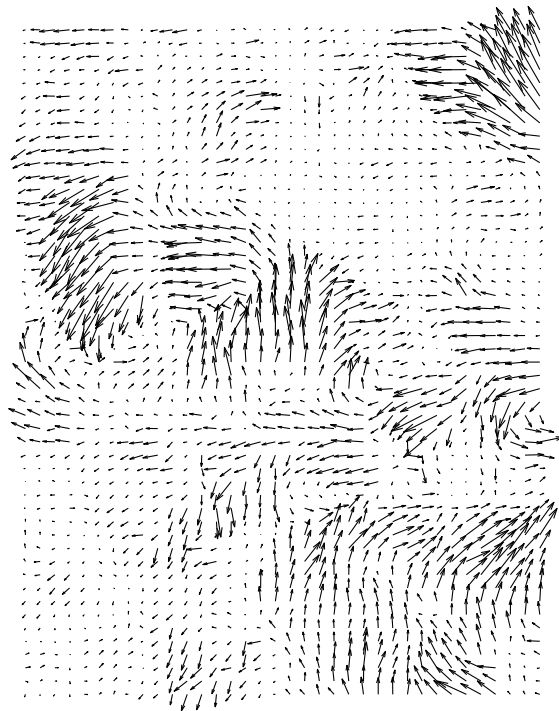


FIG. 2.4 – Champ de vitesse instantané calculé par PIV sur une séquence de mouvement du champ de blé de la Fig.2.2. Echelles : distance entre points : $\Delta_x = \Delta_y = 5$ cm, vitesse maximale := 0.26 ms^{-1}

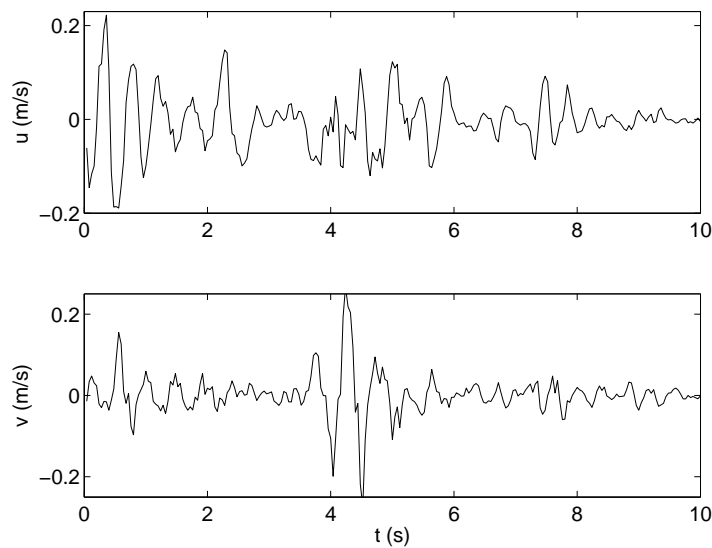


FIG. 2.5 – Evolution temporelle des composantes de vitesse u et v en un point situé au milieu du champ montré Fig. 2.4.

2.2.4 Décomposition Bi-Orthogonale du champ vitesse

Le champ de vitesse du mouvement du couvert végétal est extrêmement riche au niveau spatio-temporel. Un traitement spécifique est nécessaire pour extraire de ce signal les structures cohérentes. Nous utilisons ici une Décomposition Bi-Orthogonale du champ de vitesse.

Concepts de base sur la Décomposition Bi-Orthogonale

Le principe de la Décomposition Bi-Orthogonale (BOD en anglais), qui fut proposée initialement par Aubry *et al.* (1991), est de décomposer un signal fonction de l'espace et du temps en une somme finie de structures spatio-temporelles. Nous considérons ici le champ de vitesse du mouvement du couvert

$$\dot{X}(M, t) = \begin{bmatrix} u(M, t) \\ v(M, t) \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

où M est le point de coordonnées (x, z) , t est le temps et u, v sont les composantes de vitesse dans les directions x et z . La BOD d'un tel champ de vitesse s'écrit

$$\dot{X}(M, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \sqrt{\alpha_k} \mu_k(t) \Psi_k(M), \quad (2.3)$$

où Ψ_k sont les fonctions spatiales, appelées topos, et μ_k les fonctions temporelles, appelées chronos. Ces fonctions spatiales et temporelles forment deux ensembles de fonctions orthogonales. Le facteur de poids de chacune des structures spatio-temporelles (Ψ_k, μ_k) est le scalaire réel $\sqrt{\alpha_k}$. Aubry *et al.* (1991) ont montré que

- (i) cette décomposition est unique,
- (ii) les topos sont les fonctions propres de l'opérateur de corrélation spatiale de \dot{X} avec pour valeurs propres α_k ,
- (iii) les chronos sont les fonctions propres de l'opérateur de corrélation temporelle de \dot{X} avec les mêmes valeurs propres α_k ,
- (iv) cette série converge en norme, ce qui permet la troncature aux N premiers termes de la somme.

Une propriété remarquable de la BOD est le fait que les valeurs propres α_k sont communes aux fonctions propres spatiales (topos) et temporelles (chronos). Ceci provient des propriétés des opérateurs de corrélation spatiale et temporelle qui sont adjoints.

En pratique, le signal à analyser est donné sous forme discrète, ce qui implique que dans les définitions ci-dessus, les fonctions sont en fait des vecteurs et les opérateurs des matrices. Notons également que le signal est un signal mesurable, ce qui signifie qu'il est à carré intégrable, ou autrement dit que tous les termes des matrices de corrélation ont une valeur finie. Pour notre application, la matrice de

corrélation temporelle est définie comme

$$T_{ij} = \sum_{p=1}^{N_s} u(M_p, t_i) u(M_p, t_j) + v(M_p, t_i) v(M_p, t_j) + u(M_p, t_i) v(M_p, t_j) + u(M_p, t_j) v(M_p, t_i), \quad (2.4)$$

où N_s est le nombre de points en espace du signal. De manière similaire, la matrice de corrélation spatiale est donnée par

$$S = \begin{bmatrix} [S^{uu}] & [S^{uv}] \\ [S^{vu}] & [S^{vv}] \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

où les S^{ab} sont des sous-matrices de corrélation définies par

$$S_{ij}^{ab} = \sum_{q=1}^{N_t} a(M_i, t_q) b(M_j, t_q) \quad (2.6)$$

avec N_t le nombre de points en temps, et (ab) prenant les valeurs (uu) , (uv) , (vu) et (vv) . Les composantes de T et S sont en pratique normalisées par l'énergie cinétique du signal et sont donc à juste titre appelées corrélations. Il faut également noter que le signal à analyser est bi-dimensionnel en espace. Le calcul de corrélation prend donc en compte les corrélations croisées entre les composantes u et v de \dot{X} .

Dans le cas du champ de vitesse du mouvement du couvert végétal, le nombre de points en temps N_t sera toujours plus petit que le nombre de points en espace N_s . Par conséquent la dimension de la matrice T , qui est N_t^2 , est plus petite que celle de S , qui est $4 N_s^2$. Comme les valeurs propres de T sont aussi les valeurs propres de S , il est plus pratique (moins coûteux en temps de calcul) de résoudre d'abord le problème aux valeurs propres temporel et de déduire ensuite les modes spatiaux. Les chronos (vecteurs propres temporels, μ) sont donc calculés en premier en résolvant le problème discret aux valeurs propres

$$T \mu = \alpha \mu, \quad (2.7)$$

où μ est de dimension N_t . Les topes (vecteurs propres spatiaux, Ψ) sont ensuite déduits par projection de la décomposition (2.3) sur l'ensemble des chronos :

$$\Psi_k(M) = \frac{1}{\sqrt{\alpha_k}} \sum_{i=1}^{N_t} \dot{X}(M, t_i) \mu_k(t_i). \quad (2.8)$$

Il est important de noter que cette projection utilisant le signal original \dot{X} , basée sur les propriétés d'orthogonalité de la BOD, n'altère pas l'information de phase du signal.

Dans la décomposition de l'équation (2.3), les structures spatio-temporelles (μ_k, Ψ_k) sont classées par ordre décroissant de leur contribution à l'énergie cinétique totale. La valeur propre α_k représente l'énergie cinétique du $k^{\text{ième}}$ mode spatio-temporel (Hémon & Santi, 2003). Le taux de convergence de la série BOD est un test de la présence de structures cohérentes dans le signal. Dans le cas d'une convergence rapide de la série, les premiers couples de chronos-topos de la décomposition contiennent les principales caractéristiques spatiales et temporelles du signal complet.

La Décomposition Bi-Orthogonale a un certain lien avec les décompositions de type Karhunen-Loève, comme par exemple (en anglais) Principal Component Analysis (PCA), Singular Value Decomposition (SVD), Empirical Orthogonal Functions (EOF), ou encore Proper Orthogonal Decomposition (POD). Cependant une différence majeure existe et qui a pour notre application des conséquences pratiques importantes : la BOD ne nécessite pas que le signal satisfasse d'hypothèses particulières (autre que celle d'être à carré intégrable, ce qui est le cas de tous les signaux mesurables). Elle peut donc être utilisée avec des signaux non-stationnaires, présentant même des événements intermittents, ce qui est le cas avec le mouvement d'une culture sous un vent naturel. De plus, l'hypothèse d'ergodicité, c'est à dire le fait que la moyenne temporelle soit identique à la moyenne spatiale, n'est pas nécessaire avec la BOD, alors qu'elle l'est avec les décompositions de type Karhunen-Loève comme la POD. De plus, pour les techniques de type POD, le signal doit avoir une distribution gaussienne, ce qui est rarement le cas. Enfin, la différence essentielle de la BOD par rapport aux décompositions de type Karhunen-Loève repose sur le fait qu'elle offre une analyse simultanée en espace et en temps puisque la phase relative n'est pas perdue. La BOD permet donc, non seulement d'extraire les structures cohérentes du signal mais aussi de décrire comment celles-ci évoluent ou sont convectées.

Application de la BOD à l'analyse du mouvement du couvert

La Décomposition Bi-Orthogonale (2.3) est appliquée au champ de vitesse spatio-temporel \dot{X} du mouvement du couvert végétal. Le calcul de BOD est réalisé à l'aide d'un code existant (Hémon & Santi, 2003). On illustre ici l'analyse BOD sur l'exemple du mouvement du champ de blé dérivé en section 2.2.3. La Figure 2.6 montre la fraction de l'énergie cinétique recouvrée dans la décomposition BOD du signal, $E_k = \sum_{k=1}^N \alpha_k / E$, E étant l'énergie cinétique totale, en fonction du nombre N de modes spatio-temporels considérés. Ce tracé permet d'illustrer la convergence de la BOD. En considérant les 15 premiers modes de la décomposition, presque 75% de l'énergie totale du signal est retrouvée. Ces 15 modes correspondent ici à $15(2N_s + N_t) \approx 6 \cdot 10^4$ degrés de liberté, au lieu de $2N_s N_t \approx 10^6$ degrés de liberté pour le signal total (avec pour cet exemple $N_s = 1850$, $N_t = 250$). Cela représente une réduction significative et montre une bonne convergence de la BOD, et donc une certaine cohérence du signal.

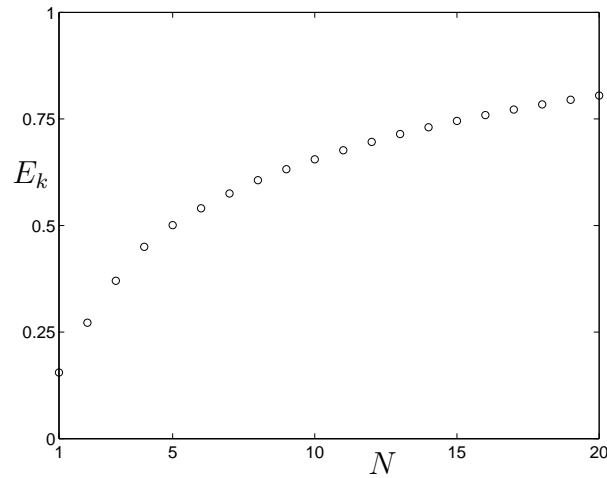


FIG. 2.6 – Fraction de l'énergie cinétique totale recouvrée en fonction du nombre de modes spatio-temporels considérés dans la BOD

On peut également calculer l'entropie du signal, voir Hémon & Santi (2003). Rappelons qu'un signal parfaitement déterminé, par exemple un mouvement de corps rigide, a une entropie pratiquement nulle. Toute son énergie est alors concentrée sur les premiers termes de la BOD. Au contraire, un signal très désordonné a une entropie proche de 1, et un grand nombre de modes BOD sont nécessaires pour reconstruire le signal. Il est connu par exemple que la BOD d'un bruit homogène est réduite à une décomposition de Fourier avec une convergence infiniment lente.

Dans l'exemple présenté ici, l'entropie du champ de vitesse est de 0.7, ce qui est assez haut. Le niveau d'entropie du signal associé à la relative bonne convergence de la décomposition illustre l'intérêt de la BOD : le champ de vitesse du couvert végétal est très désordonné mais contient une partie cohérente. La décomposition bi-orthogonale permet d'extraire les mouvements cohérents du bruit.

On se concentre maintenant sur les deux premiers modes spatio-temporels de la décomposition, qui représentent respectivement 16 et 12% de l'énergie totale. La Figure 2.7(a) et (b) représente les structures spatiales (topos) des modes numéro 1 et 2, et la Figure 2.7(c) les structures temporelles associées (chronos). Notons que les topos et chronos sont des vecteurs propres et sont donc montrés ici avec des amplitudes arbitraires. Les champs de vitesse des topos sont composés de mouvements cohérents de grande échelle. La superposition des iso-contours de module de vitesse permet de bien visualiser ces structures cohérentes. Pour les deux topos, celles-ci apparaissent sous forme de bandes parallèles de mouvement alterné. La longueur d'onde caractéristique associée à ces structures cohérentes est estimée à partir de la transformée de Fourier 2D du topos (Ψ_k , $k = 1, 2$). Celle-ci mène à deux nombres d'ondes k_x et k_z dans les directions x et z . On en

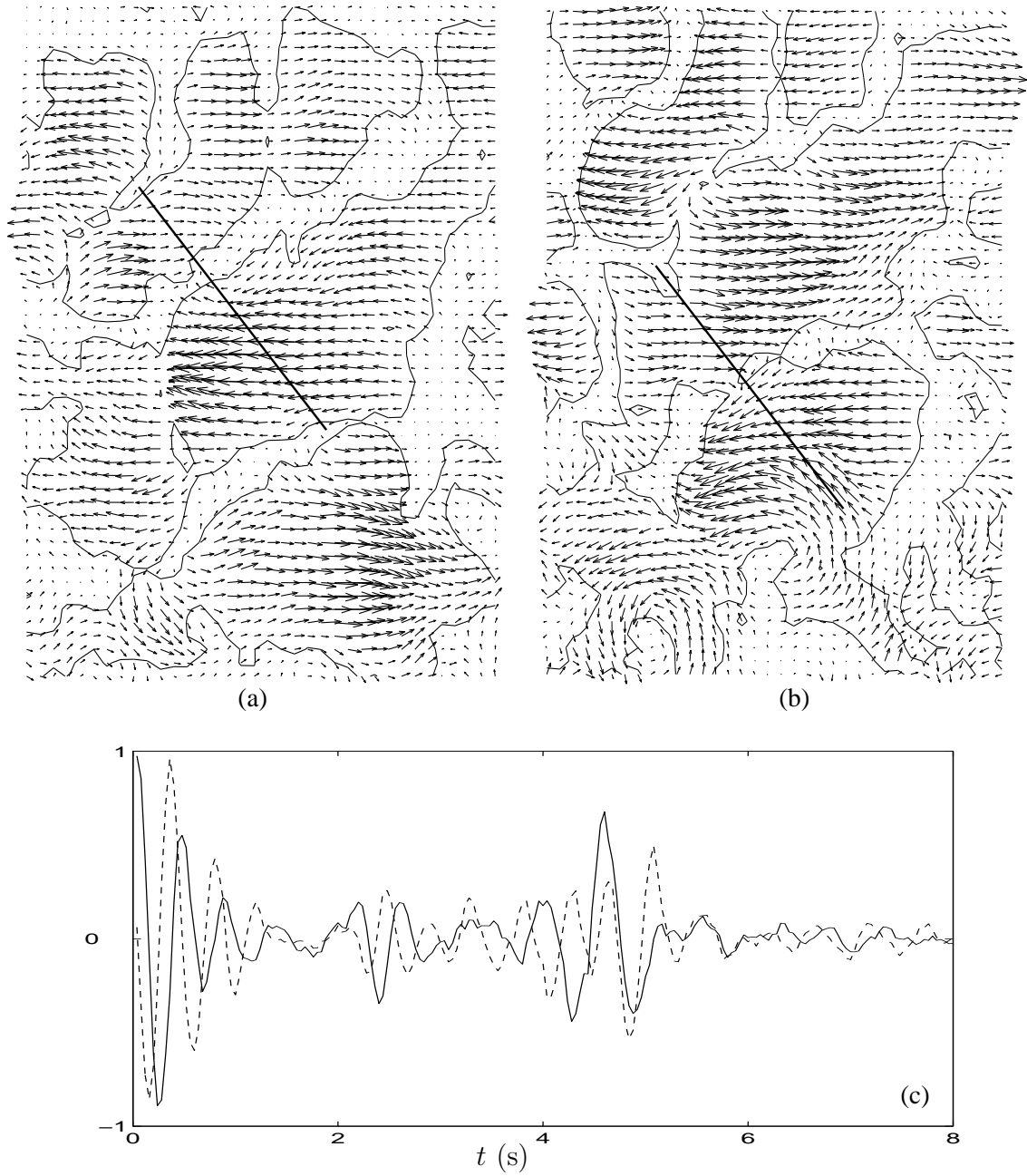


FIG. 2.7 – Les deux premiers modes spatio-temporels issus de la BOD d’une séquence de mouvement du champ de blé : topos (a, b) et chronos associés (c) : (—) chronos 1, (- -) chronos 2.

déduit la longueur d'onde λ et la direction ϕ associée :

$$\lambda = 2\pi/\sqrt{k_x^2 + k_z^2}, \text{ et } \phi = \text{atan}(k_z/k_x). \quad (2.9)$$

Les longueurs d'onde calculées aux topos 1 et 2, et représentée par les deux segments sur les Fig. 2.7(a) et (b), sont approximativement égales et valent environ 1.40 m. Une analyse plus fine des deux topos montre de plus qu'il y a un déphasage en espace entre les champs de vitesse des topos 1 et 2.

Les deux structures temporelles associées (chronos 1 et 2), Fig. 2.7(c), ont un comportement oscillant assez régulier. Une analyse par transformée de Fourier révèle qu'ils ont tous deux une fréquence d'oscillation bien définie, f , égale à 2.2 Hz dans les deux cas. On peut également remarquer que ces deux chronos sont déphasés en temps. Par conséquent, la recombinaison des deux premiers modes spatio-temporels de la BOD, déphasés en temps et en espace, mène à un signal propagatif. La vitesse de phase correspondante peut être définie comme $c = \lambda f$, et est ici de 3.1 m s^{-1} .

Les modes suivants (3, 4, ...) dans la décomposition bi-orthogonale du champ de vitesse présentent globalement les mêmes propriétés que celles des modes 1 et 2 : des structures spatiales cohérentes similaires, cependant moins nettes que celles des deux premiers topos, et des oscillations temporelles à peu près à la même fréquence que celle des chronos 1 et 2. Ce sont les modes les moins énergétiques de la BOD qui présentent des mouvements non cohérents et à des échelles beaucoup plus petites. Un exemple est montré Figure 2.8 avec le 15^{ième} mode de la décomposition.

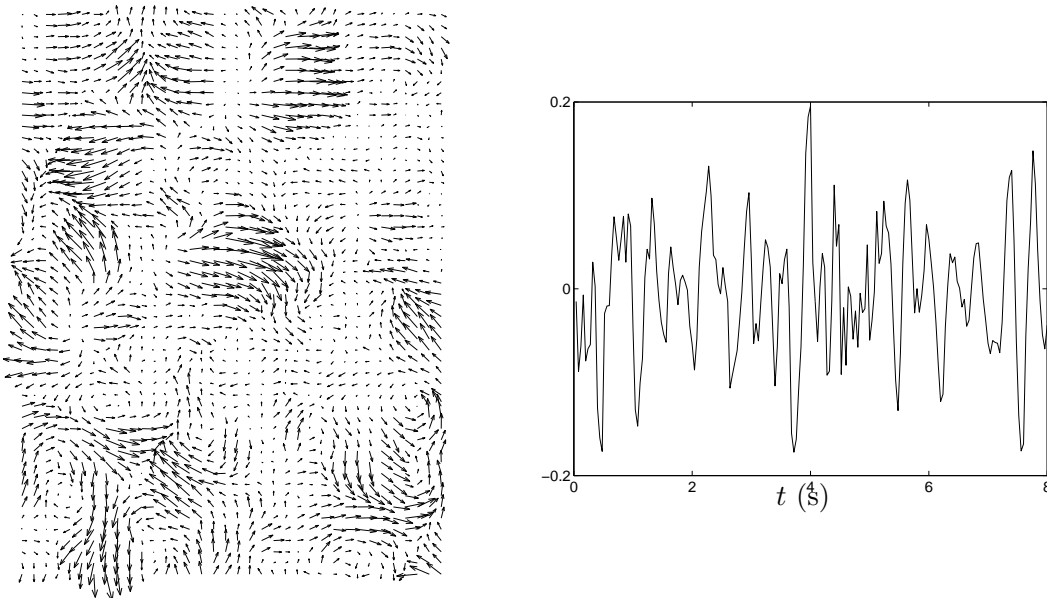


FIG. 2.8 – Mode spatio-temporel numéro 15 : topos et chronos associé.

Autres exemples d'application

Pour illustration, deux autres exemples d'application de la BOD à l'analyse du mouvement du couvert sont montrés Figures 2.9 et 2.10. Le même type de propriétés spatiales et temporelles sont extraites des deux modes les plus énergétiques. Les deux premiers topos révèlent comme précédemment des mouvements cohérents à grande échelle. Une longueur d'onde caractéristique peut être trouvée et on remarque un déphasage en espace entre les topos 1 et 2 dans la direction de la longueur d'onde principale. Ces structures spatiales cohérentes correspondent globalement à des bandes successives, le mouvement à l'intérieur de chacune se faisant, selon les cas, soit en biais ou presque aligné avec la direction des bandes, soit de manière perpendiculaire à celle-ci, ce qui fait penser respectivement à des mouvements en cisaillement ou en compression. Au niveau des structures temporelles, les deux premiers chronos issus de ces exemples présentent comme précédemment une fréquence d'oscillation commune. Ils sont très réguliers et bien déphasés en temps sur une longue durée ($\approx 10s$) pour l'exemple de la Figure 2.10, et montrent au contraire un événement extrêmement court (2s, soit deux périodes) pour l'exemple de la Figure 2.9. Dans les deux cas, Figures 2.9 et 2.10, la combinaison des deux premiers modes spatio-temporels déphasé en espace et en temps mène à un mouvement cohérent propagatif.

Ces deux exemples supplémentaires d'analyse BOD confirment la reproductibilité des résultats montrés Fig. 2.7 sur l'extraction de structures spatio-temporelles propagatives et illustrent également la diversité des formes obtenues inhérente à la caractérisation de mouvements dus à un vent naturel.

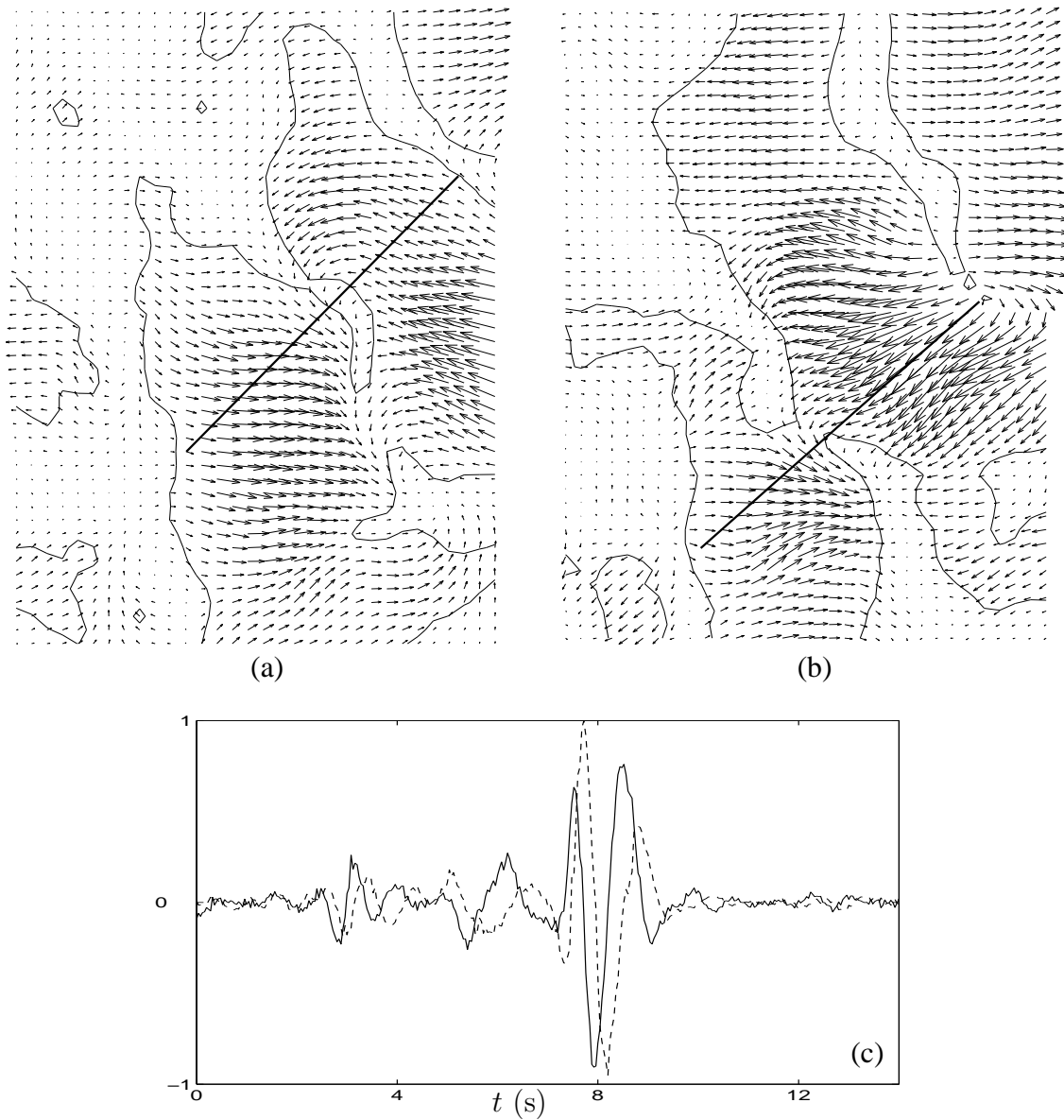


FIG. 2.9 – Illustration de la BOD sur une séquence de mouvement du champ de luzerne : topos 1 et 2 (a, b) avec iso-contours du module de vitesse, et chronos associés (c) : (—) chronos 1, (- -) chronos 2. Longueur d'onde des topos $\lambda=2$ m, fréquence des chronos $f=1$ Hz. Ces deux premiers modes représentent respectivement 27% et 15% de l'énergie totale.

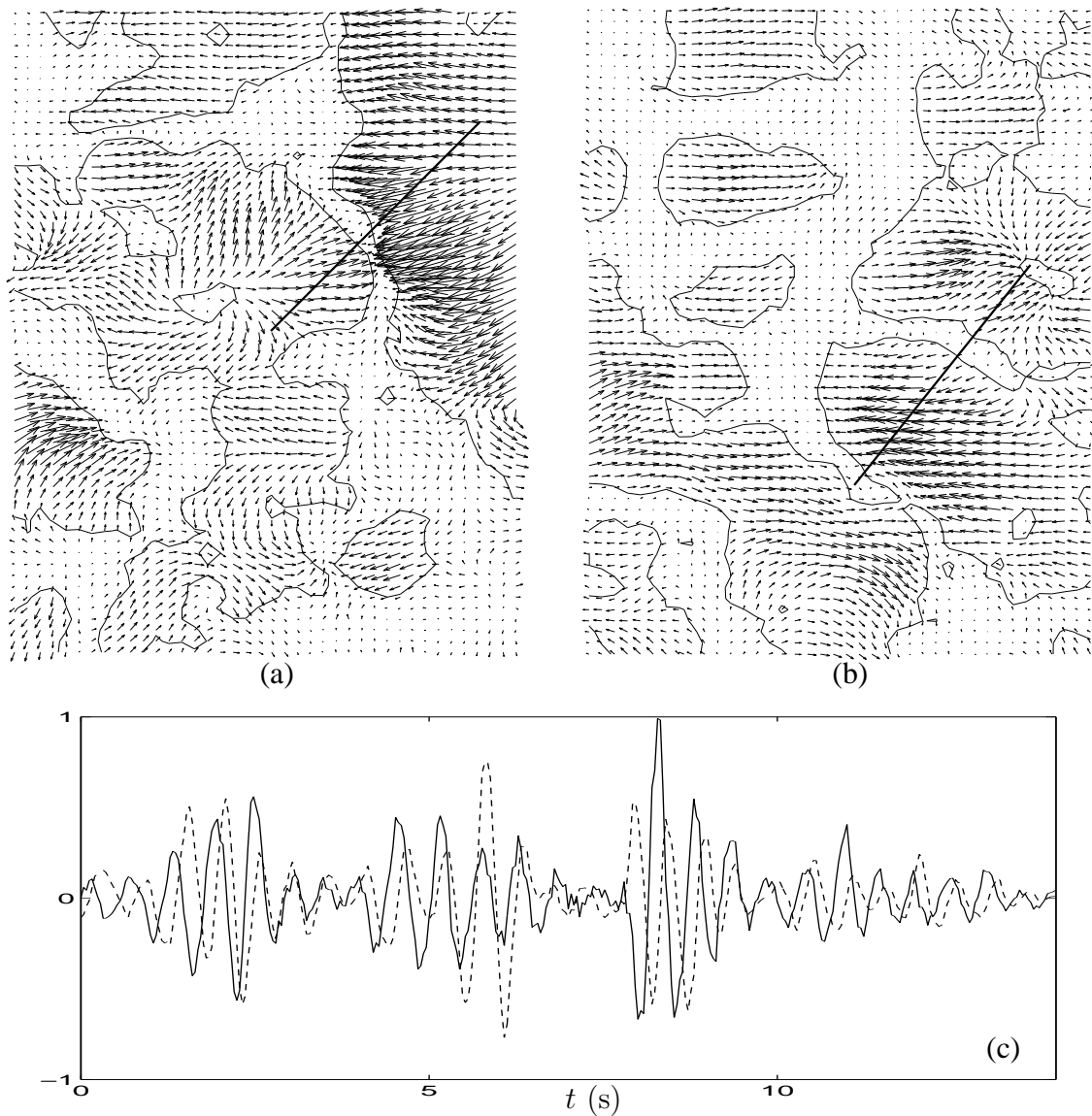


FIG. 2.10 – Illustration de la BOD sur une autre séquence de mouvement du champ de blé : topos 1 et 2 (a, b) avec superposition des iso-contours du module de vitesse, et chronos associés (c) : (—) chronos 1, (- -) chronos 2. La longueur d'onde λ (représentée par le trait) est ici environ 1.30 m pour les deux topos, et la fréquence f des chronos 1.85 Hz. Ces deux premiers modes représentent respectivement 13% et 8% de l'énergie totale.

2.2.5 Discussion sur la technique expérimentale

L'approche expérimentale proposée pour mesurer les mouvements des couverts végétaux dus au vent a été testée avec succès sur un grand nombre de séquences filmées sur les deux champs, de blé et de luzerne. Elle a permis dans tous les cas d'extraire des structures cohérentes propagatives, c'est à dire d'identifier quantitativement les ondes formées par le mouvement du couvert. Cette technique expérimentale est facile à mettre en oeuvre et ne nécessite que du matériel standard. En revanche, il faut noter que le temps de calcul nécessaire au traitement des données (redressement des images, calcul de PIV et de BOD) est assez long, typiquement 1 h pour 1 s de mouvement enregistré.

On discute maintenant plus en détail chaque étape de la technique expérimentale. En ce qui concerne l'acquisition des données, le redressement des images ainsi que la capture du mouvement sont tous deux meilleurs quand l'angle d'inclinaison de la caméra θ est petit. Avec un angle θ grand, l'image est en effet fortement déformée par la perspective, d'où beaucoup de bruit dans l'interpolation de l'image sur le nouveau maillage redressé. De plus, quand l'angle de visée est grand, le mouvement des plantes situées en haut de l'image initiale est à peine perceptible. En revanche, l'inconvénient d'un angle θ petit est que cela réduit la surface de champ visible avec la caméra, et rend délicate l'identification des plus grandes structures spatiales, comme par exemple celles mesurées sur la luzerne, Figure 2.9. On gagnerait bien sûr à pouvoir placer la caméra plus en hauteur, ce qui permettrait de combiner un faible angle d'inclinaison à un grand champ de visée.

L'utilisation de mires de références pour mesurer la distorsion des images a permis d'améliorer grandement la précision des mesures, par rapport à celles réalisées lors de la première campagne, et pour lesquelles un biais persistait malgré le redressement, voir Py *et al.* (2005). Ces mires sont suffisamment minces pour qu'on puisse raisonnablement supposer qu'elles ne perturbent pas l'écoulement du vent au dessus du couvert. En revanche, elles ont un impact visuel certain puisqu'elles masquent des petites parties du champ sur l'image. Malgré les interpolations de la PIV, on observe parfois des déficits localisés de vitesse dans des structures cohérentes qui correspondent à l'emplacement d'une mire. Quelques autres aspects du redressement d'images sont discutés en Annexe A.

La mesure du mouvement des plantes est basée sur une technique de corrélation entre images avancée : la PIV inclut en effet des routines de correction additionnelles qui permettent d'obtenir des données plus précises. Ceci est important puisque le champ de vitesse résultant doit être analysé en terme de structures spatio-temporelles. Le choix de la taille de fenêtre d'interrogation est un paramètre important dans la technique de PIV. Elle doit être assez petite

pour que globalement tous les pixels d'une même fenêtre aient suivi le même déplacement pendant l'intervalle de temps considéré, et suffisamment grand pour que dans une fenêtre donnée les parties de plante situées en dessous de la surface du couvert représentent une part mineure de la surface totale de cette fenêtre. En ce qui concerne le chevauchement entre fenêtres d'interrogation, un taux élevé permet d'augmenter la résolution spatiale de la mesure mais introduit une corrélation artificielle dans le champ de vitesse résultant. Un taux de chevauchement de 50% est un compromis habituel en PIV et convient pour cette application. La mesure du mouvement basée sur la technique de PIV peut facilement être appliquée à d'autres couverts végétaux d'échelles diverses, d'un gazon à une forêt. Elle ne serait pas précise sur des couverts très épars car dans ce cas on ne peut définir de plan de mesure unique : chaque région d'une image de couvert épars est en effet composée de parties de plantes situées à des hauteurs différentes, si bien que le résultat du calcul de corrélation ne peut pas être associé aux vitesses d'un même plan.

La dernière étape de l'approche expérimentale consiste en la Décomposition Bi-Orthogonale du mouvement du couvert végétal. La BOD présente un intérêt particulier ici puisque le champ de vitesse du couvert est très désordonné mais contient une partie cohérente. La BOD permet d'extraire les structures spatio-temporelles cohérentes du mouvement, et révèle également leur propagation. Cette propriété importante résulte de la décomposition simultanée en espace et en temps fournie par la BOD.

La technique expérimentale présentée dans cette section est à ce jour la seule approche simple pour mesurer sur site les mouvements globaux des cultures dus au vent. Une analyse plus systématique, en section 2.4, du mouvement des champs de blé et de luzerne pour différents niveaux de vent permettra d'obtenir

a) les amplitudes des sollicitations perçues par les plantes en situation naturelle, informations essentielles aux analyses thigmomorphogénétiques en agronomie,

b) les caractéristiques des ondes formées par le mouvement des plantes et de comparer celles-ci aux propriétés des structures propagatives du vent au dessus des couverts végétaux déjà mesurées par d'autres moyens, voir Chapitre 1 et Finnigan (2000), ceci dans l'optique de mieux appréhender les mécanismes d'instabilité et de couplage au sein des couverts végétaux.

2.3 Caractéristiques mécaniques des plantes formant le couvert végétal

Les propriétés mécaniques des plantes individuelles formant chacun des deux champs, blé et luzerne, sont également mesurées. Ceci est fait dans l'optique de pouvoir relier les mouvements globaux des cultures à leurs propriétés mécaniques locales respectives. La caractérisation des plantes et les enregistrements vidéo du mouvement des cultures doivent être menés dans un intervalle de quelques jours seulement de manière à ce que la maturité des plantes et donc leur raideur ne varie pas.

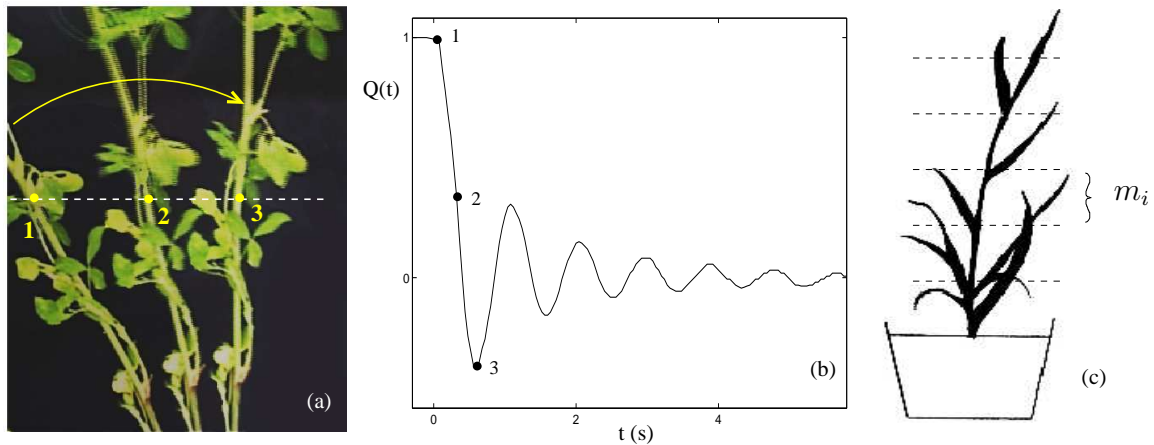


FIG. 2.11 – Mesure des propriétés mécaniques des plantes de blé et de luzerne. (a) Cliché du test d'oscillation libre montrant la position d'une tige de luzerne à trois instants successifs. (b) Oscillation de la tige en fonction du temps mesurée en repérant sa position sur une ligne horizontale. (c) Mesure de la répartition massique de la plante selon sa hauteur : m_i est la masse du $i^{\text{ème}}$ segment.

La caractérisation mécanique des plantes est basée principalement sur des essais d'oscillation libre (ou lâchers), dans la lignée de ceux proposés par Flesch & Grant (1992b) et Doaré *et al.* (2004). Une plante, déterrée du champ avec sa motte de terre, est placée dans un pot en prenant soin que son pied soit bien fixe. On maintient la motte de terre humide de manière à ce que la plante ne se dessèche pas. A la main, on écarte la tige principale de sa position d'équilibre statique, puis on la relâche soudainement et on filme depuis le côté son mouvement, voir Figure 2.11(a). Sur la séquence d'images ainsi obtenues (acquises à 25 Hz), on mesure l'oscillation de la tige en repérant sur une ligne horizontale sa position en fonction du temps, voir Doaré *et al.* (2004). Le signal obtenu, tracé Figure 2.11(b), est typique du comportement d'un oscillateur amorti. Une analyse par transformée de Fourier permet de mesurer la fréquence d'oscillation, qui est la fréquence propre de la tige, notée f_0 . On estime également la dissipation grâce à

	fréquence propre f_0 (Hz)	décrément logarithmique ξ (s ⁻¹)	hauteur de tige h (m)	espacement entre tiges l (m)	masse totale m^{tot} (10 ⁻³ kg)
blé	2.5 [2.0 - 3.0]	1.35 [1.0 - 1.6]	0.68 [0.47 - 0.84]	0.05	7.4 [3.3 - 9.4]
luzerne	1.05 [0.8 - 1.7]	0.58 [0.3 - 1.0]	0.69 [0.54 - 0.76]	0.05	12.3 [3.9 - 18.9]

TAB. 2.1 – Résultats de mesure des propriétés des plantes de blé et de luzerne : valeurs moyennes et intervalles de dispersion.

la mesure du décrément logarithmique ξ . Pour une tige donnée, le test de lâcher est répété plusieurs fois de suite en faisant varier le déplacement initial imposé.

Les tiges de luzerne les plus grandes, avaient tendance, une fois isolées de leurs voisines, à flamber sous leur propre poids. Dans ce cas, le test de lâcher est réalisé en suspendant la tige à l'envers. Pour obtenir la vraie fréquence propre f_0 de la plante, on corrige sur la fréquence de vibration ainsi mesurée, notée f_* , l'effet inversé de la gravité :

$$f_0 = \sqrt{f_*^2 - 2\frac{g}{(2\pi)^2 h_b}}, \quad (2.10)$$

où g est la constante de gravité et h_b la hauteur barycentrique de la plante.

Suite aux tests vibratoires, la plante est débarrassée de ses racines et la partie aérienne est pesée. On mesure la répartition de masse selon la hauteur de la plante en coupant celle-ci en segments de 10 cm et en pesant chacun des segments (tiges et feuilles), voir Fig. 2.11(c). Enfin, on mesure également l'espacement l entre les plantes au sein de la culture, ainsi que la hauteur h des plantes du couvert.

Les propriétés de 6 plantes du champ de luzerne et de 4 du champ de blé sont ainsi mesurées. Les résultats de mesure sont donnés dans le Tableau 2.1. Il est important de noter que, tandis que les hauteurs moyennes des plantes de blé et de luzerne sont sensiblement égales, autour de 70 cm, la fréquence du blé est 2.5 fois plus élevée que celle de la luzerne. On dispose ainsi de deux milieux solides de propriétés dynamiques très différentes pour une même hauteur.

2.4 Mouvements induits par le vent sur les cultures : résultats expérimentaux

Une soixantaine de séquences de mouvement, de 10 à 30 secondes, ont été filmées sur les champs de blé et de luzerne sous diverses conditions de vent. Le champ de vitesse spatio-temporel du mouvement de la surface du couvert est mesuré sur les images redressées à l'aide de la technique de corrélation entre images décrite section 2.2.3. Puis, une partie de ces séquences sont analysées par Décomposition Bi-Orthogonale, comme expliqué en section 2.2.4. On présente ici les résultats expérimentaux obtenus : tout d'abord l'amplitude des mouvements mesurés, puis les caractéristiques des structures cohérentes extraites par la BOD, en fonction de la vitesse du vent et pour les deux couverts végétaux étudiés.

2.4.1 Amplitude du mouvement

Pour chaque séquence filmée, on mesure l'amplitude moyenne du mouvement du couvert sous le vent à partir du champ de vitesse spatio-temporel brut (avant décomposition bi-orthogonale), $\dot{X}(x, z, t)$. Cette amplitude est exprimée comme une vitesse moyennée en espace, définie par

$$A = \sqrt{\frac{1}{N_s} \sum_{j=1}^{N_s} \sigma^2(M_j)}, \quad (2.11)$$

où $\sigma(M_j)$ est l'écart-type de la variation temporelle de \dot{X} pris au point M_j de coordonnées (x, z) , et N_s le nombre de points en espace du champ de vitesse. La Figure 2.12 montre l'amplitude des mouvements mesurés sur les champs de blé et de luzerne en fonction de la vitesse moyenne du vent, U , mesurée pendant chaque séquence environ 15 cm au-dessus du sommet du couvert (cf Figure 2.1). Globalement, pour les deux couverts, l'amplitude du mouvement augmente de façon non linéaire avec la vitesse de vent. La caractéristique la plus frappante réside dans la différence de comportement entre le blé et la luzerne : pour une même vitesse de vent, le couvert de luzerne a un mouvement 2 à 3 fois plus intense que le couvert de blé. Ceci résulte vraisemblablement de la différence de rigidité entre les deux végétaux, comme il sera discuté plus loin.

Ce type de résultats expérimentaux, montrant l'amplitude du mouvement d'un grand ensemble de plantes, peuvent être utiles aux études de la verse et aux analyses thigmomorphogénétiques, puisqu'ils offrent une quantification des sollicitations subies par les plantes en condition naturelle en fonction du niveau de vent au-dessus du couvert végétal. D'autres informations peuvent encore être extraites des champs de vitesse bruts, comme la variabilité statistique des mouvements, ou les taux de divergence des mouvements spatiaux qui peuvent informer sur la ventilation des couverts végétaux (Farquhar *et al.*, 2003).

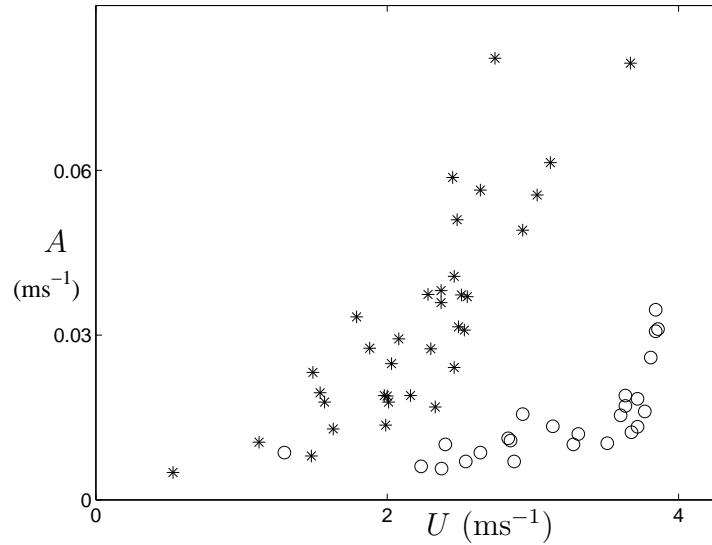


FIG. 2.12 – Amplitude du mouvement du couvert végétal en fonction de la vitesse du vent : (*) luzerne, (o) blé.

2.4.2 Propriétés des ondes formées par le mouvement du couvert

La Décomposition Bi-Orthogonale du champ de vitesse du mouvement du couvert végétal, comme décrite section 2.2.4, est menée de manière systématique sur une trentaine de séquences. Pour chaque séquence, on extrait les deux modes spatio-temporels les plus énergétiques. Ceux-ci révèlent le même type de caractéristiques spatiales et temporelles que celles illustrées sur les Figures 2.7, 2.9 et 2.10. On mesure sur les deux topos la longueur d'onde λ caractérisant les structures spatiales et sur les deux chronos la fréquence f d'oscillation. Dans le cas de modes déphasés en espace et en temps, la vitesse de phase associée, $c = \lambda f$, est ensuite déduite. Les résultats de longueur d'onde, fréquence et vitesse de phase en fonction de la vitesse moyenne du vent pour chaque séquence sont montrés sur les Figures 2.13, 2.14 et 2.15 pour le blé et la luzerne.

Longueur d'onde

La longueur d'onde λ caractérisant les mouvements cohérents du couvert végétal augmente globalement avec la vitesse du vent, voir Fig. 2.13(a), et ceci à un niveau différent pour les deux cultures. Pour une valeur de U donnée, λ est 2 à 3 fois plus grande pour la luzerne que pour le blé. La longueur d'onde est ensuite normalisée par la hauteur du couvert considéré h , et pour la vitesse du vent on introduit la vitesse réduite, U_r , un paramètre adimensionnel courant en interactions fluide-structure, voir par exemple Blevins (1990). La vitesse réduite compare une vitesse caractéristique du fluide, ici la vitesse du vent U , à une vi-

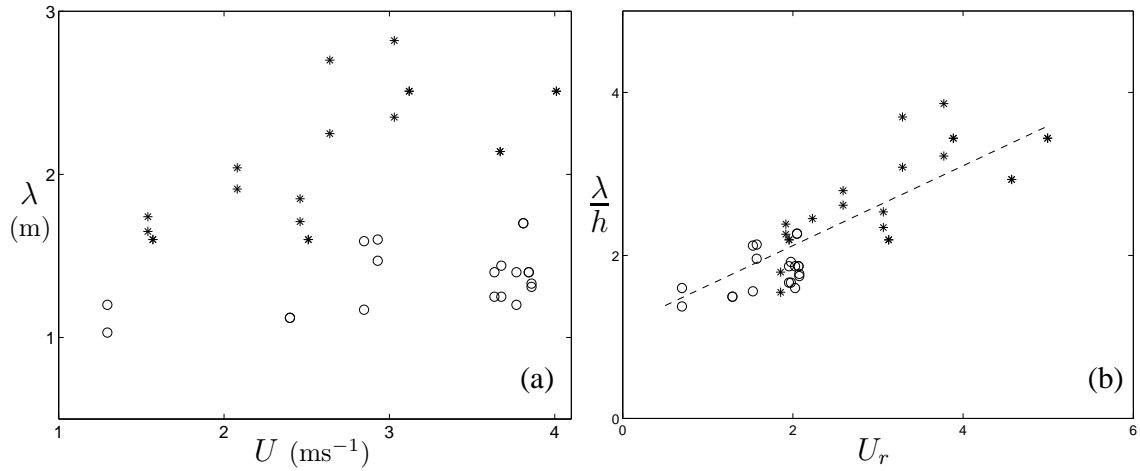


FIG. 2.13 – (a) Longueur d’onde des structures spatiales issues de l’analyse BOD du mouvement du couvert végétal, en fonction de la vitesse du vent. (b) Longueur d’onde normalisée en fonction de la vitesse réduite. (*) luzerne, (o) blé, (- -) ajustement linéaire (2.13).

tesse caractéristique du solide, basée ici sur la fréquence propre f_0 des plantes et la hauteur h du couvert :

$$U_r = \frac{U}{f_0 h}. \quad (2.12)$$

Les valeurs de f_0 et h utilisées sont celles mesurées sur les plantes individuelles de chacun des deux couverts et données dans le Tableau 2.1. Les données des deux couverts végétaux ainsi normalisées, λ/h en fonction de U_r , se regroupent sur une même courbe d’évolution en fonction de U_r , voir Fig.2.13(b). On peut ajuster une relation linéaire à ce jeu de données avec un coefficient de corrélation significativement élevé (0.85). L’adjonction de termes d’ordre supérieur dans la relation polynomiale n’est pas statistiquement significative : la probabilité pour un terme d’ordre 2 d’être liée au hasard de l’échantillonnage est en effet élevée ($P(>t)=0.39$). L’analyse statistique ne révèle pas de différences dans la pente ou l’ordonnée à l’origine entre le blé et la luzerne ($P(>t)=0.44$), si bien que les longueurs d’onde des deux couverts se situent sur la même droite

$$\lambda/h = 0.49 U_r + 1.14. \quad (2.13)$$

Comme f_0 est le seul paramètre intervenant dans la normalisation dont la valeur varie significativement entre le blé et la luzerne, un tel regroupement des données des deux couverts sur une même courbe montre que la fréquence propre des plantes entre en jeu dans la détermination de la longueur d’onde des mouvements cohérents des cultures.

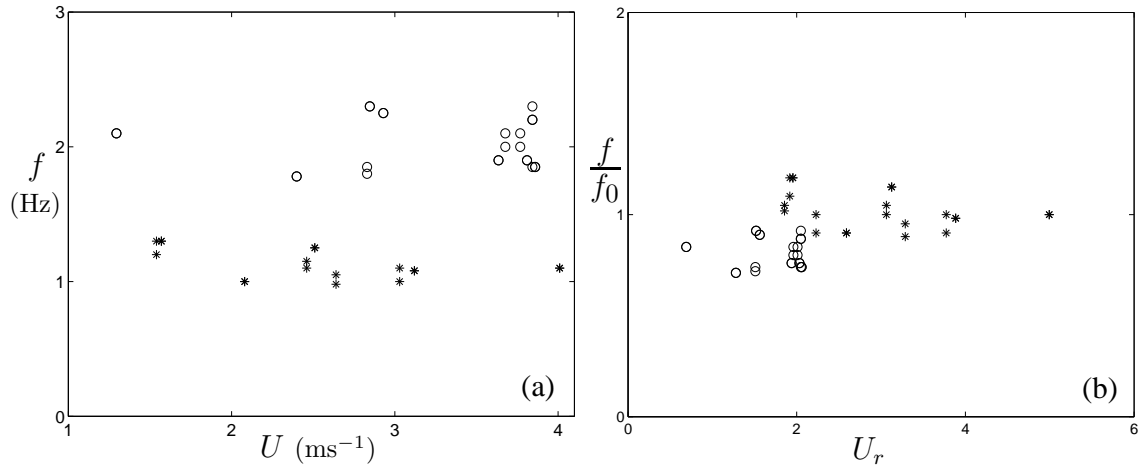


FIG. 2.14 – (a) Fréquence des structures temporelles issues de l’analyse BOD du mouvement du couvert végétal, en fonction de la vitesse du vent. (b) Fréquence normalisée en fonction de la vitesse réduite. (*) luzerne, (o) blé.

Fréquence

La fréquence temporelle f des chronos est trouvée globalement indépendante de la vitesse du vent, Figure 2.14(a), et a une valeur moyenne nettement différente pour les deux cultures. Normalisées par la fréquence propre f_0 des plantes de chaque couvert, et tracées en fonction de la vitesse réduite U_r , les données fréquentielles des deux couverts se regroupent : voir Fig. 2.14(b). L’analyse par régression des données normalisées montre que f/f_0 est indépendante de la vitesse réduite ($P(>t)=0.58$). La valeur moyenne de f/f_0 est proche de 1 pour la luzerne (1.06) mais semble inférieure pour le blé (0.81). Cependant, le tracé de la Figure 2.14(b) ne prend pas en compte l’imprécision sur f_0 (17% d’erreur relative sur f_0 pour le blé, voir Tableau 2.1). Par conséquent, il faut prendre en compte à la fois la variabilité sur f et sur f_0 pour estimer l’intervalle de confiance de la valeur moyenne de f/f_0 . Comme les variances de f et f_0 sont évaluées sur des échantillons différents et ont des valeurs différentes, l’analyse statistique de f/f_0 nécessite l’emploi du premier analogue du théorème de Fieller, avec les distributions de Berhens et le test d de Sukhatme (Finney, 1964). On trouve que les intervalles de confiance de f/f_0 , significatifs au seuil 5%, sont de 0.86-1.39 pour la luzerne, et 0.67-1.02 pour le blé. Donc, dans les deux cas, les valeurs de f/f_0 ne sont pas significativement différentes de 1. La valeur en apparence plus faible de f/f_0 pour le blé, Fig. 2.14(b), provient vraisemblablement de la sous-estimation de f_0 sur l’échantillon de plantes testées, liée à la très forte variabilité des propriétés des plantes dans un même champ.

Par conséquent, les résultats expérimentaux montrent que le mouvement cohérent du couvert végétal se produit à la fréquence propre des plantes qui le constituent, indépendamment de la vitesse du vent. Il y a donc une certaine

sélection de fréquence autour de $f = f_0$ dans le mouvement du couvert induit par le vent.

Vitesse de phase

Enfin, résultant des évolutions de la longueur d'onde et de la fréquence, la Fig. 2.15(a) illustre l'évolution de la vitesse de phase $c = \lambda f$ des ondes du mouvement du couvert en fonction de la vitesse du vent. Le graphe normalisé c/hf_0 en fonction de U_r , Fig. 2.15(b), révèle comme précédemment un regroupement des données expérimentales des deux couverts. La vitesse de phase normalisée augmente linéairement avec la vitesse réduite, avec une pente approximativement égale à 1.

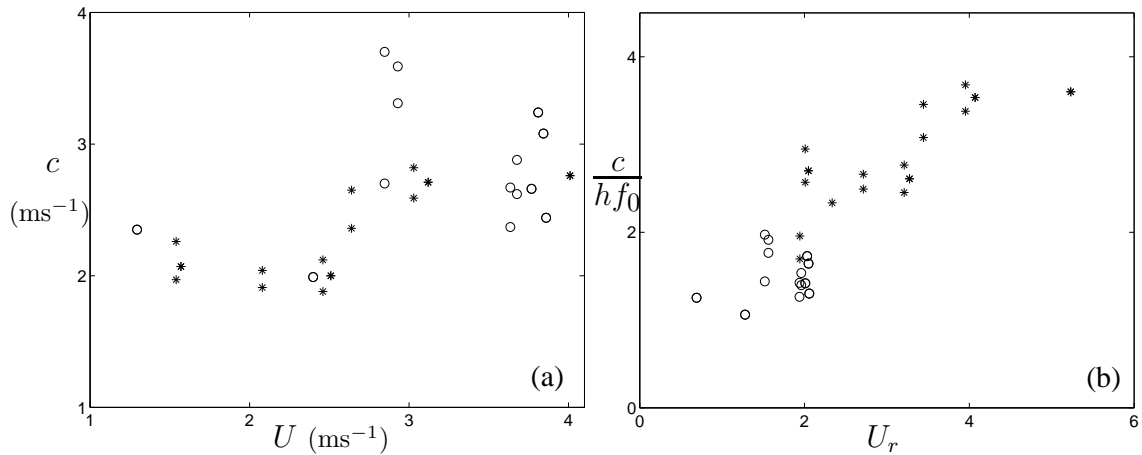


FIG. 2.15 – (a) Vitesse de phase des structures spatio-temporelles issues de l'analyse BOD du mouvement du couvert végétal, en fonction de la vitesse du vent. (b) Vitesse de phase normalisée en fonction de la vitesse réduite. (*) luzerne, (o) blé.

2.5 Discussion

Les résultats expérimentaux montrés précédemment constituent le premier ensemble de mesures quantitatives sur l'ondulation cohérente des cultures sous le vent. Les premiers modes spatiaux, ou topos, issus de l'analyse BOD du champ de vitesse du couvert révèlent de grandes structures cohérentes. Une telle longueur de corrélation n'apparaît pas naturellement dans le mouvement d'un ensemble d'oscillateurs adjacents, et sa présence suggère qu'un mécanisme d'instabilité est à l'origine de l'ondulation du couvert végétal. L'identification de structures cohérentes de grande taille dans le mouvement de la culture tend à prouver que l'instabilité de type couche de mélange, dominant la dynamique du vent au sein des couverts végétaux (Raupach *et al.*, 1996), régit également le mouvement du couvert. De plus, la longueur d'onde caractérisant les topos, proportionnelle à la hauteur des plantes ($1 < \lambda/h < 4$), est du même ordre de grandeur que la taille des structures cohérentes du vent mesurées au dessus de couverts végétaux de ce type : $3 < \lambda/h < 5$ pour le blé et le maïs, voir Fig. 1.12 et Raupach *et al.* (1996); Finnigan (2000).

Dans une instabilité de type couche de mélange, la longueur d'onde est régie par l'épaisseur de vorticité du profil moyen de l'écoulement (Huerre, 2000). Dans le cadre du vent au dessus des couverts v g aux, on sait que l'épaisseur de vorticité δ , qui est principalement li e à la densité de surface foliaire du couvert, est indépendante de la vitesse du vent U , voir Brunet & Irvine (1999). Suivant l'analogie de couche de mélange propos e par Raupach *et al.* (1996), on pourrait donc s'attendre à ce que la longueur d'onde caractérisant les structures cohérentes au sein des couverts v g aux soit (i) aproximativement égale pour le blé et la luzerne puisque ces deux v g aux ont une densité foliaire proche, et (ii) indépendante de la vitesse du vent U . Or, on a montré expérimentalement qu'il y a un rapport 2 à 3 entre les valeurs de longueur d'onde pour la luzerne et pour le blé, et que la longueur d'onde caractérisant l'ondulation du couvert augmente avec U . De manière similaire, la fréquence issue d'une instabilité de couche de mélange, régie par U/δ , augmente linéairement avec la vitesse moyenne de l'écoulement. Or ici, la fréquence caractérisant le mouvement du couvert a été trouv e indépendante de la vitesse du vent U . Par conséquent, le modèle de couche de mélange de Raupach *et al.* (1996) ne permet pas d'expliquer les évolutions expérimentales de la longueur d'onde et de la fréquence du mouvement du couvert avec la vitesse du vent.

De plus, le regroupement des données expérimentales des deux couverts, après normalisation, a montré que la rigidité des plantes, à travers leur fréquence propre f_0 , jouait un rôle prépondérant dans la détermination des valeurs de longueur d'onde et de fréquence caractérisant les ondes de chacun des deux couverts. En particulier, il est très frappant que l'ondulation cohérente se fasse à la fréquence

propre f_0 des plantes indépendamment de la vitesse du vent. Cette sélection de fréquence dans le mouvement cohérent de la culture suggère que la dynamique propre des plantes joue un rôle actif dans le mécanisme d'instabilité à l'origine de leur ondulation. Finnigan (1979) a aussi trouvé des pics dans les spectres du vent au-dessus d'un champ de blé qui correspondaient à la fréquence propre des tiges de blé : cette caractéristique suggérait également que l'oscillation cohérente des plantes puisse perturber l'écoulement du vent au-dessus et à l'intérieur du couvert.

Le modèle de couche de mélange proposé par Raupach *et al.* (1996) ne permet pas d'expliquer le rôle joué par la dynamique du couvert suggéré à la fois par nos résultats et par ceux de Finnigan (1979). Pour essayer de comprendre ce phénomène, il semble donc nécessaire d'étudier de manière couplée la dynamique du vent et le mouvement du couvert. Pour ce faire, un modèle d'interaction fluide-structure est proposé et analysé dans le Chapitre suivant.

Chapitre 3

Modèle couplant la dynamique du vent et le mouvement du couvert végétal

On étudie dans ce Chapitre l'effet possible de la dynamique des plantes sur l'instabilité à l'origine à la fois des structures cohérentes du vent et de l'ondulation des couverts végétaux. On propose pour cela un modèle couplé dans lequel l'écoulement du vent au-dessus et au sein du couvert ainsi que le mouvement des plantes sont considérées, et dans lequel les deux milieux, fluide et solide, interagissent.

Ce modèle fait l'objet de deux articles : une version préliminaire a été publiée dans *Les Comptes-Rendus Mécanique* (Py *et al.*, 2004), et l'analyse plus détaillée des effets du couplage, avec les résultats expérimentaux, a été soumise pour publication à *Journal of Fluid Mechanics*, voir les articles joints en Annexe B.

3.1 Présentation du modèle couplé

3.1.1 Modèle du couvert végétal

Les plantes de culture sont classiquement modélisées comme des oscillateurs mécaniques, voir par exemple Flesch & Grant (1991); Spatz & Speck (2002); Farquhar *et al.* (2003); Doaré *et al.* (2004). Les essais vibratoires menés ici sur les plantes de blé et de luzerne, voir section 2.3 et Fig. 2.11(b), ont confirmé qu'un tel modèle permettait en effet de représenter l'essentiel de la dynamique de la plante.

Le modèle de couvert végétal considéré ici est donc constitué d'une rangée infinie d'oscillateurs mécaniques identiques, alignée avec la direction principale du vent U , voir Figure 3.1. Le mouvement de chaque oscillateur j est décrit par

le déplacement horizontal

$$\mathbf{X}_j(y, t) = \chi(y) Q_j(t) \mathbf{e}_x, \quad (3.1)$$

où χ est une déformée modale et Q_j le déplacement généralisé correspondant. Ici, seul le mode fondamental de vibration est considéré, avec une déformée modale linéaire simplifiée $\chi = y/h$.

L'inertie de chaque plante est prise en compte à travers la masse modale, m , définie par

$$m = \int_0^h m_l(y) \chi^2 dy, \quad (3.2)$$

où m_l est la masse linéique mesurée par segments le long de la tige, voir Fig. 2.11(c). La raideur modale en flexion de la tige, notée r , est ensuite définie comme

$$r = (2\pi)^2 m f_0^2, \quad (3.3)$$

où f_0 est la fréquence propre de vibration. On néglige dans ce modèle l'amortissement des oscillateurs car la dissipation n'est pas supposée jouer un rôle dans le mécanisme inviscide de l'instabilité. Suivant le modèle de Doaré *et al.* (2004), des interactions élastiques sont considérées entre oscillateurs pour tenir compte des contacts entre plantes voisines, voir Figure 3.1. Considérant l'action des oscillateurs voisins, l'équilibre dynamique d'un oscillateur j en régime libre s'écrit alors

$$m \frac{d^2 Q_j}{dt^2} + r Q_j - \tilde{a} [(Q_{j-1} - Q_j) - (Q_j - Q_{j+1})] = 0, \quad (3.4)$$

où \tilde{a} est une raideur d'interaction. Toujours suivant Doaré *et al.* (2004), si l'on considère maintenant que l'espacement l entre plantes est faible, on peut identifier le terme d'interaction comme la forme discrète de la dérivée seconde en espace du déplacement Q . Par conséquent, l'équation dynamique discrète du couvert végétal peut s'écrire sous la forme d'une équation d'onde régissant le mouvement d'un milieu continu équivalent :

$$m \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + r Q - a \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} = 0, \quad (3.5)$$

où $a = \tilde{a} l^2$ est la raideur d'interaction désormais considérée, et où le déplacement Q est maintenant une fonction continue du temps et de l'espace.

Le mouvement du couvert végétal résulte d'une force de traînée locale agissant sur la surface équivalente de chaque plante. Celle-ci dépend de la vitesse effective du vent perçue par la plante, c'est à dire la différence entre la vitesse locale du vent \mathbf{U} et la vitesse de déplacement de la plante $\dot{\mathbf{X}} = \partial \mathbf{X} / \partial t$. La force de traînée est projetée sur la déformée modale χ (Blevins, 1990). On suppose la traînée uniforme sur toute la hauteur de la plante, et seule sa composante longitudinale

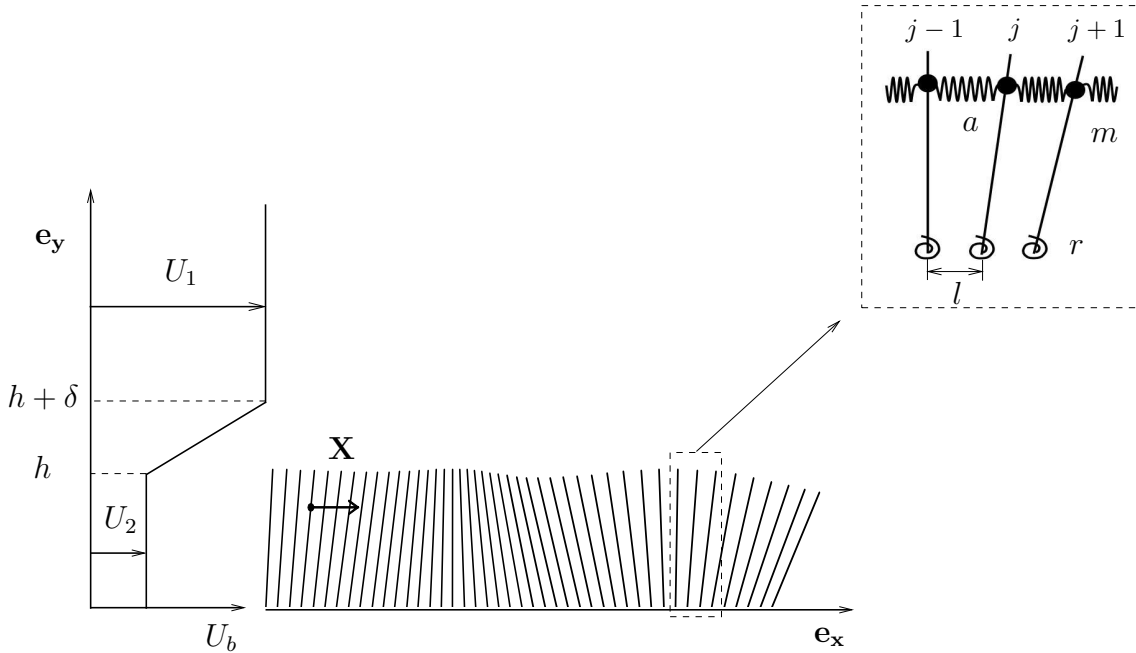


FIG. 3.1 – Représentation schématique du modèle couplé : profil de l'écoulement de base, $U_b(y)$, avec δ l'épaisseur de vorticité, et modèle du couvert végétal où m , r et a sont respectivement la masse modale, la raideur en flexion et la raideur d'interaction.

(suivant \mathbf{e}_x) est prise en compte. La dynamique du couvert est donc régie par l'équation suivante

$$m \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + rQ - a \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} = \int_0^h \frac{1}{2} \rho C D \left[(\mathbf{U} - \dot{\mathbf{X}}) \cdot \mathbf{e}_x \right]^2 \chi dy, \quad (3.6)$$

où C est le coefficient de traînée et D un diamètre effectif de la plante. Le produit CD peut être estimé à partir de la déflexion statique de la plante pour un chargement de vent donné.

3.1.2 Modèle du vent

La vitesse du vent \mathbf{U} au-dessus et au sein du couvert végétal est régie par les équations d'Euler : la viscosité de l'air est en effet négligée puisque le mécanisme d'instabilité de couche de mélange, supposé régir la dynamique du vent (Raupach *et al.*, 1996), est connu pour être inviscide (Huerre & Rossi, 1998). Un terme source, correspondant à la réaction de la force de traînée sur l'écoulement, est ajouté à l'équation de quantité de mouvement suivant x à l'intérieur du couvert ($y < h$).

Les profils de vent moyen mesurés au sein des couverts végétaux ont pour caractéristique principale d'être infléchis au niveau du sommet des plantes, ce qui induit un cisaillement du vent à la surface du couvert, voir Figure 1.8(a). Pour

schématiser ces profils de vent moyen, on utilise ici un profil dit "en ligne brisée", noté $U_b(y)$, défini par une épaisseur de vorticité δ et un paramètre de cisaillement $R = (U_1 - U_2)/2U$, avec $U = (U_1 + U_2)/2$, comme représenté Figure 3.1. En toute rigueur, le sommet du couvert végétal devrait se situer au milieu de la couche de cisaillement du profil de vent. Le décalage considéré ici simplifie grandement le calcul de la relation de dispersion et modifie très peu les résultats subséquents. Ce type de profil en ligne brisée est couramment utilisé pour modéliser des configurations de couche de mélange (Thorpe, 1969; Ortiz *et al.*, 2002), et permet de représenter les caractéristiques principales de l'instabilité (Huerre & Rossi, 1998).

3.1.3 Equations couplées linéarisées

Pour analyser la stabilité d'un état de base donné, constitué d'un profil de vitesse U_b et de pression P_b avec la déflexion statique correspondante du couvert Q_b , on introduit les perturbations associées u, v, p et q . Ces perturbations sont considérées très petites par rapport aux composantes correspondantes de l'état de base. Les équations de conservation de masse et de quantité de mouvement pour l'écoulement et l'équation d'onde du couvert sont développées au premier ordre en terme de perturbations, ce qui mène au système d'équations couplées linéarisées suivant :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U_b \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial U_b}{\partial y} v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{CD}{l^2} U_2 \left(u - \chi \frac{\partial q}{\partial t} \right) \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U_b \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3.8)$$

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (3.9)$$

$$m \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + r q - a \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} = \int_0^h \rho C D U_2 \left(u - \chi \frac{\partial q}{\partial t} \right) \chi dy, \quad (3.10)$$

où le coefficient de traînée C dans (3.7) est mis à zéro en dehors du couvert ($y > h$). A ces équations s'ajoutent les conditions aux limites et conditions de saut aux interfaces usuelles :

$$v_{(y=0)} = 0, \quad \text{et} \quad \lim_{y \rightarrow \infty} v = 0 \quad (3.11)$$

$$[v]_{y^-}^{y^+} = 0, \quad \text{et} \quad [p]_{y^-}^{y^+} = 0, \quad \text{en} \quad y = h \quad \text{et} \quad y = h + \delta \quad (3.12)$$

Les équations sont adimensionnées en prenant comme quantités de référence l'épaisseur de vorticité δ , le temps d'advection δ/U , et la masse $\rho\delta^3$, d'où l'introduction des paramètres adimensionnels suivants :

$$\bar{m} = \frac{m}{\rho\delta^3}, \quad \bar{r} = \frac{r}{\rho\delta U^2}, \quad \bar{h} = \frac{h}{\delta}, \quad \bar{l} = \frac{l}{\delta}, \quad \bar{D} = \frac{D}{\delta},$$

$$\bar{u} = \frac{u}{U}, \quad \bar{v} = \frac{v}{U}, \quad \bar{p} = \frac{p}{\rho U^2}, \quad \bar{q} = \frac{q}{\delta}.$$

3.1.4 Relation de dispersion

On cherche une solution au système d'équations précédent sous la forme d'ondes propagatives (dits modes normaux)

$$(\bar{u}, \bar{v}, \bar{p}, \bar{q}) = \text{Re}[(\hat{u}, \hat{v}, \hat{p}, \hat{q}) e^{i(\bar{k}\bar{x} - \bar{\omega}\bar{t})}], \quad (3.13)$$

avec \bar{k} le nombre d'onde et $\bar{\omega}$ la fréquence angulaire. En supposant l'écoulement irrotationnel (Drazin & Reid, 1981), on aboutit à la relation de dispersion du problème couplé, sous la forme

$$D(\bar{k}, \bar{\omega}) = (D_{solide} + A)(D_{fluide} + E) + G = 0, \quad (3.14)$$

avec :

$$D_{solide} = -\bar{m}\bar{\omega}^2 + \bar{r} + a\bar{k}^2, \quad (3.15)$$

$$D_{fluide} = 4\bar{k}^2 (-e^{-2\bar{k}}R^2 + e^{-2\bar{h}\bar{k}}R((R+1)\bar{k} - \bar{\omega} - R) - e^{-2(1+\bar{h})\bar{k}}R((1-R)\bar{k} - \bar{\omega} - R) + R^2 + \bar{k}^2(R^2 - 1) - 2\bar{k}(R^2 - \bar{\omega}) - \bar{\omega}^2), \quad (3.16)$$

$$A = -\frac{1}{3}iC\bar{D}\bar{h}(R-1)\bar{\omega}, \quad (3.17)$$

$$E = -2iC\bar{D}\bar{k}^2(R-1)e^{-2(1+\bar{h})\bar{k}}(1 + e^{2\bar{h}\bar{k}})(R + e^{2\bar{k}}((R+1)\bar{k} - \bar{\omega} - R))/\bar{l}^2, \quad (3.18)$$

$$G = -2C^2\bar{D}^2\bar{\omega}e^{-2(1+\bar{h})\bar{k}}(e^{\bar{h}\bar{k}} - 1)(R-1)^2(1 + \bar{h}\bar{k} + e^{\bar{h}\bar{k}}(-1 + \bar{h}\bar{k})) \left(R + e^{2\bar{k}}((R+1)\bar{k} - \bar{\omega} - R) \right) / \bar{h}\bar{l}^2. \quad (3.19)$$

Les termes D_{fluide} et D_{solide} sont respectivement les relations de dispersion de l'écoulement du fluide et du mouvement du couvert sans couplage, et A , E et G sont des termes de couplage faisant intervenir le coefficient de traînée C .

Pour alléger les notations, on omet dans le reste du manuscrit les $\bar{\cdot}$ sur le nombre d'onde et la pulsation adimensionnelles : ils seront notés dans la suite k et ω au lieu de \bar{k} et $\bar{\omega}$.

3.2 Paramètres du modèle

Pour mener une analyse réaliste du couplage vent / couvert, on utilise pour les différents paramètres du modèle des valeurs expérimentales, correspondant aux propriétés des cultures utilisées dans les expériences pour le modèle du couvert végétal, et tirées de la bibliographie en ce qui concerne les propriétés du profil de vent.

Pour le couvert végétal, la masse modale m et la raideur modale r sont calculées respectivement à l'aide des équations (3.2) et (3.3) à partir des valeurs de la distribution de masse, de la hauteur et de la fréquence propre mesurées

	f_0 (Hz)	h (m)	m (kg)	r (Nm ⁻¹)	a (Nm)	l (m)	C	D (m)	U (ms ⁻¹)	R	δ (m)
blé	2.5	0.68	1.5 10 ⁻³	0.41	3 10 ⁻⁵	0.05	1	0.011	3	0.5	0.34
luzerne	1.05	0.69	4.6 10 ⁻³	0.17	3 10 ⁻⁵	0.05	1	0.009	3	0.5	0.35

TAB. 3.1 – Valeurs des paramètres du modèle.

sur les plantes de culture en section 2.3. La raideur d'interaction, a , peut être estimée expérimentalement à partir de tests de lâchers impliquant un choc entre deux plantes, voir Doaré *et al.* (2004). On utilise ici la valeur de la raideur d'interaction dérivée des expériences de Doaré *et al.* (2004) sur des plantes de luzerne cultivées en serre. On verra que ce paramètre a en fait peu d'importance dans l'analyse qui suit.

En ce qui concerne la force de traînée, on fixe le coefficient de traînée C égal à 1, et on estime la valeur du diamètre effectif D à partir de la déflexion statique de la tige sous un chargement de vent donné :

$$X(y) = \frac{\rho C D U^2 h}{4r} \chi(y). \quad (3.20)$$

Pour une vitesse moyenne du vent de $U = 3 \text{ ms}^{-1}$, on peut considérer qu'une tige de luzerne a une déflexion statique en haut de tige d'environ 10 cm, et une tige de blé d'environ 5 cm, d'où les valeurs de D données dans le Tableau 3.1.

Les profils de vent moyens fournis par Raupach *et al.* (1996) ou Finnigan (2000) présentent des gradients de vitesse, ΔU , de l'ordre de grandeur de la vitesse moyenne U . On considère donc ici un paramètre de cisaillement $R = \Delta U/2U$ égal à 0.5. La longueur de cisaillement, $L_s = U(h)/U'(h)$, caractérisant le cisaillement du vent au niveau du sommet du couvert, est typiquement de l'ordre de $L_s = 0.5h$, voir (Raupach *et al.*, 1996). Dans le cas du profil en ligne brisée considéré ici, on a $L_s = \delta/2R$, voir Eqs. (1.1) et (1.2). On prendra donc pour épaisseur de vortacité du modèle $\delta = Rh$.

Les valeurs des paramètres du modèle, ainsi estimées, sont données dans le Tableau 3.1 pour les couverts de blé et de luzerne. Sauf quand spécifié, on prendra comme référence pour l'étude du modèle les valeurs correspondant à la luzerne.

3.3 Analyse de stabilité temporelle

Une analyse de stabilité temporelle linéaire consiste à étudier l'évolution temporelle de perturbations prises sous forme d'ondes (3.13) introduites autour de l'état de base. Dans n'importe quel système physique, ces perturbations sont naturellement présentes sous forme de bruit. Si les perturbations croissent au cours du temps, le système s'écarte de plus en plus de son état de base, et ce dernier est dit instable aux temps longs. On cherche notamment quelle perturbation spatiale a le taux de croissance le plus fort, puisque celle-ci domine à terme l'instabilité. Voir par exemple Drazin & Reid (1981) pour plus de détails sur les instabilités.

On analyse donc la stabilité temporelle d'ondes propagatives dans l'écoulement du vent et le mouvement du couvert en calculant numériquement la fréquence complexe ω associée à un nombre d'onde donné réel k à travers la relation de dispersion (3.14). Quatre solutions $\omega(k)$, appelées classiquement branches temporelles, vérifient la relation de dispersion (3.14). Pour un nombre d'onde k donné, la partie imaginaire de ω , notée ω_i , correspond au taux de croissance de l'onde, et la partie réelle, notée ω_r , à sa fréquence temporelle. Seule la branche temporelle présentant le taux de croissance le plus élevé, c'est à dire la branche la plus instable, est considérée en premier lieu. Celle-ci est illustrée sur la Figure 3.2*.

3.3.1 Nature de l'instabilité

On cherche l'origine de l'instabilité couplée en faisant varier le coefficient de traînée de couplage C et la hauteur du couvert \bar{h} . Quand on décroît C , la branche la plus instable $\omega_i(k)$ se déforme, et pour $C = 0$ elle se confond avec la branche instable de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz en milieu borné, solution de $D_{fluide}(k, \omega) = 0$, voir Fig. 3.2(a). Puis en faisant tendre vers l'infini la hauteur adimensionnelle du couvert $\bar{h} = h/\delta$, on recouvre la branche temporelle de Kelvin-Helmholtz pour un profil en ligne brisée dans un milieu infini, avec le nombre d'onde le plus amplifié à $k^{max} = 0.8$ (Huerre & Rossi, 1998).

Par conséquent, la branche instable du modèle couplé dérive de la branche instable de Kelvin-Helmholtz. Cela montre que l'instabilité de couche de mélange reste le mécanisme principal d'instabilité au sein des couverts végétaux quand les dynamiques du vent et du couvert sont couplées. Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux sur le vent et la théorie proposée par Raupach *et al.* (1996). La longueur d'onde de l'instabilité est donc régie par l'épaisseur de vortacité δ du profil de vent moyen, comme trouvé expérimentalement par Raupach *et al.* (1996) sur les mesures de vent.

*La fréquence effective $\omega_r - k$, Fig. 3.2(c), correspond à la fréquence de l'onde quand on se place dans un repère mobile avançant à la vitesse d'advection U . Son tracé, Fig. 3.2(c), permet en outre de mieux voir la modification de la fréquence due au couplage

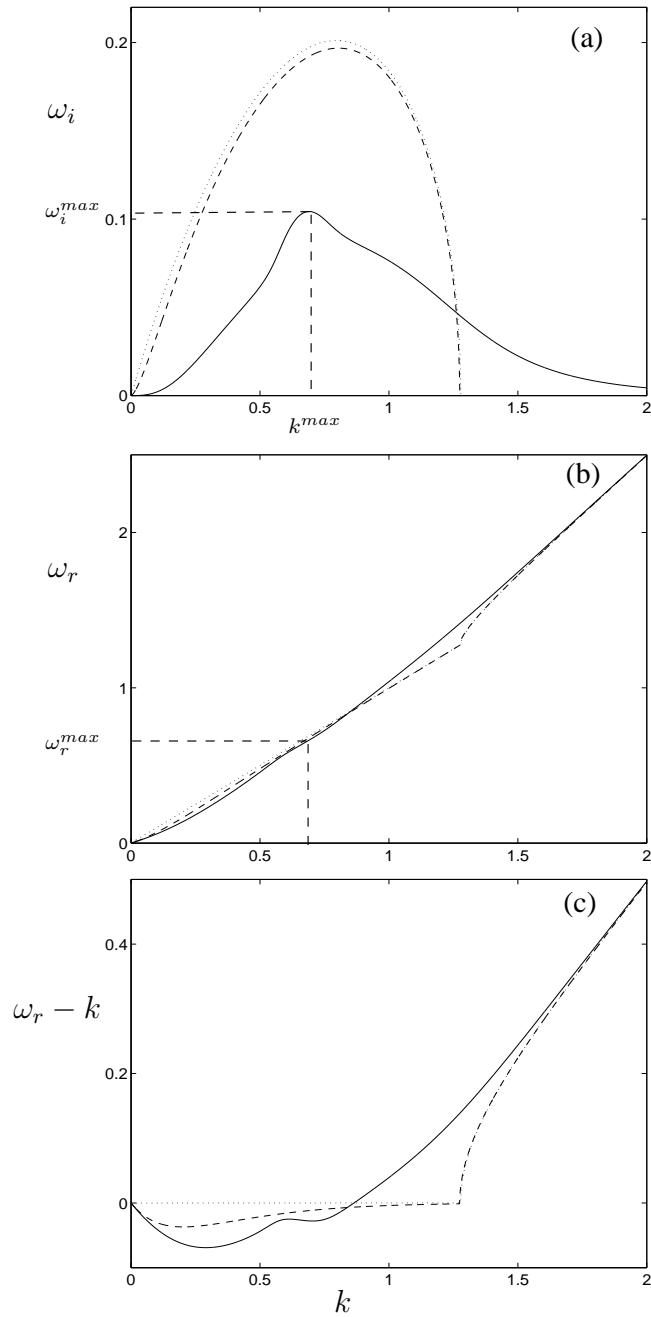


FIG. 3.2 – Branche temporelle la plus instable issue du modèle : taux de croissance ω_i , fréquence ω_r , et fréquence effective $\omega_r - k$ en fonction du nombre d'onde k . (—) modèle couplé, (- -) $C = 0$: Kelvin-Helmholtz en milieu borné, ($\cdot \cdot \cdot$) $C = 0$ et $\bar{h} \rightarrow \infty$: Kelvin-Helmholtz en milieu infini (Huerre & Rossi, 1998).

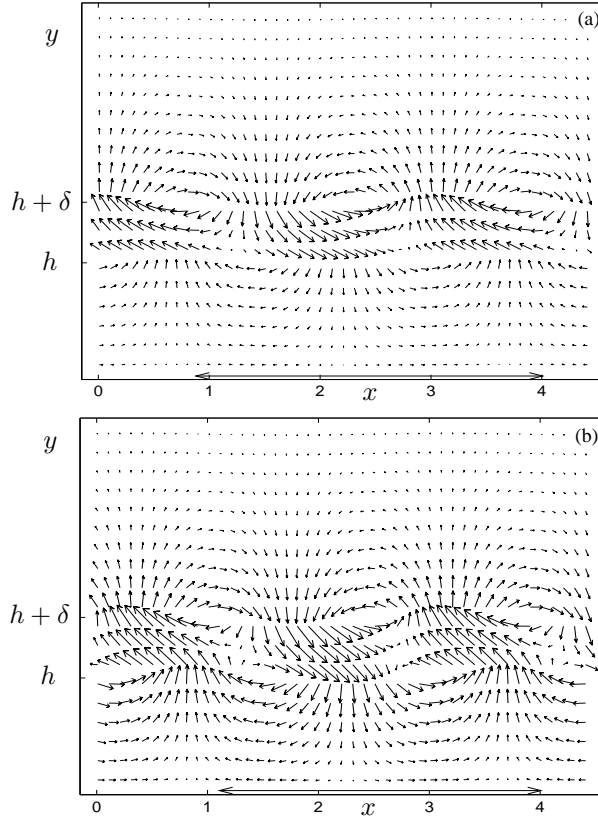


FIG. 3.3 – Champ de vitesse instantané des perturbations (u, v) pour la solution la plus instable de (3.14) : (a) modèle découplé $C = 0$, (b) modèle couplé $C = 1$. Normalisé en imposant dans les deux cas $\hat{u}(h) = 1$. La flèche représente la longueur d’onde.

La Figure 3.3 illustre les déformées modales des perturbations du fluide associées avec l’onde la plus instable issue de (3.14), ($k = k^{max}$, $\omega = \omega_r^{max} + i\omega_i^{max}$), pour les cas couplé et découplé. Le champ de vitesse $\{u, v\}(x, y)$ est légèrement modifié par le couplage (on peut noter une légère modification de la longueur d’onde et de l’amplitude relative), mais il conserve globalement les mêmes caractéristiques. Les déformées modales associées à l’instabilité du modèle couplé correspondent à celles d’une instabilité de type Kelvin-Helmholtz.

Comme pour la branche la plus instable, on peut comprendre l’origine des trois autres branches temporelles du modèle couplé, illustrées Figure 3.4, en diminuant le coefficient de couplage C . Pour $C = 0$, la relation de dispersion (3.14) est réduite à $D_{fluide} D_{solide} = 0$, et dans ce cas on peut en effet vérifier que deux branches se confondent avec les branches de Kelvin-Helmholtz en milieu borné, et deux correspondent à la solution de l’équation du couvert sans couplage $\omega = \pm\sqrt{(\bar{r} + \bar{a}k^2)/m}$, où l’effet de \bar{a} est ici négligeable. Chacune des quatre branches temporelles est ensuite modifiée quand le couplage est pris en compte. On peut en outre remarquer que la symétrie des branches autour de $\omega = 0$ est perdue en

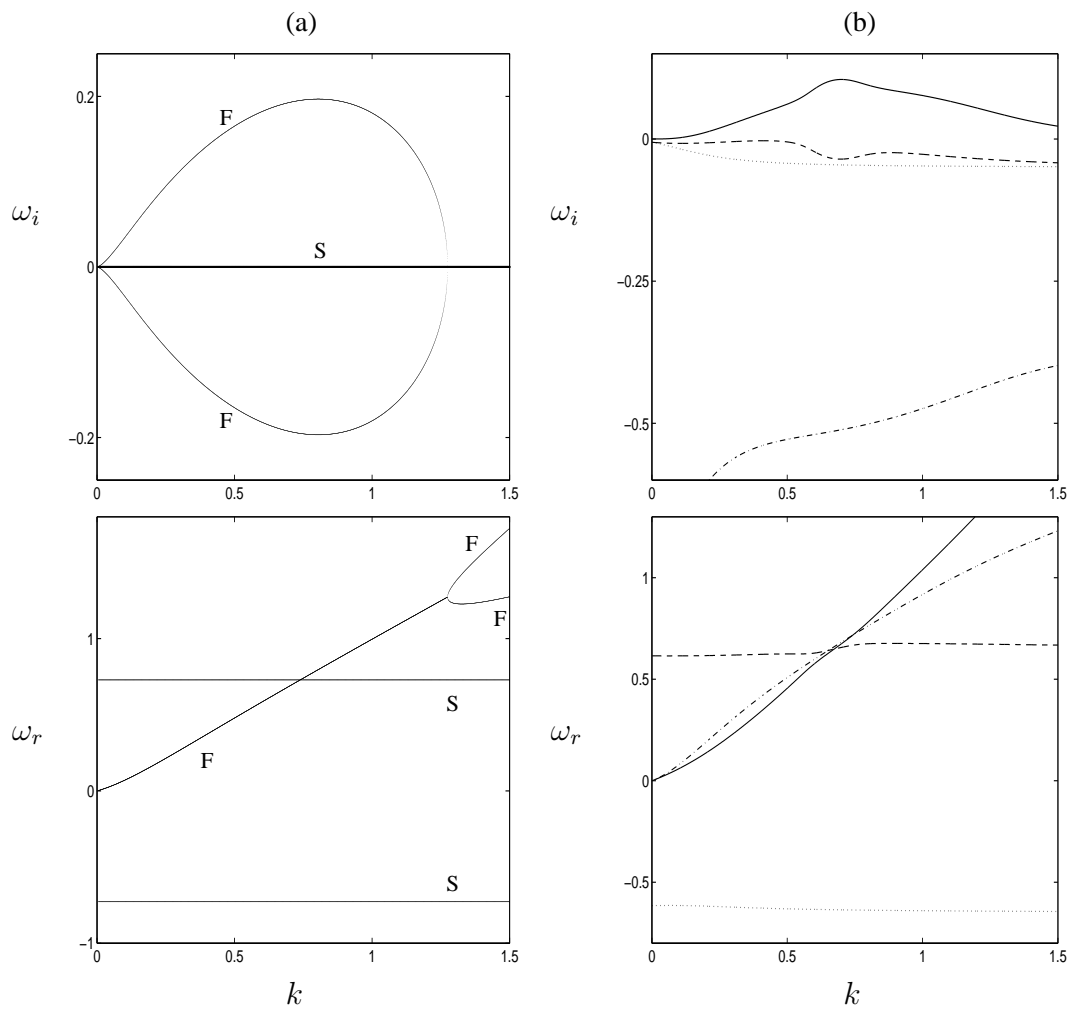


FIG. 3.4 – Les quatre branches temporelles issues de la relation de dispersion (3.14) : (a) cas découplé ($C = 0$) : F dénote les branches issues du fluide, et S celles issues du solide). (b) cas couplé ($C = 1$), avec correspondance entre la partie réelle et la partie imaginaire de chaque branche.

présence de couplage. Ceci est lié à la dissipation introduite par le couplage.

3.3.2 Effet du couplage

Nous avons montré que le modèle couplé est régi par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Cependant, comme la branche la plus instable issue de (3.14) est déformée quand on fait varier le coefficient de traînée C , les propriétés de l'instabilité sont modifiées par la prise en compte du mouvement du couvert. On analyse ici quel est l'impact du couplage sur l'instabilité résultante.

Tout d'abord, le couplage induit une diminution du taux de croissance $\omega_i(k)$, et en particulier du taux de croissance maximal ω_i^{max} , voir Fig. 3.2(a) : les effets dissipatifs sont en effet connus pour être stabilisant dans les couches de mélange (Panton, 1996). Le couplage fait également varier le nombre d'onde k^{max} menant au taux de croissance le plus élevé, Fig. 3.2(a) : k^{max} décroît ici d'environ 15%. Cette diminution de k^{max} avec le couplage est associée à une diminution de la fréquence temporelle associée $\omega_r^{max} = \omega_r(k^{max})$, voir Fig 3.2(b) et (c). La fréquence dominante de l'instabilité couplée est donc plus petite que la fréquence qui serait prédite si seule la stabilité du profil de vent était considérée. Enfin, le pic de la branche $\omega_i(k)$ est plus étroit pour le modèle couplé que pour le cas découplé, voir Fig. 3.2(a). L'instabilité est donc plus sélective en terme de nombres d'onde quand les dynamiques du fluide et du solide sont couplées (ceci sera étudié plus en détail Figures 3.5(c) et 3.6).

Pour résumer, l'analyse de stabilité temporelle du modèle couplé fluide-structure a montré que le vent et le mouvement du couvert sont régis par une instabilité de couche de mélange modifiée. La prise en compte de la dynamique des plantes par l'effet de la force de traînée modifie les propriétés de l'instabilité. Pour essayer de comprendre comment le mouvement du couvert peut influencer le mécanisme de Kelvin-Helmholtz, on étudie dans la section suivante l'effet des propriétés mécaniques du couvert sur l'instabilité couplée.

3.4 Influence des propriétés du couvert sur l'instabilité couplée

3.4.1 Effet de la fréquence du couvert : un mécanisme d'accrochage

On étudie ici l'influence de la dynamique du couvert sur les propriétés de l'instabilité couplée. En gardant les autres paramètres constants, on fait varier la raideur en flexion adimensionnelle \bar{r} des plantes. Cela modifie les quatre branches temporelles issues de la relation de dispersion (3.14), et en particulier cela affecte la forme de la branche la plus instable $\omega_i(k)$. On regarde en particulier l'impact de la variation de \bar{r} sur le nombre d'onde le plus amplifié k^{max} , le taux de croissance correspondant ω_i^{max} et la fréquence associée ω_r^{max} . Les évolutions de ω_i^{max} et ω_r^{max} en fonction de la fréquence propre adimensionnelle du couvert, $\bar{f}_0 = \sqrt{\bar{r}/\bar{m}}$, sont illustrées sur la Figure Fig. 3.5. Notons que la courbe d'évolution de k^{max} en fonction de \bar{f}_0 (non montrée) est équivalente à celle de ω_r^{max} , car k^{max} et ω_r^{max} sont pratiquement proportionnels l'un à l'autre (exactement proportionnels dans le cas de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz pure, où $\omega_r^{max} \equiv k^{max}$ sur l'intervalle des k instables), voir Fig. 3.2(b) et(c).

Quand la fréquence propre \bar{f}_0 est très petite ou très grande, le taux de croissance ω_i^{max} et la fréquence ω_r^{max} sont pratiquement constants par rapport à \bar{f}_0 , voir Fig. 3.5. Dans l'intervalle entre $\bar{f}_0 = 0.36$ et 1.24 , ω_r^{max} dévie soudainement de son régime asymptotique et se met à augmenter linéairement avec \bar{f}_0 . Sur cet intervalle, la fréquence de l'instabilité vient donc *s'accrocher* sur la fréquence propre des plantes. Ce phénomène est identique en forme, mais distinct au niveau des mécanismes, à ce qui est communément observé en vibrations induites par détachement tourbillonnaire (Williamson & Govardhan, 2004). Le terme accrochage est donc utilisé dans la suite pour décrire ce phénomène. Sur ce même intervalle de \bar{f}_0 , le taux de croissance de l'instabilité ω_i^{max} est amplifié de manière continue, et atteint son maximum au centre de l'intervalle, pour $\bar{f}_0 = 0.8$, Fig. 3.5(a).

Les évolutions de ω_r^{max} et ω_i^{max} décrites ci-dessus sont dues à la déformation de la branche la plus instable issue de (3.14) quand on fait varier \bar{f}_0 . En particulier, les changements soudains de la fréquence ω_r^{max} montrés Fig. 3.5(b) se produisent quand, pour \bar{f}_0 considéré, la branche la plus instable $\omega_i(k)$ présente deux bosses d'amplification presque égale, voir par exemple Fig. 3.6(a). Quand on fait varier \bar{f}_0 , une des bosses initialement moins amplifiée devient subitement plus amplifiée que l'autre, ce qui mène à un changement abrupt de k^{max} , et par conséquence de ω_r^{max} . Cela explique aussi pourquoi les variations brutales, voire discontinues, de la fréquence sont associées à une modification continue du taux d'amplification.

La variation de la fréquence du couvert \bar{f}_0 modifie également la largeur du pic de taux de croissance, notée Δk , de la branche la plus instable, voir Figure

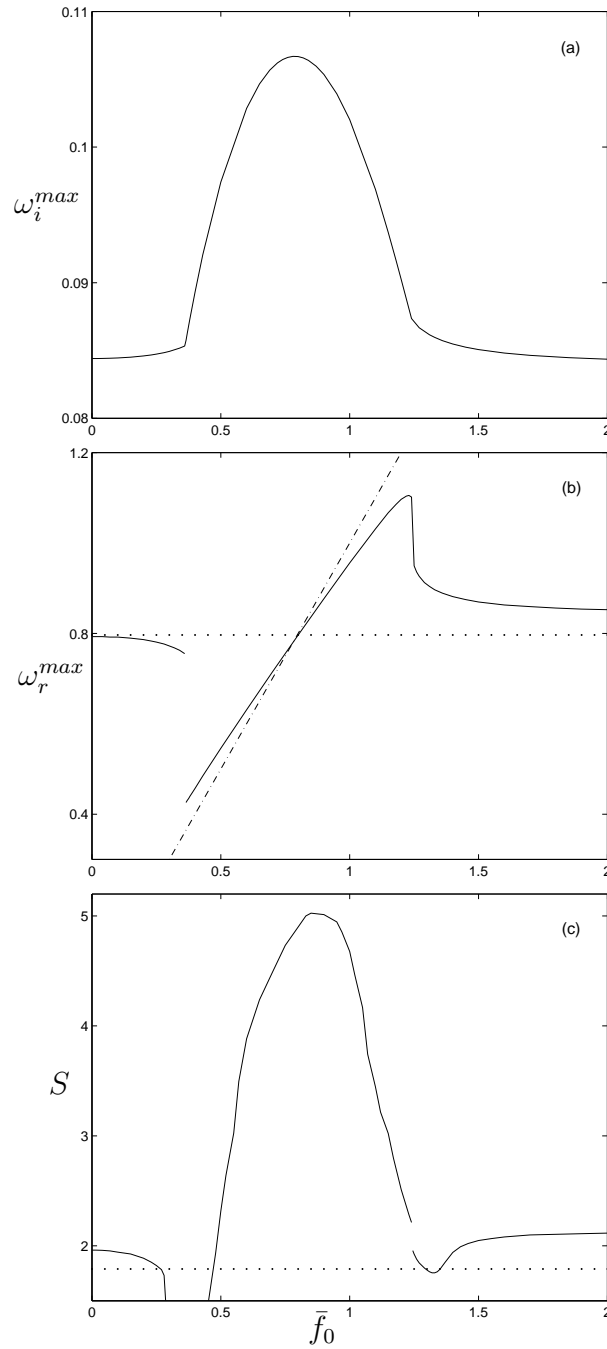


FIG. 3.5 – Evolution du taux de croissance ω_i^{max} , de la fréquence ω_r^{max} et de la sélectivité S de l'instabilité couplée en fonction de la fréquence propre du couvert \bar{f}_0 montrant un mécanisme d'accrochage : (—) modèle couplé, ($\cdot\cdot\cdot$) modèle découplé ($C = 0$), ($-\cdot-\cdot-$) accrochage parfait $\omega_r^{max} \equiv \bar{f}_0$.

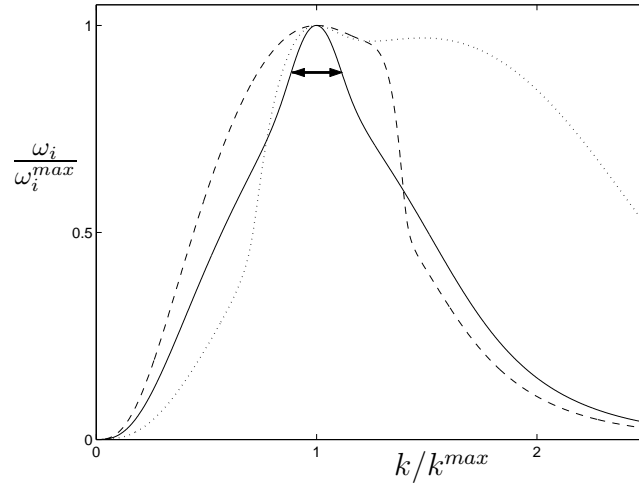


FIG. 3.6 – Branche instable normalisée pour différentes valeurs de la fréquence du couvert : (\cdots) $\bar{f}_0 = 0.39$, ($—$) $\bar{f}_0 = 0.8$, ($- -$) $\bar{f}_0 = 1.3$. La flèche représente la largeur du pic de taux de croissance, Δk .

3.6, et par conséquent affecte la sélectivité de l'instabilité en terme de nombres d'ondes. La largeur de pic Δk est définie comme une bande passante de nombre d'ondes pour laquelle le taux de croissance est au-dessus d'un certain niveau, ici $\omega_i / \omega_i^{max} > 0.9$, et est mesurée en terme de nombres d'ondes normalisés k / k^{max} . La sélectivité de l'instabilité, S , est calculée comme l'inverse de Δk . L'évolution de S en fonction de la fréquence du couvert \bar{f}_0 , illustrée Figure 3.5(c), révèle que la sélectivité de l'instabilité augmente significativement dans l'intervalle d'accrochage, par rapport à sa valeur asymptotique, et par rapport au comportement du modèle découplé. De plus, la fréquence \bar{f}_0 pour laquelle S atteint son maximum, c'est à dire pour laquelle l'instabilité couplée est la plus sélective, est approximativement égale à la fréquence du couvert menant au maximum du taux de croissance ($\bar{f}_0 = 0.8$), voir Fig. 3.5(a) et (c). La variation de la sélectivité de l'instabilité et le mécanisme d'accrochage sont donc liés. Autrement dit, la modification de l'instabilité de couche de mélange par l'accrochage en fréquence mène donc à une instabilité couplée plus sélective.

Pour illustration, on montre Figure 3.7 l'allure des branches temporelles caractérisant un accrochage maximal, c'est à dire pour la fréquence propre de l'intervalle d'accrochage menant au taux de croissance maximal (ici $\bar{f}_0 = 0.77$, en considérant $R = 0.8$). Seules les deux branches temporelles les plus amplifiées sont représentées : la branche présentant le taux de croissance le plus fort dérive de la branche instable de Kelvin-Helmholtz, et l'autre est issue de l'équation d'onde du couvert. Les parties imaginaires de ces deux branches ont une allure presque symétrique, présentant respectivement une bosse et un creux pour le même nombre d'onde. Autour de ce même nombre d'onde, les parties réelles correspondantes dévient chacune de leur direction principale d'évolution pour

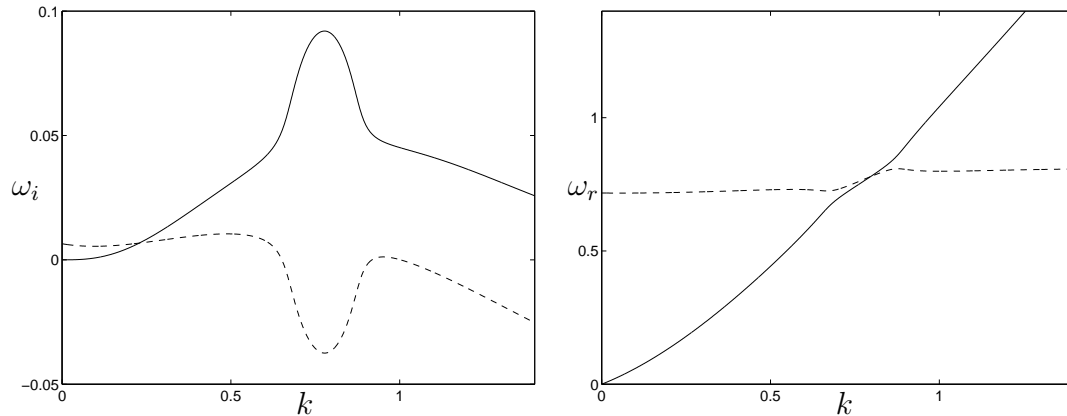


FIG. 3.7 – Forme des branches temporelles caractérisant un accrochage maximal. On ne montre ici que les deux branches les plus amplifiées.

adopter une pente intermédiaire et évoluer ensemble sur un petit intervalle. L'accrochage maximal correspond donc à une solution de la relation de dispersion (3.14) pour laquelle une solution fluide et une solution solide se couplent de manière particulière.

3.4.2 Robustesse du mécanisme d'accrochage

L'influence de la rigidité du couvert végétal sur la fréquence, la taux de croissance et la sélectivité de l'instabilité couplée a été illustrée précédemment pour un ensemble de paramètres particulier du modèle, les propriétés des plantes de luzerne données Table 2.1 et un coefficient de traînée $C = 1$. En fonction de la maturité des plantes par exemple, leur masse et géométrie peuvent varier. Cette variation est encore plus importante si l'on compare des plantes d'espèces différentes, voir par exemple la différence de masse entre le blé et la luzerne (Table 2.1). Pour voir si l'accrochage fréquentiel trouvé précédemment est un effet spécifique aux propriétés du champ de luzerne considéré, ou un mécanisme plus général, on fait maintenant varier les autres paramètres du modèle. On considérera deux effets : d'abord celui de l'inertie du couvert, à travers sa masse modale \bar{m} , puis le degré de couplage entre la dynamique du vent et le mouvement du couvert à travers le coefficient de traînée C .

Effet de la masse

Pour ce qui concerne la masse, on étudie l'influence de \bar{f}_0 sur l'instabilité dans le cas d'un couvert lourd et dans le cas d'un couvert léger, voir Fig. 3.8(a). Pour cela, on considère arbitrairement une masse modale trois fois plus élevée que celle de la luzerne, puis une masse deux fois plus faible que celle du blé, ce qui permet de représenter en grande partie la variabilité des plantes de culture

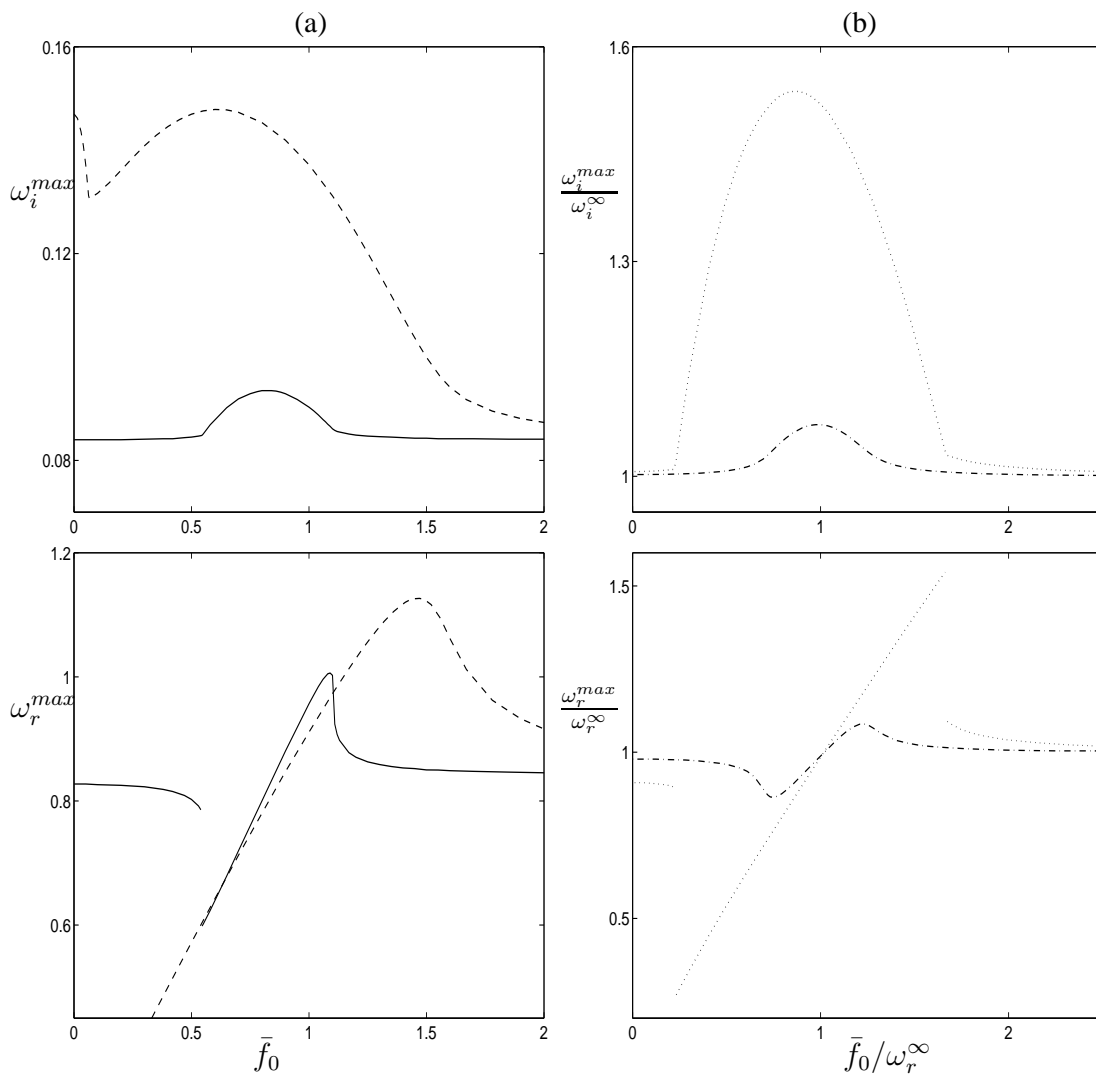


FIG. 3.8 – Effet de la masse du couvert et du coefficient de traînée sur les évolutions de ω_i^{max} et ω_r^{max} en fonction de \bar{f}_0 . (a) (—) masse élevée $\bar{m} = 0.25$, (- -) masse faible $\bar{m} = 0.01$. (b) (- -) traînée faible $C=0.5$, ($\cdot\cdot\cdot$) traînée forte $C=1.5$.

de cette taille. Dans les deux cas, on trouve un comportement de ω_r^{max} et ω_i^{max} en fonction de \bar{f}_0 globalement similaire au cas précédent de la Fig. 3.5 : pour des valeurs intermédiaires de la fréquence du couvert \bar{f}_0 , la fréquence de l'instabilité s'accroche sur \bar{f}_0 , induisant une amplification du taux de croissance ω_i^{max} , voir Fig. 3.8(a). Dans l'intervalle d'accrochage, la pente de variation de ω_r^{max} par rapport à \bar{f}_0 est plus forte dans le cas d'une masse élevée du couvert que dans le cas d'une masse faible. L'accrochage est plus marqué pour une masse élevée, mais persiste sur un intervalle de \bar{f}_0 plus large quand le couvert est léger. Enfin, l'amplification du taux de croissance dû à l'accrochage est plus faible quand le couvert est lourd.

Effet du coefficient de couplage

Considérant maintenant une masse donnée du couvert (celle de la luzerne), on étudie l'impact d'une variation du coefficient de couplage de traînée C . Jusqu'à présent, on avait considéré $C = 1$. On teste maintenant deux valeurs, respectivement plus élevée et plus faible. Faire varier le coefficient de traînée équivaut à faire varier la surface effective de chaque plante (Dh) sur laquelle la force de traînée s'applique, et qui ne peut être estimée qu'imparfaitement. Les courbes d'évolution $\omega_i^{max}(\bar{f}_0)$ et $\omega_r^{max}(\bar{f}_0)$, tracées Fig. 3.8(b) pour $C = 0.5$ et $C = 1.5$, sont normalisées par les valeurs asymptotiques du taux de croissance et de la fréquence obtenues quand $\bar{f}_0 \rightarrow \infty$ pour le C considéré, notées ω_i^∞ et ω_r^∞ . Ainsi, seul l'effet de C sur le mécanisme d'accrochage est représenté. Tout d'abord, la Fig. 3.8(b) montre que le mécanisme d'accrochage décrit précédemment pour $C = 1$ persiste dans le cas d'une force de traînée plus élevée ou plus faible. L'intervalle d'accrochage de \bar{f}_0 ainsi que la pente de variation de ω_r^{max} par rapport à \bar{f}_0 augmentent tous deux avec le coefficient de couplage C . L'amplification associée du taux de croissance, relative à ω_i^∞ , augmente également avec C . Tout ceci suggère que plus les dynamiques du fluide et du solide sont couplées, plus l'oscillation du couvert végétal est capable de perturber, via le mécanisme d'accrochage, l'instabilité de Kelvin-Helmholtz résultant du profil de vent infléchi.

Pour les quatre cas illustrés sur la Figure 3.8, les variations de fréquence et du taux de croissance de l'instabilité sont associées à une diminution de la largeur du pic de taux de croissance Δk dans l'intervalle d'accrochage. Cette augmentation de la sélectivité de l'instabilité, liée au mécanisme d'accrochage, comme montré Figure 3.6, persiste donc pour des masses de plante et des coefficients de traînée différents.

Bilan

Pour résumer, nous avons vu que la prise en compte du mouvement du couvert par la force de traînée modifiait l'instabilité : non seulement la dynamique du

couvert affecte les propriétés des ondes de type Kelvin-Helmholtz, mais nous avons également montré qu'elle pilotait le mécanisme d'instabilité sur une certaine zone de paramètres. Quand la fréquence du couvert est proche de la fréquence naturelle de l'instabilité, cette dernière dévie et vient s'accrocher sur la fréquence propre des plantes, induisant une intensification de l'instabilité et un renforcement de sa sélectivité. Ce mécanisme est robuste puisqu'on a montré qu'il persistait sur un large intervalle de masse et de coefficient de traînée.

3.5 Modèle élémentaire d'accrochage

Pour essayer de mieux comprendre le mécanisme d'accrochage par lequel la fréquence de vibration du couvert régit la fréquence de l'instabilité, on propose ici un modèle couplé plus simple. Dans le modèle complet (section 3.1), le couvert végétal est traité comme un ensemble continu d'oscillateurs mécaniques et son mouvement est lié à l'écoulement du vent par un couplage dissipatif par traînée. On a montré que ce modèle était régi par une instabilité de Kelvin-Helmholtz modifiée. En un point fixe de l'espace, les ondes de Kelvin-Helmholtz correspondent à une oscillation temporelle dont l'amplitude croît exponentiellement en temps. La dynamique temporelle de l'écoulement peut donc être schématiquement représentée, comme c'est le cas dans d'autres études d'accrochage en vibrations induites par détachement tourbillonnaire (Facchinetti *et al.*, 2004; de Langre, 2005), par un oscillateur fluide instable, noté $\varphi(t)$, doté d'une masse, d'une fréquence propre et d'un taux de croissance. En ce qui concerne le couvert, nous avons vu que les interactions élastiques entre oscillateurs étaient de faible importance, on peut donc le représenter par un seul oscillateur, noté $q(t)$. Les deux oscillateurs fluide et solide sont ensuite couplés par une force dissipative, représentant la traînée, et dépendant de la différence de leur vitesses respectives. Après normalisation par la masse et la fréquence du fluide, le modèle simplifié est régi par le système suivant d'équations couplées et linéarisées

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \xi \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \varphi = \alpha \left(\frac{\partial q}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \quad (3.21)$$

$$\mu \left(\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \Omega^2 q \right) = -\alpha \left(\frac{\partial q}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right), \quad (3.22)$$

où ξ est le taux d'instabilité adimensionnel de l'oscillateur fluide, μ et Ω la masse et la fréquence propre adimensionnelles du solide, et α le coefficient de couplage.

Cherchant des solutions sous la forme $(\varphi, q) = \text{Re} [(\hat{\varphi}, \hat{q})e^{-i\omega t}]$, on aboutit à la relation suivante :

$$\mathcal{D}(\omega) = (-\omega^2 - i(\alpha - \xi)\omega + 1) \left(-\omega^2 - i\frac{\alpha}{\mu}\omega + \Omega^2 \right) + \frac{\alpha^2}{\mu}\omega^2 = 0. \quad (3.23)$$

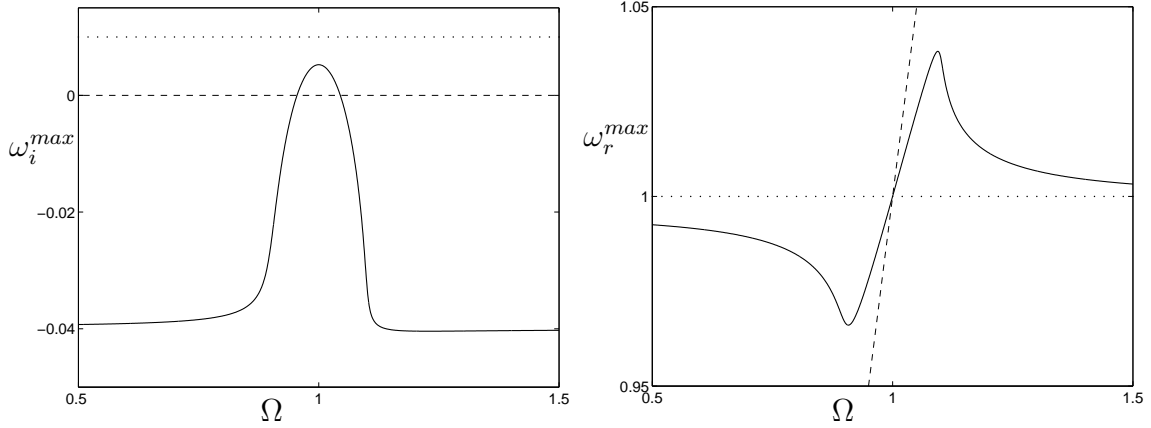


FIG. 3.9 – Taux de croissance et fréquence correspondant à la solution la plus instable du modèle couplé élémentaire (—) en fonction de la fréquence du solide Ω . Comparaison avec les solutions de l'oscillateur fluide (\cdots) et de l'oscillateur solide ($- -$). ($\alpha = 0.1$, $\xi = 0.02$, et $\mu = 1$).

On s'intéresse à la solution la plus instable de (3.23), notée $\omega = \omega_r^{max} + i\omega_i^{max}$. Les évolutions typiques de ω_i^{max} et ω_r^{max} en fonction de la fréquence propre Ω du solide sont tracées Figure 3.9 pour des valeurs arbitraires des paramètres. On retrouve avec ce modèle élémentaire les caractéristiques essentielles de l'accrochage en fréquence obtenu avec le modèle complet de couplage vent / couvert : sur un certain intervalle de la fréquence du solide Ω , la fréquence la plus instable, ω_r^{max} , dévie de son régime asymptotique et croît linéairement avec Ω , ceci associé à une amplification du taux de croissance ω_i^{max} , voir Fig. 3.9. Le maximum de taux de croissance, obtenu au centre de l'intervalle d'accrochage, est toujours atteint pour $\Omega = 1$. Cela signifie que l'instabilité couplée est la plus intense quand les fréquences du fluide et du solide sont égales.

En dehors de l'intervalle d'accrochage, pour Ω petit ou grand par rapport à 1, la solution la plus amplifiée de (3.23) tend vers la solution de l'Eq. (3.21) quand \dot{q} est négligé, autrement dit l'instabilité correspond alors au mode fluide modifié par le couplage α . Ce mode fluide instable s'accroche ensuite sur la fréquence d'oscillation du solide quand les fréquences fluide et solide sont proches l'une de l'autre.

Cet accrochage en fréquence persiste quand on fait varier les paramètres du modèle élémentaire, notamment la masse du solide et le coefficient de couplage, comme illustré Figure 3.10. La largeur de l'intervalle d'accrochage en Ω augmente avec le coefficient de couplage α et diminue avec la masse du solide μ . La pente de variation de ω_r^{max} avec Ω ainsi que l'amplification relative de ω_i^{max} augmentent tous deux avec α et μ . Ces résultats sont en accord avec les tendances du modèle complet, cf Fig. 3.8. On peut cependant remarquer que lorsque la masse de l'oscillateur solide est très élevée (par exemple le cas $\mu = 1.5$, Fig. 3.10), le système

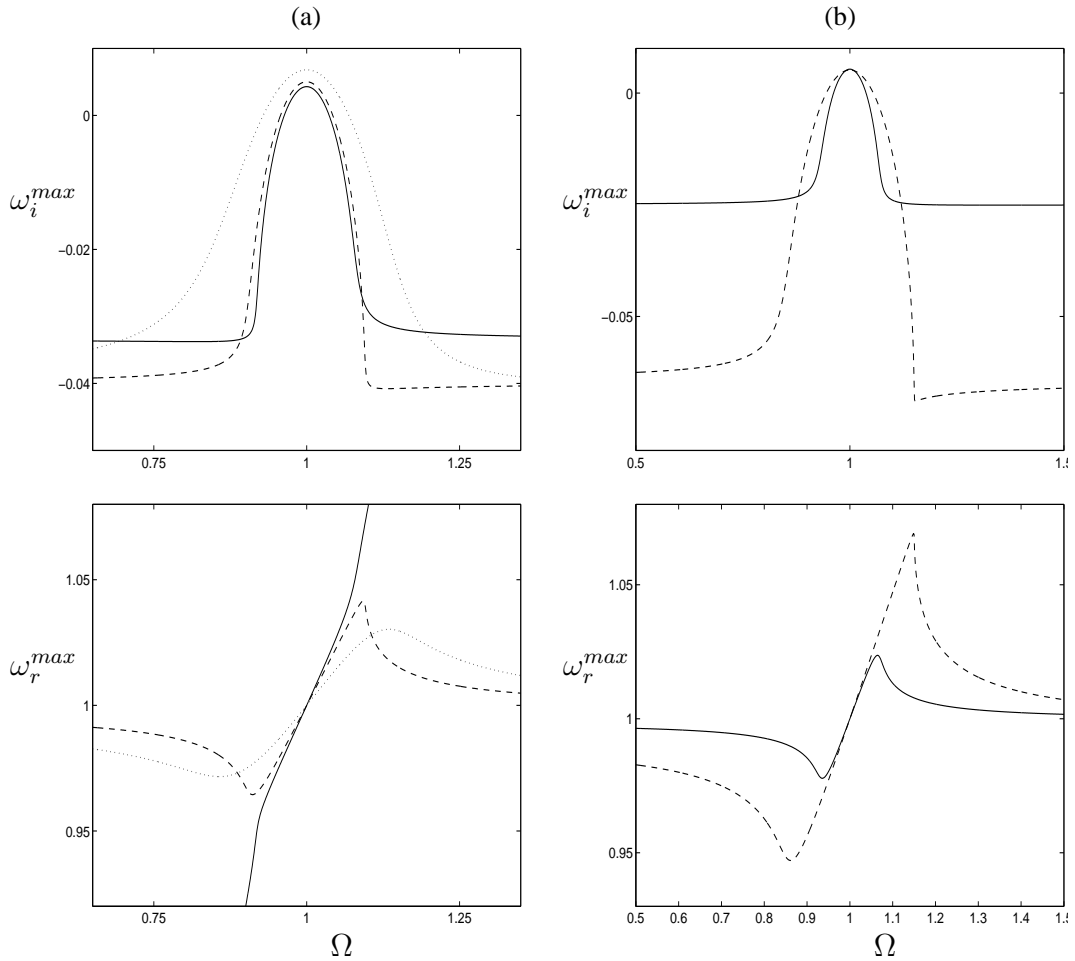


FIG. 3.10 – Effet de la masse et du coefficient de couplage sur l'accrochage du modèle élémentaire. (a) (\cdots) $\mu = 0.5$, ($- -$) $\mu = 1.2$, ($-$) $\mu = 1.5$. (b) ($-$) $\alpha = 0.07$, ($- -$) $\alpha = 0.15$.

est dominé, en dehors de l'intervalle d'accrochage, par un mode purement solide avec $\omega_r \equiv \Omega$. Ce comportement est spécifique au modèle à deux oscillateurs et n'est jamais obtenu avec le modèle complet vent / couvert.

Ce modèle élémentaire dans lequel deux oscillateurs, l'un instable, l'autre neutre, sont couplés permet de retrouver les caractéristiques principales de l'accrochage en fréquence régissant l'interaction vent / couvert. Il contient donc tous les ingrédients nécessaires à la compréhension du comportement du modèle complet. Nous pouvons donc affirmer que la modification de l'instabilité de type couche de mélange par la prise en compte du mouvement du couvert résulte principalement d'un jeu de couplage entre deux fréquences : la fréquence de vibration du couvert et la fréquence des ondes instables de Kelvin-Helmholtz, liées au profil de vent infléchi. Bien que la notion d'accrochage soit habituellement associée à

des phénomènes non linéaires, comme dans Facchinetti *et al.* (2004); Williamson & Govardhan (2004), elle correspond ici à un mécanisme linéaire que l'on peut facilement retrouver en couplant deux oscillateurs, comme c'est le cas dans de Langre (2005).

3.6 Comportement en dehors de l'accrochage

L'accrochage de la fréquence de l'instabilité couplée sur la fréquence propre de vibration des plantes se produit, par exemple, si l'on considère les paramètres de la luzerne ($\bar{f}_0=0.77$ pour $U=3 \text{ ms}^{-1}$), ou bien les paramètres du blé pour une vitesse de vent un peu plus élevée ($\bar{f}_0=1.37$ pour $U=4 \text{ ms}^{-1}$). Si les plantes du couvert considéré sont très rigides ou bien très souples, ou de manière équivalente si le vent est très fort ou bien très faible, c'est à dire pour des valeurs extrêmes de la fréquence normalisée du couvert $\bar{f}_0 = 2\pi f_0/(U/\delta)$, on se trouve en dehors de la zone d'accrochage, et l'instabilité couplée présente un comportement différent. Voir par exemple les régimes asymptotiques pour $\bar{f}_0 \rightarrow \infty$ ou 0 sur les Figures 3.5 et 3.8. On étudie dans cette section ces régimes limites de l'instabilité couplée pour lesquels la dynamique du couvert est inhibée.

3.6.1 Couvert rigide

Lorsque les plantes sont extrêmement rigides, le mouvement du couvert est inhibé, ce qui mène à un régime limite du modèle couplé. La relation de dispersion (3.14) quand $\bar{r} \rightarrow \infty$ devient

$$D_{\text{fluide}} + E = 0. \quad (3.24)$$

Les propriétés de l'instabilité dérivées de la résolution de (3.24) ne sont pas identiques à celles de l'instabilité découplée, c'est à dire solution de $D_{\text{fluide}} = 0$, voir Figure 3.11. Pour essayer de comprendre la nature de ce régime limite de l'instabilité couplée, on mène une analyse asymptotique de la relation de dispersion (3.24) du modèle rigide, en supposant le terme de couplage E petit. On utilise pour cela une approche inspirée de celle de Peake (1997) pour étudier l'effet de la dissipation sur le point de pincement d'un écoulement.

Supposons que le modèle rigide soit régi par la relation de dispersion suivante

$$D(k, \omega) + \epsilon E(k, \omega) = 0 \quad \text{avec} \quad \epsilon \ll 1, \quad (3.25)$$

où D représente ici D_{fluide} pour alléger les notations. Soit (k_0, ω_0) la solution la plus instable de D_{fluide} , c'est à dire

$$D(k_0, \omega_0) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \omega_i}{\partial k}(k_0, \omega_0) = 0. \quad (3.26)$$

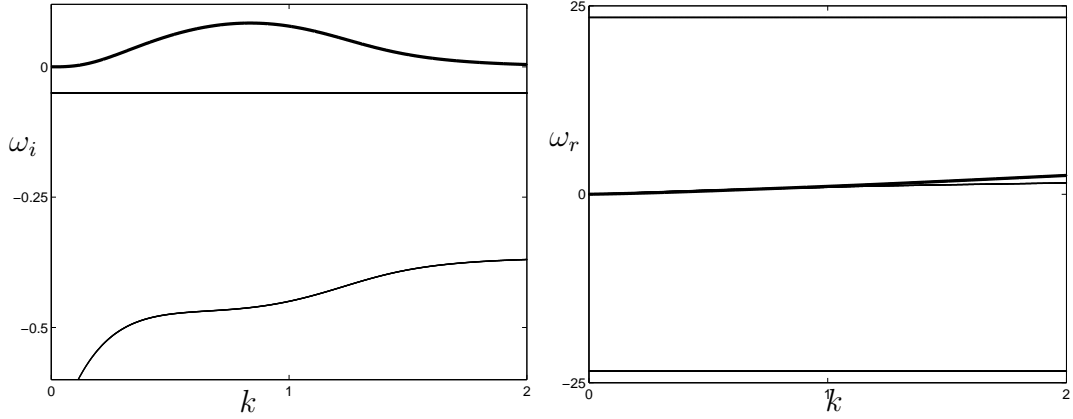


FIG. 3.11 – Allure des branches temporelles dans le cas d'un couvert végétal rigide ($\bar{r} = 50$). En gras : la branche la plus amplifiée.

En présence de couplage, via le terme E , cette solution devient

$$k = k_0 + \epsilon \Delta k, \quad \omega = \omega_0 + \epsilon \Delta \omega, \quad \text{avec } \epsilon \ll 1, \quad (3.27)$$

avec (k, ω) vérifiant

$$D(k, \omega) + \epsilon E(k, \omega) = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \omega_i}{\partial k}(k, \omega) = 0. \quad (3.28)$$

Le développement au premier ordre de la relation de dispersion (3.25) autour de (k_0, ω_0) donne une première équation reliant Δk et $\Delta \omega$:

$$\Delta k D_k + \Delta \omega D_\omega + E = 0, \quad (3.29)$$

où D_j représente la dérivée de D par rapport à j . Ensuite, dériver l'équation (3.25) par rapport à k mène à

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = -\frac{D_k + \epsilon E_k}{D_\omega + \epsilon E_\omega}, \quad (3.30)$$

expression que l'on peut à son tour développer au premier ordre autour de (k_0, ω_0) :

$$\frac{\partial \omega}{\partial k}(k, \omega) = -\frac{D_k}{D_\omega} + \epsilon \left(-\frac{\Delta k D_{kk} + \Delta \omega D_{k\omega} + E_k}{D_\omega} + \frac{D_k(\Delta k D_{k\omega} + \Delta \omega D_{\omega\omega} + E_\omega)}{D_\omega^2} \right) \quad (3.31)$$

Notons que (k, ω) est la solution la plus instable de (3.25), et à ce titre la partie imaginaire de $\partial \omega / \partial k$ doit être nulle en (k, ω) , cf Eq. (3.28). En utilisant la définition de (k_0, ω_0) , Eq. (3.26), associée à l'équation (3.29), on en déduit que $-D_k/D_\omega = \partial \omega / \partial k(k_0, \omega_0)$ a une partie imaginaire nulle. Par conséquent, dans

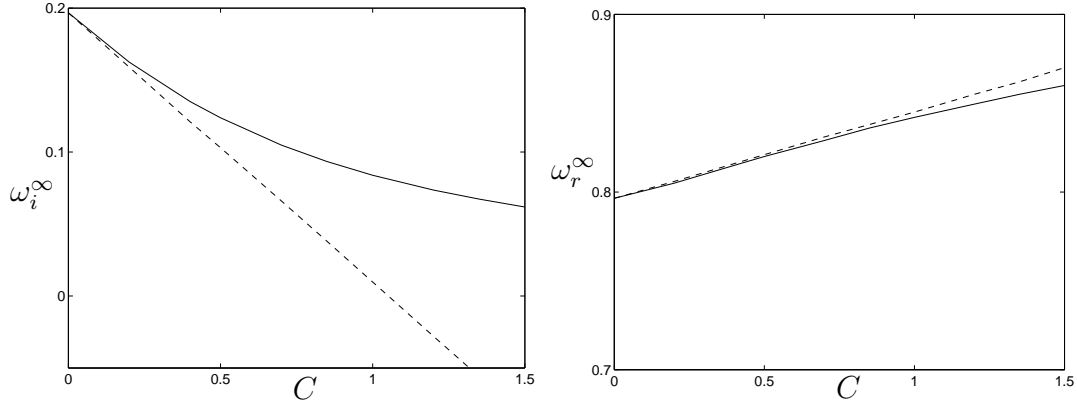


FIG. 3.12 – Taux de croissance et fréquence du modèle rigide en fonction du coefficient de couplage C : comparaison du résultat de l'analyse asymptotique (---) avec la solution exacte de (3.24) (—). L'évolution du nombre d'onde est équivalente à celle de la fréquence.

l'équation (3.31), seul le second terme du membre de droite doit vérifier une partie imaginaire nulle. On aboutit donc à une deuxième équation reliant Δk et $\Delta \omega$:

$$\text{Im} \left[-\frac{\Delta k D_{kk} + \Delta \omega D_{k\omega} + E_k}{D_\omega} + \frac{D_k (\Delta k D_{k\omega} + \Delta \omega D_{\omega\omega} + E_\omega)}{D_\omega^2} \right] = 0. \quad (3.32)$$

La résolution du système d'équations (3.29) et (3.32) permet enfin d'aboutir aux variations en k et ω au premier ordre de la solution la plus instable, induites par le terme de couplage E . On obtient :

$$\Delta k = -\frac{\text{Im} [(E D_{k\omega} D_\omega - E D_k D_{\omega\omega} - E_k D_\omega^2 + D_k E_\omega D_\omega) / D_\omega^3]}{\text{Im} [(-D_{kk} D_\omega^2 + 2D_k D_{k\omega} D_\omega - D_k^2 D_{\omega\omega}) / D_\omega^3]}, \quad (3.33)$$

$$\Delta \omega = \frac{E + \Delta k D_k}{D_\omega}. \quad (3.34)$$

Il résulte de (3.34) l'expression de la fréquence dominant le modèle rigide dérivée de l'analyse asymptotique, soit $\omega = \omega_0 + \Delta \omega$. Sur la Figure 3.12, on compare le taux de croissance et la fréquence ainsi estimés avec les valeurs correspondant à la solution exacte de (3.24), en fonction du coefficient de couplage C considéré. L'approche asymptotique à C petit procure une bonne estimation des propriétés de l'instabilité du modèle rigide jusqu'à environ $C = 0.7$. La bonne précision de l'analyse asymptotique de (3.24) en supposant E petit montre que l'instabilité du modèle rigide correspond principalement à un mécanisme de Kelvin-Helmholtz (D_{fluide}), mais légèrement affecté par le terme de couplage E .

Regardons maintenant quel est l'impact du couplage sur l'instabilité fluide. L'effet principal est de faire diminuer le taux de croissance de l'instabilité (Fig. 3.12) : E est en effet un terme dissipatif de la forme $-iC'\omega$, voir Eq. (3.18).

Le couplage fait également légèrement croître la fréquence et le nombre d'onde de l'instabilité. Cet effet est moins trivial : on s'attendrait en effet à ce que la fréquence diminue avec la dissipation (comme c'est le cas pour un oscillateur amorti) et non augmente comme c'est le cas ici. Si l'on considère le modèle rigide (3.24) avec $\bar{h} \rightarrow \infty$, c'est à dire en diminuant l'impact sur le système de la condition limite d'imperméabilité sur le sol, alors le couplage n'a plus d'influence sur la fréquence de l'instabilité : on trouve ω_r^∞ constant par rapport à C (alors que ω_i^∞ décroît toujours avec C mais à des valeurs plus élevées). La modification de la fréquence de Kelvin-Helmholtz par le couplage dans le cas d'un couvert rigide est donc liée à la hauteur finie de ce dernier. Notons que D_{fluide} est aussi lui-même affecté par la hauteur du couvert, voir la diminution de ω_i^{max} de $\bar{h} \rightarrow \infty$ à une valeur finie de \bar{h} sur la Figure 3.2(a), mais la fréquence la plus instable de D_{fluide} n'est pas modifiée par la valeur de \bar{h} .

Avant de conclure sur cette partie, on peut également remarquer que lorsque le couvert est très lourd ($\bar{m} \rightarrow \infty$), la relation de dispersion générale du modèle (3.14) est réduite à la même forme que (3.24), et on obtient le même régime limite de l'instabilité que celui décrit ci-dessus. Que le mouvement du couvert soit inhibé parce qu'il est très rigide ou très lourd, la même forme d'instabilité couplée est obtenue.

En résumé, l'instabilité caractérisant le modèle quand le couvert végétal est très rigide peut être vue comme une instabilité de couche de mélange dans un milieu borné, perturbée par le couplage. La prise en compte de la présence du couvert rigide par le couplage induit un amortissement du taux de croissance et une augmentation de la fréquence et du nombre d'onde de l'instabilité, liée à une hauteur finie du couvert. Notons enfin que ces effets dissipatifs du couplage interviennent également dans le modèle général impliquant un couvert flexible mais sont petits par rapport aux variations induites par le mécanisme d'accrochage.

3.6.2 Couvert souple

L'autre manière d'inhiber la dynamique du couvert est de considérer au contraire des plantes extrêmement souples (ou réciproquement de considérer pour une même raideur des tiges un vent très fort). Quand la raideur adimensionnelle du couvert est nulle, on obtient deux comportements distincts du modèle couplé, suivant la masse modale des plantes considérée.

Lorsque la masse est assez élevée, la branche la plus instable issue de la relation de dispersion (3.14) avec $\bar{r} = 0$ se confond avec la branche du mode rigide ou lourd décrit précédemment. Malgré une raideur nulle, l'effet d'inertie l'emporte ici sur celui de raideur, et le modèle est régi par une instabilité de Kelvin-Helmholtz en milieu borné avec dissipation. Cela correspond par exemple au comportement de la courbe $\bar{m} = 0.25$ pour $\bar{f}_0 \rightarrow 0$ sur la Figure 3.8(a).

Au fur et à mesure que l'on fait diminuer la masse des plantes, cette solution

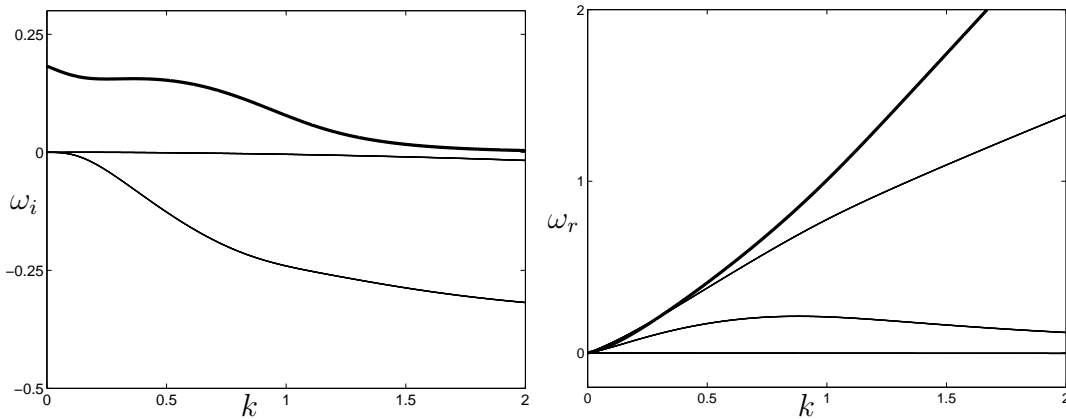


FIG. 3.13 – Allure des branches temporelles dans le cas d'un couvert végétal souple et léger ($\bar{r} = 0$, $\bar{m} = 0.01$). En gras : la branche la plus amplifiée.

de type rigide est modifiée, et fait place lorsque la masse modale est faible à une solution la plus instable obtenue pour $k^{max} = 0$, associée à une fréquence $\omega_r^{max} = 0$, voir les branches temporelles illustrées Figure 3.13. Cette solution correspond par exemple au comportement de la courbe $\bar{m} = 0.01$ pour $\bar{f}_0 \rightarrow 0$ sur la Figure 3.8(a). Ce mode instable à fréquence et nombre d'onde nulles est un mode de divergence, correspondant à un déplacement du couvert et à la perturbation associée du profil de vent homogènes en espace et constants en temps. Ce mode est instable parce que la force de traînée pousse sur le couvert, et celui-ci n'offre aucune résistance mécanique pour s'y opposer. Cela correspondrait physiquement à la verse de la culture, mais il ne faut pas considérer pour autant cette limite du modèle couplé comme un modèle de verse : pour étudier l'endommagement des cultures, les effets non linéaires ainsi que la stabilité structurelle de la tige et de l'ancrage racinaire doivent obligatoirement être pris en compte.

Notons que dans le cas irréaliste d'un couvert végétal complètement souple et léger ($\bar{r} = 0$, $\bar{a} = 0$ et $\bar{m} = 0$), l'analyse de stabilité du modèle mène encore à un mode de divergence, et non à un mode proche de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Cela peut paraître à première vue surprenant. En effet, puisque lorsque le couvert n'a plus ni inertie ni raideur, il n'offre plus aucune propriété structurelle susceptible de modifier le mécanisme de Kelvin-Helmholtz. On pourrait donc s'attendre à ce qu'il suive passivement les perturbations imposées par le fluide. En fait, le modèle continue à imposer au mouvement du couvert, malgré sa souplesse, une déformée modale linéaire $\chi(y) = y/h$. Le couvert ne peut donc suivre en tout point y les perturbations imposées par le fluide, d'où la persistance de termes de couplages non nuls en $u - \chi \partial q / \partial t$ dans les équations (3.7) et (3.10). Le mode de divergence obtenu pour $\bar{r} = 0$, $\bar{a} = 0$, $\bar{m} = 0$ constitue une limite non physique du modèle, et montre que celui-ci ne serait pas adapté à l'étude de couverts extrêmement souples, comme certaines algues, pour lesquels l'hypothèse d'une

déformée modale linéaire ne convient pas. Dans les cas de plantes de culture, comme le blé et la luzerne étudiés ici, on a vu qu'un oscillateur avec déformée modale linéaire constituait un bon modèle, cf section 2.3.

Pour résumer, le régime limite du modèle couplé pour un couvert très souple correspond soit à une instabilité par divergence si les plantes sont légères, soit à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz modifiée par la dissipation due à la traînée si les plantes sont lourdes. Notons cependant que le comportement du modèle dans cette limite est sans doute peu réaliste puisque, dans le cas d'un couvert très souple, l'hypothèse de petite déflexion du couvert devient discutable.

3.7 Conclusion

Nous avons réalisé dans ce Chapitre une analyse de stabilité linéaire temporelle d'un modèle couplant la dynamique du vent et le mouvement d'un couvert végétal. Il a été montré que le système couplé est régi par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz résultant de l'inflexion du profil de vent moyen, mais que cette instabilité est modifiée par la prise en compte du mouvement des plantes par le terme de traînée. Cette modification résulte d'effets dissipatifs liés au couplage, mais surtout d'un jeu d'interaction entre la fréquence naturelle de Kelvin-Helmholtz et la fréquence propre de vibration des plantes. Sur un certain intervalle de paramètres, la fréquence de l'instabilité s'accroche sur la fréquence du couvert, induisant une amplification du taux de croissance et un accroissement de la sélectivité de l'instabilité couplée.

Chapitre 4

Comparaison entre expérience et modèle

Dans le Chapitre 2 de cette thèse, des mesures sur site ont permis de caractériser le mouvement d'une culture en présence de vent. Les propriétés spatiales et temporelles des structures cohérentes du mouvement ont été obtenues en fonction de la vitesse réduite du vent et pour les deux couverts étudiés, blé et luzerne. On a montré que ces résultats ne pouvaient être entièrement expliqués par l'analogie de couche de mélange, et que la rigidité des plantes jouaient un rôle dans la sélection de fréquence et de longueur d'onde du mouvement. Dans le Chapitre 3, un modèle couplant la dynamique du vent et le mouvement du couvert végétal a été développé. Une analyse de stabilité temporelle a permis de dériver les propriétés de l'instabilité couplée régissant, dans la limite linéaire, les fluctuations dominantes du vent et du mouvement des plantes. On a montré que l'instabilité de Kelvin-Helmholtz était affectée par la dynamique des plantes via un mécanisme d'accrochage. Il convient maintenant de comparer les résultats obtenus par les deux approches, les expériences et le modèle.

4.1 Comparaison des propriétés spatiales et temporelles

On confronte ici les prédictions issues du modèle de couplage vent / couvert avec les résultats expérimentaux obtenus sur les propriétés des ondes formées par le mouvement des plantes sous le vent. Pour cela, on compare les valeurs de longueur d'onde, de fréquence et de vitesse de phase caractérisant l'instabilité couplée du modèle avec les valeurs expérimentales correspondantes issues de l'analyse BOD du mouvement des cultures de blé et de luzerne. Pour le modèle, la longueur d'onde caractéristique est dérivée du nombre d'onde le plus amplifié, k^{max} , et la fréquence de la pulsation associée ω_r^{max} , tous deux calculés à l'aide de la relation de dispersion (3.14), en prenant soin de revenir à des quantités dimen-

sionnelles. La vitesse de phase correspond, elle, au rapport ω_r^{max}/k^{max} . Pour plus de clarté, on utilise dans le modèle uniquement les paramètres de la luzerne pour comparer les résultats expérimentaux des deux couverts. On fait varier dans le calcul la valeur de la vitesse réduite $U_r = U/f_0h$.

La Figure 4.1 montre la superposition des valeurs expérimentales et théoriques de la longueur d'onde λ , de la fréquence f et de la vitesse de phase c , avec normalisation par h et f_0 , en fonction de la vitesse réduite U_r . On obtient un bon accord qualitatif et quantitatif entre les données expérimentales et les prédictions du modèle. Le modèle permet de recouvrer, pour l'intervalle de vitesses réduites couvert par les expériences, les évolutions discutées en section 2.5 : la longueur d'onde caractéristique de l'instabilité couplée est proportionnelle à la hauteur du couvert (ou à l'épaisseur de vorticité du profil), et augmente linéairement avec la vitesse réduite U_r ; la fréquence est égale à la fréquence propre des plantes formant le couvert et est indépendante de U_r ; enfin, la vitesse de phase normalis e augmente linéairement avec la vitesse réduite avec une pente approximativement égale à 1.

Les points expérimentaux sont pratiquement tous situés dans un intervalle de la vitesse réduite U_r où le modèle prédit un accrochage de la fréquence de l'instabilité sur la fréquence propre des plantes, voir Figure 4.1. Le mécanisme d'accrochage, révélé par l'analyse de stabilité temporelle du modèle couplé, permet donc d'expliquer pourquoi l'ondulation cohérente des cultures se produit à la fréquence propre des plantes, indépendamment de la dynamique du vent, comme montré par les expériences.

En effet, les structures tourbillonnaires du vent et le mouvement cohérent des plantes résultent bien d'un mécanisme d'instabilité de type Kelvin-Helmholtz lié à l'inflexion du profil de vent, comme montré par Raupach *et al.* (1996) et confirmé par l'analyse du modèle couplé, section 3.3. Ce mécanisme sélectionne en principe une longueur d'onde fix e par l'épaisseur de vorticité du profil, et donc indépendante de la vitesse moyenne du vent U , et une fréquence temporelle augmentant avec U , voir les courbes correspondant au modèle découplé Figure 4.1. Dans l'intervalle des vitesses de vent mesur es lors des expériences, la fréquence naturelle de Kelvin-Helmholtz est proche de la fréquence propre f_0 des plantes : la fréquence de l'instabilité vient donc s'accrocher sur f_0 , par le mécanisme d'accrochage décrit sections 3.4 et 3.5. Par conséquence de l'accrochage, la fréquence de l'instabilité régissant la dynamique du vent et le mouvement cohérent du couvert est constante par rapport à U , et la longueur d'onde augmente avec U , tous deux étant fixés par la rigidité du couvert végétal.

Le mécanisme d'accrochage a en revanche peut d'effet sur la vitesse de phase des ondes, qui est globalement proportionnelle à la vitesse réduite que l'on se trouve ou non dans l'intervalle d'accrochage (Figure 4.1).

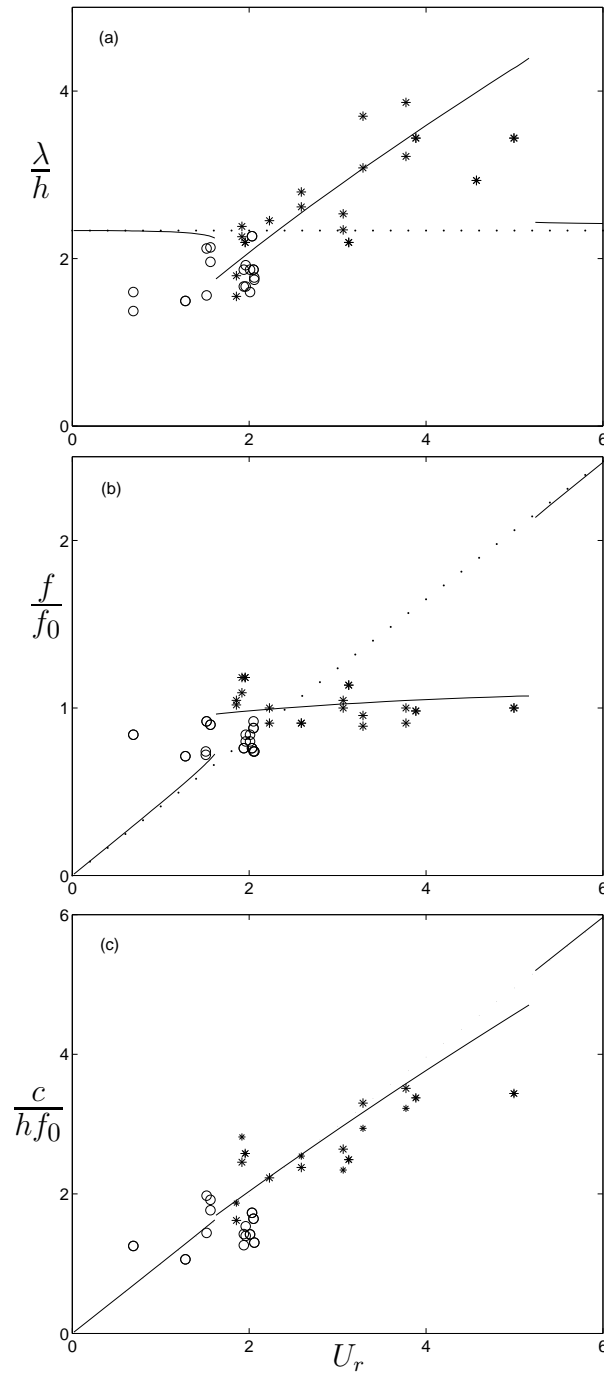


FIG. 4.1 – Comparaison des propriétés des ondes mesurées sur le mouvement des champs de luzerne (*) et de blé (o) (reproduits des Figures 2.13, 2.14 et 2.15) avec les prédictions du modèle couplé (—) : longueur d’onde (a), fréquence (b) et vitesse de phase (c) normalisées, en fonction de la vitesse réduite. La ligne pointillée (· · ·) représente les évolutions résultant du modèle de couche de mélange non couplé, suivant Raupach *et al.* (1996).

4.2 Conséquences

L'accrochage en fréquence de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz sur la fréquence propre du couvert végétal permet de comprendre les propriétés des ondes formées par le mouvement des plantes sous le vent, montrées expérimentalement, et que l'analogie de couche de mélange de Raupach *et al.* (1996) ne suffisait pas à expliquer. L'accrochage en fréquence offre également une explication probable aux résultats expérimentaux de Finnigan (1979) montrant la fréquence dominante du vent au-dessus d'un champ de blé égale à la fréquence propre des tiges de blé.

Nous avons également montré, dans l'analyse de stabilité du modèle couplé, section 3.4, que le mécanisme d'accrochage faisait augmenter le taux de croissance de l'instabilité et renforçait sa sélectivité en terme de nombre d'onde. Quand il y a accrochage sur la fréquence propre des plantes, l'instabilité couplée est donc plus intense et plus efficace à sélectionner dans la turbulence environnante une longueur d'onde et une fréquence spécifiques. Cette intensification de l'instabilité de couche de mélange modifiée par l'accrochage en fréquence permet vraisemblablement d'expliquer comment cette instabilité est capable de se développer au sein des couverts végétaux de manière si frappante. Rappelons en effet que les instabilités de couche de mélange sont extrêmement sensibles au bruit (Huerre, 2000). Même dans les expériences contrôlées en laboratoire, l'observation des rouleaux de Kelvin-Helmholtz nécessite souvent de forcer l'écoulement à la fréquence naturelle de Kelvin-Helmholtz. Des questions étaient donc soulevées sur le moyen par lequel une instabilité de ce type pouvait se développer et persister dans le vent au-dessus des couverts végétaux (Finnigan, 2004). Le fait que l'oscillation des plantes joue sur l'intensité et la sélectivité du mécanisme de couche de mélange, par le phénomène d'accrochage, contribue certainement à expliquer le développement de cette instabilité au sein des couverts végétaux.

4.3 Amplitudes

Dans les expériences, l'amplitude du mouvement du couvert végétal a été mesurée en fonction de la vitesse du vent, cf Figure 2.12. Le modèle, en revanche, ne peut fournir l'amplitude des modes instables puisqu'il est linéaire. Cependant, on peut supposer que le taux de croissance de l'instabilité a une certaine influence sur l'amplitude résultante. Nous utilisons donc ici, pour normaliser les résultats expérimentaux de l'amplitude du mouvement, le taux de croissance ω_i^{max} calculé à l'aide du modèle couplé, pour les paramètres respectifs des deux couverts végétaux et la vitesse de vent considérée. Les données ainsi normalisées, $A/\omega_i^{max}h$ en fonction de la vitesse réduite U_r , sont tracées sur la Figure 4.2.

Cette normalisation permet globalement de regrouper les données des deux couverts végétaux selon une même évolution, voir la Figure 4.2 en comparaison avec les résultats dimensionnels sur la Figure 2.12. La valeur du taux de croissance

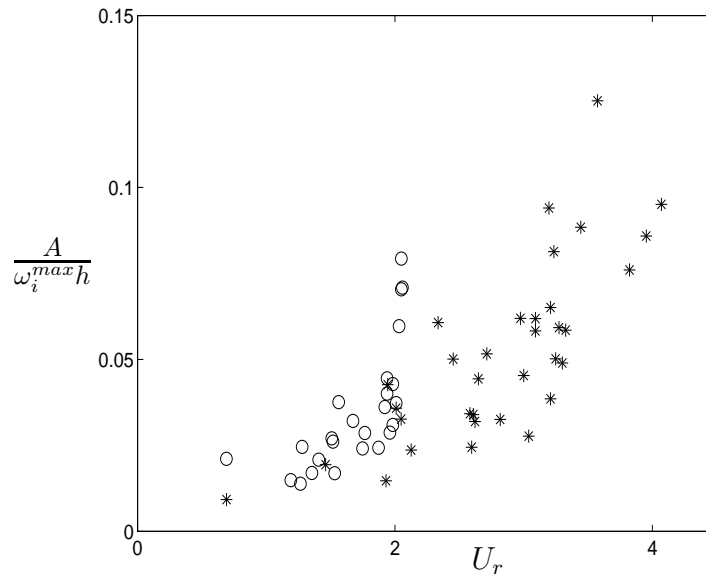


FIG. 4.2 – Amplitude du mouvement du couvert végétal normalisée par le taux de croissance de l’instabilité couplée en fonction de la vitesse réduite. (*) luzerne, (o) blé.

(pour U_r donné) étant assez proche pour les deux couverts végétaux, la fréquence propre f_0 est le seul paramètre intervenant dans la normalisation dont la valeur diffère significativement entre le blé et la luzerne (Tableau 2.1). Par conséquent, le regroupement des deux ensembles de points sur la Fig. 4.2 montre le rôle joué par la rigidité des plantes sur la différence d’intensité de mouvement en réponse au vent : le blé est plus rigide que la luzerne, il bouge donc moins pour un même niveau de vent.

Le décalage apparent de quelques points expérimentaux du blé, Figure 4.2, peut résulter de la sous-estimation de f_0 sur l’échantillon de plantes de blé testées, liée à la dispersion naturelle des propriétés des plantes dans une même culture, comme cela a déjà été discuté en section 2.4.2. Ce décalage peut bien sûr également être lié à l’emploi d’un modèle linéaire pour normaliser l’intensité du mouvement, via le taux de croissance.

Chapitre 5

Conclusions et Perspectives

Cette thèse a porté sur l'analyse de l'interaction entre les fluctuations dominantes du vent et la dynamique des couverts végétaux induite par vent. On sait, depuis les travaux de Raupach *et al.* (1996), que les structures cohérentes du vent au-dessus des couverts végétaux résultent principalement d'un mécanisme d'instabilité de type couche de mélange, lié à l'inflexion du profil de vitesse moyen au sommet des plantes. Ces structures propagatives sont supposées être à l'origine de l'ondulation si frappante des cultures sous le vent. Cependant, les mouvements d'ensemble des couverts végétaux dûs au vent n'avaient jamais été précisément étudiés, malgré des applications importantes en agronomie.

Dans le Chapitre 2 de cette thèse, une technique expérimentale novatrice a été développée pour permettre la mesure, en condition naturelle, des mouvements globaux des cultures sous le vent. Cette technique de mesure, non intrusive, se base sur le principe de corrélations entre images et implique des algorithmes de PIV (Particle Image Velocimetry). Pour chaque séquence de mouvement filmée sur site, on dérive le champ de vitesse spatio-temporel de la surface du couvert végétal. Puis, une décomposition bi-orthogonale (BOD) du champ de vitesse permet d'identifier les structures cohérentes du mouvement du couvert. Une soixantaine de champs de vitesse spatio-temporels ont été obtenus par cette technique, pour des mouvements filmés sur des champs de blé et de luzerne sous diverses conditions de vent, et une trentaine d'entre eux ont ensuite été analysés par BOD. Les propriétés spatiales et temporelles des ondes formées par le mouvement du couvert sont obtenues pour divers niveaux de vent. Les résultats expérimentaux révèlent que les caractéristiques de ces ondes ne peuvent être entièrement expliquées par l'analogie de couche de mélange, généralement utilisée pour décrire la dynamique du vent au-dessus des couverts végétaux. On montre en particulier que la rigidité des plantes, également mesurée, joue un rôle important dans la sélection de la fréquence et de la longueur d'onde des mouvements cohérents du couvert.

Pour mieux comprendre l'influence de la dynamique des plantes sur le mécanisme d'instabilité à l'origine des fluctuations dominantes du vent et de l'ondulation des cultures, suggérée par les résultats expérimentaux, un modèle couplé est présenté et analysé dans le Chapitre 3. Le couvert végétal, traité comme un milieu continu équivalent, et régi par une équation d'onde, est couplé à l'écoulement du vent par une force de traînée. Une étude de stabilité linéaire autour d'un état de base, constitué d'un profil en ligne brisée pour le vent et du déplacement associé du couvert, permet d'obtenir les propriétés de l'instabilité couplée. On montre que le système couplé reste régi par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz, liée à l'inflexion du profil de vent, mais que la prise en compte du mouvement du couvert par le couplage en modifie les propriétés. Quand la fréquence naturelle de Kelvin-Helmholtz est proche de la fréquence propre de vibration des plantes, la fréquence de l'instabilité dévie et vient s'accrocher sur la fréquence d'oscillation des plantes. Ce mécanisme d'accrochage mène à une instabilité couplée plus intense et plus sélective en terme de nombre d'ondes.

La confrontation des résultats expérimentaux et théoriques, dans le Chapitre 4, révèle un bon accord entre les propriétés spatiales et temporelles des mouvements cohérents des cultures sous le vent et celles des ondes issues de l'analyse de stabilité du modèle. La modification de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz par l'accrochage en fréquence permet donc d'expliquer les caractéristiques de l'ondulation des cultures, notamment pourquoi le mouvement cohérent se fait à la fréquence propre des plantes, indépendamment de la vitesse du vent. Le rôle, ainsi démontré, de la dynamique des plantes sur le mécanisme à l'origine des ondes du vent et du couvert permet aussi vraisemblablement d'expliquer le développement possible d'une telle instabilité dans le vent au sein des couverts végétaux malgré un niveau de bruit naturellement très élevé.

Ce couplage fort entre la dynamique du vent et le mouvement des plantes, par le mécanisme d'accrochage, mène à un changement de point de vue conséquent sur les mouvements des couverts végétaux sous le vent. Le mouvement d'une plante était habituellement vu comme le résultat d'un forçage dû au vent. Nous avons montré qu'un véritable couplage existe, et que l'ondulation des plantes induit en retour une modification de l'instabilité à l'origine des fluctuations dominantes du vent. Ce mécanisme d'accrochage, parce qu'il mène à une instabilité plus intense et donc des mouvements résultant plus forts, et parce qu'il sélectionne une fréquence d'ondulation du couvert égale à la fréquence propre des plantes, c'est à dire leur fréquence de résonance, joue vraisemblablement un rôle important dans le phénomène de verse des cultures.

Quelques perspectives de cette étude sont maintenant abordées. Tout d'abord, le modèle couplé considéré ici est linéaire, et par conséquent les amplitudes limites des modes instables ne peuvent être obtenus. Son extension à un modèle

non-linéaire, incluant les non-linéarités à la fois du fluide et du solide, constituerait une perspective intéressante de ce travail. Les expériences sur site, par ailleurs, ont permis de mesurer les amplitudes du mouvement du couvert végétal sous le vent (Figures 2.12 et 4.2). Ces résultats expérimentaux, en plus d'être utiles à la connaissance des sollicitations subies par les plantes, peuvent aussi être employés comme un moyen de validation de futurs modèles non-linéaires. Les études de Moon & Kuroda (2001) et Brücker & Smith (2005) sur les problèmes d'interactions fluide-structure dans le comportement vibratoire de réseaux de tiges élastiques en écoulement transverse peuvent également aider à comprendre certains aspects non-linéaires du couplage vent / couvert.

Une autre limite de cette étude réside dans le fait que seule l'instabilité primaire 2D a pu être étudiée, le modèle étant seulement bi-dimensionnel. La couche de mélange du vent au-dessus des couverts végétaux devient rapidement tri-dimensionnelle (Figure 1.13). Cependant, on sait que les principales caractéristiques spatio-temporelle des ondes primaires 2D sont conservées en 3D (Finnigan, 2000), d'où la pertinence d'une première étude bi-dimensionnelle. Il serait intéressant maintenant d'étendre cette étude à une modélisation tri-dimensionnelle, incluant les mouvements transversaux pour l'écoulement du vent, et un degré de liberté supplémentaire dans le mouvement du couvert végétal, éventuellement avec couplage entre les deux directions d'oscillation suivant Farquhar *et al.* (2000).

De même, au niveau des expériences, nous nous sommes surtout concentrés ici sur la détection de la principale longueur d'onde des structures spatiales du mouvement du couvert, mais les données expérimentales incluent beaucoup plus d'informations. Une large base de données expérimentales est maintenant disponible pour étudier plus en détail l'ensemble du mouvement spatio-temporal du couvert végétal. Le couplage complet entre les structures tri-dimensionnelles du vent et le mouvement horizontal bi-dimensionnel de la surface du couvert végétal reste une question ouverte.

Enfin, nous avons considéré dans l'étude théorique un modèle de couvert végétal présentant des propriétés uniformes. En réalité, les plantes présentent une variabilité très grande au niveau de leurs caractéristiques géométriques et mécaniques, même au sein d'une même culture. Il donc assez frappant que l'on soit arrivé à un tel accord entre les résultats théoriques et expérimentaux, malgré la dispersion dans l'échantillon de plantes testées (section 2.3) et en dépit de l'homogénéité artificielle du couvert considéré dans le modèle. Pour une analyse encore plus fiable, il pourrait être intéressant d'inclure dans une version future du modèle une variabilité statistique des propriétés mécaniques du couvert végétal.

Bibliographie

- AMBROISE, R., BARNAUD, M., MANCHON, O. & VEDEL, G. 1998 Bilan de l'expérience des plans de développement durable du point de vue de la relation agriculture-environnement. *Le Courrier de l'Environnement de l'INRA* **34**.
- AUBRY, N., GUYONNET, R. & LIMA, R. 1991 Spatiotemporal analysis of complex signals : theory and applications. *Journal of Statistical Physics* **64**, 683–739.
- AYLOR, D. E. 2005 Quantifying maize pollen movement in a maize canopy. *Agricultural and Forest Meteorology* **131**, 247–256.
- BAKER, C. J. 1995 The development of a theoretical model for the windthrow of plants. *Journal of Theoretical Biology* **175**, 355–372.
- BERRY, P. M., STERLING, M., BAKER, C. J., SPINK, J. & SPARKES, D. L. 2003 A calibrated model of wheat lodging compared with field measurements. *Agricultural and Forest Meteorology* **119**, 167–180.
- BLEVINS, R. D. 1990 *Flow-Induced Vibration*, 2nd edn. van Nostrand Reinhold.
- BOYER, N. 1967 Modification de la croissance de la tige de bryone (*bryonia dioica*) à la suite d'irritations tactiles. *Compte Rendu de l'Académie des Sciences de Paris* **264**, 2114–2117.
- BROWN, G. L. & ROSHKO, A. 1974 On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* **64**, 775–816.
- BRÜCKER, C. & SMITH, M. 2005 Wake interaction of arrays of flexible cylinders in boundary layer flows. In *Fourth Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations* (ed. T. Leweke & C. H. K. Williamson), pp. 291–294. Santorini, Greece, 21–24 June.
- BRUNET, Y., FINNIGAN, J. J. & RAUPACH, M. R. 1994 A wind tunnel study of air flow in waving wheat : single point velocity statistics. *Boundary-Layer Meteorology* **70**, 95–132.

- BRUNET, Y. & IRVINE, M. R. 1999 The control of coherent eddies in vegetation canopies : streamwise structure spacing, canopy shear scale and atmospheric stability. *Boundary-Layer Meteorology* **94**, 139–163.
- COUTAND, C. 1999 Etude biomécanique de l'effet d'une flexion contrôlée sur la croissance primaire de la tige de tomate (*lycopersicon esculentum* mill.). PhD thesis, Université de Bordeaux I.
- COUTAND, C. & MOULIA, B. 2000 Biomechanical study of the effect of a controlled bending on tomato stem elongation : local strain sensing and spatial integration of the signal. *Journal of Experimental Botany* **51** (352), 1825–1842.
- CROOK, M. J. & ENNOS, A. R. 1996 Mechanical differences between free-standing and supported wheat plants, triticum aestivum l. *Annals of Botany* **77** (3), 197–202.
- DIMOTAKIS, P. E. & BROWN, G. L. 1976 The mixing layer at high Reynolds number : large-structure dynamics and entrainment. *Journal of Fluid Mechanics* **78**, 535–560.
- DOARÉ, O., MOULIA, B. & DE LANGRE, E. 2004 Effect of plant interaction on wind-induced crop motion. *Transactions of the ASME, Journal of Biomechanical Engineering* **126**, 146–151.
- DRAZIN, P. G. & REID, W. H. 1981 *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press.
- FACCHINETTI, M., DE LANGRE, E. & BIOLLEY, F. 2004 Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures* **19** (2), 123–140.
- FARQUHAR, T. & MEYER-PHILLIPS, H. 2001 Relative safety factors against global buckling, anchorage rotation, and tissue rupture in wheat. *Journal of Theoretical Biology* **211** (1), 55–65.
- FARQUHAR, T., WOOD, J. Z. & VAN BEEM, J. 2000 The kinematics of a wheat struck by a wind gust. *Transactions of the ASME, Journal of Applied Mechanics* **67**, 496–502.
- FARQUHAR, T., ZHOU, J. & HASLACH, H. 2003 A possible mechanism for sensing crop canopy ventilation. In *Sensors and sensing in biology and engineering* (ed. F. Barth, J. Humprey & T. Secomb). Ch. 15.
- FARQUHAR, T., ZHOU, J. & WOOD, W. H. 2002 Competing effects of buckling and anchorage strength on optimal wheat stalk geometry. *Journal of Biomechanical Engineering* **124**, 441–449.

- FINNEY, D. J. 1964 *Statistical method in biological assay*. Charles Griffin, London.
- FINNIGAN, J. J. 1979 Turbulence in waving wheat. I. Mean statistics and honami. *Boundary-Layer Meteorology* **16**, 181–211.
- FINNIGAN, J. J. 2000 Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* **32**, 519–571.
- FINNIGAN, J. J. 2004 Private communication .
- FLESCH, T. & GRANT, R. 1991 The translation of turbulent wind energy to individual corn plant motion during senescence. *Boundary Layer Meteorology* **55**, 161–177.
- FLESCH, T. & GRANT, R. 1992a Corn motion in the wind during senescence : I. Motion characteristics. *Agronomy Journal* **84**(4), 742–747.
- FLESCH, T. K. & GRANT, R. H. 1992b Corn motion in the wind during senescence : II. Effect of the dynamic plant characteristics. *Agronomy Journal* **84** (4), 748–751.
- FOURNIER, M., STOKES, A., COUTAND, C., FOURCAUD, T. & MOULIA, B. 2005 Tree biomechanics and growth strategies in the context of forest functional ecology. In *Ecology and biomechanics* (ed. A. Herrel & T. Speck). Springer Verlag, on Press.
- GHISALBERTI, M. & NEPF, H. M. 2002 Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows. *Journal of Geophysical Research* **107** (C2), 1–11.
- GUYON, E., HULIN, J. P. & PETIT, L. 1991 *Hydrodynamique physique*. Inter-Editions, Editions du CNRS.
- HÉMON, P. & SANTI, F. 2003 Applications of biorthogonal decompositions in fluid-structure interactions. *Journal of Fluids and Structures* **17**, 1123–1143.
- HO, C. M. & HUERRE, P. 1984 Perturbed free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics* **16**, 365–424.
- HUERRE, P. 2000 Open shear flow instabilities. In *Developments in Fluid Mechanics : A Collection for the Millenium* (ed. G. K. Batchelor, H. K. Moffatt & M. G. Worster). Cambridge University Press.
- HUERRE, P. & ROSSI, M. 1998 Hydrodynamic instabilities in open flow. In *Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities* (ed. C. Godrèche & P. Manneville), pp. 81–294. Cambridge University Press.

- INOUE, E. 1955 Studies of the phenomena of waving plants ("honami") caused by wind. Part 1 : Mechanism and characteristics of waving plants phenomena. *Journal of Agricultural Meteorology (Japan)* **11**, 71–82.
- JACOBS, M. R. 1954 The effect of wind sway on the form and development of *pinus radiata* d. don. *Australian Journal of Botany* **2**, 35–51.
- JAFFE, M. 1973 Thigmomorphogenesis : the response of plant growth and development to mechanical stimulation, with special reference to *bryonia dioica*. *Planta* **114**, 143–157.
- JAROSZ, N., LOUBET, B., DURAND, B., MCCARTNEY, A., FOUPELLASSAR, X. & HUBER, L. 2003 Field measurements of airborne concentration and deposition rate of maize pollen. *Agricultural and Forest Meteorology* **119**, 37–51.
- KAIMAL, J. C. & FINNIGAN, J. J. 1994 *Atmospheric Boundary Layer Flows*. Oxford University Press.
- KAIMAL, J. C., WYNGAARD, J. C., IZUMI, Y. & COTÉ, O. R. 1972 Spectral characteristics of surface layer turbulence. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* **98**, 563–589.
- DE LANGRE, E. 2005 Some basic ingredients of VIV and VIW using wake oscillator models. In *Fourth Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations* (ed. T. Leweke & C. H. K. Williamson), pp. 225–228. Santorini, Greece, 21-24 June.
- MADDEN, L. V. 1992 Rainfall and the dispersal of fungal spores. *Advanced Plant Pathology* **8**, 40–79.
- MOON, F. C. & KURODA, M. 2001 Spatio-temporal dynamics in large arrays of fluid-elastic, Toda-type oscillators. *Physics Letters A* **287**, 379–384.
- MOULIA, B. 2005 Communication personnelle .
- MOULIA, B. & COMBES, D. 2004 Thigmomorphogenetic acclimation of plants to moderate winds greatly affects height structure in field-grown alfalfa (*medicago sativa* l.), an indeterminate herb. *Comparative Biochemistry and Physiology Part A : Molecular & Integrative Physiology* **137** (3-S1), 77.
- MUSTE, M., XIONG, Z., KRUGER, A. & FUJITA, I. 1999 Error estimation in piv applied to large-scale flows. In *Proceedings of the third International Workshop on PIV* (ed. A. Adrian, Y. Hassan & C. Meinhart).
- NIKLAS, K. J. 1992 *Plant Biomechanics : an engineering approach to plant form and function*. Univ. Chicago Press.

- ORTIZ, S., CHOMAZ, J. M. & LOISELEUX, T. 2002 Spatial Holmboe instability. *Physics of Fluids* **14** (8), 2585–2597.
- PANTON, R. 1996 *Incompressible Flow*, 2nd edn. Wiley-Interscience publication, Ch. 22.
- PEAKE, N. 1997 On the behavior of a fluid-loaded cylindrical shell with mean flow. *Journal of Fluid Mechanics* **338**, 347–410.
- PIERREHUMBERT, R. T. & WIDNALL, S. E. 1982 The two- and three-dimensional instabilities of a spatially periodic shear layer. *Journal of Fluid Mechanics* **112**, 467–474.
- PY, C., DE LANGRE, E. & MOULIA, B. 2004 The mixing layer instability of wind over a flexible crop canopy. *Comptes-Rendus Mécanique* **332**, 613–618.
- PY, C., DE LANGRE, E., MOULIA, B. & HÉMON, P. 2005 Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images. *Agricultural and Forest Meteorology* **130**, 223–236.
- RAFFEL, M., WILLERT, C. & KOMPENHANS, J. 1998 *Particle Image Velocimetry : a practical guide*, 3rd edn. Springer-Verlag, Berlin.
- RAUPACH, M. R., FINNIGAN, J. J. & BRUNET, Y. 1996 Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies : the mixing layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology* **78**, 351–382.
- RAUPACH, M. R. & THOM, A. S. 1981 Turbulence in and above plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* **129**, 13–97.
- ROGERS, M. R. & MOSER, R. D. 1994 Direct simulation of a self-similar turbulent mixing layer. *Physics of Fluids* **6**, 903–922.
- SAINT-JEAN, S., CHELLE, M. & HUBER, L. 2004 Modelling water transfer by rain-splash in a 3d canopy using monte carlo integration. *Agricultural and Forest Meteorology* **121**, 183–196.
- SALENÇON, J. 2001 *Handbook of continuum mechanics*. Springer.
- SPATZ, H. C. & SPECK, O. 2002 Oscillation frequencies of tapered plant stems. *American Journal of Botany* **89** (1), 1–11.
- STERLING, M., BAKER, C. J., BERRY, P. M. & WADE, A. 2003 An experimental investigation of the lodging of wheat. *Agricultural and Forest Meteorology* **119**, 149–165.
- SVEEN, J. K. 2000 An introduction to MatPIV 1.4.
<http://www.math.uio.no/jks/matpiv/index.html> .

- THORPE, S. A. 1969 Experiments on the instability of stratified shear flows : immiscible fluids. *Journal of Fluid Mechanics* **39**, 25–48.
- TOWNSEND, A. A. 1976 *The structure of turbulent shear flow*. Cambridge University Press.
- WILLIAMSON, C. H. K. & GOVARDHAN, R. 2004 Vortex induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics* **36**, 413–455.
- WINANT, C. D. & BROWAND, F. K. 1974 Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing layer growth at moderate Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics* **63**, 237–255.

Annexe A

Redressement des images

A.1 Transformation géométrique due à la perspective

On rappelle ici quelques calculs élémentaires de projection de perspective. Le but est d'aboutir à l'expression analytique de la transformation de perspective, et d'utiliser celle-ci pour mesurer la distorsion d'une image.

Vu de la caméra, point O , Figure A.1, un point $M(X, 0, Z)$ situé sur le plan réel, dans notre cas la surface du couvert, est projeté sur le plan image en $M'(X', Y', Z')$. Le plan image est défini par O, M et M' étant alignés, et AM' orthogonal à OA , A étant le centre de l'image. Ceci permet d'exprimer les coordonnées images X', Y', Z' en fonction des coordonnées réelles X, Z dans le repère $(A, \mathbf{E}_X, \mathbf{E}_Y, \mathbf{E}_Z)$:

$$X' = \frac{Xd}{Y \sin \theta + d}, \quad Y' = \frac{-Zd \sin \theta \cos \theta}{Z \sin \theta + d}, \quad Z' = \frac{Zd \cos^2 \theta}{Z \sin \theta + d}. \quad (\text{A.1})$$

Dans le repère du plan image $(A, \mathbf{e}_x, \mathbf{e}_z)$, les coordonnées de M' sont alors

$$x = \frac{Xd}{Z \sin \theta + d}, \quad z = \frac{Zd \cos \theta}{Z \sin \theta + d}, \quad (\text{A.2})$$

expressions qui peuvent s'écrire sous la forme

$$\begin{bmatrix} x \\ z \end{bmatrix} = \Phi \left(\begin{bmatrix} X \\ Z \end{bmatrix} \right) = \begin{bmatrix} f(X, Y) \\ g(Z) \end{bmatrix} \quad (\text{A.3})$$

où Φ est la transformée géométrique de la perspective. Suivant les concepts utilisés en cinématique, voir par exemple Salençon (2001), on définit le gradient de la transformation, $\mathbb{F} = \nabla \Phi$, et le tenseur de dilatation, $\mathbb{C} = \mathbb{F}^T \mathbb{F}$, ce qui permet d'exprimer la transformation d'un produit scalaire :

$$\mathbf{a} \cdot \mathbf{b} = \mathbf{A} \cdot \mathbb{C} \cdot \mathbf{B}, \quad (\text{A.4})$$

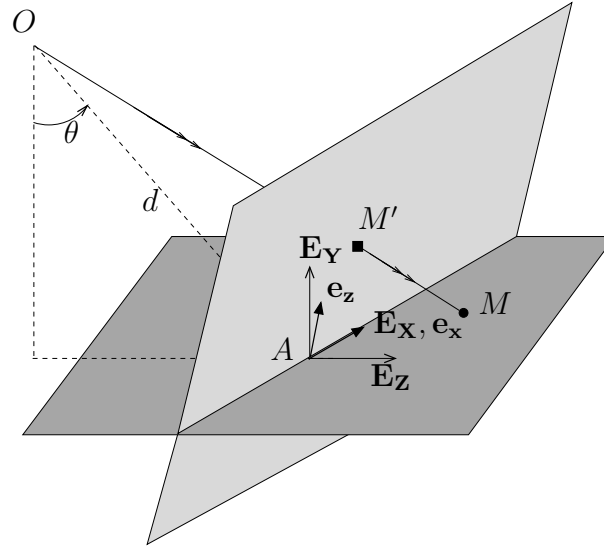


FIG. A.1 – *Projection de perspective : plan réel (le couvert) en gris foncé, plan image en gris clair, et position de la caméra en O.*

où \mathbf{A} et \mathbf{B} sont deux vecteurs appartenant au plan réel, et \mathbf{a} , \mathbf{b} leurs images respectives par la transformation Φ . En choisissant deux vecteurs identiques, l'équation (A.4) donne l'expression de la transformation d'une longueur. Une longueur horizontale L_X (respectivement verticale L_Z) sur le plan réel est transformée en l_x (resp. l_z) comme suit (Fig. A.2(b)) :

$$l_x^2 = L_X^2 \left(\frac{\partial f}{\partial X} \right)^2, \quad l_z^2 = L_Z^2 \left(\left(\frac{\partial f}{\partial Z} \right)^2 + \left(\frac{\partial g}{\partial Z} \right)^2 \right), \quad (\text{A.5})$$

ce qui mène ici à

$$l_x = L_X \left(1 - \frac{\tan \theta}{d} z \right), \quad (\text{A.6})$$

et suivant la ligne $x = 0$

$$l_z = L_Z \cos \theta \left(1 - \frac{\tan \theta}{d} z \right)^2. \quad (\text{A.7})$$

Mesurer sur une image prise de biais, les évolutions selon la direction z de deux longueurs de référence l_x et l_z , qui sont les transformées respectivement des longueurs réelles L_X et L_Z , permet donc par identification avec (A.6) et (A.7) de trouver les paramètres de perspective θ et d .

Pour les images des couverts végétaux, les longueurs de références sont les distances entre mires voisines (avec $L_X = L_Z$). On repère sur l'image l'intersection de chaque mire avec la surface du couvert, Fig. A.2(a), obtenant ainsi un maillage déformé. Puis on mesure les distances entre mires dans les directions

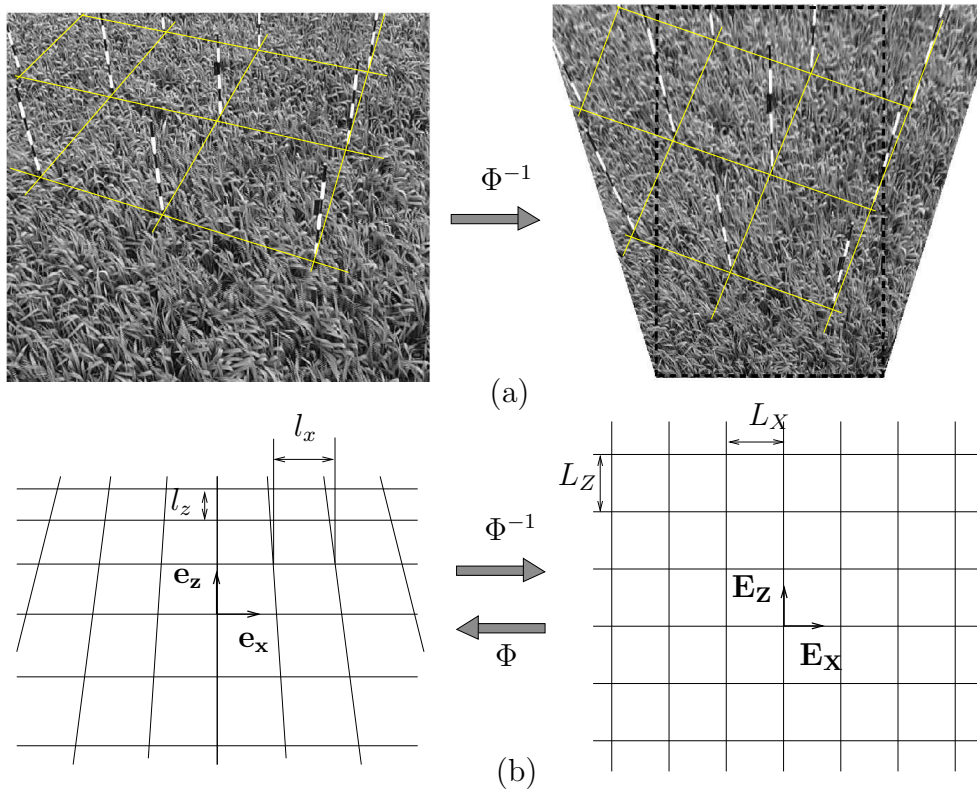


FIG. A.2 – (a) Mesure de la distorsion à l'aide de mires qui forment une grille de référence. (b) à gauche : grille régulière vue de biais, déformée par la perspective, à droite : grille redressée.

horizontales et verticales du maillage (ou leur projections suivant x et z dans le cas où le réseau de mires n'est pas exactement aligné avec les axes de l'image). Après redressement, on peut vérifier que les distances entre mires sont constantes sur toute l'image, voir Fig. A.2(a).

Notons enfin que ce type de redressement, basé sur seulement 3 paramètres (θ, d, L), ne permet pas de corriger la distorsion due à l'aberration des lentilles, qui est ici un effet secondaire.

A.2 Mesure des paramètres de perspective sans utilisation de mires

Quand on ne dispose pas de points de références comme les mires, on peut mesurer la distorsion de l'image du couvert végétal en se basant sur sa régularité naturelle. L'idée est simple : si notre oeil est capable de percevoir la perspective sur une image quelconque prise de biais, c'est que le signal lumineux de cette image contient l'information de distorsion. Sur une photo prise de biais,

les plantes apparaissent plus petites en haut de l'image qu'elles ne le sont en bas. Les échelles de longueur caractéristiques d'une culture, comme la taille des plantes ou la largeur de leurs feuilles, apparaissent comme des longueurs d'onde dans les fluctuations spatiales du signal lumineux de l'image. On définit une telle longueur d'onde sur le signal niveau de gris g de l'image par une simple formule de fréquence centrale (fréquence de Rice), comme suit

$$l = 2\pi \frac{\langle g \rangle_i}{\langle \frac{\partial g}{\partial s} \rangle_i}, \quad (\text{A.8})$$

où s et $\langle \rangle$ sont respectivement la coordonnée spatiale et l'écart-type selon la ligne i . En considérant sur l'image des lignes parallèles à l'axe x (respectivement à l'axe z) les longueurs caractéristiques l_x (resp. l_z) peuvent être estimées ainsi que leurs évolutions par rapport à z en faisant varier la position en z de la ligne i considérée. On suppose ensuite que ces évolutions de $l_x(z)$ et $l_z(z)$ suivent celles prédites par les équations (A.6) et (A.7), ces longueurs étant les transformées géométriques d'une longueur unique $L = L_X = L_Z$ puisque le champ est supposé être isotrope. Les paramètres L , θ et d sont ensuite estimés par des fits linéaires de l_x et $\sqrt{l_z}$ en fonction de z .

Cette technique de mesure de la distorsion de perspective basée sur une échelle de longueur caractéristique de l'image du champ offre l'avantage d'être portable. Elle ne nécessite pas de planter au préalable des mires de référence dans le champ, si bien que n'importe quelle partie du champ peut-être filmée sans préparation spécifique. De plus, l'absence de mires fait qu'aucune zone du champ n'est masquée sur l'image. En revanche, cette technique présente des limites importantes. Il faut que le champ soit visuellement bien homogène. Si ce n'est pas le cas, les variations du signal niveau de gris de l'image sont perturbées par d'autres échelles de longueur, comme par exemple l'effet de reflets de lumière localisés; la longueur l calculée avec (A.8) ne correspond alors plus aux tailles des plantes mais contient aussi des traces de longueurs d'ondes plus grandes présentes dans le signal, d'où des erreurs dans l'estimation de la distorsion. Dans tous les cas, cette technique mène à une correction des images moins précise que celle obtenue quand la perspective est mesurée à l'aide de repères.

Annexe B

Articles

The mixing layer instability of wind over a flexible crop canopy

C. Py, E. de Langre and B. Moulia

Comptes-Rendus Mécanique, 2004, **332**, 613-618.

Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images

C. Py, E. de Langre, B. Moulia, and P. Hémon

Agricultural and Forest Meteorology, 2005, **130**, 223-236.

A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies

C. Py, E. de Langre and B. Moulia

soumis à *Journal of Fluid Mechanics*, 2005.



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

C. R. Mecanique 332 (2004) 613–618



The mixing layer instability of wind over a flexible crop canopy

Charlotte Py^a, Emmanuel de Langre^a, Bruno Moulia^b

^a *Département de mécanique, LadHyX, CNRS-École polytechnique, 91128 Palaiseau cedex, France*

^b *Unité d'Ecophysiologie des Plantes Fourragères, INRA, 86600 Lusignan, France*

Received 29 September 2003; accepted 9 March 2004

Available online 14 May 2004

Presented by Évariste Sanchez-Palencia

Abstract

A coupled fluid-structure model is proposed to study the dynamics of a flexible crop canopy exposed to wind. The canopy is represented by an elastic continuous medium and coupled to the wind mixing layer through a drag load. The mixing layer instability is shown to remain the principle instability mechanism but its characteristics are modified when taking into account the flexible canopy. The size of the coherent structures is decreased as well as the instability growth rate. **To cite this article:** *C. Py et al., C. R. Mecanique 332 (2004).*

© 2004 Académie des sciences. Published by Elsevier SAS. All rights reserved.

Résumé

Instabilité de couche de mélange dans le vent sur un couvert végétal souple. Un modèle couplé fluide-structure est proposé pour l'étude de la dynamique d'un couvert végétal souple soumis au vent. Le couvert est représenté par un milieu élastique et couplé à la couche de mélange du vent par une force de traînée. L'instabilité de couche de mélange reste le mécanisme principal d'instabilité, mais ses caractéristiques sont modifiées par la prise en compte du couvert souple : la taille des structures cohérentes est réduite ainsi que le taux d'amplification de l'instabilité. **Pour citer cet article :** *C. Py et al., C. R. Mecanique 332 (2004).*

© 2004 Académie des sciences. Published by Elsevier SAS. All rights reserved.

Keywords: Fluid mechanics; Fluid structure interactions; Plant biomechanics; Mixing layer instability

Mots-clés : Mécanique des fluides ; Interactions fluide structure ; Biomécanique des plantes ; Instabilité de couche de mélange

Version française abrégée

On sait que les couverts végétaux soumis au vent sont le siège d'une instabilité de type couche de mélange menant à la création de larges structures cohérentes qui se propagent [1,2]. Nous proposons ici un modèle couplé pour l'étude de la dynamique des couverts végétaux souples soumis au vent. Le couvert végétal est traité comme

E-mail addresses: cpy@ladhyx.polytechnique.fr (C. Py), delangre@ladhyx.polytechnique.fr (E. de Langre), moulia@lusignan.inra.fr (B. Moulia).

un milieu élastique équivalent, et sa dynamique est régie par une équation d'onde (1) prenant en compte les effets d'inertie, de raideur en flexion et de contacts entre plantes [4]. Le mouvement du couvert est induit par une force de traînée agissant sur chaque plante. Le flux de vent est décrit par les équations d'Euler ((2) à (5)) dans lesquelles un terme source correspondant à la traînée est ajouté. On étudie la stabilité d'un écoulement de base représenté par un profil en lignes brisées U_b (Fig. 1), caractéristique des configurations de couche de mélange. On aboutit à la relation de dispersion (6) gouvernant l'ensemble du problème couplé.

On procède à une analyse de stabilité temporelle. En prenant un coefficient de traînée nul, la branche temporelle la plus amplifiée se confond avec la branche de Kelvin–Helmholtz (Fig. 2). L'introduction de la traînée a pour conséquence, par effet dissipatif, la diminution du taux d'amplification de l'instabilité. On étudie l'influence des caractéristiques mécaniques du couvert végétal sur les propriétés de l'instabilité. La forme de la branche temporelle est significativement modifiée en fonction de la souplesse en flexion du couvert (Fig. 3). La longueur d'onde la plus amplifiée diminue en fonction de la souplesse en flexion du milieu (Fig. 4). Pour un champ de luzerne soumis au vent, la longueur d'onde est 25 % plus petite qu'elle ne serait pour un couvert rigide équivalent. Enfin, la longueur d'onde diminue également en fonction de la souplesse de contact entre plantes, mais de manière moins significative (Fig. 5).

1. Introduction

Lodging of crops and thigmomorphogenesis, which is the effect of wind on plants growth, have brought a large interest on the study of wind-induced plant motions [1–3]. Wind flow over a vegetal canopy is turbulent and leads to oscillatory plant motions. The mean wind velocity profile is known to be inflected at the top of the canopy, as a result of the momentum absorption by drag on the leaves [2]. The induced shear is at the origin of an instability mechanism similar to that of a mixing layer. This yields the formation of large scale coherent flow structures propagating over the canopy [1,2]. Previous studies of wind-induced plant motions have represented the canopy as a set of mechanical oscillators [3], with elastic interactions [4], and have considered simple wind load models.

In this Note, we propose a fully coupled fluid-structure model to study the dynamics of a flexible canopy exposed to wind. A mixing layer configuration with a broken line flow profile represents the wind flow over and inside the canopy. The flexible canopy is modeled by a wave equation following Doaré et al. [4]. The fluid-structure coupling is realized through a drag load. We identify the main instability mechanism of the coupled problem, and study the effect of the mechanical characteristics of the canopy on the instability properties in the particular case of an alfalfa field.

2. The model

The vegetal canopy is composed of an infinite row of identical plants with elastic contacts, Fig. 1. Following Doaré et al. [4], it is modeled as an equivalent continuous medium, with mass m , flexion stiffness r and contact stiffness a . The position of any point of the canopy is described by the horizontal displacement $\underline{X}(x, y, t) = \chi(y)Q(x, t)\underline{e}_x$, χ being a mode shape, and Q the corresponding generalized displacement. The canopy movement results from a local drag force, acting on the equivalent surface of each plant and dependent on the difference between the local wind velocity and the horizontal plant velocity. This drag force is then projected on the modal shape χ . The dynamics of the canopy is thus governed by the following wave equation:

$$m \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + r Q - a \frac{\partial^2 Q}{\partial x^2} = \int_0^h \frac{1}{2} \rho C D [(\underline{U} - \dot{\underline{X}}) \cdot \underline{e}_x]^2 \chi \, dy \quad (1)$$

where C is a drag coefficient and D an effective diameter of a plant.

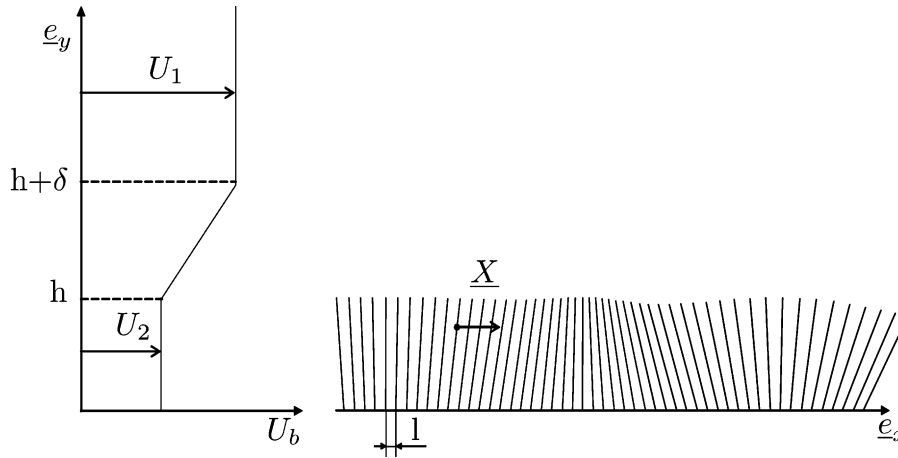


Fig. 1. Basic flow U_b and model of the crop canopy.

Fig. 1. Profil de référence U_b et modèle du couvert végétal.

The wind velocity \underline{U} is governed by the Euler equations within and above the canopy. A source term corresponding to the drag effect is added to the momentum equation. We neglect here the effect of fluid viscosity since the mixing layer instability mechanism is known to be inviscid [5].

In order to investigate the stability of a given basic state, we consider the small perturbations u, v, p, q associated respectively with a basic velocity profile U_b , pressure P_b , and canopy displacement Q_b . We use here a broken line profile $U_b(y)$ defined by a vorticity thickness δ and a shear parameter $R = (U_1 - U_2)/2U$ with the mean velocity $U = (U_1 + U_2)/2$ (see Fig. 1). This profile is commonly used to model mixing layer configurations and has been shown to capture the main characteristics of the instability [5]. The momentum and mass balance for the flow and the wave equation for the canopy may be developed at the first order in terms of the perturbations which yields the set of coupled equations:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U_b \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial U_b}{\partial y} u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - CU_2 \frac{D}{l^2} \left(u - \chi \frac{\partial q}{\partial t} \right) \tag{2}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U_b \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \tag{3}$$

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \tag{4}$$

$$m \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + rq - a \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} = \int_0^h \rho CU_2 D \left(u - \chi \frac{\partial q}{\partial t} \right) \chi dy \tag{5}$$

The drag coefficient C in (2) is set to zero outside the canopy ($y > h$). We use here a linear mode shape $\chi(y) = y/h$. A traveling wave solution is sought in the form: $(u, v, p, q) = (\hat{u}, \hat{v}, \hat{p}, \hat{q}) e^{i(kx - \omega t)}$. Assuming the flow to be irrotational, the corresponding dispersion relation is obtained:

$$D(k, \omega) = -m\omega^2 + r + ak^2 - \frac{1}{3}(\rho C D U_2) i \omega h + D_{\text{fluid}} = 0 \tag{6}$$

with

$$D_{\text{fluid}} = \rho(CDU_2)^2(s - c/kh) / [ckl^2(U_2k - \omega) - ickCDU_2 + skl^2(\Delta - A(U_2k - \omega))]$$

$$A = (1 + Y)/(1 - Y), \quad Y = e^{2k\delta}(1 - 2(U_1k - \omega)/\Delta)$$

$$c = \cosh(kh), \quad s = \sinh(kh), \quad \Delta = (U_2 - U_1)/\delta$$

3. Analysis and results

We analyze the temporal stability of propagating waves by calculating numerically the growth rate $\omega_i = \text{Im}(\omega)$ associated with a given real wavenumber k [5] through the dispersion relation (6). Only the most unstable branch $\omega_i = f(k)$ is considered. The temporal analysis is performed using experimental values for the parameters of the model. These are taken from experiments on alfalfa [4] and wind characteristics over a crop canopy [1]. We use here: $m/(\rho\delta^3) = 0.007$, $r/(\rho\delta U^2) = 0.009$, $a/(\rho\delta^3 U^2) = 1.5 \times 10^{-5}$, $h/\delta = 1$, $l/\delta = 0.1$, $D/\delta = 0.02$, $C = 1$, $R = 0.5$. Fig. 2 shows the temporal branch derived from the dispersion relation.

The growth rate may be compared with that arising from uncoupled fluid and solid dynamics by setting the drag coefficient C to zero. In that case, the unstable branch is that of the Kelvin–Helmholtz instability in a bounded domain, Fig. 2. Then, by setting h/δ equal to infinity, the Kelvin–Helmholtz temporal branch for a broken-line profile in an infinite medium is recovered, with the most amplified wavenumber at $k\delta = 0.8$ [5]. We may therefore assert that taking into consideration the flexible canopy through the drag term modifies the shape of the Kelvin–Helmholtz temporal branch, but this latter is still the most amplified. The mixing layer instability therefore remains the main mechanism of vortex formation over canopies, even when considering the drag on the flexible plants. The first effect of the coupling by a drag force is to decrease the maximum growth rate of the instability: dissipative effects in mixing layers are indeed known to be stabilizing, see for instance [6].

The effect of the mechanical characteristics of the plants on the instability mechanism is now investigated by comparing the most amplified temporal branch between a flexible canopy and a rigid one. Fig. 3 shows that the

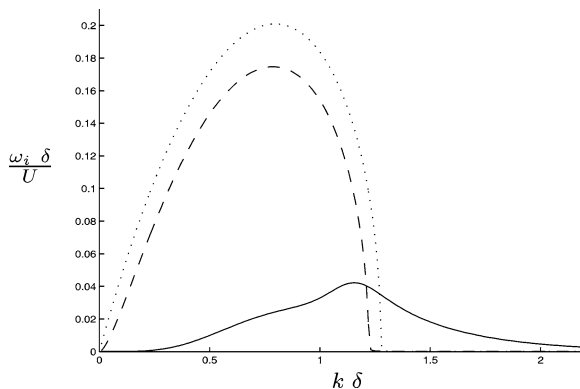


Fig. 2. Dimensionless temporal branch. (—) model with experimental values of the parameters, (– –) $C = 0$: Kelvin–Helmholtz branch in a bounded medium, (···) Kelvin–Helmholtz branch in an infinite medium.

Fig. 2. Branche temporelle adimensionnelle. (—) modèle avec valeurs expérimentales des paramètres, (– –) $C = 0$: branche Kelvin–Helmholtz dans un milieu borné, (···) branche Kelvin–Helmholtz dans un milieu infini.

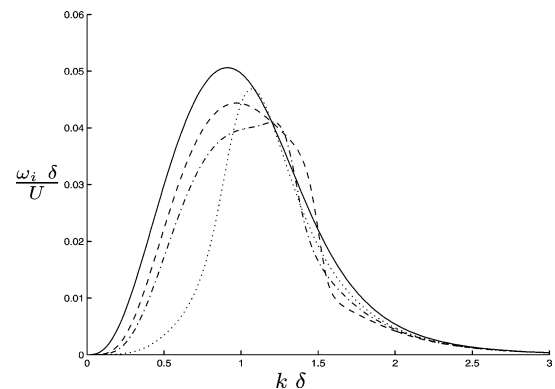


Fig. 3. Temporal branch for different values of the dimensionless flexural compliance $s^* = \rho U^2 \delta / r$: (—) $s^* = 0$, (– –) $s^* = 45$, (– · –) $s^* = 66$, (···) $s^* = 350$.

Fig. 3. Branche temporelle pour diverses valeurs de la souplesse en flexion adimensionnelle $s^* = \rho U^2 \delta / r$: (—) $s^* = 0$, (– –) $s^* = 45$, (– · –) $s^* = 66$, (···) $s^* = 350$.

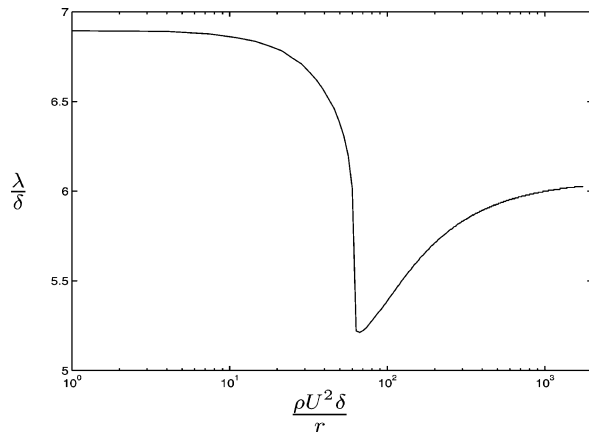


Fig. 4. Most amplified wavelength as a function of the dimensionless flexural compliance of the plants.

Fig. 4. Longueur d'onde la plus amplifiée en fonction de la souplesse en flexion adimensionnelle des plantes.

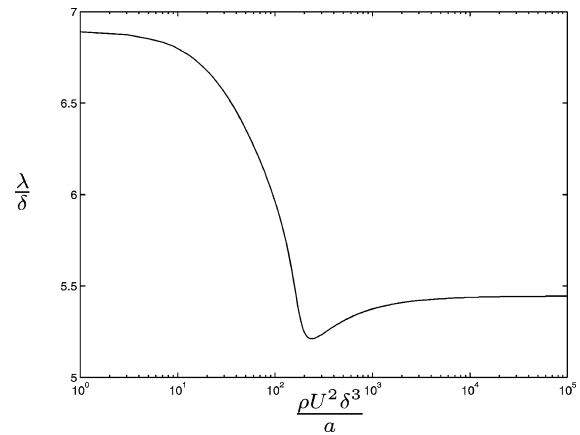


Fig. 5. Most amplified wavelength as a function of the dimensionless contact compliance.

Fig. 5. Longueur d'onde la plus amplifiée en fonction de la souplesse de contact adimensionnelle.

shape of the temporal branch is significantly modified when the flexural compliance of the plants is varied. This results in an evolution of the most amplified wavenumber, shown (Fig. 4) in terms of the corresponding wavelength λ , as a function of the dimensionless flexural compliance $s^* = \rho U^2 \delta / r$. The crop compliance has a nonregular but significant effect on the size of the coherent structures arising from the instability. For the particular case of an alfalfa canopy using a 3 m/s wind ($s^* \simeq 100$), the wavelength is approximately 25% smaller than it would be for an equivalent rigid canopy.

The compliance of the contacts between plants also influences the most amplified wavelength (see Fig. 5). The effect is nonregular and globally decreasing, as for the flexural compliance. For an alfalfa canopy exposed to 3 m/s wind ($\rho U^2 \delta^3 / a \simeq 5 \times 10^4$), the wavelength is about 13% smaller than it would be for an equivalent flexible canopy with rigid contacts. Note that in this range of parameters the dependence with contact compliance is small. In fact in the dispersion relation, see (6), ak^2 is then much smaller than r , the flexural stiffness term. In denser canopies, such as in wheat, the contact compliance is expected to play a more significant role.

When the flexural compliance or the interaction compliance tend to zero, a common limit wavelength is obtained, see Figs. 4 and 5, at $\lambda \simeq 6.9$. This corresponds to a Kelvin–Helmholtz instability with a drag force but no motion of the canopy. In the dispersion relation, Eqn. (6), the existence of very large terms originating from the crop stiffness, r and ak^2 , requires that the corresponding solution in terms of $(\hat{u}, \hat{v}, \hat{p}, \hat{q})$ is then dominated by fluid motion ($\hat{q} \simeq 0$).

4. Conclusion

The mixing layer instability is known to be responsible for the existence of strong coherent motions of canopies exposed to wind [2]. We have solved here the interaction problem where the mixing layer dynamics is fully coupled with the motion of the canopy. The main conclusion is that for realistic values of the crop flexibility the mixing layer instability persists but its characteristics are significantly modified. The most amplified wavelength is reduced, as well as the corresponding growth rate of the instability. This may explain some discrepancies between the original mixing layer model and measurements of the size of coherent structures observed in wind over various canopies such as corn or forest as reported in [1].

References

- [1] J.J. Finnigan, Turbulence in plant canopies, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 32 (2000) 519–571.
- [2] M.R. Raupach, J.J. Finnigan, Y. Brunet, Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing layer analogy, *Boundary-Layer Meteorology* 78 (1996) 351–382.
- [3] T. Farquhar, J. Zhou, H. Haslach, A possible mechanism for sensing crop canopy ventilation, in: F. Barth, J. Humfrey, T. Secomb (Eds.), *Sensors and Sensing in Biology and Engineering*, Springer, Wien, 2003, Chapter 15.
- [4] O. Doaré, B. Moulià, E. de Langre, Effect of plant interaction on wind-induced crop motion, *Trans. ASME J. Biomech. Engrg.* (2004) in press.
- [5] P. Huerre, M. Rossi, Hydrodynamic instabilities in open flows, in: C. Godrèche, P. Manneville (Eds.), *Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities*, Cambridge University Press, Cambridge, 1998, pp. 81–294.
- [6] R.L. Panton, Introduction to stability and transition, in: *Incompressible Flow*, second ed., Wiley-Interscience, New York, 1996, Chapter 22.



Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images

Charlotte Py^{a,*}, Emmanuel de Langre^a, Bruno Moulia^{b,1}, Pascal Hémon^a

^a*Département de Mécanique, LadHyX, CNRS-École Polytechnique, 91128 Palaiseau, France*

^b*Unité d'Ecophysiologie des Plantes Fourragères, INRA, 86600 Lusignan, France*

Received 19 July 2004; received in revised form 21 February 2005; accepted 14 March 2005

Abstract

We present a new measurement technique based on image correlation to capture the wind-induced motions of crop canopies. Tests were carried out on an alfalfa field submitted to natural wind. The motion is video-recorded from the side of the field and we take advantage of the natural periodicity of the crop to correct the distortion due to perspective. The computation of the canopy motions between successive images is based on Particle Image Velocimetry (PIV), and takes advantage of the natural small-scale heterogeneities of the canopy. It provides the two-dimensionnal spatio-temporal velocity field of the crop top surface with high spatial and temporal resolution. The Bi-Orthogonal Decomposition (BOD) of the velocity field then reveals large coherent propagating structures that scale with typical wavelength of wind fluctuation over canopies.

© 2005 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Plant motion; Wind; PIV; BOD; Thigmomorphogenesis; Lodging

1. Introduction

Interest on wind-induced plant motions has been motivated for a long time by the problems of lodging in crops (permanent displacement of stems from the vertical) and their economic consequences, Baker

(1995). In the last decade, biomechanical studies of crop lodging have been conducted to analyse and model the lodging resistance (e.g. Baker (1995), Farquhar and Meyer-Phillips (2001), Sterling et al. (2003), Berry et al. (2003)). Wind-induced motion has also a direct effect on plant growth in height and diameter, called thigmomorphogenesis (Jaffe, 1973). Recently, biomechanical studies on thigmomorphogenesis (Crook and Ennos (1996), Coutand and Moulia (2000)) has brought new interest in this field of research. In both cases however, a more complete understanding of plant motion would be necessary (Berry et al., 2003).

It has been demonstrated that dynamic loading due to the fluctuation in wind velocity on top of the canopy

* Corresponding author. Tel.: +33 0 1 69 33 36 75; fax: +33 0 1 69 33 30 30.

E-mail addresses: cpy@ladhyx.polytechnique.fr (C. Py), delangre@ladhyx.polytechnique.fr (E. de Langre), moulia@clermont.inra.fr (B. Moulia), pascal.hemon@ladhyx.polytechnique.fr (P. Hémon).

¹ Present address: PIAF, INRA, 234 avenue du Brézat, 63039 Clermont-Ferrand, France.

c	phase velocity of the coherent structures of the canopy motion
d	distance from the camera to the center of the canopy surface
E	total kinetic energy of the canopy motion
f	principal temporal frequency of the canopy motion
g	grey level signal of the image
N	number of spatio-temporal modes considered in the BOD
N_s	number of spatial nodes of U
N_t	number of time steps of U
p_1, p_2	perspective geometrical transformation
R	cross-correlation function
S	spatial correlation matrix of U
T	temporal correlation matrix of U
u, v	x - and y -components of U
U	velocity field of the canopy motion
W_{in}	interrogation window of an image
x, y	coordinates in the image frame of reference
X, Y	coordinates in the real plane frame of reference
α_k	k th eigenvalue of T and S
Δ	principal wavelength of the canopy motion
θ	camera inclination angle
λ_x, λ_y	characteristic visual length scales of the crop image with perspective
Λ	characteristic visual length scale of the crop
μ_k	k th temporal eigenvector (<i>chronos</i>)
ϕ_k	k th spatial eigenvector (<i>topos</i>)

(wind gusts or sweeps) is much more important to plant motion and momentum transfer than the static loading related to the mean drag (Finnigan, 2000). Such fluctuation of wind over canopies has been widely studied, see Finnigan (2000) for a review. Wind velocity measurements on various canopies have revealed the existence of large coherent structures propagating over the canopy surface, scaling with the height of the canopy. Those structures are created by an instability mechanism similar to that of a mixing

layer (Raupach et al., 1996). They are responsible for a large part of the transfer of momentum to the crop (Finnigan, 1979).

The motion of the canopy itself shows propagating structures that can be seen by the eye (Inoue (1955), Finnigan (1979)), see Fig. 1. Those patches of coherent waving in crops are usually called “honami”, as first introduced by Inoue (1955). Even though the kinematics of single stem oscillations have been studied in some detail ((Flesch and Grant, 1992a,b; Farquhar et al., 2000)), and a few dynamical models proposed (Flesch and Grant (1991), Farquhar et al. (2000), Spatz and Zebrowski (2001), Spatz and Speck (2002), Bruchert et al. (2003)), the global behavior of a canopy under natural wind seems far more complex. Models of the motions of sets of interacting flexible plants in a canopy have been proposed (Doaré et al., 2004) and a preliminar approach of the coupling of wind mixing layer instability with flexible canopy has been developed (Py et al., 2004).

However despite large sets of measurements on wind velocities, no direct measurements of global canopy motion caused by wind have been done. Contact sensors and strain gauges are limited to the measurement of the motion of a few individual plants (Finnigan (1979), (Flesch and Grant, 1992a,b; Sterling et al., 2003)). Moreover, the compliance and lightness of crop plants like wheat at early stages or alfalfa in their vegetative stages make the use of sensors difficult as they may disturb significantly the motion. A non-intrusive method for the measurement of the motion of crop plants would thus be much more adequate. Moreover, to characterise spatio-temporal structures, a large set of adjacent plants in the canopy have to be measured simultaneously with high spatial and temporal resolution. An optical measurement technique therefore appears promising. In fluid dynamics the Particle Image Velocimetry (PIV) technique, based on image correlations, is a very efficient and accurate method to characterise quantitatively spatio-temporal motions (Raffel et al., 1998). This technique was adapted here to measure the motion of a canopy submitted to natural wind.

In this paper the response of the canopy to the wind load is studied quantitatively using video measurements and PIV. Focus is put on the analysis of the spatio-temporal behavior of the motion of a crop exposed to natural wind, and on the detection of

coherent structures of the plants motion. In order to extract such coherent structures from a complex spatio-temporal signal, some signal processing is necessary: Bi-Orthogonal Decomposition (BOD), a now classical technique in aerodynamics, allows to analyse such a signal simultaneously in time and space (Aubry et al. (1991), Hémon and Santi (2003)).

This paper is focused on the technical aspects of the measurement approach. The three steps of the technique, namely the data acquisition, the velocity measurement, and the Bi-Orthogonal Decomposition of the signal are presented respectively in Sections 2 to 4. Each part is illustrated and discussed using preliminary results on the motion of an alfalfa crop under wind. A discussion follows in Section 5.

2. Experimental set-up

2.1. Raw data acquisition

The observations took place at Lusignan, France (46 ° 28'N, 0 ° 04'E, altitude 150 m) under field conditions, in May 2003. An alfalfa field (*Medicago sativa* L. cv *Mercedes*) was grown under standard agrotechnical procedures. The wind-induced global motion of the crop was recorded under a natural wind of about 3 m s⁻¹ mean velocity (Fig. 1).

Movies were recorded from the side of the field with a standard digital video camera mounted on a 2.5 m high tripod, Fig. 2. The temporal resolution of the video camera was 25 images per second, and the image size was 400,000 pixels. Each movie was transformed into a sequence of digital images using Adobe Premiere software (Adobe Systems Incorporated). In the treatments, only the grey level of the images was considered, and the images were treated as mathematical matrices. The geometrical distortion due to perspective was batch-corrected on each image of a sequence. The motion measurement was then implemented on the corrected images with a PIV algorithm on Matlab called MatPIV (Sveen, 2000). The spatio-temporal velocity field obtained for each sequence was then analysed using a Bi-Orthogonal Decomposition code (Aubry et al., 1991).

About thirty 10 s sequences of both wheat and alfalfa motion were recorded and analysed. Only a few typical results are presented here to illustrate the technique.

2.2. Image distortion rectification

As the movies were recorded from the side of the crop field, the images were distorted by perspective, i.e. the length scales are smaller at the top of the image than at its bottom. This geometric distortion needs to be corrected before exploiting the images, a common feature in optical measurements, see for instance Muste et al. (1999) in large scale PIV. The geometrical transformation due to perspective (given in the Appendix A) only depends on the viewing parameters: the camera inclination θ and the distance d from the camera to the center of the object, in our case the center of the field, see Fig. 2. In practice it is not easy to get a direct measurement of those parameters, particularly d , in crop field situations. The classical and most recommended technique consists in using a network of regularly spaced targets planted in the field. On the perspective image of the field, measuring the evolution of the distance between targets along two directions from the bottom to the top of the image gives an estimate of θ and d (see Appendix A).

In our case targets could not be planted in the alfalfa field without partly spoiling the crop. The perspective distortion was therefore measured by exploiting the natural regularity of the crop. Indeed in a crop field local characteristic length scales can be found, such as the distance between plants or the width of plants. In conditions of homogeneous soil, light and watering, these length scales can be assumed to be constant all over the field. On a given image any variation of these scales therefore results from perspective effects and can be used to derive the distortion parameters. We used here a characteristic length scale based on the spatial variation of the grey level signal of an image of the crop. More details on this technique are given in the Appendix A.

Once the perspective parameters θ and d were found for one image of a sequence, the correction, namely the inverse geometrical transformation, was applied to each pixel of the image, and this operation was repeated for each consecutive image of the sequence. In the correction operation, the original pixel mesh of the image was transformed into a corrected mesh on which the grey level signal was interpolated. The domain was then restricted to a rectangular shape. A sequence of corrected images, on which the length scales are globally constant, was eventually obtained and used for motion measurement.



Fig. 1. Alfalfa field under wind. Patterns are visible here due to the change in sunlight reflections when plants are bent.

3. Motion measurement using a PIV technique

3.1. The PIV technique

The measurement technique proposed to obtain the motion of the crop is optical. It is based on standard

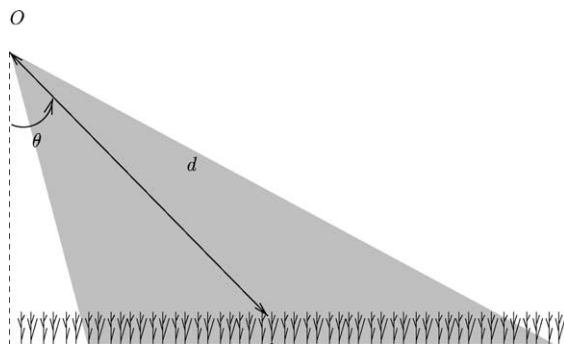


Fig. 2. Camera position O and inclination θ with respect to the field, d is the distance from the camera to the center of the canopy surface.

Particle Image Velocimetry (PIV) (Raffel et al., 1998), a classical measurement technique in fluid dynamics. This technique has the ability to capture a whole velocity field from two successive frames in a movie sequence. It allows the quantitative identification of spatio-temporal structures even in unsteady flows, as long as the time interval between frames is small in comparison to transition times.

The standard PIV technique in fluid dynamics involves addition of tracer particles to the flow. Illumination in a measurement plane is then provided with a laser sheet, twice within a short time interval. The light scattered by the particles is recorded and digitised. The time interval between consecutive illuminations defines the temporal resolution of the PIV. The PIV image is divided in small subwindows called interrogation windows. The local displacement vector of the tracer particles between the first and second illumination is determined for each interrogation window by means of statistical methods. The amount of match between two local subwindows at

different time steps, W_{in_1} and W_{in_2} , is determined through the cross-correlation function, defined as:

$$R(x, y) = \sum_{i=-M/2}^{i=M/2} \sum_{j=-M/2}^{j=M/2} W_{in_1}(i, j) W_{in_2}(i + x, j + y), \quad (1)$$

with adequate normalisation by the standard deviation to get a correlation coefficient. Here, i and j denotes pixel numbers, and M is the size, in pixels, of the interrogation windows. The peak of the cross-correlation function relative to the center of the first interrogation window gives the local displacement between the two illuminations. The velocity is then defined by the displacement divided by the time interval. It is assumed that all particles within one interrogation window have moved homogeneously. The process is then repeated for all interrogation windows of the PIV image. Partially overlapping interrogation windows can be performed in order to increase the spatial resolution.

In this paper we measured the velocity field of the crop surface by applying a modified PIV approach. Contrary to standard PIV applied to fluids, no artificial tracers were used. The crop canopy itself plays the role of particle tracers, the very small scale heterogeneities of the canopy image (i.e. leaves, spikes, ...) allowing to detect local displacements of the crop surface. Additionally no artificial light was needed, as (a) the sun light provides a sufficient level of color signal, (b) it induces sufficient contrast between the different parts of the crop, so that heterogeneities may be detected for image correlation, (c) the plane of measurement is naturally defined by the top of the canopy, provided the crop is dense enough. For correlation computation each image of a movie was divided into small overlapping interrogation windows, with 50% overlap. The optimal size of a subwindow typically scales with the small patterns in the crop, such as a group of a few leaves. The computation of the local displacement vector was performed for each local region between two consecutive images, and this process was repeated for each consecutive image of the movie. Computations were performed using a classical PIV program called MatPIV, Sveen (2000), including standard correction routines (signal to noise ratio, local and global filters, double pass calculation).

For each sequence, the velocity measurement process led to the 2D spatio-temporal velocity field $U(x, y, t)$ of the crop surface.

3.2. Laboratory test case

In order to test the accuracy of the modified PIV technique on the detection of motion of a solid without tracers, a 50 cm square panel of artificial grass was mounted on a moving plate (Fig. 3). The grass fibers' typical length scale, Λ , was here about 1 mm. The plate was driven in an oscillating translation motion by a motor. The displacement of the plate versus time was measured with a laser beam impacting the side of the plate. Simultaneously the motion of the grass panel was recorded with a video-camera situated about 1 m above the panel. We then used the PIV technique described above in order to compute the spatio-temporal velocity field of the grass panel.

As the artificial grass was rigid, the motion of all grass fibers were identical and followed the motion of the panel measured by the laser. Small heterogeneities were added by bending randomly the artificial grass fibers. This allowed a better PIV correlation computation, similar to that of a real crop. The amplitude of displacement of the panel was approximately 1 cm, and the frequency of the motion was varied between 0.5 and 2 Hz. On the movie, this led to displacements of the order of 1 to 4 pixels between consecutive images. The velocity field derived from PIV was found to be uniform and the temporal frequency of oscillation as well as the motion amplitude matched

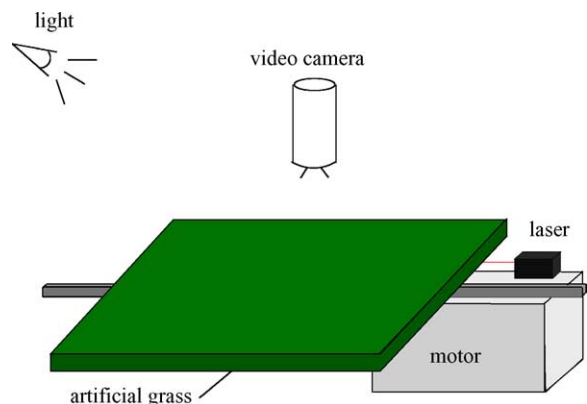


Fig. 3. Scheme of the laboratory test case for the PIV measurement.

the data measured with the laser with less than 5% error (data not shown).

3.3. Application to the wind-induced motion of an alfalfa canopy

On a sequence of motion of an alfalfa crop under wind, the velocity field of the canopy surface was computed after perspective correction. The window size was fixed to 44 pixels with 50% overlap. After double-pass calculation, it led to a spatial resolution of 1 value every 11 pixels. The window size was chosen so that the final signal to noise ratio was larger than 1.5, indicating a good accuracy of the correlations calculation. The temporal resolution was that of the video camera, 25 Hz. The CPU time necessary to obtain the crop motion with 2000 points in space and 220 in time (≈ 9 s) was approximately 6 h on a work-station.

Fig. 4 shows a typical velocity field of the alfalfa crop surface at a given time, and Fig. 5 a typical temporal evolution of the two velocity components at a given point. Both spatial and temporal evolutions of the crop motion were detected with sufficient resolution: large structures can be seen in Fig. 4 and well defined oscillations in Fig. 5.

It may be noted that in the upper part of the images (Fig. 4) the computed velocities are found to be smaller than in the rest of the image: the standard deviations of u and v are in average 30% smaller in the

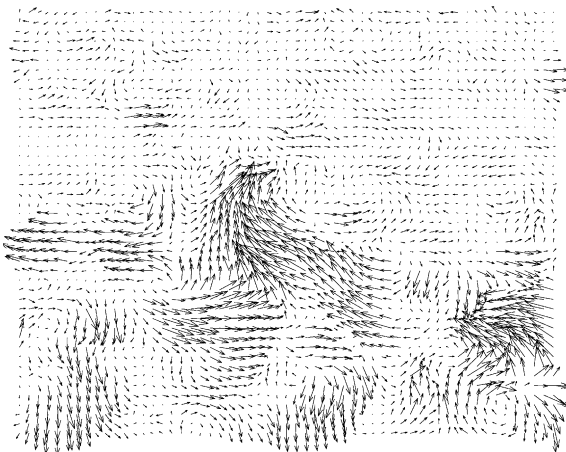


Fig. 4. Instantaneous velocity field of the alfalfa crop. Scale of velocities: maximum velocity is here 0.2 m s^{-1} . The mesh increment is $\Delta_x = \Delta_y = 5 \text{ cm}$.

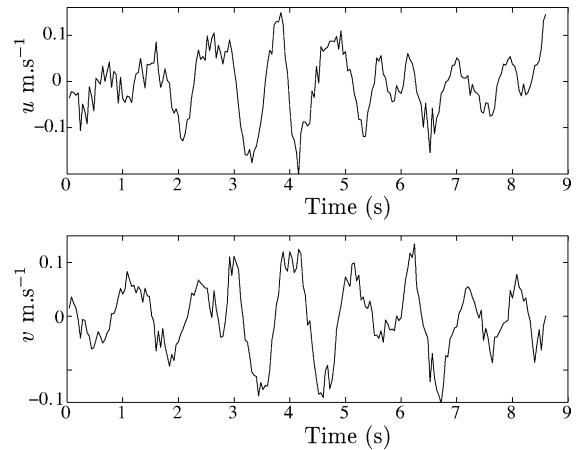


Fig. 5. Temporal evolution of the velocity components u and v at a point in the middle of the field shown Fig. 4.

upper fourth of the image. This is due to the fact that these points correspond to crop elements far from the camera, so that the amplitudes of motions are barely perceptible in this part of the image despite perspective correction.

4. Bi-Orthogonal Decomposition of the velocity field

The crop velocity field has a complex and rich spatio-temporal behavior. Therefore a specific signal processing is needed to extract the spatio-temporal features.

4.1. Theoretical background of Bi-Orthogonal Decomposition

In order to extract the main features of the motion of the plants, we used the Bi-Orthogonal Decomposition (BOD) of the velocity field as initially proposed by Aubry et al. (1991). The principle of the BOD is to carry out a decomposition of a signal depending of space and time in a finite series of spatio-temporal structures. We consider here the velocity field of the motion of the crop surface

$$U(M, t) = \begin{bmatrix} u(M, t) \\ v(M, t) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

where M is the point of coordinate (x, y) , t is time and u, v are the components of the velocity in the x and y

directions. The corresponding BOD reads

$$U(M, t) = \sum_{k=1}^{\infty} \sqrt{\alpha_k} \mu_k(t) \Psi_k(M). \quad (3)$$

where Ψ_k are the spatial functions, referred to as *topos* and μ_k are the temporal functions, referred to as *chronos*. Each forms a set of orthogonal functions and the weight factor of each of these spatio-temporal structures (Ψ_k, μ_k) is the real scalar value $\sqrt{\alpha_k}$. Aubry et al. (1991) have shown that (i) this decomposition is unique, (ii) the *topos* are the eigenfunctions of the spatial correlation operator of U with eigenvalues α_k , (iii) the *chronos* are the eigenfunctions of the temporal correlation operator of U with the same eigenvalues α_k , (iv) this series converges in norm, thus allowing truncation to the first N terms of the series. A remarkable feature of BOD is that the eigenvalues α_k are common to the spatial eigenfunctions (*topos*) and the temporal eigenfunctions *chronos*. This results from the properties of the spatial and temporal correlation operators which are adjoint.

In practice the signal to be analysed is given in a discrete form which implies that in the above formulation, functions must be replaced by vectors and correlation operators by correlation matrices. Note that the signal is actually a measurable signal, meaning that it is square-integrable, or in other words that all the terms of the correlation matrices have a finite value. In our context, the temporal correlation matrix is defined by

$$T_{ij} = \sum_{p=1}^{N_s} u(M_p, t_i)u(M_p, t_j) + v(M_p, t_i)v(M_p, t_j) + u(M_p, t_i)v(M_p, t_j) + u(M_p, t_j)v(M_p, t_i), \quad (4)$$

where N_s is the number of spatial nodes of the signal. Similarly the spatial correlation matrix is

$$S = \begin{bmatrix} [S^{uu}] & [S^{uv}] \\ [S^{vu}] & [S^{vv}] \end{bmatrix} \quad (5)$$

where S^{ab} denotes the correlation matrix with

$$S_{ij}^{ab} = \sum_{q=1}^{N_t} a(M_i, t_q)b(M_j, t_q) \quad (6)$$

with N_t the number of time steps and (ab) takes the values of (uu) , (uv) , (vu) and (vv) . The components of

T and S were normalised by the total kinetic energy of the signal and are therefore rightfully called correlations. Note that here the signal to analyse is two-dimensional in space. The correlation calculation thus takes into account the bidimensionality of the problem, i.e. correlations between the x and y components of U , namely u and v .

For this application the number of time steps N_t will be smaller than the number of spatial nodes N_s . Hence the dimension of T which, is N_t^2 , will be smaller than that of S , which is $4N_s^2$. As the eigenvalues of T are also eigenvalues of S , it is thus more convenient in terms of computing time to solve first the temporal eigenvalue problem and to deduce afterwards the spatial modes. The *chronos* (temporal eigenfunctions) were thus computed first by solving the discretised eigenvalue problem:

$$T\mu = \alpha\mu, \quad (7)$$

where T has dimension N_t^2 and μ has dimension N_t . The *topos* (spatial eigenfunctions) were then derived using the projection of Eq. (3) on the set of *chronos*,

$$\Psi_k(M) = \frac{1}{\sqrt{\alpha_k}} \sum_{i=1}^{N_t} U(M, t_i)\mu_k(t_i). \quad (8)$$

Note that this projection using the original signal U , based on the orthogonality property of BOD, does not alter the phase information of the signals.

In the decomposition of Eq. (3), the spatio-temporal modes (μ_k, Ψ_k) may be ranked in decreasing order of their contribution in the total kinetic energy. The eigenvalue α_k represents the kinetic energy of the k^{th} spatio-temporal mode (Hémon and Santi, 2003). The rate of convergence of the decomposition series is a test of the presence of large coherent structures. With a good convergence rate the first sets of *chronos* and *topos* contain most of the space and time characteristics of the motion.

The BOD bears some relation with the more classical Karhunen-Loève decompositions, such as the Principal Component Analysis (PCA), the Singular Value Decomposition (SVD), the Empirical Orthogonal Functions (EOF), or the Proper Orthogonal Decomposition (POD), see for instance Moin and Moser (1989), Finnigan and Shaw (2000). Yet a major difference exists, which has significant practical consequences in the present case : the BOD technique

does not require the signal to satisfy any particular assumption (other than being square-integrable, which is the case of all measurable signals). It can therefore be used with non-stationary signals, even showing intermittent events, which is the case here with crop motion under natural wind. In particular, the assumption of ergodicity, i.e. the temporal average being identical to the spatial average, is unnecessary with the BOD, while the Karhunen-Loève decompositions such as POD or EOF require it. Furthermore, POD or EOF formally require that the individual samples of the signal have a Gaussian distribution (Marriot, 1974) although they are often used without checking this particular feature, as pointed out by Hémon and Santi (2003). Eventually the most important difference of BOD is certainly the real simultaneous analysis in both space and time that is provided, as here the relative phase information is not lost. BOD can thus provide not only the extraction of the coherent structures of the signal but also the description of how these coherent structures evolve or are convected.

In terms of physical interpretation, the spatial and temporal eigenvectors, when ordered in decreasing level of kinetic energy, characterize the main spatio-temporal components of a given evolution of the crop velocity field and their relative contribution. As is illustrated further, this is particularly useful for the purpose of extracting the size and phase velocity of

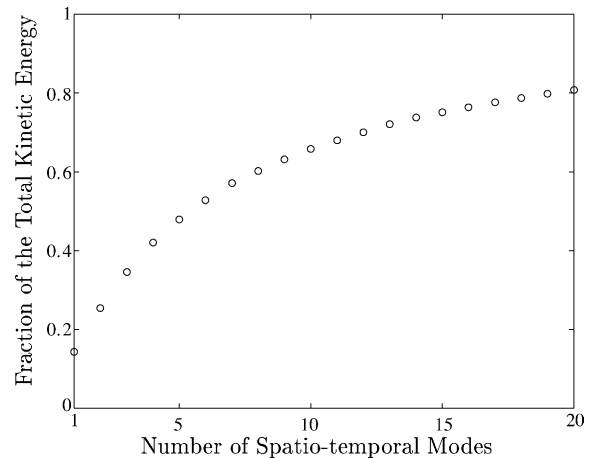


Fig. 6. Fraction of the total kinetic energy recovered versus number of spatio-temporal modes considered in the Bi-Orthogonal Decomposition.

convected patterns that may exist in the motion of the canopy.

4.2. BOD analysis of the crop motion

BOD was applied to the spatio-temporal velocity field $U(x, y, t)$ describing the motion of an alfalfa field obtained in Section 3.3. Fig. 6 shows the cumulated energy recovered from the signal BOD as a function of the number of spatio-temporal modes considered. It

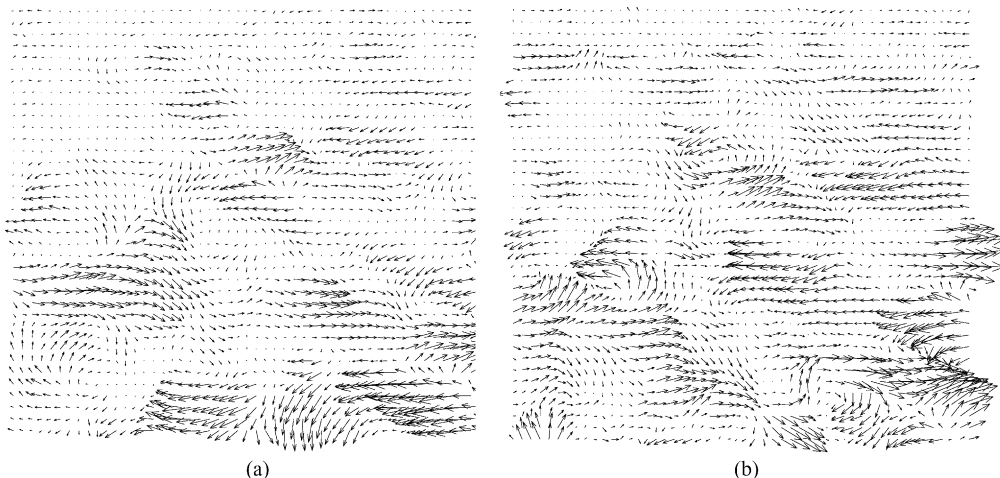


Fig. 7. First (a) and second (b) *topos* (spatial eigenvector) of the bi-orthogonal decomposition of the motion of an alfalfa crop. The amplitude is arbitrarily scaled.

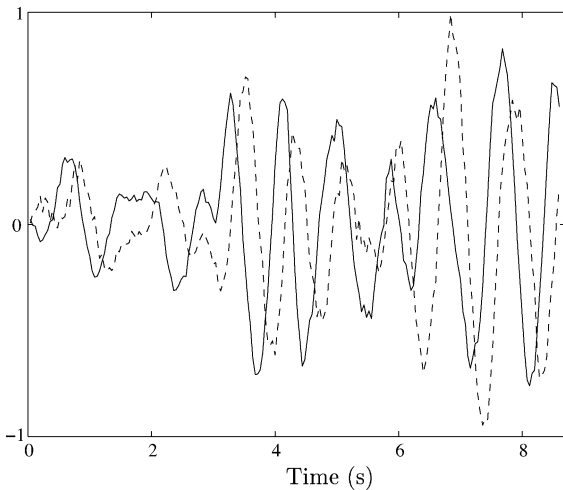


Fig. 8. First (—) and second (- -) *chronos* (temporal eigenvector) of the Bi-Orthogonal Decomposition of the motion of an alfalfa crop. The amplitude is arbitrarily scaled.

was normalised by the total kinetic energy of U , namely $E = \sum_{i=1}^N T_{ii}$. The plot of the cumulated energy illustrates the convergence of the BOD. When considering only fifteen *chronos-topos* couples of the decomposition, more than 75% of the total kinetic energy was recovered. This shows a good convergence of the BOD and indicates the coherence of the motion of the crop surface. The entropy of the velocity field may also be computed, see Hémon and

Santi (2003). If the entropy is close to zero, the signal is totally determined, and all its energy is concentrated in the first terms of the BOD. This would be the case of a solid body motion. Conversely when the entropy is close to one, the signal is highly disordered, and a large number of modes is necessary to recover the signal. For instance, the BOD of a homogeneous noise is reduced to a Fourier Decomposition with an infinitely slow convergence rate. In the particular case presented here, the entropy reached 0.7, which is rather high. The level of entropy of the signal associated to the good convergence rate of the decomposition highlights the interest of the BOD: the signal to study is here highly disordered but contains a coherent part, and the decomposition allows extraction of the coherent motion from the noise.

Let us focus on the two most energetic spatio-temporal modes of the decomposition. Fig. 7a and b show the spatial eigenvectors (*topos*) of modes number 1 and 2, and Fig. 8 their associated temporal eigenvector (*chronos*). Note that *topos* and *chronos* are eigenvectors and are therefore shown here with arbitrary amplitude. The *topos* vector fields are composed of large-scale organised motions. We may decompose those vector fields into their invariants: divergence and curl. The curl fields of *topos* 1 and 2, Fig. 9a and b, permits identification more precisely of these coherent structures. In both

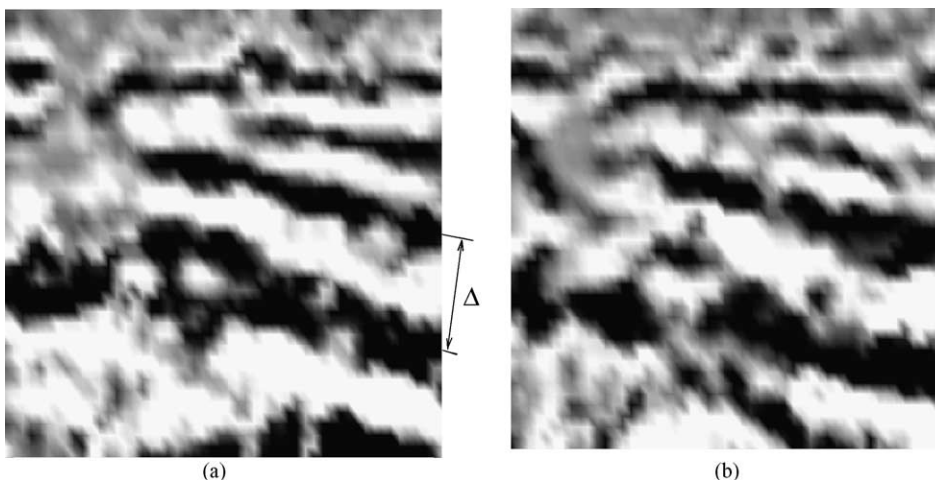


Fig. 9. Curl of the first (a) and second (b) *topos* (spatial eigenvector). White stands for clockwise curl and black for counter-clockwise curl. The arrow represents a typical wavelength Δ of the coherent structures.

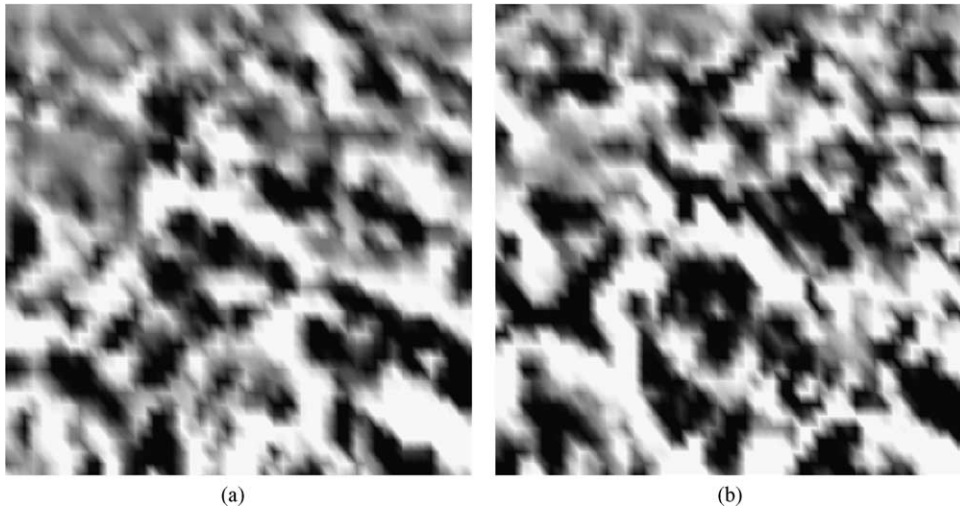


Fig. 10. Divergence of the first (a) and second (b) *topos* (spatial eigenvector). White stands for positive divergence, and black for negative divergence.

fields, those structures appeared as large parallel stripes. The corresponding typical length scale Δ was approximately 1 m. This is of the same order of magnitude as the size of the coherent structures in the wind itself, as observed by Finnigan (2000) over similar canopies. A more detailed analysis of the *topos* (spatial eigenvectors) showed that there is a phase lag in space between the two curl fields associated with *topos* 1 and 2. The divergence fields of the same *topos*, Fig. 10a and b, also show patterns but less emphasized and without the directionnal anisotropy of the curl field.

The *chronos* (temporal eigenvectors) 1 and 2 (Fig. 8) have a regular oscillating behavior. A Fourier analysis reveals that they have a common and well defined frequency f of about 1.2 Hz. This frequency is typical of free vibration of alfalfa stems of these heights (Doaré et al., 2004). It is remarkable that the BOD allows to extract a dominant temporal frequency, whereas it was impossible to detect one by eye on the original recorded motion.

It should also be noted that those two *chronos* were phase-lagged in time. This feature, associated with the phase-lagged spatial structures of the *topos* 1 and 2,

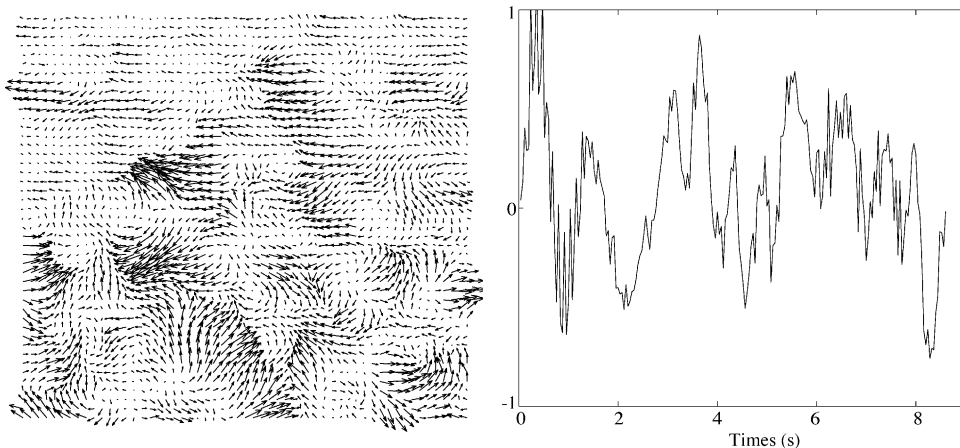


Fig. 11. Spatio-temporal mode number 15: *topos* and associated *chronos*. The amplitudes are arbitrarily scaled.



Fig. 12. Curl of the *topos* (spatial eigenvector) number 15.

indicates that the simple combination of these first two spatio-temporal modes results in propagating patterns. The corresponding phase velocity $c = f\Delta$ would be of the order of 1.2 m s^{-1} .

The next spatio-temporal modes in the BOD series (3, 4, ...) display similar features, namely large coherent structures for the *topos*, pairing of the *chronos*, and propagation properties with the same temporal frequency as the most energetic *chronos*. Only the less energetic modes involved decorrelated motions with much smaller scales. A typical example is shown with mode 15 on Fig. 11. The corresponding curl field, Fig. 12, displays smaller structures.

5. Discussion

Although illustrated here on the motion of an alfalfa crop, this approach can easily be extended to various canopy dynamics. It was applied to several other movies of alfalfa motion under various wind conditions and also tested on a wheat field (data not shown). In most cases the technique allowed to detect large coherent propagating structures. The temporal and spatial resolution of a standard video-camera were found sufficient for all these measurements. Note that the signal processing part of this approach (distortion correction, PIV and BOD) requires significant CPU time, typically 1 h for 1 s of real time.

We now discuss in more detail each step of the proposed approach. In terms of recording parameters, the capture of the motion of the plants, as well as the perspective correction, are more accurate when the viewing angle θ is small. With a large θ , the image is greatly deformed by perspective, leading to the creation of a lot of noise in the interpolation of the image on the new pixel mesh. Moreover the motion of the plants situated at the top of the initial image are barely perceptible. Conversely the drawback of a small viewing angle is that it reduces the area of crop field visible with the video-camera. Clearly a higher position of the camera, allowing for a larger scene with small viewing angle, would be preferable. Specific aspects of the distortion correction are discussed in the [Appendix A](#).

The derivation of the plants motion is based on advanced image correlation: the PIV technique includes additional filtering thus yielding more accurate data. This is an important feature as the crop velocity field is to be analysed in terms of spatio-temporal structures. Note also that in the PIV process the choice of the subwindow size is important. It should be small enough so that globally all pixels of a subwindow follow the same displacement during the time interval considered, and large enough so that in a given subwindow the plant parts lying under the crop surface represent a minor proportion of the whole subwindow area. Concerning the percentage of overlap between subwindows, a higher percentage allows to increase the spatial resolution but introduces artificial correlation in the resulting velocity field. A 50% overlap is a usual compromise in standard PIV and was found suitable here. The motion measurement using PIV can easily be applied to other canopies of various scales, from grass to forest canopies. It would not be accurate on a sparse canopy because in this case a unique measurement plane can not be defined. Each small region of the image of a sparse canopy is indeed composed of plant parts at different heights and the results of the correlation technique in the PIV cannot be associated with velocities of a plane.

The next step of the approach is the BOD analysis. BOD is of particular interest in the analysis of the crop velocity field since this signal is highly disordered but contains a coherent part. BOD allows to extract the spatio-temporal coherent structures of the motion and also provides their propagation properties. This important characteristic results from the simulta-

neous time and space decomposition of BOD. The coherence of the motion appears more clearly in the curl of the *topos* (spatial eigenvectors) than in their divergence. This unexpected feature might lead to interesting information on the complex coupling between the wind dynamics and the motion of the crop. The temporal frequency recovered from the first *chronos* (temporal eigenvectors) of the decomposition is close to the free oscillation frequency of alfalfa (Doaré et al., 2004). This indicates that plants interactions in this crop is probably rather low.

6. Concluding remarks

The experimental approach proposed here consists of a set of several independent techniques: (i) video-recording of the canopy motion with distortion correction based on the crop homogeneity, (ii) PIV derivation of the motion, and (iii) BOD analysis of the velocity field to identify the spatio-temporal propagating structures. The technique is easy to implement, portable and low-cost, requiring only standard material and signal processing. It can therefore be easily applied to a large variety of canopies. This is today the only simple approach to derive in-situ characteristics of the motion of whole canopies under wind. The preliminary results shown in this paper on an alfalfa field are promising and a systematic set of measurements on several crops is currently being done. This should allow to derive two kinds of information:

- the level and frequency of solicitations perceived by the plants for a given mean wind velocity. This is of primary importance for thigmomorphogenic (Coutand and Mouliat, 2000) and lodging analyses (Baker, 1995).
- the relation between the characteristics of the propagating structures on the canopy and that of the propagating structures in the wind field as already measured by other techniques (Finnigan, 2000). This should provide a better insight into the mechanisms of transfer of momentum from the fluid to the canopy through coherent structures, and allow to assess the validity of current models such as Py et al. (2004).

Acknowledgements

The authors acknowledge the precious contribution of Dr. Didier Combes, from INRA-UEPF, to the experimental campaign and also thank Dr. Yves Brunet, from INRA-EPHYSE, and Dr. Olivier Doaré, from ENSTA, for very helpful discussions and advice.

Appendix A. Perspective transformation correction

We recall here classical results on perspective projection. Seen from the camera, point O , Fig. A.1a, a

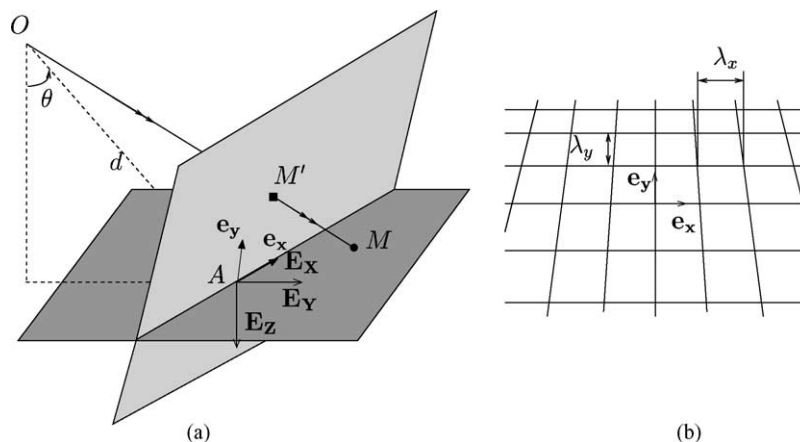


Fig. A.1. (a) Real plane (canopy) in dark grey, image plane in light grey (perpendicular to the OA axis), and camera position O . (b) A regular grid of length scale Λ on the real plane is projected on the image plane into a distorted grid with length scales λ_x and λ_y decreasing with y .

point $M(X, Y, 0)$ lying on the canopy plane, is projected on the image plane in $M'(X', Y', Z')$. The image plane is defined by $O, M,$ and M' being aligned and AM' being orthogonal to OA , where A is the center of the image. This leads to

$$\begin{aligned} X' &= \frac{Xd}{Y\sin\theta + d}, & Y' &= \frac{Yd\cos^2\theta}{Y\sin\theta + d}, \\ Z' &= \frac{-Yd\sin\theta\cos\theta}{Y\sin\theta + d} \end{aligned} \tag{A.1}$$

In the frame of reference of the image plane (A, e_x, e_y), the coordinates of M' are

$$x = \frac{Xd}{Y\sin\theta + d}, \quad y = \frac{Yd\cos\theta}{Y\sin\theta + d} \tag{A.2}$$

and therefore the perspective transformation reads $x = p_1(X, Y), y = p_2(Y)$.

Using classical continuum kinematics, see for instance Salençon (2001), we may express the transformation of a characteristic length Λ_X along E_X (resp. Λ_Y along E_Y) on the canopy plane, into λ_x (resp. λ_y) on the image plane as follows

$$\lambda_x^2 = \Lambda_X^2 \left(\frac{\partial p_1}{\partial X} \right)^2, \quad \lambda_y^2 = \Lambda_Y^2 \left(\left(\frac{\partial p_1}{\partial Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial p_2}{\partial Y} \right)^2 \right) \tag{A.3}$$

which leads here to

$$\lambda_x = \Lambda_X \left(1 - \frac{\tan\theta}{d} y \right), \quad \lambda_y = \Lambda_Y \cos\theta \left(1 - \frac{\tan\theta}{d} y \right), \tag{A.4}$$

where λ_y is here expressed on the $x = 0$ line. Measuring on a perspective image the evolutions along y of two length scales λ_x and λ_y , that are the transforms of respectively Λ_X and Λ_Y on the real plane, allows to identify θ and d . In practice, a network of regularly spaced targets planted in the crop can play the role of a regular mesh, see Fig. A.1b. Here, we use as a reference the natural regularity of a crop. The natural characteristic length scale of a crop, such as the width of the plants or the distance between plants, appear as a wavelength in the spatial evolution of the grey level signal g of an image of the crop. We define here such a wavelength by a

simple central frequency formula, as follows

$$\lambda = 2\pi \frac{\langle g \rangle_l}{\langle \partial g / \partial s \rangle_l}, \tag{A.5}$$

where s is the coordinate along the line and $\langle \rangle$ denotes the standard deviation along the line l . By considering lines parallel to the x -axis (resp. y -axis) the length scales λ_x (resp. λ_y) may thus be estimated as well as their evolution versus y by varying the y -position of the line l . We now assume that these $\lambda_x(y)$ and $\lambda_y(y)$ dependances follow Eq. (A.4), being the geometrical transformations of a unique $\Lambda = \Lambda_X = \Lambda_Y$ length scale, as the crop is assumed to be isotropic. The parameters Λ, θ and d , may be then estimated by linear fits of λ_x and $\sqrt{\lambda_y}$ versus y .

This image distortion correction procedure based on the measurement of the characteristic length scale of the crop image offers the advantage of being portable. It does not require preliminary planting of reference targets in the field, in such a way that any part of a crop can be filmed without specific preparation. Despite this advantage, the correction procedure has important limits. It requires a visually homogeneous crop and homogeneous light conditions when filming. If it is not the case, the grey level signal of the crop image is perturbed by larger scales such as the effect of an inhomogeneous reflected light on the plants leaves, and the length scale λ computed with Eq. (A.5) does not only match the distance between plants but also contains traces of larger wavelengths present in the signal. This leads to discrepancies in the estimation of the perspective distortion. Note also that the present correction procedure, based on three parameters only (θ, d, Λ) does not allow correction of the distortion due to the lens aberrations, here estimated to be less than 5 pixels.

References

- Aubry, N., Guyonnet, R., Lima, R., 1991. Spatiotemporal analysis of complex signals: theory and applications. *J. stat. Phys.* 64, 683–739.
- Baker, C.J., 1995. The development of a theoretical model for the windthrow of plants. *J. Theor. Biol.* 175, 355–372.
- Berry, P.M., Sterling, M., Baker, C.J., Spink, J., Sparkes, D.L., 2003. A calibrated model of wheat lodging compared with field measurements. *Agric. Forest Meteorol.* 119, 167–180.

- Bruchert, F., Speck, O., Spatz, H.C., 2003. Oscillations of plants' stems and their damping: theory and experimentation. *Philos. Trans. R. Soc. Lond. Series B Biol. Sci.* 358 (1437), 1487–1492.
- Coutand, C., Moulia, B., 2000. Biomechanical study of the effect of a controlled bending on tomato stem elongation: local strain sensing and spatial integration of the signal. *J. Exp. Bot.* 51 (352), 1825–1842.
- Crook, M.J., Ennos, A.R., 1996. Mechanical differences between free-standing and supported wheat plants, *Triticum aestivum* L. *Annal. Bot.* 77 (3), 197–202.
- Doaré, O., Moulia, B., de Langre, E., 2004. Effect of plant interaction on wind-induced crop motion. *Transactions of the ASME. J. Biomech. Eng.* 126, 146–151.
- Farquhar, T., Wood, J.Z., van Beem, J., 2000. The kinematics of a wheat struck by a wind gust. *Transactions of the ASME. J. Appl. Mech.* 67, 496–502.
- Farquhar, T., Meyer-Phillips, H., 2001. Relative safety factors against global buckling, anchorage rotation, and tissue rupture in wheat. *J. Theor. Biol.* 211 (1), 55–65.
- Flesch, T.K., Grant, R.H., 1991. The translation of turbulent wind energy to individual corn plant motion during senescence. *Boundary Layer Meteorol.* 55, 161–177.
- Flesch, T.K., Grant, R.H., 1992. Corn motion in the wind during senescence: I. Motion characteristics. *Agron. J.* 84, 748–751.
- Flesch, T.K., Grant, R.H., 1992. Corn motion in the wind during senescence: II. Effect of dynamic plant characteristics. *Agron. J.* 84, 742–747.
- Finnigan, J.J., 1979. Turbulence in waving wheat. I. Mean statistics and honami. *Boundary-Layer Meteorol.* 16, 181–211.
- Finnigan, J.J., 2000. Turbulence in plant canopies. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 32, 519–571.
- Finnigan, J.J., Shaw, R.H., 2000. A wind-tunnel study of airflow in waving wheat: an EOF analysis of the structure of the large-eddy motion. *Boundary Layer Meteorol.* 96, 211–255.
- Hémon, P., Santi, F., 2003. Applications of biorthogonal decompositions in fluid-structure interactions. *J. Fluids Struct.* 17, 1123–1143.
- Inoue, E., 1955. Studies of the phenomena of waving plants ("HONAMI") caused by wind. Part 1. Mechanism and characteristics of waving plants phenomena. *J. Agricult. Meteorol. (Japan)* 11, 71–82.
- Jaffe, M., 1973. Thigmomorphogenesis: the response of plant growth and development to mechanical stimulation, with special reference to *Bryonia dioica*. *Planta* 114, 143–157.
- Marriot, F.H.C., 1974. *The Interpretation of Multiple Observations*. Academic Press, London.
- Moin, P., Moser, R.D., 1989. Characteristic-eddy decomposition of turbulence in a channel. *J. Fluid Mech.* 200, 451–509.
- Muste M., Xiong Z., Kruger A., Fujita I., 1999. Error estimation in PIV applied to large-scale flows. In: Adrian A., Hassan Y., Meinhart C (Eds.). *Proceedings of the third International Workshop on PIV*.
- Py, C., de Langre, E., Moulia, B., 2004. The mixing layer instability of wind over a flexible crop canopy. *Comptes-Rendus Mécanique* 332, 613–618.
- Raffel, M., Willert, C.E., Kompenhans, J., 1998. *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*, third ed. Springer-Verlag, Berlin.
- Raupach, M.R., Finnigan, J.J., Brunet, Y., 1996. Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing layer analogy. *Boundary-Layer Meteorol.* 78, 351–382.
- Salençon, J., 2001. *Handbook of Continuum Mechanics*. Springer.
- Spatz, H.C., Speck, O., 2002. Oscillation frequencies of tapered plant stems. *Am. J. Bot.* 89 (1), 1–11.
- Spatz, H.C., Zebrowski, J., 2001. Oscillation frequencies of plant stems with apical loads. *Planta* 214, 215–219.
- Sterling, M., Baker, C.J., Berry, P.M., Wade, A., 2003. An experimental investigation of the lodging of wheat. *Agricult. Forest Meteorol.* 119, 149–165.
- Sveen J.K., 2000. An Introduction to MatPIV 1.4, Internet Publication. <http://www.math.uio.no/jks/matpiv/index.html>.

A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies

By CHARLOTTE PY¹
EMMANUEL de LANGRE¹
AND BRUNO MOULIA² †

¹Département de Mécanique, LadHyX, CNRS-École Polytechnique, 91128 Palaiseau, France.

² Unité d'Écophysiologie des Plantes Fourragères, INRA, 86600 Lusignan, France.

(Received on October 7th 2005, and in revised form ??)

The interaction between wind dynamics and the waving of crop canopies is explored. On-site experiments with wheat and alfalfa fields allow us to quantify the motion of a large set of plants subject to wind using an image correlation technique. The coherent part of the waving motion is extracted by a bi-orthogonal decomposition of the spatio-temporal velocity field of the crop surface. It is shown that the corresponding space and time features cannot be explained using predictions from the mixing layer analogy of wind above canopies, which is the most common model for perturbations in this environment. We show that the plant bending stiffness plays an important role in the frequency and wavelength selection for the coherent motion of the canopy. A fully coupled model, where the wind fluctuations and the plant dynamics interact through a drag term, is then proposed. This model allows us to demonstrate a lock-in mechanism, similar in principle to what is found in vortex-induced vibration, whereby the frequency of the instability deviates from its expected value when approaching the natural frequency of the oscillating medium. This finding is then compared to data from on-site experiments, and good agreement, in both frequency and wavelength of the propagating patterns observed on the canopy surface, is shown.

1. Introduction

Wind-induced motion of crop canopies may result in crop damage, namely the phenomenon of lodging (or windthrow) which is responsible for massive loss in grain yield worldwide (Baker 1995). Moreover, wind-induced motion is known to influence plant growth and biomass production. This latter effect is referred to as thigmomorphogenesis (Jaffe 1973), and its practical application in agronomy has only recently been demonstrated (Mouliia & Combes 2004). For both lodging and thigmomorphogenetic analyses, an accurate description of the strong coherent motion of the crops under wind and a better understanding of the coupling between wind and canopy dynamics is necessary.

Wind turbulence within and over plant canopies has long been viewed as a perturbed version of the turbulence present in the atmospheric boundary layer. However, over the last three decades, our knowledge of canopy turbulence has steadily advanced, as reported in the two reviews by Raupach & Thom (1981) and Finnigan (2000). This was motivated by such problems as the transport of pollen and other particles, CO₂, heat and vapour exchanges between vegetation and the atmosphere including their role in canopy

† Present address: PIAF, INRA, 234 avenue du Brézet, 63039 Clermont-Ferrand, France.

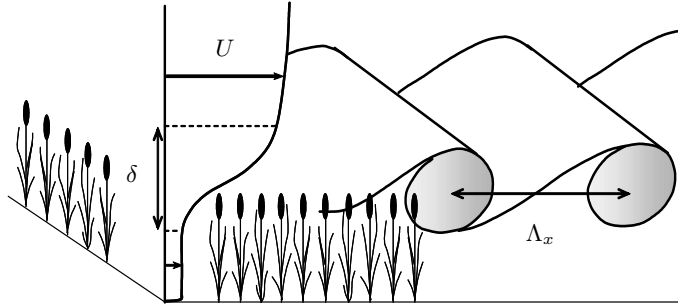


FIGURE 1. Sketch of the mixing layer instability of wind over plant canopies, adapted from Finnigan (2000), where δ is the vorticity thickness and Λ_x the dominant streamwise length scale.

microclimates, as well as wind damage to forests and crops. One of the major developments has been the recognition that wind turbulence is dominated by large coherent structures that scale with the canopy height. Single-point statistics of turbulence in the roughness sub-layer, occupied by the canopy and the air layer just above, differ in many aspects significantly from those in the surface layer: the mean velocity profile is inflected at the canopy top (Figure 1), second-order moments are strongly inhomogeneous with respect to height, skewness and correlation coefficients are large, and velocity moments are proportional to a unique length and time scale throughout the layer (Finnigan 2000). Comparison with the statistics and instability modes of a plane mixing layer shows that the latter, rather than the boundary layer, is the appropriate model for canopy flow and that the dominant vortices result from an inviscid instability associated with the inflection of the mean velocity profile, see Raupach, Finnigan & Brunet (1996). For canopies ranging from grass to forests, the dominant streamwise length scale Λ_x of canopy turbulence has been shown by Raupach *et al.* (1996) to be controlled by a unique shear length scale, proportional to the canopy height, and equivalent to the vorticity thickness δ commonly used to describe the inflection of mixing layer profiles (Huerre 2000), see Figure 1. Following the work of Raupach *et al.* (1996) on terrestrial canopies, a recent study by Ghisalberti & Nepf (2002) has shown that the mixing layer model was also applicable to the flow through and above submerged aquatic vegetations.

The wave-like motion of crops on windy days, called *honami* (Inoue 1955), provides striking visualisations of the propagating coherent structures of wind resulting from the above-mentioned mixing layer type instability, if one assumes that the canopy simply behaves as a passive vibrating medium excited by the wind fluctuations. However, several aspects of the wind dynamics and its coupling with the plant canopies remain unclear. First, it is surprising that vortex structures resulting from a Kelvin-Helmholtz instability may form in the wind over canopies in the presence of naturally high levels of noise, whereas convective mixing layers are known to be highly sensitive to external noise (Huerre 2000). The instability over plant canopies seems to be less sensitive to noise than classical shear layer instabilities. It has been suggested by Finnigan (2004) that the plant motion may affect the flow dynamics and promote vortex roll-up, through a mechanism that remains to be clarified. Second, the dominant frequencies measured in the wind over waving wheat were found to closely match the free vibration frequency of the wheat plants (Finnigan (1979)). This is incompatible with the mixing layer model which predicts a dominant frequency set by the vorticity thickness of the mean wind profile. This therefore suggests a non-negligible influence of the plant vibrations on the

flow dynamics. These two features, namely, the low sensitivity to noise and the selection of a dominant frequency, both suggest that the canopy does not behave as a passive vibrating medium but rather plays a role in the instability itself.

Consequently it is necessary to study wind flow over canopies and wind-induced motion of plants in a fully coupled way. Despite intensive field studies of wind flow over canopies, only few qualitative information (Finnigan 1979), and no quantitative data, are available regarding the coherent motion of plant canopies. The experimental technique recently developed by Py *et al.* (2005) allows the characterization of the spatio-temporal motion of crops subject to wind under field conditions. In the first part of this paper, Section 2, we present experimental results of in-situ measurement of the motion of two crops under wind. Then, in order to explain the features revealed by the experiments, a model is proposed in Section 3 that couples wind flow and canopy motion. A temporal linear stability analysis allows us to compute the characteristics of the coupled instability underlying both the coherent structures of wind and the waving of the canopy, and an insight into the wind-crop coupling is gained. In Section 4, the predictions of this model are compared to the experimental results of Section 2.

2. Experimental characterisation of the waving of crop canopies

The goal of the experiments described below is to quantitatively describe the global motion of crop canopies under wind and, more specifically, to identify the wave-like motion that can be observed on crops on windy days. The spatio-temporal features of these waves are investigated with the aim of understanding the underlying instability mechanism.

2.1. Experimental approach

For completeness, we recall the main features of the experimental technique used to measure the motion of waving crops which are detailed in Py *et al.* (2005). The motion of two crop canopies of alfalfa and wheat is video-recorded from the edge of the field under various wind conditions, see Figure 2. A network of thin ranging poles, planted in the crop with a spacing of 1.5 m, is used as reference marker for subsequent image distortion correction. This differs from Py *et al.* (2005). During each sequence of video-recording, lasting 10 to 30 seconds, the wind velocity is simultaneously measured with a hot wire anemometer located just above the crop surface. This allows us to relate the patterns of the crop motion to the intensity of wind. The spatio-temporal motion of the upper crop surface is deduced from a sequence of images, after correcting for perspective distortion, by a correlation analysis: the computation is based on standard Particle Image Velocimetry (PIV) algorithms (Raffel *et al.* 1998), with the small scale heterogeneities of the plants playing the role of natural tracers. This measurement technique yields a two-dimensional spatio-temporal horizontal velocity field $\mathbf{V}(x, z, t)$ of the canopy surface with high spatial and temporal resolution.

In order to extract the coherent structures of the canopy motion, we then use a Bi-Orthogonal Decomposition (BOD, see Aubry, Guyonnet & Lima (1991)) of the crop velocity field $\mathbf{V}(x, z, t)$. This Bi-Orthogonal Decomposition reads

$$\mathbf{V}(x, z, t) = \sum_{k=1}^N \sqrt{\alpha_k} \mu_k(t) \Psi_k(x, z), \quad (2.1)$$

where Ψ_k , referred to as *topos*, are the spatial modes and μ_k , referred to as *chronos*, are the temporal modes. See Hémon & Santi (2003) for a recent review on BOD, and

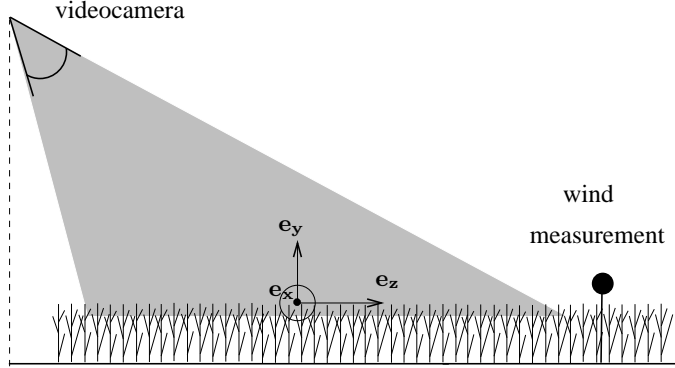


FIGURE 2. Experimental set-up for the measurement of the wind-induced motion of crops.

Py *et al.* (2005) for the application of BOD in the context of crop motion. In practice, topos and chronos are, respectively, velocity maps and time functions. They form a set of normalised orthogonal functions, and the spatio-temporal modes (Ψ_k, μ_k) in (2.1) are ranked in descending order of their kinetic energy α_k . A typical set of BOD modes is shown in Figure 3 with the two most energetic topos and associated chronos derived from a sequence of motion of a wheat field under wind. The topos, Figure 3(a) and (b), display patterns of motion. A two-dimensional Fourier transform of Ψ_k ($k=1,2$) yields the characteristic wavenumbers k_x and k_z in the x - and z - directions. The corresponding wavelengths of each topos

$$\lambda = 2\pi/\sqrt{k_x^2 + k_z^2}, \quad (2.2)$$

characterising the spatial structure of the topos, are then deduced, see Figure 3. The associated chronos, Figure 3(c), display a regular oscillatory behavior. The oscillation frequencies f are measured using a Fourier transform of μ_k ($k=1,2$). We notice that the two topos display similar wavelengths λ and seem phase-lagged in space, and that the two chronos have similar frequencies f and also seem phase-lagged in time, see Figure 3. Consequently, the combination of these two phase-lagged spatio-temporal modes leads to a pattern propagating in the direction of the main wavelength vector, i.e. $\theta = \text{atan}(k_z/k_x)$, with a phase velocity $c = \lambda f$. The BOD analysis of the velocity field of the plant surface thus allows us to extract the propagating pattern of the crop canopy from a complex signal

In addition to the measurements of crop motion, the mechanical properties of the individual plants, for both canopies, are also measured. The mechanical properties of the stems are derived from free oscillation tests as proposed by Flesch & Grant (1992) and Doaré, Moulia & de Langre (2004). A single plant is isolated and clamped at its foot, the stem is displaced from its equilibrium position, then released, and its in-plane motion is video-recorded. Based on the resulting sequence of images, the oscillation of the stem is measured by tracking its position along a horizontal line versus time, see Figure 4. The natural vibration frequency f_0 of the plant is then derived via a Fourier transform. The spacing l between neighboring stems in a canopy, their height h as well as the mass distribution along the stem are also measured (Figure 4).

Both the video-recording of the crop motion and the measurement of the mechanical plant properties had to be performed within a few days such that the maturity of the plants, and thus their stiffness, would not significantly vary.

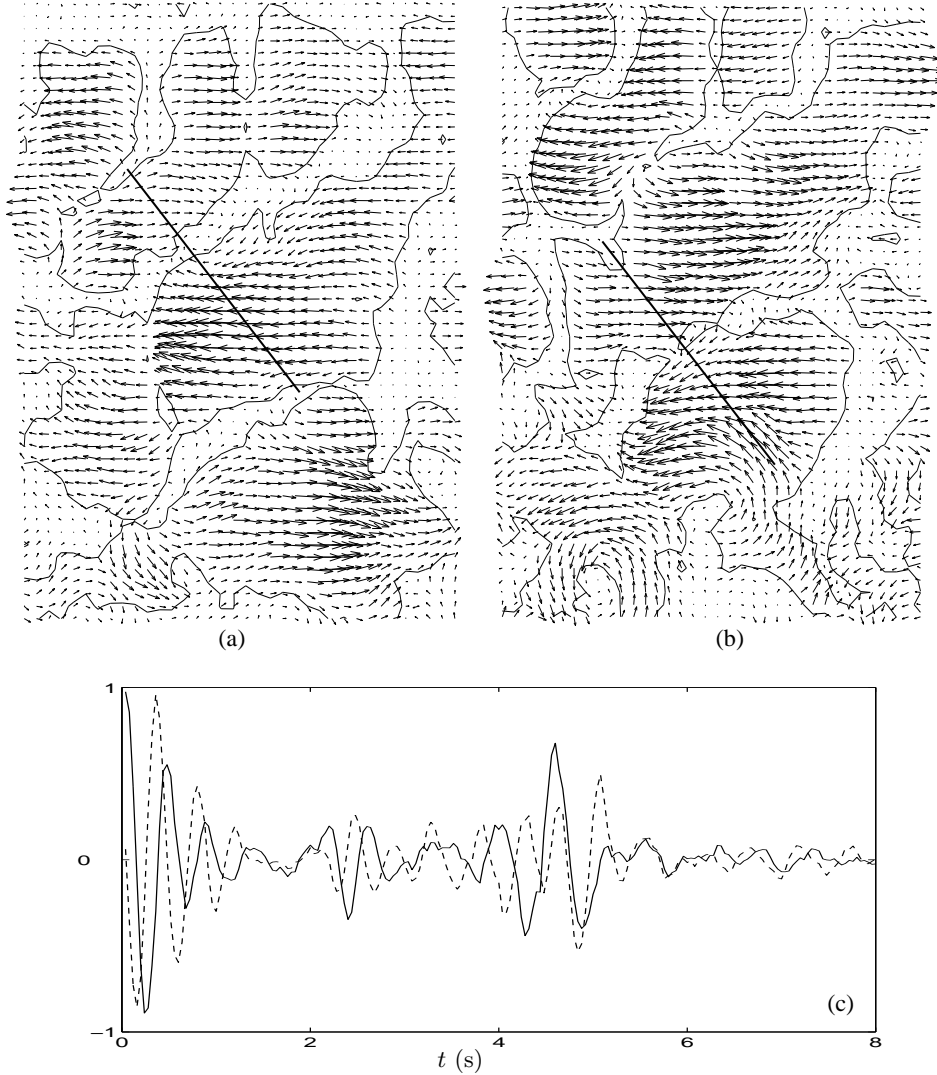


FIGURE 3. Velocity field and iso-contour of modulus of the two most energetic topos (a, b) and the associated chronos ((c), (—) chronos 1, (- -) chronos 2) derived from the BOD analysis of a sequence of motion of a wheat field under wind. The wavelengths of the topos, derived from two-dimensional Fourier analysis, Eq. (2.2), and represented by the straight line, are $\lambda_1 = \lambda_2 = 1.4$ m, and the oscillation frequencies of the chronos are $f_1 = f_2 = 2.2$ Hz, leading to a phase velocity for the coherent structures of $c = 3.1 \text{ ms}^{-1}$ in the direction of the line.

2.2. Experimental results

The following experiments took place in May 2004 in Lusignan (France). The crops consisted of separate alfalfa (*Medicago sativa* L. cv Mercedes) and wheat (*Triticum aestivum* L. cv Apache) fields. The properties of six individual plants taken from the alfalfa field and four plants from the wheat field were measured, and the averaged results together with the corresponding range are given in Table 1. The two crop species were chosen for this study since they display different stiffness characteristics but similar height, at the growth stages at which they were sampled.

About thirty image sequences of the canopy motion under wind were recorded on both

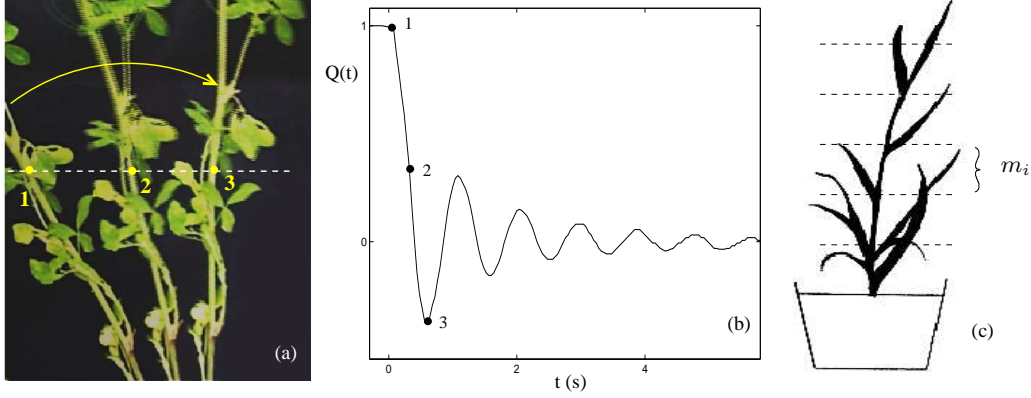


FIGURE 4. (a) Snapshot of the free oscillation test showing the instantaneous positions of a stem of alfalfa. (b) Oscillation of the stem as a function of time measured by tracking its position along a horizontal line. (c) Mass distribution measurement of a plant in 10 cm segments: m_i is the mass of the i^{th} segment.

	f_0 (Hz)	h (m)	m (10^{-3} kg)	l (m)	r (Nm^{-1})
alfalfa	1.05 [0.8-1.5]	0.69 [0.47-0.84]	4.6 [1.3-6.2]	0.05	0.17
wheat	2.50 [2.0-3.0]	0.68 [0.54-0.76]	1.5 [0.7-1.8]	0.05	0.41

TABLE 1. Measured properties of the crops of wheat and alfalfa (mean value and data interval): f_0 is the eigen-frequency, h the canopy height, m the modal mass (see Eq. (3.1)), l the spacing between plants, and r the flexural stiffness deduced from f_0 and m (see Eq. (3.2)).

crops and analysed with the image correlation and BOD techniques described above. The values of the wavelength λ of the topos and frequency f of the chronos of the two most energetic modes were obtained for different values of the corresponding wind velocity U . Only the normalised results, λ/h and f/f_0 as a function of the reduced velocity U_r , are presented here, see Figure 5. The reduced velocity U_r , a classical non-dimensional parameter in fluid-structure interactions, see for instance Blevins (1990), relates a characteristic velocity of the fluid, U , to a characteristic velocity of the solid, in our case based on the free vibration frequency f_0 and canopy height h . We obtain

$$U_r = \frac{U}{f_0 h}, \quad (2.3)$$

where f_0 and h are values measured for the individual plants of each canopy, Table 1. For both canopies, the normalised wavelength λ/h was found, to increase with the reduced velocity U_r , see Figure 5(a). For a given value of the dimensional wind velocity U , the dimensional wavelength λ was 2 to 3 times larger for alfalfa than for wheat. Therefore, since f_0 is the only parameter in the normalisation whose value significantly differs between wheat and alfalfa, the similarity of the data for both canopies regarding their dependance on U_r demonstrates that plant rigidity must be accounted for when determining the wavelength of the coherent crop motion.

The normalised frequency of the chronos f/f_0 was found to be approximately inde-

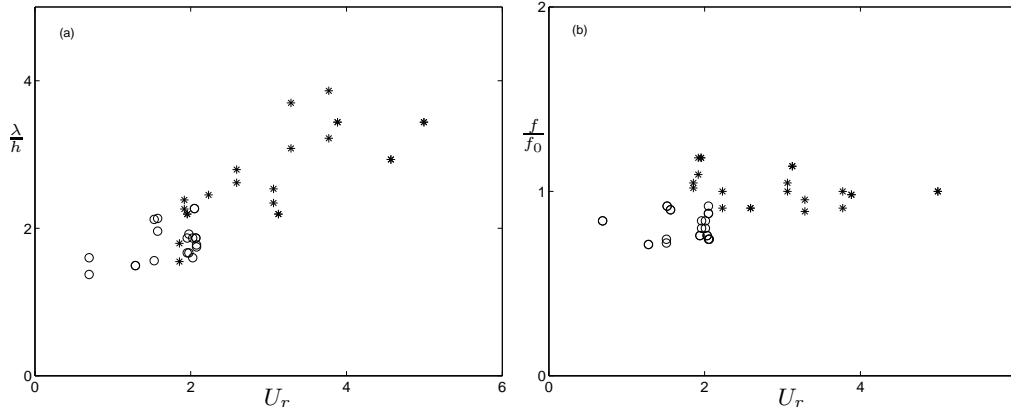


FIGURE 5. Wave properties of the first two modes of the BOD analysis of the measured canopy motion: characteristic wavelength of the topos normalised by the canopy height h (a), and frequency of the chronos normalised by the frequency of the plants f_0 (b) as a function of the reduced velocity U_r . (*) alfalfa field, (o) wheat field.

pendent of the reduced velocity U_r for both canopies, see Figure 5(b). The mean value of f/f_0 was close to 1 for alfalfa (1.06) but seemed to be slightly lower than 1 for wheat (0.81). However, Figure 5(b) does not take into account the variability of f_0 , see Table 1. A detailed statistical analysis accounting for both the variability on f and f_0 , based on the first analogue of Fieller's theorem, the use of Berhens distributions and the Sukhatme d-test (Finney 1964), showed that the confidence limits of f/f_0 were not significantly different between both canopies and that f/f_0 was close to 1 in both cases. The apparent lower value of f/f_0 for wheat in Figure 5(b) is likely to have resulted from an underestimation of f_0 in our plant sample due to the large spread of f_0 values due to the plants' biological variability. In conclusion, our experimental data demonstrate that the coherent motion of the crop under wind occurs near the natural vibration frequency of the plants, independent of the wind velocity.

2.3. Discussion

The experimental results shown above are the first quantitative and extensive measurement of the coherent waving of crop canopies under wind. The most energetic modes of the BOD revealed large scale coherent structures in space. Such a large correlation length does not appear naturally in a set of adjacent oscillating stems and thus suggests the existence of an underlying instability mechanism. The identification of large coherent structures in the motion of the crops provides evidence that the shear-layer type instability, governing the wind dynamics over plant canopies (Raupach *et al.* 1996), also drives the motion of the canopy. Moreover, the measured wavelengths of the topos, scaled by the height of the plants ($1 < \lambda/h < 4$), are of the same order as the size of the coherent structures of wind measured over wheat and corn canopies, $3 < \lambda/h < 5$, see Raupach *et al.* (1996) and Finnigan (2000).

In shear layer instabilities, the wavelength is governed by the vorticity thickness of the mean flow profile (Huerre 2000). In the context of wind-driven plant canopies, the vorticity thickness δ (Figure 1), which is mainly linked to the leaf area density of the canopy, is known to be independent of the wind velocity U , see Brunet & Irvine (1999). Following the mixing layer analogy of Raupach *et al.* (1996), the wavelength would thus be expected to be independent of U . On the present study, however, the wavelength characterising the coherent wave patterns of the crop was experimentally shown to increase

significantly with U while the associated frequency was independent of U , see Figure 5. This fact may not be explained by the mixing layer analogy of Raupach *et al.* (1996).

Moreover, the bending rigidity of the plants, via their natural frequency f_0 , was shown to play a dominant role in the scaling of wavelength and frequency, as extracted from the measured motion of the wheat and alfalfa crops. In particular it is striking that the coherent wave motion occurs at the free vibration frequency f_0 of the plants independently of the wind velocity. This frequency selection of the coherent motion of the crop suggests that the dynamics of the plants plays an active role in the underlying instability mechanism. Finnigan (1979) also found peaks in the velocity spectra of wind over waving wheat that matched the free vibration frequency of the wheat stems: this fact also suggests that the coherent oscillation of the plants may perturb the wind flow over and inside the canopy. The mixing layer model proposed by Raupach *et al.* (1996) does not provide an explanation for the role of the canopy dynamics as suggested by both our results and those of Finnigan (1979). To remedy this, a model that couples wind dynamics and canopy motion, is proposed and analysed in the following Section.

3. A model coupling mixing layer dynamics and crop motion

3.1. Description of the model

Here we investigate the effect of the plants' dynamics on the instability that simultaneously causes large scale vortical structures of the wind and coherent wave motion of the crop canopies. A coupled model is proposed in which both the wind flow over and inside the canopy and the motion of the plants are considered and where both media interplay. A preliminary version of this model was presented in Py, de Langre & Mouliia (2004).

Crop plants are commonly modeled as mechanical oscillators, see for instance Flesch & Grant (1991); Farquhar *et al.* (2003); Doaré *et al.* (2004). The vibration tests performed on the wheat and alfalfa stems, see Section 2, confirmed that most of the dynamics of the plant may be represented by such a model. We describe the crop canopy as an infinite row of identical oscillators, see Figure 6. Elastic interactions may be introduced to model the contacts between neighboring plants (Doaré *et al.* 2004; Py *et al.* 2004), but these interactions were found to have only a small effect and are neglected for the sake of clarity. Following Doaré *et al.* (2004), the crop canopy is modelled as an equivalent continuous medium, Figure 6, and its motion is described by the horizontal displacement $\mathbf{X}(x, y, t) = \chi(y) Q(x, t) \mathbf{e}_x$, where χ represents a mode shape and Q denotes the corresponding generalised displacement. In what follows, only the fundamental mode of vibration of the stems is considered, using a simplified linear mode shape $\chi = y/h$. The inertia of the plant is taken into account via the modal mass,

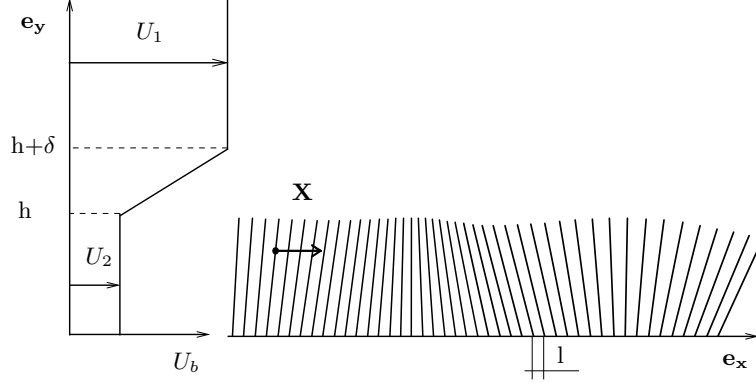
$$m = \int_0^h m_l(y) \chi^2 dy, \quad (3.1)$$

where m_l is the mass distribution measured in segments, see Figure 4(c). The modal stiffness of the stem is then defined as

$$r = (2\pi)^2 m f_0^2. \quad (3.2)$$

The damping of the mechanical oscillators will be neglected as dissipation is not expected to play a dominant role in the instability mechanism.

We assume that the canopy movement results from a local streamwise drag force acting on the equivalent surface of each plant and depending on the difference between the local horizontal wind velocity, \mathbf{U} , and the horizontal plant velocity, $\mathbf{V} = \partial \mathbf{X} / \partial t$. This drag

FIGURE 6. Basic flow U_b and model of the crop canopy.

force is then projected onto the mode shape χ (Blevins 1990). The dynamics of the canopy is thus governed by

$$m \frac{\partial^2 Q}{\partial t^2} + r Q = \int_0^h \frac{1}{2} \rho C_D [(\mathbf{U} - \mathbf{V}) \cdot \mathbf{e}_x]^2 \chi dy, \quad (3.3)$$

where C_D is a dimensional drag coefficient assumed to be uniform along the plant height. This coefficient may be estimated from the static deflection of the plant under wind load.

The wind velocity \mathbf{U} is governed by the Euler equations within and above the canopy; again, the effect of fluid viscosity is neglected as the mixing layer instability mechanism, expected to play a major role in the wind dynamics (Raupach *et al.* 1996), is known to be essentially inviscid (Huerre & Rossi 1998). A source term representing the effect of the drag load on the fluid flow is added to the x -momentum equation inside the canopy ($y < h$).

In order to model the inflectional mean wind profile, see Figure 1, we use a piecewise linear profile $U_b(y)$, defined by a vorticity thickness δ and a shear parameter $R = (U_1 - U_2)/2U$ based on the mean velocity $U = (U_1 + U_2)/2$, see Figure 6. This type of profile is commonly used to model mixing layer configurations and, despite its simplicity, has been shown to capture the main characteristics of the instability (Huerre & Rossi 1998).

To investigate the stability of a given basic state, composed of a basic velocity profile U_b and pressure P_b , together with the corresponding equilibrium position of the canopy Q_b , we introduce the associated small perturbations u, v, p, q . The momentum and mass balance for the flow and the dynamic equation for the canopy may then be expanded to first order in terms of the perturbations, which yields the set of coupled equations:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + U_b \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial U_b}{\partial y} v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{C_D}{l^2} U_2 \left(u - \chi \frac{\partial q}{\partial t} \right) \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + U_b \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (3.5)$$

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (3.6)$$

$$m \frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + r q = \int_0^h \rho C_D U_2 \left(u - \chi \frac{\partial q}{\partial t} \right) \chi dy, \quad (3.7)$$

where the drag coefficient C_D in (3.4) is set to zero outside the canopy ($y > h$). Using the vorticity thickness δ , the advection time δ/U and the mass $\rho \delta^3$, we may define the

nondimensionalized variables:

$$\bar{m} = \frac{m}{\rho\delta^3}, \quad \bar{r} = \frac{r}{\rho\delta U^2}, \quad \bar{h} = \frac{h}{\delta}, \quad \bar{l} = \frac{l}{\delta}, \quad \bar{C} = \frac{C_D}{\delta},$$

$$\bar{u} = \frac{u}{U}, \quad \bar{v} = \frac{v}{U}, \quad \bar{p} = \frac{p}{\rho U^2}, \quad \bar{q} = \frac{q}{\delta}, \quad \bar{x} = \frac{x}{\delta}, \quad \bar{t} = \frac{tU}{\delta}.$$

A traveling wave solution is then sought in the form: $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{p}, \bar{q}) = \text{Re}[(\hat{u}, \hat{v}, \hat{p}, \hat{q}) e^{i(\bar{k}\bar{x} - \bar{\omega}\bar{t})}]$. Assuming irrotational flow (Drazin & Reid 1981), the corresponding dispersion relation is eventually obtained as

$$D(\bar{k}, \bar{\omega}) = (D_{solid} + A)(D_{fluid} + E) + G = 0, \quad (3.8)$$

where the terms on the right hand side are given in Appendix A. In the above expression D_{fluid} and D_{solid} are, respectively, the dispersion relations of the fluid flow and canopy motion without coupling, and A, E and G are coupling terms involving the drag coupling coefficient \bar{C} . For the sake of clarity the overbars on \bar{k} and $\bar{\omega}$ will be omitted from now on.

For the analysis of the model, we use the mechanical and geometrical properties measured on the alfalfa crop, see Table 1, a mean flow velocity of $U = 3 \text{ ms}^{-1}$ and flow profile characteristics given in Raupach *et al.* (1996) for this type of canopies, namely, $R = 0.5$ and $\delta = Rh$. For the drag coefficient, we use $C_D = 10^{-2} \text{ m}$ ($\bar{C} = 2.9 \cdot 10^{-2}$), corresponding to a static deflection of the plants of 10 cm at their top for a wind velocity of $U = 3 \text{ ms}^{-1}$. These parameter values are used in the following analysis, except when specified otherwise.

3.2. Temporal stability analysis of the coupled model

The temporal stability of propagating waves in the wind and of the canopy motion is analysed by numerically calculating the complex frequency ω associated with a specified real wavenumber k by solving the dispersion relation (3.8) with the parameter values given above. Four temporal branches $\omega(k)$ result from the dispersion relation (3.8) with $\omega_i = \text{Im}(\omega)$ as the instability growth rate and $\omega_r = \text{Re}(\omega)$ as the temporal frequency. As k is varied a pocket of instability with $\omega_i > 0$ is found. Only the branch with the most amplified growth rate is considered, and illustrated in Figure 7.

We first investigate the origin of the instability of the coupled system by varying the drag coupling coefficient \bar{C} and the canopy height \bar{h} , Figure 7. When decreasing \bar{C} , the most unstable $\omega_i(k)$ branch deforms and, for $\bar{C} = 0$, coincides with the unstable branch of the Kelvin-Helmholtz instability in a bounded domain, i.e. the solution of $D_{fluid}(k, \omega) = 0$, see Figure 7(a). Then, as the non-dimensional canopy height $\bar{h} = h/\delta$ tends to infinity, the temporal Kelvin-Helmholtz branch for a piecewise linear profile in an infinite medium is recovered, with the most amplified wavenumber at $k^{max} = 0.8$ (Huerre & Rossi 1998). We may thus state that the unstable branch of the coupled model stems from the unstable Kelvin-Helmholtz branch. This shows that the mixing layer instability remains the main instability mechanism over plant canopies when wind and canopy dynamics are coupled.

In addition, the mode shapes of the flow perturbation associated with the most unstable wave ($k = k^{max}$, $\omega = \omega_r^{max} + i\omega_i^{max}$) of (3.8) are displayed in Figure 8 for the coupled and uncoupled cases: the velocity field $\{u, v\}(x, y)$ is slightly modified by the coupling but inherits the characteristics of the Kelvin-Helmholtz instability.

The fact that the coupled wind-canopy instability is driven by a mixing layer type instability is in agreement with experimental results and the theory proposed by Raupach *et al.* (1996). The wavelength of the instability is thus principally governed by the vorticity

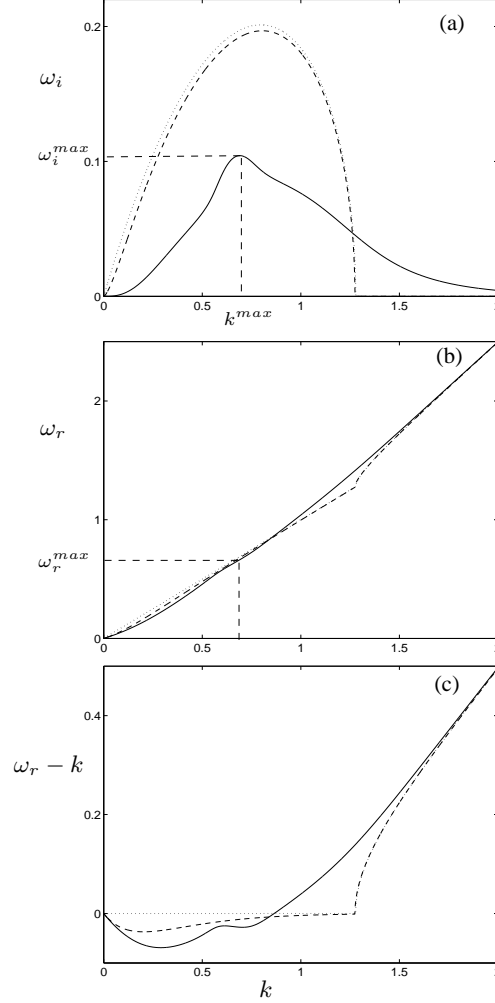


FIGURE 7. Most unstable temporal branch derived from the model: growth rate ω_i , frequency ω_r and effective frequency $\omega_r - k$ (same as ω_r without the advection) versus wavenumber k . (—) coupled model, (- -) $C = 0$: Kelvin-Helmholtz in a bounded domain, ($\cdot \cdot \cdot$) $C = 0$ and $\bar{h} \rightarrow \infty$: Kelvin-Helmholtz in an infinite domain (Huerre & Rossi 1998).

thickness δ of the mean wind profile, as found experimentally by Raupach *et al.* (1996). However, as the most unstable branch is deformed when the coupling coefficient \bar{C} is varied, see Figure 7, the properties of this instability are modified by taking into account the motion of the canopy. Wind and wind-induced motion of the canopy are thus governed by a modified Kelvin-Helmholtz instability.

Coupling by a drag force decreases the growth rate $\omega_i(k)$ of the instability and, in particular, the maximum growth rate ω_i^{max} , see Figure 7(a): dissipative effects in mixing layers are indeed known to be stabilizing, see for instance Panton (1996). The coupling also decreases the most amplified wavenumber k^{max} , in our case by about 15%, Figure 7(a). The decrease of k^{max} due to the coupling is associated with a decrease in the temporal frequency $\omega_r^{max} = \omega_r(k^{max})$ of the unstable wave, see Figure 7(b). It is therefore important to notice that the characteristic frequency resulting from the coupled instability is smaller than the frequency that would be predicted if only the stability of the

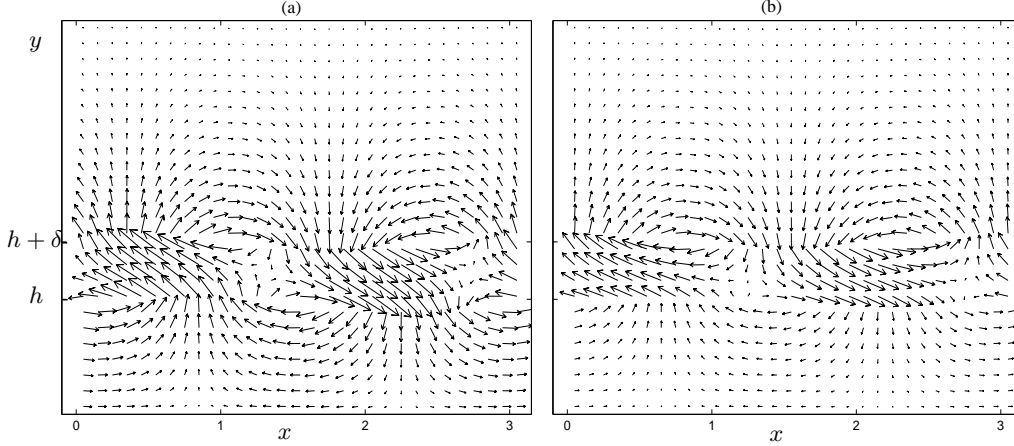


FIGURE 8. Velocity map of the flow perturbation (u, v) associated with the most unstable wave: (a) uncoupled model $C = 0$, (b) coupled model $C = 1$; normalised assuming $\hat{u}(h) = 1$ in both cases.

flow profile were taken into consideration. Moreover, the peak in the temporal growth rate in Figure 7(a) is narrower in terms of wavenumbers for the coupled model than it is for the uncoupled case. As a consequence, the instability is more selective in terms of wavenumbers when fluid and solid dynamics are coupled.

As was done for the most unstable branch, the origin of the three other branches of the coupled model may be understood by decreasing the drag coefficient \bar{C} . When $C = 0$, the dispersion relation (3.8) is reduced to $D_{fluid} D_{solid} = 0$, and in this limit it can be shown that two branches correspond to the Kelvin-Helmholtz solution in a bounded domain and the two remaining branches correspond to the solution of the canopy equation, $\omega = \pm\sqrt{r/m}$. Each of the four temporal branches is then deformed when coupling is taken into account.

The stability analysis of the coupled fluid-structure model has shown that wind and wind-induced motion of the canopy are governed by a modified shear layer instability. Taking into account the dynamics of the plants through a drag term does modify the instability characteristics.

3.3. Effect of the frequency of the canopy: a lock-in mechanism

In this section we study the influence of the canopy parameters on the properties of the coupled instability. Keeping all other parameters constant, we vary the non-dimensional flexural stiffness \bar{r} of the plants. Varying \bar{r} modifies the four temporal branches of the dispersion relation (3.8) and, in particular, it affects the shape of the most unstable $\omega_i(k)$ branch shown Figure 7. We may therefore follow the paths of the most amplified wavenumber k^{max} and of the corresponding growth rate ω_i^{max} and frequency ω_r^{max} as the stiffness of the canopy is varied. The evolution of ω_i^{max} and ω_r^{max} as a function of the dimensionless frequency of the canopy

$$\bar{f}_0 = \sqrt{\frac{\bar{r}}{\bar{m}}} = \frac{2\pi\delta}{h} \frac{1}{U_r} \quad (3.9)$$

is shown Figure 9. For completeness we also show the reference values corresponding to the uncoupled model of the pure mixing layer instability with $\bar{C} = 0$. Note that the evolution of k^{max} as a function of \bar{f}_0 (not shown) is equivalent to that of ω_r^{max} since

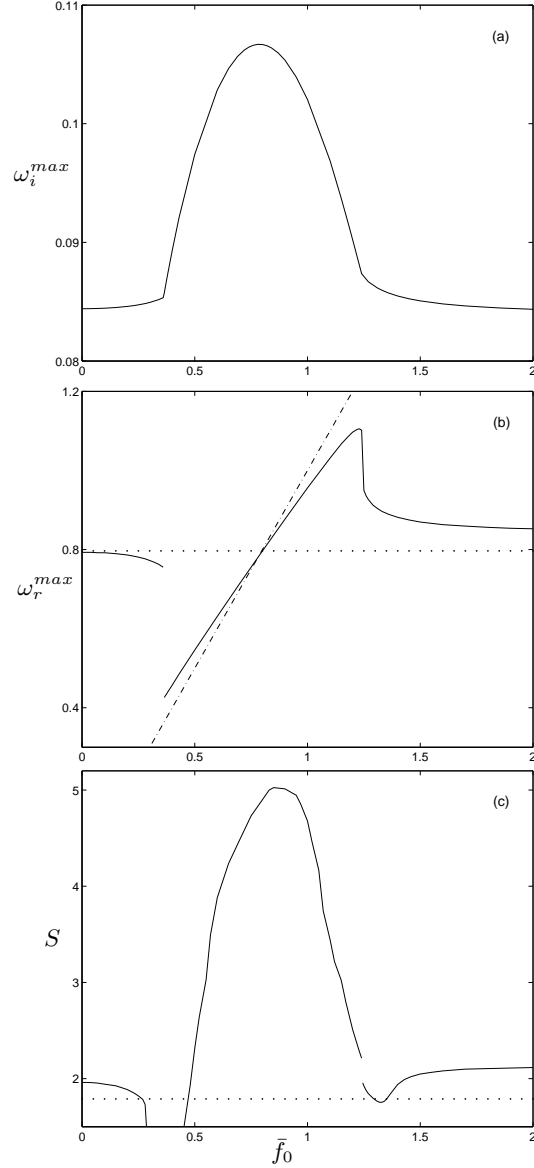


FIGURE 9. Evolution of the growth rate ω_i^{max} , frequency ω_r^{max} and selectivity S of the coupled instability with the natural vibration frequency of the plants \bar{f}_0 showing a lock-in mechanism. (—) present coupled model, (\cdots) uncoupled model ($\bar{C} = 0$), ($- \cdot -$) perfect frequency lock-in where the instability frequency would be that of the plants ($\omega_r^{max} \equiv \bar{f}_0$).

k^{max} and ω_r^{max} are quasi-proportional to each other (exactly proportional in the pure Kelvin-Helmholtz instability), see Figure 7(b).

While the frequency ω_r^{max} , Figure 9(b), is found to be nearly constant for small and large values of \bar{f}_0 , there exists a range, in our case from $\bar{f}_0 = 0.36$ to 1.24 , where it varies almost linearly with \bar{f}_0 , thus deviating from its asymptotic values. We may state that in this range the frequency of the instability *locks* onto the frequency of the plants as its value approaches and follows that of the plants. This is identical in form, but distinct in mechanism, to what is observed in vortex-induced vibrations (Williamson &

Govardhan 2004), and the term lock-in shall be used from now on. In this same lock-in range the growth rate of the instability, ω_i^{max} , Figure 9(a), also strongly deviates from its asymptotic regime and reaches a maximum near $\bar{f}_0 = 0.8$.

The evolutions of ω_r^{max} and ω_i^{max} described above result from the deformation of the most unstable branch of the dispersion relation (3.8) as we vary the parameters. In particular, the jumps of ω_r^{max} shown Figure 9(b) occur as the most unstable $\omega_i(k)$ branch displays two almost equally amplified bumps: varying \bar{f}_0 , one bump, initially less amplified, becomes suddenly more amplified than the other, leading to a jump in k^{max} and, consequently, in ω_r^{max} . This also explains why the abrupt variations of the frequency are associated with a smooth variation of the growth rate.

The selectivity of the instability in terms of wavenumbers is also affected by the variation of the canopy frequency \bar{f}_0 , as illustrated Figure 9(c). The selectivity, noted S , is defined as the inverse of the passing band of wavenumbers for which the growth rate is above a certain threshold, say $\omega_i/\omega_i^{max} > 0.9$, measured in terms of normalised wavenumbers k/k^{max} . Figure 9(c) reveals that the selectivity of the instability is significantly increased in the lock-in interval when compared to the asymptotic values or to those of the uncoupled model ($\bar{C} = 0$). Moreover, the frequency \bar{f}_0 for which S is maximum, i.e for which the coupled instability is the most selective, is approximately equal to the frequency of the canopy leading to the maximum amplification of the growth rate ($\bar{f}_0 = 0.8$), see Figures 9(a) and (c). The variation of the instability selectivity and the lock-in mechanism are therefore linked. In other words, the modification of the shear layer instability by the frequency lock-in leads to a more selective coupled instability.

3.4. Robustness of the lock-in mechanism

The influence of the canopy stiffness on the characteristic frequency, growth rate and selectivity of the coupled instability was shown above using a fixed set of parameters for the model, namely, the properties of alfalfa plants given in Table 1 and a drag coefficient $\bar{C} = 2.9 \cdot 10^{-2}$. Yet, depending on the maturity of the plants for instance, their mass and geometry may vary. This variation is even more dramatic when comparing plants from different species: see for instance the difference in mass between alfalfa and wheat (Table 1). In order to check whether the frequency lock-in shown above is an effect specific to the alfalfa crop, or a more general mechanism, we now explore the effect of the parameters of the model. Two major effects are illustrated Figure 10: that of the inertia of the canopy given by the non-dimensional mass \bar{m} , and that of the level of coupling between the wind dynamics and the motion of the canopy given by the drag coupling coefficient \bar{C} .

As far as the mass is concerned, the influence of \bar{f}_0 is shown for a heavy and a light canopy by considering a mass three times higher than that of alfalfa and a mass two times smaller than that of wheat, Figure 10(a). In both cases, a similar behavior as before is found for the evolutions of ω_r^{max} and ω_i^{max} : for intermediate values of the frequency of the canopy \bar{f}_0 , the instability frequency locks onto \bar{f}_0 , with marked increase in the growth rate. The frequency lock-in is more pronounced when the mass of the plants is high, but persists over a larger interval of \bar{f}_0 when the canopy is light. The corresponding increase in the growth rate in the lock-in interval is weaker for the heavy canopy.

Considering a fixed mass of the canopy, we now study the effect of varying the drag coupling coefficient \bar{C} . In the previous section, $\bar{C} = 2.9 \cdot 10^{-2}$ was considered; one higher and lower value is now taken into account, namely, $\bar{C} = 1.4 \cdot 10^{-2}$ and $\bar{C} = 4.3 \cdot 10^{-2}$. The evolutions shown Figure 10(b) for both cases are normalised by the asymptotic values of the growth rate and frequency, denoted ω_i^∞ and ω_r^∞ , obtained as $\bar{f}_0 \rightarrow \infty$ for the chosen value of \bar{C} . In this way, only the effect of \bar{C} on the lock-in mechanism is

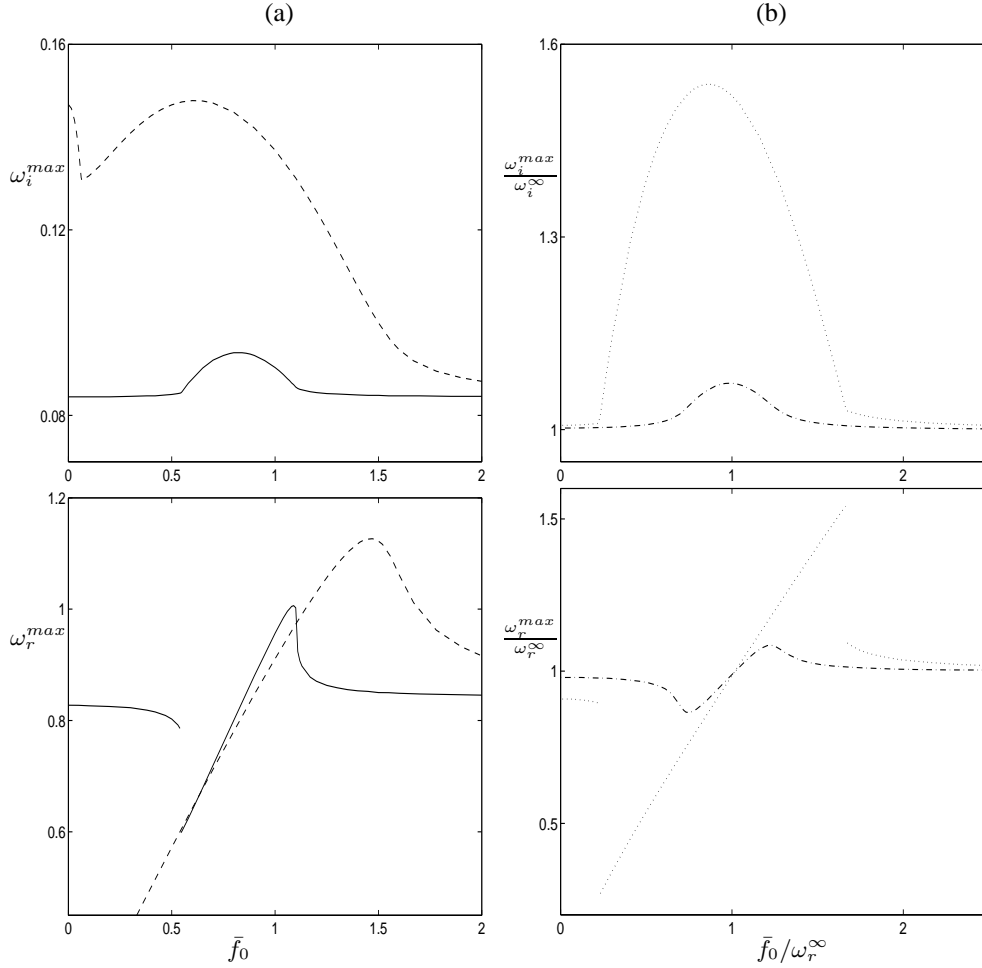


FIGURE 10. Effect of the canopy mass and of the drag coupling coefficient on the evolutions of ω_i^{max} and ω_r^{max} versus \bar{f}_0 . (a) (—) high mass $\bar{m} = 0.25$, (- -) low mass $\bar{m} = 0.01$. (b) (- -) low drag $\bar{C} = 1.4 \cdot 10^{-2}$, (\cdots) high drag $\bar{C} = 4.3 \cdot 10^{-2}$.

investigated. First, Figure 10(b) shows that the lock-in mechanism described previously at $\bar{C} = 2.9 \cdot 10^{-2}$ persists at smaller and larger drag coefficients. The lock-in range as well as the rate of change of ω_r^{max} with \bar{f}_0 both increase with the coupling coefficient \bar{C} . Moreover, the associated increase in the growth rate is stronger as the coupling \bar{C} increases. All this suggests that the stronger the fluid and solid dynamics are coupled, the more the canopy oscillation is able to perturb, via the lock-in mechanism, the Kelvin-Helmholtz instability resulting from the inflectional wind profile. In the four cases shown Figure 10, the variations of the frequency and growth rate of the instability are associated with an increase of the selectivity S in the lock-in interval (not shown). The increase of the selectivity of the coupled instability linked to the lock-in mechanism, as shown Figure 9(c), therefore persists at different mass and drag coupling coefficients.

We have shown that taking into account the motion of the canopy via the drag load affects the coupled instability. Not only does the canopy dynamics modify the properties of the Kelvin-Helmholtz waves, it also dominates the instability mechanism over a range of parameters. When the frequency of the canopy is close to the natural frequency of the

instability, the latter deviates from the expected value and locks onto the free oscillation frequency of the plants, thus inducing an intensification of the instability and an increase of its selectivity. This mechanism is robust as it was shown to persist for plants of different mass and over a wide range of drag coupling coefficients.

3.5. Elementary lock-in model

In an attempt to clarify the lock-in mechanism by which the vibration frequency of the canopy dominates the instability frequency, we propose a simplified coupled model. In the complete model, Section 3, the canopy is treated as a continuum of mechanical oscillators and is linked to the wind flow by a dissipative drag coupling. This model was shown to be governed by a modified Kelvin-Helmholtz instability. In a fixed point in space, the Kelvin-Helmholtz waves correspond to a temporal oscillation whose amplitude increases exponentially with time. The temporal flow dynamics may thus be schematically represented by an unstable fluid oscillator, denoted $\varphi(t)$, with a characteristic mass, eigen-frequency and amplification rate, as in other analyses of lock-in, such as in the field of vortex-induced vibrations (Facchinetti *et al.* 2004; de Langre 2005). This fluid oscillator and the solid oscillator, $q(t)$, which represents the canopy, are then coupled by a dissipative force, corresponding to the linearized drag load in (3.4) and (3.7), and dependent on the difference between their respective velocities. After normalisation by the mass and frequency of the fluid oscillator, the simplified model is thus governed by the following set of coupled linearised equations:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - \xi \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \varphi = \alpha \left(\frac{\partial q}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) \quad (3.10)$$

$$\mu \left(\frac{\partial^2 q}{\partial t^2} + \Omega^2 q \right) = -\alpha \left(\frac{\partial q}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right), \quad (3.11)$$

where ξ is the instability growth rate of the fluid oscillator, μ and Ω are the non-dimensional mass and eigen-frequency of the solid respectively, and α is a coupling coefficient.

Considering $(\varphi, q) = \text{Re} [(\hat{\varphi}, \hat{q})e^{-i\omega t}]$, the frequency equation is easily obtained as:

$$\mathcal{D}(\omega) = (-\omega^2 - i(\alpha - \xi)\omega + 1) \left(-\omega^2 - i\frac{\alpha}{\mu}\omega + \Omega^2 \right) + \frac{\alpha^2}{\mu}\omega^2 = 0. \quad (3.12)$$

A typical plot of the most unstable solution $(\omega_i^{max}, \omega_r^{max})$ derived from (3.12) as a function of the frequency Ω of the solid oscillator is shown Figure 11 for an arbitrary set of parameters. The essential characteristics of the frequency lock-in obtained for the complete wind-canopy model are captured by this elementary model: within a certain range of solid frequencies Ω , the most unstable frequency ω_r^{max} deviates from its asymptotic regime and increases linearly with Ω , Figure 11(b), while simultaneously the growth rate ω_i^{max} increases substantially, see Figure 11(a). The maximum of the growth rate, obtained at the center of the lock-in interval of Ω , is always reached for $\Omega = 1$, which means that the most intense coupled instability occurs when the solid and fluid frequencies coincide. Outside the lock-in interval, for Ω small or large with respect to 1, the most unstable solution tends toward the solution of Eq. (3.10) when $\partial q/\partial t$ is neglected: in other words, the instability in this regime is governed by the fluid mode modified by the coupling coefficient α .

The frequency lock-in persists as the parameters of the elementary model are varied. The width of the lock-in range increases with the coupling coefficient α and decreases with the mass μ of the solid. The rate of change of ω_r^{max} with Ω as well as the relative

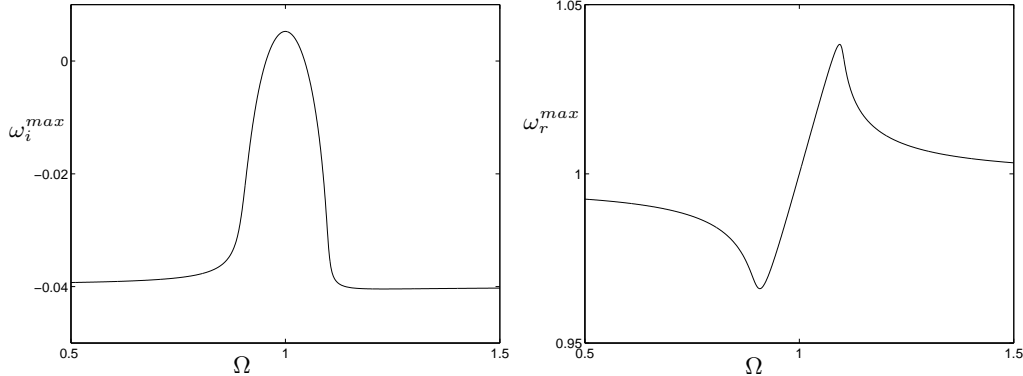


FIGURE 11. Most amplified growth rate and corresponding frequency derived from the elementary lock-in model as a function of the solid frequency Ω ($\alpha = 0.1$, $\xi = 0.02$, and $\mu = 1$).

amplification of ω_i^{max} both increase with α and μ . These results are qualitatively in agreement with what was found for the complete wind-canopy model, where Ω in the simple model played the role of \bar{f}_0 .

This elementary model in which two oscillators, one unstable and one neutral, are coupled together, recovers the main features of the frequency lock-in mechanism governing the wind-canopy interaction of our general model. We may therefore state that the modification of the shear layer type instability, when taking into account the canopy motion, mainly results from a coupling between two frequencies: the natural frequency of vibration of the canopy and the frequency of the Kelvin-Helmholtz unstable waves related to the inflectional base flow. Note that although the mechanism of lock-in is often attributed to non-linear phenomena, as in Faccinetti *et al.* (2004), see also Williamson & Govardhan (2004), it corresponds in our case to a linear mechanism which may more simply be described by coupling two oscillators, as in de Langre (2005).

4. Comparison between the model and experimental results

The predictions of the coupled wind-canopy model are now compared to the experimental results on the coherent wave motion of crops under wind derived in Section 2. In Figure 12 the values of wavelength and frequency characterising the coupled instability of the model are compared to the corresponding experimental values derived from the BOD analysis of the motion of the wheat and alfalfa crops. For the model, the characteristic wavelength is derived from the most unstable wavenumber k^{max} , and the frequency from ω_r^{max} , both computed from the dispersion relation (3.8) using the experimental parameter values of alfalfa given Table 1 and varying the reduced wind velocity $U_r = U/f_0 h$. For the sake of clarity only, we use the plant characteristics of alfalfa in the model for both crops.

Figure 12 shows good qualitative and quantitative agreement between the experimental and theoretical dependence of λ/h and f/f_0 on U_r . Moreover, the experimental points are mainly located in an interval of the reduced velocity U_r where the model predicts a lock-in of the instability frequency onto the free vibration frequency f_0 of the plants. It is thus the lock-in mechanism suggested by the analysis of the coupled model that explains why the coherent wave motion of the crops occurs at their eigen-frequency independently of U as revealed by the experiments. The vortical structures of wind and the coherent motion of the plants are indeed due to a shear layer type instability

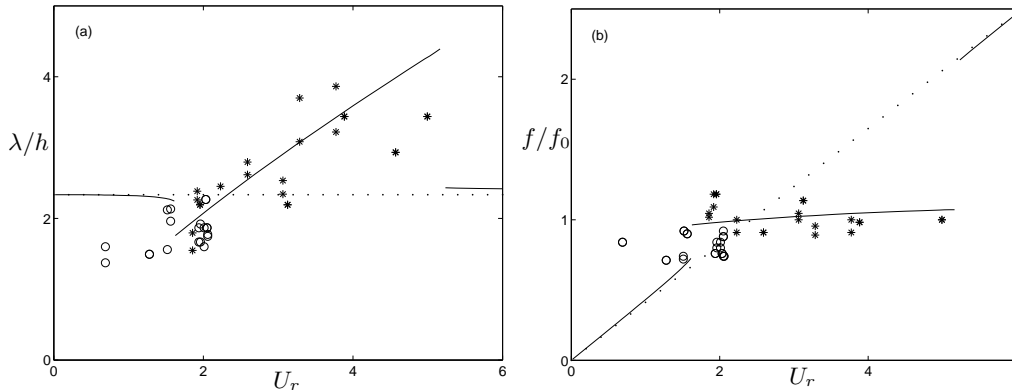


FIGURE 12. Comparison of the experimental results on the motion of alfalfa (*) and wheat (o) (reproduced from Figure 5) with the predictions of the coupled model (—): normalised wavelength (a) and frequency (b) versus reduced velocity. The dotted line (· · ·) represents the graphs resulting from the uncoupled mixing layer instability model, following Raupach *et al.* (1996).

linked to an inflectional wind profile. This Kelvin-Helmholtz mechanism would predict a wavelength set by the vorticity thickness of the profile, and thus independent of U , and furthermore a temporal frequency that increases with U (see the curves of the uncoupled model Figure 12). However, within the range of wind velocities from the experiments, the natural Kelvin-Helmholtz frequency is close to the free vibration frequency f_0 of the plants and, therefore, the instability frequency locks onto f_0 via the mechanism described in Sections 3.3 and 3.5. As a consequence, the frequency, see Figure 12(b), and the wavelength, see Figure 12(a), characterising the wind and canopy motion are, respectively, constant and increasing with U ; both are dependent on the canopy rigidity.

5. Discussion and concluding remarks

5.1. On the consequences of lock-in

The frequency lock-in of the shear layer type instability onto the natural frequency of the canopy provides new insight into some features of the wind dynamics over waving wheat (Finnigan 1979) and into characteristics of the coherent wave motion of crops under wind. These new findings remained unexplained by the mixing layer analogy of Raupach *et al.* (1996). The lock-in also confirms and clarifies the role of plant oscillations on the instability mechanism as suggested by Finnigan (2004).

Moreover, we showed in Section 3.3 that the lock-in mechanism increases the growth rate of the instability as well as its selectivity. When locked onto the oscillation frequency of the plants, the coupled instability is thus stronger and more efficient to select a specific wavelength and frequency from the turbulent disturbance environment. This intensification of the modified mixing layer instability by the frequency lock-in might explain how this instability is able to develop over plant canopies in the presence of natural noise. Indeed the central frequency of the Kelvin-Helmholtz instability is known to be very sensitive to external noise (Huerre 2000): even in controlled laboratory experiments, the observation of the Kelvin-Helmholtz roll-up requires a forcing of the flow at the Kelvin-Helmholtz frequency. Questions thus arose on the way the shear layer instability can develop and persist in the wind over crops (Finnigan 2004). The role played by the oscillation of the plants, via the frequency lock-in mechanism, and its influence on

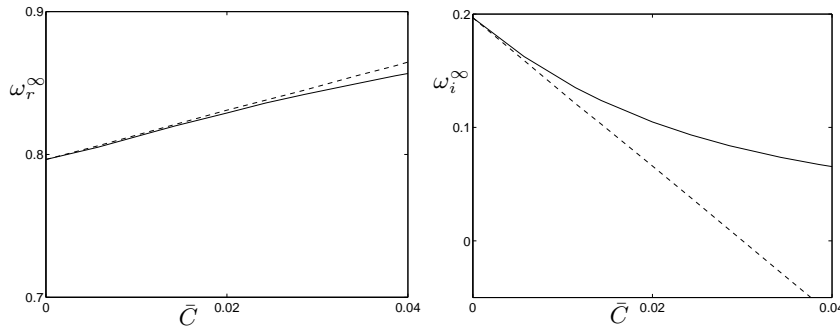


FIGURE 13. Frequency and growth rate of the limit model (5.1) versus drag coupling coefficient \bar{C} : comparison between the asymptotic approach (---) and the exact solution (—). The evolution of the wavenumber is equivalent to that of the frequency.

the growth rate and selectivity of the instability make a valid contribution to explaining the occurrence of shear layer type instabilities on plant canopies.

5.2. On the behavior outside the lock-in range

Our experimental data fall within the range of the reduced velocities where lock-in occurs (Figure 12). Yet, if the plant canopy is very stiff or very compliant, or, equivalently, if the wind velocity is very low or very high, in other words for extreme values of the normalised canopy frequency \bar{f}_0 or the corresponding reduced velocity U_r , the coupled instability falls outside the interval required for lock-in. We may explore, in particular, the behavior of the coupled instability when the dynamics of the canopy is inhibited by very high plant stiffness ($\bar{r} \rightarrow \infty$). In this case, the dispersion relation (3.8) reduces to

$$D_{fluid} + E = 0. \quad (5.1)$$

The instability properties derived from the analysis of (5.1) are not identical to those of the uncoupled instability, i.e. the Kelvin-Helmholtz instability solution of $D_{fluid} = 0$. To understand the nature of the coupled instability in this limit, an asymptotic analysis of the stiff dispersion relation (5.1) is needed, where we assume the effect of the coupling term E to be small. This asymptotic analysis is detailed in Appendix B.

The most amplified frequency and growth rate derived from the asymptotic analysis, Eq. (B9), as a function of the drag coupling coefficient \bar{C} are compared to the exact solution of (5.1) in Figure 13. The asymptotic analysis provides a good estimation of the frequency ω_r^∞ and growth rate ω_i^∞ up to $\bar{C} \approx 0.03$. The accuracy of the asymptotic approach shows that the instability in the limit of $\bar{r} \rightarrow \infty$ is principally governed by the Kelvin-Helmholtz mechanism (D_{fluid}) but modified by the coupling term E.

The major effect of the coupling is to decrease the instability growth rate (Figure 13). The coupling also yields a small increase in the frequency (and wavenumber) of the instability. The reason for this is rather complex: the frequency is expected to decrease with dissipation rather than increase as is the case here. If we consider the stiff model (5.1) in the limit of $\bar{h} \rightarrow \infty$, which weakens the impact of the impermeability boundary condition on the ground, the coupling has non longer an effect on the instability frequency: ω_r^∞ is found to be constant with \bar{C} , whereas ω_i^∞ still decreases with \bar{C} , although at higher values. The modification of the Kelvin-Helmholtz frequency by the coupling for the case of a stiff canopy is thus related to the finite height of the canopy. We note that D_{fluid} itself is also affected by the canopy height (see the decrease of ω_i^{max} from $\bar{h} \rightarrow \infty$ to a finite \bar{h} in Figure 7(a)), the most amplified frequency of D_{fluid} , however, is not modified by \bar{h} .

To conclude, the instability for the case of a stiff canopy may be seen as a shear layer instability in a bounded domain modified by a dissipative term. Taking into account the presence of a stiff canopy induces a damping of the growth rate and a positive shift of both the frequency and the wavenumber of the instability related to the finite height of the canopy. These coupling effects are also present to various degrees in the general model for a flexible canopy, but are small compared to the variations induced by the lock-in.

Note that the behavior of the instability obtained for the limit $\bar{f}_0 \rightarrow 0$ or $U_r \rightarrow \infty$ is less realistic since in this limit the assumption of small canopy deflection becomes questionable.

5.3. On possible extensions of the model

The model considered in this study is linear and, consequently, finite amplitudes of the unstable modes cannot be reached. In the experiments presented here the amplitudes of the motion of the crop under wind could be measured. For each recorded sequence the amplitude is expressed as a space-averaged velocity W , defined by

$$W^2 = \frac{1}{N_s} \sum_{j=1}^{N_s} \sigma^2(M_j), \quad (5.2)$$

where $\sigma(M_j)$ is the standard deviation of $\mathbf{V}(t)$ at a point $M_j(x, z)$, and N_s is the number of spatial nodes. The results are presented in Figure 14(a) as a function the mean wind velocity U for both canopies. To normalise the data we use the growth rate ω_i^{max} of the coupled instability, resulting from the respective parameter values for wheat and alfalfa and the given value of U . The growth rate derived from the linear model is expected to show some influence on the amplitude, whatever the limiting mechanism may be. The normalised data, $W/\omega_i^{max}h$ as a function of the reduced velocity U_r , depicted in Figure 14(b), show a reasonably good agreement between the data of both canopies, once again demonstrating the role of the plants' rigidity on the characteristics of their motion. The apparent shift of a few data points for wheat is likely to be caused by an underestimation of f_0 for wheat due to the biological variability of the plants' properties, as already discussed Section 2.2, and by the linearity of the model providing the instability growth rate. These experimental results can be used to validate non-linear models, which should include non-linearities in the equations for both the fluid and the solid. They can also be used by themselves as input data for thigmomorphogenesis analyses. We furthermore note that other fluid-structure interactions problems, such as the vibration of sets of elastic rods in cross flows as studied by Moon & Kuroda (2001) and, more recently, by Brücker & Smith (2005), may help understand these non-linear aspects.

Another limit of the present model is its focus on only two-dimensional primary instabilities. The mixing layer instability of wind over plant canopies rapidly becomes three-dimensional; however, the main spatio-temporal characteristics of the two-dimensional primary waves are known to be preserved in three dimensions (Finnigan 2000). The extension of the present model to include an additional degree of freedom for the plants and flow motion would constitute an interesting topic for future work. In the experiments, we focused only on the principal streamwise wavelengths of the spatial structures but data is available to characterize the complete horizontal motion of the canopy. The full coupling between the three-dimensional instability of the wind and the two-dimensional horizontal motion of the canopy surface remains an open problem.

A plant canopy with homogeneous properties was considered in this study although crop plants are known to display a high variability of their properties. It is thus remark-

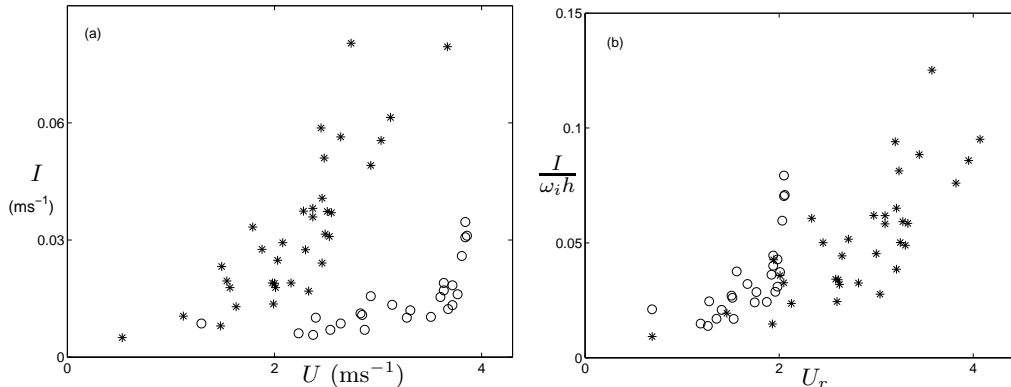


FIGURE 14. Intensity of the motion of the crop canopy as a function of the wind velocity: (a) dimensional data, (b) normalised data. (*) alfalfa, (o) wheat.

able that an agreement between the results of the model and those of the experiments was reached despite the data dispersion in the sampled plants and despite the artificial homogeneity of the canopy in the theoretical model. A further extension of the model would incorporate a statistical variability of the mechanical parameters in the canopy.

5.4. Concluding remarks

The mechanical system considered in this study is quite complex in many aspects. The wind dynamics near the top of a crop canopy can be expected to behave differently from that over more classical boundaries. The canopy, modeled as a vibrating continuum made up by a large number of plants, significantly differs from structures usually considered in flow-induced vibration analyses. Each plant is mechanically unique, and the interactions between plants can be highly non-linear and dissipative. Moreover, the two mechanical components, fluid and solid, are naturally coupled through an interface of considerable complexity, consisting of the leaves and stems of all plants.

Notwithstanding this complexity, regular propagating patterns have routinely been observed on canopies, such as honamis in waving wheat. First steps toward understanding this striking simplicity were made in the pioneering work of Raupach *et al.* (1996) when measurements of wind over crops and forests showed that a mixing layer instability played a dominant role.

We have shown, both experimentally and theoretically, that the crop dynamics also plays an important role in the build-up of these propagating patterns, through a lock-in mechanism.

The experimental approach and the model proposed here can build the foundation for the characterisation and understanding of flow-induced motion of many types of systems: natural or grown canopies under wind, submerged aquatic vegetations under sea and river currents and, more generally, dense sets of flexible systems transversely bounding a flow.

Appendix A. Dispersion relation

Below we give the terms of the dispersion relation (3.8):

$$\begin{aligned}
D_{solid} &= -\bar{m}\omega^2 + \bar{r}, \\
A &= -i\bar{C}\bar{h}(R-1)\omega/3, \\
D_{fluid} &= 4k^2 (-e^{-2k}R^2 + e^{-2\bar{h}k}R((R+1)k - \omega - R) - e^{-2(1+\bar{h})k}R((1-R)k \\
&\quad - \omega - R) + R^2 + k^2(R^2 - 1) - 2k(R^2 - \omega) - \omega^2), \\
E &= -2i\bar{C}k^2(R-1)e^{-2(1+\bar{h})k}(1 + e^{2\bar{h}k})(R + e^{2k}((R+1)k - \omega - R))/\bar{l}^2, \\
G &= -2\bar{C}^2\omega e^{-2(1+\bar{h})k}(e^{\bar{h}k} - 1)(R-1)^2 \left(1 + \bar{h}k + e^{\bar{h}k}(-1 + \bar{h}k)\right) \\
&\quad (R + e^{2k}((R+1)k - \omega - R)) / \bar{h}\bar{l}^2.
\end{aligned}$$

Note that these differ slightly from Py *et al.* (2004) where one of the terms was incorrectly integrated.

Appendix B. Asymptotic analysis

The asymptotic analysis of the coupled model for a stiff canopy (section 5.2), detailed below, uses an approach introduced by Peake (1997). We assume that the stiff model (5.1) is governed by the following dispersion relation:

$$D(k, \omega) + \epsilon E(k, \omega) = 0, \quad (\text{B } 1)$$

with $\epsilon \ll 1$ and where D is D_{fluid} . Let (k_0, ω_0) be the most unstable solution of D , so that

$$D(k_0, \omega_0) = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial \omega_i}{\partial k}(k_0, \omega_0) = 0. \quad (\text{B } 2)$$

Including the effect of the coupling term E , the most unstable point becomes $k = k_0 + \epsilon \Delta k$, $\omega = \omega_0 + \epsilon \Delta \omega$, with $\epsilon \ll 1$, and solves the equation

$$D(k, \omega) + \epsilon E(k, \omega) = 0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial \omega_i}{\partial k}(k, \omega) = 0. \quad (\text{B } 3)$$

The first order expansion of Eq. (B 1) near (k_0, ω_0) gives a first equation for Δk and $\Delta \omega$:

$$\Delta k D_k + \Delta \omega D_\omega + E = 0, \quad (\text{B } 4)$$

where D_j denotes the derivative of D with respect to j . Differentating Eq. (B 1) with respect to k leads to

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = -\frac{D_k + \epsilon E_k}{D_\omega + \epsilon E_\omega}, \quad (\text{B } 5)$$

which, in turn, may be expanded to first order around (k_0, ω_0) (Peake 1997):

$$\frac{\partial \omega}{\partial k}(k, \omega) = -\frac{D_k}{D_\omega} + \epsilon \left(-\frac{\Delta k D_{kk} + \Delta \omega D_{k\omega} + E_k}{D_\omega} + \frac{D_k(\Delta k D_{k\omega} + \Delta \omega D_{\omega\omega} + E_\omega)}{D_\omega^2} \right). \quad (\text{B } 6)$$

Condition (B 3) requires that the imaginary part of $\partial \omega / \partial k$ is zero at (k, ω) . By definition of (k_0, ω_0) , Eq. (B 2), together with Eq. (B 4), we see that the imaginary part of $-D_k/D_\omega = \partial \omega / \partial k(k_0, \omega_0)$ is zero. We thus obtain a second equation for Δk and $\Delta \omega$:

$$\text{Im} \left[-\frac{\Delta k D_{kk} + \Delta \omega D_{k\omega} + E_k}{D_\omega} + \frac{D_k(\Delta k D_{k\omega} + \Delta \omega D_{\omega\omega} + E_\omega)}{D_\omega^2} \right] = 0. \quad (\text{B } 7)$$

Solving equations (B 4) and (B 7) finally leads to:

$$\Delta k = -\frac{\text{Im} [(ED_{k\omega}D_\omega - ED_kD_{\omega\omega} - E_kD_\omega^2 + D_kE_\omega D_\omega)/D_\omega^3]}{\text{Im} [(-D_{kk}D_\omega^2 + 2D_kD_{k\omega}D_\omega - D_k^2D_{\omega\omega})/D_\omega^3]}, \quad (\text{B } 8)$$

$$\Delta\omega = \frac{E + \Delta k D_k}{D_\omega}. \quad (\text{B } 9)$$

REFERENCES

- AUBRY, N., GUYONNET, R. & LIMA, R. 1991 Spatiotemporal analysis of complex signals: theory and applications. *Journal of Statistical Physics* **64**, 683–739.
- BAKER, C. J. 1995 The development of a theoretical model for the windthrow of plants. *Journal of Theoretical Biology* **175**, 355–372.
- BLEVINS, R. D. 1990 *Flow-Induced Vibration*. van Nostrand Reinhold.
- BRÜCKER, C. & SMITH, M. 2005 Wake interaction of arrays of flexible cylinders in boundary layer flows. In *Fourth Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations* (ed. T. Leweke & C. H. K. Williamson), pp. 291–294. Santorini, Greece, 21–24 June.
- BRUNET, Y. & IRVINE, M. R. 1999 The control of coherent eddies in vegetation canopies: streamwise structure spacing, canopy shear scale and atmospheric stability. *Boundary-Layer Meteorology* **94**, 139–163.
- DOARÉ, O., MOULIA, B. & DE LANGRE, E. 2004 Effect of plant interaction on wind-induced crop motion. *Transactions of the ASME, Journal of Biomechanical Engineering* **126**, 146–151.
- DRAZIN, P. G. & REID, W. H. 1981 *Hydrodynamic stability*. Cambridge University Press.
- FACCHINETTI, M., DE LANGRE, E. & BIOLLEY, F. 2004 Coupling of structure and wake oscillators in vortex-induced vibrations. *Journal of Fluids and Structures* **19** (2), 123–140.
- FARQUHAR, T., ZHOU, J. & HASLACH, H. 2003 A possible mechanism for sensing crop canopy ventilation. In *Sensors and sensing in biology and engineering* (ed. F. Barth, J. Humprey & T. Secomb). Ch. 15.
- FINNEY, D. J. 1964 *Statistical method in biological assay*. Charles Griffin, London.
- FINNIGAN, J. J. 1979 Turbulence in waving wheat. I. Mean statistics and honami. *Boundary-Layer Meteorology* **16**, 181–211.
- FINNIGAN, J. J. 2000 Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* **32**, 519–571.
- FINNIGAN, J. J. 2004 Private communication .
- FLESCH, T. & GRANT, R. 1991 The translation of turbulent wind energy to individual corn plant motion during senescence. *Boundary Layer Meteorology* **55**, 161–177.
- FLESCH, T. K. & GRANT, R. H. 1992 Corn motion in the wind during senescence: II. Effect of the dynamic plant characteristics. *Agronomy Journal* **84** (4), 748–751.
- GHISALBERTI, M. & NEPF, H. M. 2002 Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows. *Journal of Geophysical Research* **107** (C2), 1–11.
- HÉMON, P. & SANTI, F. 2003 Applications of biorthogonal decompositions in fluid-structure interactions. *Journal of Fluids and Structures* **17**, 1123–1143.
- HUERRE, P. 2000 Open shear flow instabilities. In *Developments in Fluid Mechanics: A Collection for the Millenium* (ed. G. K. Batchelor, H. K. Moffatt & M. G. Worster). Cambridge University Press.
- HUERRE, P. & ROSSI, M. 1998 Hydrodynamic instabilities in open flow. In *Hydrodynamics and Nonlinear Instabilities* (ed. C. Godrèche & P. Manneville), pp. 81–294. Cambridge University Press.
- INOUE, E. 1955 Studies of the phenomena of waving plants (“honami”) caused by wind. Part I: Mechanism and characteristics of waving plants phenomena. *Journal of Agricultural Meteorology (Japan)* **11**, 71–82.
- JAFFE, M. 1973 Thigmomorphogenesis: the response of plant growth and development to mechanical dioica. *Planta* **114**, 143–157.
- DE LANGRE, E. 2005 Some basic ingredients of VIV and VIW using wake oscillator models. In *Fourth Conference on Bluff Body Wakes and Vortex-Induced Vibrations* (ed. T. Leweke & C. H. K. Williamson), pp. 225–228. Santorini, Greece, 21–24 June.

- MOON, F. C. & KURODA, M. 2001 Spatio-temporal dynamics in large arrays of fluid-elastic, Toda-type oscillators. *Physics Letters A* **287**, 379–384.
- MOULIA, B. & COMBES, D. 2004 Thigmomorphogenetic acclimation of plants to moderate winds greatly affects height structure in field-grown alfalfa (*medicago sativa* L.), an indeterminate herb. *Comparative Biochemistry and Physiology Part A: Molecular & Integrative Physiology* **137** (3-S1), 77.
- PANTON, R. 1996 *Incompressible Flow*. Wiley-Interscience publication.
- PEAKE, N. 1997 On the behavior of a fluid-loaded cylindrical shell with mean flow. *J. Fluid Mech.* **338**, 347–410.
- PY, C., DE LANGRE, E. & MOULIA, B. 2004 The mixing layer instability of wind over a flexible crop canopy. *Comptes-Rendus Mécanique* **332**, 613–618.
- PY, C., DE LANGRE, E., MOULIA, B. & HÉMON, P. 2005 Measurement of wind-induced motion of crop canopies from digital video images. *Agricultural and Forest Meteorology* **130**, 223–236.
- RAFFEL, M., WILLERT, C. & KOMPENHANS, J. 1998 *Particle Image Velocimetry: a practical guide*, 3rd edn. Springer-Verlag, Berlin.
- RAUPACH, M. R., FINNIGAN, J. J. & BRUNET, Y. 1996 Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies: the mixing layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology* **78**, 351–382.
- RAUPACH, M. R. & THOM, A. S. 1981 Turbulence in and above plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* **129**, 13–97.
- WILLIAMSON, C. H. K. & GOVARDHAN, R. 2004 Vortex induced vibrations. *Annual Review of Fluid Mechanics* **36**, 413–455.