

## **Performances hydrodynamique de profils oscillants**

Olivier Boiron

IRPHE UMR6594, 49 rue Joliot-Curie, Technopôle de Château-Gombert  
13384 MARSEILLE cedex 13  
[olivier.boiron@irphe.univ-mrs.fr](mailto:olivier.boiron@irphe.univ-mrs.fr)

Eric Bertrand

IRPHE UMR6594, 49 rue Joliot-Curie, Technopôle de Château-Gombert  
13384 MARSEILLE cedex 13

### **Résumé**

Un profil mince animé d'une combinaison de mouvements harmoniques de tangage et de pilonnement<sup>1</sup> est susceptible de générer une poussée lui permettant de se déplacer dans le fluide qui l'entoure. C'est le mécanisme utilisé, notamment les poissons, les cétacés et l'homme, lorsqu'il est muni de palmes de nage. Nous proposons un modèle simple de nage dans le but d'étudier les performances hydrodynamiques d'une palme stylisée par un profil NACA. Le profil est animé par une combinaison de mouvements harmoniques de pilonnement et de tangage. L'étude, qui comporte à la fois un volet expérimental et un volet numérique, présente les paramètres du problème ainsi que les rendements globaux de propulsion obtenus, ainsi qu'une première description de la dynamique autour du profil.

### **Abstract**

Most fishes and cetaceans use flapping tails to move in their aquatic environment. This locomotion way is by far one of the most efficient in comparison for example with screw propellers where the best design allows to reach outputs of roughly fifty percents. This high obtainable efficiency associated with other interesting properties like low-noise characteristics, maneuverability caused a renew of interest these last years. The present study is devoted to a heaving/pitching foil at moderate Reynolds number. The optimum parameters giving rise to high efficiency and thrust coefficient are depicted and analysed. In the next section we introduce our flapping model and describe our experimental and numerical methods.

## **1. INTRODUCTION**

La plupart des poissons et des cétacés utilisent, pour se déplacer dans leur environnement aquatique, des voilures de rigidité plus ou moins grandes appelées plus simplement nageoires. On distingue chez les poissons différents type de nages suivant la proportion du corps impliquée dans le processus de nage. Ainsi la nage anguilliforme fait participer la totalité du corps dans le processus de nage alors que chez les cétacés, les thonidés et les caranguidés ce n'est seulement que la partie inférieure du corps qui participe à la nage. Ces derniers, et plus particulièrement les thonidés, sont généralement reconnus comme étant les plus fins nageurs susceptibles d'atteindre des vitesses de déplacement de plus de 50 noeuds ( $\approx 90km.h^{-1}$ ). Ces performances et surtout la manœuvrabilité qui leur est associée font de ce moyen de propulsion un dispositif étudié depuis de nombreuses années. [8], [7] et plus récemment

---

<sup>1</sup>translation dans la direction perpendiculaire au déplacement général du profil.

[10] se sont intéressés aux mécanismes à l'origine de ces performances. Le rôle des structures tourbillonnaires qui sont générées par le profil et convectées dans le sillage est rapidement mis en évidence ([6]). Ces structures ont un sens de rotation inversé par rapport à celui communément observé dans le sillage d'un corps et prennent le nom pour cette raison d'allée de Karmánn inverse. En effet, les efforts exercés sur un corps par un fluide sont intimement liés à la circulation autour de ce corps, circulation qui doit nécessairement changer de signe suivant que le corps oppose une résistance ou se propulse dans le fluide. Plusieurs auteurs se sont attachés à étudier numériquement ce problème. Les méthodes, utilisant l'hypothèse de fluide parfait ([1], [5]) se révèlent inexactes lorsque la fréquence et l'angle d'incidence maximal du profil augmentent trop. Les travaux en fluide visqueux de [3], [2] et [11] mettent en évidence des structures tourbillonnaires complexes qui prennent naissance au bord d'attaque et au bord de fuite et qui interagissent dans le sillage.

Nous présentons ici des résultats de simulations numériques et d'expériences sur des profils animés d'une combinaison de mouvements harmoniques de tangage et de pilonnement<sup>2</sup>. Les efforts exercés sur le profil par le fluide sont déterminés numériquement et analysés pour différentes conditions de fonctionnement. Les champs de vitesse sont comparés à ceux obtenus par PIV sur un modèle expérimental de palme rigide.

## 2. LE MODELE PHYSIQUE

Nous considérons dans l'approche simplifiée, présentée ici, un profil indéformable de type NACA0012 totalement immergé dans un fluide incompressible visqueux en translation par rapport au profil à la vitesse uniforme  $u_0$ . Comme précisé plus haut, l'axe  $P$  du profil est animé d'un mouvement de translation vertical sinusoïdal, ou pilonnement, à la fréquence  $f = \omega/2\pi$ . On note  $h_0$  l'amplitude de ce mouvement et  $\theta$  l'angle de tangage présenté par le profil autour de son axe. Ce mouvement de tangage s'effectue à la même fréquence que celui de pilonnement, mais avec un retard de phase  $\phi$ , fixé à  $90^\circ$ .

Nous identifions sept paramètres permettant de définir complètement, pour un profil donné, son mouvement:

- le nombre de Reynolds de l'écoulement  $Re_c = \rho u_0 c / \mu$  où  $c$  est la corde du profil et  $\rho$  et  $\mu$  respectivement la masse volumique et la viscosité moléculaire du fluide.
- le nombre de Strouhal de l'écoulement  $St = 2h_0 f / u_0$ .
- le rapport  $h_0/c$  de l'amplitude du mouvement de pilonnement et de la corde.
- le rapport  $b/c$  de la distance du pivot au bord d'attaque et de la corde. Ce rapport est fixé à 0.3 dans toute l'étude.
- $\phi$  la phase entre mouvements de pilonnement et de tangage.
- $\bar{\theta}$  le tangage moyen sur une période.
- $\alpha_{max}$  l'angle d'incidence (ou d'attaque) maximum entre le profil et la direction de l'écoulement dans un repère lié au profil (donc en mouvement).

<sup>2</sup>translation dans la direction perpendiculaire au déplacement général du profil.

Un dernier paramètre, l'amplitude de l'angle de tangage,  $\theta_0$ , est déterminé par l'intermédiaire de la relation (1) qui le lie aux autres paramètres:  $\alpha_{max} = \max_{t \in [0, T]} \{\alpha\}$  avec  $\alpha$  l'angle d'attaque instantané:

$$\alpha = \theta(t) - atan(\pi St \cos(\omega t)) \quad (1)$$

et  $\theta(t) = \bar{\theta} + \theta_0 \sin(\omega t + \phi)$ .

En dehors du poids et de la flottabilité, qui ne travaillent pas sur un cycle complet, le profil au cours de son mouvement est soumis aux actions du fluide qui se décomposent en une force de poussée  $T$ , une force de portance  $L$  et un moment  $M$  exercé sur le pivot. Le mouvement d'entraînement du profil décrit plus haut est la conséquence de l'application à ce même pivot d'une force,  $F_e$ , et d'un couple,  $M_e$ , par le dispositif d'entraînement. Si l'on considère un profil parfait sans inertie,  $F_e = -L$  et  $M_e = -M$ , on peut alors calculer le rendement de propulsion moyen avec uniquement la donnée de  $T$ ,  $L$  et  $M$  soit:

$$\bar{\eta} = \frac{\frac{1}{T} \int_0^T T \cdot u_0 dt}{\frac{1}{T} \int_0^T L y_p + M \dot{\theta} k dt} \quad (2)$$

où,  $T$  est la période du mouvement,  $y_p = \frac{dy_p}{dt}$ ,  $\dot{\theta} = \frac{d\theta}{dt}$  et  $y_p = h_0 \sin(\omega t)$ .

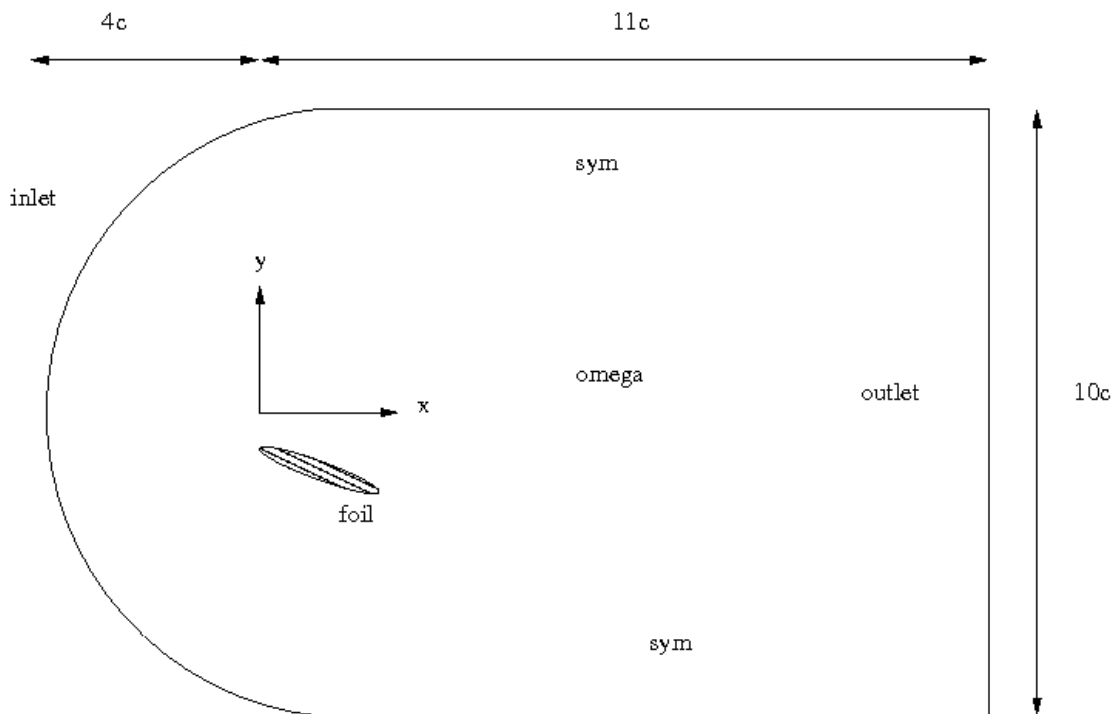
### 3. METHODES

Dans l'objectif de disposer de données expérimentales fiables sur l'écoulement autour du profil, un dispositif mécanique permettant de reproduire les mouvements de tangage et de pilonnement, a été réalisé. Brièvement, ce dispositif utilise deux moteurs pas à pas contrôlés numériquement pour assurer la synchronisation et la mise en mouvement du profil. Il permet d'obtenir des Strouhal de l'ordre de 0.7 pour des vitesses amont de  $0.2 m.s^{-1}$ , un profil de longueur de corde  $10 cm$  et un rapport  $h_0/c$  de  $3/4$ . Le dispositif est installé dans un canal à surface libre<sup>3</sup> dont la section utile possède approximativement une profondeur de  $40 cm$  pour une largeur de  $60 cm$ . L'envergure du profil est de  $20 cm$ . Le système PIV utilisé est constitué principalement d'un laser double pulse Nd-Yag de  $120 mJ$  à  $\lambda = 514 nm$  et d'une caméra numérique  $1000 \times 1016$  équipée d'un objectif de  $28 mm$ . Les particules utilisées sont des particules HGS10 de chez DANTEC possédant un diamètre moyen de  $10 \mu m$  pour une densité de 1.1, ce qui assure une vitesse de sédimentation très faible et une fréquence de coupure très au-delà du spectre de l'écoulement étudié.

Numériquement, nous avons choisi d'étudier le problème dans un repère fixe, galiléen. Les déplacements et les déformation du domaine fluide,  $\Omega_t$ , sont pris en compte par l'écriture des

<sup>3</sup>canal HERODE de l'équipe Turbulence d'IRPHE.

équations de bilan pour le fluide dans un formalisme ALE, c'est-à-dire dans un domaine spatial coïncidant avec la configuration actuelle du domaine. Le maillage, en treillis de  $\Omega_t$ , réalisé pour la discrétisation spatiale, suit les déformation du domaine tout en conservant au mieux ses propriétés de régularité. C'est l'une des difficultés inhérentes à cette technique qui impose le plus souvent de remailler systématiquement le domaine dès lors que les déplacements subis par les sommets du maillage sont trop importants et d'effectuer alors une opération de projection des champs de l'ancien maillage sur le nouveau. Cette limite est ici contournée en utilisant une méthode consistant à considérer le domaine fluide comme un solide élastique, dont la rigidité est simplement inversement proportionnelle à la taille des mailles. Les mailles les plus fines sont alors disposées autour du profil pour intercepter les couches visqueuses qui s'y développent et demeurent presque inchangées au cours du mouvement du profil, alors que les mailles de taille plus importante, placées loin du profil, se déforment de manière plus conséquente.



**Figure 1.** Le domaine de calcul et les conditions aux limites. Les longueurs sont rendues sans dimension par la corde du profil,  $c$ .

Le domaine fluide considéré,  $\Omega_t$ , est représenté sur la figure 1. Le déplacement de chaque sommet du maillage est calculé en considérant le problème continu suivant:

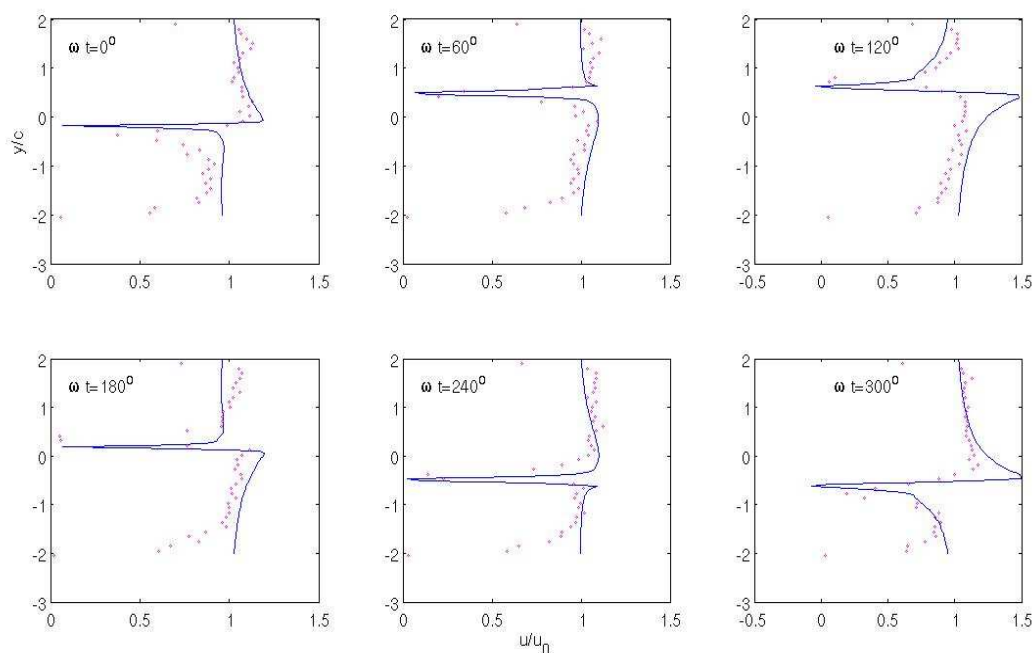
$$\begin{cases} \nabla \cdot (\kappa \nabla \chi) = 0 \quad \forall \chi \in \Omega_t, \kappa \in I \quad R \\ \chi = 0 \quad \forall \chi \in \Gamma_{i0} \\ \chi = \chi_{foil} \quad \forall \chi \in \Gamma_{foil} \end{cases} \quad (3)$$

où  $\chi$  est le déplacement imposé au domaine. La valeur de  $\kappa$  est déterminée lors de la phase d'assemblage du problème discret équivalent à (3) en considérant la relation suivante, relative à chaque élément du maillage:

$$\kappa_n = 1 + \left( \frac{B_{max} - B_{min}}{B_n} \right)^4 \quad n < N_{ele} \quad (4)$$

où  $B$  est le diamètre de la boule équivalente à l'élément  $n$  et  $N_{ele}$  le nombre total d'éléments contenus dans le maillage.

Le mouvement du fluide dans  $\Omega_f$  est décrit par les équations de Navier-Stokes dont la résolution approchée est effectuée à l'aide d'une méthode des éléments finis pour la discrétisation spatiale et par un schéma d'Euler semi-implicite au premier ordre pour l'aspect temporel. La contrainte d'incompressibilité est traitée par une méthode de projection augmentée introduite par [4]. L'implémentation est réalisée à l'aide de la plateforme logicielle orientée objet PELICANS ([9]) développée par l'IRSN.



**Figure. 2.** Comparaison numérique (-) expérimental (o) de la vitesse longitudinale en aval du bord de fuite  $x/c = 1.05$  à divers instants du cycle.  $Re_c = 4000$ ,  $St = 0.2$ ,  $h_0/c = 3/4$ ,  $\phi = 90^\circ$ ,  $\alpha_{max} = 20^\circ$

#### 4. RESULTATS ET DISCUSSIONS

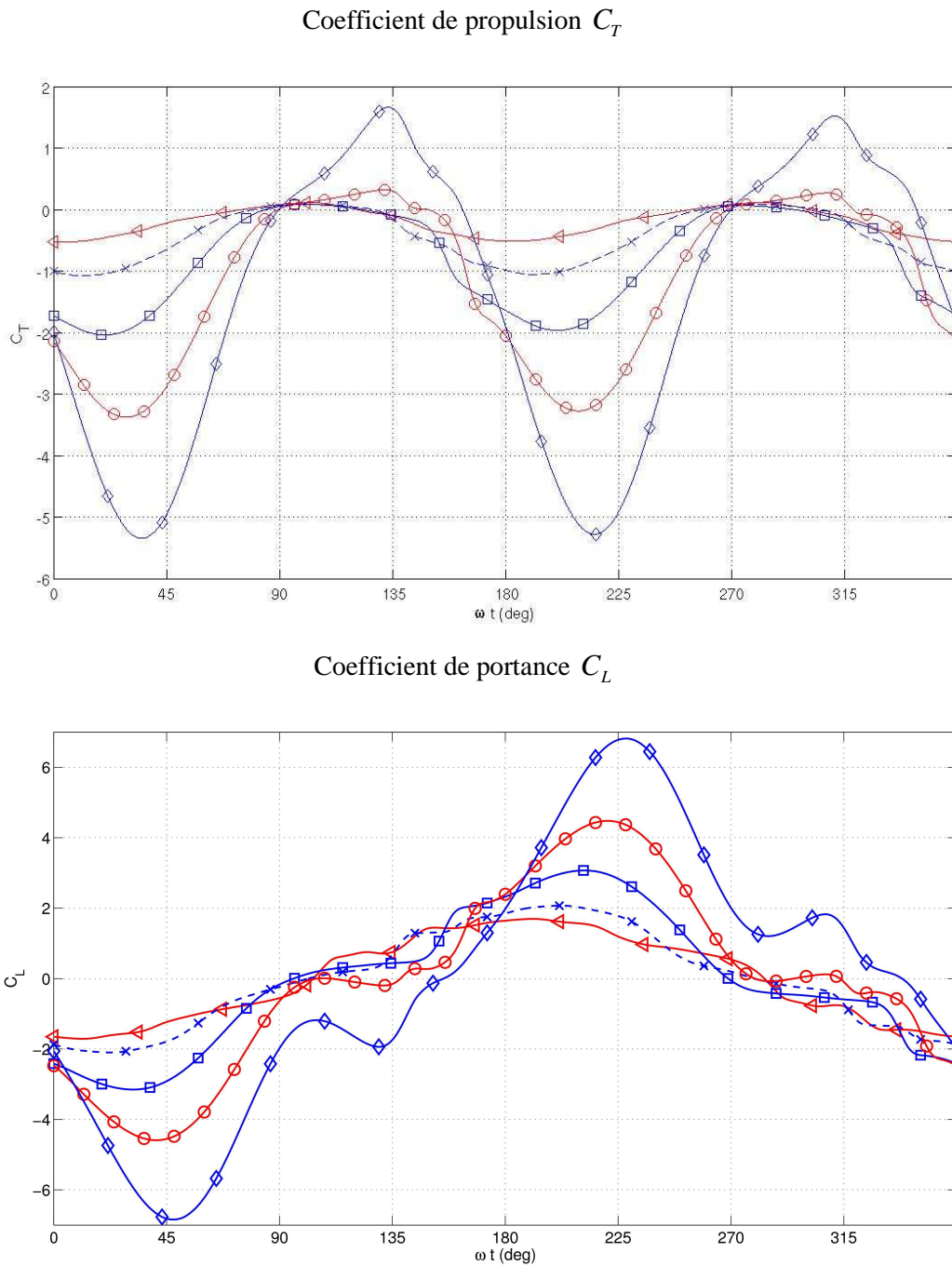
On s'intéresse aux résultats obtenus avec un nombre de Reynolds  $Re_c = 4000$  et un angle d'attaque maximal  $\alpha_{max} = 20^\circ$ . Des nombres de Strouhal s'étalant de 0.15 à 0.6 ont été testés ce qui compte tenu des précisions plus haut, se traduit à la fois par une augmentation de la fréquence du mouvement et par une augmentation de l'amplitude de tangage. La figure 2 présente les profils de vitesse longitudinale sans dimension,  $u.x/u_0$ , obtenus immédiatement en aval du bord de fuite du profil ( $x/c = 1.05$ ) pour un Strouhal de 0.2 à divers instants du cycle. On note un accord satisfaisant entre les données expérimentales par nature tridimensionnelles et celles issues de la simulation numérique 2D. L'effet de confinement lié à la présence des parois supérieures et inférieures du canal ne semblent notamment pas influencer l'écoulement au voisinage du profil. Par ailleurs, alors qu'un profil purement résistif créera en aval du bord de fuite une zone de vitesse déficitaire, on observe clairement un effet de jet, ou de sur-vitesse, à divers instants du cycle. Ce jet apporte la quantité de mouvement nécessaire au fluide pour générer une force de propulsion et non de traînée sur le profil.

A plus grande distance du bord de fuite l'accord entre numérique et expérimental se détériore, les effets tridimensionnels dans le sillage devenant beaucoup plus importants.

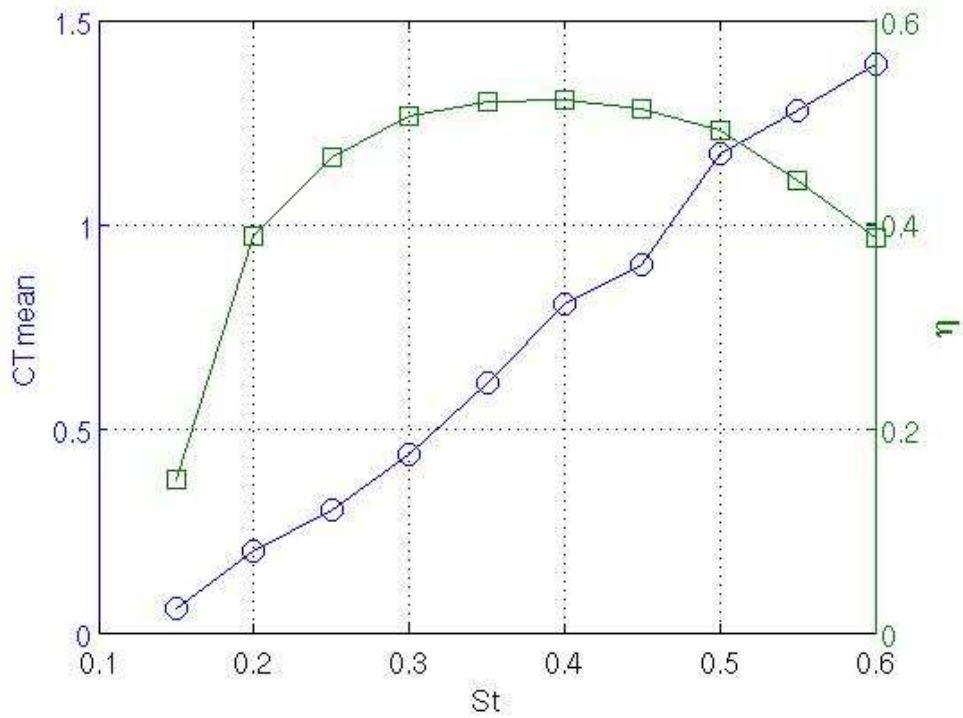
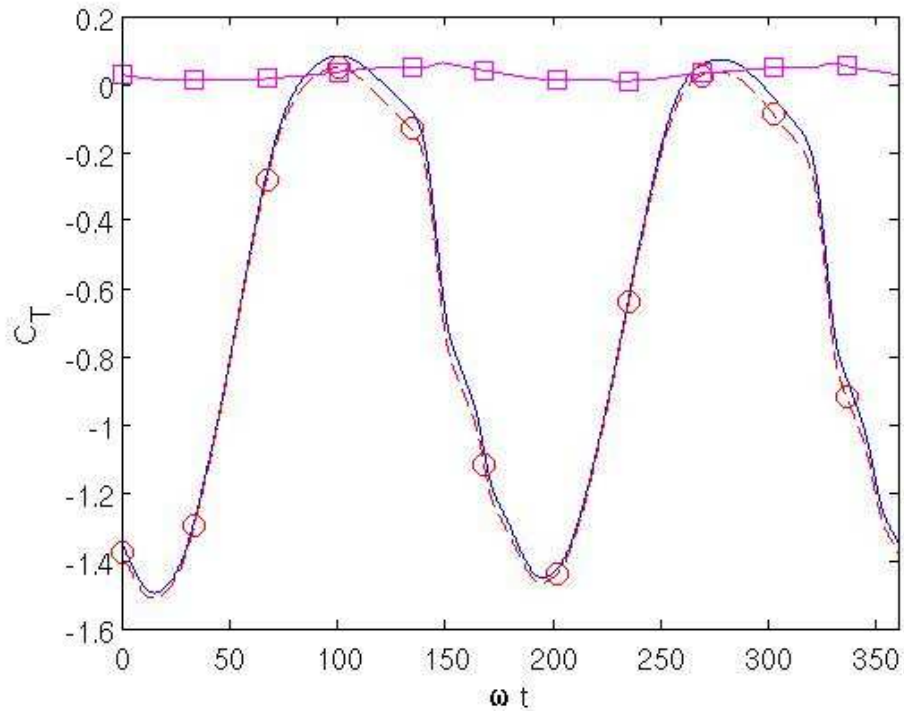
Les efforts exercés sur le profil pour différents Strouhal sur une période sont représentés sur la figure (3). On note que le profil, possède deux temps propulsifs par période pour sensiblement  $-45^\circ < \omega t < 90^\circ$  et  $135^\circ < \omega t < 270^\circ$ , et deux temps résistifs lorsque le profil atteint les point-morts haut et bas ( $90^\circ < \omega t < 135^\circ$  et  $270^\circ < \omega t < 315^\circ$ ) et que sa vitesse d'entraînement en pilonnement diminue jusqu'à s'annuler en ces points. La fréquence de  $C_T$  est donc le double de celle du mouvement. La durée, pendant laquelle le profil traîne est d'autant plus grande que le Strouhal est grand. Ceci est à mettre en relation avec la forme bien particulière que prend l'angle d'attaque instantané,  $\alpha$ , (voir l'équation 1) à cause de la présence de la fonction *atan* à fort Strouhal. La figure (3b) présente l'évolution du coefficient de portance en fonction du Strouhal. Il est représentatif (à l'inertie et au frottement près) de l'effort injecté par le dispositif mécanique pour assurer le mouvement de pilonnement.

$C_L$  est de moyenne nulle sur un cycle, c'est à dire que l'effort est symétrique durant les deux phases du cycle associées à la propulsion. On note que, contrairement à la propulsion, l'effort de portance ne s'annule pas exactement aux point-morts haut et bas (alors que son incidence et sa vitesse d'entraînement en pilonnement sont exactement nulles en ces points) mais légèrement plus tard alors que le profil a déjà pivoté et repris une vitesse d'entraînement non nulle, donc un angle d'attaque non identiquement nul.

C'est la pression, ou l'effort de forme, qui représente la contribution majeure des efforts surfaciques; pour la force de propulsion, la composante due à la pression est supérieure d'exactly la valeur de la composante visqueuse, celle ci est toujours résistive (voir figure (3)).



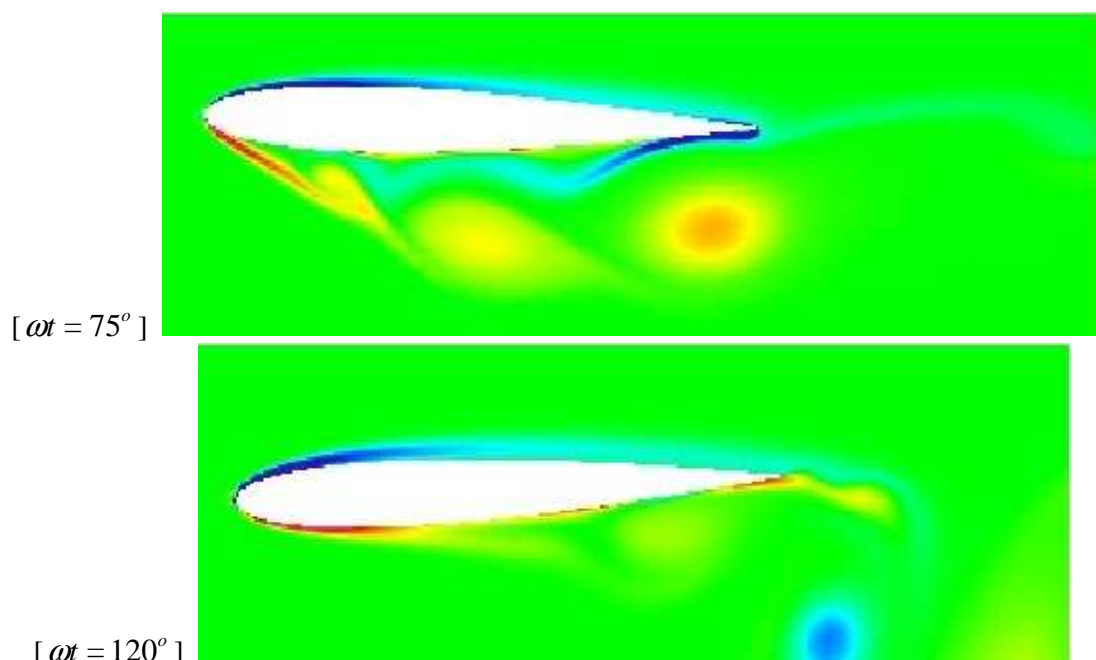
**Figure 3.** Evolution de  $C_T$  et  $C_L$  pour  $Re_c = 4000$ ,  $St = 0.2$ ,  $h_0/c = 3/4$ ,  $\phi = 90^\circ$ ,  $\alpha_{max} = 20^\circ$  -  
 $St = 0.2 : \blacktriangle$ ;  $St = 0.3 : *$ ;  $St = 0.4 : W$ ;  $St = 0.5 : \circ$ ;  $St = 0.6 : \diamond$



**Figure 4.** Evolution du coefficient propulsion moyen,  $\bar{C}_T$  ( $\circ$ ) et du rendement global,  $\eta$  ( $\square$ ), en fonction du Strouhal.

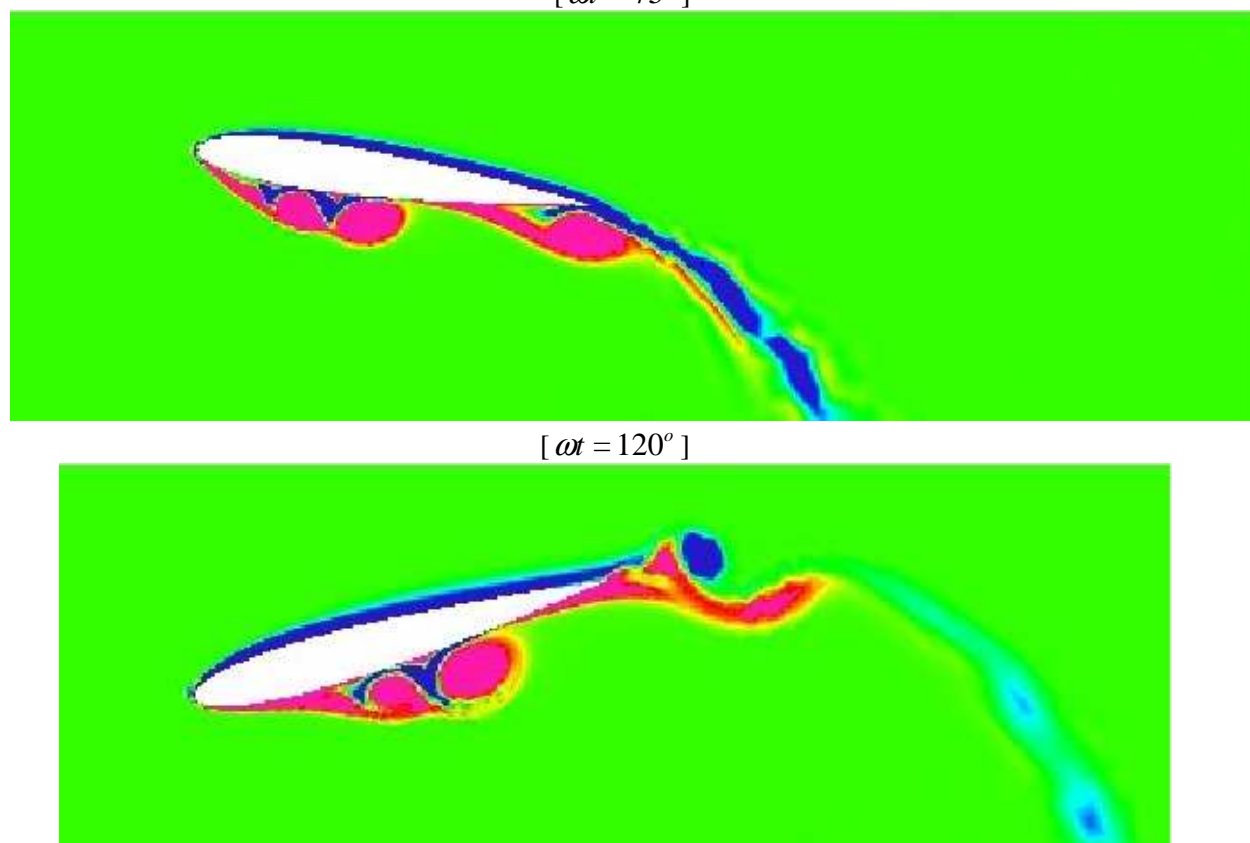
$$Re_c = 4000, h_0/c = 3/4, \phi = 90^\circ$$





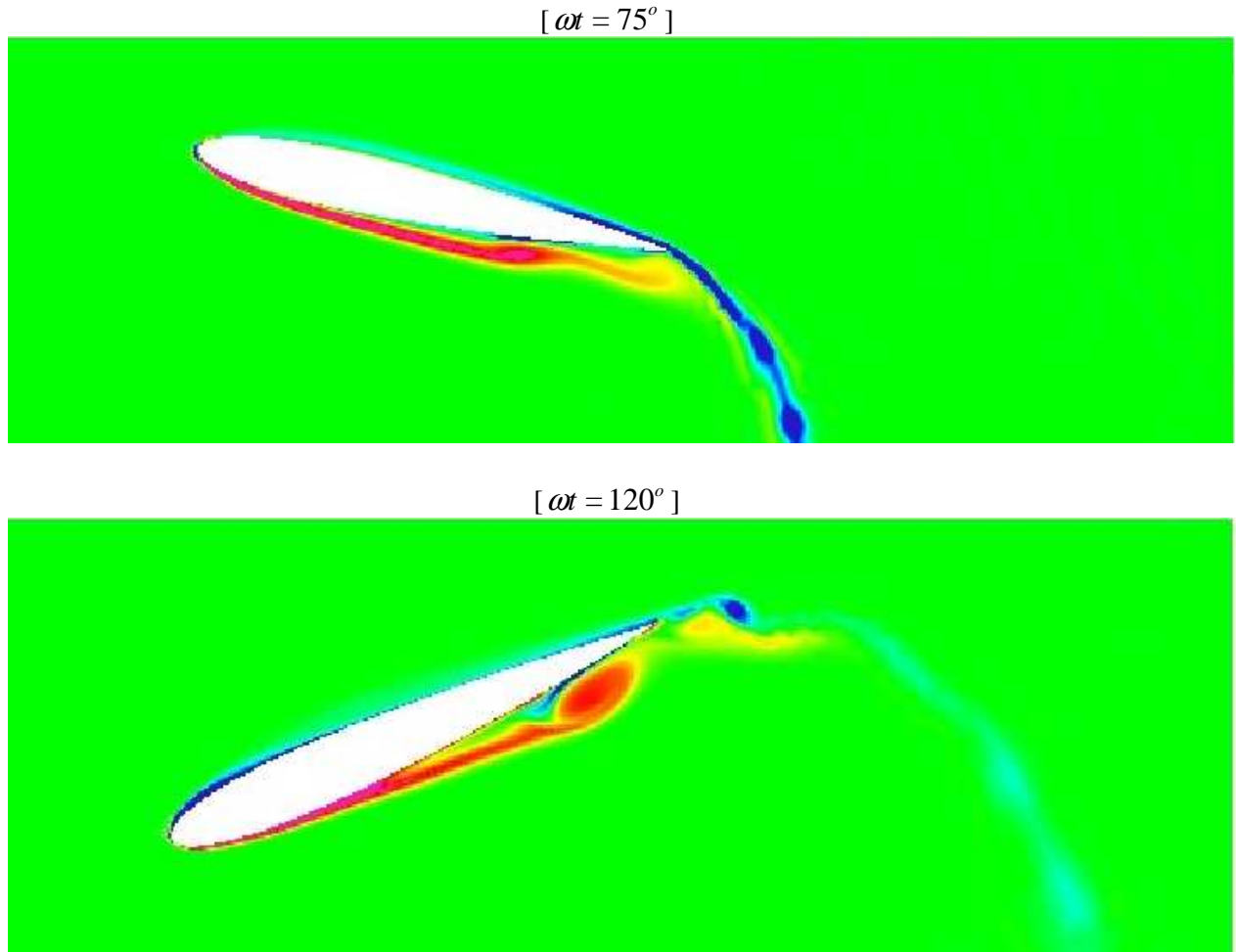
**Figure. 5.** Isosurfaces de vorticité -  $St = 0.15$  -  $\alpha_{max} = 20^\circ$  .

[  $\omega t = 75^\circ$  ]

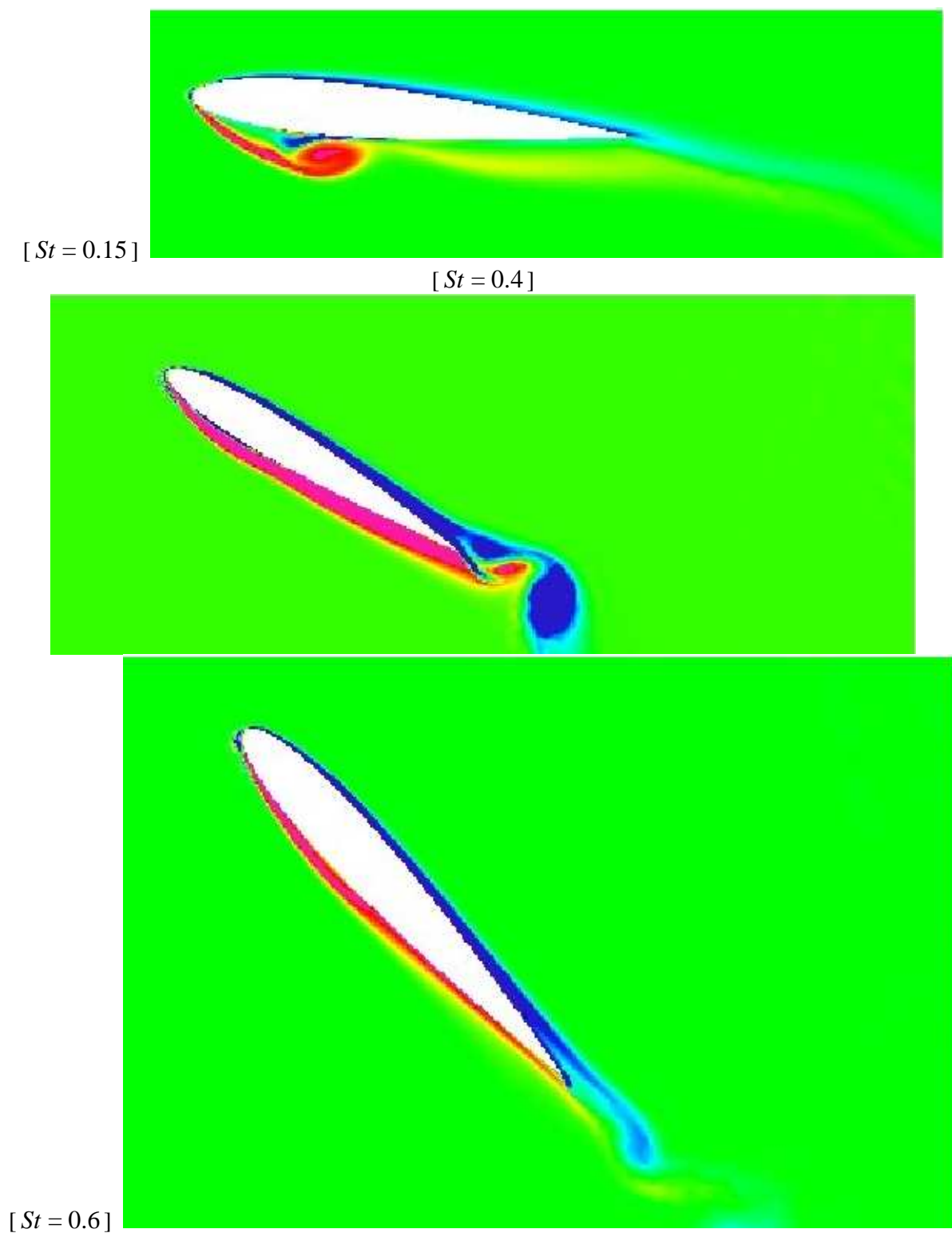


**Figure. 6.** Isosurfaces de vorticité -  $St = 0.4$  -  $\alpha_{max} = 20^\circ$  .

Les valeurs maximales sur un cycle de la portance et de la propulsion suivent un comportement similaires lorsque la fréquence réduite augmente. Les valeurs présentées (figure 3), pour le coefficient de propulsion moyen sur un cycle, sont en bon accord avec celles de [3]. Le rendement global de propulsion tracé sur la même figure fait état d'une valeur maximale de 0.52 obtenue pour un Strouhal de 0.4, également en bon accord avec la littérature pour un nombre de Reynolds de l'ordre de  $10^3$ .



**Figure. 7.** Isosurfaces de vorticité -  $St = 0.6$  -  $\alpha_{max} = 20^\circ$  .



**Figure 8.** Isosurfaces de vorticité -  $\omega t = 0^\circ$  -  $\alpha_{max} = 20^\circ$  .

Il est intéressant de connecter l'évolution des performances au détachement et à la dynamique tourbillonnaire autour du profil. Les figures (5, 6, 7) présentent les isosurfaces de vorticité associ es au profil en deux positions choisies de part et d'autre du point mort haut ( $\omega t = 90^\circ$ ) du cycle, pour différents nombre de Strouhal. C'est en effet aux point-morts haut et bas, que pour les mouvements de pilonnement et de tangage retenus, la vitesse de tangage est la plus  lev e. Par ailleurs notons que celle-ci est également d'autant plus  lev e que le Strouhal est fort. On observe cependant, pour les trois situations repr esent es, que l'écoulement sur la face inférieure du profil est systématiquement décollé et que ce d coll ement semble d'autant plus fort que le Strouhal est faible. Il apparaît donc que plus la vitesse de tangage est  lev e plus le profil pivote rapidement et confine, ou piège, par un effet inertiel le d coll ement dans la couche limite qui se développe sur l'intrados. Cet effet est remarquablement bien visible à  $St = 0.6$  où le point de d coll ement paraît être situé bien plus en aval que pour les Strouhal les plus faibles, alors que l'angle d'attaque est plus important:  $\alpha(120^\circ) = 19.5^\circ$  alors que l'on a respectivement  $\alpha = 16.3^\circ$  et  $\alpha = 10.6^\circ$  pour  $St = 0.4$  et  $St = 0.2$ .

Durant la phase de propulsion, repr esent e sur la figure (8)    $\omega t = 0^\circ$  (respectivement  $\omega t = 180^\circ$ ), l'écoulement n'est décollé sur l'extrados (le profil est dans une phase ascensionnelle; la face inférieure est donc l'extrados) que seulement pour le cas  $St = 0.15$ , alors que pour les deux autres situations le d coll ement n'apparaît que beaucoup plus près du point mort haut (respectivement point-mort bas).

## 5. CONCLUSIONS

Nous avons présenté dans cette étude des résultats expérimentaux et numériques de l'écoulement autour d'un profil de type NACA0012 animé par une combinaison harmonique de mouvements de pilonnement et de tangage. Les résultats montrent un accord satisfaisant entre les deux modèles, notamment concernant les vitesses en aval du bord de fuite du profil. Les efforts développés par le profil et calculés durant les simulations numériques sont également en bon accord avec la littérature, confortant ainsi les choix numériques effectués. Les rendements de propulsion calculés montrent un optimum pour un Strouhal de l'ordre de 0.4. L'angle instantané d'attaque joue un rôle prépondérant dans cette étude. Il est responsable de la dégénérescence du rendement observé à fort Strouhal.

## 6. REFERENCES

- 1 J.M. Anderson and K. Streitlien and D.S. Barrett and M.S. Triantafyllou. Oscillating foils of high propulsive efficiency. *J. Fluids Mech.*, 360:41--72, (1998).
- 2 P. Blondeaux and F. Fomarelli and L. Guglielmini and M.S. Triantafyllou and R. Verzicco. Numerical experiments on flapping foils mimicking fish-like locomotion. *Phys. of fluids*, 17:113601-2-113601-12, (2005).
- 3 L. Guglielmini and P. Blondeaux. Propulsive efficiency of flapping foils. *Eur. J. of Mech. B/Fluids*, 23:255--278, (2004).
- 4 M. Jobelin and C. Lapuerta and J.-C. Latch  and P. Angot and B. Piar. A finite element penalty-projection method for incompressible flows. *J. Comp. Phy.*, 217:502--518, (2006).
- 5 K.D. Jones and C.M. Dohring and M.F. Platzer. Wake structures behind plunging airfoils: a comparison of numerical and experimental results. *AIAA 96-078*, Jan. 15-18, (1996), Reno, NV.
- 6 M. Koochesfahani. Vortical patterns in the wake of an oscillation airfoil. *A.I.A.A.*, 27:1200--1025, (1989).

- 7 M.J. Lighthill. Aquatic animal propulsion of high hydromechanical efficiency. *J. Fluid Mech.*, 44:265--301, (1970).
- 8 M.J. Lighthill. Note on the swimming of slender fish. *J. Fluid Mech.*, 9:305--317, 1960.
- 9 B. Piar. PELICANS: un outil d'implémentation de solveurs d'équations aux dérivées partielles. Technical report, IRSN, (2007).
- 10 G.S. Triantafyllou and M.S. Triantafyllou and R. Gopalkrishnan. Wake mechanics for thrust generation in oscillating foils. *Phys. Fluids A.*, 3:2835--2837, (1991).
- 11 Z.J. Wang. Vortex shedding and frequency selection in flapping flight. *J. Fluid Mech.*, 410:323--341, (2000).