



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

C. R. Mecanique 332 (2004) 129–134



Caractérisation et contrôle de l'asymétrie tourbillonnaire autour d'un cône

Ovide Rodriguez, Jacques Pruvost

ONERA Centre de Lille, Département AAP/MMHD, 5, boulevard Paul Painlevé, 59045 Lille cedex, France

Reçu le 4 mars 2003 ; accepté après révision le 2 décembre 2003

Présenté par Pierre Perrier

Résumé

On montre que l'asymétrie tourbillonnaire qui se développe autour d'un cône de révolution à forte incidence, à des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4 , est liée à l'existence d'au moins quatre tourbillons issus de la pointe et présentant des points d'éclatement dont la localisation est corrélée avec le sens de l'effort latéral. Le contrôle de l'effort latéral par injection fait apparaître trois régimes, et non deux comme il est habituellement admis, correspondant à des inversions successives du sens de l'effort latéral. **Pour citer cet article :** *O. Rodriguez, J. Pruvost, C. R. Mecanique 332 (2004).*

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Abstract

Aerodynamic characteristics and vortex asymmetry control around a circular cone. The structure of the vortex asymmetry around a circular cone at high incidence and Reynolds numbers of order 10^4 , is related to the existence of at least four vortices shed from the apex and exhibiting vortex breakdown points correlated with the sign of the lateral force. Control of the lateral force by injection points out three regimes, and not two as usually admitted, corresponding to inversions of the lateral force direction. **To cite this article:** *O. Rodriguez, J. Pruvost, C. R. Mecanique 332 (2004).*

© 2004 Académie des sciences. Publié par Elsevier SAS. Tous droits réservés.

Mots-clés : Turbulence ; Automatique ; Cône ; Avant corps ; Éclatement tourbillonnaire ; Asymétrie

Keywords: Turbulence; Control; Cone; Forebody; Vortex breakdown; Asymmetry

Abridged English version

The natural asymmetry of the vortex flow that develops around the forward part of a body of revolution at high angle of attack generates a strong lateral load F_y . The present results aim at specifying some aerodynamic mechanisms driving the behaviour of the vortex flow around a cone at high angle of attack, when a injection-type control is activated or not. In particular, a study was lead by using Schlieren visualizations and applied forces measurements to determine the way by which a forward very low mass flow rate injection, parallel to the cone

Adresse e-mail : ovide.rodriguez@onera.fr (O. Rodriguez).

axis, and through symmetrical ports located in the vicinity of the apex, induced inversions of the lateral force direction when the momentum flow coefficient C_μ was varying. In the present case, C_μ was reduced with the cone basis located at the orifices, in a way to take into consideration that the flow structure is essentially depending on the condition at the apex. The tests were conducted in a water tunnel. The test model is a forebody consisting of a cone of revolution 0.10 m in length with a semi-angle of 15° at the apex (Fig. 1). A very low mass flow rate symmetrical dye injection at very high angle of attack exhibits the existence of 4 vortices emanating from the apex (Fig. 3). Vortex breakdown locations there are weakly stable so that F_y fluctuations appear to be directly correlated to a global displacement of the vortical system around the cone. This azimuthal motion is itself coupled to shifts of the vortex breakdown points along the generatrices. At lower incidence it can be thought that the same mechanisms steer the asymmetry. If fluid is injected for increasing C_μ values, F_y undergoes 2 successive reversals of direction. The critical values $C_\mu \approx 2$ and $C_\mu \approx 10$ weakly depend on angle of attack and Reynolds number (Fig. 4). For $C_\mu < 2$, an injection through the starboard orifice induces a leftward lateral load, and an injection by the port orifice produces a rightward lateral load (Fig. 4(a)). The jet acts as a small obstacle. For $0 < C_\mu < 0.4$, the flow structure is characterised by a downstream push of the internal vortex breakdown point located on the same side as the activated orifice, and a shift towards the apex of the opposite internal vortex breakdown point. For $0.4 < C_\mu < 2$, the flow structure is characterised by a gradual and growing incursion of the injected fluid into the outer flow (Fig. 6). For $2 < C_\mu < 10$, the direction of the lateral force is changed and the injected fluid crosses the mixing layer and entirely comes into the external flow (Figs. 4(a) and 7(a)). It should be noted that this phenomenon had already been observed in [5]. For $C_\mu > 10$, the direction of the lateral load F_y reverses again despite the global flow structure appears not really modified (Fig. 4(a) and 7(b)). The lateral load is consequently completely determined by the perturbations located in the vicinity of the apex. Therefore, when C_μ is increasing, 3 different regimes related to inversions of the lateral force direction are observed, and not 2 as usually admitted. By reducing C_μ with the same reference surface, a comparison between the present results and [4] shows that in the 2 experiments F_y reverses for $C_\mu \approx 2$, and that for $C_\mu < 2$ a starboard injection induces a leftward load, and a port injection produces a rightward load.

1. Introduction

L'asymétrie naturelle du système tourbillonnaire qui se développe autour d'un avant corps de révolution à forte incidence génère une force latérale intense [1]. Si une aspiration ou une injection à très faible débit vers l'amont et parallèlement à l'axe de l'avant corps, est pratiquée à travers des orifices positionnés de part et d'autre de l'axe, au voisinage même de la pointe, une valeur faible du coefficient de débit de quantité de mouvement $C_\mu = QV_j/(1/2\rho U^2 S)$ suffit à changer le sens de l'effort latéral F_y , avec Q débit massique injecté, V_j vitesse du fluide injecté dans le plan d'injection et S la base de la partie pesée du cône [2,3]. Les résultats présentés ici visent à préciser certains mécanismes aérodynamiques à la base du comportement tourbillonnaire qui s'établit à forte incidence autour d'une pointe conique, en présence ou non d'un contrôle par injection.

Les essais ont été réalisés dans un tunnel hydrodynamique. Le modèle d'essai représente un cône de révolution de demi angle au sommet 15° et de longueur 0,10 m. Il comporte au voisinage de la pointe deux orifices d'injection de diamètre $\phi = 0,9$ mm qui débouchent parallèlement à l'axe du cône. Lorsque l'obstacle est en incidence, les deux orifices se trouvent toujours à l'extrados, de part et d'autre du plan de symétrie (Fig. 1). L'écoulement est visualisé par striescopie. Cette technique, basée sur les variations de l'indice de réfraction du milieu étudié, permet, en activant des éléments électriques chauffant filaires implantés le long des génératrices du modèle, un marquage thermique sélectif de faible intensité de l'écoulement tourbillonnaire. Ainsi, on visualise un seul des tourbillons émanant de la pointe si on active uniquement les éléments situés juste en amont de la ligne de décollement qui donne naissance à cette structure. Une deuxième maquette, géométriquement identique à la précédente, est équipée d'une balance qui mesure l'effort latéral F_y . Le coefficient C_y est réduit en prenant comme surface de référence la base $S = 0,0011$ m² de la partie pesée. Le nombre de Reynolds Re est calculé à l'aide du diamètre $D = 0,0375$ m de la partie pesée.

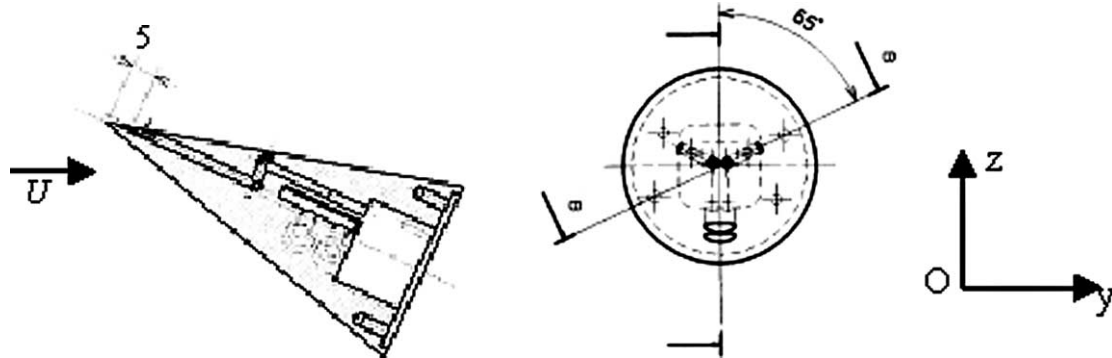


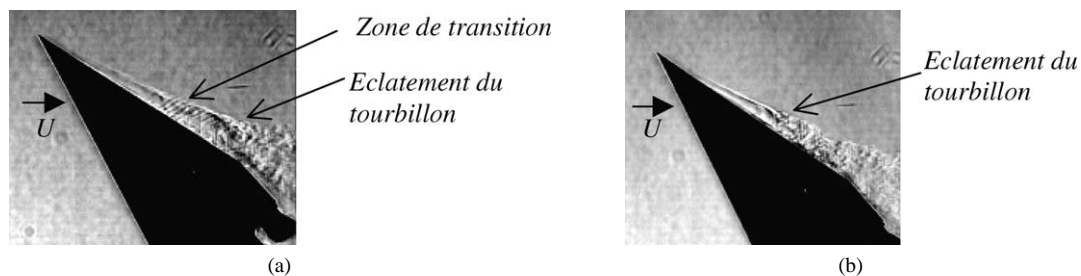
Fig. 1. Partie conique du modèle d'essai avec le positionnement des orifices d'injection.

Fig. 1. Conic part of the model with the port locations.

2. Le système de tourbillons

L'asymétrie naturelle de l'écoulement autour de la pointe apparaît sur les visualisations de la Fig. 2. Lorsqu'on active les éléments chauffant situés sur la partie gauche du cône pour un observateur assis dans la position du pilote, correspondant donc à des valeurs positives de y , on met en évidence une structure tourbillonnaire longitudinale, qui présente un point d'éclatement au voisinage de la base du cône (Fig. 2(a)). En amont du point d'éclatement une zone de transition comporte des structures périodiques émanant de l'obstacle, parallèles entre elles et s'enroulant autour du tourbillon. Plus en amont encore, une zone laminaire est issue de l'extrémité de la pointe. Lorsqu'on active les éléments chauffant situés sur la partie droite du cône, les autres éléments restant inactifs, on voit apparaître une structure turbulente du même type que la précédente, mais le point d'éclatement est localisé plus près de l'apex et la zone de transition présente sur le tourbillon gauche a disparu (Fig. 2(b)). Cette asymétrie naturelle et stable des points d'éclatement tourbillonnaire contribue, mais en partie seulement, à générer l'effort latéral F_y . Il apparaît en effet que la topologie des structures tourbillonnaires n'est pas complètement définie par l'existence de ces 2 seuls tourbillons asymétriques.

Une visualisation de l'écoulement consécutif à une injection symétrique de colorant à débit extrêmement faible met en évidence l'existence de 4 tourbillons issus de la pointe (Fig. 3). La même structure d'écoulement est présente à plus faible incidence [4]. Dans le cas de la Fig. 3, probablement du fait que l'incidence $\alpha = 56^\circ$ est forte, la localisation des points d'éclatement est moins stable et les fluctuations de F_y apparaissent alors directement corrélées à un mouvement d'ensemble du système tourbillonnaire autour du cône, lui-même couplé

Fig. 2. Visualisation par strioscopie, avec chauffage localisé de l'obstacle, de l'asymétrie naturelle des tourbillons : $\alpha = 50^\circ$, $Re = 7,5 \times 10^3$: (a) visualisation du tourbillon gauche ; (b) visualisation du tourbillon droit.Fig. 2. Schlieren visualization of the natural vortex asymmetry with a local heating of the body: $\alpha = 50^\circ$, $Re = 7.5 \times 10^3$: (a) port vortex visualization; (b) starboard vortex visualization.

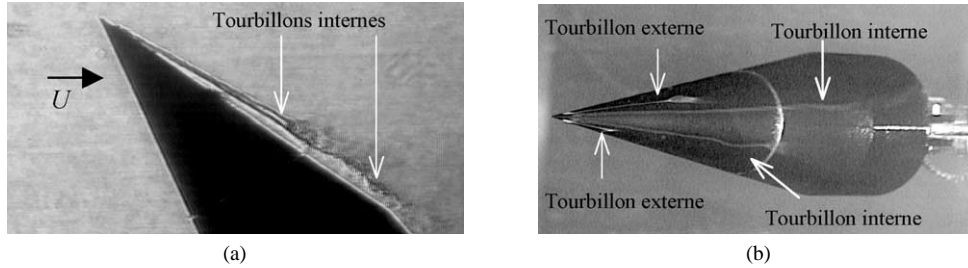


Fig. 3. Matérialisation de 4 tourbillons par injection symétrique à très faible débit : $\alpha = 56^\circ$, $C_\mu = 0,155$, et $Re = 1,125 \times 10^4$.

Fig. 3. Exhibition of 4 vortices at very low blowing coefficient by a symmetrical injection: $\alpha = 56^\circ$, $C_\mu = 0.155$, and $Re = 1.125 \times 10^4$.

aux déplacements des points d'éclatement le long des génératrices. Par exemple, lorsque le point d'éclatement du tourbillon externe gauche de la Fig. 3(b) remonte jusqu'à l'apex, les 3 autres tourbillons subissent un déplacement vers la gauche autour du cône et F_y devient maximum et orienté à droite. Il faut noter que les 2 tourbillons externes ne sont pas visibles sur les Figs. 2 et 3(a) car ils sont masqués par l'obstacle. Leur influence sur la topologie du système tourbillonnaire apparaît toutefois déterminante. A plus faible incidence, l'écoulement est plus stable, mais on peut penser que les mêmes mécanismes gouvernent l'asymétrie.

3. Conclusions

En présence de contrôle, l'intensité et le sens de F_y varient avec C_μ . A partir d'ici, C_μ n'est plus réduit en se référant à la base S du cône, mais à la surface $S_j = 5.64 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ égale à la base du cône au droit des orifices, de manière à prendre en compte le fait que les phénomènes dimensionnant sont localisés à l'apex. Quand $C_\mu < 2$ une injection par l'orifice droit génère un effort orienté à gauche, et inversement (Fig. 4(a)). Pour $0 < C_\mu < 0,4$, le régime est caractérisé par le recul vers l'aval du point d'éclatement interne situé du même côté que l'orifice en action, et une remontée vers l'apex du point d'éclatement interne opposé. Par exemple, pour une injection à droite et $0 < C_\mu < 0,4$, le système tourbillonnaire de la Fig. 2 s'inverse. Le tourbillon interne droit comporte alors une zone de transition qui n'existait pas en absence d'injection et son point d'éclatement se déplace vers l'aval. Le

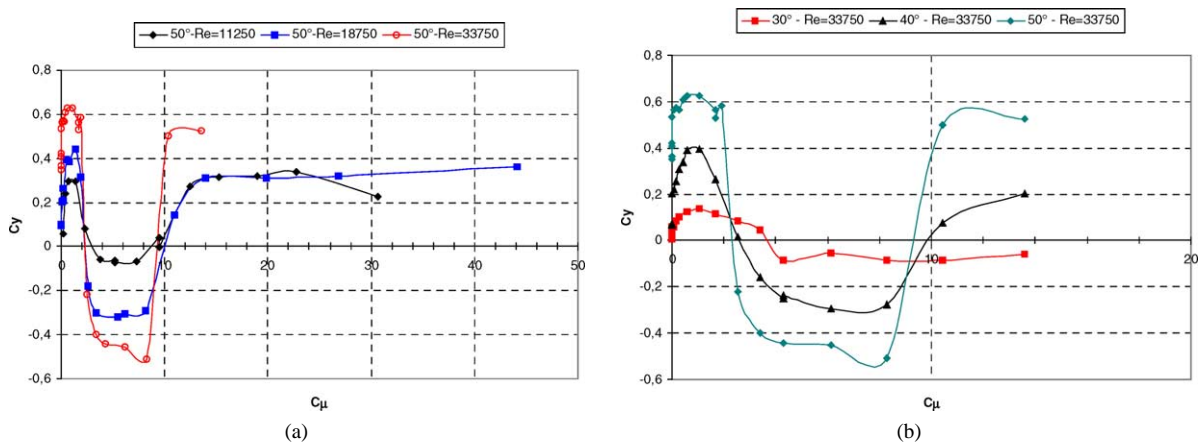


Fig. 4. Influence de Re , C_μ et de l'incidence sur C_y (injection par l'orifice droit) : (a) le sens de F_y est indépendant de Re ; (b) le sens de F_y est indépendant de l'incidence.

Fig. 4. Re , C_μ and angle of attack effect on C_y (starboard injection): (a) F_y is independent of Re ; (b) F_y is independent of the angle of attack.

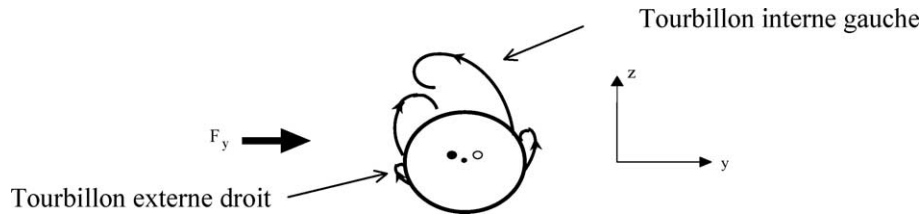


Fig. 5. Structure de l'écoulement et effort lateral induit pour une injection à droite et $C_\mu < 2$. Le sens de F_y est défini par la position azimutale des tourbillons.

Fig. 5. Flow structure and induced lateral force for a starboard injection and $C_\mu < 2$. F_y direction is fixed by the azimuthal location of vortices.

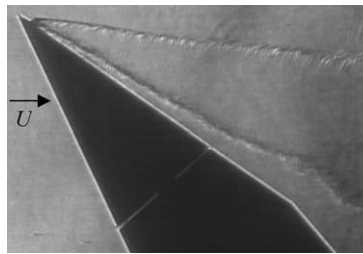


Fig. 6. Incursion d'une partie du fluide injecté dans l'écoulement externe pour une injection à droite : $\alpha = 50^\circ$, $Re = 1,125 \times 10^4$, $C_\mu = 0,39$, et $C_y = 0,24$.

Fig. 6. Blowing jet partially crossing into the freestream flow for a starboard injection: $\alpha = 50^\circ$, $Re = 1.125 \times 10^4$, $C_\mu = 0.39$, and $C_y = 0.24$.

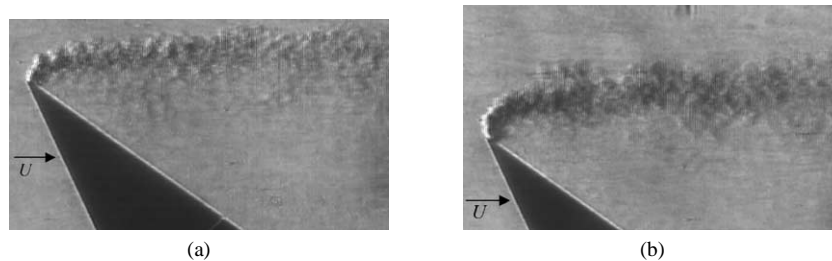


Fig. 7. Structure du jet pour les régimes supérieurs. Le jet est convecté dans l'écoulement extérieur – $\alpha = 50^\circ$, et $Re = 1,125 \times 10^4$: (a) $C_\mu = 5,2$, et $C_y = -0,07$; (b) $C_\mu = 15,3$, et $C_y = 0,312$.

Fig. 7. Blowing jet structure at higher regimes. The blowing jet is entirely convected in the outer flow – $\alpha = 50^\circ$, and $Re = 1.125 \times 10^4$: (a) $C_\mu = 5.2$, and $C_y = -0.07$; (b) $C_\mu = 15.3$, and $C_y = 0.312$.

point d'éclatement interne gauche remonte alors vers l'apex, et C_y croît rapidement mais ne change pas de signe. A priori, le sens de F_y n'est pas en accord avec la position de ces 2 points d'éclatement le long des génératrices. En réalité, le sens de F_y dépend également des 2 tourbillons externes qui contribuent à fixer la répartition azimutale des tourbillons autour du cône (Fig. 5). Le régime correspondant à $0,4 \leq C_\mu < 2$ est caractérisé par une incursion progressive et croissante du fluide injecté dans l'écoulement externe. L'impulsion est alors assez forte pour qu'une partie du jet traverse la zone de mélange, l'autre partie étant captée et convectée dans le coeur du tourbillon interne, comme pour $0,4 \leq C_\mu$ (Fig. 6). Pour $C_\mu < 2$ le jet joue le rôle d'un petit obstacle car on a pu vérifier qu'en fixant sur un orifice une protubérance constituée d'une tête d'épingle, on génère un effort latéral stable de même signe que celui enregistré en présence d'injection par le même orifice. Pour $2 < C_\mu < 10$, l'effort latéral change de signe et le fluide injecté traverse la zone de mélange et pénètre totalement dans l'écoulement externe (Figs. 4(a)

et 7(a)). Pour $C_\mu > 10$, le signe de l'effort latéral change à nouveau sans que la structure globale de l'écoulement n'apparaisse véritablement modifiée (Figs. 4(a) et 7(b)). La forte similitude des Figs. 7(a) et 7(b) indique que le panache du jet ne joue aucun rôle sur la direction de l'effort latéral qui est fixée uniquement par la nature de la perturbation induite à l'apex même, dans le voisinage immédiat du plan d'injection. On observe donc, lorsque C_μ croît, l'existence de trois régimes liés à des inversions de l'effort latéral, et non à deux comme il est habituellement admis [5]. Les valeurs critiques de C_μ dépendent peu de l'incidence et du nombre de Reynolds (Fig. 4). Ceci signifie que l'éclatement tourbillonnaire est peu lié au nombre de Reynolds. Le cône de la Fig. 1 représentant l'extrémité tronquée à 10 % de celui étudié en [4], une comparaison peut être faite à condition de ramener les valeurs de C_μ à la même référence. On trouve alors dans les 2 cas que le signe de F_y s'inverse pour $C_\mu \approx 2$ et que pour $C_\mu < 2$ une injection à droite produit un effort orienté à gauche, et inversement.

Références

- [1] P.J. Lamont, B.L. Hunt, Pressure and force distributions on a sharp-nosed circular cylinder at large angles of inclination to a uniform subsonic stream, *J. Fluid Mech.* 76 (1976).
- [2] G.N. Malcom, Forebody vortex control – a progress review, AIAA Paper 93-3540, 1993.
- [3] J.E. Bernhard, D.R. Williams, The effect of Reynolds number on vortex asymmetry about slender bodies, *Phys. Fluids A* 5 (2) (1993).
- [4] J. Tensi, Contrôle de l'écoulement autour d'un cône par soufflage continu et pulsé, Rapport Intermédiaire CIEL 4, L.E.A., U.M.R. 6609, 1999.
- [5] K. Alexan, E. Hanff, R. Kind, Water-tunnel investigation of dynamic manipulation of forebody vortices, AIAA Paper 94-0503, 1994.