

Forçage d'un profil par des tourbillons de Von Kármán provenant d'un profil amont

Th. M. FAURE^{a,b}, L. HÉTRU^a, O. MONTAGNIER^{a,c}

a. Centre de Recherche de l'Armée de l'air, École de l'Air, B.A. 701, 13661 Salon-de-Provence,
email : thierry.faure@defense.gouv.fr

b. Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur, bâtiment 508,
rue J. Von Neumann, 91403 Orsay

c Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, 31 chemin Joseph Aiguier, 13402 Marseille

Résumé :

Une étude expérimentale de l'interaction entre deux profils, correspondant à une configuration d'avion à empennage en T, est conduite en soufflerie pour une gamme de nombres de Reynolds moyens. La mesure des forces aérodynamiques est effectuée par des balances à jauges de déformation et le champ de vitesse est obtenu par vélocimétrie par images de particules. L'étude se concentre sur les configurations à grands angles d'incidence, correspondant à des écoulements décollés sur les profils et la présence d'une allée de tourbillons alternés de Von Kármán. Des moyennes de phase des champs de vitesse sont obtenues afin d'observer l'évolution temporelle de l'écoulement. On constate une modulation de la portance, qui dépend des paramètres géométriques des trajectoires des tourbillons.

Abstract:

An experimental study of the interaction between two airfoils, corresponding to a T-tail aircraft configuration, is implemented in a wind tunnel for a range of medium Reynolds numbers. Measurement of aerodynamic forces is carried out by strain gauges and the velocity field is obtained by particle image velocimetry. The study focuses on large values of the angle-of-attack, corresponding to detached flows on the airfoils and the presence of a downstream Von Kármán vortex shedding. Phase averages of the velocity fields are made building the flow time development. A lift modulation depending on geometric parameters and resulting from different pathlines of the shedding vortices is discussed.

Mots clefs : dynamique tourbillonnaire, PIV, écoulement décollé

1 Introduction

L'étude de l'interaction entre deux profils d'aile et de la dynamique tourbillonnaire qui en résulte a pour objectif de comprendre la physique du phénomène de « décrochage profond » [1]. Ce problème complexe constitue un enjeu de sécurité important lors des phases d'essai ou de qualification des aéronefs à empennage en T, et correspond à une configuration de forte incidence où le profil arrière est entièrement masqué par le sillage du profil amont et perd toute efficacité. Afin de caractériser la dynamique non-linéaire de ce phénomène, une expérience de référence 2D est mise en place en

soufflerie [2]. L'étude s'attache à analyser la dynamique de l'écoulement en fonction de l'angle d'incidence pour une configuration géométrique fixée entre le profil amont (identifié par l'indice W pour "wing") et le profil aval (identifié par l'indice T pour "tail"). La mesure des champs de vitesse est réalisée par vélocimétrie par images de particules (PIV) et les efforts aérodynamiques sont obtenus sur chacun des profils par des balances à jauges de déformation. Le but de cette expérience est double. Dans un premier temps, il s'agit de déterminer le champ de vitesse autour des profils, afin de caractériser les zones d'écoulement attaché et décollé ainsi que le niveau de turbulence en fonction de l'angle d'incidence α . L'influence du sillage du profil amont sur le second profil est quantifiée à travers l'évolution des coefficients aérodynamiques par rapport à l'angle d'incidence α . Dans un second temps, un traitement des champs PIV par moyenne de phase permet de reconstruire le déroulement temporel des détachements tourbillonnaires en fonction de l'incidence. Afin de réaliser ces moyennes à partir de champs PIV non résolus en temps, on procède à une identification directe des phases par rapport à la position d'une structure tourbillonnaire observée dans l'écoulement, selon une méthode adoptée par Bourgoyne *et al.* [3].

2 Dispositif expérimental et instrumentation

Le nombre de Reynolds, construit sur la vitesse de l'écoulement amont U_∞ et la corde c du profil amont est de 58 300. La similitude entre l'expérience est les applications pour les drones (Micro Aerial Vehicle, ou MAV, Unmanned Aerial Vehicle, ou UAV, ...) est généralement respectée, mais ne l'est pas entre l'expérience et les avions de transport pour lesquels le nombre de Reynolds est de plusieurs millions. Cependant, comme cette étude concerne essentiellement les écoulements décollés pour les grandes valeurs d'angle d'incidence α , cette condition n'est pas essentielle. En effet, la Figure 1, montre pour un profil NACA 0012, qu'il n'y a pas d'effet du nombre de Reynolds sur le coefficient de portance pour $\alpha < 5^\circ$ (région d'écoulement attaché) et $\alpha > 30^\circ$ (écoulement pleinement décollé) [4].

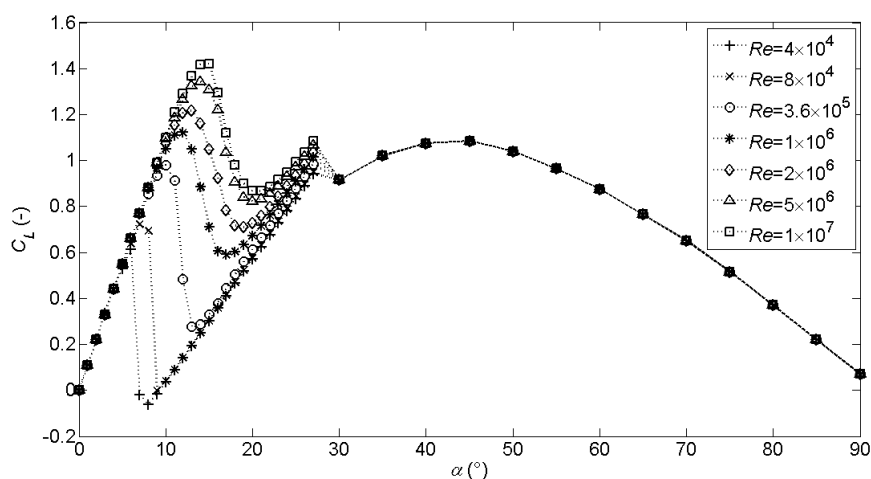


Figure 1 : Évolution du coefficient de portance d'un profil NACA 0012 en fonction de l'angle d'incidence pour différents nombres de Reynolds [4].

Le dispositif expérimental est constitué de deux profils NACA 23012 placés dans la section d'essai d'une soufflerie subsonique à retour de l'École de l'Air (Figure 2) de section carrée de 450 mm de côté, qui permet d'atteindre des vitesses de $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. L'uniformité de la vitesse dans la veine d'essai présente des écarts inférieurs à 1% et l'intensité de turbulence résiduelle est inférieure à 0,3%. La corde du profil amont est c et celle du profil aval vaut $c/2$, l'envergure de chaque profil est égale à la largeur de la soufflerie, c'est-à-dire 450 mm. Chacun des profils est maintenu par un axe fixé dans la paroi latérale de la soufflerie, afin de laisser un accès optique libre par le côté opposé sur lequel une

balance à jauges de déformation est montée pour la mesure des efforts aérodynamiques. L'inconvénient de ce dispositif réside dans des coefficients d'allongement élevés, de 9 pour le profil amont et de 18 pour le profil arrière. Ces allongements peuvent se traduire par un risque de tremblement ou "buffeting" à haute vitesse, ce qui explique pourquoi nous nous sommes ici limités à un écoulement incident de $17,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.

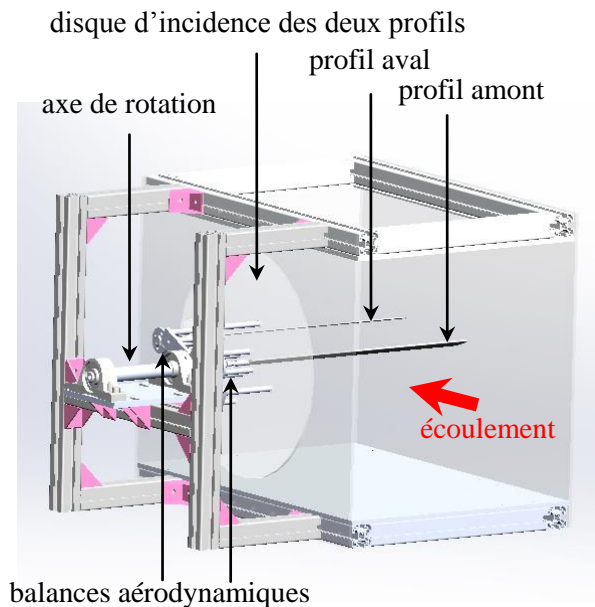


Figure 2 : Section d'essai et dispositif expérimental.

La distance entre les deux profils est ajustable selon deux directions orthogonales ℓ_x et ℓ_z (Figure 3). Dans le cadre de cette étude, la distance entre les bords d'attaque des profils, selon le repère lié au profil (x_a, z_a) , est fixée à $\ell_x = 3,19 c$ et $\ell_z = c$. L'ensemble des deux profils est positionné sur un disque mobile permettant de régler leur incidence globale, l'angle de calage i_T du profil aval peut être réglé indépendamment. Un problème inhérent à tout montage expérimental est le blocage de l'écoulement par les parois et les obstacles présents dans une section d'essai, défini par :

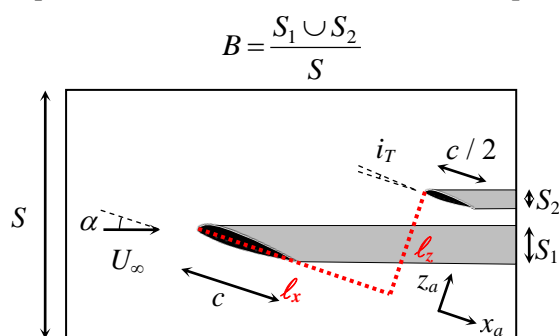


Figure 3 : Configuration expérimentale des profils.

Dans le cas de cette configuration expérimentale, pour limiter les effets de confinement liés aux fortes incidences, on choisit une corde de 50 mm pour le profil amont et de 25 mm pour le profil aval. Ce choix permet d'atteindre des angles d'incidence globale pour l'ensemble des deux profils de l'ordre de 30° en conservant un facteur de blocage inférieur à la limite de 6% (Figure 4) en dessous de laquelle il n'y a pas de déformation de l'écoulement d'après West & Apelt [5]. Le confinement maximum observé dans cette étude respecte ce critère.

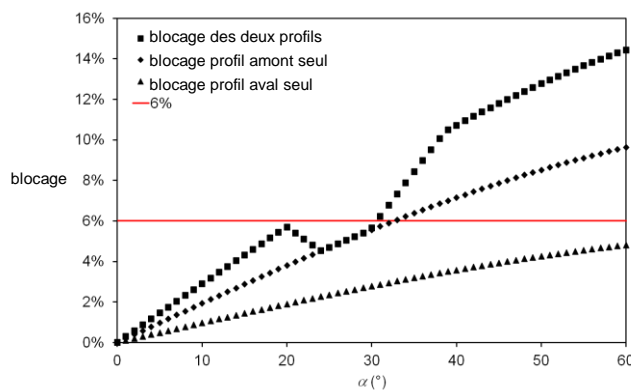


Figure 4 : Évolution du blocage dans la soufflerie pour un calage du profil aval $i_T = 0^\circ$.

Les images PIV sont enregistrées avec une caméra 12 bits de résolution 2360x1776 pixels. La fréquence d'acquisition des champs PIV est de 15 Hz. Un laser Nd : YAG émet dans la longueur d'onde 532 nm et génère une nappe de 0,5 mm d'épaisseur avec une énergie de 200 mJ par impulsion. Les images PIV enregistrées sont filtrées pour éliminer les réflexions parasites avant traitement [7]. Les champs de vitesse sont obtenus par un algorithme d'intercorrélation avec des fenêtres d'interrogation de 32x32 pixels et un taux de recouvrement des fenêtres de 75%. Les vitesses moyennes et les écarts-types des fluctuations sont calculés à partir de 500 champs instantanés pour obtenir des erreurs relatives inférieures à 1%. Afin d'obtenir un maximum d'information sur l'interaction entre les écoulements, le cadrage de la caméra est réalisé de sorte à ce que l'extrados de chacun des profils ne soit pas masqué.

3 Coefficients de portance et de traînée

Afin d'obtenir une base de données complète des coefficients de portance et de traînée en configuration de « décrochage profond », ceux-ci sont mesurés pour une vaste plage de variation de l'angle d'incidence ($-20^\circ < \alpha < 45^\circ$) qui va au-delà du point de décrochage des profils (Figure 5). Ces coefficients aérodynamiques sont disponibles dans la littérature pour des profils en tandem [6], mais sont limités à des angles d'incidence inférieurs à 20° . Les coefficients sont d'abord mesurés pour un seul profil dans la soufflerie (Figure 5-a), puis pour la configuration des deux profils en interaction (Figure 5-b). Pour un seul profil, les coefficients de portance C_L et de traînée C_D présentent les mêmes évolutions à l'exception du point de décrochage qui est situé vers $\alpha = 7^\circ$ pour le profil amont et vers $\alpha = 4^\circ$ pour le profil aval (Figure 5-a). Cette différence peut être liée à un effet de Reynolds qui est égal à 58 300 pour le profil amont de corde c et à 29 150 pour le profil aval de corde $c/2$. Une autre explication possible de l'écart entre ces courbes est la différence de rugosité relative entre le profil amont et le profil aval, ce dernier étant l'objet d'un décollement de couche limite à plus faible incidence. De façon globale, ces valeurs sont en accord avec celles publiées pour un nombre de Reynolds construit sur la corde de l'ordre de $5 \cdot 10^4$ [8]. Après passage par un minimum, le coefficient de portance augmente au voisinage de $\alpha = 10^\circ$ et l'on retrouve des évolutions semblables pour les deux profils avec une pente d'évolution plus faible que celle de la zone où l'écoulement est attaché. Les coefficients de traînée présentent des évolutions semblables entre les deux profils avec des valeurs très faibles dans la zone d'écoulement attaché et une évolution quadratique au-delà. Lorsque les deux profils interagissent pour une distance $\ell_x = 3,19 c$ et $\ell_z = c$, les coefficients du profil amont sont très peu modifiés par rapport au cas du profil seul (Figure 5-b). Pour le profil aval, la courbe $C_{L,T}(\alpha)$ ne présente pas de changement pour les incidences négatives. Cependant, pour les incidences positives on

n'observe plus la chute de coefficient de portance associé au décrochage du profil. Le coefficient de traînée du profil aval est légèrement accru par rapport au cas où le profil est seul.

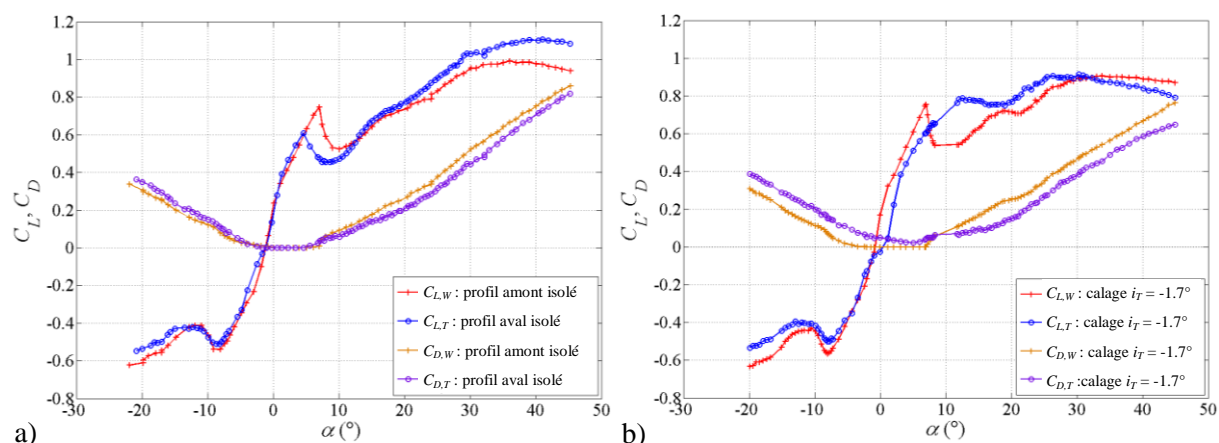


Figure 5 : Évolution des coefficients de portance et de traînée des profils amont et aval en fonction de l'angle d'incidence : a) profils isolés, b) profils distants de $\ell_x = 3,19 c$ et de $\ell_z = c$.

4 Analyse statistique des champs de vitesse

Les zones masquées par chacun des deux profils ou trop fortement affectées par des réflexions parasites sont éliminées des images avant le traitement PIV et sont représentées en blanc sur les champs de vitesse. Pour une incidence nulle (Figure 6-a), l'écoulement est attaché sur l'extrados des profils où est présente une zone de survitesse. On observe des déficits de vitesse dans les deux sillages qui n'ont pas d'interaction entre eux. L'écart-type des fluctuations de vitesse axiale ne présente des niveaux légèrement non nuls que dans ces zones de sillage (Figure 6-b).

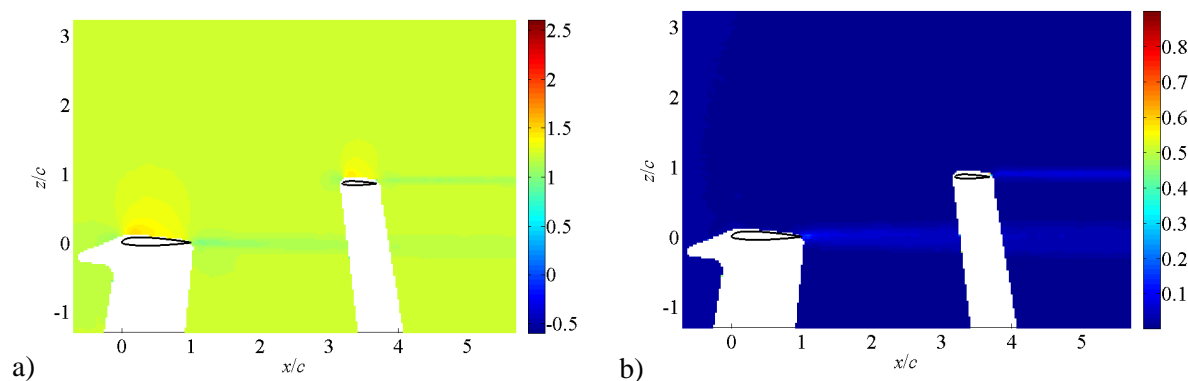


Figure 6 : Écoulement pour $\ell_x = 3,19 c$, $\ell_z = c$ et $\alpha = 0^\circ$: a) vitesse axiale relative, b) écart-type de fluctuations de vitesse axiale.

L'écoulement, pour un angle d'incidence de 15° , présente un profil amont entièrement décollé sur son extrados, caractérisé par une vitesse moyenne axiale négative (Figure 7-a). On observe cependant que pour cette configuration expérimentale, le profil aval est dans le sillage du profil amont mais au-delà de la zone de recirculation. L'écart-type des fluctuations de vitesse axiale met en évidence de forts niveaux dans la zone de cisaillement entre l'écoulement incident et la zone décollée côté extrados du profil amont ainsi que dans les sillages (Figure 7-b). L'augmentation de l'écart-type des fluctuations de vitesse axiale à l'extrados du profil amont correspond aux couches de cisaillement qui se développent autour de la recirculation. Par rapport à une incidence nulle, le maximum de l'écart-type des fluctuations de vitesse axiale dans le sillage est multiplié par un facteur 10. Cet écoulement

turbulent de sillage vient alors impacter le profil aval, qui subit des conditions amont différentes du premier profil et par conséquent ne présente plus les mêmes fonctions d'évolution des coefficients aérodynamiques par rapport à l'angle d'incidence.

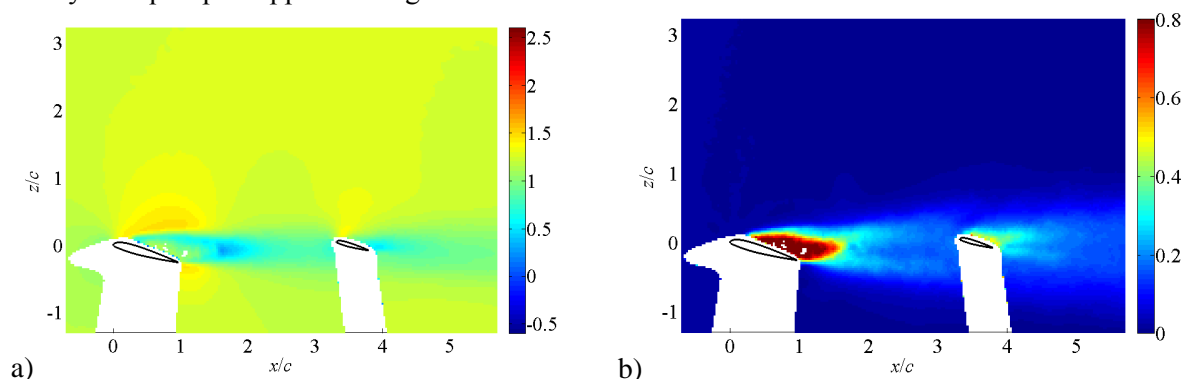


Figure 7 : Écoulement pour $l_x = 3,19 c$, $l_z = c$ et $\alpha = 15^\circ$: a) vitesse axiale relative, b) écart-type de fluctuations de vitesse axiale.

Pour un angle d'incidence de 30° , la zone d'écoulement décollé est plus étendue mais le profil aval n'est toujours pas situé cette recirculation (Figure 8-a). De même, l'écart-type des fluctuations de vitesse axiale met en évidence une zone de forts niveaux plus large que dans le cas d'une incidence de 15° (Figure 8-b).

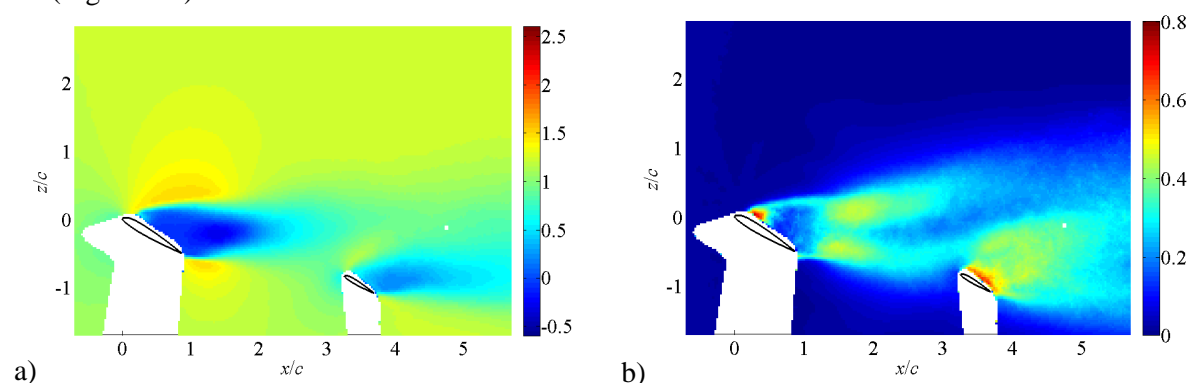


Figure 8 : Écoulement pour $l_x = 3,19 c$, $l_z = c$ et $\alpha = 30^\circ$: a) vitesse axiale relative, b) écart-type de fluctuations de vitesse axiale.

L'analyse des champs instantanés montre le lâcher périodique des tourbillons au bord d'attaque et au bord de fuite du profil amont, correspondant au développement d'une instabilité de Von Kármán [9], tout comme ce qui est observé sur les simulations numériques [10]. Ces champs sont à corrélérer avec les variations périodiques des efforts aérodynamiques sur chacun des profils. Dans le cas de l'évolution de l'écoulement autour d'un profil en mouvement vertical instationnaire [11], les tourbillons de bord d'attaque (identifiés par LEV pour "Leading Edge Vortices") correspondent à une instabilité de la couche de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz et les tourbillons de bord de fuite (identifiés par TEV pour "Trailing Edge Vortices") correspondent à la création de circulation par le théorème de Kelvin. Dans le cas présent d'un profil fixe, on peut considérer que l'instationnarité à l'origine des lâchers de LEV résulte de l'instationnarité de la zone de décollement côté extradros, qui se traduit donc par une modification globale de l'écoulement et une variation locale de la vitesse au bord de fuite, donc un lâcher de LEV, et, pour conserver la circulation autour du profil amont, un lâcher de TEV.

5 Moyennes de phase

Il est possible d'effectuer des moyennes de phase des champs de vitesse par rapport à l'identification spatiale de la position d'un tourbillon particulier. Ce traitement peut être réalisé à partir de champs de vitesse résolus en temps [12], ou à partir de champs non résolus en temps mais synchronisés par rapport à un signal résolu en temps [13]. Cependant, nous adoptons dans cette étude une approche qui ne nécessite pas de mesures synchronisées par rapport à un signal résolu en temps [3]. Pour cela il faut choisir une position de référence selon x/c où un tourbillon est pleinement développé, et se donner un intervalle $[(x-\delta x)/c, (x+\delta x)/c]$ pour identifier le centre du tourbillon. Tous les tourbillons dont les centres appartiennent à cet intervalle seront considérés comme appartenant à la même classe et pourront être moyennés. Pour une incidence de 15° , le déphasage entre les maxima de portance sur les profils amont et aval observé sur les simulations numériques [10], est à associer au temps d'advection du tourbillon de bord d'attaque émis sur le profil amont, jusqu'au voisinage de l'extrados du profil aval, créant ainsi une augmentation de sa portance. Les tourbillons sont identifiés dans le champ PIV à partir du critère Γ_2 qui est un moment cinétique normalisé défini par [14] :

$$\Gamma_2(\bar{x}) = \frac{1}{A} \int_{\bar{x}' \in A} \frac{(\bar{x}' - \bar{x}) \wedge [\vec{U}(\bar{x}') - \vec{U}(\bar{x})]}{\|\bar{x}' - \bar{x}\| \|\vec{U}(\bar{x}') - \vec{U}(\bar{x})\|} d\bar{x}'$$

où \bar{x} est la position dans le champ PIV et A la surface d'intégration autour de ce point. Comme le dénominateur de cette expression est très petit lorsque les lignes de courant ont un faible rayon de courbure, la valeur de Γ_2 tend à être bruitée dans les régions d'écoulement irrotationnel. Afin d'éliminer ce bruit, le critère Γ_2 est modifié en mettant à zéro les régions où la vorticité est inférieure à $0,4 \text{ s}^{-1}$. Dans cette étude, compte-tenu du plus faible niveau de bruit par rapport à d'autres expériences, le niveau de ce seuil est plus faible que celui retenu, par exemple, par Panah & Buchholz [11] qui choisissent une valeur de 4 s^{-1} . Un lissage du critère Γ_2 est ensuite effectué dans un cercle égal à 2 fenêtres d'interrogation PIV, puis on recherche un contour fermé des niveaux supérieurs à $2 / \pi$ afin d'identifier la présence d'un tourbillon. Les champs d'évolution du critère Γ_2 sont décomposés en phases ϕ successives permettant de décomposer le temps t par rapport à l'émission de tourbillons à la période T selon la relation :

$$t = \left(n + \frac{\phi}{2\pi} \right) T \quad \text{avec } n \text{ entier}$$

Ce type de décomposition ne peut bien entendu s'effectuer que par rapport à une seule période de référence, choisie en l'occurrence comme la période de convection des LEV du profil amont. Dans le cadre de cette expérience, nous avons opté pour un pas de phase de 18° et les champs de Γ_2 sont présentés pour les six phases $\phi = 0^\circ, 72^\circ, 144^\circ, 216^\circ, 288^\circ, 360^\circ$ et un angle d'incidence de 15° (Figure 8). Pour la phase $\phi = 72^\circ$ (Figure 9-b), on observe l'éjection d'un LEV crée dans la zone de recirculation à l'extrados du profil amont et résultant de l'instabilité de type Kelvin-Helmholtz qui s'y développe. Ce tourbillon est ensuite advect  tandis qu'un TEV se développe au bord de fuite pour la phase $\phi = 144^\circ$ (Figure 9-c). Ce TEV est éjecté à son tour en opposition de phase par rapport à l'éjection du LEV du profil amont pour $\phi = 288^\circ$ (Figure 9-e). Ces tourbillons, émis alternativement du bord d'attaque et du bord de fuite, viennent interagir avec le profil aval qui est également le lieu de création de LEV et TEV. Pour une incidence de 30° , les champs du critère Γ_2 sont présentés pour les phases $\phi = 0^\circ, 72^\circ, 144^\circ, 216^\circ, 288^\circ, 360^\circ$ (Figure 10). Pour la phase $\phi = 0^\circ$, le LEV du profil amont est en cours de formation dans la couche de cisaillement qui limite la zone de recirculation à l'extrados du profil amont, tandis qu'un TEV est pleinement développé mais reste connecté au bord de fuite (Figure 10-a). Ce TEV est éjecté à la phase $\phi = 72^\circ$ (Figure 10-b). Il est ensuite advect  dans

l'intervalle entre les deux profils et vient modifier l'écoulement au-dessus du profil aval (Figure 10-c). Le LEV du profil amont est éjecté à son tour en opposition de phase par rapport à l'éjection du TEV du profil amont pour $\phi = 288^\circ$ (Figure 10-e).

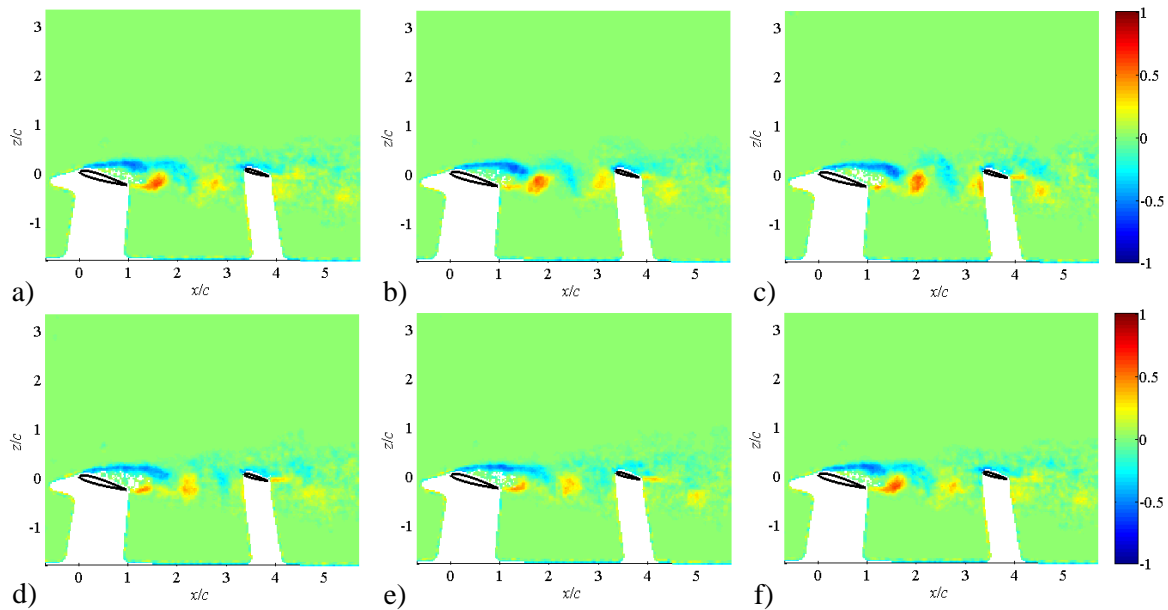


Figure 9 : Moyennes de phase du critère Γ_2 pour $\alpha = 15^\circ$, $\ell_x = 3,19 c$ and $\ell_z = c$: a) $\phi = 0^\circ$, b) $\phi = 72^\circ$, c) $\phi = 144^\circ$, d) $\phi = 216^\circ$, e) $\phi = 288^\circ$, f) $\phi = 360^\circ$.

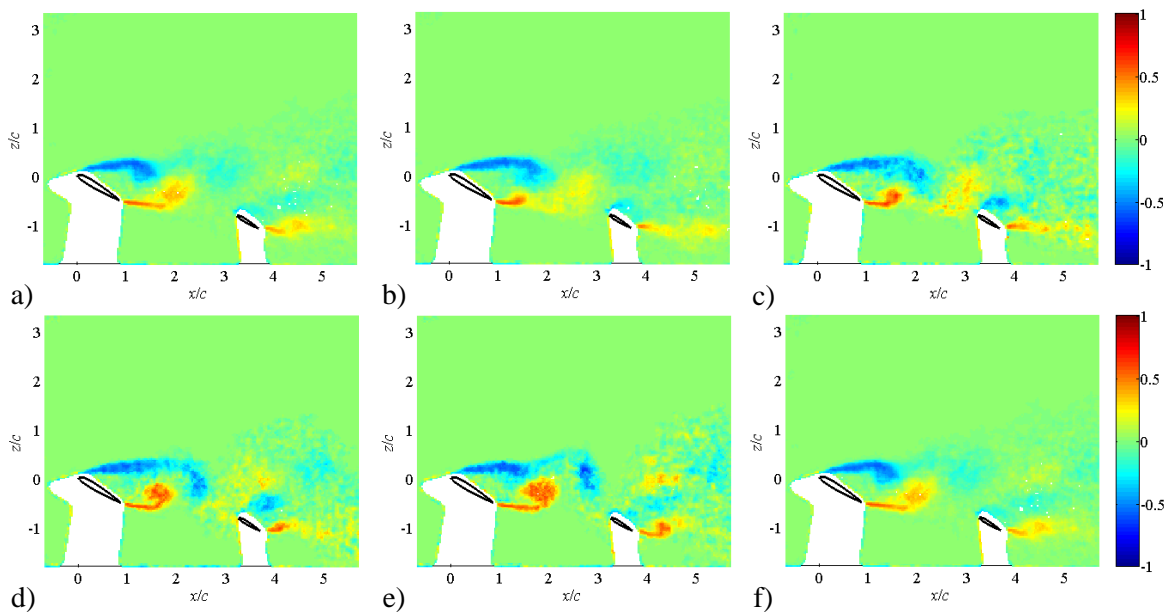


Figure 10 : Moyennes de phase du critère Γ_2 pour $\alpha = 30^\circ$, $\ell_x = 3,19 c$ and $\ell_z = c$: a) $\phi = 0^\circ$, b) $\phi = 72^\circ$, c) $\phi = 144^\circ$, d) $\phi = 216^\circ$, e) $\phi = 288^\circ$, f) $\phi = 360^\circ$.

Les trajectoires des centres des TEV du profil amont montrent que ceux-ci passent, pour un angle d'incidence de 15° , sous l'intrados du profil aval en n'altérant que faiblement l'émission des TEV par ce profil aval, tandis que les LEV du profil amont viennent impacter le bord d'attaque du profil aval et interagissent avec l'émission des LEV par ce même profil, qui se traduit certainement par une coalescence entre ces tourbillons (Figure 11-a). On observe également sur cette figure les trajectoires des TEV du profil aval qui sont nettement différenciées et situées au-dessus de celles des TEV du profil amont.

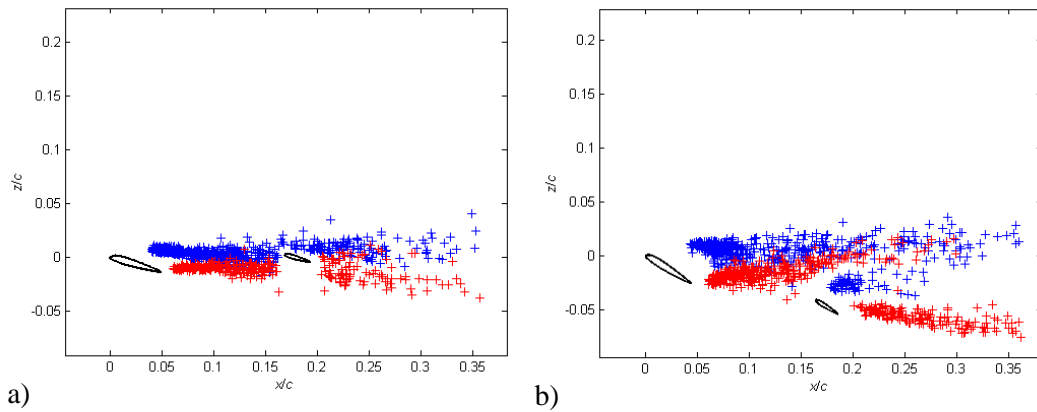


Figure 11 : Trajectoires des LEV (bleu) et des TEV (rouge) des profils pour a) $\alpha = 15^\circ$, b) $\alpha = 30^\circ$.

Cette interaction tourbillonnaire constitue un forçage de la zone d'écoulement décollée côté extrados du profil aval par les LEV du profil amont. Le mécanisme associé au passage des LEV du profil amont sur l'extrados du profil aval se traduit par une dépression locale correspondant aux instants de transit du LEV. Il s'ensuit donc pour ces instants une augmentation de la portance et une diminution de la traînée du profil aval. Elle se traduit aussi en moyenne par une augmentation du coefficient de portance du profil aval qui passe de $C_{L,T} = 0,67$ dans le cas d'un profil isolé, à $C_{D,T} = 0,75$ dans le cas où il est précédé par le profil amont (Figure 5). Ce forçage affecte également le coefficient de traînée qui est diminué et passe de $C_{D,T} = 0,14$ dans le cas du profil isolé à $C_{D,T} = 0,1$ dans le cas des deux profils. L'interaction entre les deux profils se traduit donc par un contrôle de l'écoulement aval par les structures tourbillonnaires émises du profil amont et une amélioration des coefficients aérodynamiques du profil aval pour cet angle d'incidence. Contrairement au cas $\alpha = 15^\circ$, il n'y a plus de coalescence entre les LEV du profil amont et ceux du profil aval pour $\alpha = 30^\circ$ (Figure 11-b). Cela se traduit, en termes de coefficients aérodynamiques, par une chute du coefficient de portance moyen du profil aval qui passe d'une valeur de 0,95 pour le profil isolé, à une valeur de 0,78 pour les deux profils en interaction. Le mécanisme de variation du coefficient de portance pour la configuration à deux profils par rapport au cas d'un profil isolé peut être expliqué par une approche par la théorie des écoulements potentiels [15], pour les angles d'incidence de 15° et 30° (Figure 12). Pour $\alpha = 15^\circ$, les LEV du profil amont passent à l'extrados du profil aval, et créent un accroissement local de la circulation associée à ce profil (Figure 12-a), ce qui se traduit, en moyenne, par une augmentation du coefficient de portance $\delta C_{L,T} > 0$. Pour $\alpha = 30^\circ$, ce sont les TEV du profil amont, contrarotatifs par rapport aux LEV, qui passent à proximité du profil aval et qui ont une contribution locale négative à la circulation autour du profil (Figure 12-b). Il s'ensuit une diminution du coefficient de portance moyen $\delta C_{L,T} < 0$.

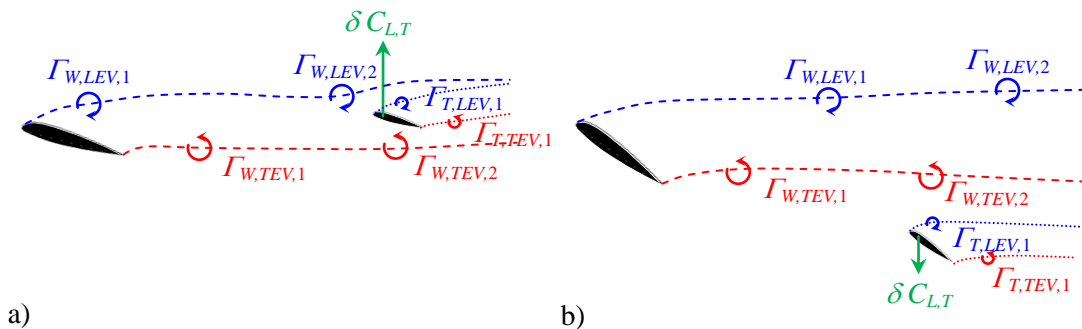


Figure 12 : Schéma des trajectoires des tourbillons de Von Kármán émis par les deux profils pour a) $\alpha = 15^\circ$, b) $\alpha = 30^\circ$.

6 Conclusion

Une expérience de référence 2D de profils en interaction à forte incidence est mise en place en soufflerie afin de caractériser le champ de vitesse par PIV. Le caractère décollé de l'extrados du profil amont permet le développement d'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz et l'émission de LEV et, en vertu du théorème de Kelvin, de TEV, ce qui modifie fortement les conditions de l'écoulement qui arrive sur le profil aval. Selon l'angle d'incidence, on observe une augmentation ou une diminution du coefficient de portance du profil aval résultant de l'interaction entre ce profil aval et les tourbillons émis dans la zone de décollement du profil amont. Ainsi, pour $\alpha = 15^\circ$, les trajectoires de LEV du profil amont passent au voisinage du profil aval contribuant à une variation du coefficient de portance positive. Pour $\alpha = 30^\circ$, ce sont les TEV du profil amont, de circulation de signe opposé aux LEV, qui passent au voisinage de l'intrados du profil aval, contribuant à une variation du coefficient de portance négative par rapport au cas où le profil aval est isolé. Les modifications des coefficients aérodynamiques, dans le cas de deux profils en interaction, ne résultent donc pas du fait que le profil aval est situé dans la recirculation, mais plutôt d'une interaction tourbillonnaire avec ce profil aval. Suivant le signe de la circulation associée à ce tourbillon au passage sur l'extrados du profil aval, une augmentation ou une diminution du coefficient de portance est observée. La suite de l'étude devra, s'orienter vers une caractérisation systématique de différentes distances entre les deux profils afin de mieux appréhender les interactions. L'ensemble de ces coefficients aérodynamiques constituera également une base de données pour la validation d'un modèle de dynamique du vol.

Références

- [1] R.T. Taylor, E.J. Ray, A systematic study of the factors contributing to post-stall longitudinal stability of t-tail transport aircraft, AIAA Aircraft Design and Technology Meeting, AIAA Paper 65-737, 1965, 12 p.
- [2] L. Hétru, S. Kolb, O. Montagnier, Th.M. Faure Montage expérimental pour l'étude par PIV du décrochage profond, 13^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser, Rouen, France, 18-21 Septembre 2012, pp. 141-148
- [3] D.A. Bourgoyne, S.L. Ceccio, D.R. Dowling Vortex shedding from a hydrofoil at high Reynolds number, *Journal of Fluid Mechanics*, 531 (2005) 293-324
- [4] R.E. Sheldahl, P.C. Klimas Aerodynamic characteristics of seven symmetrical airfoil sections through 180-degree angle of attack for use in aerodynamic analysis of vertical axis wind turbines, Sandia National Laboratories Report SAND80-2114, 1981
- [5] G.S. West, C.J. Apelt The effects of tunnel blockage and aspect ratio on the mean flow past a circular cylinder with Reynolds numbers between 10^4 and 10^6 , *Journal of Fluid Mechanics*, 114 (1982) 361-377
- [6] D.F. Scharpf, T.J. Mueller Experimental study of a low Reynolds number tandem airfoil configuration, *Journal of Aircraft*, 29 (1992) 231-236
- [7] Th.M. Faure, F. Lusseyran, P. Gougat, F. Launay Experimental investigation of the flow distribution inside a tubular heat exchanger, *Journal of Fluids Engineering*, 128 (6), (2006) 1218-1227
- [8] M.M. Alam, Y. Zhou, H.X. Yang, H. Guo, J. Mi The ultra-low Reynolds number airfoil wake, *Experiments in Fluids*, 48 (2010) 81-103
- [9] Th. Von Kármán, Über den Mechanismus des Widerstandes, den ein bewegter Körper in einer Flüssigkeit erfährt, *Göttinger Nachrichten mathematisch-physikalische Klasse*, 509-517 (1911)

-
- [10] L. Hétru, S. Kolb, O. Montagnier, Th.M. Faure Tandem airfoil vortex interaction in deep-stall, 14th European Turbulence Conference, paper ID 243, Lyon, France, September 1-4 2013
 - [11] A.E. Panah, J.H. Buchholz Parameter dependence of vortex interactions on a two-dimensional plunging plate, *Experiments in Fluids*, 55 (2014) 1687
 - [12] Th.M. Faure, H. Thach, J. Basley, L. Pastur, F. Lusseyran Moyenne de phase spatiale appliquée à des champs PIV résolus en temps, 12^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser, Nancy (France), 14-17 Septembre 2010, pp. 111–118
 - [13] Th.M. Faure, F. Lusseyran, L. Pastur, Ph. Debesse Développement d’instabilités dans un écoulement subsonique se développant au-dessus d’une cavité : mesures synchronisées PIV-LDV, 10^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser, Toulouse (France), 19-22 Septembre 2006
 - [14] L. Graftieaux, M. Michard, N. Grosjean Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows, *Measurement Science and Technology*, 8 (2001) 1427-1440
 - [15] Th.M. Faure, L. Hétru, O. Montagnier Vortex dynamics resulting from the interaction between two NACA 23 012 airfoils, 50th 3AF International Conference on Applied Aerodynamics, Toulouse, France, 29 March - 1 April 2015