

Dynamique d'une lame flexible exposée à une allée de tourbillons de von Karman

Y.BACHELIER^a, J.JOHN SOUNDAR JEROME^b,
D.DOPPLER^c, N.RIVIERE^d

a. Université Claude Bernard Lyon 1, yohann.bachelier@univ-lyon1.fr

b. Université Claude Bernard Lyon 1, john-soundar@univ-lyon1.fr

c. Université Claude Bernard Lyon 1, delphine.doppler@univ-lyon1.fr

d. INSA Lyon, nicolas.riviere@insa-lyon.fr

Résumé :

Nous étudions le mouvement d'une lame artificielle quasi 2D exposée à un écoulement d'eau (masse volumique $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ et viscosité $\mu = 10^{-3} \text{ Pa.s}$) et à un réseau régulier de tourbillons transversaux. Notre expérience consiste en une mince feuille de polyéthylène souple de longueur l_b (5 - 24cm), fixée de manière rigide au fond d'un canal étroit de 2m de long et 4cm de large. L'extrémité libre de la lame est alors systématiquement excitée par une allée de tourbillons de von Karman. Nous contrôlons la fréquence (f_v) et la taille du vortex via la vitesse moyenne de l'eau (U_0) et le diamètre de l'obstacle cylindrique ($d_o = 1 - 4\text{cm}$). Lorsque l'épaisseur de la lame (e_b) et la longueur (l_b) sont maintenues constantes, l'amplitude d'oscillation mesurée augmente linéairement avec le nombre de Reynolds basé sur la taille de l'obstacle ($Re_{d_o} = \rho U_0 d_o / \mu$) sur une fourchette relativement large ($Re_{d_o} = 200 - 3500$). On voit que la pente de cette dépendance linéaire vis-à-vis du nombre de Reynolds ne varie qu'avec la rigidité de la lame, telle que l'élanement (l_b/e_b) et le module de Young (E). Nous expliquons ces observations via une loi de puissance qui exploite l'équilibre nécessaire entre le travail effectué par les forces de flexion et l'énergie cinétique transmise par les tourbillons sur la lame. De plus, nous observons deux régimes dynamiques distincts. (1) Régime de battement rigide : la lame se meut dans une direction privilégiée autour d'une déflexion moyenne et (2) Régime de battement ondulant : des ondes transversales se propagent le long de la lame vers son extrémité libre à une vitesse de phase constante. En particulier, nous démontrons que le passage d'un régime à l'autre est indépendant du diamètre de l'obstacle (d_o) mais dépend fortement du nombre de Cauchy ($Cy = 12\rho U_0^2 l_b^3 / E e_b^3$).

Abstract :

We propose a model experiment to investigate the motion of a single quasi-2D artificial blade exposed to a transverse water flow (density $\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ and viscosity $\mu = 10^{-3} \text{ Pa.s}$) and a regular array of transverse vortices. Our experiment consists of a thin flexible polyethylene sheet of length, l_b (5 – 24 cm) that is fixed rigidly to the bottom of a 2 meter long narrow water channel. The blade free-end is then systematically excited by a von Karman vortex street. When the blade thickness (e_b) and length (l_b) are kept constant, the measured oscillation amplitude increases linearly with the obstacle-size based

Reynolds number ($Re_{d_o} = \rho U_0 d_o / \mu$) over a relatively wide range ($Re_{d_o} = 200 - 3500$). The slope of this linear Reynolds number dependence is seen to vary only with the blade rigidity, such as the thickness ratio (l_b/e_b) and the Young's modulus (E). We explain these observations via a scaling law that exploits the necessary balance between the work done by the restoring bending forces and the kinetic energy imparted by the incoming vortices on a blade. We control the frequency (f_v) and vortex size via the mean water velocity (U_0) and the diameter of the cylindrical obstacle ($d_o = 1 - 4\text{cm}$). Thereby, we observe two distinct dynamical regimes. (1) Flutter regime : the blade moves forth and back about a mean deflection and (2) Orbital regime : transverse waves originate at the blade anchorage near the channel bottom and move along the blade length towards its free-end. In particular, we demonstrate that the transition to traveling wave regime is independent of the obstacle diameter (d_o) but it depends strongly on a critical Cauchy number ($Cy = 12\rho U_0^2 L_b^3 / E e_b^3$).

Mots clefs : Plantes aquatiques, lames flexibles, tourbillons de Von Karman, régimes de battement

1 Introduction

Les canopées, aquatiques ou aériennes, sont des ensembles d'éléments en interaction avec un écoulement comme la partie haute d'une forêt en contact avec le vent ou encore un groupement de plantes aquatiques dans une rivière. Les canopées aquatiques jouent un rôle essentiel dans la stabilisation du lit de la rivière, la maîtrise des crues, la sédimentation, le transport et le mélange de nutriments ou de polluants, en influençant la qualité de l'eau pour l'écosystème fluvial. Ces lieux sont reconnus comme étant propice à la vie mais ils sont également utilisés comme pièges à sédiments. Les plantes dans les canopées aquatiques sont souvent longues et flexibles. Par conséquent, dans de nombreux cas, ces processus de transfert de masse et de mélange sont fortement contrôlés par les interactions fluide-structure. La raison est que ces structures provoquent la création d'une couche de mélange avec l'écoulement [4]. Cette dernière permet des échanges de nutriments, sédiments ou encore polluants entre la canopée et l'environnement extérieur. Plus particulièrement, il s'agit des tourbillons de cette couche de mélange qui vont pénétrer sous la surface de la structure [5]. Ainsi en fonction des propriétés géométriques et mécaniques de la structure, ces tourbillons iront plus ou moins loin, voire n'iront pas du tout à l'intérieur de la canopée [6].

Dans le cas d'éléments flexibles composant une canopée aquatique, il existe un phénomène appelé monami [1],[2],[3] dont l'effet serait de réduire la pénétration des tourbillons [9]. La conséquence directe de ce genre d'évènement est la diminution des échanges entre l'écoulement et la canopée. Dans ce contexte, il est important de mieux comprendre la dynamique des plantes individuelles en présence de structures tourbillonnaires. Jusqu'à maintenant la plupart des études sur les interactions fluide-structure se sont concentrées sur le rôle des tourbillons créés dans le sillage d'objets rigides [7] et flexibles [8], [10], [13]. De récents travaux montrent que la force de traînée moyenne n'était significativement impactée ni par la vibration induite des tourbillons du sillage [15] ni par les instabilités de battement [16]. Une lame flexible peut toutefois montrer des modes de flottement, de torsion ou encore des modes orbitaux [10] en fonction des fluctuations de vitesse dans le sillage. Dans ce contexte il est important de comprendre si ce genre de transitions peut résulter d'un équilibre entre la force de traînée moyenne et les forces de rappels moyennes, ceci indépendamment des fluctuations du forçage. En outre quelles sont les caracté-

ristiques des oscillations (amplitude, fréquence, modes) et leurs liens avec l'écoulement moyen, avec les tourbillons et avec les propriétés mécaniques de l'objet.

Pour comprendre les mécanismes d'oscillation des lames flexibles nous nous intéressons à la réaction d'une seule plante aquatique au passage de tourbillons artificiels d'une allée de von Karman. Par l'utilisation de lames de plastique comme modèles simples de plante, il s'agira de mettre en avant des paramètres géométriques en plus de paramètres mécaniques pour décrire leurs comportements dynamiques. À l'aide d'une caméra et d'un programme de détection nous observerons ici la lame dans son intégralité en fonction de la vitesse de l'écoulement, sans changer l'inclinaison du canal.

2 Présentation de l'expérience

2.1 Dispositif expérimental

L'expérience a été menée dans un canal étroit de largeur 40mm pour une longueur de 2m . La lame consiste en un parallélépipède rectangulaire de longueur l_b (84mm , 200mm , 240mm), de largeur fixe $w_b = 15\text{mm}$ et d'épaisseur e_b . Elle est en polyéthylène basse densité (PEBD) de masse volumique $\rho_b = 920\text{kg.m}^{-3}$ et de module de Young $E = 250\text{MPa}$. L'allée de von Karman est créée par un obstacle cylindrique de diamètre d_o placé dans l'écoulement sur toute sa largeur comme indiqué sur le schéma de la figure 1. Les trois diamètres d'obstacle (10mm , 20mm , 40mm) utilisés permettent, associés à la gamme de vitesse débitante de l'écoulement ($U_0 = 15 - 100\text{mm.s}^{-1}$), d'obtenir au moins un ordre de grandeur pour les fréquences de création des tourbillons $f_v = 0.15 - 2.15\text{Hz}$. La hauteur d'eau $h_w = 220\text{mm}$ de l'écoulement à surface libre a été gardée constante sur toutes les mesures. Pour toutes nos mesures la profondeur de submersion de la lame $H = h_w/h_b$ est supérieure à 1 donc la lame reste immergée.

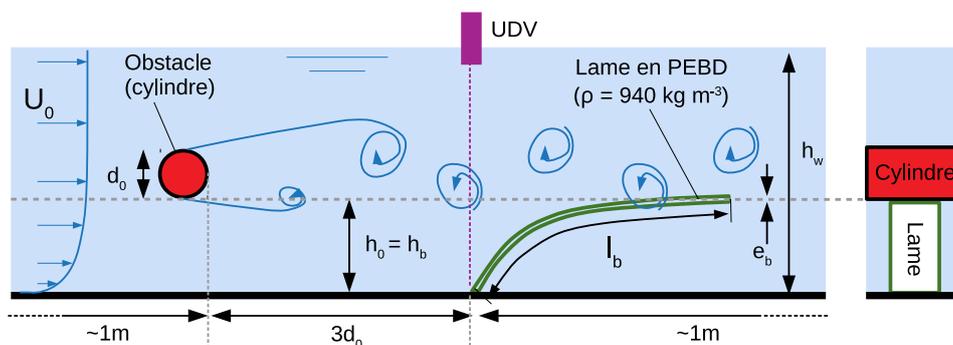


FIGURE 1 – Schéma de l'expérience en vue de profil à gauche et de face à droite. Écoulement à surface libre avec un obstacle cylindrique fixé au parois du canal suivi d'une lame parallélépipédique encastree au fond du canal.

Le dispositif à une vanne d'entrée pour régler le débit ainsi qu'une vanne de sortie qui permet d'ajuster la hauteur d'eau. Les propriétés de l'écoulement à travers l'obstacle seront décrit dans cet article par le nombre de Reynolds particulière de l'obstacle

$$Re_{d_o} = \frac{\rho d_o U_0}{\mu} \quad (1)$$

Avec μ la viscosité de l'eau et ρ sa masse volumique. La gamme de nombre de Reynolds utilisée dans cette étude se situe entre 200 et 4000. Les propriétés de la lame dans l'écoulement seront, elles, décrites par le nombre de Cauchy C_y , qui exprime le rapport entre les forces d'inertie du fluide et la rigidité de la lame

$$C_y = \frac{\rho \cdot U_0^2 w_b l_b^3}{EI} = 12 \frac{\rho \cdot U_0^2}{E} \cdot \left(\frac{l_b}{e_b}\right)^3, \quad (2)$$

Avec $I = w_b e_b^3 / 12$ le moment quadratique de la lame. La gamme de nombre de Cauchy explorée dans cette étude se situe entre 2 et 2×10^4 .

2.2 Caractéristiques du forçage

Pour caractériser et contrôler la fréquence des tourbillons de von Karman, la composante verticale de la vitesse $v(x, t)$ de l'écoulement est mesurée à plusieurs distances derrière l'obstacle. La mesure est réalisée par un Ultrasonor Doppler Velocimeter (UDV). Avec $v_{max}(x)$ la vitesse verticale maximum à une position x donnée, les mesures pour différentes vitesse moyenne d'écoulement converge en une unique courbe lorsque v_{max}/U_0 est tracé en fonction de x/d_o . Cette dernière possède un maximum localisé en $x \simeq 2d_o$. En conséquence les racines des lames ont été positionnées à une distance $x = 3d_o$ derrière l'obstacle afin qu'elles reçoivent un forçage périodique important en provenance des tourbillons de l'allée de von Karman.

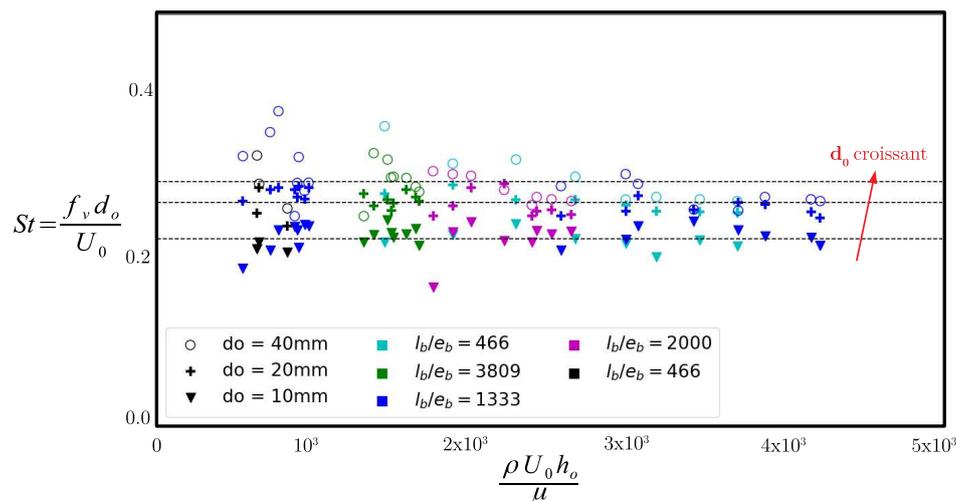


FIGURE 2 – Étendue du nombre de Strouhal St sur les mesures effectuées. Ici, f_v est la fréquence de l'allée de tourbillons et $\rho U_0 h_o / \mu$ est le nombre de Reynolds basé sur la distance entre le fond du canal et le cylindre.

Le nombre de Strouhal est souvent considéré constant et égal à 0.2 dans l'intervalle des nombres de Reynolds de cette étude. Cependant l'obstacle étant proche du fond par rapport à sa taille ($d_o/h_o \sim 1$), il est ici confiné verticalement et le nombre de Strouhal varie entre 0.2 et 0.4 (Figure 2).

2.3 Reconfiguration de la lame sans obstacle

Pour positionner l'obstacle dans la hauteur du canal, il a d'abord été déterminé la hauteur de déflexion h_b de la lame lorsqu'elle n'était pas soumise à une allée de tourbillons. Pour que les tourbillons soient positionnés autour de la position de la lame et pour que l'obstacle ne soit pas trop confiné, il a été placé

tel que la distance entre sa partie basse et le fond du canal h_o soit égale à cette hauteur défléchie h_b à même Reynolds (voir schéma figure 1).

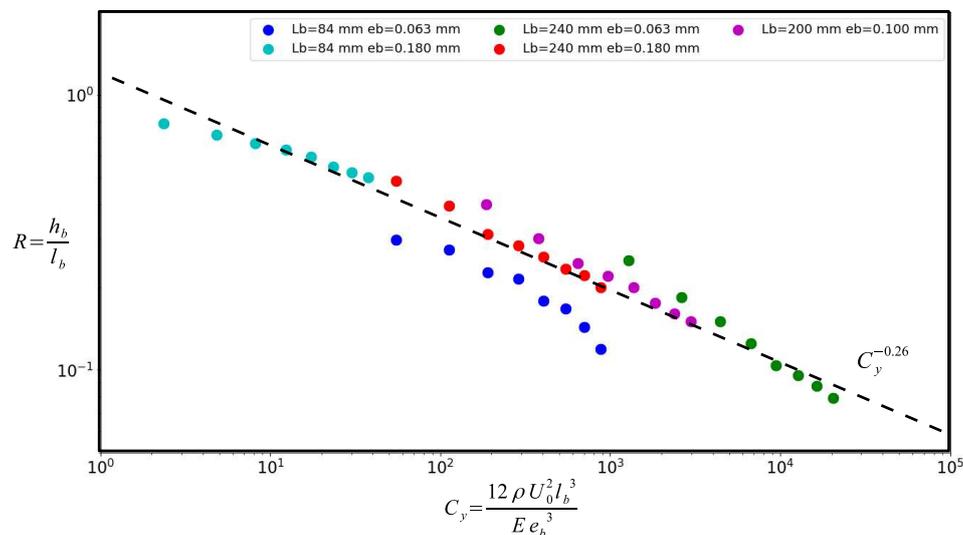


FIGURE 3 – Courbe de reconfiguration de la lame réalisée sans l’obstacle.

Le nombre de reconfiguration R de la lame exprime le rapport de la traînée à sa position défléchie par rapport à sa traînée si elle n’était pas reconfigurée :

$$R = \frac{h_b}{l_b} \quad (3)$$

En traçant le nombre de reconfiguration de la lame en fonction du nombre de Cauchy (Figure 3) on observe une loi en puissance telle que $R \propto C_y^{-v/2}$ avec v l’exposant Vogel. Cette tendance est retrouvée dans la littérature pour des éléments simples ou complexes [14] [17], plus ou moins rigides et plus ou moins nombreux [18]. Dans notre expérience nous observons un exposant de Vogel tel que $v/2 \simeq 0.26$.

3 Résultats expérimentaux

3.1 Amplitude d’oscillation

L’étude de la dynamique de la lame se fait par des enregistrements vidéo avec une fréquence d’acquisition de 6.25Hz sur une durée de 7 minutes. Ces vidéos sont traitées pour finalement obtenir la position dans l’espace et le temps de tous points de la lame. Soit $x(s, t) = \bar{x}(s) + \hat{x}(s, t)$ et $y(s, t) = \bar{y}(s) + \hat{y}(s, t)$ les coordonnées cartésiennes de la lame à une distance s de la racine, avec \bar{x} et \bar{y} les moyennes temporelles et \hat{x} et \hat{y} les fluctuations autour de cette moyenne. La mesure de l’amplitude d’oscillation a de la lame a été réalisée en se plaçant à l’extrémité de la lame et en calculant la moyenne quadratique des fluctuations des coordonnées cartésiennes par rapport à la moyenne temporelle :

$$a = \sqrt{\hat{x}(s, t)^2 + \hat{y}(s, t)^2} \quad \text{avec} \quad s = l_b \quad (4)$$

Pour montrer clairement le rôle du nombre de Reynolds basé sur la taille de l’obstacle et de l’élanement de la lame l_b/e_b , quatre cas ont été choisis pour l’étude : deux longueurs (240mm et 84mm) et deux

épaisseurs ($180\mu m$ et $63\mu m$), qui permettent d'obtenir trois élancements différents, et trois diamètres de cylindres ($10mm$, $20mm$, et $40mm$). Sur la figure 4 nous observons que pour chaque cas, la progression de l'amplitude selon Reynolds est quasi-linéaire. Plus particulièrement nous voyons que les deux cas (symboles creux et pleins rouges) de dimensions différentes mais avec le même élancement ($l_b/e_b = 1333$) ont la même amplitude d'oscillation en plus d'avoir des linéarités similaires dans toute la gamme de Reynolds étudiée.

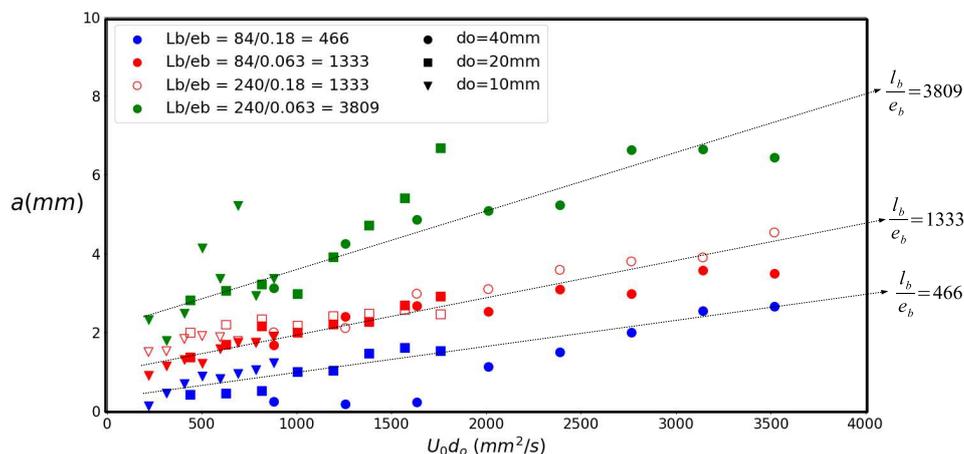


FIGURE 4 – Graphique de l'amplitude en millimètres en fonction du nombre de Reynolds particulière pour différents élancements de lame. Les points verts correspondent à une longueur de lame $l_b = 240mm$, les bleus sont pour $l_b = 84mm$. Les marqueurs creux correspondent à une épaisseur de lame $e_b = 180\mu m$ et les pleins sont pour $e_b = 63\mu m$. Les cas sont choisis de manière à obtenir trois élancements différents dont un qui est obtenu via deux jeux de paramètres différents.

Sachant que l'élancement est un élément dominant de l'expression du nombre de Cauchy, il est intéressant de voir que sur la figure 5, qui représente l'amplitude adimensionnée par d_o , il semble exister une relation de puissance entre l'amplitude et le nombre de Cauchy telle que $a/d_o \propto C_y^{0.28}$. En référence à la discussion sur la courbe de reconfiguration (section 2.3), nous remarquons que les deux lois de puissance sont très proches et semblent faire intervenir l'exposant de Vogel tel que $a/d_o \propto C_y^{v/2}$. Ainsi, cette similarité nous permet d'exprimer un lien entre l'amplitude d'oscillation et le nombre de reconfiguration R :

$$\frac{a}{d_o} \sim \frac{l_b}{h_b} = \frac{1}{R} \quad (5)$$

Une telle observation est explicable si en première approximation on considère que l'énergie de l'écoulement peut être découpé en deux parties. D'abord un champ moyen caractérisé par la vitesse moyenne de l'écoulement U_0 et ensuite des fluctuations de vitesse liés aux tourbillons de l'allée de Von Karman. De la même manière, la dynamique de la lame peut être découpée en une partie moyenne liée à la reconfiguration moyenne et une partie fluctuante qui correspond à la vibration de la lame autour de cette position moyenne reconfigurée. Nous faisons l'hypothèse de découpler les comportements moyens de la lame de ses comportements fluctuants. C'est-à-dire que l'énergie moyenne hydrodynamique va être responsable de la réaction moyenne de déformation de la lame et que la vibration de cette dernière est engendrée par les fluctuations de l'écoulement.

Dans un premier temps, en négligeant les forces de flottabilité, l'équilibre entre les efforts internes liés à la déformation moyenne de la lame et la force de traînée de l'écoulement moyen peut s'écrire [11] [19]

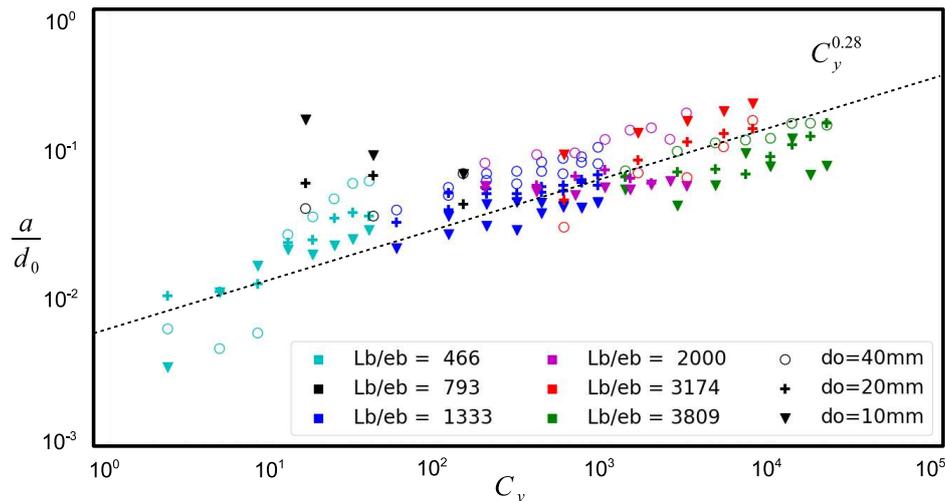


FIGURE 5 – Amplitude adimensionné par la taille de l’obstacle d_o en fonction du nombre de Cauchy C_y . Chaque couleurs correspond à un élongement. Les symboles creux et pleins, représentent les trois différentes tailles d’obstacle. La ligne pointillée montre la loi de puissance telle que $C_y^{0,28}$ suivant tous les points.

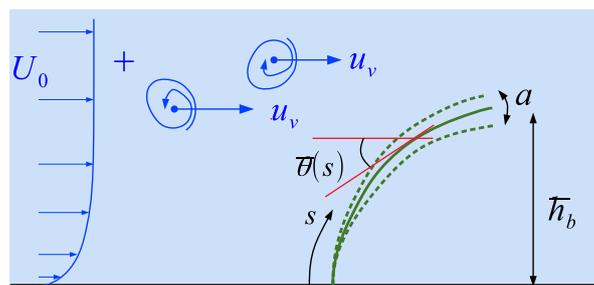


FIGURE 6 – Déformation moyenne de la lame et fluctuations autour de cette position. $\theta(s)$ est l’angle instantané entre la tangente à la position s de l’abscisse curviligne de la lame avec l’axe horizontal.

[18]

$$EI \frac{d^3 \bar{\theta}}{ds^3} = C_D \frac{1}{2} (\rho U_0 \sin \bar{\theta})^2 \times w_b, \quad (6)$$

où C_D est le coefficient de la force de traînée et $\bar{\theta}(s)$ représente la moyenne temporelle de l’angle entre la tangente locale de la lame et l’horizontal (figure 6). Dans un deuxième temps pour les tourbillons, on admet que la puissance injectée se fait durant un temps caractéristique lié à la fréquence (f_v) de passage de ces derniers. Ainsi on obtient pour l’énergie de l’oscillation de la lame

$$\frac{1}{2} K a^2 \sim C_P \frac{1}{2} \rho u_v^3 (w_b d_o) \times f_v^{-1}, \quad (7)$$

où C_P est le coefficient de puissance, $u_v \propto U_0$ est la vitesse des tourbillons, a est l’amplitude d’oscillation et K est la raideur moyenne de la lame. De plus, on note que cette raideur devrait être différente de $\frac{EI}{l_b^3}$, utilisée pour les poutres en flexion, car la lame est très déformée par l’écoulement moyen et qu’elle devrait dépendre plus de la reconfiguration. Il est alors postulé que pour $C_y > 1$, la raideur est proportionnelle aux forces de rappel par unité de longueur telle que $K \sim EI \frac{d^3 \bar{\theta}}{ds^3} |_{s=l_b}$. Cette expression fait le

lien entre les équations 6 et 7 ce qui nous permet d'obtenir

$$\frac{a^2}{d_0^2} \sim \frac{2}{St} \left(\frac{C_D}{C_P} \right) \frac{1}{\sin^2 \bar{\theta}_b}. \quad (8)$$

Enfin, en notant que $\sin \bar{\theta}_b \approx h_b/l_b$ où h_b/l_b est le nombre de reconfiguration $R \sim C_y^{-0,26}$ (cf. Section 2.3), on déduit que

$$\frac{a}{d_0} \propto C_y^{0,26}. \quad (9)$$

Cette loi d'échelle est très similaire à celle obtenue figure 5. Elle peut aussi expliquer la dispersion autour du modèle par le nombre de Strouhal qui varie entre 0, 2 et 0, 35 avec une dépendance en d_o et $h_b (= h_o)$.

3.2 Modes d'oscillation

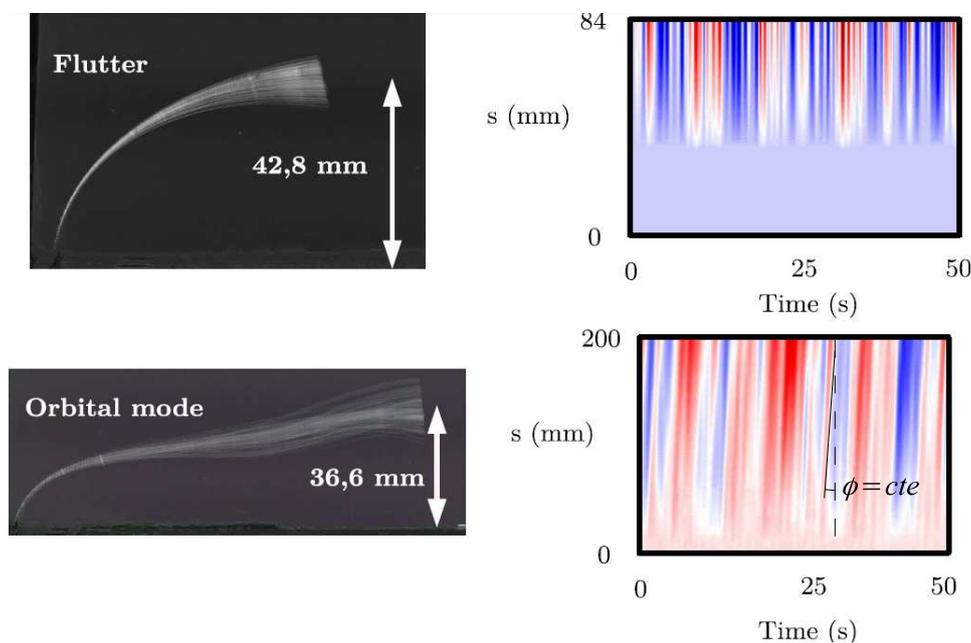


FIGURE 7 – Graphique représentant les fluctuations verticales ($y(s, t) - \bar{y}(s)$) sur toute la longueur de la lame au cours du temps. Cas pour $l_b = 84mm$ et $e_b = 0,180mm$ en haut. Cas pour $l_b = 200mm$ et $e_b = 0,100mm$ en bas.

La figure 7 (gauche) présente une projection temporelle de la lame dans son ensemble pour un cas de faible élancement ($l_b = 84mm$ et $e_b = 180\mu m$) en haut et un cas d'élancement plus important ($l_b = 200mm$ et $e_b = 100\mu m$) en bas. Malgré des différences dans l'amplitude de vibration les lames ne montrent pas d'oscillations modales. C'est plus clairement visible dans le graphe spatio-temporel correspondant, à droite de la même figure, représentant la vibration verticale $\hat{y}(s)$ de chaque points de la lame au cours du temps. En fait ce graphe montre que l'oscillation modale de la lame $l_b = 200mm$ et $e_b = 100\mu m$ est une onde progressive de vitesse de phase constante. Ceci peut être encore démontré en regardant les fluctuations horizontales $\hat{x}(s)$ et verticales $\hat{y}(s)$ normalisées pour une position donnée $s = s_o$ de la lame (figure 8 gauche) ainsi que le contenu spectral de ses fluctuations (figure 8 droite). Les lames oscillent toujours à la fréquence de forçage, c'est-à-dire celle de l'allée de von Karman, mais malgré cela, leurs fluctuations montrent de nettes différences. La lame de faible élancement oscille dans un mode de battement où toutes fluctuations sont concentrées autour de la ligne $\hat{y}(s_o) = -\hat{x}(s_o)$. Tandis

que pour le plus grand élanement la lame montre un mode orbital où les fluctuations sont limitées dans une ellipse telle que $\frac{(\hat{x}(s)-\hat{y}(s))^2}{2\lambda_2^2} + \frac{(\hat{x}(s)-\hat{y}(s))^2}{2\lambda_1^2} = 1$.

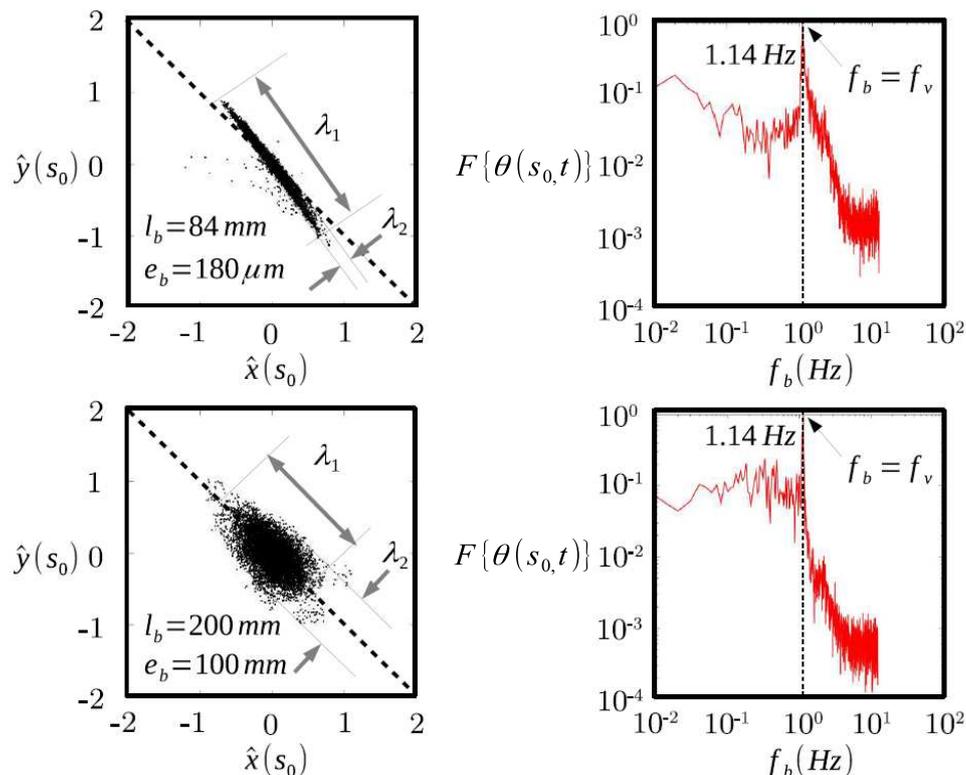


FIGURE 8 – Graphique représentant les fluctuations verticales $\hat{y}(s_o)$ et horizontales $\hat{x}(s_o)$ à $s_o = 0, 66l_b$ au cours du temps (gauche) et le spectre correspondant à $\theta(s_o, t)$ (droite). Cas pour $l_b = 84mm$ et $e_b = 0, 180mm$ en haut. Cas pour $l_b = 200mm$ et $e_b = 0, 100mm$ en bas.

Une cartographie des régimes en fonction du nombre de Cauchy et du nombre de Strouhal est présenté dans la figure 9. Il y est observé une séparation assez claire dépendant seulement du nombre de Cauchy. Pour de petits C_y nous avons des lames plus rigides qui ont un régime de battement rigide. Ensuite il existe une zone de transition assez nette qui se trouve autour d'une valeur critique $C_y \sim 10^2$. Enfin pour de grands C_y où nous avons des lames plus flexibles, la dynamique est exclusivement à régime orbital ou de battements ondulant. Ces résultats sont en accord avec ceux de Yin *et al.* (2019) [10] où une telle transition dynamique a été observée dans les vibrations induites par le sillage de la lame.

4 Conclusion

Dans cet article nous présentons une expérience où une lame flexible est forcée à osciller dans un écoulement moyen par le contrôle de tourbillons de von Karman incident. Dans cette expérience ont été étudié l'amplitude et la fréquence d'oscillation de la lame ainsi que la forme de ses déplacements dans le temps, en fonction du nombre de Cauchy et du nombre de Reynolds basé sur le diamètre du cylindre. Nous avons démontré l'importance du nombre de Cauchy dans le comportement dynamique de la lame.

D'abord il a été observé que les lames oscillent à la fréquence de forçage de notre système, c'est-à-dire à la fréquence d'apparition des tourbillons. Ensuite nous proposons par observation et via un modèle simple, une loi de puissance entre l'amplitude d'oscillation normalisé par le diamètre du cylindre et

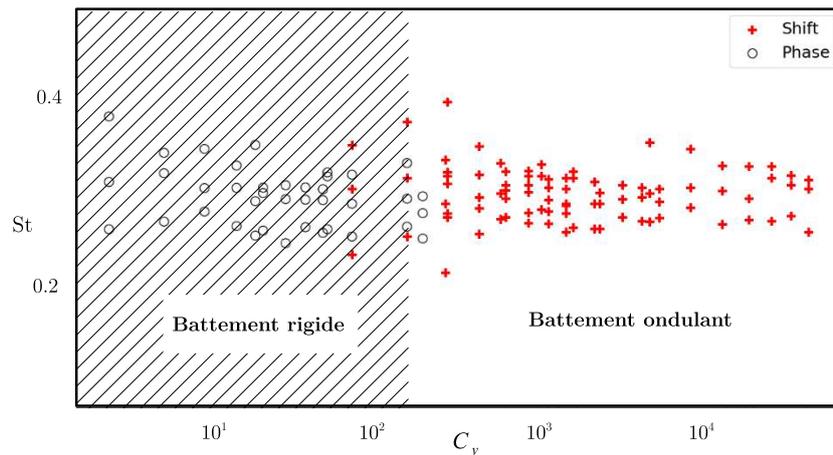


FIGURE 9 – Graphique montrant les différents régime sur une cartographie entre le nombre de Strouhal et le nombre de Cauchy.

le nombre de Cauchy et ce, avec une légère dépendance sur le nombre de Strouhal. En étudiant les fluctuations de la lame, localement et globalement, nous constatons deux régimes d'oscillations : 1- un mode de battement rigide où chaque point sur la lame oscille autour de sa position moyenne sans déphasage significatif avec les autres positions sur la lame, 2- un mode orbital ou de battement ondulant où la lame montre une oscillation modale caractérisée par une onde progressive qui se propage le long de la lame jusqu'à son extrémité avec une vitesse de phase constante. En outre nous démontrons que la transition entre ces deux régimes se fait autour d'un nombre de Cauchy critique $C_y \approx 200$, presque toujours indépendamment de la fréquence de forçage ou du diamètre du cylindre.

Finalement notre expérience suggère que l'amplitude d'oscillation d'un objet flexible immergé dans un écoulement d'eau est proportionnelle à la taille des tourbillons dans l'écoulement et à l'inverse du nombre de reconfiguration de l'objet qui, lui-même, dépend du rapport entre la force de traînée et la force de rappel élastique, appelé nombre de Cauchy. Nos observations montrent également l'importance de ce nombre de Cauchy dans la compréhension de la dynamique d'un tel objet.

Références

- [1] E. Inoue, Studies of the Phenomena of Waving Plants (“HONAMI”) Caused by Wind, *Journal of Agricultural Meteorology*, 11 (1955), 87–90.
- [2] J.J. Finnigan, Turbulence in waving wheat, *Boundary-Layer Meteorology*, 16 (1979), 181–211.
- [3] C. Py, E. de Langre, B. Mouliat A frequency lock-in mechanism in the interaction between wind and crop canopies, *Journal of Fluid Mechanics*, 568 (2006), 425–449.
- [4] M. Ghisalberti, H.M. Nepf, Mixing layers and coherent structures in vegetated aquatic flows, *Journal of geophysical research*, 107 (2002), 3011.
- [5] M. Ghisalberti, Obstructed shear flows : similarities across systems and scales, *Journal of Fluid Mechanics*, 641 (2009), 51–61.
- [6] H.M. Nepf, Flow and Transport in Regions with Aquatic Vegetation, *Annual Review Fluid Mechanics*, 42 (2012), 44–123.

- [7] C.H.K. Williamson, R. Govardhan Vortex-induced vibrations, *Annual Review Fluid Mechanics*, 36 (2004), 413–455.
- [8] S. Alben, M.J. Shelley Flapping States of a Flag in an Inviscid Fluid : Bistability and the Transition to Chaos, *Physical Review Letters*, 100 (2008), 074301.
- [9] T. Okamoto, I. Nezu, Flow resistance law in open-channel flows with rigid and flexible vegetation, *River Flow 2010*, Braunschweig, Germany.
- [10] Y. Jin, J. Kim, S. Fu, L.P. Chamorro, Flow-induced motions of flexible plates : fluttering, twisting and orbital modes, *Journal of Fluid Mechanics*, 864 (2019), 273–285.
- [11] M. Luhar, H.M. Nepf, Flow-induced reconfiguration of buoyant and flexible aquatic vegetation, *Limnology and Oceanography*, 56 (2011), 2003–2017.
- [12] T. Leclercq, E. de Langre, Reconfiguration of elastic blades in oscillatory flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 838 (2018), 606–630.
- [13] Y. Jin, J. Kim, L.P. Chamorro, Instability-driven frequency decoupling between structure dynamics and wake fluctuations, *Physical Review Fluids*, 3 (2018), 044701.
- [14] K. Sand-Jensen, Drag and reconfiguration of freshwater macrophytes, *Freshwater Biology*, 48 (2003), 271–283.
- [15] M. Luhar, H.M. Nepf, Wave-induced dynamics of flexible blades, *Journal of FLuids and Structures*, 61 (2016), 20–41.
- [16] T. Leclercq, N. Peake, E. de Langre, Does flutter prevent drag reduction by reconfiguration ?, *Proceedings of Royal Society*, 474 (2018), 20170678.
- [17] S. Vogel, Drag and Flexibility in Sessile Organisms, *American Zoologist*, 24 (1984), 37–44.
- [18] S. Barsu, D. Doppler, J.J.S. Jerome, N. Rivière, M. Lance Drag measurements in laterally confined 2D canopies : Reconfiguration and sheltering effect, *Physics of Fluids*, 28 (2016), 107101.
- [19] T. Leclercq, E. de Langre, Drag reduction by elastic reconfiguration of non-uniform beams in non-uniform flows, *Journal of Fluids and Structures*, 60 (2016), 114–129.