



Transfert de masse par jet impactant sur paroi plane

Amina Meslem¹, Vaclav Sobolik¹, Ilinca Nastase², Florin Bode^{2,3}, Cristiana Croitoru²

¹ LaSIE, Université de La Rochelle, Pôle Sciences et Technologie, avenue Michel Crépeau, 17042, La Rochelle, ameslem@univ-lr.fr; ² CAMBI, Université Technique de Constructions de Bucarest, Faculté d'Ingénierie des Installations, 66 Avenue Pache Protopopescu, 020396, Bucarest, Roumanie ilincanastase@cambi.ro; ³ Université Technique de Cluj Napoca, Faculté de Génie Mécanique, 103-105 Avenue Muncii, D03, Cluj-Napoca, Roumanie, florin.bode@termo.utcluj.ro

Résumé : La vélocimétrie par image de particules (PIV) et la méthode électrodiffusionnelle ont été utilisées pour l'analyse de deux jets impactants sur paroi plane, le premier issu d'un orifice et le second d'un convergent ayant le même diamètre de soufflage. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du diffuseur et sur la vitesse moyenne débitante du jet, est égal à 1360. Le jet d'orifice est doté d'une meilleure cohérence spatiale en comparaison au jet de convergent. Cette cohérence est capturée par décomposition orthogonale aux valeurs propres appliquée aux champs de vitesse de l'écoulement obtenus par PIV. Il est observé que pour la reconstruction de 80% de l'énergie totale du jet d'orifice 7 modes suffisent, à comparer à 42 modes pour le jet de convergent. Il en résulte un taux de cisaillement et un transfert de masse générés par le jet d'orifice à la paroi, respectivement 43% et 21% plus grands que ceux générés par le jet de convergent.

Mots clés : jet impactant, dynamique tourbillonnaire, taux de cisaillement, transfert de masse

1. Introduction

Quelques études récentes [1-4] ont été dédiées à l'analyse du lien existant entre les structures tourbillonnaires de grandes échelles qui se développent naturellement dans la région initiale d'un jet, et la dynamique globale ainsi que le transfert de masse ou de chaleur à l'impact sur une paroi plane. Par simulation à l'aide d'un modèle LES, d'un jet turbulent de tube, impactant sur une paroi chauffée et placée à une distance $H/D=2$ du plan de soufflage, il est constaté [3] que l'enroulement des vortex dans la couche de cisaillement du jet à sa naissance domine les phénomènes de transferts de chaleur à la paroi. Il est montré qu'à l'approche de la paroi, les structures annulaires de Kelvin-Helmholtz (K-H) initialement axisymétriques, se déforment avant de se briser de manière asymétrique sur la paroi cible, produisant un phénomène de battement du jet autour de son axe. L'impact périodique et asymétrique de ces structures semble contrôler les transferts de chaleur au point de stagnation. Une observation tridimensionnelle des structures annulaires d'un jet circulaire de convergent impactant sur une paroi plane, a été obtenue à l'aide d'une PIV volumétrique réalisée dans un milieu aqueux [2]. Le caractère périodique de la dynamique du jet circulaire à l'impact est observé expérimentalement [4] par analyse spectrale de la fluctuation de la pression à la paroi, située à une distance H allant de $2D$ à $4D$ du plan de soufflage. Cependant, le pic de fréquence sur le spectre s'atténue fortement pour $H/D=4$ indiquant une baisse de la contribution des anneaux de K-H dans les transferts à la paroi lorsque la distance à celle-ci augmente. L'effet des structures de K-H d'un jet impactant issu d'un convergent sur le taux de cisaillement à la paroi a été étudié [1] en s'appuyant sur des mesures PIV et des mesures électrodiffusionnelles réalisées en simultanément. La distance soufflage/paroi a été fixée à $H/D=2$. La distribution du coefficient de frottement moyen présente un pic dans la région d'impact des structures de K-H. Ce maximum est suivi d'une décroissance qui coïncide avec le détachement des précédentes structures de la surface d'impact. A notre connaissance il n'existe aucune comparaison directe d'un jet de convergent et d'un jet d'orifice impactants en considérant en même temps les aspects de transfert de masse et de dynamique ainsi que les liens de causalité éventuels. Nous tentons à travers cette étude de qualifier ce lien pour des jets circulaires de Reynolds 1360.

2. Dispositif et méthodes de diagnostic

2.1. Dispositif expérimental

Un schéma du dispositif est donné sur la Figure 1. Une pompe tire le fluide du réservoir pour générer le jet. Le jet impacte un disque circulaire équipé d'électrodes [5]. La température du fluide est contrôlée à $\pm 0.2^\circ\text{C}$

de la consigne par un serpentin de refroidissement. La buse est vissée dans un tube en acier inoxydable de longueur 200mm et de diamètre intérieur et extérieur respectivement égaux à 15 mm et 20 mm. A l'entrée du tube un nid d'abeille de 7 mm de longueur comportant 17 trous de diamètre 2 mm a été installé pour réduire les turbulences. Un support maintient le tube horizontal et permet son déplacement vertical pour un alignement précis de l'axe de la buse avec le centre de l'électrode. Le réservoir a été placé sur une table à deux degrés de libertés permettant les déplacements dans les directions axiale et transversale avec une précision de 0.05 mm.

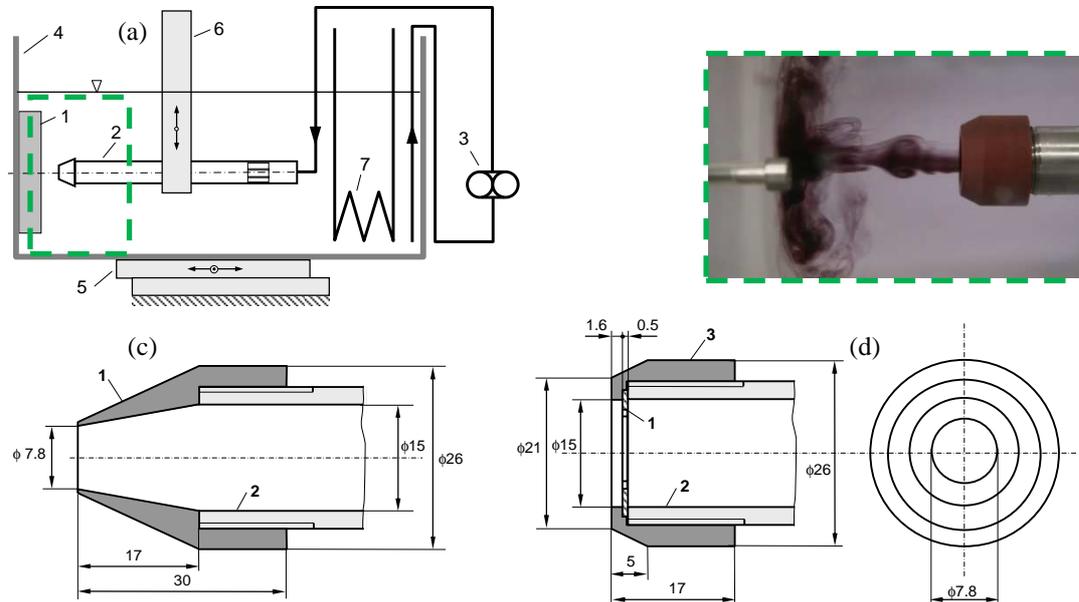


Figure 1: (a) Dispositif expérimental: (1) disque cible muni d'électrodes, (2) tube muni d'un nid d'abeilles et supportant la buse en extrémité, (3) pompe, (4) réservoir, (5) table support, (6) porte-buse, (7) serpentin de refroidissement. (b) Visualisation par encre de chine du jet impactant. (c) et (d) Schéma des buses: à gauche 1 – convergent circulaire, 2 – tube; à droite : 1 – orifice circulaire, 2 – tube, 3 – manchon

La cible consiste en un disque de plexiglas de 100 mm de diamètre et 17 mm d'épaisseur percée de trous pour l'insertion des électrodes. Une feuille de platine (servant d'anode) de 50 mm de diamètre et 50 μm d'épaisseur a été centrée et collée sur le disque de plexiglas. Des percements de diamètre 0.7 mm ont été réalisés sur la feuille de platine dans le prolongement des percements du disque de plexiglas. Les électrodes (cathodes, servant de points de mesure des taux de cisaillements locaux) ont été fabriquées à l'aide d'un fil de platine de 0.5 mm de diamètre recouvertes par électrophorèse d'un dépôt de peinture polymère. Une fois les câbles de raccordement soudés sur les électrodes, celles-ci ont été collées dans le disque de plexiglas de sorte que les surfaces des électrodes soient dans le même plan que la feuille de platine. Enfin, des traitements de ponçage et de polissage de la surface du disque cible ainsi reconstitué, ont été réalisés. Des schémas du disque et des électrodes peuvent être trouvés dans la référence [5] en compléments de cette description. Le Redox utilisé est composé de ferrocyanure ($\text{K}_3\text{Fe}(\text{CN})_6$ – rouge) et ferricyanure de potassium ($\text{K}_4\text{Fe}(\text{CN})_6$ – jaune) en concentration équimolaire de 20mol/m^3 et de sulfate de potassium (K_2SO_4 – électrolyte indifférent) en concentration massique de 1.5 % pour augmenter la conductivité électrique. La densité de la solution est de 1007 kg/m^3 , sa viscosité cinématique de $1.065 \times 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$ et sa diffusivité de 7.5×10^{-10} à $20\text{ }^\circ\text{C}$. Le nombre de Schmidt résultant a pour valeur 1333. Les deux diffuseurs chacun de diamètre 8.0 mm sont schématisés sur la Figure 1 (c) et (d). Un orifice circulaire est comparé à une buse circulaire en forme de convergent. Le nombre de Reynolds du jet au soufflage basé sur la vitesse moyenne de soufflage (débit/section) et le diamètre du diffuseur est de 1360.

2.2 Velocimétrie par image de particules

Un système PIV deux composantes est employé pour l'acquisition des champs de vitesse dans le plan longitudinal du jet. Ce système est composé d'une caméra rapide CMOS Nanosense MKII et d'un laser Nanopower de 4W émettant dans la longueur d'onde 795 nm. La fréquence d'acquisition peut atteindre 5 kHz pour une fenêtre de 512×512 pixels². Dans cette étude la fréquence d'acquisition est fixée à 500Hz. La calibration des images a fournit une résolution spatiale de $71\mu\text{m}$ par pixel, ce qui correspond à un champ de vision de $36 \times 36\text{mm}^2$; 500 paires d'images ont été recueillies et traitées. Les incertitudes de mesures ont été estimées dans les plages ± 1 à $\pm 2.8\%$ pour les composantes moyennes U et V. Cette estimation est basée sur

l'évaluation de l'erreur globale de biais, liée à l'ensemble des paramètres susceptibles de biaiser les mesures [6-11] et sur les incertitudes statistiques liées à la dispersion des données autour de la valeur moyenne [11, 12].

2.3 Méthode Electrodiffusionnelle

La Méthode Electrodiffusionnelle a été développée pour la mesure du transfert de masse à la paroi. La surface de transfert consiste en une petite électrode polarisée montée sur la dite paroi [5]. La composante de la vitesse normale à la paroi exerce d'autant moins d'influence sur le transfert que l'électrode est de petite dimension. Dans ces conditions, le flux de matière est presque entièrement déterminé par la composante tangentielle, ce qui rend cette technique adaptée à la mesure du coefficient local de frottement. Dans le cas d'un jet circulaire impactant, les lignes de courant ont des directions radiales prenant naissance au point de stagnation. La position du point de stagnation sur l'électrode est arbitraire. En effet, l'électrode est uniformément accessible au transfert de masse et l'épaisseur de la couche limite de concentration est également uniforme. On montre dans ce cas [5] que le courant limite et la densité du courant correspondante sur une électrode située au point de stagnation sont donnés respectivement par:

$$I_L = \frac{0.884\pi}{3^{1/3} \Gamma(4/3)} n F c \gamma^{1/3} D_c^{2/3} R^{5/3} \quad (1)$$

$$i^* = \frac{1}{3^{1/3} \Gamma(4/3)} n F_c A^{1/3} D_c^{2/3} \quad (2)$$

Pour mesurer le transfert de masse au droit de l'électrode située dans la région d'impact et contenant le point de stagnation, nous mesurons la distribution du taux de cisaillement γ à la paroi qui fournit le paramètre $A = \gamma(r)/r$, constant dans la région d'impact. Le coefficient de transfert de masse et le nombre Sherwood sont donnés respectivement par :

$$k = \frac{i^*}{n F_c} = \frac{A^{1/3} D_c^{2/3}}{3^{1/3} \Gamma(4/3)} \quad (3)$$

$$Sh = \frac{k D}{D_c} = \frac{1}{3^{1/3} \Gamma(4/3)} \left(\frac{A}{D_c} \right)^{1/3} D \quad (4)$$

Pour le calcul du paramètre A, il est nécessaire de calculer γ à partir du courant limite mesuré. L'équation de Lévêque (1) a été établie selon une hypothèse de ligne de courants parallèles et un taux de cisaillement uniforme. En ce qui concerne notre problème, les lignes de courants sont radiales dans la région d'impact mais le taux de cisaillement croît avec la distance radiale r. L'erreur de l'application de l'équation de Lévêque dans la région de stagnation d'un jet axisymétrique a été estimée [5] à 2.1% sur la valeur de γ pour une électrode de rayon R = 0.25 mm et à la distance radiale r = 1 mm, distance séparant le point de stagnation du centre de l'électrode. Ainsi, l'équation (1) a été utilisée pour le calcul du taux de cisaillement pour des distances radiales $r \geq 1$ mm.

3. Résultats

Les images instantanées des jets impactants et les courbes correspondantes de la vitesse longitudinale sur l'axe du jet (Figure 2), montrent une différence fondamentale entre les deux jets. L'effet de compression/dépression imprimé par les structures annulaires de Kelvin-Helmholtz (K-H) dans le noyau potentiel est beaucoup plus prononcé dans le jet d'orifice (Figure 2 (a1) et (b1)) par rapport au jet de convergent (Figure 2 (a2) et (b2)). Cette différence est probablement due à des tourbillons de K-H mieux définis et plus vigoureux dans le jet d'orifice (Figure 2 (a1) et (a2)).

Nous avons voulu procéder à une capture objective de la dynamique tourbillonnaire à l'origine des constatations précédentes. Pour ce faire, une décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD) des champs PIV a été réalisée pour chaque jet impactant.

Il a été montré [13] que la POD, lorsqu'elle est appliquée aux champs de vitesse d'un écoulement, elle permet d'identifier ses structures cohérentes si celles-ci contiennent un pourcentage conséquent d'énergie. Cette méthode génère une base de projection pertinente au sens énergétique. Le lecteur trouvera une description complète de la POD et de ses applications dans [13]. La distribution de l'énergie cinétique turbulente (KE) sur les 500 modes POD montre que le mode correspondant à l'état stationnaire du jet de convergent (mode « 0 » non représenté pour une raison de concision) contient 16% de l'énergie totale de l'écoulement, à comparer à 23% pour le jet circulaire d'orifice. Pour la reconstruction de 80% de l'énergie totale du jet d'orifice, 7 modes suffisent à comparer à 42 modes pour le jet de convergent. La concentration de l'énergie dans les premiers modes du jet d'orifice est accompagnée d'une cohérence spatiale de ces derniers, visible sur les champs de vorticités longitudinales $\omega_z = \frac{\partial V}{\partial X} - \frac{\partial U}{\partial r}$ des deux premiers modes POD de ce jet (Figure 3 (a)). Les modes POD du jet d'orifice montrent dans sa région libre, des structures que l'on peut associer à une dynamique parfaitement

organisée des structures de K-H. Il n'en est pas de même pour le jet de convergent (Figure 3 (b)) où des structures de grandes échelles désorganisées, coexistent avec une population de structures de plus petites échelles.

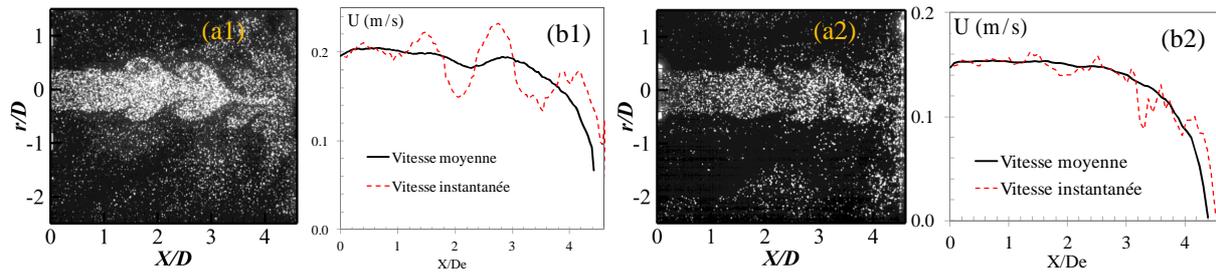


Figure 2 : Image instantanée du jet impactant (a) et décroissance de la vitesse axiale instantanée et moyenne (b) ; Jet d'orifice (1) et jet de convergent (2)

La différence du point de vue dynamique entre le jet d'orifice et le jet de convergent constatée sur les champs PIV et les modes POD correspondants, concorde avec les résultats de la Figure 4 issus des mesures électrodiffusionnelles. La Figure 4 (a) et (b) comparent les gradients de la vitesse γ à la paroi générés par le jet d'orifice (Figure 4 (a)) et par le jet de convergent (Figure 4 (b)). Les frottements à la paroi sont nettement plus importants pour le jet d'orifice. Des distributions similaires sont obtenues pour chaque distance H évoluant avec un pas de $1D$ et allant de $H=1D$ à $H=5D$. Il est enregistré un écart relatif maximal sur γ , de 43% à l'avantage du jet d'orifice pour la distance $H=1D$. Il est déduit de ces distributions la pente (A) à proximité du point de stagnation $r=0$ (droites en rouge sur la Figure 4 (a) et (b)). A l'aide de cette pente et de la relation (4), il est déduit le nombre de Sherwood dont l'évolution est tracée sur la Figure 4 (c). Le transfert de masse au point de stagnation du jet d'orifice est jusqu'à 21% supérieur à celui du jet de convergent. La meilleure performance de transfert est obtenue à la distance $H = 3D$.

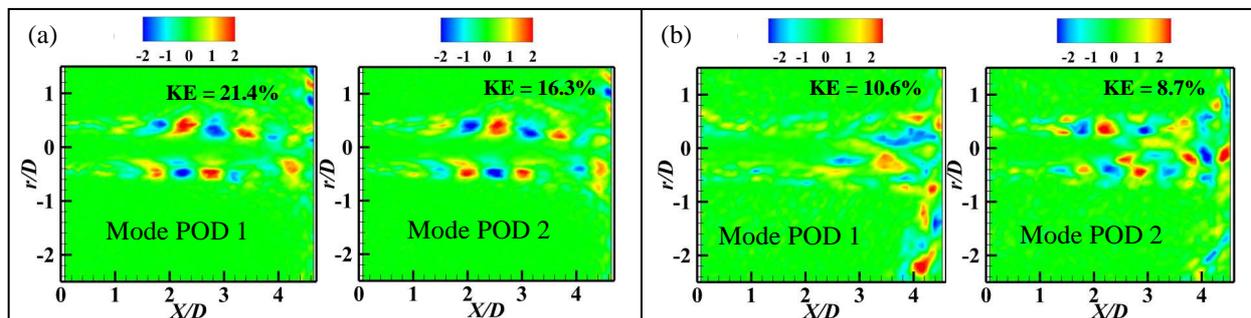


Figure 3 : Les deux premiers modes POD du jet d'orifice (a) et du jet de convergent (b)

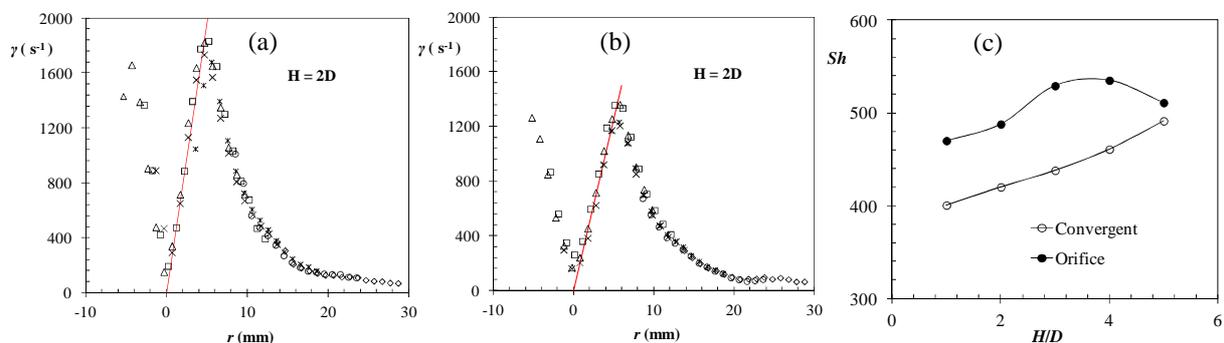


Figure 4: Distribution radiale du taux de cisaillement du jet d'orifice (a) et du jet de convergent (b).
(c) Nombre de Sherwood en fonction de la distance H à la paroi cible

Conclusion

L'analyse d'un jet impactant issu respectivement d'un orifice et d'un convergent a permis de mettre en évidence l'importance de la géométrie du diffuseur sur la dynamique tourbillonnaire et sur les transferts de masse résultant au point de stagnation. Une meilleure organisation spatiale des tourbillons de Kelvin-Helmholtz (K-H) dans la région initiale du jet d'orifice conduit à une meilleure performance des transferts. La contrainte de cisaillement et le transfert de masse y sont respectivement jusqu'à 43% et 21% supérieurs par rapport au jet de convergent. Ce résultat ouvre des perspectives d'optimisation des transferts pour de larges applications industrielles, et ce, par de simples modifications géométriques du diffuseur.

Nomenclature

Symboles

C	concentration en ions actifs, mol/m^3
D_C	coefficient de diffusion de l'ion actif, m^2/s
D	diamètre de la buse, m
F	constante de Faraday, 96 485 C/mol
H	distance axiale buse-paroi cible, m
I	courant limite de diffusion, A
i^*	densité du courant limite de diffusion, A/m^2
k	coefficient de transfert de masse, m/s
n	nombre d'électrons impliqués dans la réaction électrodiffusionnelle
Pr	nombre de Prandtl, $Pr = \nu/\alpha$
R	rayon de l'électrode, m
r	distance radiale depuis le point de stagnation, m

e	nombre de Reynolds, UD/ν
Sc	nombre de Schmidt, $Sc = \nu/D$
Sh	nombre de Sherwood, $Sh = kD/D_C$
U	vitesse axiale, m/s
γ	taux de cisaillement, $1/s$
μ	viscosité dynamique, $Pa \cdot s$
ν	viscosité cinématique, m^2/s
ω	composante de la vorticité, $1/s$

Indices, Exposants

D	écoulement axisymétrique
L	équation de Lévêque
max	valeur maximale
0	valeur initiale du jet

Références

- [1] El-Hassan, M., et al., *Experimental investigation of the wall shear stress and the vortex dynamics in a circular impinging jet*. Experiments in Fluids, 52(6): p. 1475-1489, 2012.
- [2] Violato, D., et al., *Three-dimensional vortex dynamics and convective heat transfer in circular and chevron impinging jets*. International Journal of Heat and Fluid Flow, 37: p. 22-36, 2012.
- [3] Hadziabdic, M. and K. Hanjalic, *Vortical structures and heat transfer in a round impinging jet*. Journal of Fluid Mechanics, 596: p. 221-260, 2008.
- [4] Hall, J.W. and D. Ewing, *On the dynamics of the large-scale structures in round impinging jets*. Journal of Fluid Mechanics, 555: p. 439-458, 2006.
- [5] Kristiawan, M., et al., *Wall shear rates and mass transfer in impinging jets: Comparison of circular convergent and cross-shaped orifice nozzles*. international Journal of Heat and Mass Transfer, 55: p. 282-293, 2012.
- [6] Adrian, R.J., *Laser Velocimetry*, in *Fluid Mechanics Measurements*, R.J. Goldstein, EditorSpringer-Verlag, p. 155-240, 1983.
- [7] Kähler, C., B. Sammler, and J. Kompenhans, *Generation and control of tracer particles for optical flow investigations in air*. Experiments in Fluids, 33(6): p. 736-742, 2002.
- [8] Garcia, C.M., P.R. Jackson, and M.H. Garcia, *Confidence intervals in the determination of turbulence parameters*. Experiments in Fluids, 40(4): p. 514-522, 2006.
- [9] Barnett, D.O. and H.T. Bentley. *Statistical bias of individual realization laser velocimeters*. in *Proceedings of the Second International Workshop on Laser Velocimetry*, 1974.
- [10] Calluaud, D. and L. David, *Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a surface-mounted block*. Experiments in Fluids, 36(1): p. 53-61, 2004.
- [11] Raffel, M., C. Willert, and J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry*, ed. Springer-Verlag. 2002.
- [12] Bendat, J.S. and A.G. Piersol, *Random Data. Analysis and Measurement Procedures*. Second Edition ed.: Wiley-Interscience Publication. 566, 1986.
- [13] Lumley, J.L., P. Holmes, and G. Bekooz, *The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows*. Annu. Rev. Fluid Mech, 25: p. 539-575, 1993.