

Mesure volumique par tomo-PIV d'un écoulement dans un canal turbulent de surface libre derrière une grille

Riadh Ben Salah¹, Thomas Earl², Lionel Thomas¹, Benoit Tremblais³,
Steve Cochard², Laurent David¹

¹ Institut PPRIME UPR 3346 CNRS

Bât. SP2MI, Téléport 2, Bvd Marie et Pierre Curie, BP 30179
86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex

² Université de Sydney, School of Civil Engineering (Shepherd St Bld J05)
NSW 2008, Australie

³ Département XLIM-SIC UMR 6172 CNRS/Université de Poitiers,
Bât. SP2MI, Téléport 2, Bvd Marie et Pierre Curie, BP 30179
86962 Futuroscope Chasseneuil Cedex
lionel.thomas@univ-poitiers.fr

Résumé

La mesure directe de la dissipation dans les écoulements n'est pas possible mais les nouvelles techniques de mesure volumique comme la tomo-PIV permettent de calculer le tenseur des gradients de vitesse et par la même la dissipation instantanée. Cet article présente des mesures de vitesse par tomo-PIV d'un écoulement à surface libre pour un nombre de Reynolds de 36000 dans un canal incliné à l'aval d'un assemblage de grilles. La faisabilité des mesures est réalisée et deux configurations de grilles sont comparées. On montre notamment que la dissipation n'est pas homogène et isotrope dans la région de l'écoulement mesurée.

1 Introduction

Les techniques de mesure de la turbulence générée derrière une grille régulière ont fortement évolué au cours du temps, les origines remontant à l'utilisation de l'anémomètre à fil chaud et aux travaux de Taylor (1935)[9] sur la théorie statistique de turbulence. Longtemps, ces techniques sont restées limitées aux mesures ponctuelles (comme également la LDV). Le taux de dissipation était alors obtenu indirectement sur la base d'hypothèses de turbulence homogène et isotrope. Ces techniques sont généralement résolues en temps, ce qui permet d'étudier les grandeurs physiques dans l'espace spectral.

Avec l'avancée de la vélocimétrie par image de particules (PIV), il est devenu possible, en mesurant deux composantes du champ de vitesse, de vérifier l'anisotropie des flux turbulents (voir Cardesa *et al* (2011) [3]) ou la loi de décroissance en $-5/3$ (voir Fayolle *et al* (1998) [5]). Des études semblables ont été réalisées par Lavoie *et al* (2007) [7] en utilisant la stéréo-PIV (3C-2D). Pour que ces techniques fonctionnent, et pour calculer les tenseurs gradient de vitesse instantanée pour obtenir la dissipation d'énergie, des hypothèses doivent être faites sur l'isotropie de l'écoulement.

Avec l'apparition de la technique de la tomographie par image de particule (Tomo-PIV) (Elsinga *et al* (2006) [4]), il est devenu possible d'obtenir des champs de vitesse volumétriques et donc les 9 composantes des tenseurs du gradient de vitesse. Le principe est détaillé dans la partie 3. Toutefois,

comme dans la technique de PIV2D, il existe des limites spatiales en raison de la taille de la fenêtre d'interrogation des mesures PIV (voir par exemple Foucaut *et al* (2004) [6]; Lavoie *et al* (2007) [7]). Récemment Worth *et al.* (2010) [12] et Buchmann *et al* (2010) [2] ont utilisé la technique de la Tomo-PIV pour mesurer la turbulence générée derrière une grille.

Dans cet article, une description détaillée de l'expérience réalisée avec cette technique, appliquée à un écoulement turbulent à surface libre, derrière une grille, dans un canal turbulent, pour un nombre de Reynolds d'environ 36000, est présentée. Les résultats de cette expérience sont ensuite illustrés et une comparaison est effectuée pour deux configurations de grilles.

2 Montage expérimental et technique de mesure

L'expérience a été réalisée dans un canal de longueur 5000 mm composé de 4 sections de taille 520x304 mm² avec une longueur de 750 mm chacune. Le liquide utilisé est de l'eau douce dont la température varie entre 12.5 °C et 17.1 °C. Le débit de l'écoulement est fixé à 34 l/s et la pente du canal est ajustée selon les cas d'étude. Un schéma du montage expérimental est montré sur la figure 1. Les mesures ont été prises au niveau de la section 3 ce qui permet le bon établissement de l'écoulement et des conditions d'équilibre entre chaque bassin. La figure 2 précise le positionnement du volume de mesure (ROI) dans le bassin. Celui-ci est orienté selon le repère terrestre (O,x,y,z).

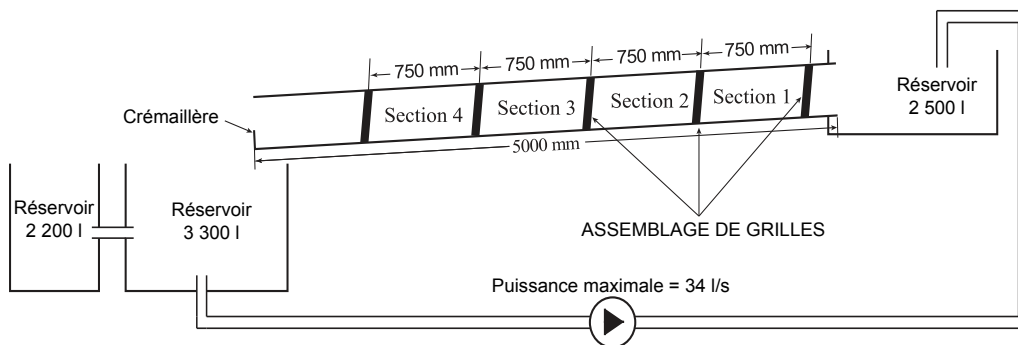


FIGURE 1 – Montage expérimental.

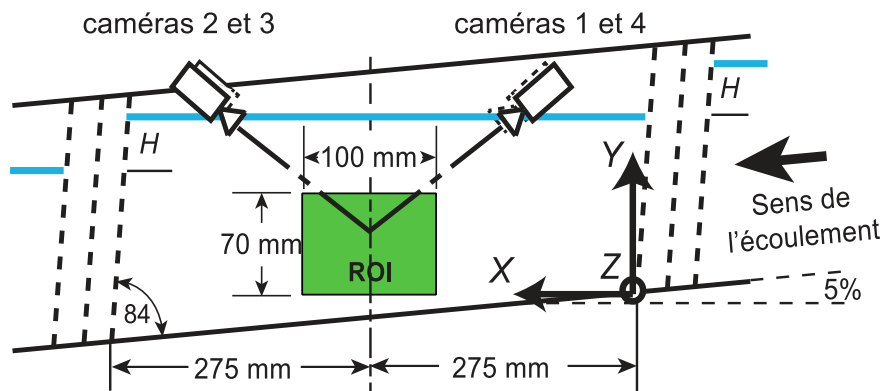


FIGURE 2 – Détails de la section 3 où a été réalisée la mesure, et positionnement du volume de mesure.

Pour générer la turbulence, quatre types de configurations et quatre assemblages de grilles ont été considérés (voir figure 4) : soit deux grilles G_i associées, soit un assemblage de plaques verticales (PL1 60-45 et PL2 90-90). Les grilles, G_i ont des ouvertures carrées régulièrement réparties, avec un rapport de solidité (rapport de la section solide à la section totale) de 30,5% pour G_1 et G_3 et de 49%

pour G2 et G4 (4). Pour les deux premières configurations (G1G2 et G3G4), l'inclinaison du canal a été fixée à 5% (2,9°). Quant aux deux autres configurations (PL1 et PL2), l'inclinaison a été fixée à 1,3% (0,7°).

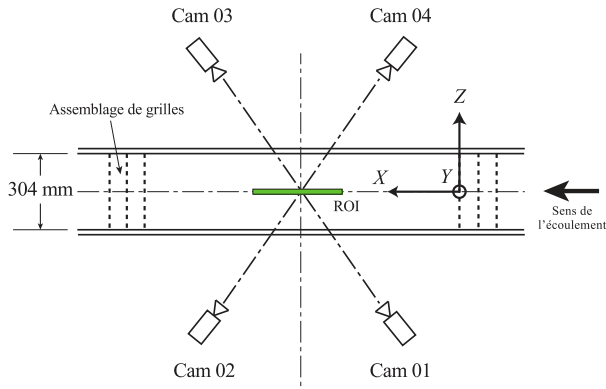


FIGURE 3 – Vue de dessus du montage et positionnement des caméras.

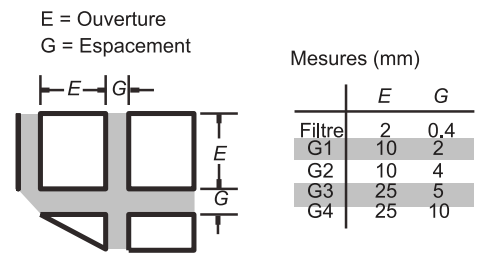


FIGURE 4 – Caractéristiques géométriques des grilles.

La technique de la Tomo-PIV a été utilisée pour mesurer les caractéristiques turbulentes de l'écoulement. Pour ceci, des particules de polyamide de diamètre moyen d'environ $56 \mu\text{m}$ ont été ajoutées à l'eau pour atteindre un nombre de particules par pixel (ppp) de l'ordre de 0,05 avec une vitesse moyenne de 0,4 m/s. Une portion du volume de l'écoulement de taille $100 \times 70 \times 15 \text{ mm}^3$ a été éclairée par un laser Quantel Twins CFR ND :YAG de puissance maximale égale à 180 mJ par impulsion. Un ensemble de lentilles concaves, convexes et cylindriques a été utilisé pour modeler le faisceau laser et former la nappe de lumière d'une épaisseur égale à 15 mm, comme indiqué sur la figure 5.

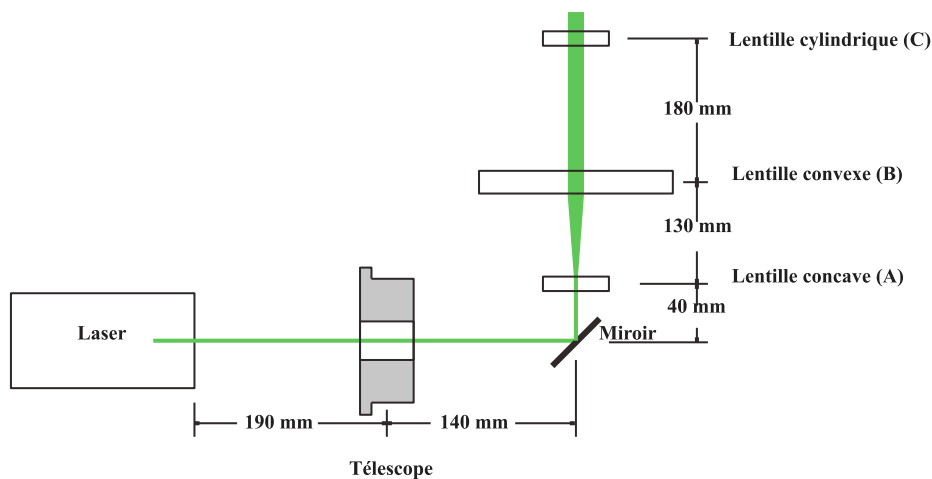


FIGURE 5 – Montage optique pour réaliser la nappe laser épaissie.

La lumière diffusée par les particules a été capturée par 4 caméras numériques de haute résolution ($1600 \times 1200 \text{ pixels} \times 8 \text{ bits}$) suivant des angles d'observation de 20° . Pour chaque caméra, un objectif de diamètre 50 mm et un filtre optique passe-bande centré sur 532 nm ont été utilisés. L'ouverture de chaque objectif a été fixée à f22. Enfin, un réglage de Scheimflug a été appliqué afin d'aligner le volume de mesure à la zone de netteté. La calibration volumique a été réalisée en utilisant une mire de calibration de taille $30 \times 30 \text{ mm}^2$ contenant des points blancs sur un fond noir avec une distance de 15 mm entre les points. La mire a été déplacée par pas de 3 mm, dans tout le volume de mesure (plans $Z_{\min} = -19,5 \text{ mm}$ à $Z_{\max} = 8,5 \text{ mm}$ pour les caméras 1 et 2 et de $Z_{\min} = -9 \text{ mm}$ à $Z_{\max} = 21 \text{ mm}$ pour les

caméras 3 et 4). Le modèle de caméra utilisé est le modèle de Soloff *et al* (1997) [8]. Ainsi, 2500 paires d'images par caméra ont été acquises à une fréquence de 5Hz.

3 Traitement des données

Pour cette expérience, la tomo-PIV a été utilisée, car elle permet d'accéder aux trois composantes de la vitesse dans un volume, et donc au tenseur du gradient de vitesse. Cette technique a été proposée par Elsinga *et al* (2006)[4]. Le principe de base est d'enregistrer, avec des caméras, quelques images d'un volume de fluide ensemencé en particules et éclairé par une nappe laser épaisse à deux instants rapprochés. À partir de là, l'idée est de reconstruire la répartition volumique d'intensité lumineuse dans le volume et de corrélérer les deux volumes pour déduire le déplacement le plus probable de groupes de particules. Plusieurs méthodes existent dans la littérature pour reconstruire les volumes de particules, mais étant donné le faible nombre de vues, seules des méthodes algébriques ont été utilisées jusqu'à présent. On peut citer MLOS-SMART (Multiplicative line-of-sight – Simultaneous Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) proposée par Atkinson and Soria (2009)[1] qui permet de réduire l'occupation mémoire et de réduire un peu le temps de calcul et qui est partiellement basée sur les travaux de Worth and Nickels (2008)[11]. Elsinga *et al* (2006)[4] ont utilisé l'algorithme MART (Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique). Pour cette expérience, un algorithme minLOS-MART (minimum line-of-sight – Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) a été utilisé pour reconstruire les volumes. Le programme a été développé en C++ sous la librairie SLIP [10] dans le cadre d'un projet collaboratif.

Les images ont été prétraitées pour améliorer la qualité des volumes et réduire la durée de la reconstruction. En effet, le bruit des capteurs CCD peut être amplifié pendant la reconstruction et le programme ne suit que les lignes de vue pour lesquelles le pixel est non nul. Pour cela, un fond est calculé avec un minimum glissant de taille 10×10 pixels, suivi d'un seuillage (égal à 0,075 ; 0,09 ; 0,08 et 0,09 successivement pour chaque images des caméras 1, 2, 3 et 4 avec une dynamique qui varie entre 0 et 1). Les seuils ont été choisis de manière à ce que le profil d'intensité de la nappe laser estimé d'après le volume initialisé présente un profil en créneau. Le nombre d'itérations a été fixé à 3, ce qui assurait une précision suffisante. La valeur du paramètre de relaxation a été fixée à 0,7. La taille du volume reconstruit est de $1041 \times 687 \times 289$ pixel³ avec des voxels de taille $0,097 \times 0,097 \times 0,097$ mm³. Les dimensions réelles du volume sont $102 \times 66 \times 28$ mm³. Les volumes ont été reconstruits sur un ordinateur octa-core intel Xeon de fréquence 3 GHz avec un temps de reconstruction estimé à 40 minutes par volume.

Les champs de vitesse ont été calculés avec un algorithme d'inter-corrélation, avec des fenêtres d'interrogation de dimensions $64 \times 64 \times 64$ voxel et un recouvrement de 75%. Les champs de vecteurs ont été validés par un filtre médian local de taille $5 \times 5 \times 5$ vecteurs. Les vecteurs faux ont été remplacés par la valeur médiane.

Le tenseur de dissipation $\bar{\epsilon}$, de composantes ϵ_{ij} , est défini selon l'équation 1 :

$$\epsilon_{ij} = 2\nu \sum_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \quad (1)$$

où ν est la viscosité cinématique. La dissipation est définie selon l'équation 2.

$$\epsilon = 2\nu \text{tr}(\bar{\epsilon}) \quad (2)$$

En pratique, le calcul de la dissipation étant basé sur des dérivées spatiales, il est très sensible au bruit. Les champs ont donc été filtrés avec un filtre bilatéral. Un filtre bilatéral est un filtre qui réduit le bruit tout en préservant les contours. C'est comme un filtre gaussien anisotrope qui lisse les données préférentiellement dans les directions de faible gradient.

4 Résultats

Le premier résultat qui peut être regardé (voir les figures 6 et 7) est la structuration instantanée des iso-surfaces de critère Q (en rouge), définie par $Q = \frac{1}{2}(\Omega : \Omega - S : S)$ où Ω est la partie antisymétrique du tenseur gradient de vitesse et S la partie symétrique (en bleu). Cela permet de donner une idée des échelles spatiales mises en jeu et des intensités. Les deux configurations semblent similaires, mais les niveaux des iso-surfaces sont différents : ils sont trois fois plus élevés dans la configuration G3G4. On note également que les structures tourbillonnaires mises en relief par le critère Q et les structures

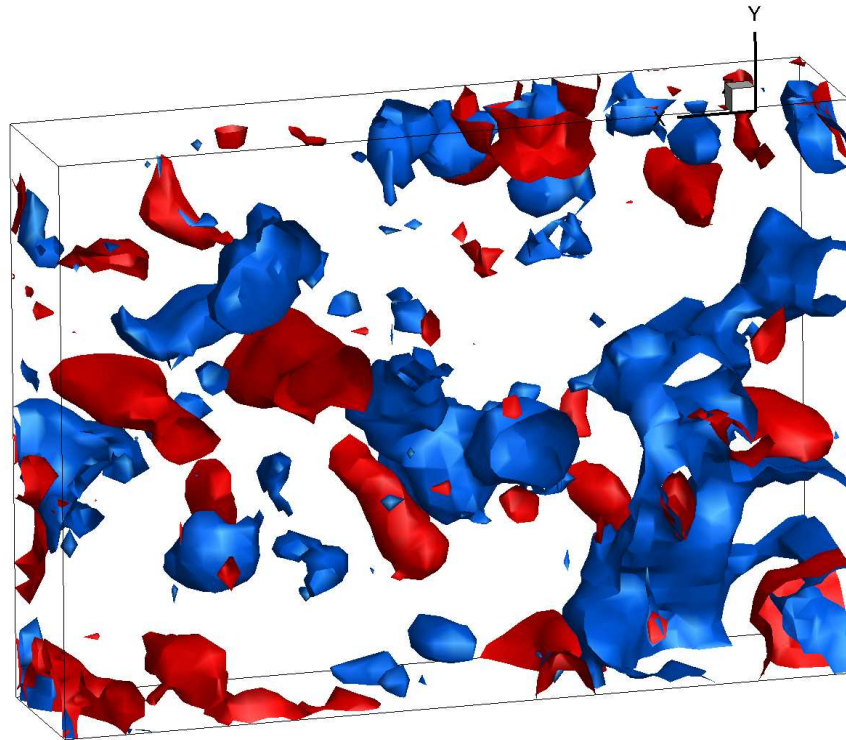


FIGURE 6 – Iso-surfaces $Q = 5 \text{ s}^{-2}$ (en rouge) et $S' : S' = 5 \text{ s}^{-2}$ (en bleu)

dissipatives sont proches les unes des autres mais ne se chevauchent pas. Le cisaillement se fait essentiellement au voisinage des tourbillons.

On peut vérifier également que dans les deux configurations, la dissipation moyenne de l'écoulement n'évolue pas au cours du temps. C'est ce qui est observé sur la figure 8. On retrouve également que la dissipation est $27,3/8,1=3,37$ fois plus grande dans la configuration G3G4 que dans la configuration G1G2. Cela traduit bien l'équilibre entre chaque bassin. L'énergie cinétique turbulente plus importante dans la configuration G3G4 est dissipée dans le bassin.

Si on s'intéresse à présent aux moyennes temporelles, on doit vérifier d'abord que les statistiques sont bien convergées. La convergence de la moyenne est présentée sur la figure 9. On peut considérer que la convergence est correcte après seulement 200 champs de vitesse. L'ensemble des points est utilisé pour calculer cette convergence.

Enfin, l'évolution spatiale dans la direction de l'écoulement, de la dissipation spatio-temporelle moyenne, est présentée sur la figure 10. Les données sont moyennées dans le temps et dans les plans perpendiculaires à l'écoulement. La dissipation décroît de façon exponentielle, avec un coefficient d'atténuation $\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial X}$ qui vaut 0,257 m dans le cas de G1G2, alors qu'il vaut 0,162 m dans le cas G3G4.

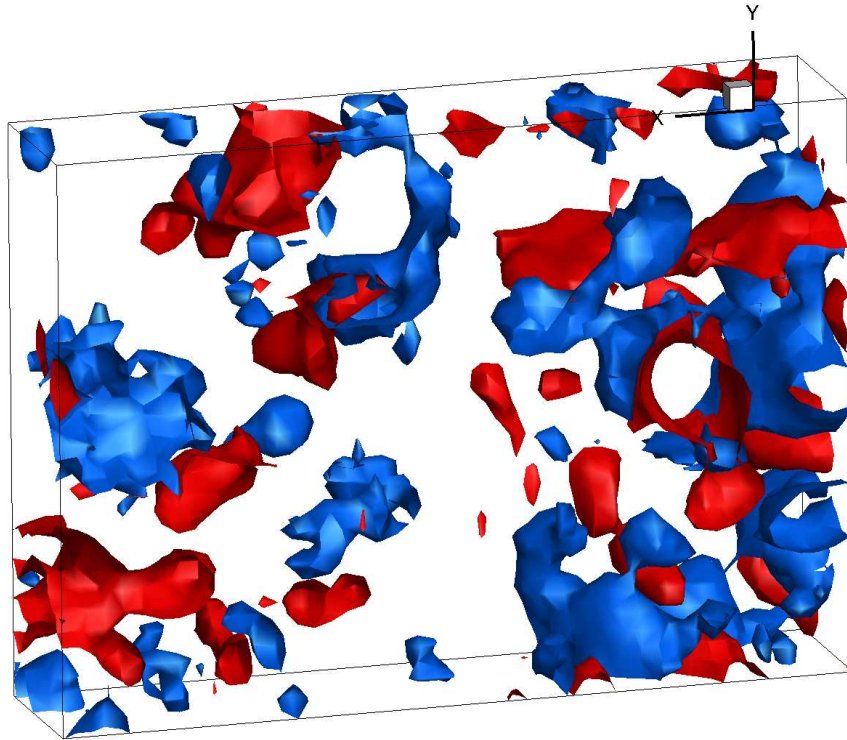


FIGURE 7 – Iso-surfaces $Q = 15 \text{ s}^{-2}$ (en rouge) et $S' : S' = 15 \text{ s}^{-2}$ (en bleu)

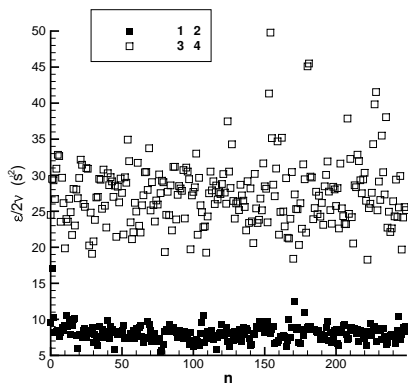


FIGURE 8 – Évolution de la dissipation au cours du temps pour les deux configurations de grilles.

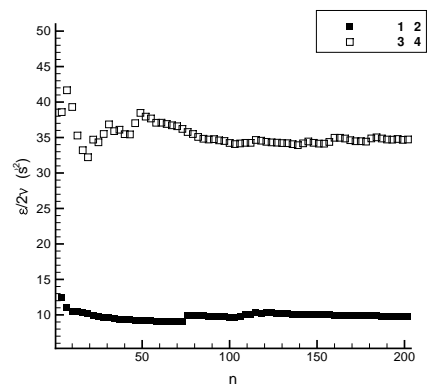


FIGURE 9 – Convergence de la moyenne temporelle de la dissipation dans les configurations G1G2 et G3G4.

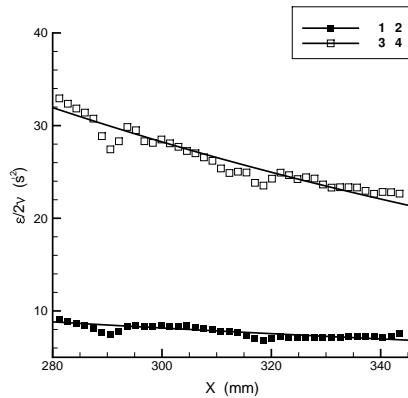


FIGURE 10 – Évolution dans la direction de l'écoulement, de la moyenne spatio-temporelle de $\epsilon/2\nu$.

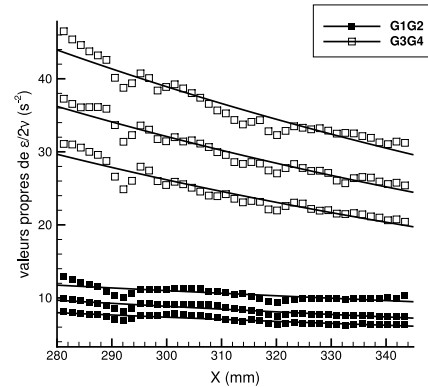


FIGURE 11 – Évolution dans la direction de l'écoulement, de la moyenne spatio-temporelle des valeurs propres du tenseur $\bar{\epsilon}/2\nu$.

La dissipation n'est donc pas homogène dans la direction de l'écoulement.

Pour étudier l'isotropie de l'écoulement, on étudie les valeurs propres du tenseur de dissipation. L'évolution spatiale de celles-ci est donnée sur la figure 11. On constate qu'elles évoluent quasiment en parallèle mais que leurs valeurs sont différentes, ce qui est un indicateur de l'anisotropie de la dissipation. Le rapport entre deux valeurs propres successives est de 1.21 et est identique entre les deux configurations.

5 Conclusion

La tomo-PIV a été utilisée pour mesurer la dissipation dans un écoulement turbulent à surface libre, derrière un assemblage de grilles. Deux configurations d'assemblage de grilles ont été comparées : elles ont un comportement similaire, mais avec des valeurs de dissipation différentes. L'écoulement est bien stationnaire, mais il n'est pas homogène dans la direction de l'écoulement dans laquelle la dissipation décroît de façon exponentielle. L'écoulement n'est pas non plus isotrope : les valeurs propres du tenseur de dissipation ne sont pas égales. On trouve néanmoins qu'il existe un rapport identique dans les deux configurations, entre deux valeurs propres successives.

Il manque notamment dans cette étude une analyse des échelles de longueur pertinentes qui décrivent les valeurs et l'évolution de la dissipation. Par ailleurs, d'autres configurations sont en cours d'analyse.

Remerciements

Ces travaux ont été financés par l'ANR VIVE3D et le FEDER. Leur support est vivement remercié.

Références

- [1] C. Atkinson and J. Soria. An efficient simultaneous reconstruction technique for tomographic particle image velocimetry. *Exp. in Fluids*, 47 :553–568, 2009.
- [2] N. A. Buchmann, C. Atkinson, and J. Soria. Tomographic and stereoscopic piv measurements of grid-generated homogeneous turbulence. In *15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon, Portugal*, July 05-08, 2010.
- [3] J. I. Cardesa, T. B. Nickels, and J. R. Dawson. 2d piv measurements in the near field of grid turbulence using stitched fields from multiple cameras. *Experiments in Fluids*, 52(6) :1611–1627, 2012.

- [4] G. E. Elsinga, F. Scarano, B. Wieneke, and B. W. van Oudheusden. Tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 41(6) :933–947, December 2006.
- [5] J. Fayolle, L. Riou, L. David, and J. P. Schon. The grid turbulence : measurement of the decreasing rate of the turbulence intensity with image processing algorithms. In *Flow Visualization VIII*, number ISBN 095339109, pages pp 125.1–125.11, 1998.
- [6] J. M. Foucaut, J. Carlier, and M. Stanislas. Piv optimization for the study of turbulent flow using spectral analysis. *Meas Sci Technol*, 15 :1046–1058, 2004.
- [7] P. Lavoie, G. Avallone, F. D. Gregorio, G. Romano, and R. Antonia. Spatial resolution of piv for the measurement of turbulence. *Experiments in Fluids*, 43 :39–51, 2007.
- [8] S. M. Soloff, R. J. Adrian, and Z. C. Liu. Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, 8(12) :1441, 1997.
- [9] G. I. Taylor. Statistical theory of turbulence. iii. distribution of dissipation of energy in a pipe over its cross-section. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 151(873) :455–464, 1935.
- [10] B. Tremblais, L. David, D. Arrivault, J. Dombre, L. Chatellier, and L. Thomas. Slip : Simple library for image processing (version 1.0). <http://www.sic.sp2mi.univ-poitiers.fr/slip/>, 2010.
- [11] N. A. Worth and T. B. Nickels. Acceleration of tomo-piv by estimating the initial volume intensity distribution. *Exp. in Fluids*, 45(5) :847–856, 2008.
- [12] N. A. Worth, T. B. Nickels, and N. Swaminathan. A tomographic piv resolution study based on homogeneous isotropic turbulence dns data. *Experiments in Fluids*, 49(3) :637–656, 2010.