

Etude d'une aile oscillante-application à la propulsion par queue de poisson

M.Souhar¹, R.Shanmughan¹, S.Becker¹, S.Aniss²

1. LEMTA-UMR CNRS7563 U. Lorraine, 2 Av. de la forêt de Haye, Vandœuvre-lès-Nancy 54500, France

2. Laboratoire de Mécanique, Faculté des Sciences Aïn Chock. Km 8 route d'El Jadida BP 5366 Maarif, Casablanca, Maroc

Résumé

Dans ce présent travail, nous nous intéressons à l'étude théorique et expérimentale d'une aile type NACA 0015 en oscillation verticale et en rotation en vue de voir l'effet de la propulsion par queue-de-poisson. Dans un premier temps nous proposons un modèle permettant de montrer le caractère propulsif de l'oscillation et nous se déterminons le coefficient de propulsion « C_T ». La détermination de C_T nécessite une expérimentation sur le profil de vitesse dans le sillage qui est en cours de réalisation par mesure LDA et PIV. Des simulations par Fluent seront également présentée

Mots clefs : *aile oscillante, sillage de type Von Karman inversée, propulsion par queue de poisson.*

1. Introduction

Le mode de propulsion des animaux aquatiques les plus rapides est « la nage ondulatoire » : ils nagent en propageant une onde de flexion le long de leur colonne vertébrale. Ces animaux ont souvent évolué vers une forme similaire, l'exemple habituelle étant la ressemblance morphologique entre le requin, le dauphin et l'ichtyosaure alors que l'un est un poisson, l'autre un mammifère et le dernier un reptile aujourd'hui disparu. De manière générale, on observe que les animaux utilisant la nage ondulatoire possède une région antérieure relativement rigide et de forme aérodynamique séparée d'une nageoire caudale par un pédoncule de section réduite. Les nageoires prennent appui sur le milieu pour permettre la propulsion qui elle est freinée par la résistance de l'eau. La pénétration dans l'eau dépend de la forme du corps, de la force de propulsion et de la forme des nageoires. Ainsi, certains poissons sont plus aptes à l'accélération soudaines, à la manœuvre ou à la nage soutenue. Ces aptitudes varient en fonction du milieu de vie : les pélagiques comme les thons et les requins sont performant pour la nage soutenue tandis que les petits poissons des récifs sont plutôt habile à la manœuvre comme le poisson papillon.

Qu'elle soit verticale ou horizontale, en forme de V, de croissant ou arrondi, la nageoire caudale est bien l'actrice principale dans le mécanisme de propulsion des poissons. C'est cette nageoire caudale qui a été encore étudiée et

imitée afin de concevoir des propulseurs de navires tentant d'obtenir des rendements supérieurs à ceux des hélices. On peut citer le rotor Lipp ou la Propulseur-Voith-Schneider.

Une coupe de la nageoire caudale se présente comme une aile d'avion de type NACA symétrique comme c'est indiqué sur la figure 1. Cette aile effectue une translation verticale sinusoidale et une rotation autour du point O' sinusoidal de même pulsation ω . On, définit le nombre de Strouhal $[St = \frac{fA}{U_\infty}]$ où « f » est la fréquence et « A » l'amplitude. Ici A est prise égale à $2a_0$. Au-delà d'un nombre de Strouhal critique il apparait une allée de Von Karman inversée. Cette allée crée un excès de quantité de mouvement qui entraîne une force propulsive vers l'avant du poisson.

La propulsion ondulatoire a été largement étudiée dans les premiers travaux de Lighthill [1,2] et revue récemment par Candelier et al. [3] où on trouve de nombreuses références sur le sujet. Le cas de la nageoire caudale a également été largement étudié par Triantafylou et al. [4][5] et par d'autres auteurs. Ces travaux nous semblent incomplets, c'est pourquoi nous avons décidé de revisiter ce sujet aussi bien sur le plan de la modélisation que sur le plan expérimental. Le but étant de fournir une expression du coefficient de propulsion $C_T = F / \rho U_\infty^2 c$. Où F est la force de traction induite par l'oscillation de l'aile battante.

2. Formulation du problème

Considérons une aile d'avion placé dans un repère absolu $(\vec{R}_0, \vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0)$ et muni d'un repère lié $(\vec{R}, \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z})$, placé dans un écoulement fluide à $U_\infty \vec{x}_0$ comme c'est indiqué sur la figure 1. On désigne par « c » la corde et « $l=1$ » l'envergure, et par S_e, S_i les surfaces extrados, intrados. Les équations de ces surfaces sont respectivement :

$Y = \pm f(X)$. L'aile est soumise à une oscillation verticale $\vec{OO}' = a(t)\vec{y}_0$ où $a(t) = a_0 \sin(\omega t)$, et une oscillation autour du point O' : $\alpha(t) = \alpha_0 \sin(\omega t)$, où ω est la pulsation relié à la fréquence f par $\omega = 2\pi f$. Le vecteur rotation de R/R_0 est $\vec{\Omega} = \dot{\alpha} \vec{z}_0 = \dot{\alpha} \vec{Z}$.

En tout point M appartenant à S_e et S_i on peut calculer la normale en fonction de $f(x)$, et par suite $\vec{n} dS$ où « dS » est la surface élémentaire. Dans la suite on considère le volume

de contrôle $v(t)$ limité par une surface fermée constituée par S_1, S_2, S_3, S_e, S_i et \vec{n} extérieure au volume de contrôle et, on applique la conservation de la masse et de la quantité de mouvement (fig2) désignons par $\vec{V}(M)$ la vitesse absolue du fluide et $\vec{W}(M)$ la vitesse relative.

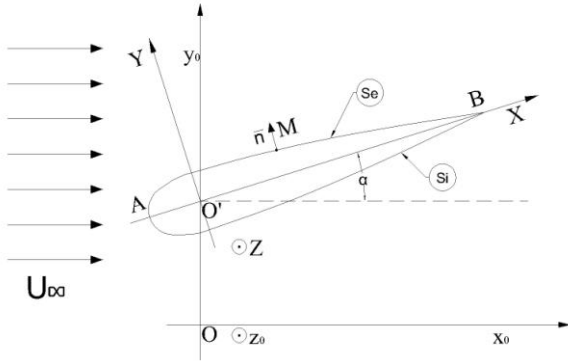


Figure 1

$\vec{V}(M)$ est reliée à $\vec{W}(M)$ par $\vec{V}(M) = \vec{U}(M) + \vec{W}(M)$ où $\vec{U}(M)$ est la vitesse d'entraînement du point M sur S_e et S_i on a la condition d'adhérence $\vec{W} = 0$ puis qu'on se place eu fluide visqueux. Les calculs conduisent à :

$$\vec{V}(M) = [\dot{\alpha} \sin(\alpha) - \dot{\alpha} f(x)]\vec{X} + [\dot{\alpha} \cos(\alpha) + \dot{\alpha} X]\vec{Y}. \quad (1)$$

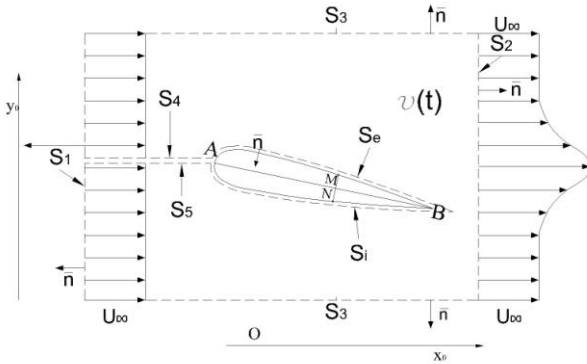


Figure 2

Pour M sur S_e Pour M sur S_i on remplace $f(X)$ par $-f(X)$. Le calcul de $\int_{S_e \cup S_i} \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS$ conduit à zéro, ce qui est cohérent puisque l'oscillation ne produit pas de masse. Le théorème de quantité de mouvement fait intervenir le terme $= \int_{S_e \cup S_i} \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS$. Après un laborieux calcul on obtient :

$$\int_{S_e \cup S_i} \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS = 2\rho [(\dot{\alpha} \cos(\alpha) I_0 + \dot{\alpha}^2 I_1) \vec{X} + \dot{\alpha} \dot{\alpha} \sin(\alpha) I_2 \vec{Y}]. \quad (2)$$

Où $I_0 = \int_{X_A}^{X_B} f dX, I_1 = \int_{X_A}^{X_B} X f dX, et I_2 = \int_{X_A}^{X_B} X f' dX,$

En projetant l'équation (2) dans le repéré absolu R_0 et en appliquant le théorème de quantité de mouvement au volume de contrôle v on peut calculer la force de traction $-F(t)$ sur l'aile oscillante en fonction du profil de vitesse dans le sillage. En désignant par C_T le coefficient de traction $C_T = F(t) / \rho U_\infty^2 c$ et en prenant la moyenne sur une

période :

$$\langle \rangle = \frac{1}{T} \int dt, \text{ on obtient :}$$

$$\langle -C_T \rangle = \langle T(t) \rangle + 4\pi^2 \alpha_0 e_0^+ \frac{c}{a_0} I_0' St^2 \langle F(t) \rangle. \quad (3)$$

Où

$$\mathcal{F}(t) = \cos^2 \omega t \left[1 + \alpha_0 \frac{c}{a_0} \frac{I_1'}{I_0} \cos \alpha \right] \text{ et}$$

$$\mathcal{T}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u}{U_\infty} \left(\frac{u}{U_\infty} - 1 \right) dy_+$$

Calculé avec le profil de vitesses u mesuré dans le sillage, avec $y_+ = y/c, e_0^+ = 2e/c$ où « $2e$ » est l'épaisseur de l'aile et $I_0' = I_0/c, I_1' = I_1/c^2 e$.

Dans les études antérieures [4], [5] le deuxième terme faisant intervenir le nombre de Strouhal n'apparaît pas et de ce fait leurs résultats nous semble incomplets. Il est donc primordiale d'effectuer des essais expérimentaux pour voir l'importance de ce terme par rapport au premier ($\mathcal{T}(t)$). Quoiqu'il en soit ce deuxième terme est propulsif si $\alpha_0 > 0$.

3. Montage expérimental et premiers résultats

L'aile d'avion utilisé est de type NACA 0015 symétrique $e_0^+ = 0.15$ de corde $c=10$ cm et d'épaisseur $2e=1.5$ cm, elle dispose d'un trou dans la largeur à 2.5 cm = AO' du bord d'attaque qui sera le, centre de rotation sinusoidale. L'aile est équipée de deux trous placés sur l'intrados et l'extrados permettent l'injection de colorant par l'intermédiaire d'une seringue motorisé pour visualiser les vortex dans le sillage à l'aide d'un plan laser et une caméra classique.

Le mouvement de translation sinusoidale est assuré par un système bielle manivelle. La rotation sinusoidale est assure par un système pignon-crémaillère permettent de coupler les deux mouvements à la même fréquence (fig. 3).



Figure 3 : Maquette expérimentale

L'angle α_0 a été fixé à 10^0 ($\pi/18$) et l'amplitude $a_0 = 1.2$ cm. La fréquence f peut varier de 0.5 à 2.5 Hz. L'aile est placée dans un grand canal hydraulique (fig. 4) fonctionnant en circuit fermé grâce à une pompe et un système de by-pass.



Figure 4 : Canal hydraulique

Le débit est mesuré soit par un déversoir soit par un débitmètre à ultra-sons. Les vitesses U_∞ peuvent être réglées entre 5 et 20 cm/s. Dans une première étape nous avons effectué des visualisations de l'écoulement par colorant injecté sur l'extrados et l'intrados et à l'aide d'un plan laser et une caméra classique. Cette visualisation a permis de mettre en évidence l'allée de Von Karman inversée à partir d'un Strouhal critique de l'ordre de 0.2. Un exemple de photo est donné sur la figure 5. Nous avons ensuite effectué quelques mesures qualitatives avec la PIV qui montre grossièrement l'allée de Von Karman inversée et qui permet d'avoir qualitativement le profil de vitesses dans le sillage.

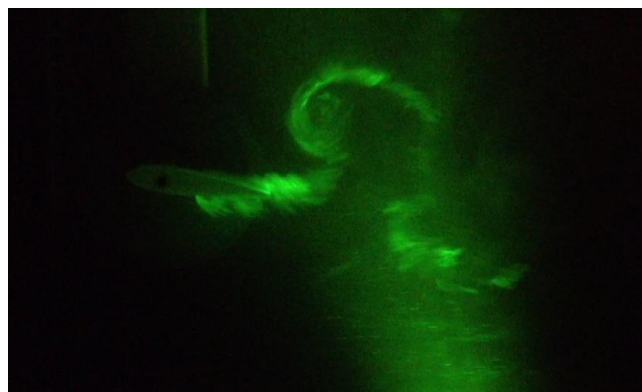


Figure 5 : Sillage de Von Karman inversée

En utilisant ces résultats on peut estimer le premier terme et par conséquent voir l'importance du terme additionnel de notre modèle. L'évaluation qualitative semble indiquer que ce terme représente environ 20%, ce qui n'est pas négligeable. Des mesures plus précises nous permettront de confirmer cet aspect. Par ailleurs des simulations numériques avec Fluent ont été effectuées [6] et montrent l'apparition d'une allée de Von Karman inversée.

4. Conclusion

Dans ce travail nous avons étudié l'écoulement autour d'une aile oscillante analogue à la nageoire caudale du poisson. La modélisation nous a permis de mettre évidence un terme supplémentaire dans le calcul du coefficient de traction. L'expérimentation qualitative nous a permis de quantifier l'importance de ce terme, et de mettre en évidence l'apparition de l'allée de Von Karman inversée. Des expériences plus précises sont en cours et seront présentées au Congrès.

Références

- [1] M.J. Lighthill, *Mathematical biofluidynamics*, Ed. Society for Industrial & Applied Mathematics, Philadelphia USA, 1975
- [2] M.J. Lighthill, *Note of swimming of slender fish*, Journal of Fluid Mechanics, volume 9(2) (1960) pp 305-317.
M.J. Lighthill, *Aquatic animal propulsion of high hydro-mechanical efficiency*, Journal of Fluid Mechanics, volume 44 (1970), pp 265-301.
- [3] F.Candelier et al., *Three dimensional extension of Lighthill's large amplitude elongated-body theory of fish locomotion*, Journal of Fluid Mechanics, volume 674 (2011), pp 196-226.
- [4] J.M. Anderson et al., *Oscillating foils of high propulsive efficiency*, Journal of Fluid Mechanics, volume 360 (1998), pp 41-72.
- [5] M.S Triantafyllou et al., *Hydrodynamics of fishlike swimming*, Annual Review of Fluid Mechanics, volume 32 (2000), pp 33-53.
- [6] S. Skali-Lami, private communication.

