

# Mémoire d'HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

présenté devant  
l'Université Pierre et Marie Curie

## COMPORTEMENTS AEROELASTIQUES DE STRUCTURES FLEXIBLES EN ECOULEMENT TRANSVERSE

par

**Pascal HEMON**

Laboratoire d'Hydrodynamique (LadHyX)  
Ecole Polytechnique - CNRS

soutenu le 19 mars 2013 devant le jury composé de

Didier CLOUTEAU	Rapporteur	Professeur, Ecole Centrale de Paris
Greg DIMITRIADIS	Rapporteur	Professeur, Université de Liège
George GEROLYMOS	Examineur	Professeur, Université Pierre et Marie Curie
Laurent JOLY	Examineur	Professeur, Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace
Lionel SCHOUVEILER	Rapporteur	Professeur, Université d'Aix-Marseille

## RESUME

Ce mémoire d'Habilitation à Diriger les Recherches concerne le comportement aéroélastique de structures flexibles soumises à un écoulement d'air transverse. Les essais en soufflerie y tiennent une place prépondérante. La première partie traite de certains aspects liés au comportement à long terme comme le galop et l'excitation par détachement tourbillonnaire de prismes rectangulaires, dont l'étude des effets de la turbulence de l'écoulement amont. On présente également une méthode originale de simulation temporelle de champ de vitesse de vent spatialement corrélé. Dans la seconde partie le comportement transitoire en flexion-torsion est abordé pour le cas d'un profil d'aile et d'un tablier de pont. Le phénomène de croissance transitoire est observé expérimentalement pour la première fois dans les deux cas et le modèle mécanique reproduisant le phénomène est identifié et validé par les essais de soufflerie. Finalement deux axes de perspectives sont mentionnés : l'un concerne la simulation en temps du comportement des structures sous l'action du vent, afin de prendre en compte simultanément l'ensemble des excitations possibles, le second s'applique à l'étude du comportement post-critique de systèmes aéroélastiques pour imaginer d'éventuels nouveaux récupérateurs d'énergie basés sur ces principes.

## ABSTRACT

This report concerns the aeroelastic behavior of flexible structures in an air cross-flow. Experiments in wind tunnel have a dominating contribution. First part deals with some aspects of long term behavior such as galloping and vortex induced vibrations of rectangular prisms, including the study of the effects of the upstream turbulence. We present also an original technique in order to simulate in time a spatially correlated velocity field. In the second part the transient behavior in heaving-pitching motion is studied for a wing profile and a bridge deck. In both cases the mechanism of transient growth of energy is experimentally shown for the first time and the mechanical model capable of reproducing the phenomenon is identified and validated with wind tunnel tests. Finally two directions for future investigations are mentioned: first deals with the temporal simulation of structure behavior under wind actions, in order to take into account simultaneously all kinds of excitations. Second one deals with studies of post-critical behavior of aeroelastic systems, in order to imagine new energy harvesters based on these principles.

## REMERCIEMENTS

Mes premiers remerciements vont aux rapporteurs de ce mémoire, Didier Clouteau, Greg Dimitriadis et Lionel Schouveiler et aux membres du jury, Georges Gerolymos et Laurent Joly pour leur participation à l'évaluation de mes travaux.

L'efficacité et la coopération de Dominique Leguillon et Carole Le Nihon de l'Université Pierre et Marie Curie doit également être soulignée.

Le processus qui mène à une HDR fournit l'occasion de rencontres multiples et la rédaction de ce mémoire m'a rappelé un certain nombre de personnes que je souhaite remercier chaleureusement. Plus que des collègues, des amis devenus que je me dois de citer : avec Jan Wojciechowski je me rappelle quelques journées mémorables, cette excursion dans le vignoble du muscadet, ou cette virée dans les forêts profondes d'Europe centrale ; avec Xavier Amandolese, l'homme pour qui le russe n'a aucun secret (mais seulement passé une certaine heure) une folle journée Serge Lama sur la banquise du Groenland ; avec Françoise Santi un épique survol de Varsovie en avion de tourisme. Ce qui n'enlève rien, bien au contraire, à nos fructueuses discussions scientifiques.

J'ai été attiré au LadHyX en 2001 par Emmanuel de Langre et depuis je ne cesse d'apprécier nos collaborations et ses conseils avisés. Et ce d'autant que ses qualités humaines ne sont pas en reste, tout comme Patrick Huerre qui m'a accueilli à l'époque comme directeur.

Je ne vais pas pouvoir citer toutes les personnes que je devrais. Avec le temps le risque est grand d'en oublier à cause de cette vingtaine d'années passées dans le monde fascinant des souffleries. A l'Institut Von Karman, Domenico Olivari, féru de littérature SF ; à l'Institut Aérotechnique, Philippe Destyunder qui m'a permis de soutenir ma thèse de doctorat, Claude Blanche pour sa bonne humeur iconoclaste et Marie-Thérèse Bourdeix pour les discussions.

Tous les étudiants, stagiaires ou doctorants, que nous accueillons dans le laboratoire doivent également être remerciés ; ils apportent fraîcheur, ouverture d'esprit et un regard neuf qui nous font progresser. A l'occasion de ce processus d'HDR je pense plus particulièrement à Cécile Lemaitre et Shehryar Manzoor que j'ai encadrés et aussi présentement à Emmanuel Viot.

Reste les proches qui m'ont soutenu et permis d'arriver jusque là : mes parents qui m'ont poussé et financé mes études d'ingénieur ; et enfin Dominique, mon soutien sans faille qui a tout mon amour.

Qujanaq !

## SOMMAIRE

RESUME .....	2
ABSTRACT .....	2
REMERCIEMENTS.....	3
INTRODUCTION .....	5
TABLE DES NOTATIONS.....	9
1. STABILITE AEROELASTIQUE DE STRUCTURES FLEXIBLES .....	10
1.1. Rappel sur les phénomènes aéroélastiques .....	10
1.2. Galop de prismes rectangulaires .....	14
1.2.1. Contexte .....	14
1.2.2. Influence de la turbulence de l'écoulement .....	15
1.2.3. Amélioration du modèle quasi-statique .....	17
1.3. Comportement post-critique du prisme carré .....	19
1.3.1. Contexte .....	19
1.3.2. Résultats expérimentaux récents .....	20
1.4. Excitation par détachement tourbillonnaire des prismes carrés .....	22
1.4.1. Le contexte spécifique des écoulements en air .....	22
1.4.2. Expériences sur le prisme carré .....	23
1.5. Simulation temporelle du vent turbulent.....	25
1.5.1. Caractéristiques du vent turbulent .....	25
1.5.2. Construction du signal par décomposition bi-orthogonale.....	26
2. COMPORTEMENT TRANSITOIRE SOUS-CRITIQUE .....	29
2.1. La croissance transitoire de l'énergie en régime linéaire .....	29
2.1.1. La croissance transitoire de l'énergie .....	29
2.1.2. La première démonstration sur un profil d'aile .....	30
2.1.3. Cas d'un tablier de pont profilé .....	34
2.2. Modélisation mécanique et simulation temporelle .....	37
2.3. Transition by-pass vers le flottement d'une aile par croissance transitoire .....	41
CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	45
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES .....	47
LISTE DES FIGURES.....	51
FORMULAIRE FRANÇAIS - ANGLAIS .....	53
Annexe 1 : THESES ENCADREES ET ENSEIGNEMENTS.....	54
Annexe 2 : LISTE DE PUBLICATIONS.....	56
Annexe 3 : CURRICULUM VITAE.....	60

## INTRODUCTION

L'aéroélasticité concerne les problèmes d'interactions entre un écoulement aérodynamique et une structure souple élastique. En général le terme « aéroélasticité » recouvre l'étude des vibrations de structures dues à l'écoulement, ce qui est le cas de ce mémoire, plutôt que les déformations statiques des structures sous l'action des efforts aérodynamiques moyens.

On distingue ainsi trois causes d'interactions écoulement-structure conduisant à des vibrations :

- La turbulence de l'écoulement amont, qui produit un forçage instationnaire déclenchant une réponse vibratoire de la structure. Habituellement traitée sans tenir compte du couplage écoulement-structure, cette réponse vibratoire ne peut être évitée *a priori* et doit être estimée. Ce sera le cas par exemple pour les structures de génie civil soumises à la turbulence du vent atmosphérique.
- Le détachement de tourbillons alternés, qui engendre une force aérodynamique quasi-périodique. Si la fréquence de cette force s'approche de celle d'un mode propre de la structure, cela peut aboutir au phénomène d'accrochage où le couplage écoulement-structure devient fort. Contrairement au domaine hydroélastique, ce mécanisme est rarement critique dans les applications aéroélastiques.
- Une vitesse moyenne de vent élevée, qui produit des efforts couplés avec le mouvement de la structure du fait de sa souplesse. Ces efforts induits par le mouvement peuvent rendre le système instable, au-delà d'une vitesse critique, par le biais de toute une panoplie de phénomènes de couplage désignés sous l'appellation générique de flottements. Ils conduisent généralement à une destruction de la structure, comme lors du spectaculaire accident du pont de Tacoma et il faut absolument les éviter. L'évaluation de la vitesse critique constitue alors l'objectif principal des études sur le flottement.

Ces trois mécanismes ne sont pas indépendants : par exemple la turbulence de l'écoulement amont peut interagir avec le détachement de tourbillons alternés, le plus souvent en l'atténuant, ou bien modifier les propriétés aérodynamiques des structures ce qui change leur comportement vis-à-vis du flottement. De même si les conditions sont favorables, le détachement de tourbillons alternés peut interagir avec certains flottements et modifier sensiblement les valeurs de vitesse critique.

Les domaines concernés par l'aéroélasticité sont multiples, les principaux étant l'aéronautique et le génie civil. Mais ils constituent pourtant des communautés assez éloignées car ces deux domaines s'appliquent à des structures très différentes, typiquement le profil d'aile pour l'aéronautique et le tablier de pont pour le génie civil. A noter que lorsqu'un tablier de pont reçoit le qualificatif de « profilé », cela signifie simplement que l'on a cherché à l'optimiser, néanmoins ses caractéristiques aérodynamiques et aéroélastiques montreront toujours de grandes différences avec celles d'un profil d'aile.

La forme d'un profil d'aile se caractérise par des formes arrondies, sans arrête vive, et une dimension longitudinale très supérieure à son épaisseur transversale. Le bord de fuite est formé de manière à produire une terminaison sans surface perpendiculaire à l'axe longitudinal. La vitesse autour des parois et dans le sillage reste peu perturbée par la présence de la structure. L'écoulement est non décollé, c'est à dire que la vitesse de l'air au voisinage des parois tend à leur rester globalement parallèle.



Figure 1. Airbus A380 et sa voilure gauche (document internet)

En génie civil, les formes ne sont a priori pas dessinées selon des critères liés aux écoulements. Elles comportent souvent des arrêtes vives et leur forme générale s'éloigne du profil d'aile idéal. En particulier le bord de fuite comporte un culot produisant un sillage important. Au voisinage des parois, la vitesse moyenne peut subir de très fortes perturbations jusqu'à présenter une inversion de sens sous la forme de tourbillons fixes ou instable. Dans ce cas la structure est en décrochage et l'écoulement principal ne semble plus adhérer à la paroi.



Figure 2. Pont du Bras de la Plaine à la Réunion (construction Bouygues TP)

Pour mes recherches je m'intéresse à l'aéroélasticité dans un cadre général et de manière non exclusive vis-à-vis du domaine d'application. Par exemple suite à un besoin exprimé par un industriel du secteur sidérurgique, nous nous sommes intéressés aux interactions jet-plaque ce qui nous a conduits à développer un modèle mécanique de l'amortissement ajouté à l'origine des vibrations parasites observées. Néanmoins, pour leur potentiel de sujets de recherche et d'application, ce mémoire concerne les secteurs aéronautique ou du génie civil, avec une prédominance du second du fait de la plus grande diversité des formes et des structures rencontrées.

De plus la difficulté à modéliser numériquement les écoulements autour des constructions de génie civil implique que pendant encore de nombreuses années le secteur de l'ingénierie du vent

devra se contenter de modèles aéroélastiques simplifiés, issus ou non d'essais en soufflerie sur maquette à échelle réduite. Ces difficultés sont renforcées du fait que chaque structure est un projet unique et que les retours d'expériences, via l'instrumentation des ouvrages, sont récents à l'échelle un et peu nombreux. Seules les méthodes d'investigation peuvent alors être validées a posteriori pour améliorer la connaissance, mais les données obtenues sur un ouvrage donné ne pourront pas être utilisées dans un autre projet de construction.

Ce mémoire, concerne les trois mécanismes de l'aéroélasticité cités plus haut, les vibrations induites par la turbulence, celles dues au détachement tourbillonnaire et, les plus importantes, les vibrations dues aux flottements. Il est organisé en deux parties, l'une plus générale traitant de l'aéroélasticité des structures flexibles est orientée sur l'étude des comportements à long terme, tandis que la seconde portera sur les aspects transitoires. Dans les deux cas, les expériences en soufflerie tiennent une place importante, sinon prépondérante, dans les travaux présentés.

La première partie sur l'aéroélasticité des structures flexibles constitue le cœur de mes recherches, depuis ma thèse de doctorat qui concernait les vibrations de tubes d'échangeur de chaleur en écoulement transverse. Depuis j'ai continué à m'intéresser au couplage par amortissement ajouté, le galop, dans lequel l'instabilité aéroélastique se produit au-delà d'une vitesse critique. La prédiction de cette vitesse basée sur des modèles quasi-statiques améliorés, confirmée par des expériences, a fait l'objet de plusieurs publications. Plus récemment, je me suis intéressé au comportement postcritique de certaines structures comme les prismes carrés ou rectangulaires. J'ai par exemple démontré expérimentalement pour la section carrée l'absence d'interaction entre détachement tourbillonnaire et oscillation de galop. Ces études des comportements non linéaires ou postcritiques constituent un de mes axes de recherche futur.

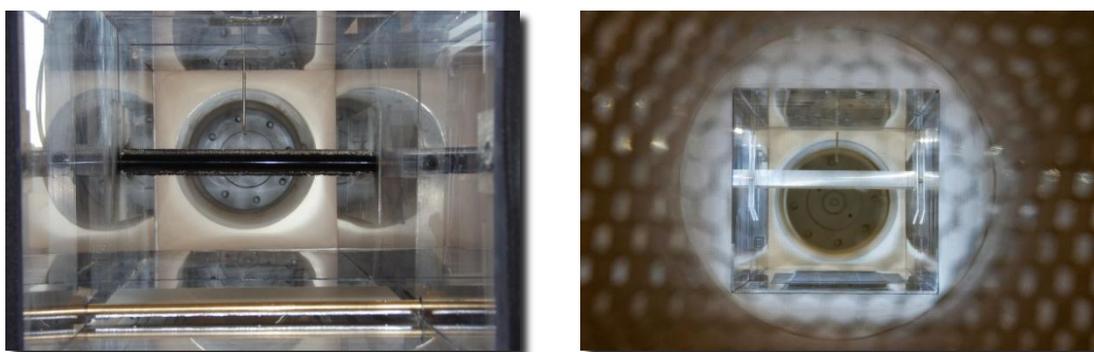


Figure 3. Essais en soufflerie d'un profil NACA (à gauche) et d'un prisme carré (à droite)

Parallèlement, pour les applications au génie civil, j'ai étudié l'effet d'une forte turbulence dans l'écoulement incident sur certains comportements aéroélastiques. Notamment j'ai prouvé que pour les prismes rectangulaires cette turbulence, au-delà d'un certain niveau, annihile l'instabilité de galop. J'ai également proposé une technique de simulation temporelle du vent turbulent via une construction du signal spatio-temporel par décomposition bi-orthogonale, point de départ d'une perspective de recherche plus générale orientée vers l'étude du comportement des structures soumises au vent dans le domaine temporel.

Dans la seconde partie de ce mémoire j'aborderai les aspects transitoires. Partant du principe que le vent atmosphérique est fortement turbulent au niveau du sol, où la vitesse moyenne est par ailleurs faible, l'excitation des structures par les rafales de vent doit être considérée comme une succession d'évènements transitoires qui peuvent déclencher des couplages aéroélastiques spécifiques. J'ai ainsi étudié et mis en évidence expérimentalement, pour la première fois, le phénomène de croissance transitoire de l'énergie en régime sous-critique du flottement par couplage de mode. En régime non linéaire, la première démonstration expérimentale de la réalité du scénario de transition by-pass vers le flottement par croissance transitoire de l'énergie a ensuite été réalisée. Récemment, en collaboration avec Xavier Amandolese, une modélisation aéroélastique simple capable de reproduire le phénomène a été proposée et confirmée par les résultats expérimentaux.

Enfin, le thème que je ne développerai pas malgré une production scientifique de quatre articles, concerne l'aéroacoustique des cavités (Hémon 2006b, Hémon 2004, Amandolese 2004 & 2002). L'objectif de ces travaux était d'améliorer la compréhension physique des phénomènes de couplage résonant de cavité profonde soumise à un écoulement. D'une certaine façon par rapport aux problèmes de couplages aéroélastiques, la structure est ici remplacée par la cavité qui se comporte comme un résonateur de Helmholtz directement excité par l'écoulement cisailé à la surface de l'ouverture. Une application de ce problème se trouve dans le battement de volume des habitacles automobiles munis de toit ouvrant. Différentes techniques de contrôle, passif ou semi-actif, de ce couplage ont été imaginées et testées en soufflerie. Cette thématique est aujourd'hui abandonnée et ne fait pas partie de mes perspectives, d'où l'absence de son développement dans le présent mémoire.

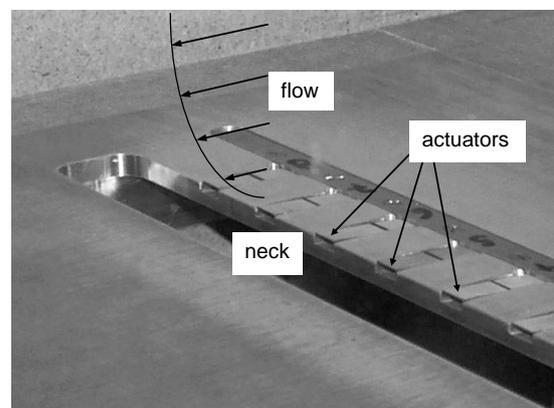
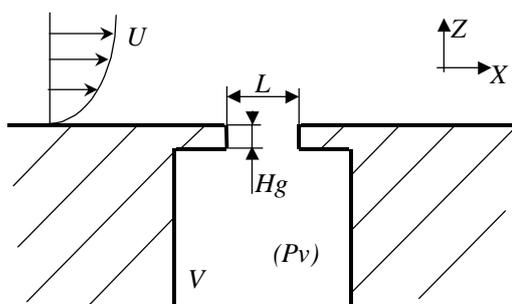


Figure 4. Contrôle du battement de volume d'une cavité profonde par actionneurs piézo-électriques (Amandolese 2002)

## TABLE DES NOTATIONS

$A_i^*$	Dérivées de flottement en torsion, $i = 1, 4$ (notations de Scanlan)
$B$	Dimension longitudinale de la structure (m)
$C_x$	Coefficient de traînée
$C_M$	Coefficient de moment de tangage
$C_M'$	Gradient du coefficient de moment de tangage $C_M' = \partial C_M / \partial \alpha$
$C_z$	Coefficient de portance
$C_z'$	Gradient du coefficient de portance $C_z' = \partial C_z / \partial \alpha$
$D$	Dimension transversale ou diamètre de la structure (m)
$e$	Envergure du profil d'aile ou du tablier de pont (m)
$f$	Fréquence du mouvement ou du mode propre (Hz)
$f_d$	Fréquence du détachement tourbillonnaire (Hz)
$f_r$	Fréquence réduite, $f_r = f B / \bar{U} = 1/U_r$
$G$	Centre de gravité
$J$	Moment d'inertie linéique par rapport à O (kg.m <sup>3</sup> )
$H_i^*$	Dérivées de flottement en flexion, $i = 1, 4$ (notations de Scanlan)
$K$	Pulsation réduite (notation de Scanlan), $K = 2 \pi f_r$
$m$	Masse linéique (kg/m)
$O$	Centre de torsion
$\bar{U}$	Vitesse moyenne du vent (m/s)
$U_c$	Vitesse critique (m/s)
$U_r$	Vitesse réduite, $U_r = \bar{U} / f B = 1/f_r$
$S_c$	Nombre de Scruton, $S_c = 2 m \eta / \rho B D$
$S_G$	Paramètre de Skop-Griffin, $S_G = 4 \pi^2 S_c S_t^2$
$S_t$	Nombre de Strouhal, $S_t = f_d D / \bar{U}$
$z$	Position de la structure sur l'axe vertical par rapport à l'équilibre
$\alpha$	Angle d'attaque (ou d'incidence) du vent moyen avec l'axe longitudinal de la structure
$\eta$	Amortissement réduit d'un mode propre ou d'un degré de liberté (%)
$\theta$	Angle de rotation (ou de torsion) de la structure par rapport à l'équilibre
$\rho$	Masse volumique de l'air (kg/m <sup>3</sup> )
$\omega$	Pulsation d'un mode propre ou d'un degré de liberté $\omega = 2 \pi f$ (rad/s)

Les coefficients de force sont exprimés dans les axes liés à la structure.  $X$  est l'axe longitudinal et  $Z$  est l'axe vertical.

Les unités sont celles du Système International.

# 1. STABILITE AEROELASTIQUE DE STRUCTURES FLEXIBLES

## 1.1. Rappel sur les phénomènes aéroélastiques

Ce paragraphe a pour but de rappeler brièvement les mécanismes rencontrés en aéroélasticité afin de fixer la terminologie utilisée ensuite. D'expérience des termes identiques utilisés dans différentes communautés, notamment pour les flottements, ne recouvrent pas forcément le même phénomène et un lexique « physique » me semble nécessaire.

En préambule il convient de définir la notion **d'hypothèse quasi-statique** qui est très largement employée en aéroélasticité. Cette hypothèse repose sur le fait que si le mouvement de la structure est suffisamment lent devant le temps de passage de l'air, alors on peut supposer que les coefficients de force aérodynamique évalués sur une structure parfaitement immobile restent valides. La **vitesse réduite** traduit cette hypothèse en comparant la période de vibration de la structure avec la durée caractéristique de passage de l'air autour de cette même structure. L'hypothèse quasi-statique assimile une vitesse réduite grande à une vitesse réduite infinie. Une conséquence importante de cette hypothèse, car elle en limite la portée, est la simultanéité des efforts aéroélastiques avec le mouvement de la structure. Nous y reviendrons plus en détail au paragraphe suivant.

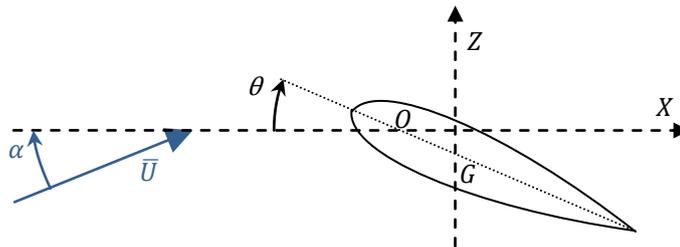


Figure 5. Section de profil d'aile en flexion/torsion

A la suite des travaux de Scanlan dans les années 70 la notion de **dérivée de flottement** a fait son apparition et est aujourd'hui largement utilisée. L'idée repose sur une linéarisation des efforts aéroélastiques selon les degrés de liberté du système. Dans le cas général comme celui d'une aile en flexion/torsion, figure 5, on peut écrire les équations du mouvement sous la forme (Fung 1993, Scanlan 1971) :

$$(1) \quad m \ddot{z} + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z} + m \omega_z^2 z + m \overline{GO} \ddot{\theta} = \frac{1}{2} \rho B \overline{U}^2 \left( K H_1^* \frac{\dot{z}}{\overline{U}} + K H_2^* \frac{B \dot{\theta}}{\overline{U}} + K^2 H_3^* \theta + K^2 H_4^* \frac{z}{B} \right)$$

$$(2) \quad J \ddot{\theta} + 2 J \omega_\theta \eta_\theta \dot{\theta} + J \omega_\theta^2 \theta + m \overline{GO} \dot{z} = \frac{1}{2} \rho B^2 \overline{U}^2 \left( K A_1^* \frac{\dot{z}}{\overline{U}} + K A_2^* \frac{B \dot{\theta}}{\overline{U}} + K^2 A_3^* \theta + K^2 A_4^* \frac{z}{B} \right)$$

Dans ce cas il existe un couplage structurel des mouvements de flexion et de torsion à cause du décalage entre le centre de gravité et le centre de torsion. Ce couplage est généralement inexistant pour un tablier de pont dont la symétrie du design ramène le centre de torsion et de gravité en son milieu ( $\overline{GO} = 0$ ).

L'intérêt des dérivées de flottement  $H_i^*$  et  $A_i^*$  réside dans le fait que l'on peut les évaluer sous l'hypothèse quasi-statique à l'aide des coefficients aérodynamiques statiques de la section du profil ou du tablier. Lorsque la vitesse réduite n'est pas suffisamment élevée, il faut prendre alors en compte les aspects non stationnaires des coefficients, soit par des essais en soufflerie sur maquette mobile, soit par des calculs comme par exemple ceux de Theodorsen (Theodorsen 1934) pour les profils minces.

Une fois ces coefficients évalués, il est possible d'étudier la stabilité du système par simulation numérique des équations (1-2), avec la vitesse moyenne du vent en paramètre. Mais pour appréhender la physique, on doit se concentrer sur les dérivées de flottement une à une, afin de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes aéroélastiques.

Le **flottement classique** du profil d'aile est une instabilité par couplage de mode, de flexion et de torsion, qui se produit par un mécanisme de confusion de fréquence. De façon simple, l'instabilité est possible lorsque le chargement aérodynamique engendre une raideur ajoutée sur l'un des modes (ou les deux), via les termes  $H_3^*$  et  $A_3^*$ , de sorte que pour une vitesse de vent critique les fréquences des modes se rejoignent, rendant le système instable au-delà. C'est un mécanisme dangereux qui conduit généralement à la destruction rapide de la structure ou d'éléments de structure.

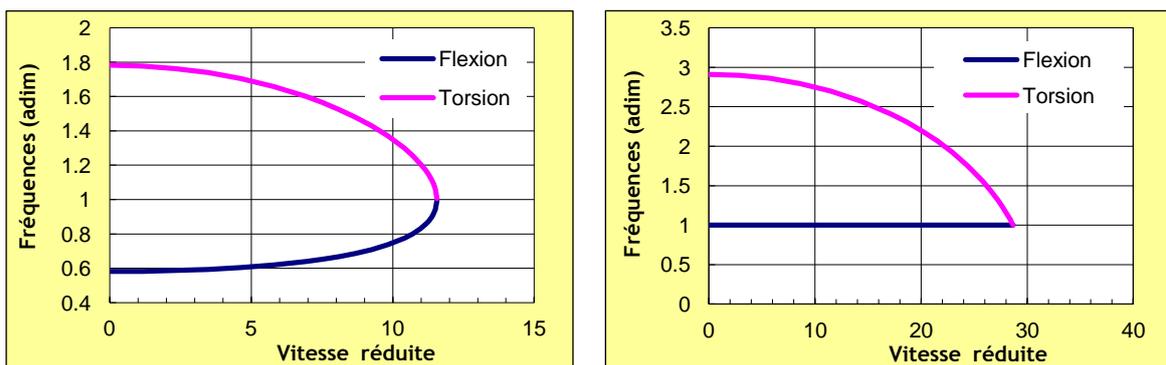


Figure 6. Route vers le flottement classique, un profil d'aile à gauche, un tablier de pont à droite

Les comportements diffèrent en fonction des paramètres structuraux et aérodynamiques mais les principales applications concernées sont aéronautiques. En génie civil ce phénomène pose rarement problème car souvent d'autres types de flottements se déclenchent avant, à vitesse plus faible.

C'est le cas du **flottement de décrochage** qui reste le souci principal pour la conception des tabliers de pont. Cette instabilité sur un mouvement de torsion simple résulte d'un déséquilibre entre l'amortissement structural et un amortissement aérodynamique négatif, via le terme  $A_2^*$ , consécutivement à de mauvaises caractéristiques aérodynamiques. C'est ce mécanisme qui est à l'origine de la destruction du pont de Tacoma (Scanlan 1971), et non une résonance avec le détachement tourbillonnaire comme on le lit parfois. La vitesse critique est déterminée lorsque l'amortissement total du système s'annule. Dans le cas des tabliers de pont, seuls les essais de soufflerie sont aujourd'hui pertinents pour étudier ce phénomène, les théories quasi-statiques n'étant pas suffisamment fiables (Païdoussis 2011, Van Oudheusden 2000).

Le cas du **galop** est similaire au flottement de décrochage mais se produit sur un mouvement de translation (ou de flexion) transverse à la direction du vent, via le terme  $H_1^*$ . Il a été décrit initialement par Den Hartog en 1934 (Den Hartog 1985) qui a proposé un critère devenu d'usage courant. Les structures concernées sont non profilées et de section à faible rapport d'aspect, certaines passerelles pour piétons par exemple. Ce mécanisme souvent étudié sous l'hypothèse quasi-statique sera détaillé dans le paragraphe suivant. Il existe également un mécanisme très proche, le **galop de sillage** qui peut apparaître sur une structure flexible placée dans le sillage d'une autre, comme dans les faisceaux de tubes d'échangeur de chaleur ou les séries de cheminées.

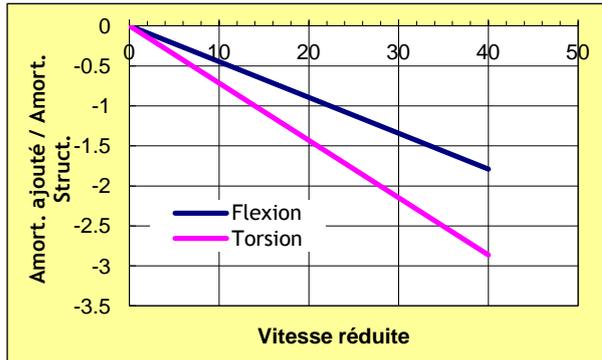


Figure 7. Cas d'une passerelle piéton haubanée instable par amortissement en torsion simple et en flexion simple (avant modifications constructives)

Type de flottement	Vitesse critique
Flottement classique d'un profil d'aile <sup>1</sup>	$U_c^2 = \frac{-2 J}{\rho B \overline{GO} (K^2 H_3^*)} \left( \omega_z^2 + \omega_\theta^2 - \sqrt{4\omega_z^2 \omega_\theta^2 \left( 1 - \frac{m \overline{GO}^2}{J} \right)} \right)$
Flottement classique d'un tablier de pont	$U_c^2 = \frac{-2 J}{\rho B^2 (K^2 A_3^*)} (\omega_\theta^2 - \omega_z^2)$
Flottement de décrochage	$U_c = \frac{-4 J \omega_\theta \eta_\theta}{\rho B^3 (K A_2^*)}$
Galop	$U_c = \frac{-4 m \omega_z \eta_z}{\rho B (K H_1^*)}$
Divergence	$U_c^2 = \frac{-2 J \omega_\theta^2}{\rho B^2 (K^2 A_3^*)}$

Tableau 1. Vitesses critiques calculées à l'aide des dérivées de flottement

Le phénomène de **divergence** est d'une perte de raideur en torsion simple, via le terme  $A_3^*$ . Bien que théoriquement possible il reste en pratique très rare. Il conduit à la destruction très rapide de la structure dont la raideur totale devient négative au dessus de la vitesse critique.

<sup>1</sup> dont le centre de torsion est situé au premier quart de corde

Lorsque l'on se restreint à un flottement spécifique en ne gardant que les dérivées de flottement contribuant à l'apparition de l'instabilité, en négligeant les autres termes, on peut calculer les vitesses critiques associées à chaque type de flottement via le système (1) et (2). Les relations obtenues ainsi sont données dans le tableau 1. L'inconvénient de cette formulation par les dérivées de flottement vient de ce qu'elles dépendent elles-mêmes de la vitesse du vent, via la fréquence réduite (ou la pulsation réduite  $K$  utilisée par les notations de Scanlan). Il faut donc résoudre ces formules à l'aide d'une technique numérique.

Mais lorsque l'hypothèse quasi-statique est valide, le calcul analytique des dérivées de flottement devient possible et permet d'aboutir à des expressions plus simples données dans le tableau 2.

Type de flottement	Vitesse critique sous l'hypothèse quasi-statique
Flottement classique d'un profil d'aile <sup>2</sup>	$U_c^2 = \frac{-2 J}{\rho B \overline{GO} C_z'} \left( \omega_z^2 + \omega_\theta^2 - \sqrt{4\omega_z^2 \omega_\theta^2 \left( 1 - \frac{m \overline{GO}^2}{J} \right)} \right)$
Flottement classique d'un tablier de pont	$U_c = \sqrt{\frac{-2 J}{\rho B^2 C_M'} (\omega_\theta^2 - \omega_z^2)}$
Flottement de décrochage <sup>3</sup>	$U_c = \frac{-4 J \omega_\theta \eta_\theta C_z'}{\rho B^3 C_M'^2}$
Galop <sup>4</sup>	$U_c = \frac{-4 m \omega_z \eta_z}{\rho B C_z'}$
Divergence	$U_c = \sqrt{\frac{-2 J \omega_\theta^2}{\rho B^2 C_M'}}$

Tableau 2. Vitesses critiques calculées sous l'hypothèse quasi-statique pour les différents types de flottement (Hémon 2006, Crémone 2002)

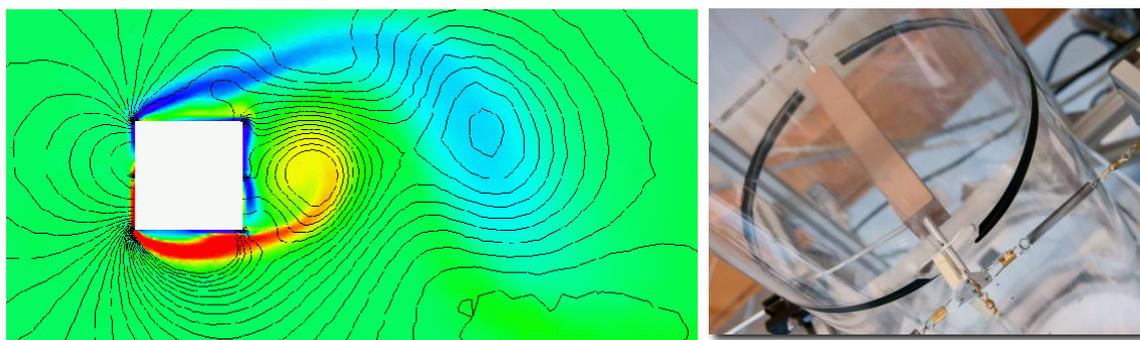


Figure 8. Détachement tourbillonnaire à l'arrière d'un prisme carré (Santi 2004, Amandolese 2010)

L'excitation par **détachement tourbillonnaire** est un mécanisme de nature différente du flottement car il fait intervenir les propriétés instationnaires de l'écoulement autour de la structure. Lorsque la fréquence de la force engendrée par le détachement périodique de tourbillons, représentée sans dimension par le **nombre de Strouhal**, est proche d'une fréquence

<sup>2</sup> dont le centre de torsion est situé au premier quart de corde

<sup>3</sup> Rappelons toutefois que l'hypothèse quasi-statique n'est cependant pas fiable pour ce type de flottement

<sup>4</sup> Pour un angle d'attaque moyen nul, cf. § 1.2.1

propre de la structure, celle-ci se met en oscillation. Au-delà du simple forçage, un couplage entre les oscillations et le détachement de tourbillons s'établit ; c'est l'**accrochage** qui requiert une modélisation non linéaire pour décrire le comportement de la structure.

L'amplitude atteinte par les oscillations résulte d'un mécanisme autolimitant dû au couplage. Dans le domaine aéroélastique les paramètres physiques tels que le **nombre de Scruton** placent le système dans une zone où les amplitudes restent relativement faibles par rapport aux systèmes hydroélastiques, d'où la grande difficulté expérimentale pour reproduire le phénomène à échelle réduite en soufflerie.

## 1.2. Galop de prismes rectangulaires

### 1.2.1. Contexte

Le galop est une instabilité par amortissement ajouté pour les structures élancées souples dont la section a un faible rapport d'aspect, typiquement les sections rectangulaires avec un ratio  $B/D$  inférieur à 3.

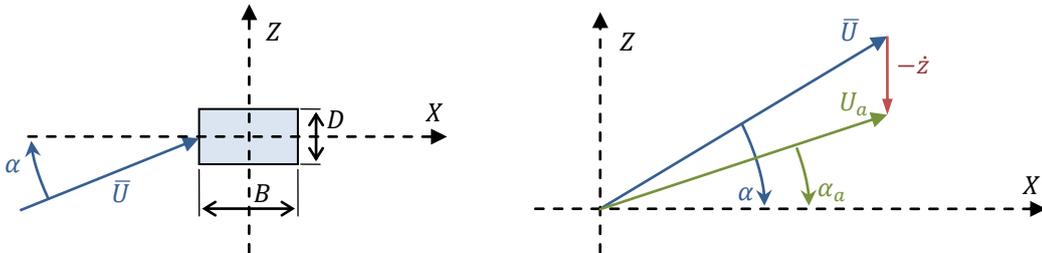


Figure 9. Section de prisme rectangulaire soumise au galop et triangle des vitesses définissant le vent apparent

Le mouvement d'oscillation sur l'axe Z du prisme de la figure 9 peut être décrit à l'aide de l'équation (3)

$$(3) \quad m \ddot{z} + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z} + m \omega_z^2 z = \frac{1}{2} \rho B U_a^2 C_z(\alpha_a)$$

où la force de portance dépend du mouvement via la vitesse apparente et l'angle d'attaque apparent. En effet, le cylindre en mouvement perçoit une vitesse de l'air qui est la combinaison de la vitesse du vent en amont et de son propre mouvement. Si l'on admet dans un premier temps que l'hypothèse quasi-statique s'applique, c'est-à-dire que  $U_r \gg 1$ , alors on peut linéariser le second membre en fonction de la vitesse du mouvement :

$$(4) \quad m \ddot{z} + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z} + m \omega_z^2 z = \frac{1}{2} \rho B \left[ \frac{\partial U_a^2}{\partial \dot{z}} C_z(\alpha_a) + U_a^2 \frac{\partial C_z(\alpha_a)}{\partial \alpha_a} \frac{\partial \alpha_a}{\partial \dot{z}} \right]_{\dot{z}=0} \dot{z} + O(\dot{z}^2)$$

L'hypothèse quasi-statique permet d'utiliser la courbe du coefficient de portance, en fonction de l'angle d'attaque, évaluée sur une structure immobile. Elle implique qu'à chaque instant la force de l'air s'exerce instantanément avec le changement de position du prisme, et donc sans effet de mémoire de l'écoulement (Novak 1969, Simiu 1986, Deniz 1997, Blevins 2001, Hémon 2002). Nous reviendrons sur ce point un peu plus loin.

Le calcul des termes de l'équation (4) s'effectue assez simplement à l'aide du triangle des vitesses représenté figure 9. Le module de la vitesse apparente et l'angle d'attaque apparent sont alors donnés dans les expressions (5).

$$(5) \quad U_a^2 = (\bar{U} \cos \alpha)^2 + (\bar{U} \sin \alpha - \dot{z})^2; \quad \alpha_a = \tan^{-1}[(\bar{U} \sin \alpha - \dot{z})/\bar{U} \cos \alpha]$$

Après calcul, en supposant de petits angles ce qui est cohérent avec l'hypothèse quasi-statique, on obtient l'équation linéarisée (6) :

$$(6) \quad m \ddot{z} + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z} + m \omega_z^2 z = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 (-2 \sin \alpha C_z(\alpha) - \cos \alpha C_z'(\alpha)) \frac{\dot{z}}{\bar{U}}.$$

Cette expression fait facilement apparaître la possibilité d'une instabilité par amortissement ajouté lorsque ce dernier contribue défavorablement, c'est-à-dire lorsque

$$(7) \quad -2 \sin \alpha C_z(\alpha) - \cos \alpha C_z'(\alpha) > 0.$$

Cette condition nécessaire à une instabilité de galop s'appelle le critère de Den Hartog<sup>5</sup> (Den Hartog 1985) qui est souvent utilisé dans le cas où l'angle d'attaque est nul, soit

$$(8) \quad C_z'(\alpha = 0) < 0.$$

Lorsque cette condition est respectée, il existe une vitesse critique au-delà de laquelle le galop se déclenche, donnée par

$$(9) \quad U_c = \frac{-4 m \omega_z \eta_z}{\rho B (2 \sin \alpha C_z(\alpha) + \cos \alpha C_z'(\alpha))},$$

qui peut se mettre sous forme adimensionnelle

$$(10) \quad \frac{U_c}{f_z B} = \frac{-4 \pi S_c}{2 \sin \alpha C_z(\alpha) + \cos \alpha C_z'(\alpha)} \frac{D}{B}$$

afin de faire apparaître le nombre de Scruton  $S_c$  très utilisé dans la communauté.

### 1.2.2. Influence de la turbulence de l'écoulement

Dans la pratique, lorsque l'on cherche à appliquer les expressions précédentes, on se retrouve très vite confronté à deux problèmes, la validité ou non de l'hypothèse quasi-statique et l'influence de la turbulence de l'écoulement amont sur le déclenchement du galop.

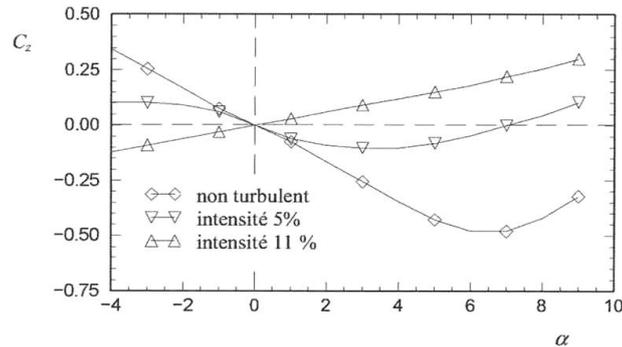


Figure 10. Coefficient de portance de la section rectangulaire variant avec l'intensité de turbulence (Novak 1972, Deniz 1997, repris dans Hémon 2002)

Pour se convaincre de l'importance de ce dernier point, il suffit de constater sur la figure 10 l'évolution de la courbe de portance du rectangle de ratio  $B/D = 2$  avec l'intensité de turbulence. En rappelant que le galop survient lorsque la pente du coefficient de portance est négative, cf. équation (8), et que l'on observe un changement de signe lorsque l'intensité de

<sup>5</sup> La formulation classique de Den Hartog utilise des coefficients de force exprimés en axes « vent » ce qui introduit une rotation d'angle  $\alpha$  dans les expressions et l'expression (8) devient  $C_D + C_L' < 0$ .

turbulence augmente, la section rectangulaire passe donc d'une situation potentiellement instable à une situation inconditionnellement stable.

Ce changement est la conséquence d'un recollement prématuré à l'arrière de la section en présence de turbulence comme illustré figure 11 (Naudascher 1994, Nakamura 1983 & 1984, Novak 1974, Saathoff 1999).

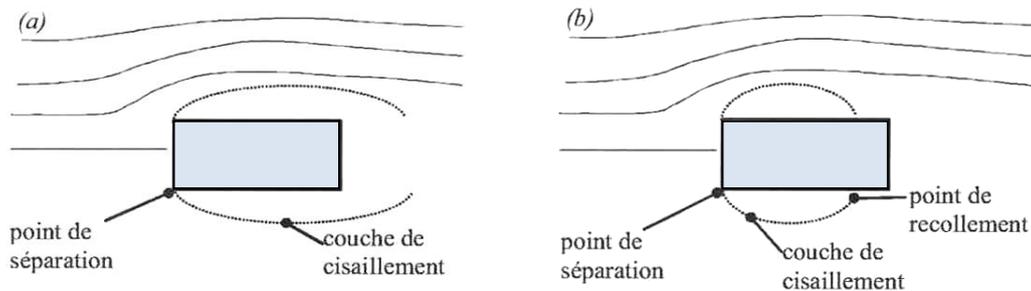


Figure 11. Morphologie de l'écoulement autour d'une section rectangulaire, en écoulement non turbulent (à gauche) et très turbulent (à droite)

Nous avons observé et précisé ce phénomène en soufflerie (Hémon 2001 & 2002) sur une poutre flexible rectangulaire de ratio  $B/D = 2$ , d'envergure latérale très grande (environ  $90B$ ) et encastree aux deux extrémités. Instrumentée par un capteur piézo-électrique l'étalonnage était réalisé dynamiquement par lâcher de masses. La turbulence de l'écoulement a été variée en ajoutant une grille à mailles carrées en amont de la veine d'essais (Nakamura 1983) et qualifiée à l'aide de sondes à fil chaud.

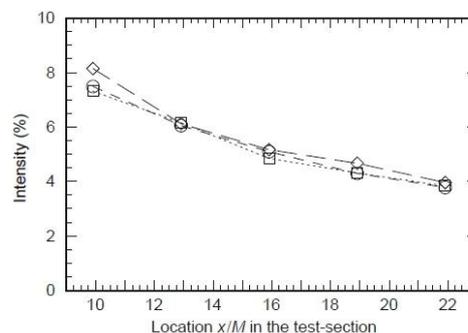


Figure 12. Intensité de turbulence à l'arrière de la grille génératrice (Hémon 2001 & 2002)

Les résultats de mesure d'amplitude d'oscillation de la poutre (sur son premier mode de flexion) sont compilés figure 13, l'angle d'attaque moyen variant de  $0$  à  $4^\circ$ . Dans le cas non turbulent à gauche, une excitation par détachement tourbillonnaire est présente juste en-deçà de la vitesse critique de galop.

Le résultat remarquable de cette expérience vient de ce que la turbulence n'a pas exactement les effets attendus, en particulier sur la vitesse critique de galop. Si l'on observe les résultats pour un angle d'attaque nul, on constate que les vitesses critiques en régime légèrement turbulent (de 4 à 5%) tendent d'abord à diminuer avant d'augmenter, jusqu'à rendre le système stable (à 7,5%). Or selon l'expression de la vitesse critique (10), la diminution de la pente du coefficient de portance  $C'_z$  avec l'augmentation de l'intensité de turbulence devrait faire augmenter la vitesse critique, ce qui n'est justement pas observé.

Même si le faible nombre de Reynolds de cette expérience limite la portée de ces résultats, force est de constater que la fiabilité de l'expression (10) obtenue sous l'hypothèse quasi-statique reste sujette à caution, y compris dans son évolution.

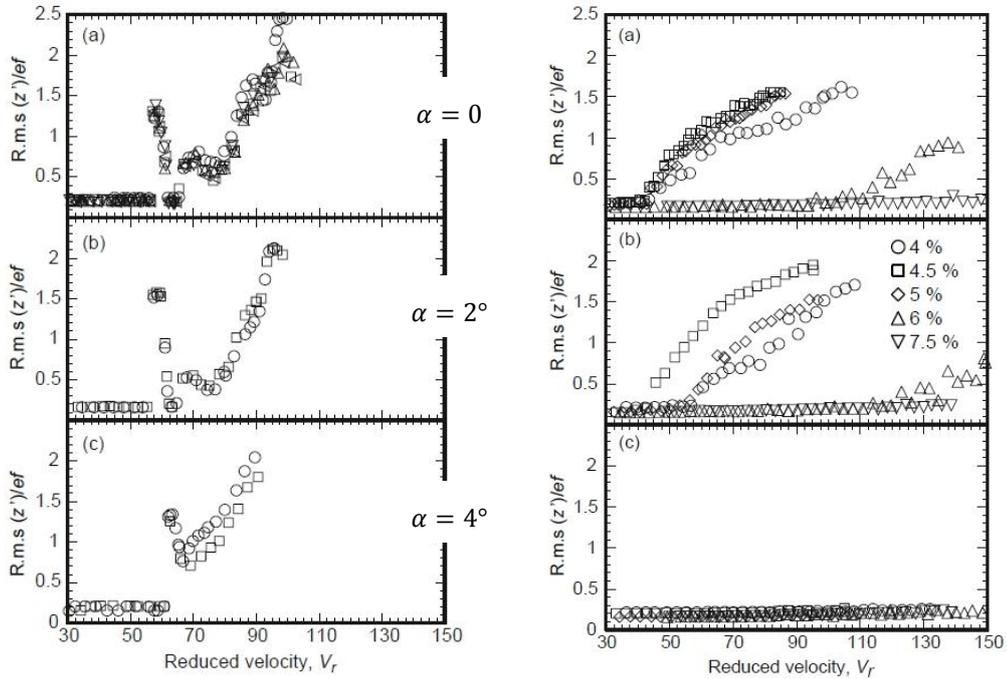


Figure 13. Amplitude de vibration d'une poutre rectangulaire, en écoulement non turbulent à gauche, avec différentes intensités de turbulence à droite (Hémon 2002)

### 1.2.3. Amélioration du modèle quasi-statique

Si l'on veut s'affranchir de l'hypothèse quasi-statique, la démarche logique consiste à revenir aux dérivées de flottement, c'est-à-dire réécrire l'équation du mouvement (3) sous la forme (11).

$$(11) \quad m \ddot{z} + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z} + m \omega_z^2 z = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 \left( K H_1^* \frac{\dot{z}}{\bar{U}} + K^2 H_4^* \frac{z}{B} \right)$$

Rappelons que l'hypothèse quasi-statique a permis les expressions analytiques

$$(12) \quad K H_1^* = -2 \sin \alpha C_z(\alpha) - \cos \alpha C_z'(\alpha); \quad K H_4^* = 0$$

mais que les dérivées de flottement doivent normalement être mesurées en soufflerie sur une maquette mobile, ce qui reste complexe.

Un modèle intermédiaire, qui ne remettrait pas en cause complètement le modèle quasi-statique serait donc utile. L'idée est alors de relaxer la contrainte quasi-statique en introduisant un terme de déphasage  $\tau$  entre la force et le mouvement du prisme, afin de tenir compte de l'effet mémoire de l'écoulement autour de la structure en mouvement. Cet effet mémoire correspond au temps que prend le fluide pour s'adapter au mouvement du prisme et est dû à la viscosité de l'air. La force perçue par le solide est donc la force liée à la configuration d'écoulement quelques instants auparavant. Dans ce cas on peut écrire l'équation du mouvement sous la forme :

$$(13) \quad m \ddot{z}(t) + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z}(t) + m \omega_z^2 z(t) = \frac{1}{2} \rho B U_a^2(t - \tau) C_z(\alpha_a(t - \tau))$$

En supposant le mouvement harmonique et en faisant un bilan énergétique sur une période d'oscillation, on obtient une relation assez simple à résoudre numériquement (Hémon 1999b & 2002)

$$(14) \quad \frac{U_c}{f_z B} = \frac{-4\pi S_c}{(2 \sin \alpha C_z(\alpha) + \cos \alpha C_z'(\alpha)) \cos(\omega_z \tau)} \frac{B}{D},$$

qui se rapproche de la solution quasi-statique (10). La différence tient ici dans la présence du terme  $\cos(\omega_z \tau)$  qui vient en quelque sorte pondérer le terme de coefficient de force quasi-statique. Cette relation est implicite car le terme de déphasage  $\tau$  dépend évidemment de la vitesse du vent.

Notons que comme signalé à juste titre par Deniz et Staubli (Deniz 1998), le concept de temps de retard n'est pas nouveau et existe déjà implicitement dans la théorie des profils minces instationnaires de Theodorsen (Theodorsen 1934). Il est aussi utilisé dans la modélisation du décrochage dynamique, pour les pâles d'éolienne ou d'hélicoptère par exemple (Tran 1981). Mais la théorie de Theodorsen ne concerne que des écoulements non décollés : si on l'applique au cas des prismes rectangulaires on obtient un déphasage infiniment petit qui n'a pas d'influence par rapport au calcul quasi-statique.

Pour en estimer une valeur correcte une certaine dose d'empirisme est encore nécessaire. (Blevins 2001) suggère que, sur la base de considérations autour de la présence de tourbillons alternés et de leur temps de convection, ce temps de retard est de l'ordre de la période de détachement des tourbillons, soit

$$(15) \quad \tau = \frac{1}{S_t} \frac{D}{\bar{U}}.$$

Bien évidemment cette modélisation améliorée ne s'applique qu'à condition qu'un détachement tourbillonnaire soit présent, ce qui ne se produit ici que pour les expériences en écoulement faiblement turbulent.

	$\alpha = 0^\circ$	$\alpha = 2^\circ$	$\alpha = 4^\circ$
$\frac{U_c}{f_z B}$ des expériences	65.3	65.3	65.3
$\frac{U_c}{f_z B}$ quasi-statique, équation (10)	28.4	31.2	45.4
$\frac{U_c}{f_z B}$ amélioré, équation (14)	66.2	67.6	66.7

Tableau 3. Valeurs des vitesses critiques de galop pour le prisme rectangulaire en écoulement faiblement turbulent à différents angles d'attaque (Hémon 2002).

Le tableau 3 fournit la comparaison des résultats des expériences avec la théorie quasi-statique standard et son amélioration. Malgré le côté encore empirique de l'estimation du déphasage  $\tau$  la concordance avec les expériences s'avère très bonne. Elle est également vérifiée pour une section de prisme carrée (Hémon 2002, Hémon 1999). Cependant le modèle est inapplicable aux cas où l'écoulement amont est turbulent du fait de l'impossibilité de déterminer le déphasage à cause de l'absence de détachement tourbillonnaire alterné.

### 1.3. Comportement post-critique du prisme carré

#### 1.3.1. Contexte

Au-delà de l'étude de stabilité linéaire le comportement en situation de galop des prismes de section carrée est intéressant du point de vue théorique, mais aussi pratique. En effet, on peut imaginer récupérer de l'énergie du vent à l'aide d'un système mécanique fonctionnant sur le principe d'une instabilité aéroélastique.

Les études concernant la récupération d'énergie via une instabilité de galop sont extrêmement rares. Jung *et al.* (Jung 2009) ont utilisé une variante du galop, le galop de sillage, et s'intéressent principalement à la conversion d'énergie mécanique en énergie électrique. Une étude a été publiée en 2010 (Barrero-Gil 2010) mais elle reste analytique et peu convaincante.

Dans des configurations proches, on trouve le plus souvent des procédés tentant de tirer partie des vibrations engendrées par les détachements tourbillonnaires alternés, comme par exemple (Sanchez-Sanz 2009). Néanmoins, ce type de dispositif ne peut raisonnablement fonctionner qu'en écoulement hydraulique et implique des choix très précis des paramètres du système due en partie à la gamme restreinte d'accrochage du phénomène.

L'avantage d'utiliser le phénomène de galop réside principalement par le fait qu'il n'est pas borné en vitesse supérieure (au delà de la vitesse critique le phénomène s'installe) et dans le même temps qu'il est autolimité en amplitude du fait d'une dépendance du couplage écoulement-structure avec l'amplitude. Mais les limites de cette augmentation d'amplitude ne sont pas véritablement identifiées aujourd'hui. Que ce soit pour des applications en air ou en eau il est permis d'envisager un système « autorégulé », dont le nombre de paramètres dimensionnant devrait être réduit.

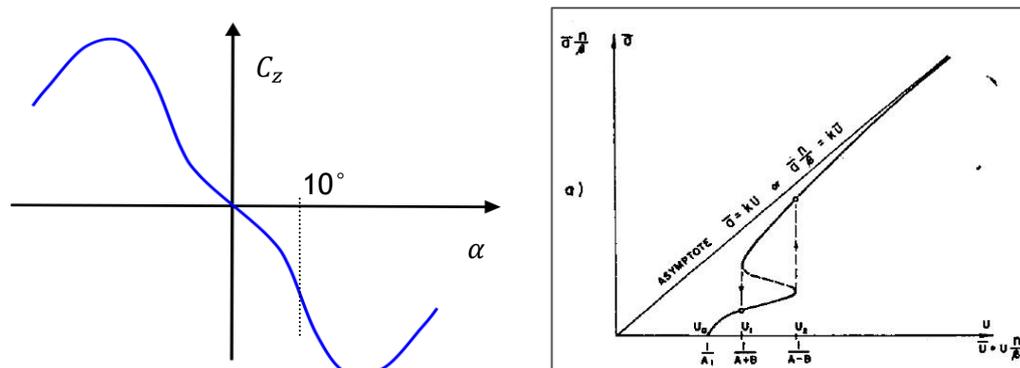


Figure 14. Allure de la courbe de portance d'un prisme de section carrée et courbe d'amplitude des oscillations en fonction de la vitesse réduite (reproduit de Novak 1969)

Concernant les modèles de galop, de nombreux travaux ont été publiés, la plupart dans le but de déterminer la vitesse critique d'établissement du phénomène et dans un souci de dimensionnement des structures concernées. Quelques modèles non linéaires ont néanmoins été diffusés, notamment par Novak (1969) qui utilise un lissage polynômial d'ordre 7 pour représenter l'évolution de la courbe de portance de la section carrée, cf. figure 14.

Plus tard un certain nombre d'études non linéaires ont été menées, se focalisant sur la représentation par les modèles de la branche sous-critique et du comportement hystérique observé dans les expériences (Barrero-Gil 2009, Luo 2003, Ng 2005).

### 1.3.2. Résultats expérimentaux récents

Un prisme de section carrée est placé dans un montage de soufflerie spécialement dédié à la mise en oscillation à grande amplitude, tout en conservant des propriétés mécaniques linéaires sur la gamme d'amplitude envisagée. L'amortissement structural de l'ensemble fait également l'objet d'une attention particulière si bien qu'après mesure il n'est que de 0.18 %. Les détails du montage peuvent être trouvés dans (Hémon 2012).

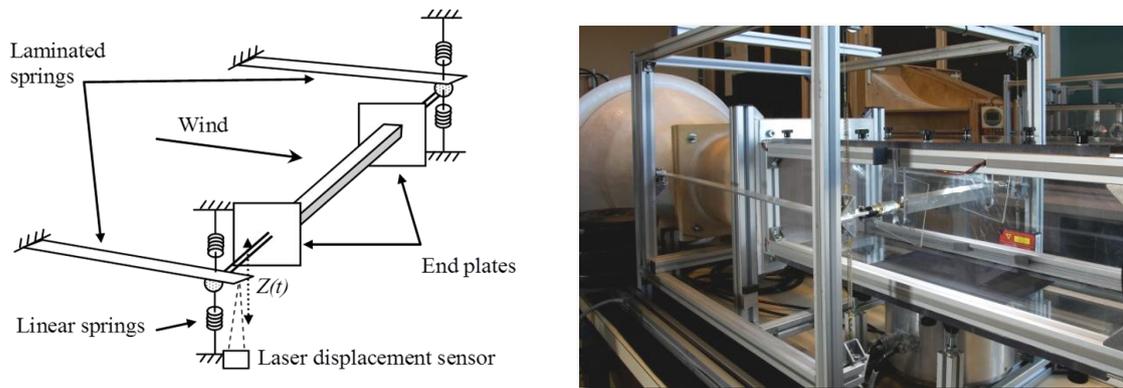


Figure 15. Principe et photo de l'expérience d'étude du galop à grande amplitude (Hémon 2012)

Deux prismes sont testés, de deux masses différentes, les autres paramètres étant par ailleurs identiques. Le montage expérimental est validé par comparaison avec d'autres résultats de la littérature (Luo 1995 & 1994, Norberg 1993), nombre de Strouhal et gradient de coefficient de portance notamment.

Les amplitudes RMS figure 16 montrent qu'avec un angle d'attaque de  $9.5^\circ$ , où le coefficient  $C_z'$  est minimum (cf. figure 14), une saturation d'amplitude apparaît pour les hautes vitesses et qu'en même temps le galop est déclenché plus tôt. Dans une optique de récupération d'énergie ce comportement est intéressant car il permet de commencer à récupérer de l'énergie à faible vitesse tout en ayant une certaine sécurité en cas de vent extrême.

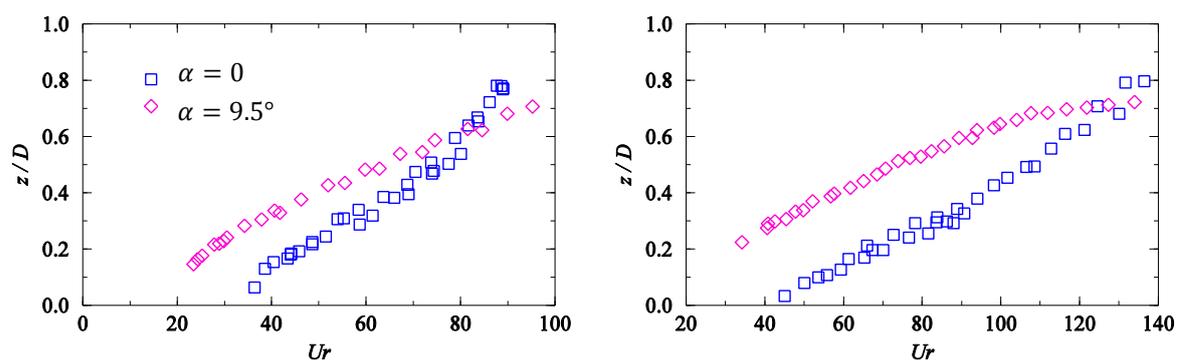


Figure 16. Amplitudes RMS de 2 prismes de section carrée en fonction de la vitesse réduite pour des angles d'attaque de 0 et  $9.5^\circ$  (Hémon 2012)

A l'aide d'une sonde à fil chaud nous mesurons les profils de vitesse à l'arrière du prisme maintenu immobile puis laissé libre en oscillation de galop, figure 17. En utilisant les DSP des signaux nous pouvons tracer les profils de vitesse instationnaire liés au détachement tourbillonnaire alterné et ceux liés au mouvement du prisme dû au galop. Ici les fréquences des deux phénomènes sont très différentes et ils n'interagissent pas entre eux. Pourtant le

détachement tourbillonnaire reste toujours présent malgré le mouvement du cylindre. Son profil reste identique avec et sans mouvement du cylindre. Tout se passe donc comme si ce mouvement était suffisamment lent devant la période de détachement des tourbillons.

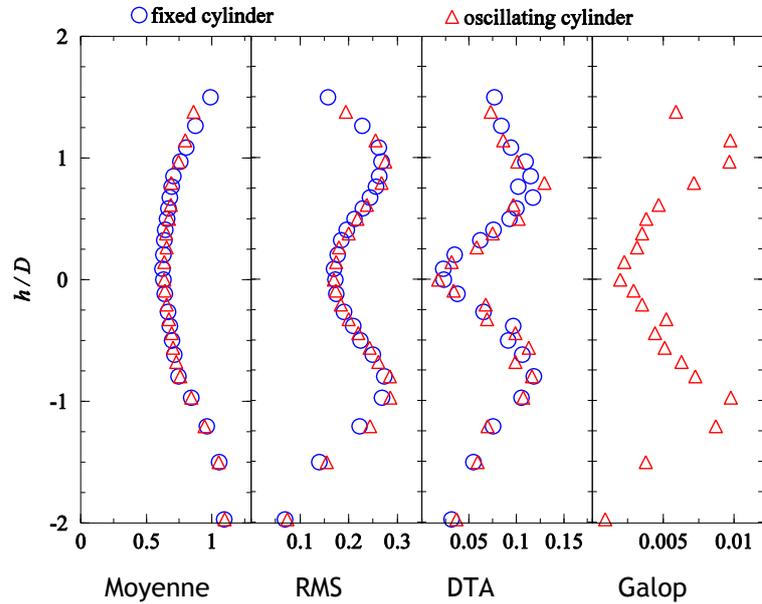


Figure 17. Profils de vitesse à l'arrière d'un prisme carré à la distance  $1.3D$ , prisme immobile ou en oscillation de galop à la vitesse réduite  $Ur=85$  ; profil de vitesse moyenne, composante RMS, composante à la fréquence du détachement tourbillonnaire alterné (DTA), composante à la fréquence des oscillations de galop (Hémon 2012)

En mesurant les mêmes types de profil à plusieurs distances derrière le prisme on peut faire apparaître la différence morphologique des composantes instationnaires du sillage. Ainsi on trace la position verticale du maximum des fluctuations de vitesse pour chaque mécanisme, détachement tourbillonnaire et galop, figure 18. On constate alors que les tourbillons alternés sont convectés de manière parallèle à l'axe de l'écoulement, tandis que les tourbillons lâchés par le cylindre au cours de ses oscillations subissent une divergence (et une diffusion) d'un angle de  $11^\circ$  environ.

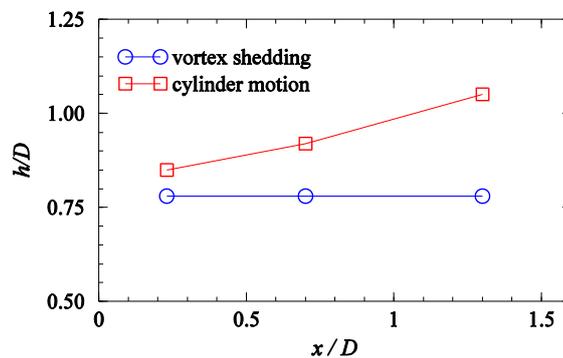


Figure 18. Position verticale des maxima de vitesse instationnaire à l'arrière du prisme carré en situation d'oscillation de galop à  $Ur=85$  (Hémon 2012)

## 1.4. Excitation par détachement tourbillonnaire des prismes carrés

### 1.4.1. Le contexte spécifique des écoulements en air

L'excitation des cylindres circulaires flexibles par détachement tourbillonnaire alterné a fait l'objet de très nombreuses publications depuis sa mise en évidence par Henri Bénard et Theodore Von Karman au tout début du 20<sup>e</sup> siècle. Il ne s'agit pas ici d'en retracer le développement, mais de préciser les aspects spécifiques des écoulements en air par rapport à ceux en eau.

Lorsqu'un cylindre flexible est placé dans les conditions d'accrochage, c'est-à-dire que la vitesse du vent est telle que la fréquence du détachement tourbillonnaire alterné est proche de la fréquence propre du cylindre, son amplitude de vibration sera à son maximum. Williamson et Govardhan (Williamson 2004) ont compilé un grand nombre de résultats, reproduits figure 19, et exprimés en fonction du paramètre de Skop-Griffin  $S_G$  qui inclut le nombre de Scruton et le nombre de Strouhal.

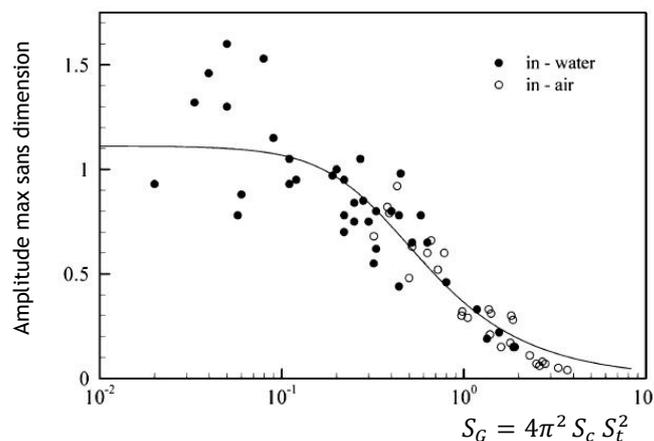


Figure 19. Amplitude de vibration de cylindres circulaires en situation d'accrochage avec le détachement tourbillonnaire alterné (tiré de Williamson 2004)

Le nombre de Strouhal du cylindre vaut environ 0,2. Sachant que le nombre de Scruton contient le rapport de masse entre le fluide et le solide, il sera en air généralement supérieur à l'unité. Dans le graphe de la figure 19 cela nous placera à droite de l'abscisse  $S_G = 4\pi^2 S_c S_t^2 = 1.58$  où l'on observe des amplitudes d'oscillation petites.

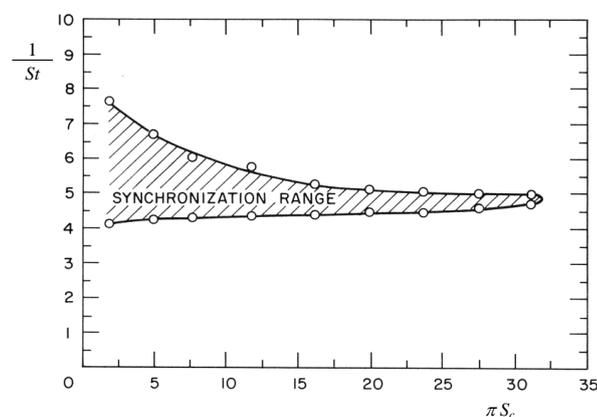


Figure 20. Zone d'accrochage avec le détachement tourbillonnaire alterné en fonction du nombre de Scruton (Chen 1987)

De plus comme le montre le graphe de Chen reproduit à la figure 20 (Chen 1987) sur la largeur d'accrochage, dès que le nombre de Scruton dépasse environ la valeur 10, aucun accrochage n'est possible et ainsi aucune oscillation générée par le détachement tourbillonnaire alterné.

En résumé, lorsqu'un cylindre « lourd » est placé en situation d'accrochage dans un écoulement d'air, au mieux les oscillations seront petites, au pire elles sont inexistantes. Ce constat démontre ainsi la difficulté à réaliser des expériences de soufflerie pour étudier l'excitation par détachement tourbillonnaire alterné, car la structure devra être particulièrement légère et son mouvement devra disposer d'un amortissement structural très faible.

Ces deux conditions ont été respectées dans l'expérience de Brika et Laneville (Brika 1993) pour un cylindre circulaire mais les expériences précises de soufflerie restent néanmoins relativement rares.

#### 1.4.2. Expériences sur le prisme carré

Cette expérience récente conçue par Xavier Amandolese et moi-même (Amandolese 2010) a ensuite été utilisée par Shehryar Manzoor (Manzoor 2010) dans le cadre de sa thèse que j'ai dirigée. L'idée a consisté à jouer sur tous les paramètres possibles afin d'obtenir à l'accrochage des amplitudes d'oscillation significatives.

Un prisme de section carrée est monté dans une soufflerie verticale, l'écoulement allant de haut en bas, conçue de sorte que la vitesse dans la veine d'essais puisse descendre à 1 m/s tout en restant parfaitement stable. La vitesse est contrôlée par un variateur de fréquence numérique branché sur un petit ventilateur centrifuge. Une tuyère placée en aval de la veine accélère l'écoulement afin de mesurer correctement la vitesse débitante malgré sa faible valeur.

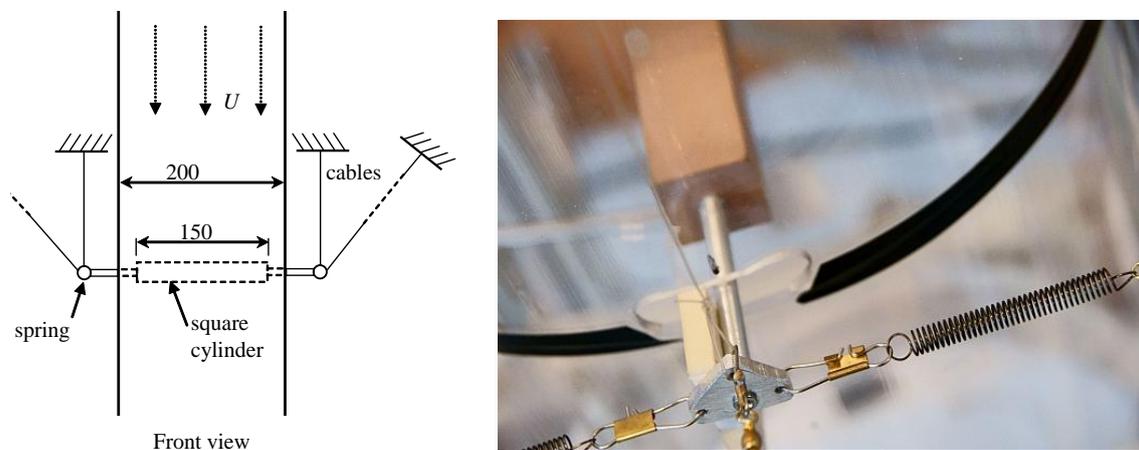


Figure 21. Montage d'un prisme carré dans la veine d'essais de la soufflerie verticale

Le prisme est suspendu dans la veine au moyen de câbles de nylon et sa raideur est assurée par une série de quatre ressorts linéaires. La mesure du mouvement s'effectue par un capteur laser sans contact et une chaîne d'acquisition haute résolution. Ce montage nous a permis d'obtenir un nombre de Scruton de 1.5 grâce notamment au faible amortissement du système (0.08 %). Le nombre de Strouhal mesuré étant de 0.127, cohérent par exemple avec les résultats de Norberg (Norberg 1993), cela nous procure un paramètre de Skop-Griffin de 0.95 suffisamment faible *a priori* pour générer des oscillations visibles lors de l'accrochage.

Notons toutefois que le raisonnement qui conduit à la conception de cette expérience suppose que le prisme de section carrée réagit de façon similaire au cylindre circulaire, mais l'absence de résultat précis dans la littérature ne nous permet pas de le confirmer *a priori*.

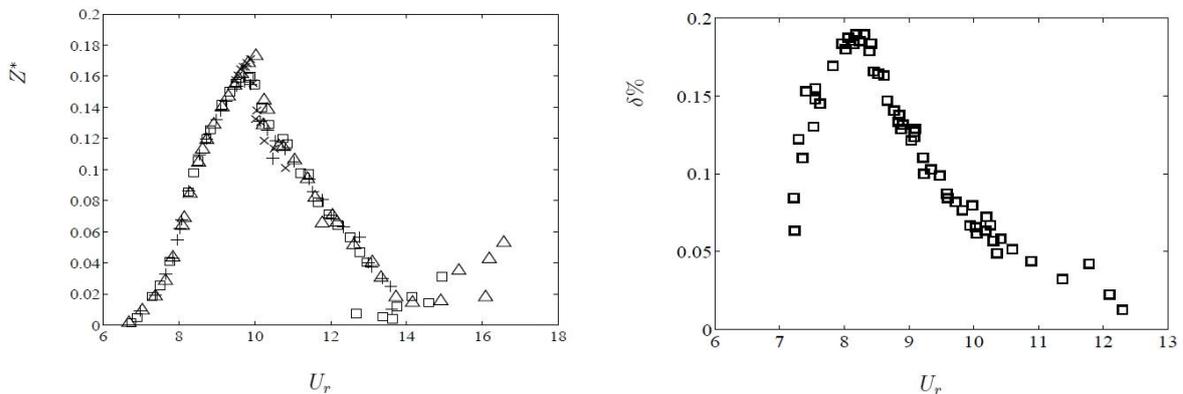


Figure 22. Amplitude RMS d'oscillation du cycle limite et taux de croissance des oscillations en fonction de la vitesse réduite du prisme carré, départ prisme immobile (Manzoor 2010)

Lorsque la vitesse du vent s'approche de la résonance théorique, le prisme initialement à l'arrêt commence à osciller avec un taux de croissance donné pour atteindre un cycle limite d'oscillation stable. Deux séries d'expériences ont donc pu être conduites, la première en faisant abstraction d'un effet mémoire consiste à mesurer le taux de croissance des oscillations et l'amplitude du cycle limite pour un prisme au départ immobile. Les résultats portés figure 22 montrent que le maximum du taux de croissance est atteint comme prévu à la vitesse réduite de  $U_r = 8 \cong 1/S_t$ . En revanche l'amplitude maximum des cycles limites est obtenue pour  $U_r = 10$ , ce qui montre une fois de plus la complexité du mécanisme d'accrochage.

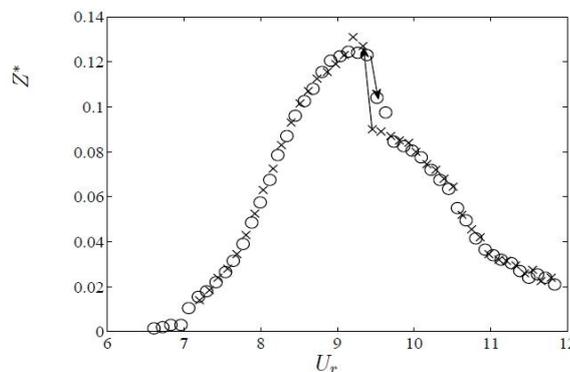


Figure 23. Amplitude RMS d'oscillation du cycle limite en fonction de la vitesse réduite, pour des vitesses de vent croissantes (o) et décroissantes (x) (Manzoor 2010)

La seconde série d'expériences avait pour objectif d'observer et quantifier un éventuel effet d'hystérésis lors de l'accrochage. Pour cela les mesures d'amplitude de cycles limites ont été réalisées à vitesse croissante puis décroissante en laissant toujours le prisme osciller. Les mesures n'étaient déclenchées que lorsque l'amplitude des oscillations était stabilisée. Les résultats présentés figure 23 indiquent une boucle d'hystérésis très faiblement marquée, assez différente de celles obtenues avec des cylindres circulaires (Williamson 2004).

Notons que les tentatives pour appliquer les modèles empiriques de comportement à l'accrochage des cylindres circulaires n'ont pour l'heure pas abouti avec le prisme carré.

## 1.5. Simulation temporelle du vent turbulent

Ce paragraphe ne concerne pas directement la stabilité aéroélastique des structures puisqu'il présente une technique de simulation temporelle du vent turbulent prenant en compte les corrélations spatiales. Pour autant l'idée de cette recherche à terme est de réaliser des simulations globales des effets du vent sur les structures, ce qui implique la prise en compte simultanée des effets aéroélastiques et les effets de la turbulence, voire aussi d'autres chargements non dus au vent.

Les effets de la turbulence sont traditionnellement étudiés à l'aide de méthodes spectrales, où, pour simplifier, on calcule la réponse des modes propres de la structure à l'excitation turbulente dans le domaine fréquentiel. Or mixer des phénomènes différents dans le domaine spectral et tenir compte des non linéarités structurelles, telles que celles présentes dans les haubans, s'avère quasiment impossible. Ce paragraphe est donc une première étape indispensable dans un processus destiné à traiter globalement dans le domaine temporel le dimensionnement au vent d'une structure flexible.

### 1.5.1. Caractéristiques du vent turbulent

Pour l'exposé on s'intéresse à une configuration relativement simple bidimensionnelle d'un tablier de pont soumis à un vent turbulent comme celui de la figure 24. Pour comprendre le problème on peut écrire sous l'hypothèse quasi-statique la force de portance instationnaire par unité de longueur engendrée par les composantes turbulentes du vent (supposées petites devant la vitesse moyenne) :

$$(16) \quad F_z(t) = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 \left( 2 \frac{u(t)}{\bar{U}} C_z + \frac{w(t)}{\bar{U}} C_z' \right).$$

On constate que cette force dépend explicitement des composantes en temps  $u$  et  $w$ . Or pour estimer correctement le chargement sur la structure complète, il faut l'intégrer en tenant compte de la corrélation de la turbulence, ici sur l'axe  $Y$ .

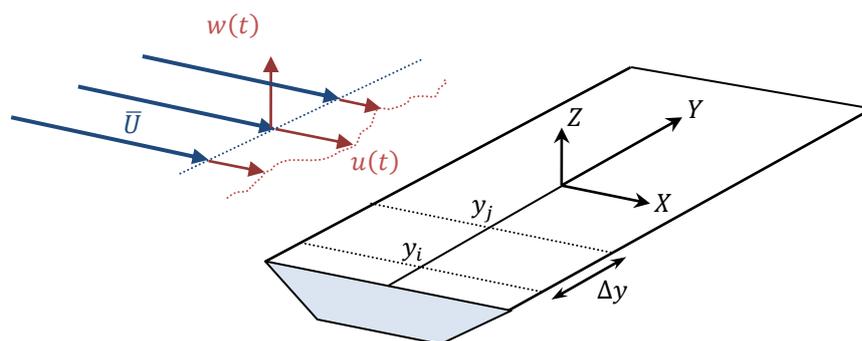


Figure 24. Configuration typique d'excitation turbulente sur un tablier

Cela revient à tenir compte de la dimension spatiale des rafales de vent qui sont généralement de largeur inférieure à la dimension du pont. En d'autres termes, on souhaite modéliser le fait que les maxima de vitesse turbulente ne sont pas synchrones sur toute la largeur du pont, afin de ne pas sur-dimensionner sa structure.

En génie civil la turbulence du vent est décrite avec un nombre réduit de paramètres déduits d'études météorologiques ou statistiques pour le site où l'on souhaite implanter l'ouvrage. Nous avons donc à modéliser :

- la vitesse moyenne  $\bar{U}$  qui varie avec l'altitude,
- les intensités de turbulence  $\sqrt{u^2}/\bar{U}$  et  $\sqrt{w^2}/\bar{U}$  de chaque composante,
- les densités spectrales de puissance  $S_u$  et  $S_w$  qui répartissent l'énergie turbulente sur une gamme de fréquences,
- les fonctions de cohérence  $\gamma_u^y$  et  $\gamma_w^y$  qui modélisent la dimension spatiale des rafales sur l'axe  $Y$ .

Dans l'exemple d'application qui va suivre nous choisissons le modèle de vent standard le plus utilisé (Crémona 2002), à savoir des densités spectrales de Von Karman (17) et des fonctions de cohérence à décroissance exponentielle (18).

$$(17) \quad \frac{S_u}{u^2/\bar{U}^2} = \frac{4 l_u^x/\bar{U}}{(1 + 70.7 (f l_u^x/\bar{U})^2)^{5/6}} ; \quad \frac{S_w}{w^2/\bar{U}^2} = \frac{(4 l_w^x/\bar{U}) (1 + 188.4 (2 f l_w^x/\bar{U}))^2}{(1 + 70.7 (f l_w^x/\bar{U})^2)^{11/6}}.$$

$$(18) \quad \gamma_u^y = e^{-\frac{c_u^y (y_i - y_j) f}{\bar{U}}} ; \quad \gamma_w^y = e^{-\frac{c_w^y (y_i - y_j) f}{\bar{U}}}.$$

Les échelles de longueur de turbulence sont  $l_u^x$  et  $l_w^x$ . Les coefficients de décroissance exponentielle sont  $C_u^y$  et  $C_w^y$ .

La génération de signaux de vent spatialement corrélés n'est pas nouvelle et a fait l'objet de développements variés notamment présentés dans la revue de Guillin et Crémona (Guillin 1997) ou de Di Paola (Di Paola 1998). L'un d'entre eux réalisé pour les applications sismiques (Yamazaki 1990) est basé sur une décomposition modale de la matrice de covariance spatiale et une décomposition de Fourier pour la partie temporelle. Une autre technique plus récente (Sakamoto 2002) cherche à produire un signal à l'aide de densités de probabilités cibles alliés à des fonctions de corrélation en deux points résultant en une décomposition sur une base de polynômes d'Hermite. Enfin une autre méthode (Carassale 2002) utilise la décomposition orthogonale propre (POD) pour la partie spatiale et plus classiquement une décomposition de Fourier pour la partie temporelle.

### 1.5.2. Construction du signal par décomposition bi-orthogonale

Nous avons proposé une amélioration notable de cette dernière méthode (Hémon 2007) en utilisant la décomposition bi-orthogonale (BOD) d'Aubry, Guyonnet et Lima (Aubry 1991) qui est particulièrement intéressante pour les problèmes spatio-temporels.

A la différence de la POD classique (Jeong 2000, Tamura 1999, Feeny 1998, Holmes 1996, Armit 1968), la BOD utilise l'avantage de la symétrie espace-temps des opérateurs de corrélation spatiale et temporelle. Il s'agit d'une décomposition en modes propres orthogonaux d'un signal spatio-temporel qui suppose seulement que ce signal est à carré sommable. Il n'y a pas nécessité que le signal représente un phénomène fluctuant en régime établi, ni qu'il soit à distribution gaussienne comme c'est le cas de la POD. Des événements d'amplitude localement extrêmes ou rares au cours de la fenêtre d'observation peuvent donc être décomposés correctement (Py

2005, Hémon 2003). Les détails mathématiques de la BOD dont l'existence, l'unicité et la convergence, peuvent être consultés dans (Aubry 1991).

Cette décomposition bi-orthogonale appliquée à la composante verticale de la turbulence peut s'écrire

$$(19) \quad w(y, t) = \sum_{m=1}^M \sqrt{\mu_m^t} \psi_m(t) \sqrt{\mu_m^y} \varphi_m(y)$$

où les fonctions propres spatiales  $\varphi_m(y)$  sont appelés *topos* par Aubry et les fonctions propres temporelles  $\psi_m(t)$  sont les *chronos*<sup>6</sup>. Elles sont associées au couple de valeurs propres  $\mu_m^y$  et  $\mu_m^t$  respectivement.

Les *chronos* sont les vecteurs propres de la matrice de corrélation temporelle  $\mathbf{M}t^w$  construite ici à partir des séries de Fourier

$$(20) \quad w_i(t_k) = \sum_l \sqrt{2 S_{w_i}} \cos(2\pi f_l t_k + \phi_{i,l})$$

où la phase  $\phi_{i,l}$  est uniformément distribuée dans  $[0, 2\pi]$  et l'indice  $l$  est relatif à la fréquence. Symétriquement les *topos* sont les vecteurs propres de la matrice de corrélation spatiale  $\mathbf{M}s^w$  en deux points assemblée à l'aide des densités spectrales de puissance et des fonctions de cohérence

$$(21) \quad \mathbf{M}s_{i,j}^w = \sum_l \sqrt{S_{w_i} S_{w_j}} \gamma_w^y$$

Plus de détails techniques ainsi que la formulation bidimensionnelle pour générer un signal comprenant  $u$  et  $w$  peuvent être trouvés dans (Hémon 2007).

Si l'on compare un peu plus en détail cette méthode à celle proposée par Carassale et Solari (Carassale 2002), on constate que la différence vient de ce que la partie temporelle est ici générée sur une base de fonctions propres qui sont *a priori* différentes de fonctions de Fourier. En fait les tests numériques réalisés montrent que si la turbulence est faible et uniforme les deux méthodes se rejoignent. L'avantage de notre technique réside donc surtout dans sa capacité à représenter une turbulence non uniforme, ce qui sera systématiquement le cas si l'on étudie une tour verticale à cause de la couche limite atmosphérique, ou pour certains ponts dont l'effet de relief produit une turbulence variable le long de l'axe (exemple du viaduc de Millau).

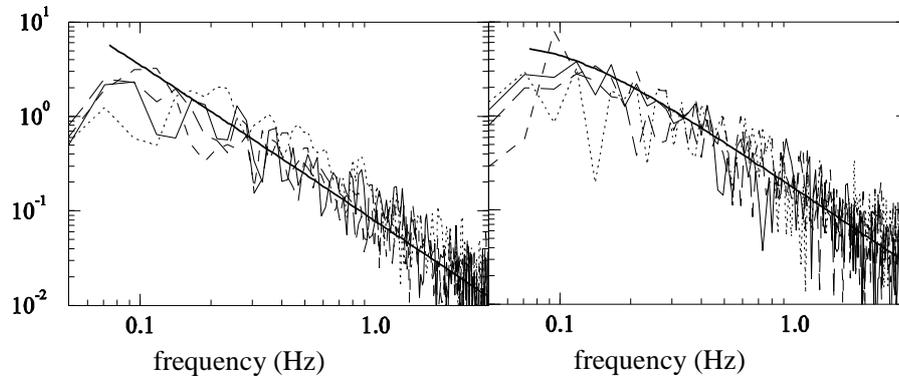


Figure 25. Comparaison des DSP des composantes  $u$  et  $w$  simulées avec la DSP cible

<sup>6</sup> en toute rigueur on devrait dire « un topos » et « des topoi » mais pour respecter la terminologie d'Aubry et simplifier le discours nous conserverons le terme « topos » en toute circonstance, idem pour « chronos ».

Cette technique a été testée sur des vents réalistes tirés d'applications concrètes, ici un vent de montagne tel que sur le viaduc de Millau (Crémona 2002). L'avantage de ce type de simulation est que l'on peut vérifier *a posteriori* la qualité de la simulation en comparant ses caractéristiques avec celles que l'on cherchait à obtenir. Par exemple les densités spectrales de  $u$  et  $w$  sont données figure 25 et leurs corrélations spatiales figure 26.

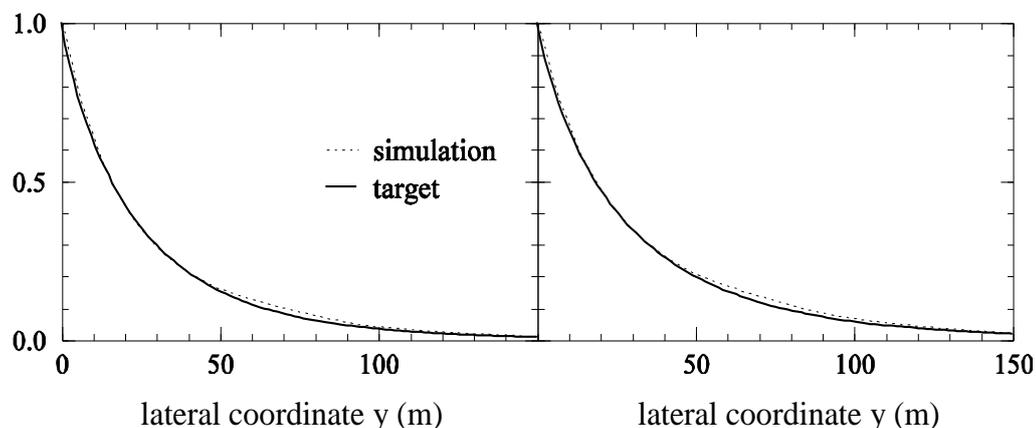


Figure 26. Comparaison des corrélations spatiales simulées des composantes  $u$  et  $w$  avec leur fonction cible

Un point important de la méthode est sa bonne convergence, c'est-à-dire le nombre de modes qui sera nécessaire à la bonne représentation du signal cible. Cette convergence doit être synchrone pour les *topos* et les *chronos* ce que l'on peut vérifier figure 27 avec le cumul énergétique normalisé à l'énergie du signal cible. Pour la matrice de 512 points de cet exemple 80 modes sont nécessaires pour conserver 95% de l'énergie, ce qui représente un taux de compression de 15% et illustre la bonne convergence de la méthode.

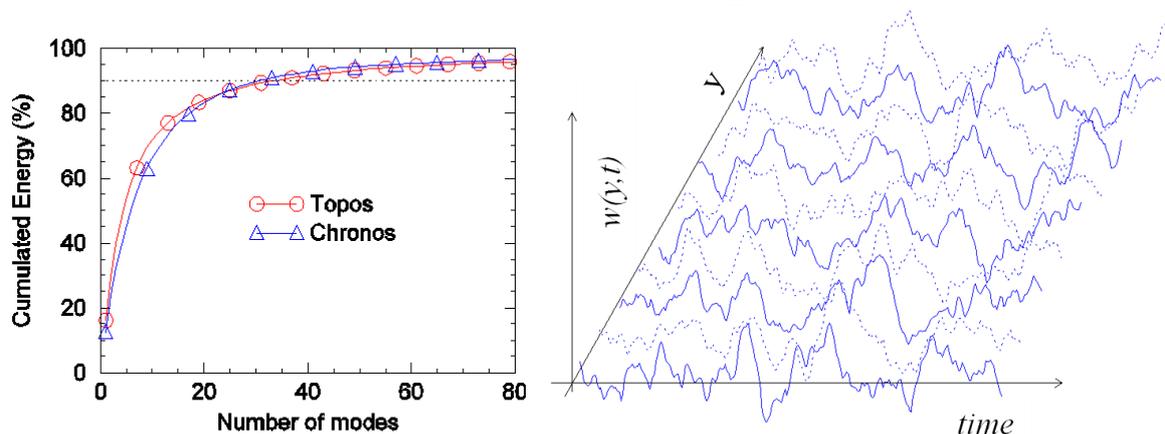


Figure 27. Convergence énergétique de la simulation et illustration 1D de la composante  $w$  en temps et en espace

## 2. COMPORTEMENT TRANSITOIRE SOUS-CRITIQUE

Ce chapitre traite des comportements transitoires des structures soumises au vent dont la vitesse reste en-deçà de la vitesse critique de flottement. L'idée de creuser ce domaine vient du fait qu'en pratique il concerne 100 % des structures existantes alors que paradoxalement assez peu de travaux leur sont consacrés.

Or comme spécifié en introduction l'effet des rafales de vent à basse altitude engendre des transitoires de vitesse de vent brutaux qui ne devraient pas être traités par des méthodes spectrales et des théories linéarisées où l'on considère souvent les composantes de la turbulence atmosphérique comme petites devant la vitesse moyenne. Surtout, rien ne dit que ces transitoires ne puissent pas engendrer de mécanismes spécifiques : bien au contraire, nous allons montrer ici que ce n'est pas le cas avec le phénomène de croissance transitoire de l'énergie, liée au flottement par couplage de modes, mais se produisant pourtant pour une vitesse de vent inférieure à la vitesse critique.

### 2.1. La croissance transitoire de l'énergie en régime linéaire

#### 2.1.1. La croissance transitoire de l'énergie

Dans une analyse de flottement standard et linéaire on considère seulement le comportement à long terme de la structure en cherchant à savoir si l'amplitude des oscillations sera amortie ou amplifiée. Dit autrement, si l'on applique une excitation initiale à la structure, son énergie mécanique va soit décroître de façon monotone, voir figure 28 (a), soit augmenter, voir figure 28 (b) selon que l'on se trouve en-deçà ou au-delà de la vitesse critique de flottement.

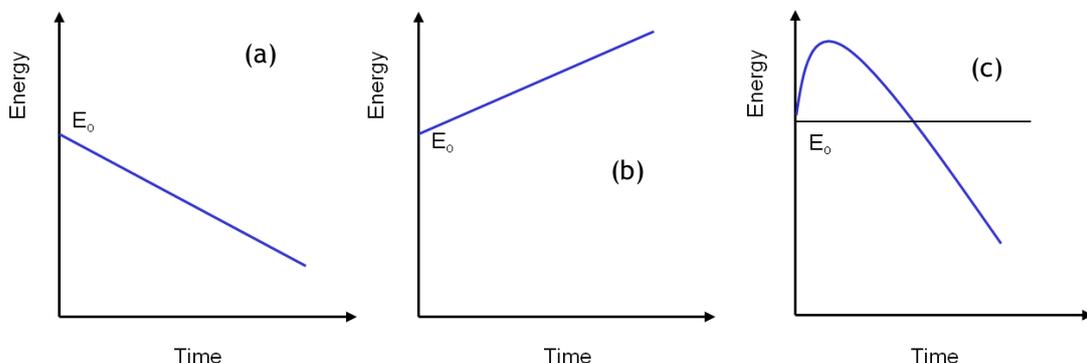


Figure 28. Évolutions possibles de l'énergie d'un système fluide-structure soumis à une excitation initiale

Mais en réalité, dans le cas d'une vitesse sous-critique, une troisième possibilité existe, figure 28 (c), où l'énergie mécanique va d'abord croître temporairement avant de s'amortir du fait des conditions sous-critiques. Ce phénomène s'appelle la croissance transitoire de l'énergie.

Dans le domaine des interactions fluide-structure on doit son émergence à un article de Schmid et de Langre (Schmid 2003). Mais pour autant ce phénomène était déjà connu dans la communauté des instabilités dans les fluides (Schmid 2001, Butler 1992), en particulier comme un scénario possible de transition vers la turbulence. De même des travaux ont eu lieu sur des systèmes mécaniques mettant en œuvre une friction visqueuse (Hoffman 2006).

Synthétiquement la croissance transitoire de l'énergie peut se qualifier en quelques points :

- Il s'agit d'une instabilité de type court terme d'un système à deux degré de liberté.
- Elle se produit en régime sous-critique, le système étant linéaire ou non.
- L'amortissement n'a pas de rôle déterminant dans son apparition.
- Elle peut déclencher une transition by-pass vers le flottement lorsqu'une non linéarité du système est présente.
- Elle est une conséquence des modes non orthogonaux du système soumis à des forces non conservatives (Schmid 2001).
- Elle est sensible à l'excitation initiale, certaines excitations sont favorables à son apparition, d'autres au contraire ont un effet inverse.
- Elle se produit pour des systèmes fluide-structure variés, pas seulement pour des systèmes sujets au flottement classique (Schmid 2003, Hémon 2004b).

Consécutivement aux travaux analytiques et numériques de Schmid et de Langre il était important d'étudier expérimentalement ce mécanisme de croissance transitoire sur un système fluide-structure puisque cela n'avait jamais été réalisé auparavant. En revanche il est fort probable que ce phénomène ait pu être observé dans certains travaux sans que leurs auteurs lui aient accordé une attention particulière. Par exemple Lee et al. (Lee 2005) étudient numériquement les mécanismes de déclenchement conduisant à des cycles limites d'oscillation. Ils mentionnent notamment à vitesse sous-critique un « fort échange d'énergie entre modes » qui pourrait être de la croissance transitoire de l'énergie.

Ma contribution, puis celle de Shehryar Manzoor sous ma direction, sera de démontrer expérimentalement que le concept de croissance transitoire a une existence bien réelle et quantifiable pour des systèmes aéroélastiques sujet au flottement classique.

### 2.1.2. La première démonstration sur un profil d'aile

Nous commençons l'étude expérimentale de croissance transitoire sur le système le plus classique d'un profil d'aile en flexion-torsion. Un profil NACA 0015 rigide en plexiglas est placé dans un montage oscillant comme présenté figure 29.

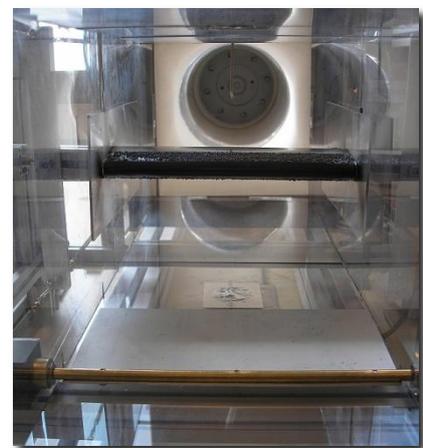
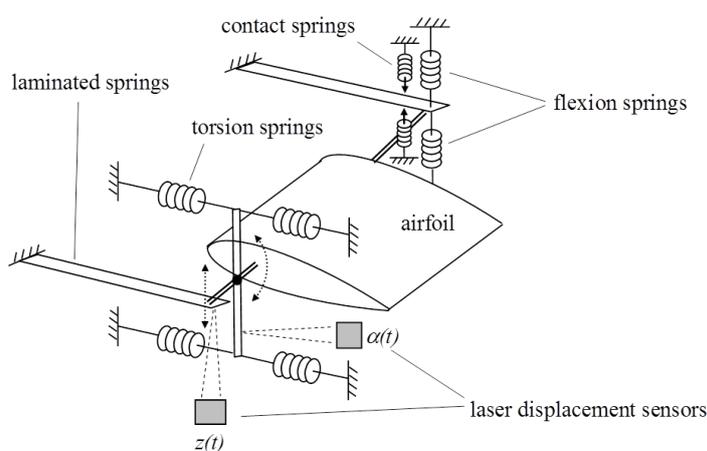


Figure 29. Principe et photo du montage d'un profil NACA 0015 en flexion-torsion

Les raideurs en flexion et torsion sont obtenues par des jeux de ressorts linéaires. Une partie de la raideur de flexion provient de deux ressorts à lame qui permettent un maintien global du montage sans avoir recours à des guidages qui pourraient engendrer du frottement et de l'amortissement structural. De même le maintien en torsion est assuré par un ensemble pointe-contrepointe.

La mesure des deux degrés de liberté est réalisée par deux capteurs de déplacement à laser sans contact, l'un pour le mouvement de flexion  $z(t)$ , l'autre pour une combinaison de flexion-torsion dont le signal est post-traité numériquement pour obtenir la torsion  $\theta(t)$ . Le centre de torsion O du profil est placé au premier quart de corde.

En se restreignant aux termes non nuls selon l'hypothèse quasi-statique, les équations du mouvement sont :

$$(22) \quad m \ddot{z} + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z} + m \omega_z^2 z + m \overline{GO} \ddot{\theta} = \frac{1}{2} \rho B \overline{U}^2 \left( K H_1^* \frac{\dot{z}}{\overline{U}} + K^2 H_3^* \theta \right)$$

$$(23) \quad J \ddot{\theta} + 2 J \omega_\theta \eta_\theta \dot{\theta} + J \omega_\theta^2 \theta + m \overline{GO} \ddot{z} = \frac{1}{2} \rho B^2 \overline{U}^2 \left( K A_2^* \frac{B \dot{\theta}}{\overline{U}} \right).$$

Pour identifier les paramètres structuraux on réalise quelques mesures sans vent. Les termes de raideurs sont d'abord estimés par une calibration statique à l'aide de poids calibrés. Puis une analyse spectrale est réalisée, d'abord degré de liberté par degré de liberté pour obtenir les fréquences pures d'où l'on tire la masse et le moment d'inertie.

Une seconde analyse spectrale pour les deux degrés de liberté couplés permet ensuite d'obtenir les deux valeurs propres du système  $\omega_1^2$  et  $\omega_2^2$ . Ces deux paramètres calculés par ailleurs à l'aide du système d'équations (22-23) permettent d'identifier la distance  $\overline{GO}$  à l'aide de (24).

$$(24) \quad (1 - m \overline{GO}^2)(\omega_1^2 + \omega_2^2) = \omega_z^2 + \omega_\theta^2$$

L'énergie mécanique totale du système est la somme des énergies cinétiques et des énergies potentielles, soit

$$(25) \quad E(t) = \frac{1}{2} m \dot{z}^2 + \frac{1}{2} J \dot{\theta}^2 + m \overline{GO} \dot{z} \dot{\theta} + \frac{1}{2} m \omega_z^2 z^2 + \frac{1}{2} J \omega_\theta^2 \theta^2$$

qui est la variable principale de l'étude. Pour valider l'identification des paramètres structures on réalise une expérience de lâcher sans vent dont on compare les résultats de mesure avec les résultats d'une simulation numérique. Cette comparaison donnée figure 30 montre que l'opération est valable. L'énergie initiale  $E_0$  mesurée à l'aide des conditions initiales avant le lâcher est utilisée pour réduire l'énergie totale.

Une seconde validation est entreprise en mesurant les amortissements aérodynamiques purs pour chacun des degrés de liberté. Selon l'hypothèse quasi-statique on a

$$(26) \quad K H_1^* = -C'_z; \quad K A_2^* = -C'_z/8$$

que l'on peut représenter sous forme d'un amortissement réduit

$$(27) \quad \eta_{a_z} = \frac{\rho B e}{4 m \omega_z} \overline{U} C'_z; \quad \eta_{a_\theta} = \frac{\rho B^3 e}{32 J \omega_\theta} \overline{U} C'_z.$$

En prenant une valeur du gradient de portance  $C'_z = 2\pi$  on obtient une bonne comparaison mesures/expériences présentée figure 31.

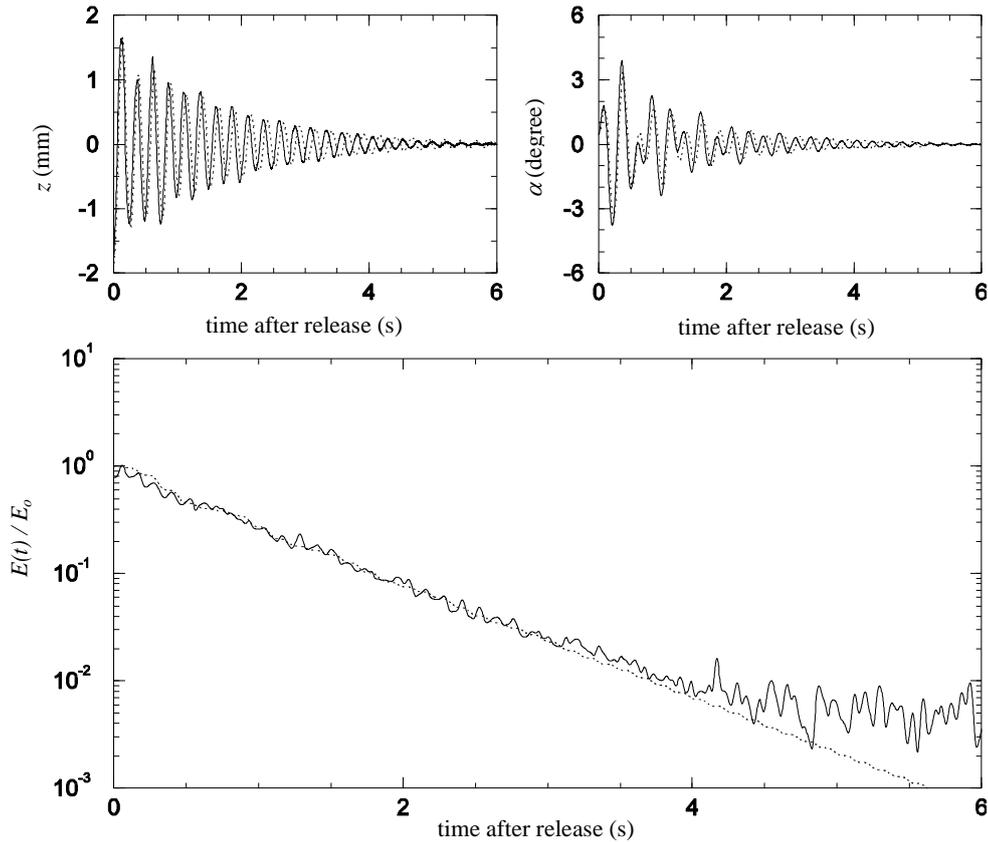


Figure 30. Validation de l'identification des paramètres structure à vitesse de vent nulle,  
Conditions initiales :  $z_0 = -1.85 \text{ mm}$ ,  $\alpha_0 = 0.5^\circ$

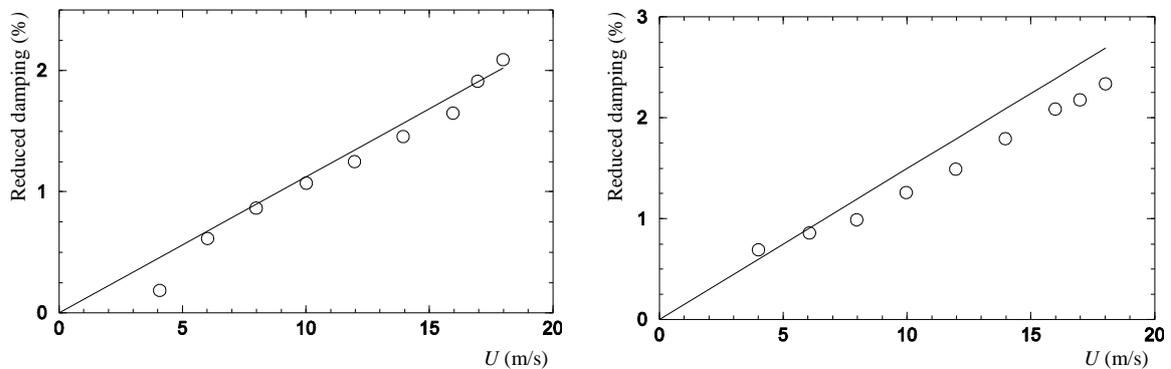


Figure 31. Amortissements aérodynamiques en flexion (gauche) et torsion (droite) en fonction de la vitesse du vent.  
Comparaison expériences/calculs quasi-statiques

Pour cette première expérience les conditions initiales des différents lâchers sont obtenues de manière mécanique en imposant un petit déplacement vertical et une légère rotation à l'aide d'un système à gâchette monté sur un chariot micrométrique garantissant la reproductibilité de ces conditions initiales.

Après les premières expériences qui sont comparées aux résultats du modèle quasi-statique (22-23), on constate que cette modélisation, trop simplifiée, doit être améliorée. Nous revenons alors à la formulation classique de Theodorsen (Fung 1993, Theodorsen 1934) permettant d'écrire l'ensemble des dérivées de flottement à l'aide de la fonction complexe de circulation (dite aussi fonction de Theodorsen)  $C(K) = F(K) + i G(K)$ .

Les dérivées de flottement, appliquées à la situation du profil d'aile où on l'impose le centre de rotation au premier quart de corde s'écrivent alors :

$$(28) \quad K H_1^* = -F C_z'; \quad K H_2^* = C_z' \left( \frac{1}{4} + \frac{G}{K} + \frac{F}{2} \right)$$

$$(29) \quad K^2 H_3^* = C_z' \left( F + \frac{KG}{2} + \frac{K^2}{16} \right); \quad K^2 H_4^* = C_z' \left( \frac{1}{4} + \frac{G}{K} \right) K^2$$

$$(30) \quad K A_1^* = 0; \quad K A_2^* = -C_z'/8$$

$$(31) \quad K^2 A_3^* = C_z' \frac{3K^2}{128}; \quad K^2 A_4^* = C_z' \frac{K^2}{16}$$

Dans ce cas la simulation numérique du système complet (1-2) avec les coefficients (28-31) permet de prédire avec une bonne précision la vitesse critique de flottement observée en soufflerie (9.0 m/s contre 9.3 m/s).

Un résultat d'historiques pour les degrés de liberté et l'énergie est donné figure 32, avec la comparaison numérique/expérimental. Pour la première fois la croissance transitoire de l'énergie est mise en évidence expérimentalement. Il apparait de plus que le maximum de l'énergie est bien capté par le calcul numérique.

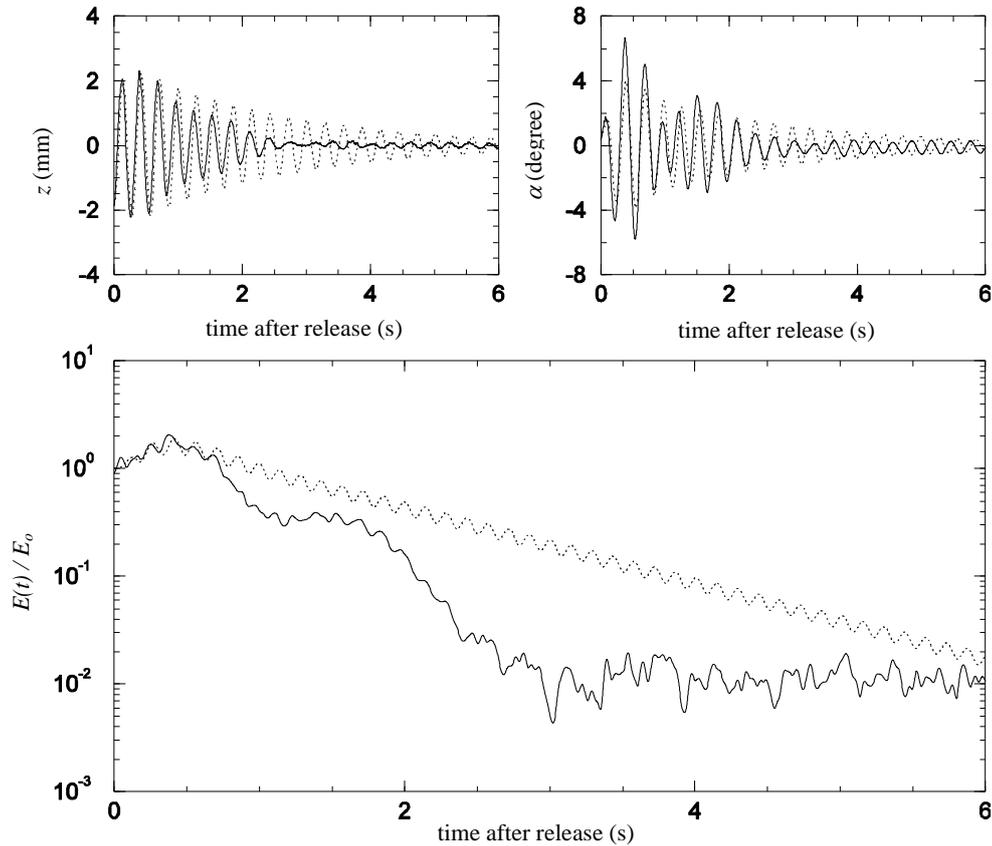


Figure 32. Évolution temporelle du système à  $\bar{U}/U_c = 0.92$ , Conditions initiales :  $z_0 = -1.85$  mm,  $\alpha_0 = 0.5^\circ$

La compilation des maxima de l'énergie mesurés en fonction de la vitesse est donnée figure 33. La comparaison avec les résultats de la simulation numérique reste bonne y compris lorsque l'on s'approche de la vitesse critique de flottement où le taux d'amplification pour cette expérience atteint 2.5.

Rappelons que cette amplification dépend des conditions initiales et que celles choisies ici sont issues d'un système mécanique imposant un déplacement vertical et une petite rotation. Par exemple, ayant validé le modèle numérique, l'exploration systématique de jeux de conditions initiales nous a permis de déterminer les conditions « optimales »  $z_0 = -2 \text{ mm}, \alpha_0 = +6^\circ$  qui conduisent au plus grand taux d'amplification de l'énergie pour le système étudié, soit 4.5.

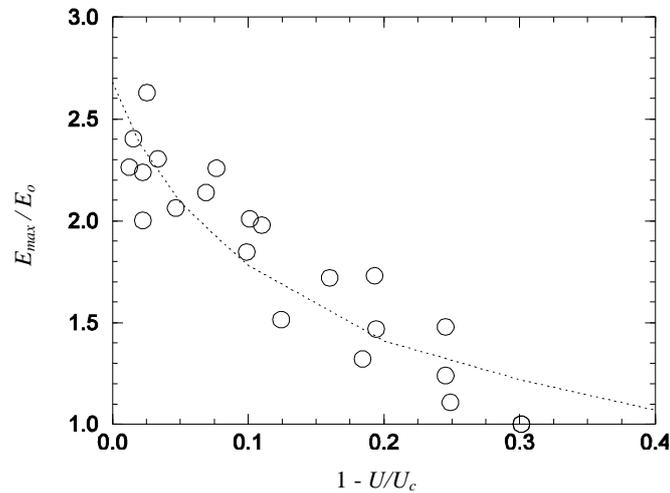


Figure 33. Amplification maximum de l'énergie sur le profil NACA 0015 ;  
Conditions initiales :  $z_0 = -1.85 \text{ mm}, \alpha_0 = 0.5^\circ$ ; comparaison expériences/théorie des profils instationnaires

### 2.1.3. Cas d'un tablier de pont profilé

A la suite de la première démonstration de la croissance transitoire de l'énergie d'un profil d'aile consécutivement à une excitation mécanique, l'aspect plus réaliste de ce phénomène restait à mettre en évidence. Ce travail a été conduit sous ma direction dans le cadre de la thèse de Shehryar Manzoor (Manzoor 2011).

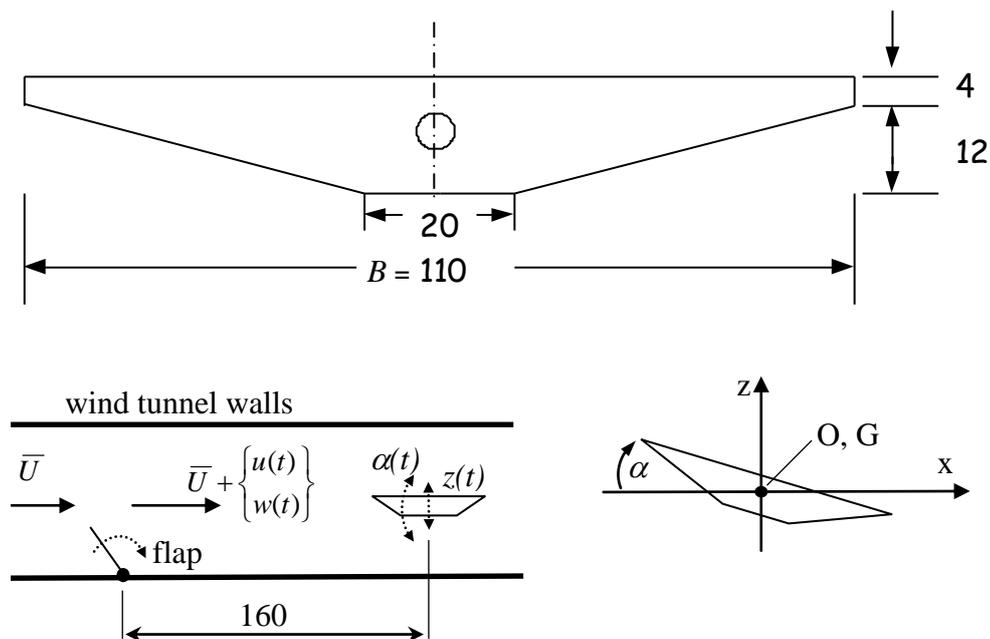


Figure 34. Détail de la maquette et principe de l'expérience avec le tablier de pont profilé

L'étude d'un tablier de pont profilé, de type Millau présente un intérêt du fait que la dynamique de ce type de structure est très différente du profil d'aile (malgré le qualificatif de profilé). Déjà par symétrie le centre de torsion et de gravité sont confondus et le couplage des degrés de liberté s'effectue uniquement par les termes aérodynamiques. Et surtout le modèle mécanique pouvant fournir analytiquement les dérivées de flottement n'est pas disponible, si bien que l'existence ou non de croissance transitoire sur ce type de structure n'est pas avérée.



Figure 35. Vue générale de l'expérience avec le tablier de pont profilé

Pour augmenter la pertinence des travaux nous introduisons, en remplacement des conditions initiales mécaniques, la génération d'une excitation initiale à l'aide d'une rafale de vent unique très courte venant se superposer à la vitesse moyenne de la soufflerie. Cette rafale de vent est produite au moyen d'un petit volet placé en amont de la veine d'essais qui, une fois tendu par un ressort de torsion, est brutalement libéré, cf. figures 34 & 35.

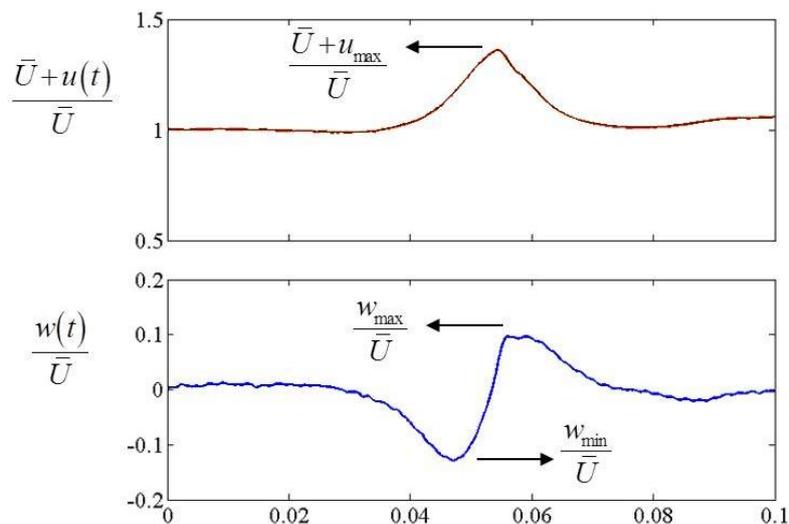


Figure 36. Historiques typiques de la rafale de vent produite par le lâcher du volet

La rafale produite est identifiée à l'aide d'une sonde à deux fils chauds croisés. Elle se caractérise par un pic sur la composante longitudinale et simultanément deux pics, l'un vers le bas, l'autre vers le haut de la composante verticale, cf. figure 36. La durée effective de cette rafale est nettement inférieure à la période propre des degrés de liberté.

Avec cette excitation nous observons une croissance transitoire de l'énergie marquée comme l'illustre la figure 37. Dans cette nouvelle situation l'énergie procurée par l'excitation initiale n'est pas aussi simple à quantifier que pour les conditions où l'on imposait un déplacement.

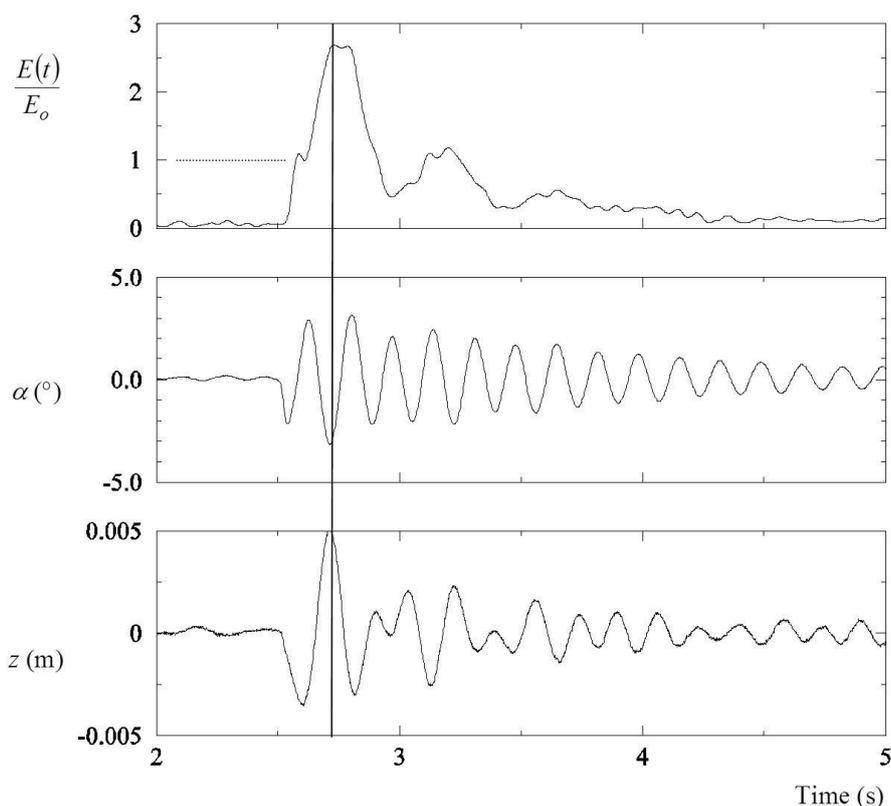


Figure 37. Historique de l'énergie et des degrés de liberté du tablier de pont à  $\bar{U}/U_c = 0.95$

L'énergie initiale de référence  $E_0$  choisie pour l'ensemble des essais est la valeur d'un petit pic local au début de l'historique de l'énergie, qui correspond au premier minimum de la position verticale et du premier passage par zéro de l'angle de torsion. Bien que son niveau absolu varie, ce pic localisé est présent sur les courbes d'énergie de tous les essais réalisés.

Pour valider ce choix nous mesurons cette énergie initiale en fonction de la vitesse de soufflerie pour deux tabliers équipés de deux raideurs de flexion différentes. Cela conduit à des vitesses critiques différentes mais en toute rigueur ne doit pas modifier la valeur de l'énergie initiale  $E_0$ . Les résultats de mesure donnés figure 38 montrent une zone de recouvrement des valeurs de  $E_0$  pour ces deux tabliers, ce qui démontre l'indépendance de l'énergie initiale avec les caractéristiques structurales du tablier et valide son choix.

Les maxima des taux d'amplification observés sur ces deux cas de tablier sont compilés figure 39. L'énergie initiale peut être amplifiée jusqu'à cinq fois lorsque l'on s'approche de la vitesse critique de flottement.

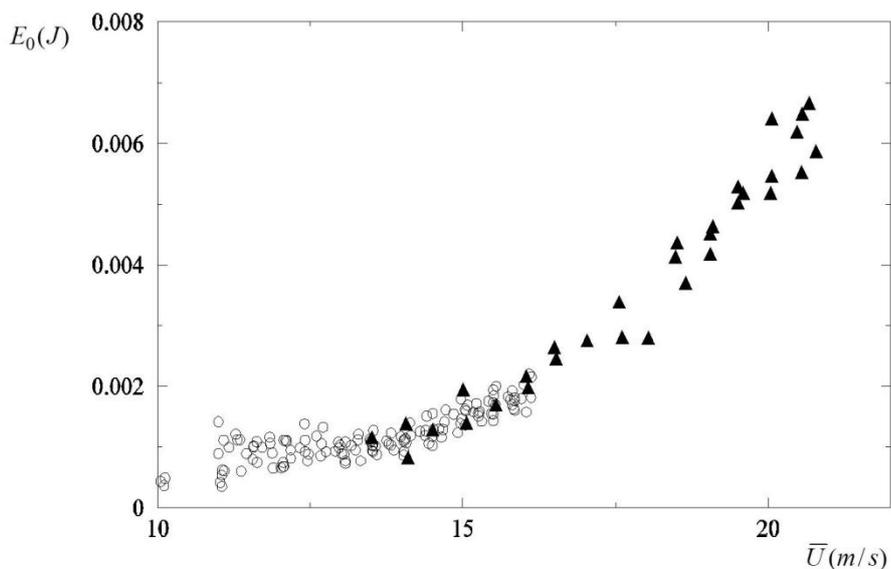


Figure 38. Valeur de l'énergie initiale de référence en fonction de la vitesse du vent et pour deux raideurs de tablier différentes

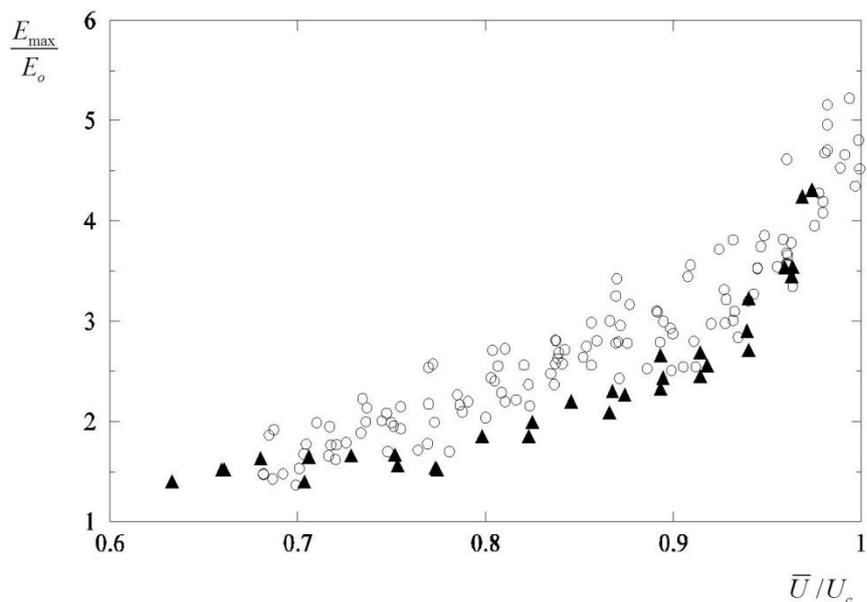


Figure 39. Taux d'amplification maximum de l'énergie engendré par une rafale de vent pour deux tabliers de pont de raideur différente

Cette série d'expériences démontre pour la première fois la présence du mécanisme de croissance transitoire de l'énergie pour un tablier de pont profilé. Dans ce cas l'excitation initiale constituée d'une rafale de vent unique venant se superposer à la vitesse moyenne revêt un caractère plus réaliste par rapport à une excitation initiale de type mécanique sur les degrés de liberté du système.

## 2.2. Modélisation mécanique et simulation temporelle

L'idée de cette recherche réside dans l'amélioration des techniques habituelles de calcul de structures basées sur des méthodes spectrales (Davenport 1962, Scanlan 1978) en s'appuyant sur des simulations temporelles à même capables de reproduire les mécanismes de croissance

transitoires. Les travaux antérieurs (Chen 2007, Costa 2007, Chen 2003, Caracoglia 2003) s'intéressent en effet à la réponse à long terme de la structure et les aspects transitoires ne sont pas traités. Nous cherchons ici à déterminer, parmi les modélisations classiques du flottement et du buffeting, le modèle le plus simple permettant la capture de la physique du phénomène. Plus de détails peuvent être trouvés dans (Amandolese 2012).

Les équations du mouvement appliquées au tablier de pont dont le centre de torsion est confondu avec le centre de gravité peuvent s'écrire :

$$(32) \quad m \ddot{z} + 2 m \omega_z \eta_z \dot{z} + m \omega_z^2 z = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 \left( K H_1^* \frac{\dot{z}}{\bar{U}} + K H_2^* \frac{B \dot{\theta}}{\bar{U}} + K^2 H_3^* \theta + K^2 H_4^* \frac{z}{B} \right) + F_z^b(t)$$

$$(33) \quad J \ddot{\theta} + 2 J \omega_\theta \eta_\theta \dot{\theta} + J \omega_\theta^2 \theta = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 \left( K A_1^* \frac{\dot{z}}{\bar{U}} + K A_2^* \frac{B \dot{\theta}}{\bar{U}} + K^2 A_3^* \theta + K^2 A_4^* \frac{z}{B} \right) + M_\theta^b(t)$$

où l'on fait apparaître au second membre deux termes, celui lié au flottement et un terme de buffeting  $F_z^b(t)$  et  $M_\theta^b(t)$  correspondant à l'excitation due à la rafale de vent.

Partant du principe que le tablier de pont profilé n'est pas très éloigné du profil d'aile, on utilise des dérivées de flottement issues de la théorie de Theodorsen, avec la différence ici que le centre de torsion n'est pas au foyer et que les valeurs des gradients des coefficients de force de portance et de moment de tangage sont spécifiques au tablier. Cela nous amène à des dérivées de flottement de la forme (34-27).

$$(34) \quad K H_1^* = -F C'_z; \quad K H_2^* = C'_z \left( \frac{1}{4} + \frac{G}{K} + \frac{F}{2} \right)$$

$$(35) \quad K^2 H_3^* = C'_z \left( F + \frac{KG}{2} + \frac{K^2}{16} \right); \quad K^2 H_4^* = C'_z \left( \frac{1}{4} + \frac{G}{K} \right) K^2$$

$$(36) \quad K A_1^* = -C'_M F; \quad K A_2^* = C'_M \left( \frac{F}{4} + \frac{G}{K} \right) - \frac{C'_z}{16}$$

$$(37) \quad K^2 A_3^* = C'_M \left( F - \frac{KG}{4} \right) + C'_z \frac{K^2}{128}; \quad K^2 A_4^* = -C'_M K G$$

Les mesures des coefficients de force statique sur le tablier dans les conditions de nombre de Reynolds similaires aux essais dynamiques sont réalisées et donnent  $C'_z = 5.65$  et  $C'_M = 1.80$ . On remarque que le foyer du tablier se situe approximativement à 32 % de sa corde.

Pour les termes de buffeting on utilise une formulation construite à l'aide de fonctions de Küssner (Fung 1993, Küssner 1941, Küssner 1932) qui s'écrit

$$(38) \quad F_z^b(t) = \frac{1}{2} \rho B \bar{U}^2 C'_z \Psi(\tau)$$

$$(39) \quad M_\theta^b(t) = \frac{1}{2} \rho B^2 \bar{U}^2 C'_M \Psi(\tau)$$

où  $\Psi(\tau)$  est une fonction qui dépend du temps sans dimension  $\tau = 2\bar{U} t/B$  et de la perturbation de vitesse verticale  $w(\tau)$ . Elle est calculée selon l'intégrale de Duhamel telle que

$$(40) \quad \Psi(\tau) = \varphi(0) \frac{w(\tau)}{\bar{U}} + \int_0^\tau \frac{w(\tau)}{\bar{U}} \varphi'(\tau - \sigma) d\sigma$$

avec une fonction de Küssner approchée due à Jones (Fung 1993, Jones 1940) pour une aile d'envergure infinie :

$$(41) \quad \varphi(\tau) = 1 - \frac{1}{2} e^{-0.13 \tau} - \frac{1}{2} e^{-\tau}.$$

Le modèle mixte, flottement plus buffeting, présenté ici est issu de plusieurs essais plus ou moins fructueux pour représenter le comportement dynamique du tablier de pont testé dans les conditions du chapitre précédent. C'est le modèle minimal qui s'approche suffisamment des observations expérimentales. On constate notamment qu'il ne fait pas apparaître la composante longitudinale de la rafale de vent mais uniquement sa composante verticale. Celle-ci est approchée par une série de deux gaussiennes calées sur les mesures au fil chaud comme présenté figure 40 (à comparer avec la figure 36).

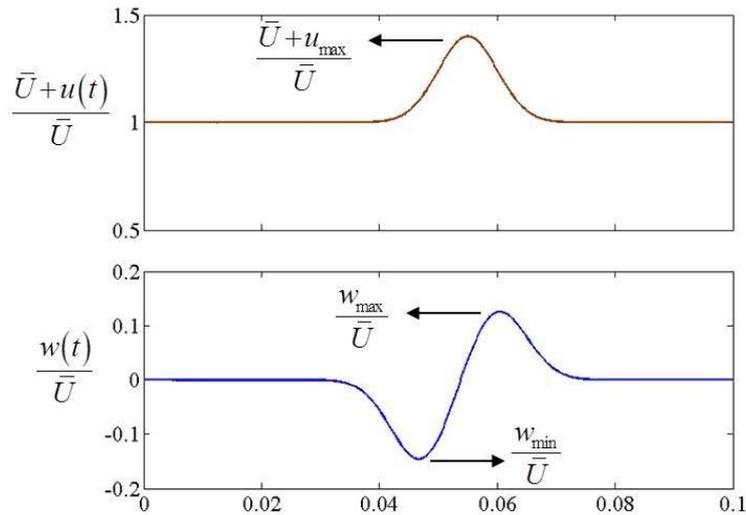


Figure 40. Modélisation de la rafale à l'aide de gaussiennes

Dans les résultats qui suivent, deux variantes du modèle sont utilisées. La première notée TDM-1 (comme Time Dependant Model) prend en compte l'ensemble des dérivées de flottements (34-37) et les termes de buffeting (38-41). La seconde notée TDM-2 en est une simplification qui néglige les quatre termes d'amortissement aérodynamiques (34) et (36).

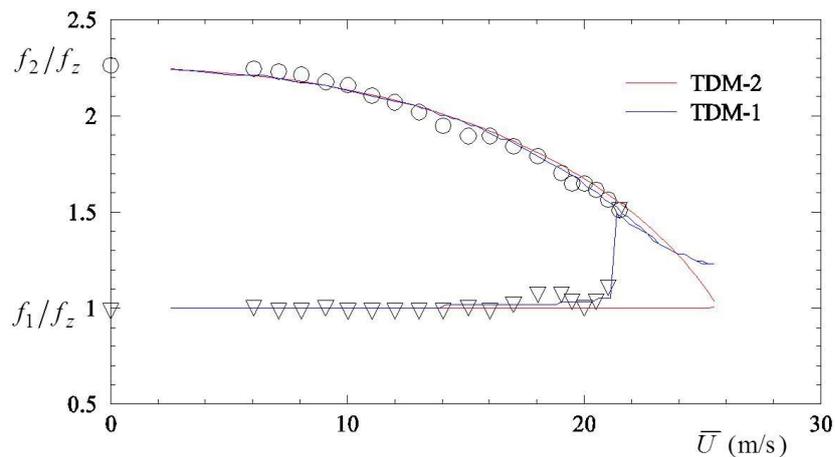


Figure 41. Évolution des fréquences des degrés de liberté en fonction de la vitesse du vent. Comparaison expérience-simulation

La première comparaison intéressante s'effectue sur l'évolution des fréquences de chaque degré de liberté en fonction de la vitesse du vent, telle que présentée figure 41. Cette évolution résulte évidemment du comportement à long terme de la structure et concerne donc les

dérivées de flottement. Le constat est que le modèle le plus complet TDM-1 s'approche très fidèlement des résultats expérimentaux, étant même capable de prédire le saut brutal de fréquence du mode de flexion verticale juste avant la vitesse critique. Tant que l'on reste en condition sous-critique le modèle simplifié TDM-2 reste fiable. Son défaut principal tient à sa faculté à prédire une vitesse critique supérieure ce qui ne va pas dans le bon sens du point de vue de l'ingénieur.

En revanche pour le comportement transitoire, les tendances sont inversées. Si l'on se restreint dans un premier temps à des excitations initiales de type structurelles, les termes de buffeting ne participent pas au problème. Les résultats présentés figure 42 pour deux tabliers de pont de raideur différente montrent ainsi que seul le modèle TDM-2, qui néglige les amortissements aérodynamiques, est capable de capter le phénomène de croissance transitoire.

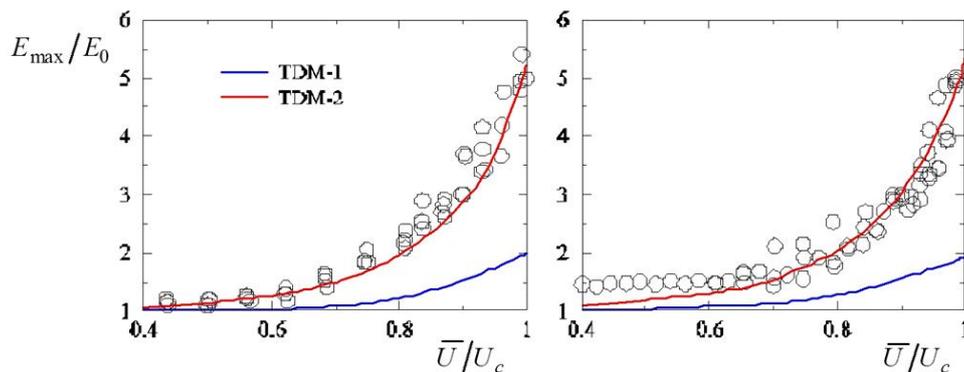


Figure 42. Taux maximum d'amplification de l'énergie pour les deux cas de tablier. Excitation initiale mécanique, comparaison expérience-simulation

Il en est de même pour une excitation par la rafale de vent comme le montre la figure 43. Ces résultats prouvent également la bonne fiabilité du modèle de buffeting du profil d'aile de Küssner, et ce malgré son extrapolation (arbitraire) à un tablier de pont profilé.

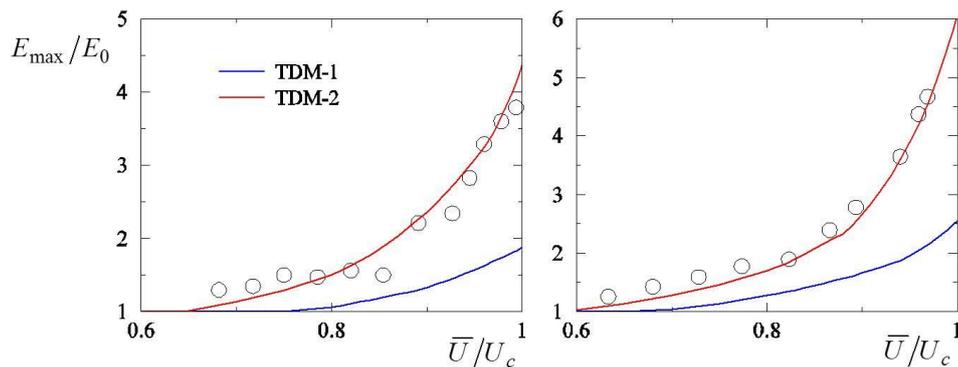


Figure 43. Taux maximum d'amplification de l'énergie pour les deux cas de tablier. Excitation initiale par la rafale, comparaison expérience-simulation

En fait l'explication de cette mauvaise représentation du phénomène de croissance transitoire par le modèle complet TDM-1 tient aux deux termes d'amortissement en torsion  $K H_2^*$  et  $K A_2^*$  qui surestiment fortement les valeurs réelles d'où un amortissement trop rapide des oscillations et une mauvaise représentation de la croissance transitoire. Pour s'en convaincre l'observation d'un historique comme sur la figure 44 montre effectivement que les mouvements sont

fortement amortis avec le modèle TDM-1, par rapport au modèle TDM-2 qui en revanche sous-estime les valeurs réelles d'amortissement et fait perdurer les oscillations.

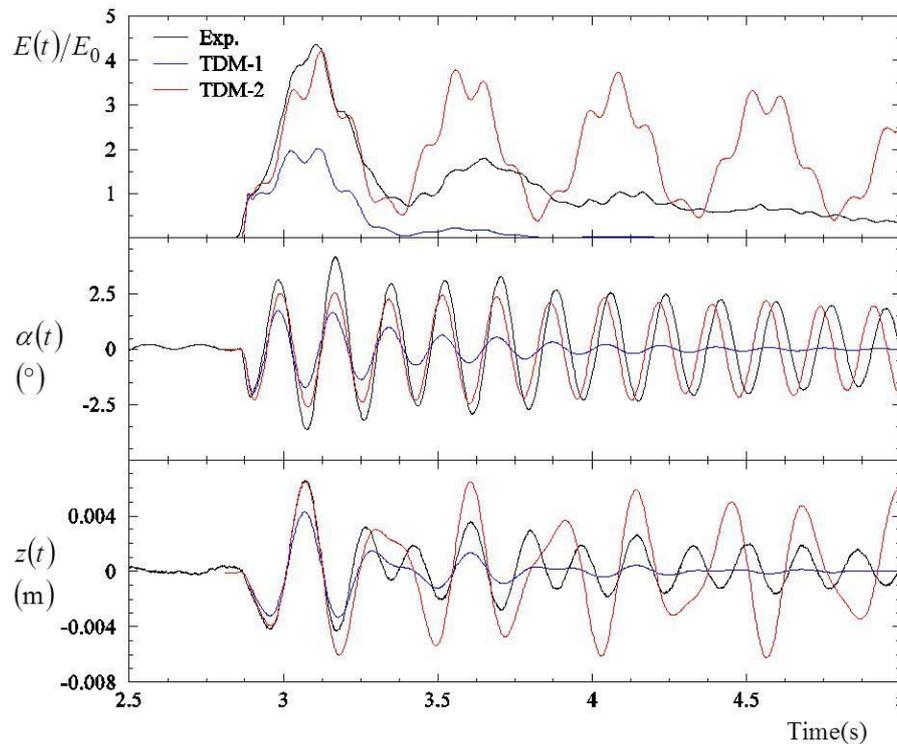


Figure 44. Historiques de l'énergie et des degrés de liberté du système. Comparaison expérience-simulations

### 2.3. Transition by-pass vers le flottement d'une aile par croissance transitoire

L'étude de la transition by-pass vers le flottement par croissance transitoire résulte d'une extrapolation d'idées issues de la communauté des instabilités dans les fluides et de la transition vers la turbulence. Le travail présenté ici résulte du stage de master de Martin Schwartz puis de la thèse de Shehryar Manzoor (Schwartz 2009). Il a également fait l'objet d'un contrat de collaboration de recherche avec Airbus France.

Il s'agit d'une extension des travaux précédents sur un profil d'aile, dont les propriétés structurales étaient linéaires, qui consiste à ajouter une non-linéarité, même faible sur un des paramètres de structure. Lorsque cette non-linéarité produit une branche sous-critique dans la courbe d'amplitude en fonction de la vitesse du vent, il existe une possibilité d'atteindre le flottement en deçà de la vitesse critique (déterminée sur le système autour de sa position d'équilibre statique) par un effet d'amplitude. C'est ce que l'on appelle traditionnellement la transition by-pass vers le flottement.

Le scénario que l'on cherche ici à reproduire expérimentalement est résumé à la figure 45. Dans le premier cas de figure (a), le système est linéaire et correspond au cas des chapitres précédents. Dans le deuxième cas (b), le système est non-linéaire avec une branche sous-critique. Dans la région sous-critique, une petite perturbation initiale laisse le système dans la région stable, tandis qu'une perturbation plus grande rendra le système instable, c'est la transition by-pass classique. Dans le troisième cas de figure (c) la transition by-pass est initiée à l'aide d'une petite perturbation initiale mais dont c'est la croissance transitoire de l'énergie qui engendre le franchissement de la limite de stabilité. C'est la transition by-pass vers le

flottement causée par la croissance transitoire dont nous allons démontrer l'existence expérimentalement.

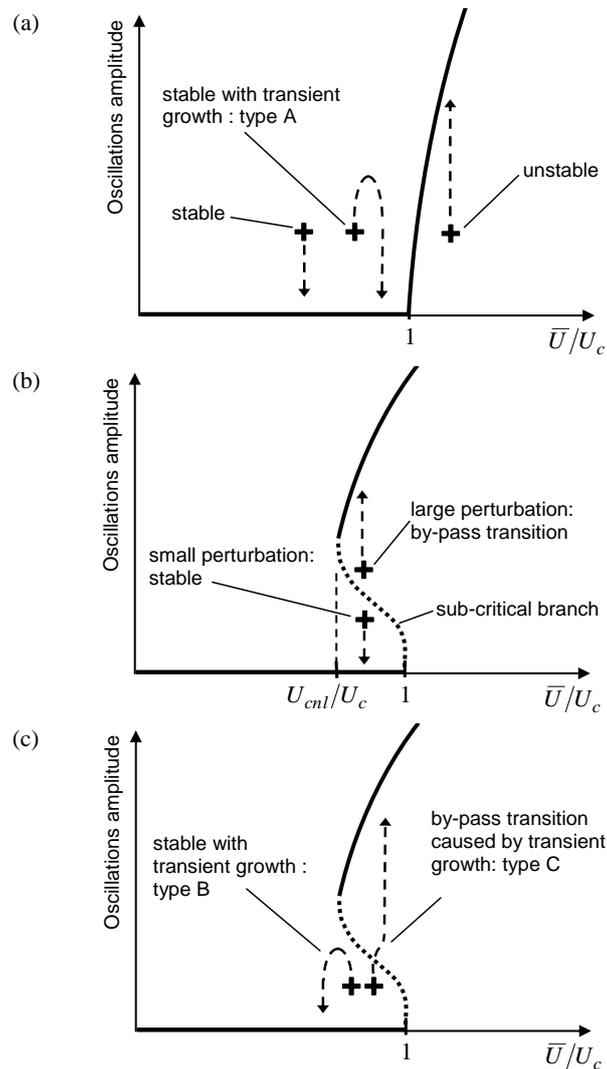


Figure 45. Principe de la transition by-pass sur un système non-linéaire

Nous repartons du montage en flexion-torsion du profil d'aile du chapitre 2.1.2. auquel nous ajoutons une non-linéarité structurale. Celle-ci consiste en une série de deux ressorts de contact positionnés parallèlement aux ressorts de flexion verticale, comme détaillé figure 46. Un petit espace de largeur  $2g$  est ménagé autour de la lame de flexion si bien qu'à faible amplitude le système reste identique au précédent ; à plus grande amplitude la lame entre en contact avec les ressorts additionnels et produit brutalement une raideur de flexion plus importante.

De cette façon, en tenant un raisonnement simplifié, la fréquence de flexion à haute amplitude est plus importante et elle est rapprochée de la fréquence de torsion. La vitesse critique s'en trouve abaissée ce qui devrait produire la branche sous-critique nécessaire à la transition by-pass.

Une vérification assez simple consiste à mesurer l'évolution des fréquences de chaque degré de liberté en fonction de la vitesse du vent, comme présenté figure 47. A la vitesse critique les deux fréquences se rejoignent. Pour le système non linéaire l'amplitude des oscillations est

maintenue supérieure à l'écart entre les ressorts de contact pendant le temps de la mesure. Sa vitesse critique est effectivement trouvée plus faible que celle du système linéaire.

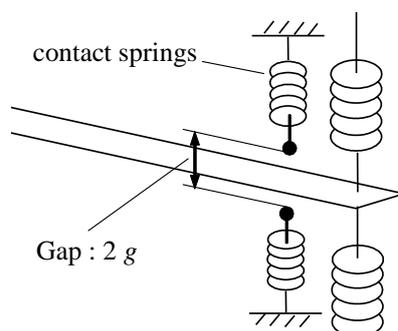


Figure 46. Détail des ressorts de contact produisant une raideur non-linéaire sur la flexion verticale

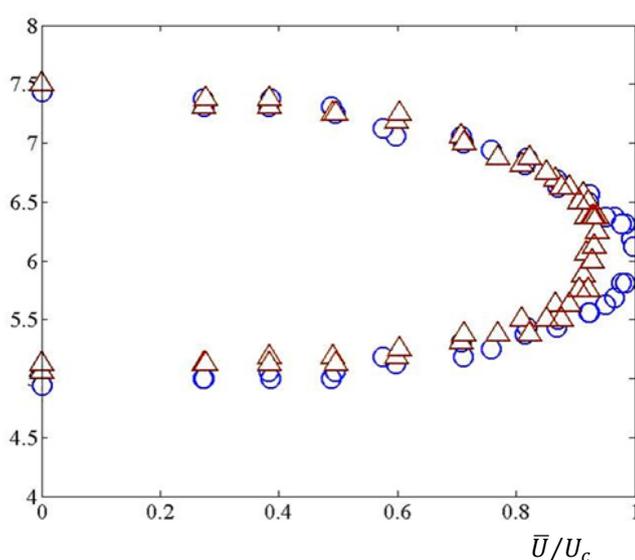


Figure 47. Évolution des fréquences du profil linéaire et non-linéaire en fonction de la vitesse du vent

Pour observer la croissance transitoire de l'énergie avec le système non linéaire il faut tenir compte de l'énergie potentielle apportée par les ressorts de contact. La raideur additionnelle de ces ressorts étant notée  $\delta k$  et obtenue expérimentalement, l'énergie additionnelle associée s'écrit

$$(42) \quad E_{nl} = \frac{\delta k}{4} \left( (|z - g| + (z - g))^2 + (|z + g| + (z + g))^2 \right).$$

La compilation des résultats du taux maximum d'amplification pour les profils linéaire et non-linéaire est donnée figure 48. Le cas non-linéaire possède une vitesse critique inférieure et la zone hachurée correspond à la zone d'observation de la transition by-pass due à cette croissance transitoire de l'énergie.

En effet, comme présenté figure 49, le système dans sa version linéaire présente une croissance transitoire de l'énergie puis un retour à l'état d'équilibre statique, tandis que dans les mêmes conditions de vitesse, le système non-linéaire conduit à un franchissement du niveau d'énergie correspondant à la limite de contact avec les ressorts additionnels ce qui engendre alors le flottement du fait de la croissance transitoire, bien que la vitesse du vent soit légèrement inférieure à la vitesse critique.

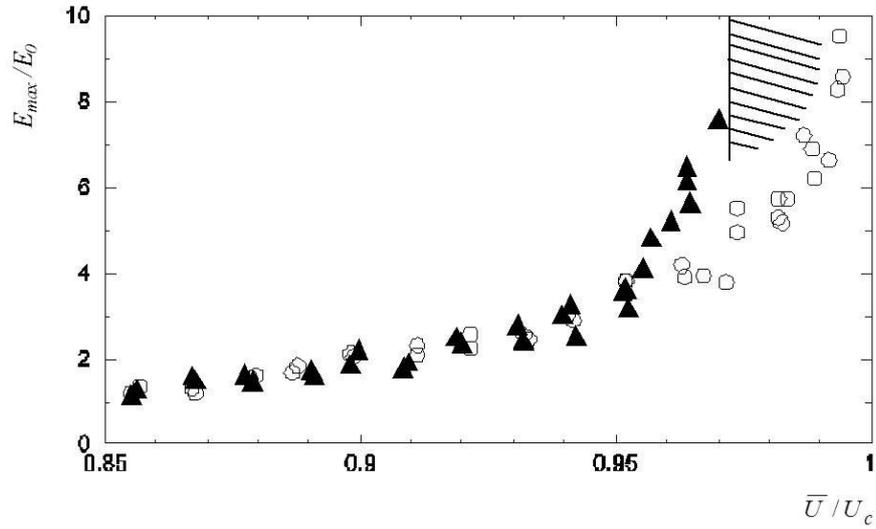


Figure 48. Taux maximum d'amplification de l'énergie, profil linéaire et non-linéaire

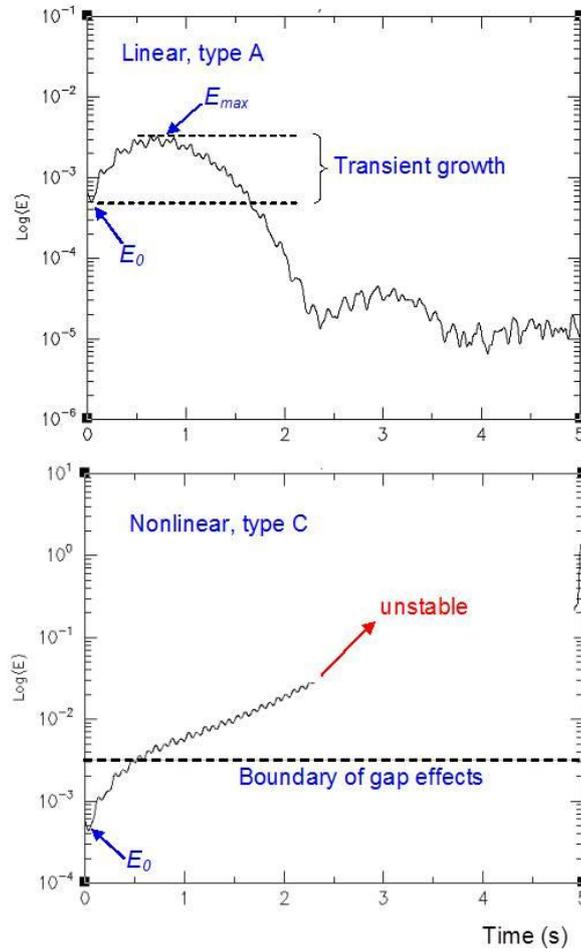


Figure 49. Historiques de l'énergie avec et sans transition by-pass

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'étude du comportement aéroélastique des structures flexibles soumises au vent reste un problème complexe et difficilement envisageable par simulation numérique globale à cause notamment du régime à grand nombre de Reynolds, de la turbulence atmosphérique et des géométries tridimensionnelles. Il est donc toujours nécessaire de déterminer les charges aéroélastiques au moyen de modèles simplifiés nécessitant souvent le recours à des essais de soufflerie pour identifier les coefficients aérodynamiques ou aéroélastiques. Pour autant cela ne va pas non plus sans problème du fait des imperfections des modèles et de l'interaction entre les différents types d'excitation.

Dans ce mémoire j'ai présenté deux aspects auxquels je me suis intéressé principalement par le biais d'essais en soufflerie venant nourrir des travaux sur les modélisations mécaniques :

- la stabilité à long terme avec comme points essentiels la détermination de la vitesse critique de galop et les effets de la turbulence atmosphérique,
- le comportement transitoire des structures suite à une excitation initiale, avec comme point essentiel le phénomène de croissance transitoire de l'énergie dont j'ai prouvé expérimentalement l'existence dans diverses situations.

Il en résulte deux axes de perspectives que je souhaite appréhender dans un futur proche, la simulation dans le domaine temporel des effets du vent sur des structures souples et l'étude du comportement post-critique de certains systèmes utilisables éventuellement comme récupérateur d'énergie.

### SIMULATION TEMPORELLE DES EFFETS DU VENT

Cet axe de recherche possède une double motivation, un besoin exprimé par les industriels du génie civil et un besoin de connaissance accru pour permettre la combinaison des différents mécanismes d'excitation des structures élancées tels que la turbulence atmosphérique et les effets aéroélastiques transitoires induits. Dans ce dernier cas les études précédentes utilisant les modèles classiques linéaires montrent que la modélisation du problème complet, permettant à la fois la résolution en transitoire et à long terme, n'est pas acquise. Plus précisément, l'un des ingrédients importants, pourtant mal représenté par les modèles est l'amortissement aérodynamique en torsion. Il est aujourd'hui nécessaire de le mesurer en soufflerie pour obtenir une bonne fiabilité, en particulier sur les tabliers de pont. Le but de cette recherche est de combler ce déficit de connaissance sur la modélisation en se basant systématiquement sur des résultats expérimentaux. Une approche quasi-statique améliorée, par exemple via l'ajout d'un effet retard, est l'une des pistes envisagées.

Dans le cas des ouvrages tridimensionnels les essais de soufflerie modernes fournissent directement le chargement temporel sous forme d'historiques de pression pariétale, mais avec des limites en fréquence qu'il faut généralement compenser par un modèle empirique, typiquement un prolongement linéaire de la densité spectrale des coordonnées généralisées. L'amélioration de cette compensation à la fois en terme de coût de calcul et en terme de modèle mécanique est envisagée en utilisant la technique des décompositions bi-orthogonales.

## **COMPORTEMENT AEROELASTIQUE POST-CRITIQUE**

Ces axes de recherche ont pour but d'évaluer le potentiel de certains mécanismes aéroélastiques pour la conception de système de récupération d'énergie.

### **Flottement de drapeau**

Pour favoriser l'apparition du flottement d'un drapeau, ou augmenter son intensité, l'utilisation d'un mécanisme secondaire agissant sur l'instabilité est une idée encore peu explorée. L'ajout d'un degré de liberté supplémentaire, comme par exemple une torsion du mat, venant se coupler avec les modes de vibration du drapeau devrait provoquer une dynamique du système particulièrement intéressante dans l'objectif d'optimiser la récupération d'énergie. Le but de ce projet (sujet actuel de la thèse d'E. Virot) est d'identifier les conditions pour lesquelles une récupération mécanique de l'énergie de l'écoulement est maximale.

### **Galop à grande amplitude**

Un prisme rigide de section carrée oscillant sur un degré de liberté transverse à l'écoulement, placé dans des conditions de galop à grande amplitude, a été mis en place et caractérisé en soufflerie. Or le phénomène de galop étant habituellement appréhendé à l'aide de modèles linéarisés, il est nécessaire de valider un modèle non-linéaire pertinent afin de rendre compte des grands déplacements et des autolimitations en amplitude observées, notamment avec une inclinaison de la section du prisme. Une étude paramétrique pourra ensuite être menée afin d'apprécier la pertinence du modèle pour différents paramètres adimensionnels (rapport de temps caractéristiques écoulement-structure, rapport de masse...). Enfin, une étude de sensibilité aux conditions turbulentes amont pourra également être conduite dans l'objectif d'une implantation réaliste et robuste de ce type de dispositif.

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- AMANDOLESE X., Hémon P., Manzoor S. 2012 Transient temporal response of a flexible bridge deck submitted to a single gust. *J. of Computational and Applied Mathematics*, in press.
- AMANDOLESE X. & Hémon P. 2010. Vortex Induced Vibrations of a square cylinder in wind tunnel. *C.R. Mécanique* 338, 12-17.
- AMANDOLESE X., Hémon P. & REGARDIN C 2004 An experimental study of the acoustic oscillations by flows over cavities. *J. of Vibration & Acoustics* 126, 190-195
- AMANDOLESE X., Hémon P., Santi F. & Wojciechowski J. 2002 Réduction semi-active du battement de volume engendré par une cavité profonde soumise à un écoulement aérodynamique. *C.R. Mécanique* 330, 101-106
- ARMITT, J. 1968 Eigenvector analysis of pressure fluctuations on the West Burton instrumented cooling tower, Central Electricity Research Laboratories (UK), Unpublished internal report RD/L/N 114/68.
- AUBRY N., R. Guyonnet & Lima R. 1991 Spatiotemporal analysis of complex signals: Theory and applications. *J. of Statistical Physics* 64, 683-739.
- BARRERO-GIL A., Alonso G., Sanz-Andres A. 2010 Energy harvesting from transverse galloping. *J. of Sound and Vibration* 329, 2873-2883.
- BARRERO-GIL A., Sanz-Andrés A., Alonso G. 2009 Hysteresis in transverse galloping : the role of inflection points. *J. of Fluids and Structures* 20, 1007-1020.
- BLEVINS R.D. 2001 Flow-Induced Vibrations. Second edition. Krieger publishing, Florida.
- BRIKA D. & Laneville A. 1993 Vortex-Induced Vibrations of a long flexible cylinder. *J. of Fluid Mechanics* 250, 481-508.
- BUTLER K. M. & Farrell B. F. 1992 Three dimensional optimal perturbation in viscous shear flow. *Physics of Fluids A*, 4, 1637-1650.
- CARACOGLIA L., Jones N. P. 2003 Time domain vs. frequency domain characterization of aeroelastic forces for bridge deck sections. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 91, 371-402.
- CARASSALE L. & Solari G. 2002 Wind modes for structural dynamics: a continuous approach. *Probabilistic Engineering Mechanics* 17, 157-166.
- CHEN X., Matsumoto M., Kareem A. 2007 Time domain flutter and buffeting response analysis of bridges, *J. Eng. Mech. ASCE* 126(1), 7-16.
- CHEN X., Kareem A. 2003 Aeroelastic analysis of bridges: effects of turbulence and aerodynamic nonlinearities, *J. Eng. Mech. ASCE* 129(8).
- CHEN S.-S. 1987 Flow-induced vibration of circular cylindrical structures. Springer-Verlag, Berlin.
- COSTA C., Borri C., Flamand O., Grillaud G. 2007 Time domain simulations for wind-bridge interactions. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 95, 991-1006.
- CREMONA C. & Foucriat J.-C. (eds) 2002 Comportement au vent des ponts. Presses de l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Paris, France.
- DAVENPORT A. G. 1962 Buffeting of a suspension bridge by stormy winds. *J. Struct. Div. ASCE*, 88(3), 233-268.
- DEN HARTOG J.P. 1985 Mechanical Vibrations. Dover publications, New York.
- DENIZ S. & STAUBLI T. 1997 Oscillating rectangular and octogon profiles: interaction of leading and trailing edge vortex formation. *J. of Fluids and Structures* 11, 3-31.

- DENIZ S. & STAUBLI T. 1998 Oscillating rectangular and octogonal profiles: Modelling of Fluid Forces. *J. of Fluids and Structures* 12, 859-882.
- DI PAOLA M. 1998 Digital simulation of wind field velocity. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 74-76, 91-109.
- FEENY, B.F. & KAPPAGANTU, R. 1998 On the physical interpretation of proper orthogonal modes in vibrations. *J. of Sound and Vibration* 211, pp. 607-616.
- FUNG Y.C. 1993 An Introduction to the Theory of Aeroelasticity. Dover publications, New York.
- JUNG H.-J., Lee S.-W., Jang D.-D. 2009 Feasibility Study on a New Energy Harvesting Electromagnetic Device Using Aerodynamic Instability. *IEEE Trans. on Magnetics* 45(10), 4379-4379.
- GUILLIN A. & Crémona C. 1997 Développement d'algorithmes de simulation de champs de vitesse de vent. Rapport du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, section Ouvrages d'Art, OA27, Paris, France.
- HEMON P. 2012 Large galloping oscillations of square section cylinder in wind tunnel. 10th conference on Flow-Induced Vibrations, FIV 2012, Dublin, Ireland, 3-6 July.
- HEMON P. & Santi F. 2007 Simulation of a spatially correlated turbulent velocity field using biorthogonal decomposition. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 95, 21-29
- HEMON P., de Langre E. & Schmid P. 2006c Experimental evidence of transient growth of energy before airfoil flutter. *J. of Fluids and Structures* 22(3), 391-400
- HEMON P. & Wojciechowski J. 2006b Attenuation of cavity internal pressure oscillations by shear layer forcing with pulsed micro-jets. *Eur. J. of Mech. B/ Fluids* 25, 939-947
- HEMON P. 2006 Vibrations des structures couplées avec le vent. Éditions de l'École Polytechnique, Palaiseau.
- HEMON P. & Noger C. 2004b Transient growth of energy and aeroelastic stability of ground vehicles. *C.R. Mécanique* 332, 175-180.
- HEMON P., Santi F. & Amandolese X. 2004 On the pressure oscillations inside a deep cavity excited by a grazing airflow. *Eur. J. of Mech. B/ Fluids* 23, 617-632.
- HEMON P. & Santi F. 2003 Applications of bi-orthogonal decompositions in fluid-structure interactions. *J. of Fluids and Structures* 17(8), 1123-1143
- HEMON P. & Santi F. 2002 On the aeroelastic behaviour of rectangular cylinders in cross-flow. *J. of Fluids and Structures* 16(7), 855-889
- HEMON P., Santi F, Schnoerringer B. & Wojciechowski J. 2001 Influence of free-stream turbulence on the Movement-Induced Vibrations of an elongated rectangular cylinder in cross-flow. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 89, 1383-1395
- HEMON P. 1999 Approche du phénomène de galop par un modèle d'effort retardé et validation expérimentale. *C. R. Acad. Sci. Paris* 327, Série IIb, 679-684
- HOFFMANN N. 2006 Transient growth and stick-slip in sliding friction. *ASME Journal of Applied Mechanics* 73, 642-647.
- HOLMES P. LUMLEY J.L. & BERKOOZ G. 1996 Turbulence, Coherent Structures and Symmetry. Cambridge University Press.
- JEONG S.H., BIENKIEWICZ B. & HAM H.J. 2000 Proper Orthogonal Decomposition of building wind pressure specified at non-uniformly distributed pressure taps. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 87, 1-14.
- JONES R.T. 1940 The unsteady lift of a wing of finite aspect ratio. Technical report 681, NACA.
- KÜSSNER H.G. 1932 Stresses produced in airplane wings by gusts. Technical Report 654, NACA.
- KÜSSNER H.G. 1941 General Airfoil Theory. Technical Report 979, NACA.

- LEE Y.S., Vakakis A.F., Bergman L.A., McFarkland D.M., Kerschen G. 2005 Triggering mechanisms of limit cycle oscillations due to aeroelastic instability. *J. of Fluids and Structures* 21, 485-529.
- LUO S.C., Chew Y.T., Goh E.Y. 1995 Unsteady fluid force acting on oscillating square-section cylinder. *J. of the Engineering Mechanics Division of the ASCE* 121, 176-180.
- LUO S. C., Yazdani Md.G., Chew Y.T., Lee T.S. 1994 Effect of incidence and afterbody shape on flow past bluff cylinders. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 53, 375-399.
- LUO S.C., Chew Y.T., Ng Y.T. 2003 Hysteresis phenomenon in the galloping oscillation of a square cylinder. *J. Fluids and Structures* 18, 103-118.
- MANZOOR S., Hémon P., Amandolese X. 2011. On the aeroelastic transient behaviour of a streamlined bridge deck section in a wind tunnel. *J. of Fluids and Structures* 27, 1216-1227.
- MANZOOR S., Hémon P. , Amandolese X. 2010 Vortex Induced Vibrations of a Square Cylinder in a Wind Tunnel. *3rd Fluids Engineering Summer Meeting*, ASME, August 1- 5, Montreal, Canada.
- MARSDEN C.C., Price S.J. 2005 The aeroelastic response of a wing section with a structural freeplay nonlinearity: An experimental investigation. *J. of Fluids and Structures* 21, 257-276.
- NAKAMURA Y. & OHYA Y. 1983 The effects of turbulence on the mean flow past square rods. *J. of Fluid Mechanics* 137, 331-345.
- NAKAMURA Y. & OHYA Y. 1984 The effects of turbulence on the mean flow past two-dimensional rectangular cylinders. *J. of Fluid Mechanics* 149, 255-273.
- NAUDASHER E. & Rockwell D. 1994 Flow-Induced Vibrations. An engineering guide. Dover publications, New York.
- NG Y.T., Luo S.C., Chew Y.T. 2005 On using high-order polynomial curve fits in the quasi-steady theory for square-cylinder galloping. *J. Fluids and Structures* 20, 141-146.
- NORBERG C. 1993 Flow around rectangular cylinders: pressure forces and wake frequencies. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 49, 187-196.
- NOVAK M. 1969 Aeroelastic galloping of prismatic bodies. *ASCE J. of the Engineering Mechanics Division* 95, 115-142.
- NOVAK M. 1972 Galloping oscillations of prismatic structures. *ASCE Journal of the Engineering Mechanics Division* 98, 27-46.
- NOVAK M. & TANAKA H. 1974 Effect of turbulence on galloping instability. *ASCE Journal of the Engineering Mechanics Division* 100, 27-47.
- PAÏDOUSSIS M.P., Price S.J., de Langre E. 2011 Fluid-Structure Interactions. Cross-Flow-Induced Instabilities. Cambridge University Press.
- PY C., de Langre E., Moulia B. & Hémon P. 2005 Measurement of the wind-induced motion of a crop canopy from digital video images. *Agricultural and Forest Meteorology* 130, 223-236
- SAATHOFF P., Melbourne W.H. 1999 Effects of freestream turbulence on streamwise pressure measured on a square-section cylinder. *J. of Wind Eng. & Indus. Aerod.* 79, 61-78.
- SAKAMOTO S. & Ghanem R. 2002 Simulation of multi-dimensional non-gaussian non-stationary random fields. *Prob. Eng. Mechanics* 17, 167-176.
- SANCHEZ-SANZ M., Fernandez B., Velazquez A. 2009. Energy-Harvesting Microresonator Based on the Forces Generated by the Karman Street Around a Rectangular Prism. *J. of Microelectromechanical systems* 18(2), 449-457.
- SANTI F. & Hémon P. Perturbation of vortex-induced vibrations on a square section cylinder. *8<sup>th</sup> conference on Flow-Induced Vibrations, FIV 2004*, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France, 2004, 6-9 July

- SCANLAN R. H. 1978 The action of flexible bridges under wind. 2: Buffeting theory, *J. Sound and Vibration* 60(2), 201-211.
- SCANLAN R.H. & Tomko J.J. 1971 Airfoil and bridge deck flutter derivatives. *ASCE Journal of the Engineering Mechanics Division*, December, 1717-1737.
- SCHMID P. & de Langre E. 2003 Transient growth before coupled-mode flutter. *ASME Journal of Applied Mechanics* 70, 894-901.
- SCHMID P. & Henningson D.S. 2001 Stability and transition in shear flows. Springer, New York.
- SCHWARTZ M., Manzoor S., Hémon P., de Langre E. 2009. By-pass transition to airfoil flutter by transient growth due to gust impulse. *J. of Fluids and Structures* 25, 1272-1281.
- SIMIU E. & SCANLAN R.H. 1986. Wind effects on structures. 2<sup>nd</sup> edition. Wiley, New York.
- TAMURA Y., SUGANUMA S., KIKUCHI H. & HIBI K. 1999 Proper Orthogonal Decomposition of random wind pressure field. *J. of Fluids and Structures* 13, 1069-1095.
- THEODORSEN T. 1935 General Theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. Technical Report 496, NACA.
- TRAN C.T. & Petot D. 1981 Semi-empirical model for the dynamic stall of airfoils in view of the application to the calculation of responses of a helicopter blade in forward flight. *Vertica* 5, 35-53.
- VAN OUDHEUSDEN B.W. 2000 Aerodynamic stiffness and damping effects in the rotational galloping of a rectangular cross-section. *J. of Fluids and Structures* 14, 1119-1144.
- YAMAZAKI F. & Shinozuka M. 1990 Simulation of Stochastic Fields by Statistical Preconditioning. *ASCE J. of Engineering Mechanics* 116, 268-287.
- WILLIAMSON C.H.K. & Govardhan R. 2004 Vortex-Induced Vibrations. Annual Review of Fluid Mechanics 2004, 413-455.

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.	Airbus A380 et sa voilure gauche (document internet) .....	6
Figure 2.	Pont du Bras de la Plaine à la Réunion (construction Bouygues TP) .....	6
Figure 3.	Essais en soufflerie d'un profil NACA (à gauche) et d'un prisme carré (à droite).....	7
Figure 4.	Contrôle du battement de volume d'une cavité profonde par actionneurs piézo-électriques (Amandolese 2002) .....	8
Figure 5.	Section de profil d'aile en flexion/torsion .....	10
Figure 6.	Route vers le flottement classique, un profil d'aile à gauche, un tablier de pont à droite .....	11
Figure 7.	Cas d'une passerelle piéton haubanée instable par amortissement en torsion simple et en flexion simple (avant modifications constructives) .....	12
Figure 8.	Détachement tourbillonnaire à l'arrière d'un prisme carré (Santi 2004, Amandolese 2010) .....	13
Figure 9.	Section de prisme rectangulaire soumise au galop et triangle des vitesses définissant le vent apparent .....	14
Figure 10.	Coefficient de portance de la section rectangulaire variant avec l'intensité de turbulence (Novak 1972, Deniz 1997, repris dans Hémon 2002) .....	15
Figure 11.	Morphologie de l'écoulement autour d'une section rectangulaire, en écoulement non turbulent (à gauche) et très turbulent (à droite) .....	16
Figure 12.	Intensité de turbulence à l'arrière de la grille génératrice (Hémon 2001 & 2002) .....	16
Figure 13.	Amplitude de vibration d'une poutre rectangulaire, en écoulement non turbulent à gauche, avec différentes intensités de turbulence à droite (Hémon 2002) .....	17
Figure 14.	Allure de la courbe de portance d'un prisme de section carrée et courbe d'amplitude des oscillations en fonction de la vitesse réduite (reproduit de Novak 1969).....	19
Figure 15.	Principe et photo de l'expérience d'étude du galop à grande amplitude (Hémon 2012) .....	20
Figure 16.	Amplitudes RMS de 2 prismes de section carrée en fonction de la vitesse réduite pour des angles d'attaque de 0 et 9.5° (Hémon 2012).....	20
Figure 17.	Profils de vitesse à l'arrière d'un prisme carré à la distance 1.3D, prisme immobile ou en oscillation de galop à la vitesse réduite $U_r = 85$ ; profil de vitesse moyenne, composante RMS, composante à la fréquence du détachement tourbillonnaire alterné (DTA), composante à la fréquence des oscillations de galop (Hémon 2012) .....	21
Figure 18.	Position verticale des maxima de vitesse instationnaire à l'arrière du prisme carré en situation d'oscillation de galop à $U_r = 85$ (Hémon 2012) .....	21
Figure 19.	Amplitude de vibration de cylindres circulaires en situation d'accrochage avec le détachement tourbillonnaire alterné (tiré de Williamson 2004) .....	22
Figure 20.	Zone d'accrochage avec le détachement tourbillonnaire alterné en fonction du nombre de Scruton (Chen 1987) .....	22
Figure 21.	Montage d'un prisme carré dans la veine d'essais de la soufflerie verticale .....	23
Figure 22.	Amplitude RMS d'oscillation du cycle limite et taux de croissance des oscillations en fonction de la vitesse réduite du prisme carré, départ prisme immobile (Manzoor 2010) .....	24
Figure 23.	Amplitude RMS d'oscillation du cycle limite en fonction de la vitesse réduite, pour des vitesses de vent croissantes (o) et décroissantes (x) (Manzoor 2010) .....	24
Figure 24.	Configuration typique d'excitation turbulente sur un tablier .....	25
Figure 25.	Comparaison des DSP des composantes u et w simulées avec la DSP cible .....	27

Figure 26. Comparaison des corrélations spatiales simulées des composantes u et w avec leur fonction cible .....	28
Figure 27. Convergence énergétique de la simulation et illustration 1D de la composante w en temps et en espace ....	28
Figure 28. Evolutions possibles de l'énergie d'un système fluide-structure soumis à une excitation initiale.....	29
Figure 29. Principe et photo du montage d'un profil NACA 0015 en flexion-torsion .....	30
Figure 30. Validation de l'identification des paramètres structure à vitesse de vent nulle, Conditions initiales : $z_0 = -1.85 \text{ mm}, \alpha_0 = 0.5^\circ$ .....	32
Figure 31. Amortissements aérodynamiques en flexion (gauche) et torsion (droite) en fonction de la vitesse du vent. Comparaison expériences/calculs quasi-statiques .....	32
Figure 32. Evolution temporelle du système à $UUc = 0.92$ , Conditions initiales : $z_0 = -1.85 \text{ mm}, \alpha_0 = 0.5^\circ$ .....	33
Figure 33. Amplification maximum de l'énergie sur le profil NACA 0015 ; Conditions initiales : $z_0 = -1.85 \text{ mm}, \alpha_0 = 0.5^\circ$ ; comparaison expériences/théorie des profils instationnaires .....	34
Figure 34. Détail de la maquette et principe de l'expérience avec le tablier de pont profilé .....	34
Figure 35. Vue générale de l'expérience avec le tablier de pont profilé .....	35
Figure 36. Historiques typiques de la rafale de vent produite par le lâcher du volet.....	35
Figure 37. Historique de l'énergie et des degrés de liberté du tablier de pont à $UUc = 0.95$ .....	36
Figure 38. Valeur de l'énergie initiale de référence en fonction de la vitesse du vent et pour deux raideurs de tablier différentes.....	37
Figure 39. Taux d'amplification maximum de l'énergie engendré par une rafale de vent pour deux tabliers de pont de raideur différente .....	37
Figure 40. Modélisation de la rafale à l'aide de gaussiennes .....	39
Figure 41. Evolution des fréquences des degrés de liberté en fonction de la vitesse du vent. Comparaison expérience-simulation.....	39
Figure 42. Taux maximum d'amplification de l'énergie pour les deux cas de tablier. Excitation initiale mécanique, comparaison expérience-simulation.....	40
Figure 43. Taux maximum d'amplification de l'énergie pour les deux cas de tablier. Excitation initiale par la rafale, comparaison expérience-simulation.....	40
Figure 44. Historiques de l'énergie et des degrés de liberté du système. Comparaison expérience-simulations .....	41
Figure 45. Principe de la transition by-pass sur un système non-linéaire.....	42
Figure 46. Détail des ressorts de contact produisant une raideur non-linéaire sur la flexion verticale .....	43
Figure 47. Evolution des fréquences du profil linéaire et non-linéaire en fonction de la vitesse du vent.....	43
Figure 48. Taux maximum d'amplification de l'énergie, profil linéaire et non-linéaire.....	44
Figure 49. Historiques de l'énergie avec et sans transition by-pass.....	44

## FORMULAIRE FRANÇAIS - ANGLAIS

Accrochage : *lock-in*

Admittance aérodynamique : *aerodynamic admittance*

Décomposition bi-orthogonale : *bi-orthogonal decomposition (BOD)*

Décomposition en modes propres orthogonaux : *proper orthogonal decomposition (POD)*

Den Hartog (critère de) : *Den Hartog criterion*, critère déterminant le risque de galop à partir des coefficients aérodynamiques statiques de la section d'un prisme ou d'un cylindre

Détachement tourbillonnaire : *vortex shedding*

Dérivées de flottement : *flutter derivatives*, on trouve également le terme « coefficients de Scanlan », ainsi que « coefficients de Küssner » ou « coefficients de Theodorsen » qui recouvrent tous la même signification physique, les deux derniers étant issus de calculs selon la théorie potentielle instationnaire appliquée au profil d'aile mince.

Divergence : *divergence*

Densité spectrale de puissance (DSP) : *Power Spectral Density (PSD)*

Flottement classique : *classical flutter*, ou tout simplement *flutter*

Flottement de décrochage : *stall flutter*, on rencontre également le terme *torsional galloping* ainsi que *torsional flutter*

Fonction indicielle : *Indicial function*

Fonction de Küssner : *Küssner's function*, l'admittance d'un profil d'aile pour un échelon de la composante de vitesse verticale du vent

Fonction de Sears : *Sears function*, l'admittance d'un profil d'aile en perturbation harmonique

Fonction de Theodorsen : *Theodorsen's function*, on rencontre aussi l'appellation *circulation function*, elle permet le calcul des dérivées de flottement

Fonction de Wagner : *Wagner's function*, l'admittance d'un profil d'aile pour un échelon d'angle d'attaque

Galop : *galloping*

Galop de sillage : *wake galloping*, on rencontre aussi le terme *interference galloping*

Théorie quasi-statique : *Quasi-Steady Theory (QST)*

Théorie des profils instationnaires : *Unsteady Airfoil Theory (UAT)*

Vibrations Induites par le Mouvement : *Movement Induced Vibrations (MIV)* catégorie qui regroupe l'ensemble des flottements

Vibrations Induites par la Turbulence : *Turbulence Induced Vibrations (TIV)*

Vibrations Induites par Vortex : *Vortex Induced Vibrations (VIV)*