



HAL
open science

Caractérisation par grands champs PIV de la croissance transitoire de stries cohérentes à grande échelle forcées dans une couche limite turbulente

Cécile Pastor, Romain Mathis, Sébastien Cazin, Moïse Marchal, Carlo Cossu

► To cite this version:

Cécile Pastor, Romain Mathis, Sébastien Cazin, Moïse Marchal, Carlo Cossu. Caractérisation par grands champs PIV de la croissance transitoire de stries cohérentes à grande échelle forcées dans une couche limite turbulente. Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL 2016., ONERA, Sep 2016, Toulouse, France. hal-02869034

HAL Id: hal-02869034

<https://hal.science/hal-02869034>

Submitted on 15 Jun 2020

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.

Caractérisation par grands champs PIV de la croissance transitoire de stries cohérentes à grande échelle forcées dans une couche limite turbulente

Cécile Pastor¹, Romain Mathis², Sébastien Cazin¹, Moïse Marchal¹ et Carlo Cossu¹

Adresse1 Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Allée du Professeur Camille Soula, 31200 Toulouse

Adresse 2 Laboratoire de Mécanique de Lille, boulevard Paul Langevin, 59655 Villeneuve d'Ascq
Email auteur correspondant romain.mathis@univ-lille1.fr

Résumé

L'objectif de cette étude est de caractériser des stries cohérentes à grande échelle forcées artificiellement dans une couche limite turbulente. Le forçage est ici réalisé à partir de rangées de cylindres de diamètre d et d'espacement λ_z , avec un rapport fixe $\lambda_z/d = 4$. Les mesures de ces stries sont effectuées à l'aide d'un système PIV constitué de 3 cameras de manière à couvrir un large champ (0.34 m suivant z et 1.05 m suivant x) afin de pouvoir capturer l'étendue de ces grandes structures cohérentes. On montre que ces structures ont une croissance transitoire qui atteint un maximum à une distance $x \sim 4\lambda_z$ en aval de la rangée de cylindres, en accord avec une étude précédente.

1 Introduction

Les écoulements de paroi se retrouvent dans la plupart des applications industrielles. Notamment, la traînée induite par la couche limite représente la moitié de la consommation de carburant des avions et jusqu'à 90% pour les navires de commerce. Une réduction de la traînée de quelques pourcents représenterait un enjeu économique majeur et des bénéfices directs pour l'environnement en termes de réduction d'émissions de CO_2 .

Récemment, il a été mis en évidence que les grandes échelles de la turbulence de paroi influencent significativement les petites structures très proches de la paroi responsables de la traînée. Cet effet augmente avec le nombre de Reynolds [7]. Ces structures à grande échelle se présentent sous la forme de régions de haute et de basse vitesse longitudinale, alternées dans la direction transverse à l'écoulement (stries, ou *streaks* en anglais). A grand nombre de Reynolds, pour des gammes d'applications industrielles, ces stries à grande échelle pourraient avoir un rôle prépondérant dans la réduction de la traînée. Ainsi, de nouvelles stratégies de contrôle de la couche limite sont apparues à l'échelle macroscopique des grandes échelles, à défaut d'essayer de contrôler les petites échelles difficilement atteignables de part leur taille microscopique. Il a notamment été montré que les stries à grande échelle de la turbulence de paroi peuvent survivre même sans les stries à petite échelle [4,6] comme précédemment envisagé. Cette capacité à se sustenter a été reliée à la capacité de ces structures à grande échelle de pouvoir extraire de l'énergie de l'écoulement moyen par un processus d'amplification transitoire « cohérent » [1,11,4]. Le forçage artificiel de ces stries à grande échelle peut alors être utilisé pour réduire la traînée turbulente [10,12]. Il a été montré [9] que les stries à grande échelle peuvent être forcées expérimentalement à des longueurs d'onde transverses plus grandes que celles des stries à grande échelle naturelles. Toutefois ces premiers résultats étaient limités à des nombres de Reynolds relativement bas.

Dans cette étude nous reproduisons ces premiers résultats et vérifions s'ils s'appliquent à des nombres de Reynolds plus élevés que ceux précédemment considérés. Un des enjeux importants est ici incarné par les problèmes de résolution spatiale. En effet, ces stries à grande échelle ont une longueur d'onde transverse de plusieurs épaisseurs de couche limite et s'étendent sur des distances de l'ordre de dix longueurs d'ondes transverses, ce qui correspond à plusieurs dizaines d'épaisseurs de couche limite. Ces caractéristiques nécessitent donc des champs de mesure PIV relativement larges afin de visualiser entièrement ces grandes structures mais aussi de capturer

correctement la croissance transitoire qui atteint généralement un maximum aux alentours de 4 à 5 fois la longueur d'onde transversale des stries.

2 Dispositif expérimental

Cette étude a été réalisée dans la soufflerie S2 de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Il s'agit d'une soufflerie subsonique à circuit fermé, avec une vitesse nominale allant de 1 à 38 m/s. La veine d'essais de section carrée 0.5 m x 0.5 m, mesure 2 m de long. Elle est précédée d'un convergent de rapport de contraction 6.50. La dérive thermique de l'écoulement est typiquement inférieure à 1 °C/heure après stabilisation. Des études préliminaires par anémométrie fil chaud ont montré que le taux de turbulence de l'écoulement libre est inférieur à 1%. Pour les besoins de l'étude, le déclenchement de la couche limite turbulente sur la paroi inférieure est réalisé à l'aide d'un papier de verre de grain P40 et de dimensions 500 mm x 50 mm, positionné à l'entrée de la veine d'essais. Dans cette étude, les axes x, y et z dénoteront respectivement la direction de l'écoulement, la direction normale à la paroi et la direction transverse. Les composantes de vitesses dans ce système de coordonnées seront notées u, v et w.

Les profils verticaux de vitesse longitudinale $U(y)$ ont été obtenus par anémométrie fil chaud. La sonde fil chaud de type DANTEC 55P15 et de diamètre 5 μm est conditionnée à température constante à l'aide d'un anémomètre AA Lab Systems AN-1003 utilisant un coefficient de surchauffe de 1.8. Les mesures du champ de vitesse (u, w) dans le plan parallèle à la paroi (x, z) ont été réalisées par *Particle Image Velocimetry* (PIV). Ce plan horizontal est situé à $y = 9.5$ mm de la paroi, correspondant à la demi-hauteur des cylindres, décrits ci-dessous. Le système PIV utilisé est constitué d'un laser Spectra Physics Quanta Ray double cavités produisant un faisceau laser à une longueur d'onde de 532 nm et délivrant une puissance de 400 mJ par cavité, pour une fréquence fixe de 10 Hz. Il est associé à trois caméras CCD 14-bits PCO 2000 de résolution 2048 x 2048 équipées de lentille Nikkor de 105 mm permettant d'obtenir un champs de vision de 0.35 m x 1.05 m. Le tout est piloté par le logiciel Camware de chez PCO. L'écoulement a étéensemencé avec des particules de glycérine de diamètre moyen de 0.1 μm . L'acquisition des champs de vitesse a été effectuée à 5 Hz, pour un total de 1575 champs de vitesse instantanée. Ceci nous permet de converger les vitesses moyennes à moins de 0.5% et les r.m.s. à moins de 1%. Les données PIV ont été traitées par le logiciel Davis de Lavision. Un pré-traitement par soustraction du minimum d'intensité obtenu sur une moyenne glissante de 21 images est utilisé pour réduire les effets de bruit de fond. Les champs de déplacement sont ensuite obtenus par une méthode de corrélation croisée à 3 passes, avec des fenêtres adaptatives d'interrogation de 64 x 64 à 24 x 24 pixels, avec un recouvrement de 50% x 50%. Les vecteurs faux sont filtrés en utilisant un seuil minimum du rapport entre le premier et second pic de corrélation de $Q = 1.4$, associé à un filtre médian. Ils sont ensuite remplacés, si possible, par interpolation avec les vecteurs voisins. Les comparaisons des vitesses longitudinales moyennes et r.m.s obtenues par PIV et mesures fil chaud à même hauteur, i.e. $y = 9.5$ mm, montrent une différence de 1 à 3% selon le cas considéré.

3 Configurations de forçage et cas de référence

Le forçage des stries longitudinaux à grande échelle est réalisé à l'aide de cylindres régulièrement distribués dans la direction transverse z, à la position longitudinale $x_0 = 0.85$ m. A noter que x_0 correspond au bord de fuite des cylindres. Cette configuration, similaire à celle utilisée dans [9], permet de générer des paires de tourbillons longitudinaux contra-rotatifs d'égale circulation. Les études précédentes [1,2] ont montré que la hauteur optimale k des cylindres pour la génération de stries longitudinaux correspond à $k/\Delta \sim 0.28$, où $\Delta = \delta^* U_e / u_\tau$ est l'épaisseur de Rotta-Clauser mesurée à l'emplacement des cylindres sans forçage. Le rapport optimal correspondant, entre l'espacement des cylindres λ_z et leur diamètre d, est $\lambda_z/d = 4$. Différentes distributions de cylindres ont été testées. La longueur d'onde λ_z entre les cylindres a été choisie de façon à couvrir toute l'envergure ($W = 500$ mm) de la veine d'essais, i.e. $\lambda_z = W/N$, où N est le nombre d'espacements inter-cylindre. Chaque configuration N est constituée d'un demi-cylindre placé sur chacune des parois latérales et de N-1 cylindres placés au centre de la veine. Les caractéristiques des différentes distributions de cylindres utilisées sont reportées dans le tableau 2.

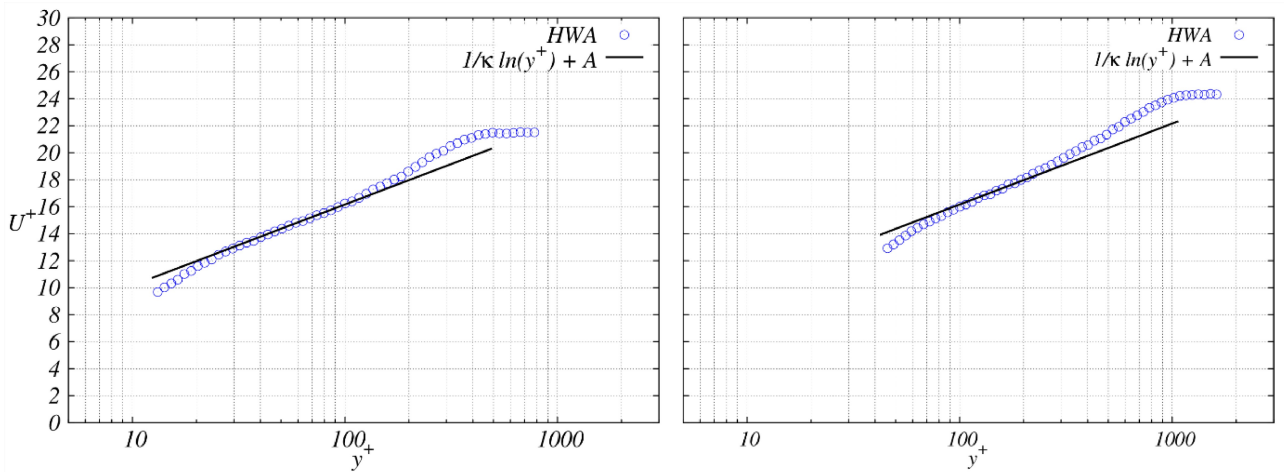


Figure 1: Profils de vitesse longitudinale moyenne $U^+ = U/u_\tau$ des couches limite de référence pour le cas à 7 m/s ($Re_\theta = 1000$, droite) et à 18 m/s ($Re_\theta = 2570$, gauche).

N	λ_z (mm)=W/N	d (mm)	k (mm)	λ_z/d
03	166.7	41.7	19	4
04	125.0	31.3	19	4
05	100.0	25.0	19	4
06	83.3	20.8	19	4
07	71.4	17.9	19	4

Table 1: Paramètres des différentes configurations de rangées de cylindres

Re_θ	x (mm)	U_e (m/s)	u_τ (m/s)	δ^* (mm)	θ (mm)	H	Δ (mm)	$\Delta_\theta = \theta U_e / u_\tau$ (mm)	k/ Δ	k/ Δ_θ
1000	850	6.9	0.29	2.88	2.13	1.35	67.9	50.3	0.28	0.38
2570	850	18.3	0.69	2.69	2.08	1.30	71.8	55.4	0.26	0.34

Table 2: Conditions expérimentales

Les couches limites à $x_0 = 0.85$ m ont été initialement caractérisées en absence de forçage par anémométrie fil chaud et sont reportées dans la figure 1. Le nombre de points de mesure est suffisants pour en déduire les épaisseurs intégrales de déplacement et de quantité de mouvement. La vitesse de frottement a été obtenue, par régression linéaire de type Clauser, à partir des points expérimentaux situés dans la région logarithmique, illustrée sur la figure 1. Leurs caractéristiques principales sont reportées dans le tableau 1.

L'homogénéité transversale de la couche limite sans forçage, en aval des cylindres, a été vérifiée à l'aide des mesures PIV réalisées dans la région logarithmique de la couche limite, à $y = 9.5$ mm, correspondant à $y^+ = y u_\tau / \nu = 180$ et 440, respectivement pour $Re_\theta = 1000$ et 2570. Les variations de vitesse moyenne observées dans la direction transversale sont inférieure à 2% sur toute l'étendue du champ de mesure.

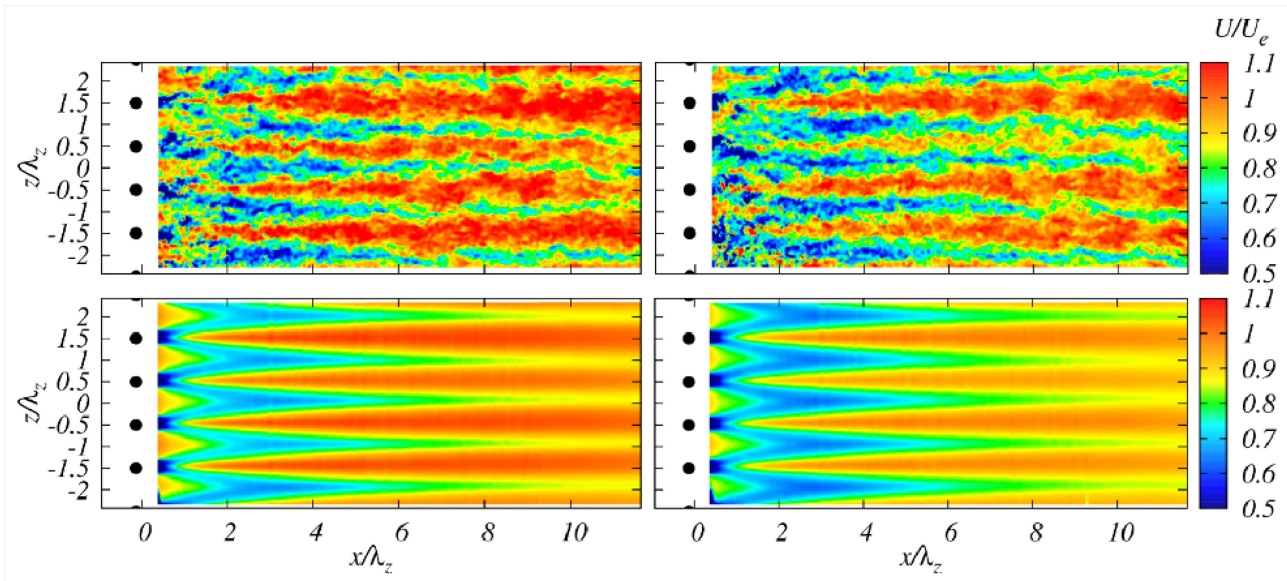


Figure 2: Champs de vitesse longitudinale instantanée (en haut) et moyenné sur 1575 champs (en bas) pour le cas $N = 6$ à $Re_\theta = 1000$ (gauche) et celui à $Re_\theta = 2570$ (droite).

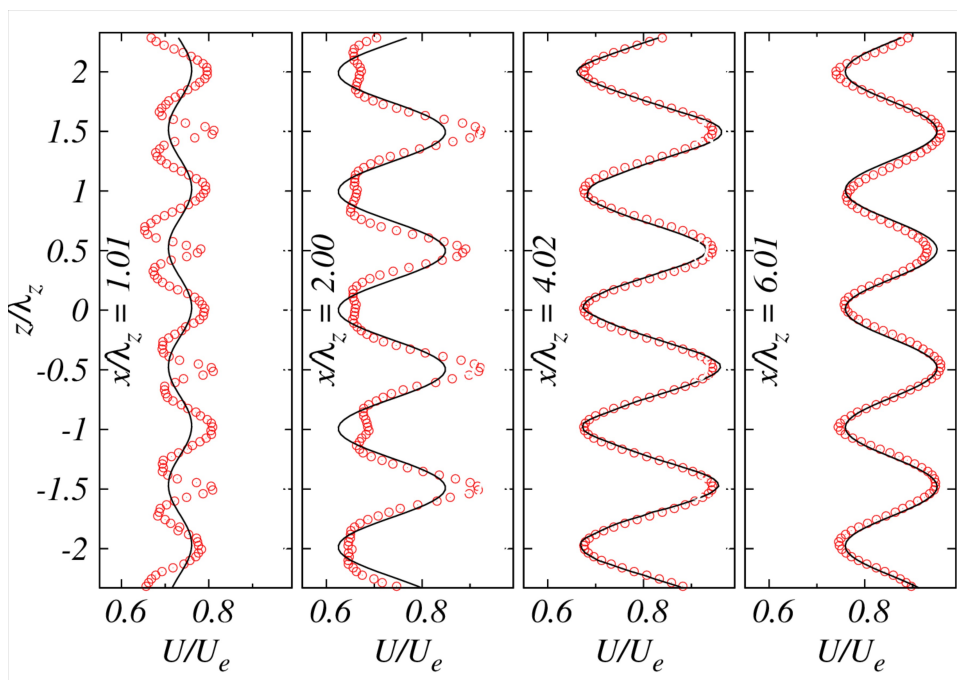


Figure 3: Profils transverse de la vitesse longitudinale moyenne du cas $N = 7$ aux stations longitudinales $x/\lambda_z = 1, 2, 4$ et 6 (de gauche à droite) pour le cas à $Re_\theta = 2570$; Symboles : points de mesure; Lignes : meilleure approximation sinusoïdale.

4 Résultats et analyse

L'examen des champs de vitesse longitudinale mesurés dans le plan horizontal à demi-hauteur des cylindres ($y = k/2$) confirme que les rangées de cylindres forcent effectivement des stries cohérentes à grande échelle. Ces stries sont clairement identifiable tant sur les champs instantanés que sur ceux moyennés, comme montré en figure 2. Dans les champs instantanés on observe une oscillation sinusoïdale des stries, qui est s'accroît lorsque le nombre de Reynolds augmente.

L'évolution des stries moyennes rappelle fortement celle observée pour les stries générées de la même façon dans une couche limite laminaire [2] : la région proche des cylindres ($x < 4d$, et donc $x/\lambda_z < 1$) est dominée par le sillage des cylindres et on y remarque une zone à basse vitesse en aval des cylindres et une zone à haute vitesse entre les cylindres. Plus en aval ($x/\lambda_z > 1$), la zone de proche sillage laisse place à une région où les tourbillons moyens quasi-longitudinaux induisent la croissance de stries à haute vitesse alignées avec les cylindres et de stries à basse vitesse en aval de l'entre-cylindres. Il y a donc un inversement des zones à haute et à basse vitesse entre la région de proche sillage des cylindres et l'écoulement aval lointain. Toujours en analogie avec le cas laminaire, les profils transversaux de vitesse longitudinale sont complexes dans la région amont caractérisée par le déclin des sillages des cylindres ($x/\lambda_z \sim 1$) et la naissance de la zone de stries, mais développent une forme presque sinusoïdale plus en aval, comme montré dans la figure 3. Dans la région aval les profils transversaux de vitesse $U(x,z)$ à x donné peuvent donc être approximés par une fonction du type :

$$U(x,z) \sim U_m(x) + A_s(x)U_e \sin[2\pi(z-z_0)/\lambda_z] \quad (1)$$

En déterminant par une méthode des moindres carrés les paramètres U_m , A_s et z_0 à chaque position longitudinale x , on peut estimer l'évolution longitudinale de l'amplitude des stries $A_s(x)$ dans le plan de mesure considéré [3]. Comme montré en figure 3 l'approximation sinusoïdale perd progressivement de sa précision en se rapprochant des cylindres amont. Ceci est attendu car les effets de sillage sont liés au diamètre d des cylindres et non pas à leur espacement λ_z , induisant un forçage des harmoniques transverses supérieures dans la région amont. Afin de quantifier la précision de l'estimation $A_s(x)$, nous introduisons une deuxième mesure de l'amplitude des stries en calculant en chaque position longitudinale x la variance $E(x)$ du signal $U(x,z)$. $E(x)$ est la déviation quadratique moyenne de $U(x,z)$ par rapport à la moyenne $U_m(x)$ calculée dans la direction transverse z . Nous définissons ensuite une amplitude de stries quadratique moyenne par :

$$A_{rms}(x) = [2E(x)]^{1/2}/U_e \quad (2)$$

Cette nouvelle mesure inclut l'effet de toutes les harmoniques transverses et coïncide avec A_s dans le cas d'un profil transverse de vitesse $U(z)$ purement sinusoïdal. Les courbes $A_s(x)$ et $A_{rms}(x)$ sont reportées sur la figure 4 pour les deux nombres de Reynolds considérés. Pour tous les cas considérés, allant de trois à sept longueurs d'onde transverses dans la veine d'essais, les courbes présentent une croissance rapide vers un maximum suivi d'une relaxation plus lente vers l'aval. Comme attendu, les courbes $A_s(x)$ et $A_{rms}(x)$ diffèrent dans la région de sillage, mais sont très proches dans la région aval où les profils transversaux de vitesse sont quasi-sinusoïdaux. Ceci est notamment le cas pour la position longitudinale où le maximum d'amplitude des stries est atteint. L'amplitude maximale des stries ainsi que sa position longitudinale ne sont donc pas sensibles à la définition d'amplitude utilisée.

Comme déjà remarqué dans une précédente étude [9], la position du maximum de l'amplitude des stries moyennes apparaît de plus en plus en aval lorsque la longueur d'onde transverse λ_z des stries augmente. En figure 5, ces courbes d'amplitude sont normalisées dans la direction longitudinale par λ_z et l'amplitude $A_s(x)$ par le maximum $A_{s,max}(x)$ de chaque cas considéré. Cette normalisation fait apparaître une grande similitude entre les différentes évolutions et met notamment en évidence que l'amplitude maximale des stries est atteinte à une position comprise entre trois et quatre longueurs d'onde transverses en aval des cylindres. Dans les cas d'étude considérés ici, on observe que les amplitudes maximales des stries sont comprises entre 10% et 16% de la vitesse extérieure U_e . Nous observons une augmentation de l'amplification maximale des stries lorsque la longueur d'onde transverse diminue, approchant une asymptote pour les plus petites longueurs d'onde. La longueur d'onde la plus amplifiée observée dans notre étude correspond donc à la plus petite considérée ($\lambda_z = 71.4\text{mm}$, cas N = 7), tant pour le cas à $Re_\theta = 1000$ que pour celui à $Re_\theta = 2570$. Cette longueur d'onde la plus amplifiée est reportée dans le tableau 3 en termes d'épaisseurs caractéristiques de la couche limite.

Re_θ	Etude	λ_z (mm)	λ_z/δ^*	λ_z/θ	λ_z/Δ	λ_z/Δ_θ
1000	Présent	71.4	24	33	1.05	1.42
2570	Présent	71.4	26	34	0.99	1.29
750	Pujals et al. [9]	33	41	60	2.1	2.98

Table 3: Correspondance de la longueur d'onde la plus amplifiée ($\lambda_z = 71.4$ mm, cas $N = 7$) en termes d'épaisseurs caractéristiques de couche limite

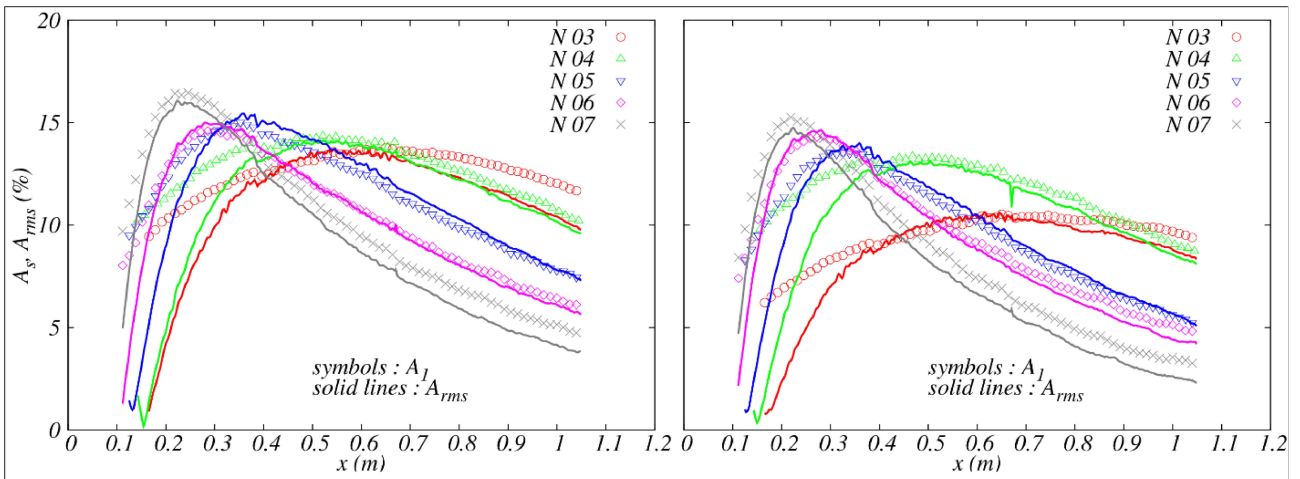


Figure 4: Evolution longitudinale des amplitudes $A_s(x)$ (lignes) et $A_{rms}(x)$ (symboles) des stries pour le cas à $Re_\theta = 1000$ (gauche) et celui à $Re_\theta = 2570$ (droite) et pour les différentes longueurs d'onde transverses de forçage (cas listés dans le tableau 1).

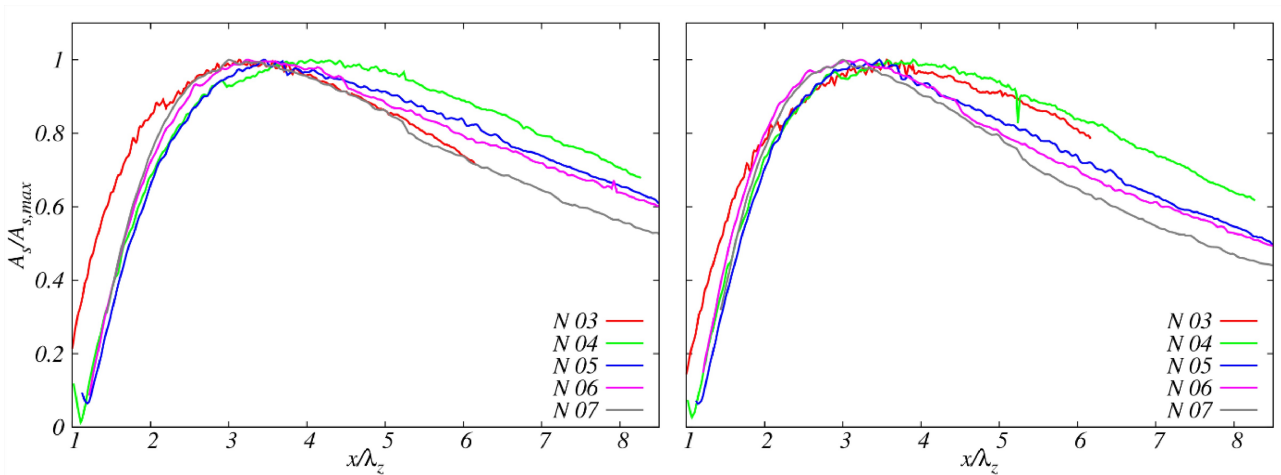


Figure 5: Evolution des amplitudes normalisées $A_s(x)/A_{s,max}$ en fonction de la position longitudinale normalisée x/λ_z pour le cas à $Re_\theta = 1000$ (gauche) et celui à $Re_\theta = 2570$ (droite).

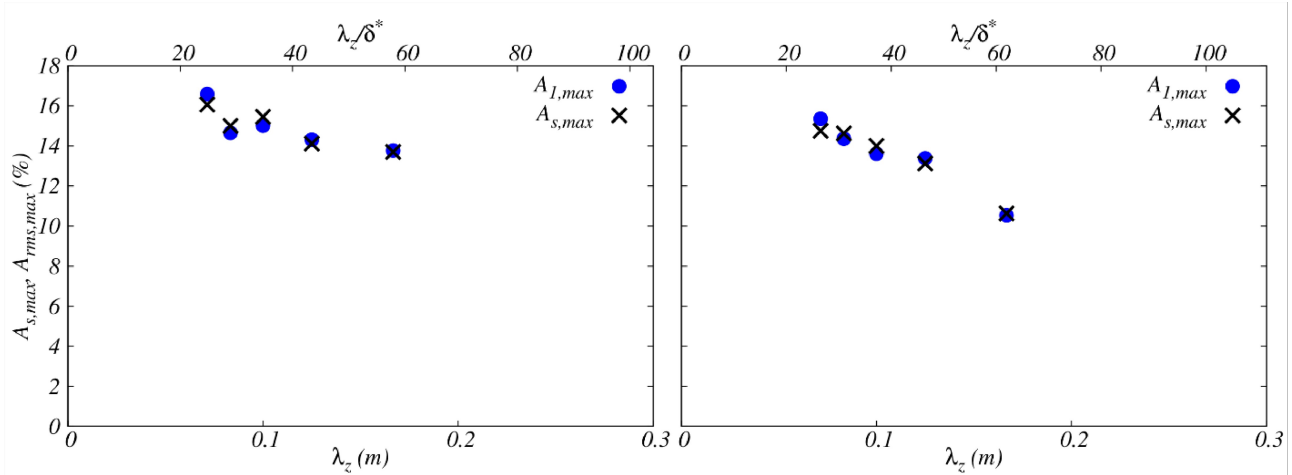


Figure 6: Dépendance des amplitudes maximales des stries en fonction de la longueur d'onde transverse forcée pour le cas à $Re_\theta = 1000$ (gauche) et celui à $Re_\theta = 2570$ (droite).

5 Discussion

Une étude de stries à grande échelle a été menée par PIV en mesurant, à l'aide de 3 caméras synchrones, des champs de vitesse très étendus spatialement dans une couche limite turbulente dans la soufflerie S2 de l'IMFT. Les stries ont été forcées à l'aide de rangées de cylindres immergés dans la couche limite et equi-espacés dans la direction transverse à l'écoulement.

Les résultats de cette étude confirment expérimentalement l'existence d'une amplification spatiale transitoire d'énergie de stries cohérentes à grande échelle dans une couche limite complètement turbulente à des nombres de Reynolds $Re_\theta = 1000$ et $Re_\theta = 2570$. Ces résultats confirment aussi que les courbes d'amplification peuvent, en première approximation, être mises à l'échelle en termes de longueur d'onde transverse des stries. On observe ainsi que l'amplitude maximale des stries est atteinte entre trois et quatre longueurs d'onde transverses en aval de la rangée de cylindres générant les stries. Cette valeur est légèrement inférieure à celle trouvée par Pujals *et al.* [9] ($x_{max} \sim 4 - 5\lambda_z$). Ceci peut probablement être expliqué par le fait que les amplitudes maximales des stries que nous mesurons, de l'ordre de 10% à 16% de la vitesse extérieure U_e , sont plus élevées que celles atteintes dans l'étude de Pujals *et al.* ($0.04U_e - 0.12U_e$). Dans le cas d'amplitudes élevées, [8] ont précédemment observés le même comportement avec des valeurs maximales atteintes plus en amont.

Malgré toutes les similitudes avec les résultats de Pujals *et al.* [9], des différences quantitatives apparaissent sur la valeur de la longueur d'onde la plus amplifiée quand elle est adimensionnée en termes d'épaisseurs caractéristiques de la couche limite. Les valeurs que nous trouvons, reportées dans le tableau 3, correspondent approximativement à la moitié de celles observées par Pujals *et al.* [9]. Les raisons possibles de cette différence peuvent s'expliquer par le fait que les amplitudes des stries que nous mesurons sont plus grandes, et/ou que le rapport entre la longueur d'onde la plus amplifiée et la largeur de la veine d'essais est plus petite. Des mesures complémentaires sont en cours afin d'explorer ces diverses hypothèses.

6 Références

- [1] C. Cossu, G. Pujals, and S. Depardon. Optimal transient growth and very large scale structures in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 619 :79–94, 2009.
- [2] J. Fransson, L. Brandt, A. Talamelli, and C. Cossu. Experimental and theoretical investigation of the non-modal growth of steady streaks in a flat plate boundary layer. *Phys. Fluids*, 16 :3627–3638, 2004.
- [3] M. Hollands and C. Cossu. Adding streaks in the plane Poiseuille flow. *C.R. Mécanique*, 337 :179–183, 2009.

- [4] Y. Hwang and C. Cossu. On a self-sustained process at large scales in turbulent channel flow. *Phys. Rev. Lett.* 105 :044505, 2010.
- [5] Y. Hwang and C. Cossu. Linear non-normal energy amplification of harmonic and stochastic forcing in turbulent channel flow. *J. Fluid Mech.*, 664 :51–73, 2010.
- [6] Y. Hwang and C. Cossu. Self-sustained processes in the logarithmic layer of turbulent channel flows. *Phys. Fluids*, 23 :061702, 2011.
- [7] R. Mathis, N. Hutchins, and I. Marusic. Large-scale amplitude modulation of the small-scale structures in turbulent boundary layers. *J. Fluid. Mech.*, 628 :311–337, 2009.
- [8] J. Park, Y. Hwang, and C. Cossu. On the stability of large-scale streaks in turbulent Couette and Poiseuille flows. *C. R. Méc.* 339 :1–5, 2011.
- [9] G. Pujals, C. Cossu, and S. Depardon. Forcing large-scale coherent streaks in a zero pressure gradient turbulent boundary layer. *J. Turb.*, 11(25) :1–13, 2010.
- [10] G. Pujals, S. Depardon, and C. Cossu. Drag reduction of a 3D bluff body using coherent streamwise streaks. *Exp. Fluids*, 49(5) :1085–1094, 2010.
- [11] G. Pujals, M. Garcia-Villalba, C. Cossu, and S. Depardon. A note on optimal transient growth in turbulent channel flows. *Phys. Fluids*, 21 :015109, 2009.
- [12] A. P. Willis, Y. Hwang, and C. Cossu. Optimally amplified large-scale streaks and drag reduction in the turbulent pipe flow. *Phys. Rev. E*, 82 :036321, 2010.