



HAL
open science

Etude de l'efficience d'un systeme de propulsion maritime par foil oscillant souple

Théo Simonet, Kostia Roncin, Lionel Lapierre, Loïc Daridon

► **To cite this version:**

Théo Simonet, Kostia Roncin, Lionel Lapierre, Loïc Daridon. Etude de l'efficience d'un systeme de propulsion maritime par foil oscillant souple. 17èmes Journées de l'Hydrodynamique, Nov 2020, Cherbourg, France. hal-03103310

HAL Id: hal-03103310

<https://hal.science/hal-03103310v1>

Submitted on 8 Jan 2021

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

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

**ETUDE DE L'EFFICIENCE D'UN SYSTEME DE PROPULSION MARITIME PAR
FOIL OSCILLANT SOUPLE**

17^{èmes} JOURNEES DE L'HYDRODYNAMIQUE JH2020

T. Simonet ⁽¹⁾, K. Roncin ⁽²⁾, L. Lapierre ⁽³⁾, L. Daridon ^{(1)*}

⁽¹⁾ LMGC , Université Montpellier, CNRS (UMR 5508)

⁽²⁾ CREA, Ecole de l'Air, BA 701, F-13661 Salon Air, France

⁽³⁾ LIRMM, Université Montpellier, CNRS

* Corresponding author: loic.daridon@umontpellier.fr

Résumé

De nombreuses études ont démontré l'efficacité du mode de propulsion des cétacés. Une étude est menée pour étudier l'influence de la flexibilité dans le sens de l'envergure sur la poussée des foils rectangulaires en pilonnement pur. Les cinématiques classiques issues de la littérature sont comparées à une cinématique bio-inspirée par la déformation des nageoires caudales des grands dauphins. Cette cinématique consiste à introduire un temps caractéristique lors du changement de courbure du foil où le déplacement de ses extrémités est quasi nul. Un paramètre permettant de localiser la déformation vers l'extrémité du foil est également introduit. Une méthode de ligne portante 3D non linéaire est mise en œuvre. L'oscillation est modélisée par une succession de calculs stationnaires pour lesquels la géométrie et les vitesses apparentes du foil dépendent de l'instant considéré. Dans un premier temps, la déformée au cours de l'oscillation est issue de données expérimentales issues de la littérature. L'existence d'une flexibilité optimale maximisant la poussée est mise en lumière et déterminée pour la fréquence réduite $k_G = 1.82$. L'influence du temps caractéristique proposé, durant lequel le déplacement de l'extrémité du foil est quasi nul, s'est révélée défavorable pour la poussée, tout comme la localisation de la déformation vers les extrémités du foil.

Summary

Numerous studies demonstrate the high efficiency of cetacean swim. The present study is conducted to investigate the influence of spanwise flexibility on the thrust of rectangular foils in pure heave motion. Classical kinematics from the literature are compared to a kinematics bio-inspired by the deflexion of the caudal fins of bottlenose dolphins. This kinematics consists in introducing a characteristic time during the change of curvature of the foil where the displacements of the tips stay almost nil. A non-linear 3D lifting-line method is implemented. The oscillation is represented by a succession of stationary calculations for which the geometry and the apparent angle of attack of the foil depend on the current step time. The deflexion during the oscillation is postulated from experimental data from the literature. The existence of an optimal flexibility maximizing the thrust is highlighted and determined for the reduced frequency $k_G = 1.82$. The influence of the proposed characteristic time was found to be detrimental for the thrust of the system, as was the concentration of the deflection towards the tips of the foil.

1. Introduction

Depuis plusieurs décennies de nombreuses études ont été menées pour comprendre le fonctionnement et être capable de concevoir des propulseurs marins par foils oscillants efficaces (voir la revue de littérature récente de Wu [1]). Aujourd'hui, l'hydrodynamique des foils rigides est relativement maîtrisée [2], toutefois les effets de la flexibilité des foils oscillants sont toujours l'objet d'études.

Au cours des années 90 et du début des années 2000, l'équipe de Triantafyllou [3] a exploré expérimentalement les performances de profils oscillants. Des rendements propulsifs allant jusqu'à 87% ont été reportés. Plus récemment l'équipe de Smits [4] a conduit le même type d'expériences et a déterminé pour la poussée et le rendement propulsif des lois de variation pour les foils rigides oscillants avec de grandes amplitudes (en fonction des amplitudes de pilonnement et de tangage, du nombre de Strouhal et de la fréquence réduite). Liu & Bose [5] et plus récemment Najafi [6] ont simulé une nageoire de jeune cétacé oscillant dans un écoulement. Cette nageoire est flexible en envergure mais la déformation est postulée et ne dépend pas du chargement hydrodynamique. Zhu [7] a réalisé des calculs en interaction fluide structure d'un foil oscillant dans des fluides de différentes densités. Il a déterminé que la déformation d'un foil évoluant dans un fluide de faible densité (air) est dictée principalement par l'inertie du foil alors que pour un foil évoluant dans un fluide à haute densité (eau) la déformation est majoritairement dictée par le chargement hydrodynamique. Heathcote [8] a réalisé des mesures expérimentales de poussée pour des foils oscillants avec différentes flexibilités dans le sens de l'envergure. Cette étude a démontré l'existence d'une flexibilité optimale maximisant la poussée du système. Ce travail a été repris numériquement par Cho [9], Gordnier [10], et Chimakurthi [11].

Le travail présenté ici cherche à évaluer l'importance et l'influence de la flexibilité dans le sens de l'envergure des foils lors d'une oscillation de type nageoire caudale des cétacés. Un modèle 3D non linéaire basé sur la méthode de ligne portante de Prandtl a été mis en œuvre [12]. Il permet un calcul rapide des efforts hydrodynamiques d'un foil souple d'envergure finie animé d'un mouvement de pilonnement. L'utilisation de méthode rapide de ce type est nécessaire pour explorer l'influence des nombreux paramètres du problème et ainsi optimiser les performances.

Des études anatomiques de la queue des cétacés montrent que leur structure évolue le long de l'envergure [13]. Elle est constituée principalement d'un tissu conjonctif dense entre deux couches de tissu type ligament. L'épaisseur de la couche centrale diminue avec l'envergure pour disparaître à l'extrémité. Cette structure donne à la queue une déformation passive lors de la nage. De plus, des photos prises par une caméra embarquée (Photo de Robert Eiser) sur un grand dauphin (*tursiops truncatus*) nageant en eau libre permettent de voir l'évolution de la forme de la nageoire caudale au cours de l'oscillation, la figure 1 présente la phase de battement de la queue vers le bas. On peut observer que le changement de courbure de la nageoire (passage de la figure 1D à 1E) se fait rapidement et avec un déplacement vertical quasi nul de ses extrémités.

Ces observations nous poussent à proposer un modèle cinématique bio-inspiré avec deux temps caractéristiques, un temps global qui est celui de l'oscillation de l'emplanture et un temps local qui correspond au changement de courbure avec une extrémité fixe. Les performances de cette cinématique sont comparées à un foil rigide et aux cinématiques harmoniques proposées par Liu et Bose [5].

2. Définitions et paramètres d'un foil oscillant

Nous voulons modéliser ici une aile flexible en envergure, dans un écoulement constant, oscillant à l'image des queues de cétacés. Les sections sont considérées rigides dans le sens de la corde. Le problème est symétrique en espace (bâbord/tribord) et périodique en temps.

On définit R_s (O_s , X_s , Y_s , Z_s) le repère d'une section donnée, avec O_s le point de quart de corde, X_s dans la direction de la ligne de corde pointant vers le bord de fuite et Z_s dans le plan de la section, perpendiculaire à X_s pointant vers l'extrados. Y_s vient compléter le trièdre direct (Fig. 2).

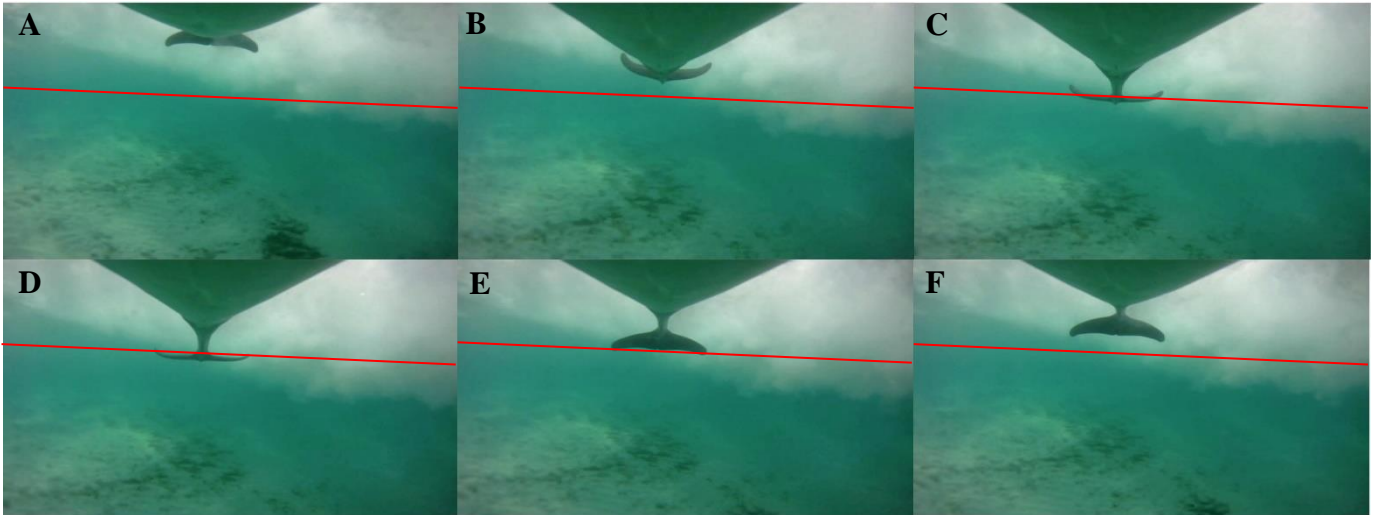


Figure 1 : Déformation en envergure de la nageoire caudale d'un grand dauphin au cours de la nage (*Tursiops truncatus*). De A à F, phase de battement de la queue vers le bas. La ligne rouge est identique sur chaque sous-figure et a été calée sur les extrémités de la nageoire de la sous-figure E. Photo de Robert Eiser.

L'aile est définie comme une succession continue et cohérente de sections dont les points aux quarts de corde avant forment une ligne continue appelée la ligne génératrice de l'aile (Fig. 2). Le repère $R_b(O_b, \mathbf{X}_b, \mathbf{Y}_b, \mathbf{Z}_b)$ de l'aile est obtenu à partir du repère R_s par une rotation de π autour de son axe Y_s . Pour une aile droite infiniment rigide, la ligne génératrice est portée par \mathbf{Y}_b . Dans le cadre des hypothèses de petites perturbations, la déformation de l'aile est donnée par la position de sa ligne génératrice au cours du temps. Cette position peut être donnée a priori [5], obtenue à l'aide d'un calcul IFS [7] ou de mesures [8]

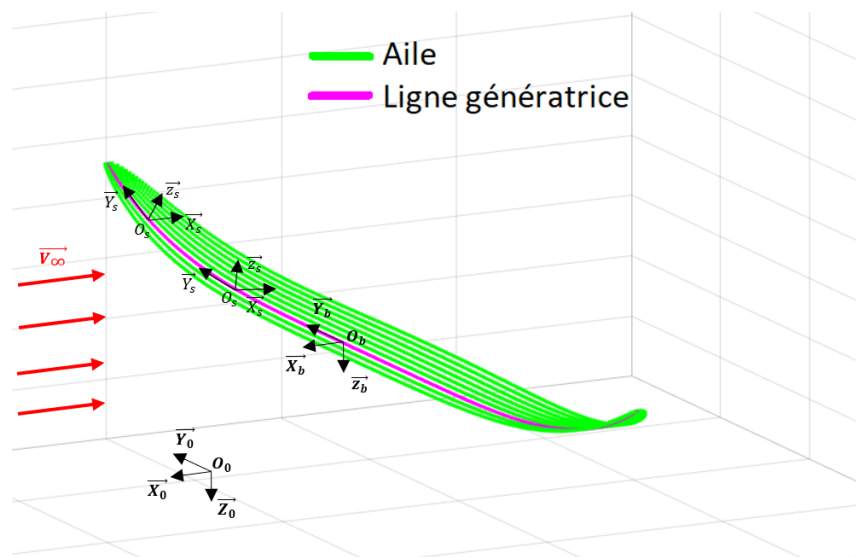


Figure 2 Définition de la géométrie de l'aile

Le chargement hydrodynamique génère au point O_b de l'aile une résultante \mathbf{F} et un moment \mathbf{M} que l'on décompose dans le repère R_0 pour obtenir la poussée F_x et la portance $-F_z$.

Les mouvements de piconnement et de tangage sont représentés par les mouvements de solide rigide de l'aile dans le repère galiléen R_0 , soit respectivement le déplacement de O_b par rapport à O_0 selon \mathbf{Z}_0 et la rotation de \mathbf{X}_b par rapport à \mathbf{X}_0 autour de \mathbf{Y}_0 . Bien que la vitesse du fluide à l'infini amont \mathbf{V}_∞ , soit considérée constante porté par $-\mathbf{X}_0$, de par la déformation de l'aile, la vitesse locale varie le long de l'envergure. La vitesse apparente vue par une section est donc $\mathbf{V}_{\text{apps}} = \mathbf{V}_\infty - \mathbf{V}_{\text{ps}}$, son angle d'incidence apparent est

$\alpha_{apps} = \alpha_s - \text{atan}(V_{ps}/V_\infty)$ avec α_s l'angle d'incidence géométrique de la section considérée et V_{ps} la composante de vitesse verticale (selon \mathbf{Z}_0) de la section considérée (vitesse de pilonnement + vitesse relative section/emplanture).

3. Cinématique bio-inspirée

Liu et Bose [5] ont proposé une description du mouvement composée d'un déplacement de pilonnement de l'emplanture $h_r(t)$ auquel est ajouté un mouvement de déplacement relatif dû à la cinématique de la ligne génératrice, $d(s,t)$. Cela conduit à une fonction $z(s,t)$ donnant la position verticale du point de la ligne génératrice d'abscisse curviligne s au temps t :

$$z(s,t) = h_r(t) + d(s,t) \quad (1)$$

Le déplacement relatif est pris sous la forme : $d(s,t) = f(s)*g(t)$ avec $f(s)$ représentant la forme générale du déplacement le long de l'envergure et $g(t)$ l'intensité de ce déplacement au cours de l'oscillation. Un polynôme de degré 4 correspondant au déplacement d'une poutre de type Euler-Bernoulli soumise à une force répartie est utilisé pour $f(s)$. Un sinus de pulsation ω , correspondant à la pulsation de pilonnement de l'emplanture est utilisé pour $g(t)$. Ainsi, nous obtenons la forme suivante (Liu et Bose [5]) :

$$d(s,t) = d_0 \left[2 \left(\frac{s}{l} \right)^2 \pm \frac{4}{3} \left(\frac{s}{l} \right)^3 + \frac{1}{3} \left(\frac{s}{l} \right)^4 \right] \left| \frac{s}{l} \right|^\varepsilon \sin(\omega t + \theta) \quad (2)$$

Avec l la demi-envergure de l'aile, d_0 le déplacement relatif maximal à l'extrémité de l'aile, ε le paramètre de localisation de la déformation et θ l'angle de déphasage temporel en déformation. Le paramètre ε permet de localiser la déformation, une grande valeur de ε concentrera la déformation à l'extrémité de l'aile. Des paramètres d_0 et θ plausibles pour une déformation passive sont déterminés en fonction des données expérimentales de Heathcote [8] (Tableau 1).

Aile	a_t	φ	d_0 (m)	θ
« Rigide »	1.13	-4.2°	0.00265	56.9°
Flexible	1.64	-25.1°	0.0148	34.9°
Très flexible	1.76	-117°	0.0418	-48.9

Tableau 1 : Paramètres décrivant la cinématique, le rapport d'amplitude a_t et le déphasage φ selon le formalisme de Heathcote [8] (cf. §5.1) et d_0 et θ les paramètres correspondant selon le formalisme de Liu et Bose [5].

La figure 3 présente l'évolution de la position verticale de l'emplanture et de l'extrémité au cours de l'oscillation. Les observations des cétacés (Fig. 1) nous poussent à proposer un modèle cinématique avec deux temps caractéristiques, un temps global τ qui est celui de l'oscillation de l'emplanture et un temps local $T^*\tau/2$ que l'on applique lors de l'inversion de courbure du foil. Lors de cette phase, nous proposons de donner une vitesse verticale nulle, par rapport à R_0 , aux extrémités du foil. Cela consiste à remplacer sur un intervalle de temps $T^*\tau/2$ (avec τ la période et $0 < T < 1$) le mouvement relatif sinusoïdal des sections par rapport à l'emplanture par un mouvement polynomial de degré n ($n > 2$) (Fig. 3). Ce changement est réalisé deux fois au cours de la période, une fois lors du changement de courbure vers le haut et une fois vers le bas. Pour cela, la fonction $g(t)$ est définie par morceaux (Tableau 2). La nouvelle fonction $g_{bio}(t)$ est choisie de classe C1 sur l'ensemble de la période.

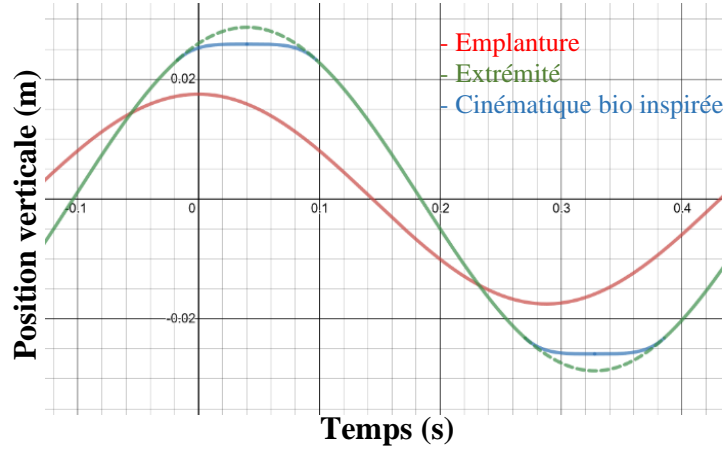


Figure 3 : Position verticale de l'emplanture (courbe rouge) et de l'extrémité (courbe verte) en fonction du temps. Cinématique de Liu & Bose [5] (vert pointillé), cinématique proposée (bleu), $T = 0.4$, $n = 4$.

t	$-D/\omega$	$a-B$	a	$a+B$	$a-B+\pi/\omega$	$a+\pi/\omega$	$a+B+\pi/\omega$	$(2\pi-D)/\omega$
$g_{bio}(t)$		g	$g1$	$g2$	g	$g3$	$g4$	g
$g_i(t) = \frac{1}{d_0} (G_i(t) - h_r(t))$ pour $i = 1, 2, 3, 4$								
$G_1(t) = -b(-t + a)^n + c$				$a = \frac{\pi - D}{\omega}$				
$G_2(t) = -b(t - a)^n + c$				$b = \frac{A\omega}{nB^{n-1}} \sin(\omega B)$				
$G_3(t) = b\left(-t + a + \frac{\pi}{\omega}\right)^n - c$				$c = A \cos(\omega B) + bB^n$				
$G_4(t) = b\left(t - a - \frac{\pi}{\omega}\right)^n - c$				$B = \frac{T\pi}{2\omega}$				
$A = h_0 \sin(D) + d_0 \cos(\theta - D)$				$D = \arctan\left(\frac{\sin(\theta) + \frac{h_0}{d_0}}{\cos(\theta)}\right)$				

Tableau 2 : Valeur de la fonction amplitude de déformation $g_{bio}(t)$ pour une période complète $\tau = [-D/\omega : (2\pi-D)/\omega]$, $\tau = [-0.14 : 0.43]$ secondes sur la figure 3.

4. Ligne portante 3D non linéaire

4.1 Principe de la ligne portante de Prandtl

La théorie de la ligne portante de Prandtl permet d'obtenir une estimation de la portance d'une aile droite d'envergure finie dans un écoulement incompressible, irrotationnel et stationnaire. La théorie se base sur deux piliers, le premier étant l'hypothèse de Prandtl qui considère que chaque section d'une aile d'envergure finie génère une portance équivalente à une section similaire d'une aile d'envergure infinie ayant la même circulation. Des données expérimentales sur des profils bidimensionnels peuvent donc être utilisées pour alimenter la ligne portante. Le deuxième pilier est la modélisation des effets tridimensionnels par une nappe tourbillonnaire. L'aile est représentée par un segment tourbillonnaire, dit lié, dont la circulation $\Gamma(y)$ est variable le long de l'envergure. Les effets 3D sont modélisés par une nappe tourbillonnaire qui s'étend en aval de l'aile (Fig. 4). Cette nappe induit dans l'écoulement une composante de vitesse verticale notée w , représentant ces effets 3D.

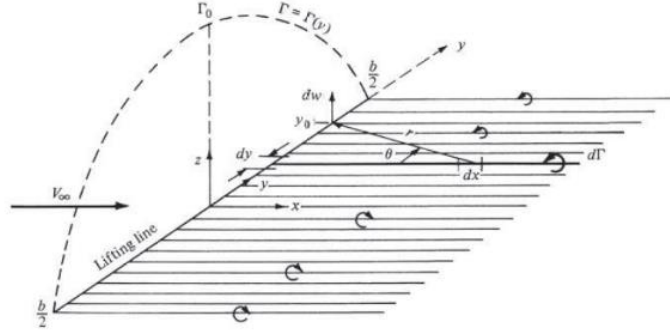


Figure 4 Représentation de la ligne portante et de la nappe tourbillonnaire. (Anderson [14])

D'un côté, l'écoulement induit w lié à la nappe tourbillonnaire en un point M d'abscisse curviligne s_M de l'aile peut, grâce à la loi de Biot-Savard, être relié à la circulation du segment lié par l'équation (3). D'un autre côté, cette circulation en un point de coordonnée curviligne s_M peut être déterminée par le théorème de Kutta-Joukowski (Eq. 4) à condition de connaître la relation liant la portance de la section et l'angle d'incidence.

$$w(s_M) = -\frac{1}{4\pi} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{(d\Gamma/ds)ds}{s_M-s} \quad (3)$$

$$\Gamma(s_M) = \frac{1}{2} V_\infty c(s_M) c_l(\alpha_{eff}(s_M)) \quad (4)$$

Avec $c(s_M)$ la longueur de corde au point de coordonnée s_M et α_{eff} l'angle effectif vue par la section, c'est-à-dire l'angle d'incidence apparent auquel est ajouté l'angle induit généré par les effets 3D.

$$\alpha_{eff}(s_M) = \alpha_{app} + \text{atan}\left(\frac{w(s_M)}{V_\infty}\right) \quad (5)$$

Le rapprochement des équations (3) et (4) et le choix d'une relation linéaire entre angle d'incidence et le coefficient de portance permet une résolution analytique sous forme d'une série de sinus pour la circulation conduisant à l'évolution de la portance le long de l'envergure. Pour plus de détails voir [14], [15], [16].

4.2 Ligne portante 3D non-linéaire

Une résolution numérique de la ligne portante permet d'enrichir la modélisation et de prendre en compte la flèche et le dièdre de l'aile ainsi qu'une relation non linéaire entre le coefficient de portance et l'angle d'incidence. En plus de données expérimentales pour la portance 2D, des données pour la trainée et le moment peuvent également être exploitées. Pour plus de détail voir [17].

Pour se faire, la ligne portante est discrétisée en sections pouvant être réparties de manière régulière ou non. Généralement la circulation est prise constante par morceaux (Fig. 5). Hunsaker [18] a développé une ligne portante linéaire par morceaux mais n'a pas conclu sur un bénéfice d'efficacité.

Katz et Plotkin [15] ont discrétisé la ligne portante et la nappe tourbillonnaire par des sections composées de six segments tourbillonnaires. Un segment lié représentant la section de l'aile, deux segments dans la direction de la ligne de corde, deux segments s'étendant en aval dans la direction de l'écoulement et un segment de fermeture pour satisfaire le théorème de Helmholtz (Fig. 5). Dans le travail présenté ici le segment de fermeture n'est pas considéré car nous utilisons une formulation pour deux segments tourbillonnaires qui s'étendent en aval jusqu'à l'infini.

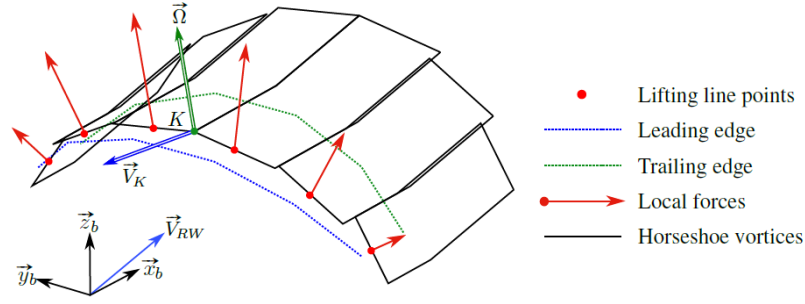


Figure 5 Exemple de ligne portante faiblement discrétisée. Les flèches rouges sont proportionnelles aux forces résultantes. Pour améliorer la visibilité les moments locaux ne sont pas représentés. [17]

Phillips [12] a proposé d'ajouter deux éléments à la théorie initiale pour permettre la prise en compte de la flèche et du dièdre de l'aile.

1- L'application de la loi du tourbillon portant 3D (3D vortex lifting law) au modèle de Prandtl conduisant à une version 3D du théorème de Kutta-Joukowski indépendante de la composante de l'écoulement parallèle au tourbillon lié, $\mathbf{L} = \rho(\mathbf{V} \times \boldsymbol{\Gamma})$.

2- La prise en compte de l'ensemble des tourbillons liés pour le calcul de la vitesse locale aux points de contrôle. Pour une aile droite les tourbillons liés sont colinéaires, leur contribution est nulle. Ce n'est pas le cas avec du dièdre ou de la flèche, ce qui rends l'amélioration proposée par Phillips sensible.

Anderson [14] a développé une méthode de résolution itérative permettant la prise en compte d'une relation non linéaire entre l'angle d'incidence effectif α_{eff} et le coefficient de portance local C_{L_s} . La circulation à l'étape $n+1$ est obtenue par relaxation de la circulation à l'étape n avec celle obtenue par le théorème de Kutta-Joukowski avec les vitesses induites par la circulation de l'étape n .

4.3 Ligne portante oscillante

L'oscillation du foil est modélisée par une succession de calculs de ligne portante stationnaires indépendants entre eux. A chaque pas de temps la forme de la ligne génératrice et les vitesses apparentes des sections sont actualisées. Les efforts hydrodynamiques sont ensuite intégrés sur la période d'oscillation τ pour obtenir les coefficients hydrodynamiques moyens. On définit C_T , C_p , et η respectivement le coefficient de poussée, le coefficient de puissance fournie et l'efficacité.

$$\overline{C_T} = \frac{1}{0.5\rho V_\infty^2 c_L} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau F_x(t) dt \quad (6)$$

$$\overline{C_P} = \frac{1}{0.5\rho V_\infty^3 c_L} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau F_z(t) \frac{dh_r(t)}{dt} dt \quad (7)$$

$$\eta = \frac{\overline{C_T}}{\overline{C_P}} \quad (8)$$

5. Validation de la ligne portante 3D

L'implémentation de la ligne portante 3D non linéaire a été validée par Duport [17] dans le cadre du calcul stationnaire. Les résultats obtenus ont été confrontés à des simulations RANS (Navier-Stokes en moyenne de Reynolds) pour des géométries vrillées avec flèche et dièdre. L'estimation du coefficient de portance présente une erreur inférieure à 5% sur une plage d'angles d'incidence et de caps allant de 0° à 15° .

Pour valider la prise en compte des vitesses apparentes lors de l'oscillation, le cas d'une aile flexible soumise à un mouvement de pilonnement pur a été mis en œuvre et confronté aux données expérimentales de Heathcote [8].

5.1 Description de l'expérience

L'expérience consiste à mesurer la poussée d'une aile rectangulaire (section NACA0012) plongée dans un écoulement constant ($Re = 30000$). L'aile est flexible dans le sens de son envergure et est actionnée par un mouvement de pilonnement pur $h_r(t)$ à une de ses extrémités. Les paramètres du problème sont présentés dans le Tableau 3. La fréquence réduite k_G est définie par l'équation (9) avec f la fréquence d'oscillation, V_∞ la vitesse infinie amont et c la longueur de corde.

$$k_G = \frac{\pi f c}{V_\infty} \quad (9)$$

V_∞ (m/s), vitesse infinie amont	0.3	c (m), longueur de corde	0.1
ρ (kg/m ³), densité du fluide	1000	l (m), demi-envergure	0.3
Re , nombre de Reynolds	30000	h_0 (m), amplitude de pilonnement	0.0175
k_G , fréquence réduite	1.82	$h_r(t)$ (m), pilonnement à l'emplanture	$h_0 \cos(2\pi ft)$

Tableau 3 Paramètres de l'expérience [8]

Trois ailes différentes sont considérées. Elles ont été conçues pour être « rigide », « flexible » et « très flexible ». Le déplacement des ailes a été mesuré à l'aide d'une caméra rapide. Selon le formalisme proposé par Heathcote [8], le déplacement de l'extrémité libre $h_f(t)$ est donné en fonction de l'amplitude du déplacement à l'emplanture h_0 , du déphasage φ et du rapport d'amplitude a_f entre l'extrémité et l'emplanture, $h_f(t) = a_f h_0 \cos(\omega t + \varphi)$, avec $\omega = 2\pi/\tau$. L'aile dite « rigide » présente une faible flexibilité et sera désignée avec des guillemets. Les valeurs expérimentales sont reportées dans le Tableau 1.

Pour le calcul de ligne portante, les mouvements de l'emplanture et de l'extrémité de l'aile sont donnés par les valeurs expérimentales de Heathcote [8]. Sa forme le long de l'envergure est définie par un polynôme de degré 4 avec ε le paramètre de localisation de la déformation égale à 0 (voir §3). L'aile a été discrétisée en 40 sections uniformément réparties le long de l'envergure et 50 pas de temps ont été utilisés pour décrire la période temporelle. La relation entre le coefficient de portance $2D$ et l'angle effectif local est supposée linéaire ($C_{L-local} = 2\pi \alpha_{eff}$) et le coefficient de traînée $2D$, C_d , évolue comme la valeur absolue d'un polynôme de degré 3. La figure 6 présente l'évolution au cours du temps du coefficient de poussée pour les trois flexibilités.

L'aspect qualitatif de la poussée est bien représenté par la ligne portante. Le maximum de poussée pour les ailes « rigide » et flexible apparaît proche de l'instant où l'emplanture atteint sa vitesse de pilonnement maximale, $t/\tau = 0.25$ et $t/\tau = 0.75$. De plus l'aile flexible présente la plus grande poussée alors que l'aile très flexible présente la plus faible. Cela démontre l'existence d'une flexibilité optimale permettant de maximiser la poussée. Malgré des valeurs algébriques supérieures aux données expérimentales, la ligne portante permet de rendre compte de ces informations.

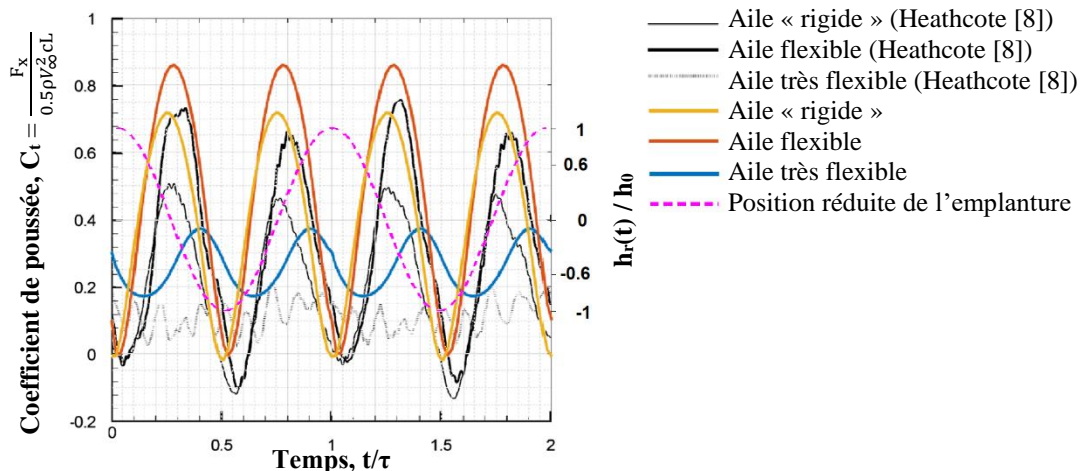


Figure 6 Coefficient de poussée instantané en fonction du temps sur deux périodes.

5.2 Ajout d'un angle de calage

L'expérience est symétrique en espace lorsqu'on considère la montée ou la descente de l'aile. Toutefois les mesures expérimentales pour l'évolution de la poussée ne sont pas parfaitement symétriques. L'auteur ne mentionne rien à ce sujet. Nous formulons ici l'hypothèse d'un défaut de calage de l'angle d'incidence. Un angle constant de -0.5° permet de recréer ce phénomène (Fig. 7).

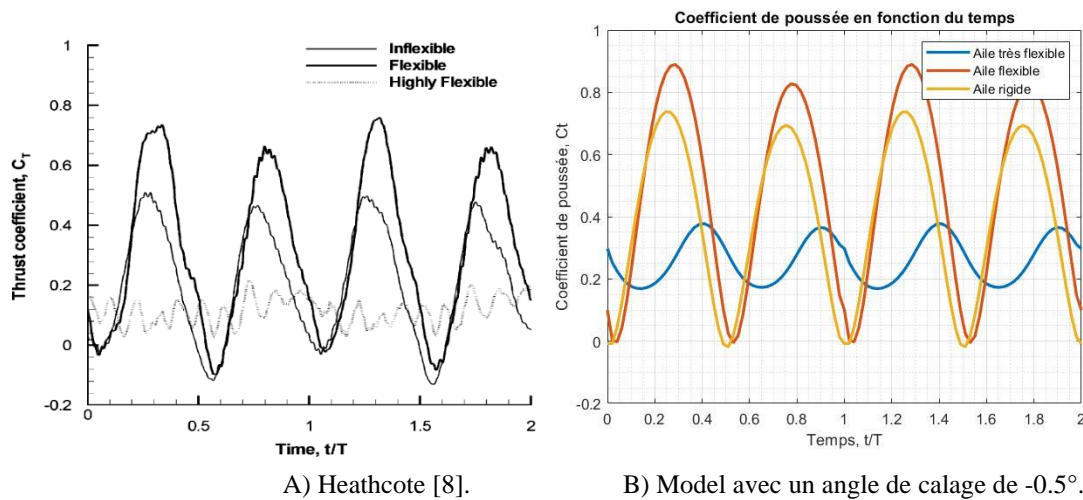


Figure 7 Coefficient de poussée instantané en fonction du temps sur deux périodes.

Un angle de calage de valeur négative permet d'obtenir une poussée plus grande lors de la phase de descente et plus faible lors de la montée de l'aile. L'amplitude absolue de poussée entre nos calculs et les mesures de Heathcote [8] sont satisfaisante pour les ailes flexibles (Tableau 4).

Aile	Amplitude (Heathcote [8])	Amplitude (travail actuel)	Erreur (%)
« Rigide »	0.64	0.76	19
Flexible	0.86	0.89	3.5
Très flexible	0.2	0.21	5

Tableau 4 Amplitude maximale ($\max(ct)-\min(ct)$) du coefficient de poussée et erreur relative pour les trois ailes.

6. Etude paramétrique

6.1 Recherche de la flexibilité optimale

Les résultats de Heathcote [8] démontrent l'existence d'une flexibilité optimale pour maximiser la poussée du système. Pour rechercher cet optimal les paramètres d_0 et Θ sont déterminés à partir des données expérimentales de Heathcote [8] et interpolés pour obtenir d'autres jeux de paramètres décrivant des cinématiques d'ailes passives plausibles avec des flexibilités différentes. On définit d_0/l le paramètre de souplesse permettant de définir la flexibilité de l'aile considéré. La figure 8a présente l'évolution du déphasage temporel de déformation entre l'emplanture et l'extrémité de l'aile Θ en fonction du paramètre de souplesse d_0/l par une interpolation quadratique des données expérimentales. La figure 8b montre l'évolution du coefficient de poussée moyen en fonction de d_0/l . 40 calculs ont été réalisés avec d_0/l variant linéairement de 0 (aile absolument rigide) à 0.1393 (aile très flexible), les points rouges représentent les

configurations expérimentales de Heathcote [8] (ailes « rigide », flexible et très flexible). Le coefficient de poussée atteint une valeur maximale de 0.507 pour une souplesse optimale de $d_0/l = 0.7$.

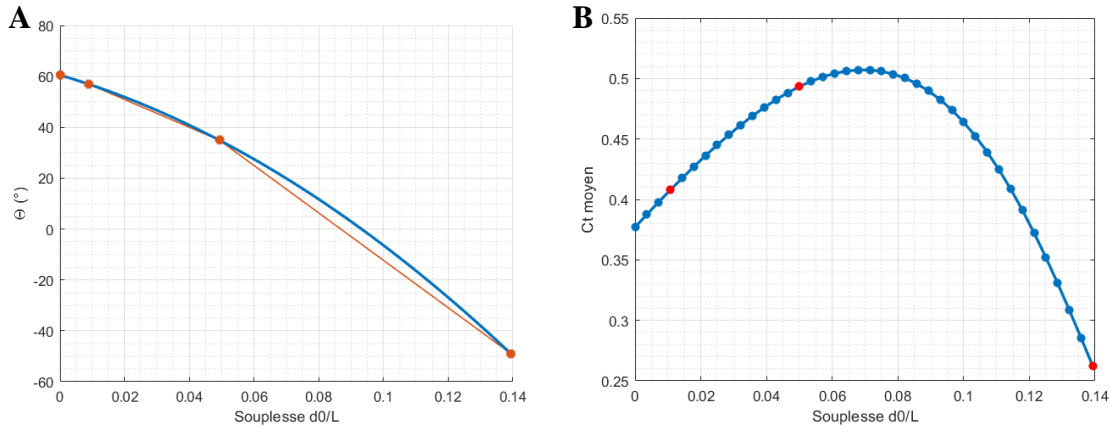


Figure 8 A) Θ , interpolation d’après les valeurs expérimentales de Heathcote [8] ; quadratique (bleu), linéaire (orange). B) Evolution du coefficient de poussée en fonction de la souplesse de l’aile (d_0/l) avec $\varepsilon = 0$.

6.2 Influence des temps caractéristiques

La figure 9 présente l’influence du temps caractéristique du changement de courbure $T^*\tau/2$ (cf. §3) sur l’évolution du C_t moyen en fonction de la souplesse d_0/l . Un polynôme de degré 5 est utilisé pour représenter les déplacements relatifs des sections de l’aile par rapport à l’emplacement lors du changement de courbure ($n=5$). La courbe bleu ($T = 0$) représente la cinématique proposée par Liu et Bose [5]. 20 calculs ont été réalisés avec des souplesses d_0/l variant linéairement de 0 (aile absolument rigide) à 0.1393 (aile très flexible). L’augmentation de T conserve les tendances générales de la courbe (maximum autour de $d_0/l = 0.7$) mais diminue la valeur de la poussée sur l’ensemble des souplesses considérées.

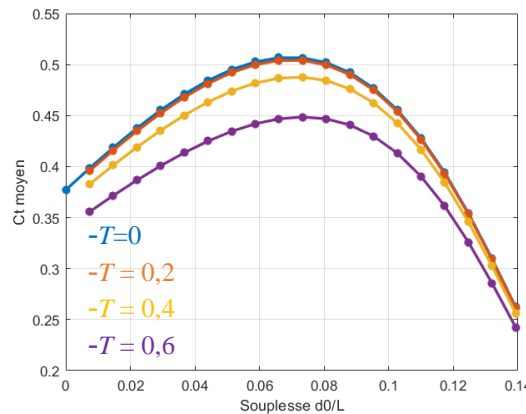


Figure 9 Evolution du coefficient de poussée en fonction de la souplesse pour différentes valeurs de T avec $\varepsilon = 0$ et $n = 5$.

6.3 Influence du paramètre de localisation de la déformation ε

Le paramètre ε permet de localiser la déformation. Une grande valeur de ε concentrera la déformation à l’extrémité de l’aile, son effet est illustré sur la figure 10B. La figure 10A montre l’influence de ε sur la courbe de poussée moyenne en fonction de la souplesse, pour $T = 0$. Une aile souple avec un paramètre ε supérieure à 0 présente une poussée moyenne supérieure à une aile rigide pour une souplesse d_0/l allant jusqu’à 11% environ mais reste moins performante que l’aile souple avec $\varepsilon = 0$, et elle est d’autant moins performante que ε est grand. Au-delà d’une certaine souplesse ($d_0/l = 12\%$ pour $\varepsilon = 0$) l’aile souple est moins performante que l’aile rigide, cette valeur de souplesse d_0/l critique diminue lorsque le paramètre de localisation de la déformation ε augmente ($d_0/l = 10\%$ pour $\varepsilon = 14$).

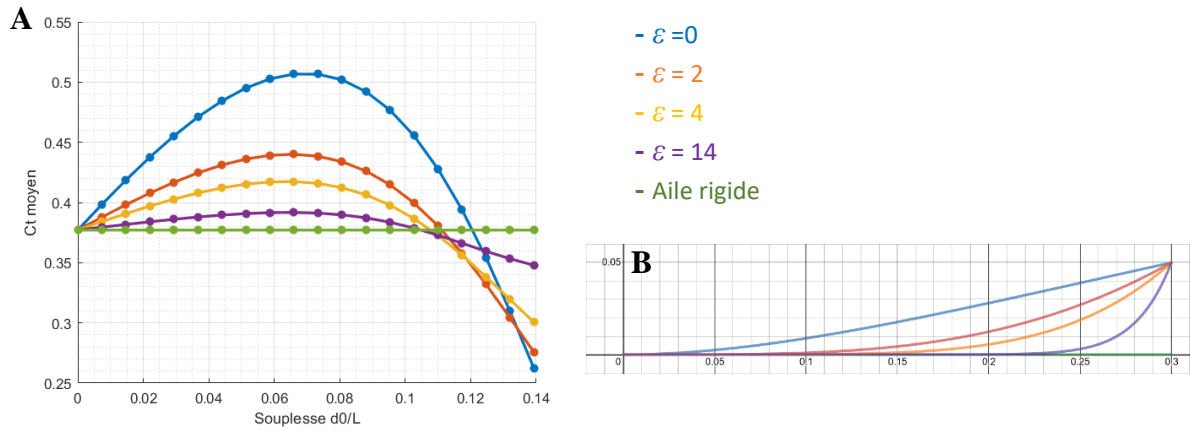


Figure 10 A) Evolution du coefficient de poussée en fonction de la souplesse de l'aile (d_0/l) pour différentes valeurs du paramètre de localisation de la déformation ϵ . Avec $T = 0$. B) Représentation de l'influence du paramètre ϵ pour une aile déformée ($d_0/l = 1.67$).

7. Discussion

Les résultats obtenus avec la ligne portante sont qualitativement satisfaisants mais présentent des valeurs en moyenne supérieures aux données expérimentales (Fig. 6). Une raison pour expliquer cette surestimation pourrait être la relation linéaire utilisée entre le coefficient de portance 2D et l'angle d'incidence effectif local lors du calcul de ligne portante. En effet l'angle d'incidence effectif atteint pour certaines sections plus de 27° au cours de l'oscillation. Pour de tels angles l'écoulement autour de la section devrait être décroché et la portance inférieure à la valeur actuellement prise avec la relation linéaire. Il est aussi probable que les données expérimentales soient dépendantes d'effets instationnaires non pris en compte par le modèle utilisé. Nous savons par ailleurs que la combinaison d'un mouvement de pilonnement et de tangage imitant le style de nage carangiforme des cétacés est plus performant que le tangage ou le pilonnement seul [4].

La pertinence du paramètre de localisation de la déformation ϵ est ici limitée en raison de la considération d'une aile avec une loi de corde constante. Localiser la déformation près des extrémités rend plausible la déformation passive d'une aile dont la longueur de corde diminue le long de l'envergure (Fig. 1D), comme chez tous les cétacés [13].

Finalement, l'ensemble des résultats ont été réalisés dans le cas restrictif d'une fréquence réduite $k_G = 1.82$ et d'un nombre de Reynolds $Re = 30000$ faible devant celui des nageoires caudales de dauphins en milieu naturel ($Re \approx 10^6$). La considération d'un nombre de Reynolds supérieur pourrait être favorable aux performances comme le montrent plusieurs autres études [1].

8. Conclusion

Une méthode de ligne portante 3D non linéaire a été mise en œuvre pour étudier l'influence de la flexibilité des foils oscillants. Cette étude considère des foils souples en envergure, rigides dans le sens de la corde et animés d'un mouvement de pilonnement pur (fréquence réduite $k_G = 1.82$, $Re = 30000$). La forme générale de la déformée au cours de l'oscillation provient de données expérimentales issue de la littérature. Une cinématique bio-inspirée par la nage des cétacés a été décrite, elle consiste à considérer un temps caractéristique où les extrémités du foil restent immobiles lors du passage d'une forme convexe à une forme concave (et inversement). Les performances obtenues avec cette cinématique ont été comparées avec celles de foils plus ou moins flexibles animés de cinématiques harmoniques issues de la littérature.

Les résultats de Heathcote [8] démontrant l'existence d'une flexibilité optimale maximisant la poussée ont été confortés. Une interpolation des paramètres de flexibilité expérimentaux a permis de déterminer une famille de cinématiques passive plausibles afin de déterminer la flexibilité optimale.

L'influence du temps caractéristique proposé s'est révélé défavorable pour la poussée, quel que soit l'amplitude de déformation considérée. La considération d'un paramètre de localisation de la déformation

ε supérieur à zéro conduisant à une localisation de la déformation à l'extrémité du foil a également conduit à une diminution de la poussée du système.

Remerciements

Nos Remerciements vont à M. Robert Eiser qui nous a donné et permis d'utiliser ses photos de nageoire de Dauphin.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] X. Wu, X. Zhang, X. Tian, X. Li and W. Lu, "A review on fluid dynamics of flapping foils," *Ocean Engineering*, 2019.
- [2] Smits A J, "Undulatory and oscillatory swimming," *Journal of Fluid Mechanics*, 2019.
- [3] M. S. TRIANTAFYLLOU, A. H. Techet and F. S. Hover, "Review of Experimental Work in Biomimetic Foils," *IEEE J. Oceanic Eng. (IEEE Journal of Oceanic Engineering)*, 2004.
- [4] D. Floryan, T. van Buren and A. J. Smits, "Large-amplitude oscillations of foils for efficient propulsion," *Phys. Rev. Fluids (Physical Review Fluids)*, 2019.
- [5] P. Liu and N. Bose, "Propulsive performance from oscillating propulsors with spanwise flexibility," *Proc. R. Soc. Lond. A (Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences)*, 1997.
- [6] S. Najafi and P. Liu, "Propulsion Performance of Spanwise Flexible Wing Using Unsteady Panel Method," *J. Ocean Univ. China (Journal of Ocean University of China)*, 2020.
- [7] Q. Zhu, "Numerical Simulation of a Flapping Foil with Chordwise or Spanwise Flexibility," *AIAA Journal*, 2007.
- [8] S. Heathcote, Z. Wang and I. Gursul, "Effect of spanwise flexibility on flapping wing propulsion," *Journal of Fluids and Structures*, 2008.
- [9] H. Cho, N. Lee, S.-J. Shin and S. Lee, "Extensive 3D analysis for fluid–structure interaction of spanwise flexible plunging wing 3D FSI Analysis for Spanwise Flexible Plunging Wing," *Aeronaut. j. (The Aeronautical Journal)*, 2019.
- [10] R. E. Gordnier, S. Kumar Chimakurthi, C. E. Cesnik and P. J. Attar, "Gordnier, Raymond E.; Kumar Chimakurthi, Satish; Cesnik, Carlos E.S.; Attar, Peter J.," *Journal of Fluids and Structures*, 2013.
- [11] S. Chimakurthi, "A Computational Aeroelasticity Framework for Analyzing Flapping Wings," *PhD thesis, Department of Aerospace Engineering, University of Michigan*, 2009.
- [12] S. D. O. Phillips W F, "Modern adaptation of Prandtl's classic lifting-line," *Journal of Aircraft*, 2000.
- [13] Q. SUN, H. MORIKAWA, K. UEDA, H. MIYAHARA and M. NAKASHIMA, "Bending Properties of Tail Flukes of Dolphin," *JBSE (Journal of Biomechanical Science and Engineering)*, 2011.
- [14] Anderson J D, *Fundamentals of aerodynamics*, 2011.
- [15] Katz J and Plotkin A, *Low speed aerodynamics*, 2001.
- [16] S. M. L. Bertin J J, *Incompressible Flow About Wings of Finite Span - Aerodynamics for Engineers*, 1998.
- [17] Duport C, "Comparaison d'une méthode de ligne portante 3d non linéaire avec des simulations RANSE 3d et application à la prédiction du chargement global d'un cerf-volant en virage," *15ème Journées de l'hydrodynamique*, 2016.
- [18] Hunsaker D F, "A Numerical Lifting-Line Method Using Horseshoe Vortex Sheets," *Utah State Univeristy*, 2011.