

# Caractérisation par POD, issue des champs PIV non résolus en temps, des effets d'épaisseur sur le phénomène d'hystérésis au décrochage statique des profils Naca

S. Prothin<sup>a</sup>, H. Djeridi<sup>b</sup>, J-Y Billard<sup>a</sup>

*a. Institut de Recherche de l'Ecole Navale (IRENav EA 3634), Département Mécanique et Energétique en Environnement Naval, CC 400, 29240 BREST Cedex 9*

*b. Laboratoire de Physique des Océans (LPO, UMR 6523, CNRS, IFREMER, IRD, UBO), Université Européenne de Bretagne, Université de Brest / UFR Science, 6 Av. Le Gorgeu, BP 809, 29285 Brest Cedex*

## Résumé :

*Le travail présenté ici concerne la caractérisation par mesures PIV des effets d'épaisseur sur le phénomène d'hystérésis au décrochage statique des profils Naca symétriques, 2D, d'épaisseur relative 15, 25 et 35 % à haut nombre de Reynolds  $0.5 \cdot 10^5$ . A l'hystérésis, deux états d'écoulement sont associés à une dynamique particulière de lâcher tourbillonnaire caractérisée pour l'état décollé par une augmentation du cisaillement dans le sillage du profil due à l'agitation turbulente. La reconstruction du champ fluctuant par les modes spatiaux d'ordre supérieur (décomposition par POD) a mis en évidence la contribution du réalignement tourbillonnaire (transport vertical et longitudinal du tourbillon de bord de fuite) sur l'augmentation de production turbulente.*

## Abstract:

*The present study investigates experimentally the hysteretic behavior at static stall angle of 2D Naca (15, 25, 35%) symmetric hydrofoils at Reynolds number  $0.5 \cdot 10^5$ . Concerning the hysteretic loop at static stall, the lower and upper branches correspond to different flow states characterized by a severe modification of vortex dynamics. Indeed, the lower branch (called state II) is characterized by a predominance of strain rate in the wake due to the turbulent agitation associated with the longitudinal and vertical transport of the trailing edge vortices as it is observed using the reconstruction by POD of the random part of the motion.*

**Mots clefs :** Profils Naca symétriques, mesures LDV /PIV, détachement tourbillonnaire, POD.

## 1 Introduction

Bien que l'utilisation des profils épais prenne de plus en plus d'importance dans les applications industrielles, (profils de pales d'hélices, safrans de stabilisation ou de gouvernail ou encore les bras de nacelle de propulsion), peu d'études leur ont été dédiées. Norton et Bacon (1923) [1] ont étudié les distributions de pression sur des profils épais, Jacobs (1931) [2], a étudié le phénomène d'hystérésis associé au décrochement rapporté par Thwaites (1960) [4], et plus récemment Newcamp (2002) [3] a analysé les conditions du décrochement d'un profil Naca de 18 % d'épaisseur. On peut également citer les travaux de Bourgoyne *et al* [5], relatifs aux effets d'épaisseur sur les paramètres globaux, ceux de Lurie *et al* [6] qui ont exploré la séparation de la couche limite, ou encore ceux de Mueller [7] relatifs à l'influence de la transition laminaire/turbulent sur le phénomène d'hystérésis sur des profils particuliers. Cependant peu d'entre eux ne soulignent les effets d'épaisseur (ou de gradient de pression adverse) sur le décollement de la couche limite et la topologie de l'écoulement instationnaire décollé. Ainsi, l'amélioration de nos connaissances sur la nature de l'écoulement autour de ces corps s'avère nécessaire pour mieux contrôler leurs performances, limiter les vibrations induites à grande incidence et les indiscretions acoustiques dont les effets sont néfastes. Le travail expérimental présenté ici porte sur l'étude des effets d'épaisseur sur le comportement hystérique au décrochage statique de trois profils 2D symétriques de type Naca d'épaisseur relative 15, 25 et 35% à Reynolds  $5 \cdot 10^5$ . Une attention particulière est donnée sur la compréhension des mécanismes d'établissement de l'instabilité de von Karman à grande incidence et sur l'analyse des tourbillons de bord de fuite et d'attaque caractérisés par des mesures PIV et LDV. Pour mettre en évidence les effets d'épaisseur sur les

caractéristiques du sillage, une analogie a été faite avec l'écoulement derrière un cylindre circulaire dans des conditions similaires d'écoulement.

## 2 Dispositif expérimental et méthodes de mesures

### 2.1 Le tunnel hydrodynamique

Les essais ont été réalisés dans la veine d'essais du tunnel hydrodynamique de l'École navale (figure 1), de section carrée de 192 mm de côté et de longueur 1m. La vitesse de l'écoulement amont a été fixée à 5 m/s correspondant à un nombre de Reynolds basé sur la longueur de corde de  $0.5 \cdot 10^5$ . L'intensité de turbulence en entrée de veine est de 2%. L'ensemble des mesures a été effectué sur des profils Naca, symétriques 2D de 100 mm de longueur de corde et d'épaisseur relative 15, 25 et 35% localisée à 25% de la longueur. Les coefficients de blocage correspondant aux trois profils sont respectivement de 0.08, 0.13 et 0.18.

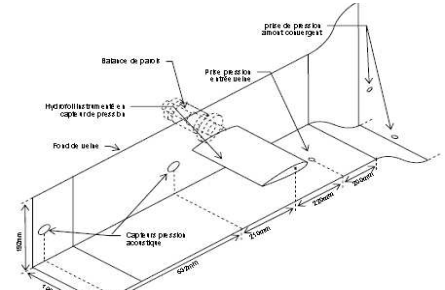


FIG. 1 – Schéma de l'installation

### 2.2 Dispositif de mesures

Les mesures d'efforts sur les trois profils ont été réalisées grâce à une balance hydrodynamique immergée trois composantes permettant de déterminer les efforts de portance, de traînée et de couple sur chacun des profils. Le détail du système de mesure et des incertitudes est donné dans Djeridi *et al.* [8] [9]. Les figures ci-dessous (figure 2 droite) montrent les résultats de coefficient hydrodynamique  $C_L$  moyens et fluctuants en fonction de l'angle d'incidence pour les trois profils considérés. On retrouve un résultat classique relatif aux effets d'épaisseur mais on observe également le phénomène d'hystérésis associé au décrochage statique des trois profils couplé à une augmentation des fluctuations d'efforts et à deux états particuliers état I et état II repérés respectivement sur les branches montante et descendante des courbes.

Les mesures de vitesse ont été réalisées par LDV en proche paroi et dans la zone de cisaillement (Sarraf *et al.* [8] [9]) et par PIV dans le sillage proche des trois profils. La caractérisation du lâcher tourbillonnaire à grande incidence a été réalisé par une analyse spectrale des signaux ré-échantillonnés (par la méthode « *sample and hold* ») de vitesse verticale, avec un taux d'acquisition de 2000 Hz pour des échantillons de 400 secondes correspondant à une résolution spectrale de 0.25 Hz. Les mesures PIV ont été effectuées à l'aide d'un laser pulsé ND:YAG laser Quantel délivrant une énergie de 2x20 mJ éclairant les particules dans une nappe d'épaisseur 1 mm. Une caméra PCO-sensicam d'une résolution de 1280x1024 pixels (objectif de 60 mm, ouverture de diaphragme de 1.2) a été utilisée pour les images PIV. Le système caméra et laser opère à une fréquence de 4 Hz. La taille du champ ainsi obtenu est de  $-2.3 < x/c < 0.1$  et  $-1 < y/c < 0.85$ . La cross-corrélation a été réalisée avec un recouvrement de 50% pour une fenêtre d'interrogation de 32x32 pixels correspondant à un champ de vecteurs de 79x63 vecteurs et 3000 paires d'images ont été nécessaires pour assurer une bonne convergence statistique des grandeurs turbulentes.

## 3 Caractérisation de la dynamique tourbillonnaire

### 3.1 Nombre de Strouhal à l'hystérésis

Djéridi *et al.* [8] ont montré que l'établissement de l'instabilité de Von Karman, pour les trois profils, se caractérise par une augmentation de l'amplitude et de la fréquence quand l'incidence augmente. Les effets d'épaisseur sont notables dans l'établissement du mouvement cohérent car pour le profil le plus mince l'évolution de la fréquence est linéaire alors que pour les profils les plus épais on observe un saut dans cette évolution. La représentation en fréquence réduite de Strouhal (basé sur la surface projetée du profil considéré  $St = c \sin(\alpha) f / U$ ) montre le passage de l'état I à l'état II (à l'hystérésis) correspondant à un saut de nombre de Strouhal de 0.25 à 0.2 (figure 2 gauche).

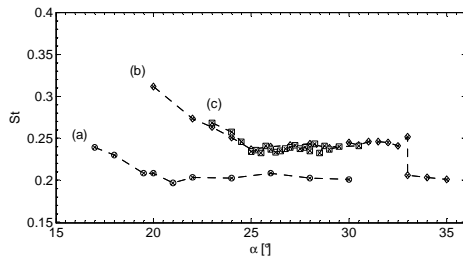


FIG. 2 gauche– Nombre de Strouhal.

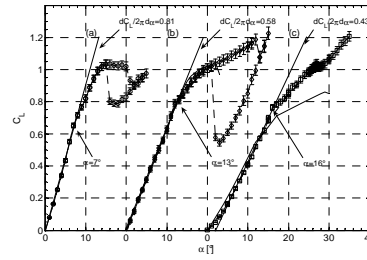


FIG. 2 droite– Efforts de portance

a) Naca 0015, b) Naca 0025, c) Naca 0035

### 3.2 Topologie de l'écoulement et effet d'épaisseur

Les figures 3 a), b) et c) représentent respectivement les iso-contours de vitesses longitudinales pour les profils d'épaisseur 15, 25 et 35%, dans les deux états d'écoulement, sur lesquels sont superposés les lignes de courant. Pour tenir compte du coefficient de blocage, chaque axe (X,Y) est rapporté à la surface projetée  $c \sin(\alpha)$ , on pose  $X^*=X/c \sin(\alpha)$  et  $Y^*=Y/c \sin(\alpha)$ . Ceci permet ainsi de se placer dans des conditions de similitude de sillage. On note la position du décollement de la couche limite pour les trois profils, la longueur de recirculation dans le sillage des profils pour les deux états. On peut définir une longueur de recirculation  $l_c$  par rapport à la taille maximale du lobe (correspondant à la position du col sur les lignes de courant) et une longueur  $l_u$  basée sur la position des minima de vitesse. Dans le tableau 1 ci-dessous sont répertoriées les valeurs de ces longueurs caractéristiques pour les deux états en fonction de l'épaisseur. On observe globalement un épaissement du sillage à l'état II ainsi qu'une modification de la longueur de recirculation. Concernant les effets d'épaisseur, on constate que plus le profil est épais plus la longueur de recirculation est petite, ceci se vérifiant quelque soit l'état d'écoulement (accroché ou décollé), il en est de même pour la position des minima de vitesse. En revanche, pour le profil le plus mince, le sillage est plus étendu en aval pour l'état II alors que la tendance est inversée pour le profil le plus épais. On note de plus que pour le profil Naca0025, les longueurs de recirculation sont quasi-identiques pour les deux états.

|      | Cylindre | NACA0015 |      | NACA0025 |      | NACA0035 |      |
|------|----------|----------|------|----------|------|----------|------|
|      |          | TI       | TH   | TI       | TH   | TI       | TH   |
| Lc   | 1,37     | 3,86     | 4,35 | 3,43     | 3,37 | 3,05     | 2,59 |
| Lc % | -        | 64,5     | 68,5 | 60,0     | 59,3 | 55,0     | 47,1 |
| Lu   | 0,81     | 2,80     | 2,65 | 1,20     | 1,55 | 1,28     | 1,35 |
| Lu % | -        | 71,1     | 69,4 | 32,5     | 47,7 | 36,7     | 40,0 |

Tableau. 1 – Evolution des longueurs caractéristiques.

Concernant les quantités turbulentes, on a choisi de représenter ici le terme  $P_{12}$  du tenseur de production turbulente, défini par  $P = -\overline{u'v'\partial U / \partial y}$  dans le sillage des trois profils ainsi que dans l'état I et l'état II. Cette production d'agitation turbulente est à rapprocher de l'augmentation des fluctuations d'efforts constatée à l'hystérésis, en particulier à l'état II. En effet, à l'hystérésis Sarraf *et al.* [9] ont montré une augmentation des fluctuations d'effort de portance (passant de 0.01 pour l'état I à 0.08 pour l'état II) correspondant à une diminution de 1.05 à 0.75 du coefficient de portance pour le Naca0015 par exemple. Les figures 4 a), b), c) montrent que dans la région amont, on ne constate aucun niveau de production turbulente comme attendu alors que dans le sillage des trois profils cette production a une structure à deux lobes localisés dans la zone cisailée, avec un lobe plus étendu pour le tourbillon de bord d'attaque. On a également choisi de représenter les contours des tourbillons déterminés à partir du critère  $Q = \frac{1}{2}(\Omega^2 - S^2)$  proposé par Hunt *et al.* [10] correspondant au second invariant du tenseur des gradients de vitesse. Les valeurs  $Q = 0.5$  sont reportées sur les figures ci-dessous. Compte tenu de la dissymétrie du lâcher tourbillonnaire, la localisation des maxima de production est différente pour les deux tourbillons. On constate également une augmentation de la production turbulente à l'état II et que cette agitation augmente avec l'épaisseur du profil. Les maxima de production pour les états II sont localisés respectivement à  $X^* = -4$  ;  $-2.6$  ; et  $-2$  pour les profils de 15, 25 et 35% d'épaisseur. Plus le profil est épais, plus les lobes sont symétriques, montrant ainsi que la topologie se rapproche de celle obtenue classiquement dans le sillage d'un cylindre à haut Reynolds. Cette agitation est essentiellement due à une diffusion verticale et longitudinale du tourbillon de bord de fuite à l'état II alors que le tourbillon de bord d'attaque n'évolue quasiment pas spatialement.

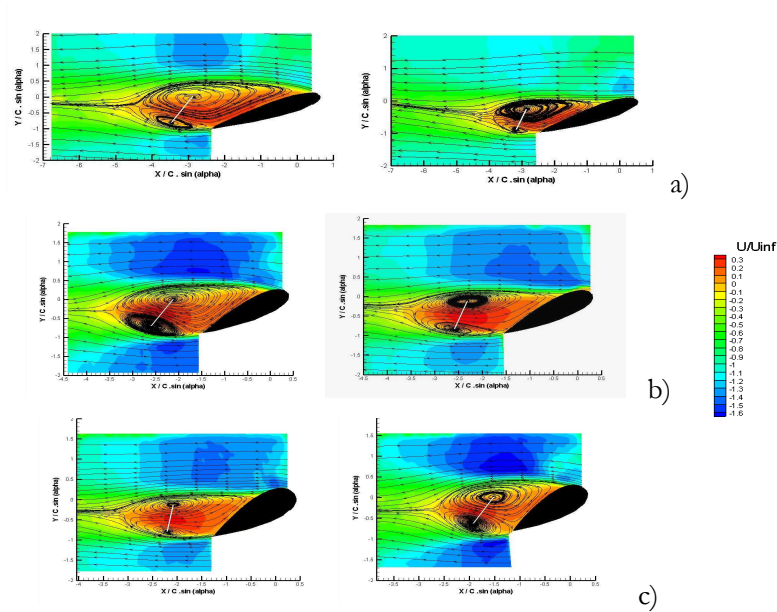


FIG. 3 – Iso-contours de vitesse longitudinales et lignes de courant

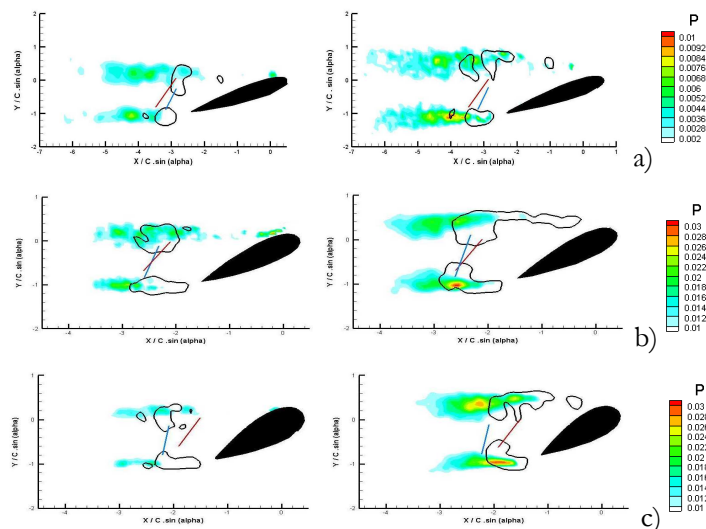


FIG. 4 – Iso-contours de production turbulente P (contours  $Q=0.5$ )

a) Naca 0015, b) Naca 0025, c) Naca 0035

### 3.3 Effet de l'épaisseur sur l'établissement de l'instabilité de von Karman

On remarque sur les figures précédentes que pour le Naca0025 le tourbillon de bord de fuite se déplace essentiellement verticalement et que les centres des deux tourbillons sont localisés à la même position dans le sillage. Pour le profil le plus mince la diffusion verticale reste prépondérante avec un léger déplacement du tourbillon de bord de fuite vers l'aval pour l'état II alors que pour le profil le plus épais on constate un déplacement en amont (Sarraf *et al.* [11]). Avec l'augmentation de l'épaisseur on voit aussi que les centres de tourbillons tendent vers un alignement vertical commun à celui rencontré dans le cas d'un cylindre (Djeridi *et al.* [12]).

Cette observation va bien dans le sens que : « plus un profil est épais plus on se rapproche d'une configuration de type cylindre » ; ce qui explique ainsi que pour le profil Naca 0035 le phénomène d'hystérésis est beaucoup moins marqué. Enfin, on peut voir que la différence état I / état II a tendance à s'inverser avec l'évolution de l'épaisseur, ce qui va dans le sens de l'inversion des axes de tourbillons. Le tableau 2 représente le facteur de forme ( $Y/X$ ) des structures tourbillonnaires, basé la structure en lobe des

lignes de courant. A titre indicatif, la valeur obtenue dans le cas du sillage du cylindre (Djeridi *et al.* [12]) dans les mêmes conditions d'écoulement est reportée.

|       | Cylindre | NACA0015 |       | NACA0025 |       | NACA0035 |       |
|-------|----------|----------|-------|----------|-------|----------|-------|
|       |          | TI       | TII   | TI       | TII   | TI       | TII   |
| Y/X   | 0,828    | 0,340    | 0,335 | 0,382    | 0,420 | 0,414    | 0,542 |
| Y/X % | -        | 58,9     | 59,6  | 53,9     | 49,2  | 50,0     | 34,6  |

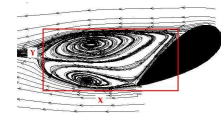


Tableau. 2 – Facteur de forme de la zone de recirculation.

La différence entre les facteurs de forme en fonction de l'état de l'écoulement, évolue avec l'épaisseur du profil. En effet, pour le Naca0015 le facteur de forme est quasiment identique (0,7%), pour le Naca0025 une légère différence apparaît (4,7%) et pour le Naca0035 la différence est beaucoup plus importante (15,4%) entre état I et II. On remarque également une évolution globale du facteur de forme inhérente au basculement de l'axe du tourbillon de bord de fuite, quelque soit l'état, tendant à symétriser le sillage du profil le plus épais.

#### 4 Analyse des modes spatiaux de la diffusion des tourbillons

En complément à l'analyse statistique, nous avons utilisé l'approche de décomposition en modes propres (POD, méthode des Snapshot, Sirovich [13]) pour projeter les processus physiques sur une base de Karhunen-Loewe, à partir de la décomposition en partie cohérente-incohérente. L'écoulement peut être reconstruit par les 4 premiers modes POD (figure 5) et on considère le processus aléatoire à partir des modes supérieurs à 30 (correspondant à une moyenne des fluctuations nulles, les 30 premiers correspondent à 75% de l'énergie totale et 97% sur les 1000 premiers). Cette décomposition permet d'étudier les modes spatiaux des réalignements des tourbillons et de mettre en évidence la contribution du mouvement moyen sur l'agitation turbulente (figure 6). Ce travail a été réalisé pour les trois profils dans chacun des deux états et seuls les résultats du profil le plus épais sont montrés ici.

Concernant le mode 1, quelque soit l'épaisseur du profil et l'état d'écoulement on retrouve la structure à deux lobes des lignes de courant de l'écoulement. Pour les modes 2 et 3 on retrouve pour les profils les plus épais à l'état II une bonne cohérence spatiale de l'écoulement avec des tourbillons centrés sur l'axe en aval ayant des positions décalées dans le sillage. Le mode 4 est symétrique par rapport au sillage en particulier pour le Naca0035 type II qui présente de larges structures à grande échelle. On se rapproche pour le profil le plus épais des résultats obtenus pour le cylindre (Perrin *et al.* [14]) avec les premiers modes qui régissent la convection des tourbillons de von Karman. Le champ fluctuant reconstruit montre une nette différence avec celui déterminé par décomposition en moyenne de Reynolds qui prend en compte le mouvement moyen. On peut ainsi dire que l'agitation turbulente dans les zones cisailées est principalement due au transport du tourbillon de bord de fuite et au réalignement global des tourbillons à l'état II.

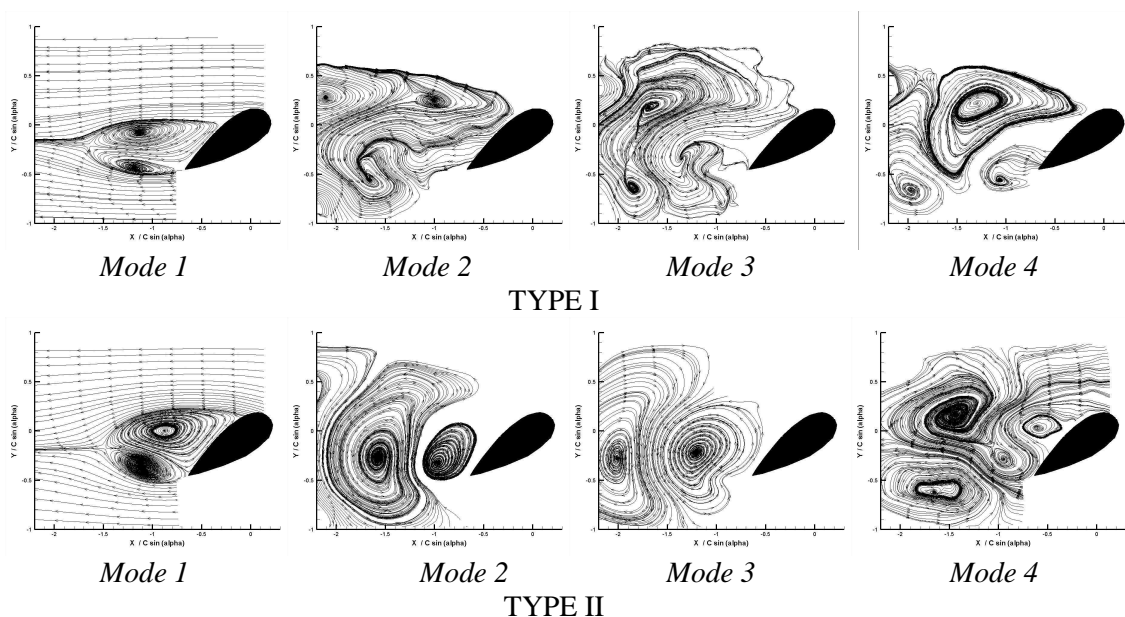


FIG. 5 – Représentation en ligne de courant des modes spatiaux par POD.

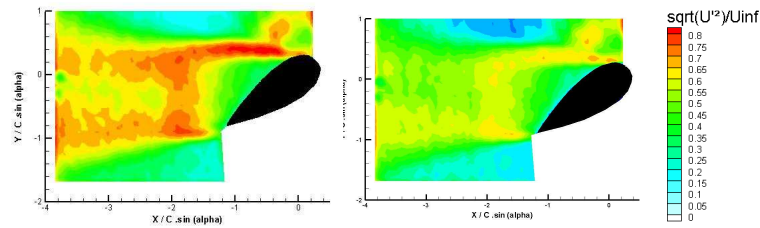


FIG. 6 – iso-contours de  $\sqrt{u'^2} / U_{\text{inf}}$ . Champ brut (gauche), champ reconstruit des modes 30 à 1000 (droite)

## 5 Conclusion

Les effets d'épaisseur sur l'établissement de Von Karman à grande incidence ont été mis en évidence. Durant la phase d'hystérésis l'augmentation des fluctuations d'effort est intimement liée à l'augmentation de l'agitation turbulente au passage à l'état II. Cette agitation est associée à un saut de Strouhal qui passe de la valeur 0.25 à 0.2 classiquement obtenue pour cette instabilité mais également à un transport vertical et longitudinal du tourbillon de bord de fuite engendrant des structures plus bruitées. Les effets d'épaisseur engendrent une diminution de la longueur de recirculation dans le sillage des profils plus intense pour l'état II. Le transport du tourbillon est associé à un basculement de l'axe du tourbillon tendant à symétriser le sillage quand l'épaisseur augmente. La reconstruction du champ fluctuant montre l'augmentation de production turbulente est due au mouvement moyen de diffusion de tourbillon de bord de fuite provoquant son réaligement et une augmentation des zones cisailées.

## References

- [1] Norton F.H., Bacon D.L., "Pressure distribution over thick airfoils - model tests", Naca report 150, 1923.
- [2] Jacobs E.N. "The aerodynamic characteristics of eight very thick airfoils from tests in the variable density wind tunnel", Naca report 391, 1932.
- [3] Newcamp J., "Airfoil aerodynamics—Force balance measurements", University of Notre Dame, Aerodynamic Laboratory Report AME 342, 2002. [http://www.nd.edu/~jnewcamp/technical\\_reports/](http://www.nd.edu/~jnewcamp/technical_reports/)
- [4] Thwaites B., "Incompressible Aerodynamics, An Account of the Theory and Observation of the Steady Flow of incompressible Fluid past Aerofoils, Wings, and Other Bodies", Dover Publication, Inc., 1960.
- [5] Bourgoyne D.A., Ceccio S.L., Dowling D.R., 2000, "Hydrofoil turbulent boundary layer separation at high Reynolds numbers," 23rd Symposium on Naval Hydrodynamics, Val de Reuil, France.
- [6] Lurie E. A., Keenan D. P., Kerwin J. E., "Experimental study of an unsteady separating boundary layer", AIAA Journal, vol 36, n°4, 1998.
- [7] Mueller T., "The influence of laminar separation and transition on low Reynolds number airfoil hysteresis", J. Aircraft, vol 22 n°9, 1985.
- [8] Djeridi H., Sarraf C., Billard J-Y., "Thickness Effect of the Naca Symetric Hydrofoils on the Turbulent Boundary Layer Pattern", IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows and their Control, Kerkyra (Corfu), GRECE, Juin 2007.
- [9] C. Sarraf, H. Djeridi, J.Y. Billard : "Effets d'épaisseur et couche limite sur profil portant", European Journal of Environmental and Civil Engineering, volume 12, n°5, 2008.
- [10] J. C. R. Hunt, A. A. Wray, and P. Moin. "Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows". Technical Report CTR-S88, Center for Turbulence Research, 1988.
- [11] C. Sarraf, H. Djeridi, S. Prothin, J.Y. Billard : 2008 "Thickness effect of Naca foil on global parameters, boundary layer states and von Karman instability establishment", soumis au Journal of Fluids and Structure, Ref. No.: YJFLS-D-08-00183.
- [12] H. Djeridi, M. Braza, R. Perrin, G. Harran, E. Cid, S. Cazin: 2003, "Near wake turbulence around a circular cylinder at high Reynolds number", Journal of Flow Turbulence and Combustion, volume 71, pp 19-34, Editions Kluwer Academic Publishers.
- [13] L. Sirovich. *Turbulence and the dynamics of coherent structures*. Parts I, II & III. Quarterly of Applied Mathematics, XLV(3) :561–582, 1987.
- [14] Perrin R., Braza M., Cid E., Cazin S., Chassaing P., Mockett C., Reimann T, Thiele F. : "Coherent and turbulent process analysis in the flow past a circular cylinder at high Reynolds number". Journal of fluids and structures volume 24 Issue 8 november 2008 pp 1313-1325