



HAL
open science

Dynamique tourbillonnaire de l'interaction entre deux profils en tandem à forte incidence : caractérisation PIV

Laurent Hétru, Olivier Montagnier, Thierry M. Faure

► To cite this version:

Laurent Hétru, Olivier Montagnier, Thierry M. Faure. Dynamique tourbillonnaire de l'interaction entre deux profils en tandem à forte incidence : caractérisation PIV. 14eme Congrès Francophone de Techniques Laser, Sep 2014, Marseille, France. pp.PV-7.1-PV-7.8. hal-01065789

HAL Id: hal-01065789

<https://hal.science/hal-01065789>

Submitted on 18 Sep 2014

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.



DYNAMIQUE TOURBILLONNAIRE DE L'INTERACTION ENTRE DEUX PROFILS EN TANDEM À FORTE INCIDENCE : CARACTÉRISATION PIV

Laurent Hétru^a, Olivier Montagnier^a, Thierry M. Faure^{a,*}

(a) Centre de Recherche de l'Armée de l'air (CREA), École de l'Air, 13 661, Salon Air, France

*Correspondant: thierry-m.faure@inet.air.defense.gouv.fr

Résumé : L'étude de la dynamique d'un écoulement incident autour de deux profils en tandem est réalisée en soufflerie sur une configuration 2D, afin de caractériser le phénomène de « décrochage profond ». L'évolution du champ de vitesse et des taux de turbulence est présentée en fonction des paramètres d'étude. L'objectif est de comprendre la physique du phénomène, et en particulier l'effet de forçage exercé par les structures tourbillonnaires émises par le profil amont, sur le décollement du profil aval, ainsi que les variations des efforts aérodynamiques associées.

1 Introduction

L'étude de l'interaction entre deux profils d'aile en tandem 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 avions 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 et le profil aval. La mesure des champs de vitesse est réalisée par PIV et les efforts aérodynamiques sont obtenus sur chacun des profils par des balances d'effort. 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 la configuration d'incidence. Afin de réaliser ces moyennes à partir de champs PIV non résolus en temps, il serait nécessaire de synchroniser les signaux d'efforts, résolus en temps, avec les champs PIV, puis d'effectuer une décomposition aux valeurs singulières pour reclasser les phases. Le traitement réalisé dans cette étude utilise une autre approche en identifiant directement les phases par rapport à la position d'une structure

tourbillonnaire observée dans l'écoulement, selon une méthode adoptée par Bourgoyne et al. [3]. L'ensemble de ces résultats constituera ultérieurement une base de données pour l'établissement et la validation d'un modèle de dynamique du vol dans le domaine du « décrochage profond ».

2 Dispositif expérimental

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 1), de section carrée de 45 cm de côté, qui permet d'atteindre des vitesses de 30 m·s⁻¹.

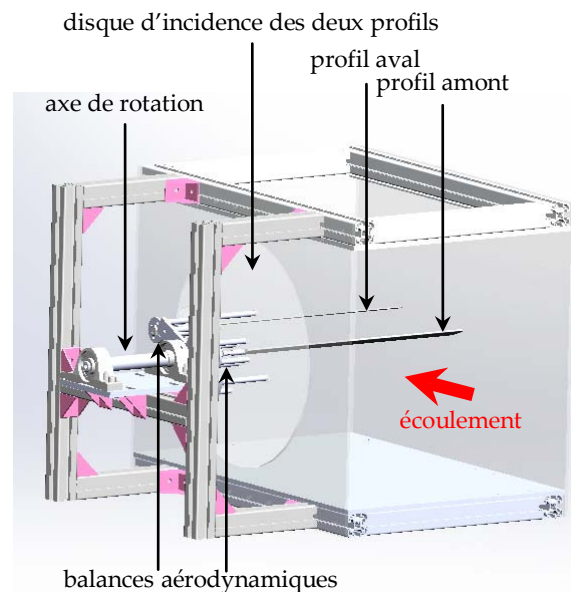


Figure 1 Section d'essai et dispositif expérimental

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 égal à la largeur de la soufflerie, c'est-à-dire 45 cm. 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 et de permettre la mesure des efforts aérodynamiques par balance à jauges de déformations. 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 m·s⁻¹. La distance entre les deux profils est ajustable selon deux directions orthogonales (Figure 2). Dans le cadre de cette étude, la distance entre les bords d'attaque des profils, selon le repère lié au profil (x_p, z_p), est fixée à $L_x = 3,19 c$ et $L_z = c$. L'ensemble des deux profils est positionné sur un disque mobile permettant de régler leur incidence globale, même si l'angle de calage du profil aval peut être réglé par rapport au profil amont par le calage i_T . Un problème inhérent à tout montage expérimental est le blocage de l'écoulement par les parois de la soufflerie, défini par :

$$B = \frac{S_1 \cup S_2}{S} \quad (1)$$

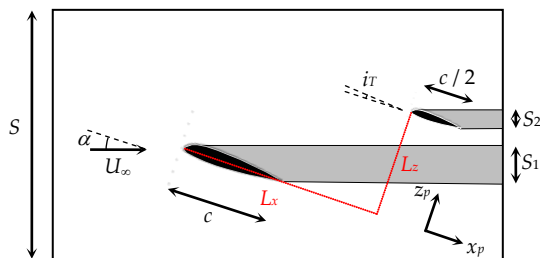


Figure 2 Configuration expérimentale des profils.

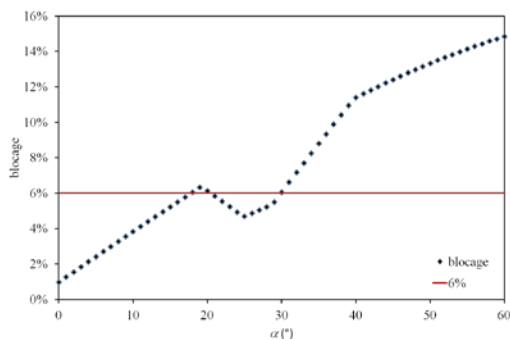


Figure 3 Évolution du blocage des profils dans la soufflerie pour un calage du profil aval $i_T = 0^\circ$.

Dans le cas de cette configuration expérimentale, pour limiter les effets de confinement liés aux fortes incidences, on choisit une corde de 5 cm pour le profil amont et de 2,5 cm 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 3) en dessous de laquelle il n'y a pas de déformation de l'écoulement d'après West & Apelt [4]. Le confinement maximum observé dans cette étude respecte ce critère et aucune correction n'est apportée aux coefficients aérodynamiques. Le nombre de Reynolds, construit sur la vitesse de l'écoulement incident U_∞ et la corde du profil amont c , est égal à 58 300. L'expérience ne respecte pas la similitude par rapport à l'écoulement autour d'un avion réel, où le nombre de Reynolds est de l'ordre de 10^6 à 10^7 . L'objectif est ici d'obtenir des courbes de coefficients aérodynamiques présentant un angle de décrochage certes différent de l'angle de décrochage obtenu à plus grand nombre de Reynolds, mais où le lien entre la dynamique de l'écoulement et les variations des efforts sera analysé, afin de constituer une base de données complète pour la validation d'un modèle de dynamique de vol. Par ailleurs, la zone d'étude qui nous intéresse correspond à de fortes incidences où l'écoulement est pleinement décollé et où les coefficients aérodynamiques sont faiblement sensibles au nombre de Reynolds. 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 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 aérodynamiques

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 4). Ces coefficients aérodynamiques sont disponibles dans la littérature pour des profils en tandem [5], 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 4-a), puis pour la configuration des deux profils en interaction (Figure 4-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 à $\alpha = 4^\circ$ pour le profil aval (Figure 4-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 $5 \cdot 10^4$ [6]. Après passage par un minimum, le coefficient de portance se remet à augmenter 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 sont ensemble séparés d'une distance $L_x = 3,19 c$ et $L_z = c$, les coefficients du profil amont sont très peu modifiés par rapport au cas du profil seul (Figure 4-b). Pour le profil aval, la courbe $C_{L,av}(\alpha)$ 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. Cet effet provient du forçage de l'écoulement, à l'extrados du profil aval, résultant du passage des structures tourbillonnaires émises par le profil amont, qui se traduit par une augmentation continue du coefficient de portance. Le coefficient de traînée du profil aval est légèrement accru par rapport au cas où le profil est seul.

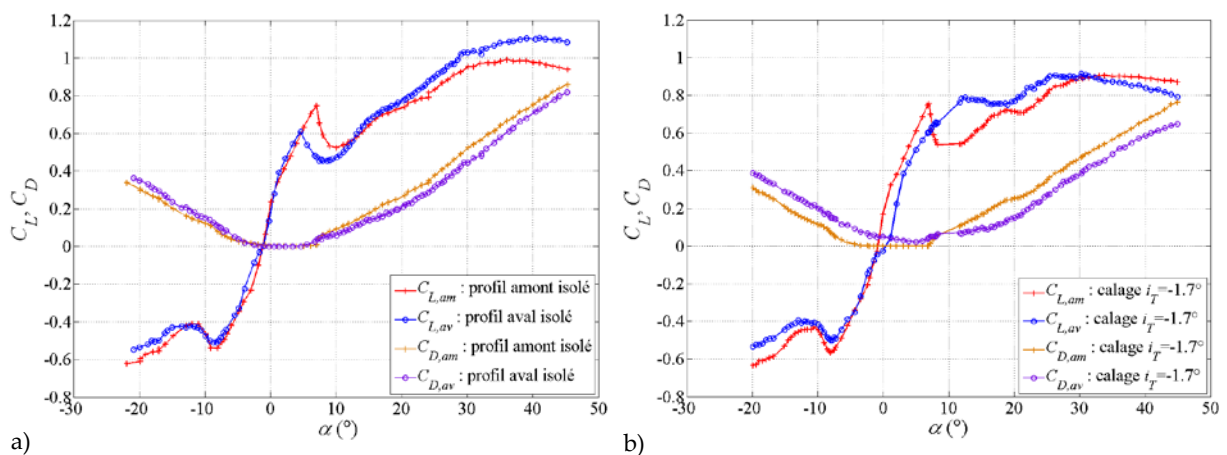


Figure 4 Évolution des coefficients de portance et de traînée des profils amont et aval en fonction de l'angle d'incidence : a) profils isolés, b) profils distants de $L_x = 3,19 c$ et de $L_z = c$.

4 Analyse statistique de l'écoulement

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 5), l'écoulement est attaché sur l'extrados des profils où est présente une zone de sur vitesse. On observe des déficits de vitesse dans les deux sillages des profils qui n'ont pas d'interaction entre eux.

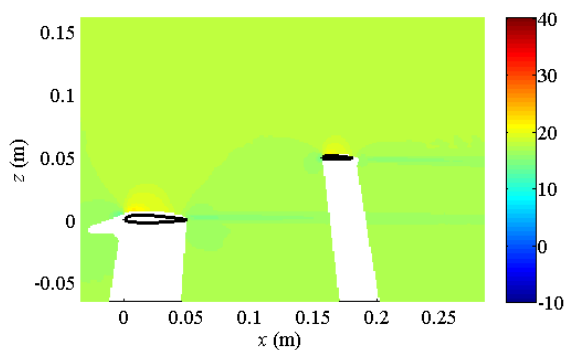


Figure 5 Vitesse moyenne axiale pour un angle d'incidence $\alpha = 0^\circ$.

L'écart-type des fluctuations de vitesse axiale ne présente des niveaux légèrement non nuls que dans les zones de sillage de chacun des profils (Figure 6).

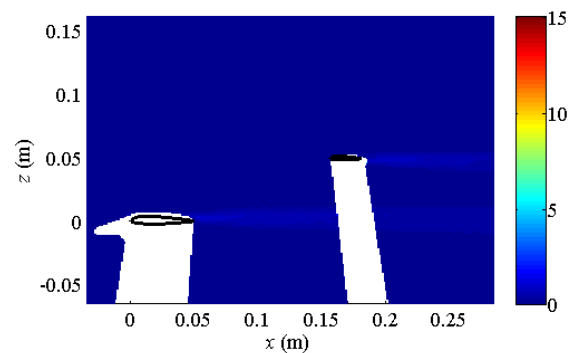


Figure 6 Écart-type des fluctuations de vitesse axiale pour un angle d'incidence $\alpha = 0^\circ$.

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). 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.

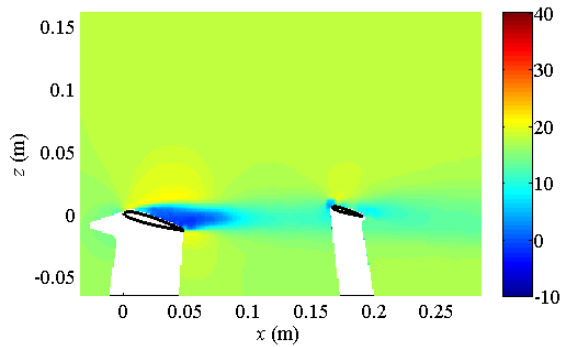


Figure 7 Vitesse moyenne axiale pour un angle d'incidence $\alpha = 15^\circ$.

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 8). 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.

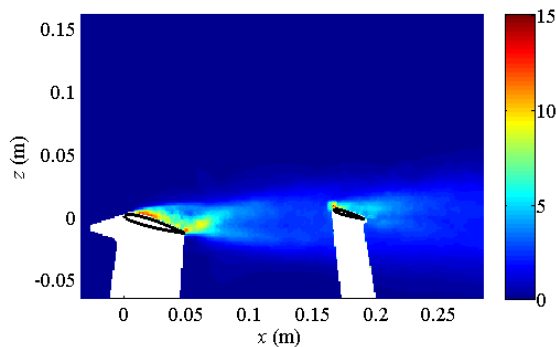


Figure 8 Écart-type des fluctuations de vitesse axiale pour un angle d'incidence $\alpha = 15^\circ$.

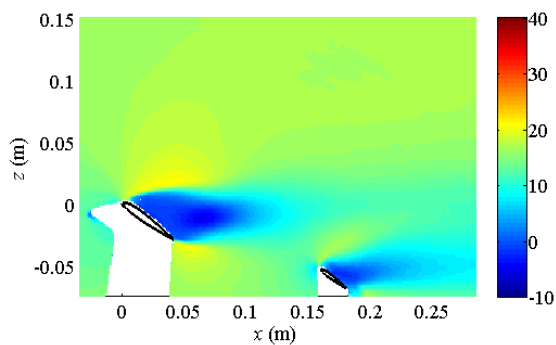


Figure 9 Vitesse moyenne axiale pour un angle d'incidence $\alpha = 35^\circ$.

Pour un angle d'incidence de 35° , la zone d'écoulement décollé est plus étendue mais le profil aval n'est toujours pas situé cette recirculation (Figure 9). 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 10).

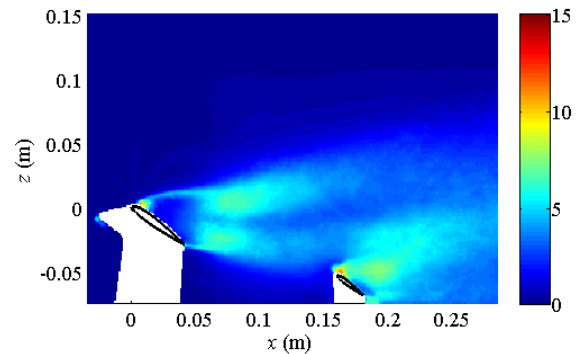


Figure 10 Écart-type des fluctuations de vitesse axiale pour un angle d'incidence $\alpha = 35^\circ$.

L'analyse des champs instantanés montre le lâcher périodique des tourbillons au bord d'attaque et au bord de fuite du profil amont, tout comme ce qui est observé sur les simulations numériques [7]. 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 [8], les tourbillons de bord d'attaque (TBA) correspondent à une instabilité de la couche de cisaillement de type Kelvin-Helmholtz et les tourbillons de bord de fuite (TBF) 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 TBA résulte de l'instationnarité de la zone de décollement côté extrados, 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 TBA, et, pour conserver la circulation autour du profil amont, un lâcher de TBF.

5 Traitement en moyenne 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 [9], ou à partir de champs non résolus en temps mais synchronisés par rapport à un signal résolu en temps [10]. 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 [7], 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 [11] :

$$\Gamma_2(\bar{x}) = \frac{1}{A} \int_{\bar{x}' \in A} \frac{(\bar{x}' - \bar{x}) \wedge [\bar{U}(\bar{x}') - \bar{U}(\bar{x})]}{\|\bar{x}' - \bar{x}\| \|\bar{U}(\bar{x}') - \bar{U}(\bar{x})\|} d\bar{x}' \quad (2)$$

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 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 [8] 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 30 phases ϕ successives permettant de décomposer le temps t par rapport à l’émission de tourbillons à la période T selon la relation :

$$t = \left(n + \frac{\phi}{2\pi} \right) T \quad \text{avec } n \text{ entier} \quad (3)$$

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 TBA du profil amont. Dans le cadre de cette expérience, nous avons opté pour un pas de phase de 12° et les champs de Γ_2 sont présentés pour les phases $\phi = 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 240^\circ, 300^\circ$ et un angle d’incidence de 15° (Figure 11). Pour la phase $\phi = 60^\circ$ (Figure 11-b), on observe vers $x = 0,1$ m l’éjection d’un TBA créé 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 advecté tandis qu’un TBF se développe au bord de fuite pour la phase $\phi = 120^\circ$ (Figure 11-c). Ce TBF est éjecté à son tour en opposition de phase par rapport à l’éjection du TBA du profil amont pour $\phi = 240^\circ$ (Figure 11-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 TBA et TBF.

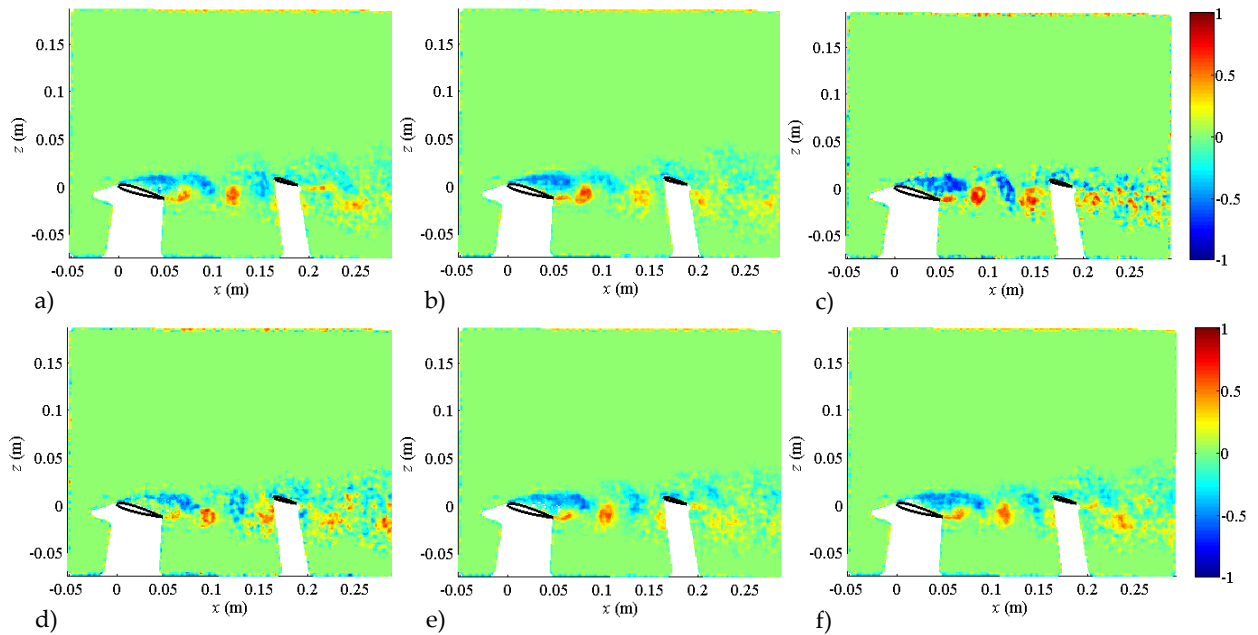


Figure 11 Moyennes de phase du critère d’identification tourbillonnaire Γ_2 pour $\alpha = 15^\circ$, $L_x = 3,19 c$ et $L_z = c$: a) $\phi = 0^\circ$, b) $\phi = 60^\circ$, c) $\phi = 120^\circ$, d) $\phi = 180^\circ$, e) $\phi = 240^\circ$, f) $\phi = 300^\circ$.

Les trajectoires des centres des TBF du profil amont montrent que ceux-ci passent, pour cet angle d’incidence de 15°, sous l’intradros du profil aval en n’altérant que faiblement l’émission des TBF par ce profil aval, tandis que les TBA du profil amont

viennent impacter le bord d’attaque du profil aval et interagissent avec l’émission des TBA par ce même profil, qui se traduit certainement par une coalescence entre ces tourbillons (Figure 12). On observe également sur cette figure les trajectoires des

TBF du profil aval qui sont nettement différenciées et situées au-dessus de celles des TBF du profil amont.

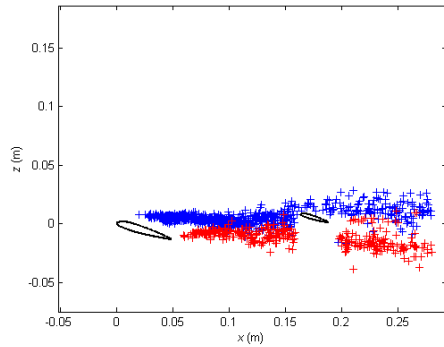


Figure 12 Trajectoires des centres des TBA (bleu) et des TBF (rouge) des profils amont et aval pour un angle d'incidence $\alpha = 15^\circ$.

Cette interaction tourbillonnaire constitue un forçage de la zone d'écoulement décollée côté extrados du profil aval par les TBA du profil amont. Le mécanisme associé au passage des TBA du profil amont sur l'extrados du profil aval se traduit par une dépression locale correspondant aux instants de transit du TBA. 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 $C_{L,av} = 0,67$ dans

le cas d'un profil isolé, à $C_{D,av} = 0,75$ dans le cas où il est précédé par le profil amont (Figure 4). Ce forçage affecte également le coefficient de traînée qui est diminué et passe de $C_{D,av} = 0,14$ dans le cas du profil isolé à $C_{D,av} = 0,1$ dans le cas des profils en tandem. 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.

Pour une incidence de 35° , les champs du critère Γ_2 sont présentés pour les phases $\phi = 0^\circ, 60^\circ, 120^\circ, 180^\circ, 240^\circ, 300^\circ$ (Figure 13). Le profil aval n'est pas complètement plongé dans le sillage du profil amont, mais on note cette fois-ci une interaction qui se traduit par une diminution de $C_{L,av}$. Pour la phase $\phi = 0^\circ$, le TBA 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 TBF est pleinement développé mais reste connecté au bord de fuite (Figure 13-a). Ce TBF est éjecté à la phase $\phi = 60^\circ$ (Figure 13-b). Il est ensuite advecté dans l'intervalle entre les deux profils et vient modifier l'écoulement au-dessus du profil aval (Figure 13-c). Le TBA du profil amont est éjecté à son tour en opposition de phase par rapport à l'éjection du TBF du profil amont pour $\phi = 240^\circ$ (Figure 13-e).

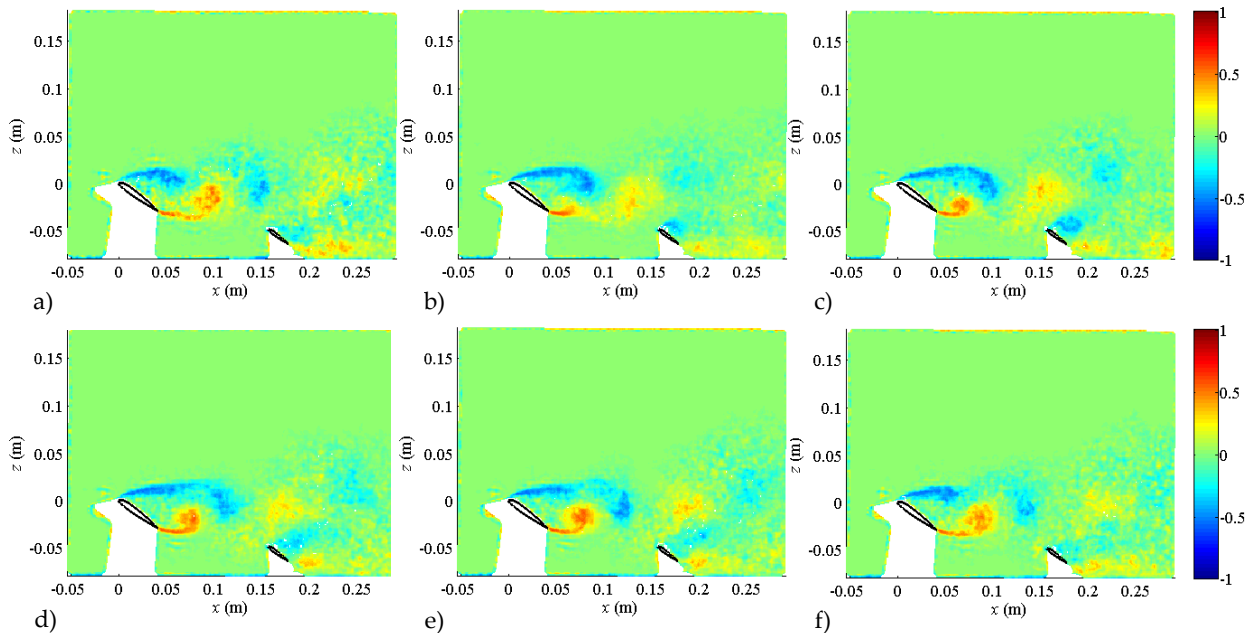


Figure 13 Moyennes de phase du critère d'identification tourbillonnaire Γ_2 pour $\alpha = 35^\circ$, $L_x = 3,19 c$ et $L_z = c$: a) $\phi = 0^\circ$, b) $\phi = 60^\circ$, c) $\phi = 120^\circ$, d) $\phi = 180^\circ$, e) $\phi = 240^\circ$, f) $\phi = 300^\circ$.

Contrairement à l'incidence $\alpha = 15^\circ$, il n'y a plus de coalescence entre le TBA du profil amont et ceux du profil aval (Figure 14). 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 1,08 pour le profil isolé, à une valeur de 0,86 pour les deux profils en interaction.

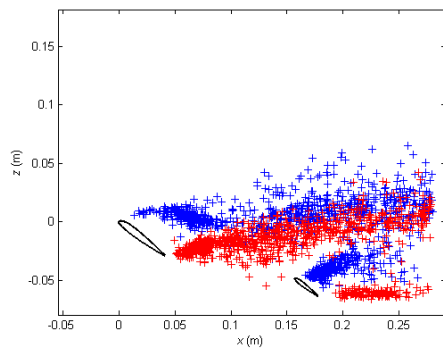


Figure 14 Trajectoires des centres des TBA (bleu) et des TBF (rouge) des profils amont et aval pour un angle d'incidence $\alpha = 35^\circ$.

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, pour les angles d'incidence de 15° et 35° (Figure 15). Pour $\alpha = 15^\circ$, les TBA du profil amont passent à l'extrados du profil aval, et créent un accroissement local de la circulation associée à ce profil (Figure 15-a), ce qui se traduit, en moyenne, par une augmentation du coefficient de portance $\delta C_{L,av} > 0$. Pour $\alpha = 35^\circ$, ce sont les TBF du profil amont, contrarotatifs par rapport aux TBA, qui passent à proximité du profil aval et qui ont une contribution négative à la circulation autour du profil (Figure 15-b). Il s'ensuit une diminution du coefficient de portance moyen $\delta C_{L,av} < 0$.

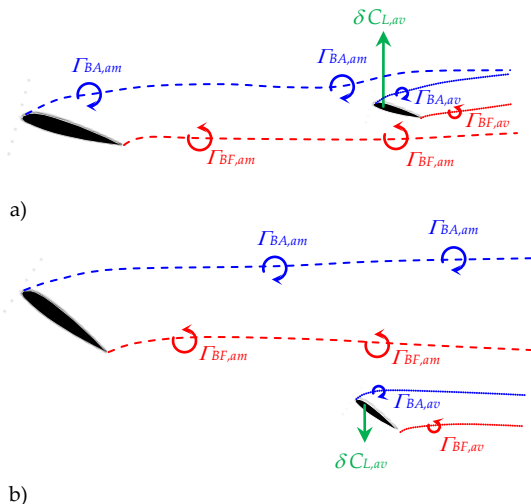


Figure 15 Schéma explicatif de l'interaction tourbillonnaire avec le profil aval : a) incidence de 15° et gain de coefficient de portance, b) incidence de 35° et perte de coefficient de portance.

6 Conclusions et perspectives

Une expérience de référence 2D de profils en tandem 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 TBA et, en vertu du théorème de Kelvin, de TBF, 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 TBA du profil amont passent au voisinage du profil aval contribuant à une variation du coefficient de portance positive. Pour $\alpha = 35^\circ$, ce sont les TBF du profil amont, de circulation de signe opposé aux TBA, 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, dans un premier temps, 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.

7 Références

- [1] Taylor R.T., Ray E.J., 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, 12 p. (1965)
- [2] Hétru L., Kolb S., Montagnier O., Faure T.M. Montage expérimental pour l'étude par PIV du décrochage profond, 13^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser, pp.141-148, 18-21 Septembre, Rouen, France, 2012
- [3] Bourgoynne D.A., Ceccio S.L., Dowling D.R. Vortex shedding from a hydrofoil at high Reynolds number, Journal of Fluid Mechanics, 531, 293-324 (2005)
- [4] West G.S., Apelt C.J. 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, 114:361-377 (1982)
- [5] Scharpf D.F., Mueller T.J. Experimental study of a low Reynolds number tandem airfoil configuration, Journal of Aircraft, 29:231-236 (1992)
- [6] Alam M.M., Zhou Y., Yang H.X., Guo H., Mi J. The ultra-low Reynolds number airfoil wake, Experiments in Fluids, 48:81-103 (2010)
- [7] Hétru L., Kolb S., Montagnier O., Faure T.M. Tandem airfoil vortex interaction in deep-stall, 14th European Turbulence Conference, paper ID 243, September 1-4, Lyon, France, 2013

-
- [8] Panah A.E., Buchholz J.H. Parameter dependence of vortex interactions on a two-dimensional plunging plate, *Experiments in Fluids*, 55:1687 (2014)
- [9] Faure T.M., Thach H., Basley J., Pastur L., Lusseyran F. 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
- [10] Faure T.M., Lusseyran F., Pastur L., Debesse P. 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
- [11] Graftieaux L., Michard M., Grosjean N. Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows, *Measurement Science and Technology*, 8:1427-1440 (2001)