

Caractérisation expérimentale de l'évolution de tourbillons longitudinaux dans un écoulement de canal

Vincent KUBICKI^{1*}, Jean-Luc HARION¹, Serge RUSSEIL¹, Daniel BOUGEARD¹, Sedat TARDU²

¹ École des Mines de Douai, Département Énergétique Industrielle, 941 rue Charles Bourseul – BP 10838 - 59508 DOUAI Cedex

² LEGI - 1023 rue de la piscine, BP 53 X - 38400 Saint Martin d'Hères

* (auteur correspondant : kubicki@ensm-douai.fr)

Résumé - Cette communication présente une évaluation expérimentale de la dissipation énergétique des tourbillons générés par un perturbateur triangulaire dans un canal plan. A partir de deux composantes de vitesse mesurées, sont extraites les énergies cinétiques moyennes et turbulentes, les fonctions de dissipation moyennes et turbulentes, ainsi qu'une partie des composantes du tenseur de Reynolds. Les interactions entre les structures moyennes et turbulentes sont ainsi mises en évidence. Ces résultats constituent une première étape pour la compréhension des mécanismes physiques et l'établissement d'une base de données expérimentale afin d'évaluer les prédictions de dissipation fournies par les modèles de turbulence lors d'études numériques.

Mots clef : Générateurs de tourbillons, dissipation, PIV, turbulence

Nomenclature

H	hauteur de la veine d'essais, m	z	distance transverse par rapport au centre canal, m
l	largeur de la veine d'essais, m	E	énergie cinétique par unité de masse, $m^2.s^{-2}$
L	longueur de la veine d'essais, m	<i>Symboles grecs</i>	
Re	nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique du canal	ν	viscosité cinématique, $m^2.s^{-1}$
u_{deb}	vitesse débitante, $m.s^{-1}$	Φ	fonction de dissipation, s^{-2}
w	composante transversale de vitesse, $m.s^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
v	composante verticale de vitesse $m.s^{-1}$	\bar{u}	grandeur moyenne
X	distance avale au bord de fuite du promoteur de tourbillons (adimensionnée par H)	u'	grandeur turbulente
x	distance longitudinale à l'entrée du canal, m	$()_{trans}$	écoulement transverse
y	distance verticale à partir du centre canal, m	$()_{mean}$	induit par écoulement moyen
		$()_{turb}$	induit par écoulement turbulent

1. Introduction

L'adjonction de dispositifs passifs de contrôle d'écoulement est un moyen performant d'augmentation de l'efficacité d'échangeurs thermiques [1]. Un perturbateur triangulaire créant un ensemble de tourbillons longitudinaux dans un écoulement de canal plan est étudié ici. Ce type d'élément génère des perturbations dynamiques qui affectent fortement le transfert thermique ainsi que la turbulence présente dans l'écoulement [2]. Ces structures générées ont différents niveaux de production, de dissipation, d'instantanéité et d'énergie transportée. Des études précédentes ([3], [4]), ont permis une compréhension de la génération des tourbillons dans ce type de configuration. Dans [4] les auteurs ont mis en évidence que si les modèles de turbulence du premier ordre prédisent correctement leur génération, ces derniers sont plus imprécis à quantifier leur dissipation, ce qui se traduit par une imprécision

sur les calculs d'échanges thermiques. Afin de quantifier cette imprécision et de mieux comprendre les interactions régissant la dissipation, le premier objectif de cette étude est de constituer une base de données expérimentales permettant de déterminer l'évolution des tourbillons produits en aval d'un perturbateur triangulaire.

Cette configuration avec promoteur de tourbillons, fréquemment analysée dans les échangeurs de chaleur [1], [5] sera étudiée ici d'un point de vue dynamique en utilisant la technique de vélocimétrie par image de particules (PIV). Le banc d'essais présenté sur la figure 1 comprend un ensemble grille, convergent et nid d'abeille relié à une section d'établissement de 3 mètres préparant un écoulement turbulent développé à l'amont de la partie de la veine investiguée. Cette partie est un canal plan qui contient un perturbateur triangulaire occupant la hauteur du canal et se terminant par un coude vertical qui ramène le fluide en début de boucle où il passera temporairement dans une chambre de tranquillisation. Le fluide est mis en mouvement par un ventilateur à fréquence variable et un débitmètre à diaphragme permet de mesurer son débit. La technique de mesure retenue est la PIV bidimensionnelle (fournisseur : Dantec Dynamics, logiciel de traitement : DynamicStudio). L'ensemble de la veine est parcouru par de l'air ensemencé de particules réfléchissantes, éclairées par un laser. Une caméra traitant les séquences d'images obtenues permet d'obtenir des cartographies planaires de vitesses instantanées. La figure 1 représente l'ensemble du banc avec les orientations des équipements et les plans étudiés. L'axe de rotation des structures induites étant quasiment aligné sur l'axe de l'écoulement, les plans d'étude retenus sont des plans transverses (yz).

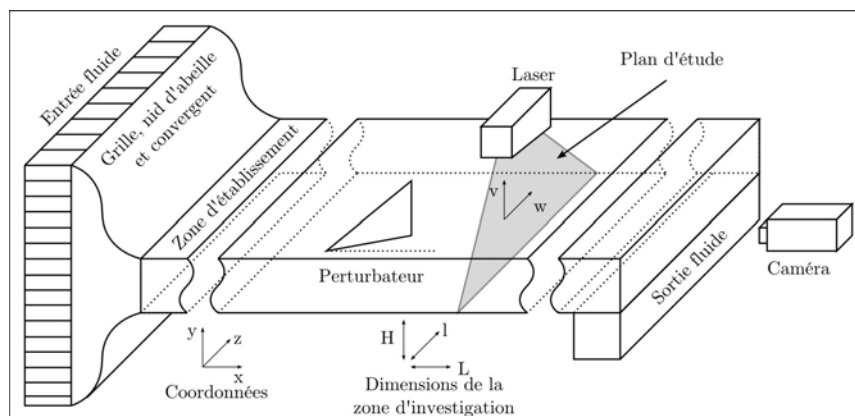


Figure 1 : Représentation de la veine d'essais

Les dimensions de la section d'essais sont $H=0,0375$ m, $l=0,5$ m, $L=1$ m. Le promoteur triangulaire perturbant l'écoulement a une longueur de $2,4 H$, une hauteur H et possède un angle d'attaque de 30° avec l'écoulement d'entrée. Il est transversalement centré. Cette géométrie correspond à un cas étudié par Biswas [6]. La rapport entre la largeur et la hauteur du canal étant de $0,5/0,0375=13$, le nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique sera évalué par $Re = \frac{u_{deb} 2H}{\nu}$. Avec une vitesse débitante de $0,95$ m.s⁻¹, l'entrée de ce canal est

turbulente et développée ($Re=5000$), ce qui a été vérifié par des mesures additionnelles au moyen de LDV des profils de u' (non présentées ici). La fréquence entre chaque champs de vitesse acquis est de 1 Hz et n'est pas suffisante pour obtenir des corrélations temporelles sur ces signaux, l'étude sera donc statistique. Pour chaque plan d'étude, 1000 réalisations sont sauvegardées et chaque échantillon a une résolution de 255×88 vecteurs vitesses instantanées obtenus à partir de zones d'interrogations de 16×16 pixels avec un recouvrement de 0,5. Le nombre de champs à sauvegarder a fait l'objet d'une pré-étude portant sur la convergence de grandeurs statistiques au premier et second ordre. Pour une position de mesures, les grandeurs

statistiques ont été calculées pour des nombre d'échantillons allant de 0 à 5000. Une convergence de la fonction de dissipation turbulente $\overline{\Phi}_{trans,turb}$ (définie plus loin) à 1% de sa valeur asymptotique a été obtenue pour 1000 échantillons. Enfin, les plans d'acquisition expérimentaux sont situés aux abscisses suivantes: $X=1,5 ; 7,5 ; 13,5 ; 21 ; 28$. Les surfaces transversales de mesure couvrent la hauteur du canal, et sont centrées sur les tourbillons produits au centre du canal.

2. Grandeurs calculées

2.1. Énergie cinétique et tenseur de contraintes

A partir d'un grand nombre de réalisations des variables v, w , des densités de probabilités peuvent être déduites en chaque point au sein des plans étudiés. Cette information sera réduite via la décomposition classique entre un champ moyen et un champ turbulent : $w = \overline{w} + w'$. Deux fonctions de ces variables aléatoires seront à leur tour étudiées : l'énergie cinétique et la dissipation. Elles seront décomposées en une partie d'origine moyenne et une partie d'origine turbulente.

L'énergie cinétique transverse instantanée a pour expression $E_{trans} = 1/2 \cdot (v^2 + w^2)$. En appliquant la décomposition de Reynolds aux variables de cette fonction, il vient :

$$\overline{E}_{trans} = 1/2 \cdot (\overline{v^2} + \overline{w^2}) + 1/2 \cdot (\overline{v'v'} + \overline{w'w'}) = \overline{E}_{trans,mean} + \overline{E}_{trans,turb} \quad (1)$$

Dans la configuration étudiée ici, une seule composante croisée du tenseur de Reynolds est accessible : $\overline{v'w'}$. Cette composante est nulle dans une configuration bidimensionnelle de canal plan infini non perturbé, car la direction transversale est homogène. Les résultats présentés ci-après montrent que l'ajout du promoteur brise cette symétrie, et la production et la dissipation résultantes de $\overline{v'w'}$ sont donc caractéristiques des tourbillons étudiés.

2.2. Fonction de dissipation

La fonction de dissipation instantanée prend, à la viscosité dynamique près, l'expression $\Phi = 2S_{ij}S'_{ij}$. Les gradients $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ nécessaires au calcul de S_{ij} sont calculés au premier ordre en

utilisant une discrétisation par différences finies au premier ordre. Il est important de noter que, comme dans le cas de l'énergie cinétique, l'accès aux deux composantes de vitesse transverses, ne permet d'obtenir qu'une partie de Φ , qui sera notée Φ_{trans} . En appliquant une décomposition de Reynolds sur Φ_{trans} , on obtient $\overline{\Phi}_{trans} = \overline{\Phi}_{trans,mean} + \overline{\Phi}_{trans,turb}$, avec $\overline{\Phi}_{trans,mean} = 2\overline{S}_{ij}\overline{S'_{ij}}$ qui est la contribution de l'écoulement moyen à la dissipation moyenne, et $\overline{\Phi}_{trans,turb} = 2\overline{S'_{ij}S'_{ij}}$ basé sur $\frac{\partial u'_i}{\partial x_j}$, qui est la contribution turbulente à la dissipation moyenne.

Expérimentalement, l'expression de $\overline{\Phi}_{trans,turb}$ sera déduite de $\overline{\Phi}_{trans}$ et de $\overline{\Phi}_{trans,mean}$.

Pour des raisons de symétrie, dans un écoulement de canal plan, l'absence d'un écoulement moyen dans les plans transverses conduit à $\overline{E}_{trans,mean} = \overline{\Phi}_{trans,mean} = 0$. A priori, l'introduction d'un promoteur triangulaire induira sur une distance limitée en aval $\overline{\Phi}_{trans,mean} \neq 0$ ainsi qu'une augmentation de $\overline{\Phi}_{trans,turb}$, ces deux phénomènes se dissipant avec

l'éloignement du promoteur. Loin en aval de la perturbation tourbillonnaire imposée, l'écoulement doit retrouver les caractéristiques d'un écoulement bidimensionnel plan établi. Ainsi, les valeurs limites de $\overline{\Phi}_{moy}$ et $\overline{E}_{trans,mean}$ y sont nulles.

3. Évolution spatiale en aval du perturbateur

Afin d'obtenir une visualisation qualitative de la configuration d'écoulement, des tranches à X constant sont générées à partir des champs capturés. Ces tranches sont présentées ici pour illustrer les modifications de topologie entre les cellules tourbillonnaires, ainsi que l'évolution de la distribution de la turbulence. Les champs sont vus sous le même angle que la caméra présentée en figure 1, pour une nappe laser dont l'abscisse X varie, le point $z=0$ correspond au point au milieu de l'arête du promoteur et les dimensions présentées sur les figures sont exprimées en mètres. La hauteur des figures correspond à la hauteur du canal.

3.1. Structure de l'écoulement

Les figures 2 (a) et (b) présentent des cartographies de la composante longitudinale de la vorticité moyenne $\overline{\Omega}_x$ pour les deux premiers plans d'étude ($X=1,5$ et $X=7,5$). Cette vorticité renseigne sur la topologie des écoulements.

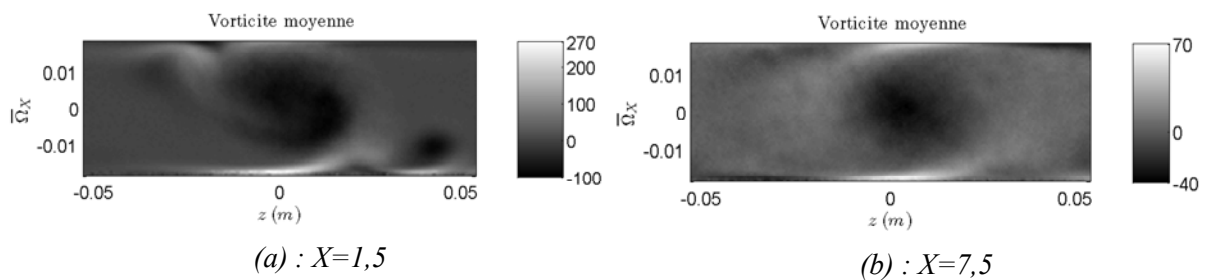


Figure 2: Composantes longitudinales de vorticité $\overline{\Omega}_x$ ($m.s^{-2}$)

Près du perturbateur (fig. 2a), l'écoulement est structuré en plusieurs cellules, un enroulement tourbillonnaire primaire où se situe le maximum de la vorticité, et un tourbillon secondaire situé à $z \approx 0,04$ m. Cette structure générée par le perturbateur évolue très rapidement en aval (fig. 2b), où seul le tourbillon central demeure clairement identifiable.

Par ailleurs, cette première évaluation de l'évolution de l'écoulement met en évidence une dissipation très rapide de la vorticité longitudinale moyenne en aval du perturbateur. La structure observée à $X=7,5$ est conservée pour les plans en aval où la dissipation visqueuse poursuit son action, mais sans modification significative de topologie.

3.2. Turbulence en aval du perturbateur

La figure 3 présente la répartition des parties transversale et verticale de l'énergie cinétique turbulente $\overline{E}_{trans,turb}$, montrant sa localisation, et l'asymétrie de sa répartition à une faible distance en aval du promoteur. Des simulations numériques RANS [6], montrent qu'une part importante de cette turbulence est générée en centre canal, à l'aval de l'arête inclinée de l'ailette. La figure 4, issue des simulations, donne une représentation qualitative de la valeur de $\overline{E}_{trans,turb}$ sur les lignes de courant à proximité du perturbateur. Cette production importante peut être attribuée au très fort cisaillement dans cette zone particulière due au décollement de l'écoulement.

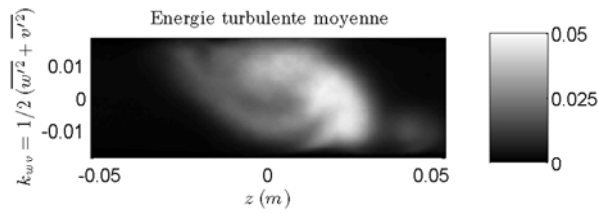


Figure 3 : $\overline{E}_{trans,turb}$ à $X=1,5$ ($m^2.s^{-2}$)

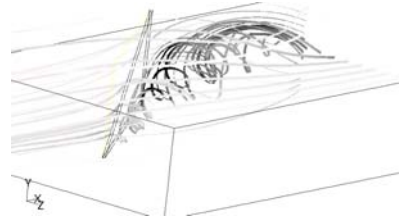


Figure 4 : Localisation de $\overline{E}_{trans,turb}$: lignes de courant colorées par l'énergie cinétique turbulente k

Les figures 5 et 6 montrent respectivement les champs d'énergie cinétique turbulente et du terme $\overline{v'w'}$ du tenseur de Reynolds. La distribution de $\overline{E}_{trans,turb}$, qui était très localisée à $X=1,5$, s'uniformise et se diffuse en aval. Les figures 5 et 6 permettent d'illustrer une similarité de diffusion de ces deux grandeurs dans l'écoulement.

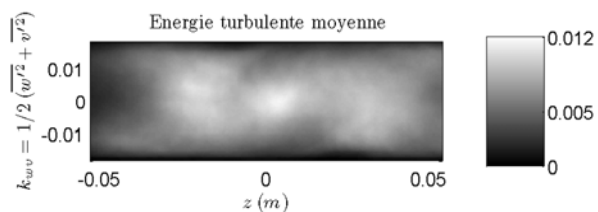


Figure 5 : $\overline{E}_{trans,turb}$ à $X=7.5$ ($m^2.s^{-2}$)

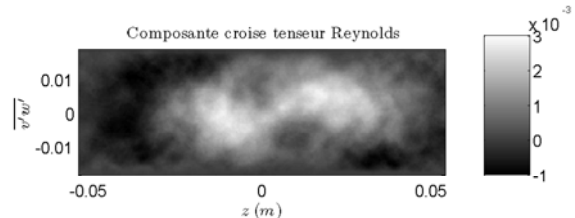


Figure 6 : $\overline{v'w'}$ à $X=7.5$ ($m^2.s^{-2}$)

4. Évolution des quantités intégrées globales

Les données présentées dans cette partie sont des grandeurs moyennées sur l'ensemble de chacun des plans de mesure. La figure 6 montre les évolutions respectives d'énergie cinétique $\overline{E}_{trans,mean}$ liée aux deux composantes moyennes de vitesse et $\overline{E}_{trans,turb}$ liée aux deux composantes fluctuantes. La figure 7 présente les évolutions des grandeurs dissipatives respectivement totale $\overline{\Phi}_{trans}$, moyenne $\overline{\Phi}_{trans,mean}$ et liées aux fluctuations des deux composantes de vitesse $\overline{\Phi}_{trans,turb}$.

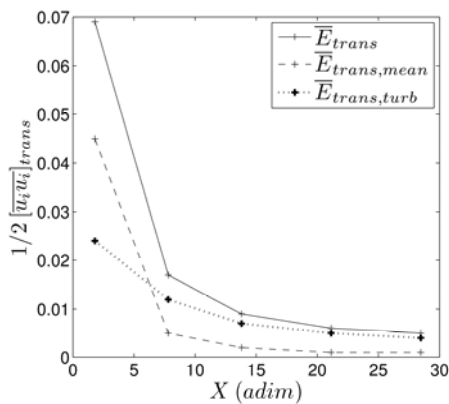


Figure 7 : Évolution longitudinale de la moyenne spatiale transversale des énergies cinétiques ($m^2.s^{-2}$)

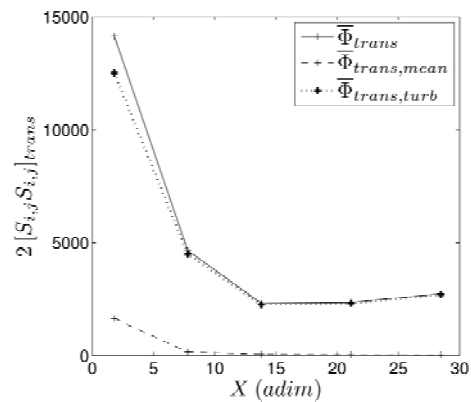


Figure 8 : Évolution longitudinale de la moyenne spatiale transversale des fonctions de dissipation (s^{-2})

La figure 7 montre que juste en aval ($X=1,5$) du perturbateur l'essentiel de l'énergie cinétique produite est liée au mouvement tourbillonnaire moyen imposé. Ce mouvement moyen, comme cela a été vu en observant l'évolution de la composante longitudinale de vorticité, se dissipe très rapidement et devient inférieure à l'énergie cinétique transversale turbulente. Loin en aval, l'énergie cinétique transversale moyenne poursuit sa dissipation et tend bien vers une valeur nulle. Au-delà de la zone située à $X \approx 6$, l'énergie cinétique transversale turbulente $\overline{E}_{trans,turb}$ devient prédominante et tend vers sa valeur asymptotique correspondant à la configuration d'un écoulement de canal plan bidimensionnel. Des mesures additionnelles sont nécessaires pour préciser la position de ce point. La diminution rapide de la composante moyenne $\overline{E}_{trans,mean}$ est a priori principalement liée au transfert vers l'écoulement longitudinal dans le sillage du perturbateur, mais aussi au transfert vers la composante turbulente $\overline{E}_{trans,turb}$.

Sur la figure 8, plusieurs points sont à souligner. En premier lieu, la dissipation liée au champ moyen $\overline{\Phi}_{trans,mean}$ est très nettement inférieure à celle liée au champ turbulent, ce qui est un résultat bien connu et lié directement aux différences significatives entre les gradients moyens et instantanés. La dissipation moyenne est relativement importante juste en aval du perturbateur ($X \leq 7$ environ) et contribue à la décroissance rapide de l'énergie cinétique liée au mouvement moyen $\overline{E}_{trans,mean}$.

5. Conclusion

Ces premières mesures ont permis une approche quantitative de l'évolution spatiale des tourbillons produits par un promoteur représentatif des configurations utilisées classiquement dans les échangeurs de chaleur pour accroître les performances de transfert. Des premières informations relatives la structuration des tourbillons et de leur dissipation ont été acquises. Ces données serviront de référence à des simulations numériques en cours de réalisation qui affineront la quantification des modes de dissipation des tourbillons. Par ailleurs, ces premières résultats seront complétés par d'autres mesures, d'une part pour des régimes d'écoulement différents et d'autre part, en augmentant la densité de plans d'étude dans la zone proche du perturbateur ($X < 10$).

6. Références

- [1] A.M. Jacobi, Heat Transfer Enhancement through the Use of Longitudinal Vortices : A Review of Recent Progress, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 3-11 (1995), 295-309
- [2] Deb, P., Heat transfer and flow structure in laminar and turbulent flows in a rectangular channel with longitudinal vortices, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 38 (1995), 2427-2427
- [3] Sohankar, A., Heat transfer augmentation in a rectangular channel with a vee-shaped vortex generator, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28-2 (2007), 306-317
- [4] D. Bougeard, S. Russeil,  tude et intensification des transferts de chaleur et de masse dans les échangeurs automobiles et industriels - Optimisation de l'efficacité et de la compacit , *Rapport final projet INCA - Technologies clés, MINEFI*, Octobre 2005
- [5] G. Biswas, Numerical and experimental determination of flow structure and heat transfer effects of longitudinal vortices in a channel flow, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16-39 (1996), 3441-3451
- [6] Kubicki, V., Russeil, S., Bougeard, D., Harion JL, Tardu S., Caractérisation numérique de l'évolution de tourbillons longitudinaux dans un écoulement de canal, *CIFQ*, 2009