



HAL
open science

Contrôle du sillage par jets pulsés d'un corps bidimensionnel en interaction avec le sol

M. Szmigiel, T. Castelain, M. Michard, D. Chacaton, D. Juvé

► **To cite this version:**

M. Szmigiel, T. Castelain, M. Michard, D. Chacaton, D. Juvé. Contrôle du sillage par jets pulsés d'un corps bidimensionnel en interaction avec le sol. 22ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2015, Lyon, France. hal-02405721

HAL Id: hal-02405721

<https://hal.science/hal-02405721>

Submitted on 11 Dec 2019

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.

Contrôle du sillage par jets pulsés d'un corps bidimensionnel en interaction avec le sol

M. Szmigiela^{a,b}, T. Castelain^{a,c}, M. Michard^a, D. Chacaton^b, D. Juvé^a

a. LMFA, Ecole Centrale de Lyon, 36 Avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully Cedex, France

b. Volvo Group Truck Technology, Renault Trucks SAS, Cab Engineering Lyon, 99 route de Lyon, 69806 Saint-Priest Cedex, France

c. Université Lyon 1, 43 Bd. du 11 Novembre 1918, 69622 Villeurbanne Cedex, France

Résumé

Cette étude expérimentale a pour but d'étudier l'écoulement de proche sillage derrière un corps non profilé bidimensionnel par contrôle actif en boucle ouverte. Le rapport λ entre la vitesse sous l'obstacle U_s et la vitesse incidente U_∞ est ajustable ; dans les cas non contrôlés, la dissymétrie du sillage se traduit par différentes structurations de la zone de recirculation, avec ou sans zones décollées en contact avec le sol. Le contrôle est effectué par l'utilisation combinée d'un petit volet déflecteur et d'un jet pulsé ; une variation de la fréquence réduite d'actionnement St_H construite sur la hauteur H de l'obstacle permet de quantifier un coefficient de pression C_p sur la face arrière de l'obstacle et d'identifier différents régimes d'écoulement suivant les valeurs de λ et St_H : (i) pour $\lambda = 1$, diminution de C_p pour toutes les fréquences d'actionnement, et identification de fréquences discrètes entraînant une dégradation accrue du coefficient de pression - (ii) pour $\lambda = 0.22$, diminution de C_p à basse fréquence, mais augmentation du coefficient de pression avec un mécanisme de saturation à fréquence élevée. Pour $\lambda = 0.22$, l'écoulement naturel non contrôlé, est attaché au volet. On montre alors que l'augmentation de C_p pour l'écoulement contrôlé à haute fréquence s'accompagne d'une diminution du taux de croissance de l'épaisseur de la couche de cisaillement et d'une diminution des différentes tensions de Reynolds. Ces derniers résultats sont mis en regard avec des travaux récents effectués pour la diminution de traînée de corps 3D non profilés à culot droit.

Abstract

This experimental study aims to study the near wake behind a 2D bluff body using active flow control in an open loop. The ratio λ between the velocity under the body U_s and the free stream flow velocity U_∞ is adjustable ; for cases without control, the asymmetry of the wake causes different structures of the recirculation bubble, with or

without detachment area in contact with the ground. The flow control is generated by a pulsed jet system combined with a flap. The variation of the actuation frequency, based on the height H of the body allows to assess the pressure coefficient C_p at the rear of the model and to identify different flow patterns depending to λ and St_H ; (i) for $\lambda = 1$, for all the actuation frequency the pressure coefficient decreases and for some specific frequencies, C_p decreases strongly – (ii) for $\lambda = 0.22$, C_p decreases for low actuation frequency but increases for high actuation frequency until a constant pressure coefficient. For $\lambda = 0.22$, the free stream flow is attached along the flap. It's shown that the pressure coefficient increases for a high frequency actuation and causes a decrease of the shear layer thickness growth rate and a damping of the Reynolds stresses. These results are compared with latest works for the drag reduction on 3D bluff body.

Mots clefs : Contrôle actif d'écoulement ; Vélocimétrie par Images de Particules ; Topologie du sillage.

1 Introduction

1.1 Contexte

La dynamique du sillage turbulent de corps bidimensionnels non profilés placés dans un écoulement en l'absence de parois est connue depuis très longtemps ; elle est caractérisée par une instabilité absolue qui se traduit sous la forme d'un mécanisme périodique de détachement tourbillonnaire. Ce processus met en jeu un fort couplage (feedback) entre les couches de mélange turbulentes issues des arêtes de séparation à l'arrière de l'objet et la dynamique à grande échelle du sillage. La fréquence f_0 du détachement, usuellement caractérisée par la fréquence réduite $St_0 = f_0 H / U_\infty$ où H est une dimension caractéristique de la hauteur de l'obstacle et U_∞ la vitesse incidente, dépend faiblement du nombre de Reynolds, pourvu que ce dernier soit élevé. Pour un cylindre circulaire, cette valeur est de l'ordre de 0.2 [1]. Taylor et al. [2] ont quantifié les valeurs de St_0 pour des corps allongés et épais, mais avec des formes variées sur les parties avant et arrière (circulaire $St_0 = 0.24$, carré $St_0 = 0.15$ et triangulaire $St_0 = 0.19$).

Différents auteurs ont étudié l'influence de la présence d'une paroi solide sous l'obstacle. Pour un barreau carré, Shi et al. [3] montrent que si le rapport entre la distance à la paroi et le diamètre du barreau diminue jusqu'à atteindre une valeur critique, le détachement tourbillonnaire s'atténue, jusqu'à disparaître. Nishino et al. [4] interprètent ce processus comme une transformation de l'instabilité absolue en instabilité convec-

tive.

Une modification du feedback peut être obtenue par contrôle actif via l'utilisation d'actionneurs de type jets pulsés ou synthétiques. Henning et al. [5] ont utilisé ce principe dans le cas d'un corps non profilé en forme de D ; l'utilisation d'un contrôle en boucle fermée permet alors d'augmenter la pression sur la face arrière de l'obstacle, et donc de réduire la force de traînée. Ce résultat ne peut s'obtenir qu'à la condition d'appliquer le contrôle aux deux couches de cisaillement. De ce point de vue, la configuration étudiée par Chaligné et al. [6] se différencie de la plupart des configurations disponibles dans la littérature. En effet, les auteurs associent un unique actionneur de type jet pulsé à une paroi solide (un petit volet incliné). L'évolution de la structure du sillage et du coefficient de pression sur la face arrière de l'obstacle sont étudiées pour différentes fréquences d'actionnement, mais dans des configurations où la vitesse U_s de l'écoulement sous l'obstacle est plus faible que la vitesse U_∞ de l'écoulement incident. L'objectif étant d'avoir un sillage de référence non contrôlé fortement dissymétrique en comparaison des configurations classiques. Chaligné et al. diminuent la valeur de U_s grâce aux pertes de charge régulières sous l'obstacle pour de faibles valeurs de la garde au sol G : $G/H = 0.04$. L'inconvénient de cette procédure est qu'elle ne permet pas de dissocier l'effet du paramètre dynamique $\lambda = U_s/U_\infty$, de celui du paramètre de confinement géométrique G/H . L'objectif du présent travail est d'analyser l'influence de la fréquence d'actionnement réduite St_H sur le développement du proche sillage et sur l'évolution du coefficient de pression C_p pour une large variation du paramètre λ et pour une valeur fixe du rapport G/H .

1.2 Objectifs

Le jet pulsé est toujours associé à la présence d'une paroi solide sous la forme d'un petit volet incliné rajouté sur l'arête supérieure à l'arrière (culot) de la maquette. La variation de λ est obtenue grâce à une perte de charge variable, tout en gardant constant le paramètre réduit de confinement G/H . L'objectif est alors d'analyser l'influence de la fréquence d'actionnement des jets pulsés par rapport au cas de référence en l'absence de contrôle. La spécificité du présent travail réside dans le fait que :

- (i) suivant la valeur du rapport réduit de vitesse U_s/U_∞ , l'écoulement moyen non contrôlé est soit proche de celui représentatif d'un détache-

ment tourbillonnaire alterné ($\lambda = 1$) avec deux cellules contrarotatives superposées, soit fortement dissymétrique avec une topologie de lignes de courant plus complexe ($\lambda = 0.22$).

- (ii) dans tous les cas non contrôlés, l'écoulement moyen est pratiquement attaché au volet ce que confirment des mesures fil chaud qui ne sont pas présentées. Par conséquent, il est ainsi possible d'évaluer dans les cas contrôlés l'effet de la fréquence d'actionnement sur le développement de la turbulence dans la couche de mélange en aval du volet, indépendamment d'un processus de recollement comme dans Chaligné et al. [7]

On s'attache en particulier à identifier les différents comportements suivant que la fréquence de l'excitation induite par les jets pulsés est plus ou moins proche d'éventuelles fréquences caractéristiques de l'écoulement non contrôlé. L'analyse repose sur une caractérisation de la structure du champ moyen de vitesse et des différentes tensions turbulentes, ainsi que sur des mesures de pression en paroi.

2 Dispositif expérimental

Les essais sont réalisés dans une soufflerie à veine ouverte qui présente une section en sortie de convergent de 400mm x 400mm. La vitesse de l'écoulement U_∞ est fixée à 25m/s. La maquette, de hauteur $H = 100mm$ et de longueur $L = 550mm$, représentée sur la Figure 1, correspond à un corps bidimensionnel à culot droit placé à proximité du sol. La forme du nez de l'obstacle empêche l'apparition de décollements indésirables. Par ailleurs, une bande rugueuse est positionnée en aval du nez pour forcer la transition de la couche limite. La distance au sol, notée G , est fixe et correspond à une valeur réduite $G/H = 0.3$. Le caractère bidimensionnel, en moyenne, de l'écoulement est assuré par la présence de deux plaques latérales. Le nombre de Reynolds Re_H , basé sur la hauteur H de la maquette a pour valeur 175000. Le système de contrôle consiste en un volet positionné sur l'arête supérieure du culot incliné d'un angle β de 20° et une longueur l_f de 50mm selon l'axe x_0 . Le volet intègre 7 fentes de soufflage, chacune d'épaisseur 0.45mm et de longueur 50mm. Les fentes sont accouplées à des électrovannes elles-mêmes reliées à un réservoir tampon situé en aval d'un détendeur qui permet de réguler la pression d'alimentation.

Les paramètres de contrôle de l'expérience sont :

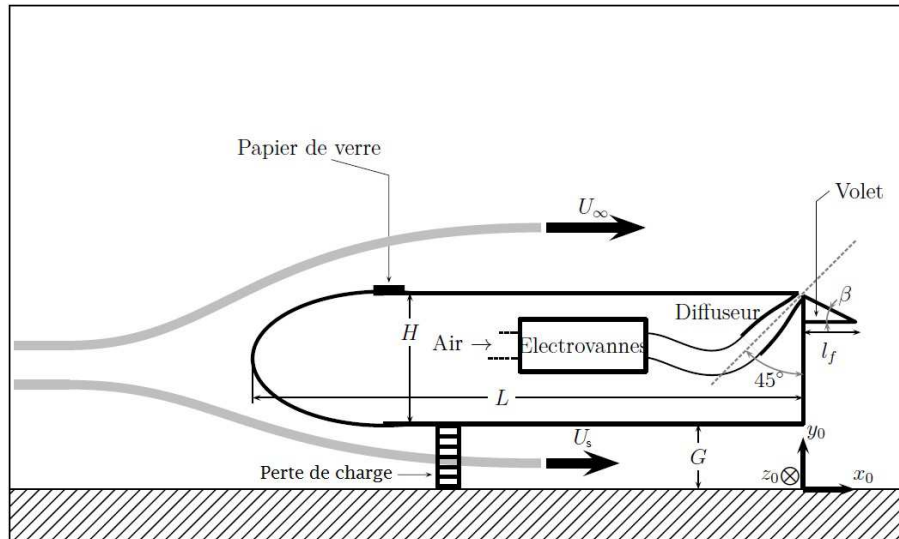


FIGURE 1 – Schéma de la maquette positionnée dans la veine d'essai.

Configurations	$\lambda = U_s/U_\infty$
Cas 1	1
Cas 2	0.44
Cas 3	0.22

TABLE 1 – Valeurs de la vitesse de soubassement.

- la vitesse de l'écoulement U_s sous la maquette.
- les paramètres de fonctionnement des jets pulsés, à savoir la vitesse de soufflage U_j , la fréquence d'actionnement f_{act} et le rapport cyclique d'ouverture dénommé r .

La vitesse d'écoulement U_s sous la maquette est modifiée à l'aide de grilles de différentes porosités ; les valeurs de U_s utilisées sont spécifiées dans le Tableau 1 à l'aide du paramètre $\lambda = U_s/U_\infty$. La fréquence d'actionnement est définie sous forme d'une fréquence réduite $St_H = fH/U_\infty$ qui varie dans une gamme comprise entre 0.01 et 1.2. La vitesse de jet est fixée par la pression d'alimentation des électrovannes ; elle est reliée au débit volumique moyen Q d'alimentation de ces dernières. En supposant que la vitesse locale d'écoulement à travers la section de sortie des fentes est uniforme lors du soufflage et égale à U_j , et en modélisant la variation temporelle de vitesse en sortie de fente sous la forme d'une fonction créneau possédant le même rapport cyclique $r = 0.5$ que le signal de commande, alors U_j et Q sont reliés par la relation (1) avec n le nombre de fente et S_j la surface d'une fente. La vitesse moyenne du jet U_j pendant le phase de soufflage a pour valeur 17m/s dans toutes les expériences. Le coefficient de quantité de mouvement calculé à l'aide de la vitesse de jet moyennée sur un cycle d'actionnement est défini par l'équation (2), avec S la surface frontale de la maquette. Sa valeur est égale à 5.10^{-4} , proche de celle utilisée par Chaligné et al [6].

$$Q = n.rU_j.S_j \quad (1)$$

$$C_\mu = \frac{nS_j(rU_j)^2}{SU_\infty^2} \quad (2)$$

La face arrière de la maquette est équipée dans son plan médian de 8 prises de pression statique en paroi. La répartition de pression statique sur le culot de la maquette est caractérisée sous la forme d'un coefficient de pression C_p défini par l'équation (3) avec p la pression statique obtenue par double moyenne, temporelle et spatiale selon la verticale ; p_0 la pression de référence égale à la pression atmosphérique et ρ la masse volumique de l'air.

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad (3)$$

Des mesures de vitesse sont effectuées par PIV 2D2C dans le plan médian. L'échantillonnage de 1000 champs de vecteurs à une cadence

de 4Hz assure l'indépendance statistique des échantillons. La résolution spatiale est de 1.5mm dans chaque direction.

3 Résultats

3.1 Évolution du coefficient de pression C_p

Pour chacune des trois configurations étudiées, le Tableau 2 rassemble le coefficient de pression C_p^{ref} obtenu sans soufflage, la valeur C_p^{cont} obtenue pour un soufflage continu et la valeur C_p^{limite} obtenue pour une fréquence d'actionnement tendant vers 0 (valeur de C_p mesurée pour la plus faible valeur des fréquences d'actionnement explorée, à savoir $St_H = 0.01$). On donne également la valeur de la moyenne des cas non contrôlé et soufflage continu à savoir $1/2(C_p^{ref} + C_p^{cont})$.

En comparant les trois valeurs de C_p^{ref} on remarque alors, pour le cas de référence non contrôlé, qu'une diminution du paramètre λ s'accompagne d'une augmentation du coefficient de pression. Par ailleurs, le soufflage continu entraîne quant à lui systématiquement une diminution du coefficient de pression. Cette particularité sera plus loin mise en regard avec des changements de topologie des lignes de courant.

Les valeurs de C_p^{limite} consignées dans le Tableau 2 sont pratiquement égales dans les trois cas étudiés à la moyenne $1/2(C_p^{ref} + C_p^{cont})$ des coefficients de pression des cas non contrôlé et soufflage continu. En effet, dans ces conditions d'actionnement, l'écoulement oscille entre un état d'écoulement naturel et un état où le contrôle est appliqué en soufflage continu ce qui se justifie par le fait que les temps des transitoires au début et à la fin de la phase de soufflage sont négligeables devant le temps de maintien de chacun des deux états. La valeur de C_p^{limite} est dans ces conditions alors proche de $(1-r)C_p^{ref} + rC_p^{cont}$ ce qui donne dans le cas où $r = 0.5$ l'expression $1/2(C_p^{ref} + C_p^{cont})$.

L'évolution du coefficient de pression en fonction de la fréquence réduite d'actionnement St_H est représentée sur la Figure 2 par le coefficient α défini par $\alpha = 1 - C_p/C_p^{ref}$. Quelle que soit la valeur de λ , le contrôle à basses fréquences d'actionnement a pour conséquence une diminution du coefficient de pression par rapport à la valeur initiale C_p^{ref} . Pour le cas 1, le coefficient C_p augmente ensuite lorsque la fréquence St_H augmente, mais très lentement et sans jamais atteindre sa valeur initiale C_p^{ref} . De plus, la courbe montre un comportement singulier autour de fréquences discrètes. Pour les cas 2 et 3, les variations du coefficient C_p mettent en évidence un comportement par paliers et la pression au culot

	Cas 1 ($\lambda = 1$)	Cas 2 ($\lambda = 0.44$)	Cas 3 ($\lambda = 0.22$)
C_p^{ref}	- 0.165	- 0.084	- 0.090
C_p^{cont}	- 0.215	- 0.151	- 0.144
$(C_p^{ref} + C_p^{cont})/2$	- 0.190	- 0.118	- 0.117
C_p^{limite}	- 0.187	- 0.111	- 0.119

TABLE 2 – Coefficients de pression pour le cas de référence C_p^{ref} (sans soufflage), pour le cas en soufflage continu C_p^{cont} et pour un actionnement à $St_H = 0.01$ pour différentes vitesses de soubassement, C_p^{limite} .

de l'obstacle devient supérieure au coefficient C_p^{ref} pour des fréquences d'actionnement $St_H > 0.6$ typiquement.

3.2 Comportement à basses fréquences d'actionnement

Bien que la présente communication soit essentiellement dédiée à l'analyse de l'effet d'une fréquence d'actionnement $St_H > 0.6$, nous dégageons quelques grandes tendances dans les cas à plus basses fréquences.

- (i) Dans le cas 1 ($\lambda = 1$), l'évolution du coefficient de pression présente des minima locaux pour des fréquences situées dans des plages extrêmement étroites centrées autour des valeurs $St_H = 0.14, 0.28$ et 0.57 . Dans la littérature, les travaux de Henning et al. [5] montrent l'existence de fréquences discrètes pour lesquelles le coefficient de pression chute brusquement avant d'augmenter de nouveau. Les auteurs expliquent que ce phénomène peut être lié à une amplification du détachement tourbillonnaire périodique. Dans le cadre de ce travail, des mesures par anémométrie à fil chaud en $x_0/H = 1$ et $y_0/H = 1.1$ confirment l'existence d'un détachement tourbillonnaire périodique associé à un nombre de Strouhal de 0.30. Une étude est en cours pour une meilleure compréhension du phénomène. Néanmoins, contrairement à Henning et al., aucun gain de pression n'est obtenu pour des fréquences plus faibles ou plus élevées que les fréquences discrètes.

- (ii) Dans le cas 2 ($\lambda = 0.44$), des minima de pression existent toujours mais ils sont atténués et sont obtenus pour des fréquences d'actionnement plus faibles que dans le cas précédent. De plus, les fréquences discrètes

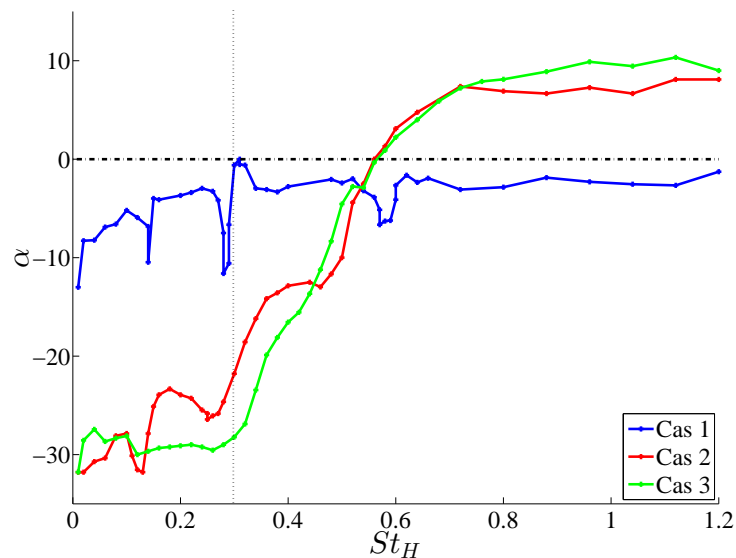


FIGURE 2 – Évolution du gain du coefficient de pression selon la vitesse de soubassement. ... $St_H=0.3$, fréquence du détachement tourbillonnaire pour le cas sans perte de charge.

du cas 1 se transforment en plages de fréquence pour lesquelles le coefficient C_p diminue localement. Les mesures par anémométrie à fil chaud ne permettent pas de mettre en évidence de détachement tourbillonnaire périodique pour l'écoulement naturel.

- (iii) La pression dans le cas 3 ($\lambda = 0.22$) reste sensiblement constante pour $St_H < 0.35$ et aucun minimum local n'est observé. La pression augmente ensuite de façon monotone pour des fréquences d'actionnement plus élevées.

3.3 Caractérisation du champ de vitesse à hautes fréquences d'actionnement

Les cartographies du champ moyen de vitesse et de l'énergie cinétique des fluctuations sont présentées sur les Figures 3 et 4 pour les cas non contrôlé et contrôlé. L'énergie cinétique E_t des fluctuations turbulentes est définie par l'équation (4).

$$E_t = \frac{1}{2} \frac{u_{rms}^2 + v_{rms}^2}{U_\infty^2} \quad (4)$$

On remarque de fortes différences dans la structuration du sillage en fonction de λ :

- (i) Dans le cas 1 non contrôlé, les deux cellules contrarotatives du proche sillage ainsi que la cartographie correspondante de E_t sont caractéristiques de la présence d'un détachement tourbillonnaire périodique, ce que confirment des analyses spectrales effectuées par fil chaud. La légère dissymétrie observée dans le développement des couches de mélange et des recirculations est provoquée par la présence du volet. Néanmoins, l'intégralité de la zone de recirculation est détachée du sol. Les fluctuations de vitesse sont principalement localisées autour du point selle situé à la fermeture de la bulle de recirculation. Les fluctuations turbulentes dans les couches de mélange, supérieure et inférieure, sont quant à elles nettement plus faibles. Pour une fréquence d'actionnement élevée ($St_H = 1.2$), le champ moyen et les fluctuations de vitesse sont très peu affectés par rapport à l'écoulement naturel. Le coefficient de pression est alors pratiquement identique à la valeur de référence C_p^{ref} , voir Figure 2.

- (ii) Dans le cas 2, en l'absence de contrôle contrairement au cas précédent, un décollement situé à proximité du sol est visible au voisinage de $x_0/H = 1.75$. Ce décollement est associé à la présence d'une bulle de recirculation attachée au sol et située en aval des deux structures contrarotatives. Corrélativement à cette modification à grande échelle du proche sillage, les fluctuations de vitesse dans la couche cisailée inférieure sont très faibles. Les fluctuations de vitesse sont alors majoritairement localisées dans la couche cisailée supérieure. Le taux de croissance de l'épaisseur de cette couche de cisaillement présente néanmoins une variation non linéaire. Une explication possible est que la position du point de décollement situé au sol soit instable et engendre de façon intermittente un détachement partiel de l'écoulement sur le volet. Dans le cas contrôlé, l'effet des actionneurs est de forcer le recollement de l'écoulement sur la paroi inclinée. Ce processus de recollement sur une paroi solide à l'aide d'un jet instationnaire est décrit dans [8]. Il est lié à la production d'une intense source de vorticité négative en aval de la fente de soufflage ; cette vorticité est générée durant la phase d'accélération du jet. Le tourbillon qui résulte de l'interaction entre le jet et l'écoulement incident engendre

une dépression locale très intense, à l'origine du recollement. Contrairement au cas 1, l'impact de l'actionnement se traduit par une réduction forte des vitesses fluctuantes dans la couche de cisaillement supérieure.

- (iii) Dans le cas 3 ($\lambda = 0.22$) non contrôlé, contrairement au cas précédent, le taux de croissance de l'épaisseur de la couche cisailée correspond à une évolution linéaire. De plus, l'inclinaison moyenne de l'écoulement se rapproche de celle du volet. Pour une fréquence réduite $St_H = 1.2$, l'intensité des fluctuations de vitesse est considérablement réduite par rapport au cas contrôlé. Une comparaison plus détaillée des deux cas est effectuée dans le paragraphe 3.4.

3.4 Étude pour $\lambda = 0.22$ de la couche de mélange supérieure

Le cas $\lambda = 0.22$ présente un intérêt notoire, puisque d'une part l'écoulement non contrôlé est naturellement attaché de façon robuste au volet, et d'autre part, l'actionnement pour $St_H > 0.6$ conduit à une augmentation de C_p . On s'intéresse alors au taux de croissance de la couche cisailée, ainsi qu'aux différents termes du tenseur des contraintes turbulentes.

La Figure 5 présente l'évolution de l'épaisseur Δ de la couche de cisaillement, en l'absence de contrôle et pour la fréquence St_H la plus élevée. La valeur Δ est définie ici comme la distance $y_2 - y_1$ entre les deux points pour lesquels, pour une valeur fixée de x_0/H , la vitesse moyenne vaut respectivement $0.2U_\infty$ et $0.8U_\infty$. Le taux de croissance Δ mesuré à hautes fréquences diminue d'environ 20% par rapport à l'écoulement naturel. Dans le cas présent, l'augmentation de C_p est clairement corrélée à une diminution de l'épaisseur de la couche cisailée.

Les cartographies de E_t (Figures 4(e) et 4(f)) ont montré qualitativement une réduction globale de l'activité turbulente dans la couche de cisaillement sous l'effet du contrôle pour $\lambda = 0.22$, en comparaison de l'écoulement naturel non contrôlé. Cette réduction est mieux quantifiée sur les profils des trois tensions de Reynolds $\langle uu \rangle$, $\langle vv \rangle$ et $\langle uv \rangle$ mesurés en $x_0/H = 1$ et présentés sur la Figure 6. La réduction est particulièrement importante pour la contrainte normale $\langle uu \rangle$ dont la valeur maximale chute d'un facteur 3.5 environ.

La Figure 7 représente l'évolution des valeurs maximales de la tension $\langle uu \rangle$ en fonction de x_0/H . On voit que l'écart entre les cas non contrôlé et contrôlé pour $St_H=1.2$ est d'autant plus important que l'on se rap-

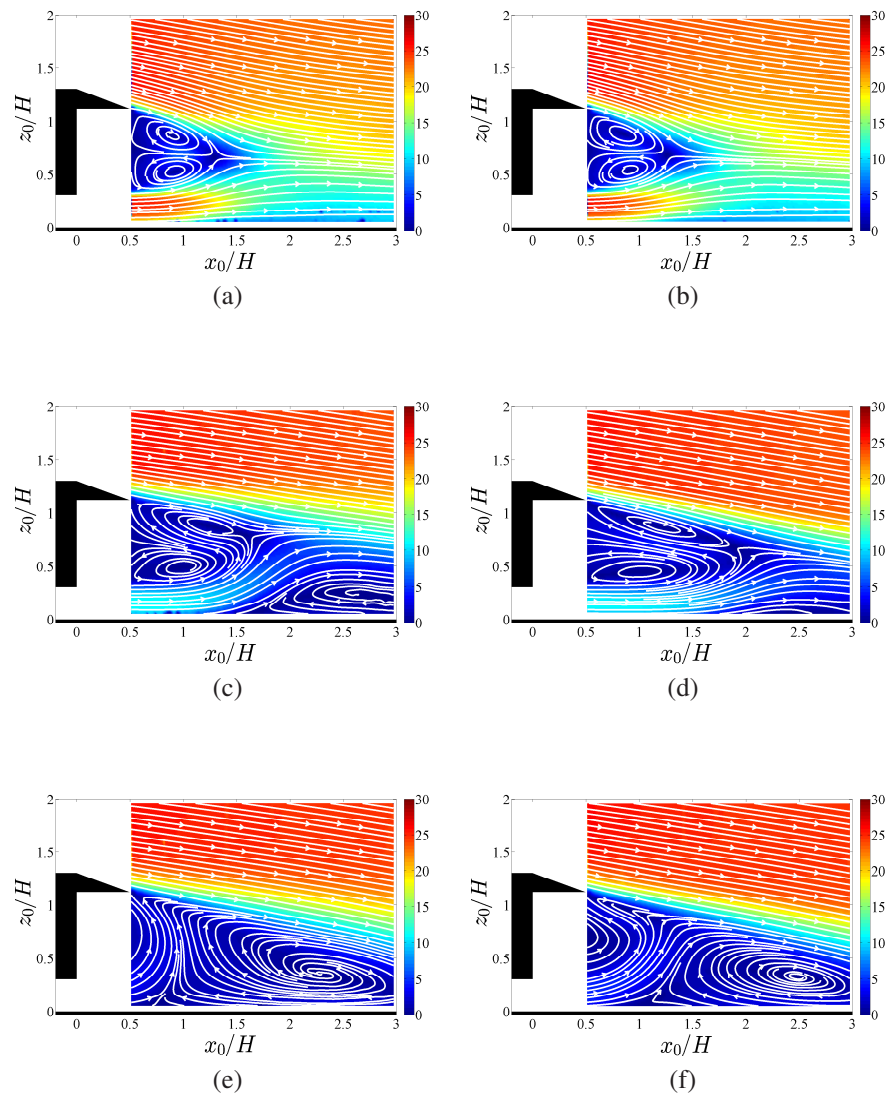


FIGURE 3 – Champs de vitesse moyenne et lignes de courant :
 - Pour $\lambda=1$: sans contrôle (a), avec contrôle à $St_H=1.2$ (b).
 - Pour $\lambda=0.44$: sans contrôle (c), avec contrôle à $St_H=1.2$ (d).
 - Pour $\lambda=0.22$: sans contrôle (e), avec contrôle à $St_H=1.2$ (f).

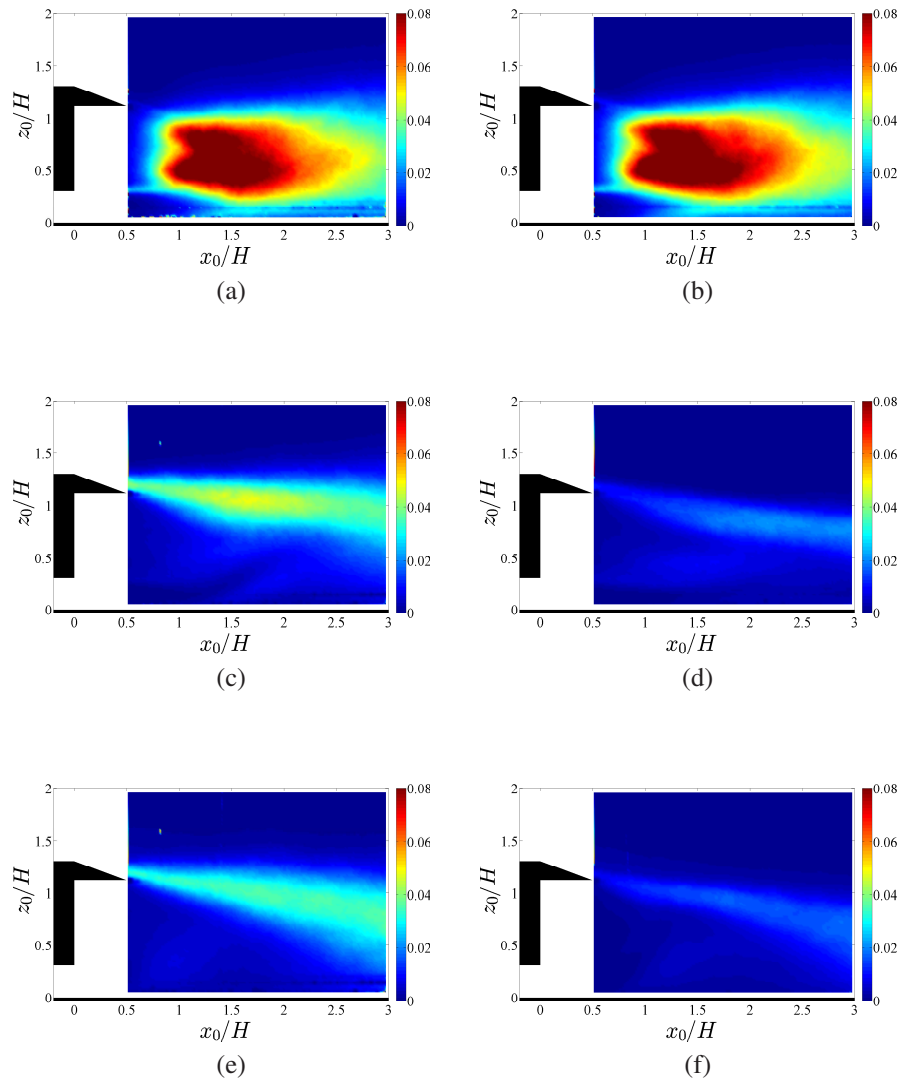


FIGURE 4 – Cartographie de l'énergie cinétique des fluctuations :

- Pour $\lambda=1$: sans contrôle (a), avec contrôle à $St_H=1.2$ (b).
- Pour $\lambda=0.44$: sans contrôle (c), avec contrôle à $St_H=1.2$ (d).
- Pour $\lambda=0.22$: sans contrôle (e), avec contrôle à $St_H=1.2$ (f).

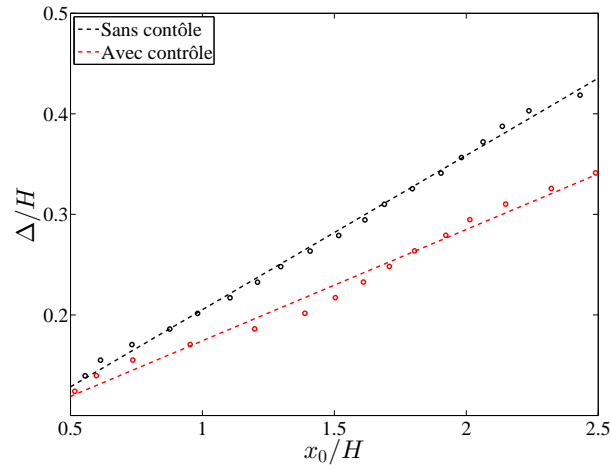


FIGURE 5 – Évolution de l'épaisseur de la couche de cisaillement supérieur.

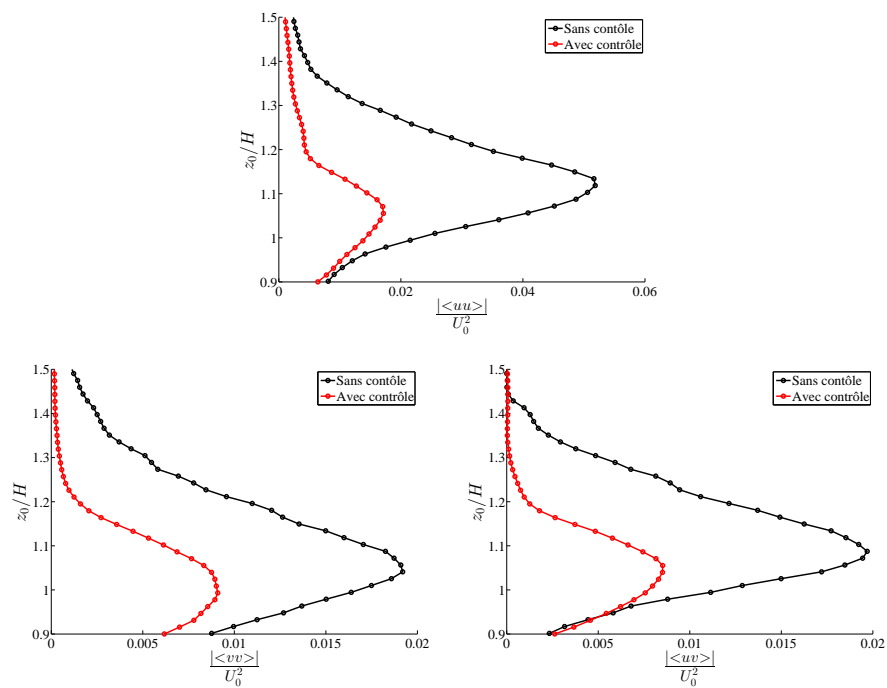


FIGURE 6 – Tensions de Reynolds en $x_0/H = 1$. -o- sans contrôle, -o- avec contrôle ($St_H=1.2$).

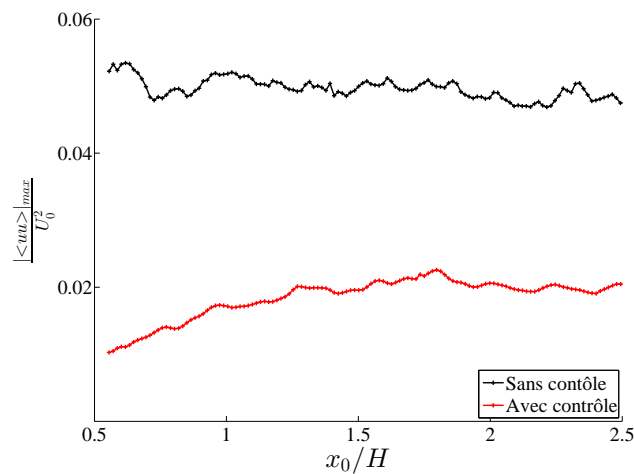


FIGURE 7 – Évolution du maximum des tensions de Reynolds $\langle uu \rangle$ en fonction de x_0/H

proche du bord de fuite du volet. Ce résultat suggère que les modifications apportées sur la croissance de la couche de mélange ont leur source juste en aval de la fente et au-dessus du volet. Une analyse plus détaillée des mécanismes de production et de dissipation turbulente dans cette zone au-dessus du volet doit permettre d'apporter des éléments complémentaires pour relier le taux de croissance Δ et les diminutions des tensions de Reynolds dans la couche de cisaillement en aval du volet à l'augmentation de C_p

4 Discussion des résultats

4.1 Écoulement non contrôlé - interaction avec le sol

Chaligné et al. ([6] et [7]) ont mis en évidence que le coefficient de pression C_p prend des valeurs qui peuvent fortement varier suivant d'une part la configuration géométrique (sans ou avec volet), mais également en fonction d'un paramètre de confinement géométrique G/H . Une variation de ce paramètre s'accompagne dans ces expériences également d'une variation du paramètre λ du fait des pertes de charge plus ou moins importantes sous l'obstacle. Grandemange et al. [8] montrent, pour un corps non profilé tridimensionnel, que le coefficient de pression est fonction d'un paramètre de forme W/H (largeur/hauteur) de l'obstacle et d'un paramètre réduit C^* qui est égal à G/H . Pour une valeur fixée du paramètre de forme, lorsque C^* passe de valeurs très faibles à des valeurs

plus élevées, le coefficient de pression C_p subit un saut entre deux valeurs typiques. Ces deux valeurs correspondent à des variations de topologie des lignes de courant de la bulle de recirculation, sans ou avec décollement et avec un ou plusieurs points selles situés au sol. La transition d'un état à l'autre est d'autant plus douce que le rapport de forme est élevé.

Dans le cadre du présent travail, même si la géométrie est bidimensionnelle, les résultats montrent que les valeurs de C_p au culot sont fixées également par le paramètre λ , G/H étant par ailleurs inchangé. Les valeurs extrêmes de C_p sont associées à des topologies de lignes de courant sans ou avec un ou plusieurs points selles au voisinage du sol comme pour Grandemange et al. [8]. Il en ressort que pour le cas d'un écoulement autour d'un corps non profilé tridimensionnel, lorsque l'on cherche à caractériser les valeurs de C_p représentatives de l'écoulement non contrôlé, le paramètre dynamique λ joue peut-être un rôle au moins aussi important que le seul paramètre géométrique G/H .

4.2 Actuation à haute fréquence

Plusieurs travaux récents sont consacrés à l'actuation haute fréquence, en vue de la réduction de traînée de corps non profilés (Barros et al. [9], Oxlade et al. [10]). Ces auteurs trouvent qu'un actuateur injectant une perturbation périodique, à une fréquence d'actionnement St_θ , basée sur l'épaisseur de quantité de mouvement θ très légèrement en amont de l'actionneur avant le décollement, plus élevée ($St_\theta = 0.284$ [9] - $St_\theta = 0.107$ [10]) que les fréquences naturelles associées aux instabilités de l'écoulement naturel non contrôlé, est susceptible de freiner la croissance des tensions de Reynolds dans la couche de cisaillement, ainsi que de diminuer le taux de croissance de l'épaisseur Δ . Corrélativement, une augmentation de C_p , et donc une diminution de la force de traînée, sont observées, sans que la relation de cause à effet soit néanmoins physiquement clairement établie.

Les auteurs remarquent par ailleurs une légère déflexion des lignes de courant au passage et au proche voisinage en aval de l'arête du culot ; Oxlade et al. [10] identifient une zone fortement dépressionnaire dans cette zone. Ce phénomène est d'une part lié à l'effet potentiel d'accélération au passage de l'arête et d'autre part au train de vorticités cohérentes injecté périodiquement par les jets pulsés ([7],[11]). Bien que dans le présent travail nous ne disposions pas de mesures de pression statique en paroi du volet, il est clair que dans le cas non contrôlé, le contour-

nement de l'arête du volet s'accompagne d'une forte dépression locale dans cette zone et d'une forte accélération de l'écoulement qui induit un amincissement de l'épaisseur de couche limite. Cet effet potentiel est particulièrement visible sur la Figure 8. L'adjonction d'un volet conduit donc, si l'écoulement reste attaché au volet, à des valeurs de θ nettement plus faibles que celles obtenues lorsque l'écoulement décolle du volet ou en l'absence de volet (culot droit). Les mesures de la Figure 9 montrent que la couche limite juste en avant le décollement dans le cas d'un culot droit représentatif d'une couche limite standard tandis que celle mesurée juste en amont de l'arête supérieure dans le cas avec volet est très amincie du fait de l'accélération du fluide. Par manque de résolution spatiale, il est difficile de déterminer θ avec précision ; une estimation grossière montre que cette dernière ne doit pas dépasser $0.5mm$ dans la présente étude, juste avant l'arête formée entre le toit et le volet. La fréquence d'actionnement réduite St_θ la plus élevée vaut donc ici $St_\theta = 5.10^{-3}$ pour $f_{act} = 300Hz$. Or cette fréquence n'est pas très élevée, au regard de fréquences naturelles de l'écoulement non contrôlé (sillage, couches de cisaillement) ce qui semble donc paradoxal comparé aux travaux de [9] et [10]. Dans le cas présent, se pose donc la question de la pertinence des échelles de longueur (H ou θ) et de vitesse (U_∞) pour caractériser les fréquences réduites d'actionnement qui permettent d'augmenter C_p par modification de la turbulence dans la couche de mélange.

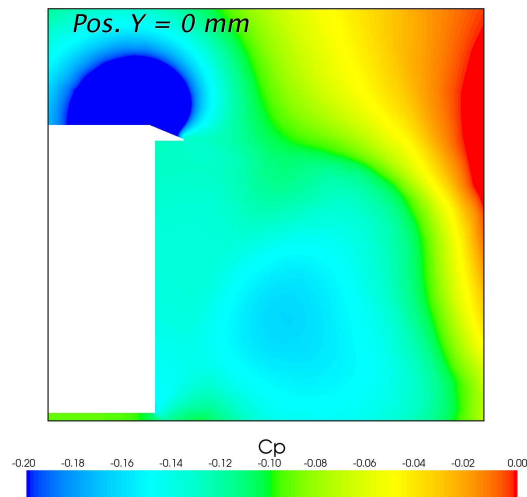


FIGURE 8 – Cartographie de la pression statique à proximité d'un volet déflecteur passif - Chacaton, Volvo, Private communication.

La forte dépression représentée en bleu s'accompagne d'une accélération et d'une deflexion du champ de vitesse par effet potentiel

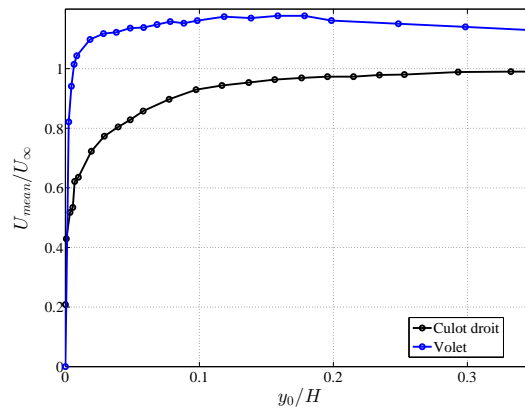


FIGURE 9 – Comparaison de profil de vitesse en $x_0/H = -0.02$ pour une géométrie à culot droit -o- et avec volet déflecteur de 20° -o-.

Conclusion

Cette étude expérimentale permet de mettre en évidence l'impact de la vitesse de soubassement sur la pression au culot sur un corps non profilé bidimensionnel pour une hauteur de soubassement fixé. En effet, pour une vitesse de soubassement semblable à U_∞ , un détachement tourbillonnaire alterné existe et le contrôle ne permet pas de modifier la topologie du sillage et en conséquence la pression au culot. De plus, lorsque la fréquence d'actionnement est proche de la fréquence du détachement tourbillonnaire cela a pour conséquence une diminution supplémentaire de la pression.

Lorsque le paramètre λ diminue en dessous d'une valeur comprise entre 0.4 et 0.5, le détachement tourbillonnaire alterné est supprimé. Le contrôle entraîne alors une forte diminution des fluctuations de vitesse et du taux de croissance de l'épaisseur de la couche de cisaillement supérieure. Les résultats semblent indiquer que les effets potentiels induits par le contournement de l'arête entre le toit et le volet modifient de façon très favorable les processus d'interaction entre l'écoulement incident et le jet pulsé lorsque la fréquence d'actionnement est suffisamment élevée. Ces mécanismes d'interaction retardent et amortissent l'amplification des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement et confèrent au proche sillage une plus grande "stabilité" contrairement à l'écoulement naturel. Il reste à relier l'augmentation du coefficient de pression C_p (10% pour $\lambda = 0.22$) à ce processus et d'explorer l'impact du contrôle actif pour des fréquences d'actionnement nettement plus élevées, typiquement pour $f_{act} > 600$.

Références

- [1] Zdravkovich M., *Flow Around Circular Cylinders*, Volume 1 : Fundamentals, 1997.
- [2] Taylor Z.J., Palombi E., Gurka R., Kopp G.A., *Features of the turbulent flow around symmetric elongated bluff bodies*, Journal of Fluids and Structures, pp. 250-265, 2011.
- [3] Shi L. L., Liu Y.Z., Sung H.J., *On the wake with and without vortex shedding suppression behind a two-dimensional square cylinder in proximity to a wall*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 492-503, 2010.
- [4] Nishino T., Robes G.T., *Absolute and convective instabilities of two-dimensional bluff-body wakes in ground effect*, European Journal of Mechanics B/Fluids 27, 539-551, 2008.
- [5] Henning L., Pastoor M., King R., Noack B.R., Tadmor Gilead, *Feedback control applied to the bluff body wake*, Active Flow Control, pp. 369 - 390, 2007.
- [6] Chaligné S., Castelain T., Michard M., Juvé D., *Active control of the flow behind two-dimensional bluff body in ground proximity*, C. R. Mécanique, Vol 341 : p.289-297, 2013.
- [7] Chaligné S., *Contrôle du sillage d'un corps non profilé - Application expérimentale à une maquette simplifiée de véhicule industriel*, Thèse de doctorat de l'Université de Lyon, 2013.
- [8] Grandemange M., Gohlke M., Cadot O., *Bi-stability in the turbulent wake past parallelepiped bodies with various aspect ratios and wall effects*, Physics of Fluids 25, 2013.
- [9] Barros D., Ruiz T., Borée J., Noack B.R., *Control of a three-dimensional blunt body wake using low and high frequency pulsed jets*, International Journal of Flow Control, Volume 6, Number 1, 2014.
- [10] Oxlade A.R., Morrison J.F., Qubain A., Rigas G., *High-frequency forcing of a turbulent axisymmetric wake*, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 770, pp. 305-318, 2015.
- [11] Béra, J.C., Michard M., Sunyach M., Comte-Bellot G., *Changing lift and drag by jet oscillation : experiments on a circular cylinder with turbulent separation*, European Journal of Mechanics B/Fluids 19, 575-595, 2000.