



HAL
open science

Détection expérimentale de structures tourbillonnaires au sein d'un jet plan confiné en impact

Amine Koched, Michel Pavageau, Fethi Aloui

► To cite this version:

Amine Koched, Michel Pavageau, Fethi Aloui. Détection expérimentale de structures tourbillonnaires au sein d'un jet plan confiné en impact. CFM 2009 - 19ème Congrès Français de Mécanique, Aug 2009, Marseille, France. hal-03390866

HAL Id: hal-03390866

<https://hal.science/hal-03390866>

Submitted on 21 Oct 2021

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.

Détection expérimentale de structures tourbillonnaires au sein d'un jet plan en impact

A. Koched ^{1*}, M. Pavageau ¹, F. Aloui ^{1,2}

¹ École des Mines de Nantes, Département Systèmes Énergétiques et Environnement (DSEE), GEPEA, CNRS-UMR 6144, 4 rue Alfred KASTLER, BP20722 - 44307 Nantes Cedex 03 – France

² Université de Nantes, Faculté des Sciences et des Techniques - Département de Physique
2, rue de la Houssinière BP 92208, 44322 Nantes Cedex 03 - France

* Email : Amine.Koched@emn.fr

Résumé

Nous nous intéressons à la détection et à la caractérisation des structures tourbillonnaires dans la zone d'impact des jets plans turbulents. Les méthodes utilisées sont préalablement testées sur des tourbillons analytiques. Elles sont ensuite appliquées à l'étude de la partie initiale d'un écoulement de jet contenant des structures de sillage et de couche de mélange.

Abstract

We are interested in the detection and characterization of vortex structures in the impingement region of turbulent plane jets. The methods are first tested on analytical vortices. Then these methods are applied to the study of the initial part of a jet flow with wake mixing layers structures.

Mots clefs : Vortex, Jet plan en impact, PIV, Critères de détection

1. Introduction

Les écoulements de type jets plans ont fait l'objet de nombreuses recherches tant expérimentales que numériques et/ou théoriques. On rencontre ce type d'écoulement, par exemple en séparation d'ambiance. Les jets plans contiennent des structures tourbillonnaires qui jouent un rôle primordial en matière de mélange et/ou de transferts. Ces structures tourbillonnaires sont souvent qualifiées de « cohérentes ». C'est par fois discutable. La recherche d'une définition de ce qu'est une structure cohérente (SC) a conduit au développement de méthodes de détections de structures tourbillonnaire dans les écoulements.

Lugt [1] donne une définition intuitive d'une structure tourbillonnaire (ST) en la présentant comme le mouvement rotationnel de plusieurs particules autour d'un centre commun. Cette définition est discutable car elle pose la question de la convection de la ST dans un écoulement. En effet, elle ne peut être juste que pour un observateur se déplaçant avec la ST dans l'écoulement d'une part et d'autre part l'existence d'un minimum local de pression ne peut détecter la présence d'une ST et vice versa comme a été démontré par Jeong et Hussain [2]. Le tenseur de vortacité, étant invariant galiléen, apparaît comme le choix le plus naturel pour l'identification d'une ST. Hussain [3] va même à définir une ST comme une zone turbulente de l'écoulement dont la vortacité instantanée est corrélée avec la phase de l'écoulement. Selon lui, l'identification d'une ST doit être basée sur la vortacité. Jeong et Hussain [2] reviennent encore sur cette définition ainsi que Kida et Miura [4] et Cucitore et al [5]. En effet ils ont prouvé que la vortacité ne permet pas de distinguer entre le cisaillement et la rotation d'un tourbillon. Partant de cette constatation, Jeong et Hussain [2] présentent une nouvelle définition d'une ST utilisant comme point départ une condition de minimum de pression au centre d'une structure. Ils considèrent le tenseur $S^2 + \Omega^2$ avec $S_{ij} = 1/2(u_{i,j} + u_{j,i})$ et $\Omega_{ij} = 1/2(u_{i,j} - u_{j,i})$ sont les composantes symétriques et antisymétrique de ∇u . Ils définissent une ST comme un domaine connexe associé aux deux valeurs propres négatives de $S^2 + \Omega^2$. Etant donné que $S^2 + \Omega^2$ est symétrique, les valeurs propres sont donc réelles et si λ_1, λ_2 et λ_3 sont les valeurs propres avec $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$, la nouvelle définition est équivalente à $\lambda_2 \leq 0$ dans le cœur de la ST. D'où le critère λ_2 largement utilisé pour la détection des ST. La détection des structures tourbillonnaires (cohérentes ou non cohérentes) repose sur des critères locaux basés sur le gradient local de vitesse (vortacité ω , critères Q et λ_2 , etc.). Michard et al. [6] ont mis en place un nouveau critère de détection, purement cinématique, noté Γ_1 . Par la suite, Graftieaux et al. [7] ont amélioré ce critère pour le rendre invariant par transformation galiléenne. Ce critère est appelé Γ_2 . Contrairement à la vortacité ω , les

critères Q , λ_2 , Γ_1 et Γ_2 présentent l'avantage de discriminer rotations et cisaillement pur.

Dans cette étude, on se propose d'appliquer les critères ω , λ_2 et Γ_2 pour caractériser la zone de paroi d'un jet d'air plan double en impact sur une paroi plane. Dans une première étape, ces critères seront utilisés sur des champs de vitesse analytiques afin de tester l'efficacité de chacun d'entre eux. Par la suite, ces mêmes critères seront appliqués à des champs de vitesse instantanés obtenus par PIV rapide en sortie de buse d'un jet plan.

2. Champs de vitesse analytiques étalons

2.1 Champ de Taylor Green

Pour qualifier les critères de détection présentés en introduction, nous avons utilisé un champ de vitesse analytique étalon, le champ de Taylor Green, noté TG. Beaucoup d'auteurs tels que Marce et al. [8], Kuz et al. [9], Pullin et al. [10], Shu et al. [11], ont utilisé cette solution dans leurs études. Le champ correspondant s'écrit :

$$\begin{aligned} u(x, y, t) &= \sin(k\pi x) \cdot \cos(k\pi y) \\ v(x, y, t) &= -\sin(k\pi y) \cdot \cos(k\pi x) \end{aligned} \quad (1)$$

Sur la Figure 1 ci-dessous, nous présentons les champs analytiques de vitesse et de vorticité normalisé par la largeur du champ 1, où la vorticité $\bar{\omega}$ est définie par : $\bar{\omega} = \frac{1}{2} \cdot \text{rot} \vec{V}$ (2)

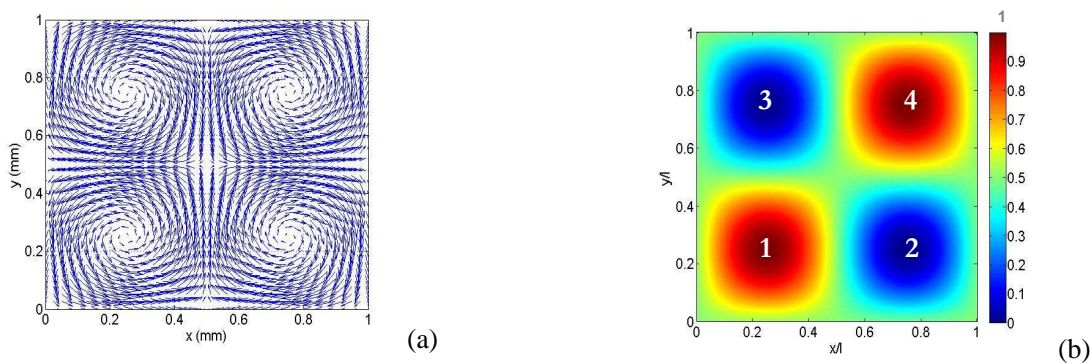


FIG. 1 : Tourbillons de TG : a) Champ de vitesse ; b) Champ normalisé de la vorticité associée

Numéro du vortex dans le champ	1	2	3	4
Diamètre D mesuré des vortex (1/k)	0,5	0,5	0,5	0,5
Intensité tourbillonnaire de chaque vortex sur disque de diamètre D (s ⁻¹)				
$I_v = 4 \cdot C / \pi D^2$ avec $C = \oint_L \vec{U} \cdot \vec{dl}$	6,45	- 6,45	- 6,45	6,45

L : Contour délimitant le vortex

Tableau 1: Caractéristiques des vortex présents dans le champ de la figure 1

2.2 Champ analytique étalon noyé dans un bruit Gaussien

Pour qu'un critère de détection de structures tourbillonnaires soit robuste, il faut qu'il soit peu sensible à la présence de bruit. On se propose de noyer le champ TG, V_1 , de la figure 1 dans un bruit gaussien V' , pour obtenir un champ bruité de la forme $\vec{V} = \vec{V}_1 + \vec{V}'$. On a testé différents champs pour $0,05 \leq \sqrt{V'^2} / \bar{V}_2 \leq 2$.

Le bruit appliqué sur le champ analytique introduit de la dissipation visqueuse dans l'écoulement [12] Malgré le bruit appliqué, les structures restent discernables sur le champ de vorticité de la figure 2. On retrouve, évidemment, qu'il est difficile à partir du seul examen de la vorticité de caractériser les ST présentes dans l'écoulement.

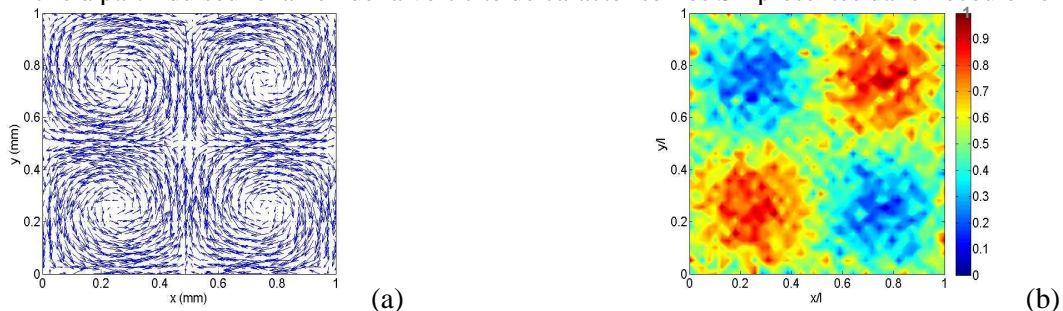


FIG. 2 : Tourbillons de TG noyés dans un bruit Gaussien : a) Champ de vitesse ; b) Champ de vorticité □

3. Critères de détection des ST : critère Γ_2 et critère λ_2

3.1 Critère Γ_2

Le critère Γ_2 , proposé par Graftieaux et al. [7] est basé sur le calcul d'une fonction indicatrice définie en tout point de l'écoulement à un instant donné t par :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{S} \int_{M \in S} \frac{\left(\overline{PM} \wedge (\overline{U_M} - \tilde{u}) \right) \cdot \vec{Z}}{\left\| \overline{PM} \right\| \cdot \left\| \overline{U_M} - \tilde{u} \right\|} dS \quad (3)$$

Avec : $\tilde{u} = \frac{1}{S} \int_S U dS$ la vitesse locale de convection, \vec{Z} la normale au plan d'observation et S un domaine

centré en P . M désigne l'ensemble des points contenus dans S .

Michard et al. [6] ont montré, dans le cas d'un écoulement incompressible, que les isocontours de Γ_2 comprises entre 1 et une valeur seuil égale à $2/\pi$, permettent de délimiter et distinguer les tourbillons présents dans l'écoulement. Plusieurs questions se posent néanmoins :

- Comment faut-il choisir la forme du domaine d'intégration S sur un maillage ouvert cartésien ?
- Comment fixer le critère de seuillage des critères de détection choisis ?

3.1.1 Influence de la forme du domaine d'intégration S

On présente sur la figure 4.a les résultats obtenus sur les champs de TG sans bruit dans le cas de l'intégration de la fonction Γ_2 , au point P , sur un domaine S anisotrope de forme carrée, de côté R , de taille $Nc \cdot \Delta x \times Nc \cdot \Delta y$ (Nc désigne le nombre de familles de points entourant le point P comme illustré sur la figure 3.a) et centré au point P . Sur les Figures 4b on présente les mêmes résultats obtenus pour un domaine d'intégration S isotrope correspondant à un cercle centré en P et de rayon $R = Nc \times \Delta x$ avec $\Delta x = \Delta y$. Pour les points P qui se situent sur les bords du champ, les couches qui composent le domaine d'intégration S sont considérées à partir des bords et en direction du centre du champ.

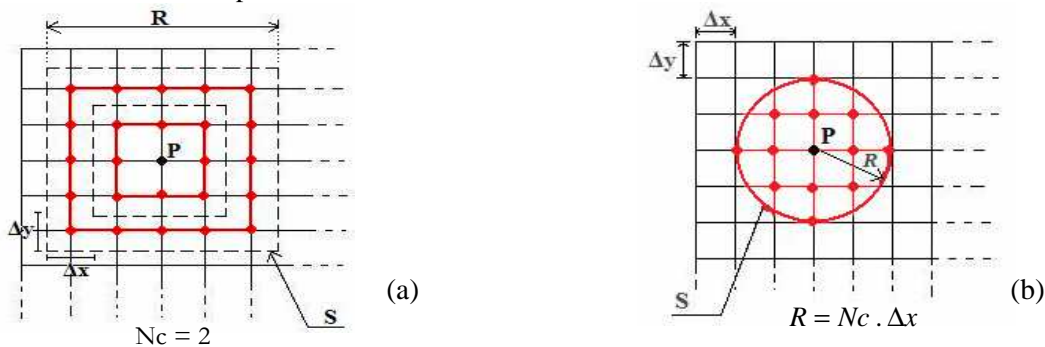


FIG. 3 : Les domaines d'intégration S : a) S carré ; b) S circulaire

L'anisotropie introduite par la géométrie du domaine d'intégration S peut influencer l'axisymétrie des valeurs de la fonction Γ_2 , et induire ainsi une anisotropie artificielle de la structure détectée, c'est ce qu'on remarque en comparant, qualitativement, les résultats des figures 4.a et 4.b : la forme des tourbillons ainsi que la position des centres des tourbillons diffèrent entre les figures 4.a (S carré) et 4.b (S circulaire) et en se référant au champ de vitesse sur la figure 1.a on remarque que les contours de Γ_2 obtenu par intégration sur un domaine isotrope représentent mieux les tourbillons présents dans le champ. Michard et al. [4] ont obtenu un résultat similaire.

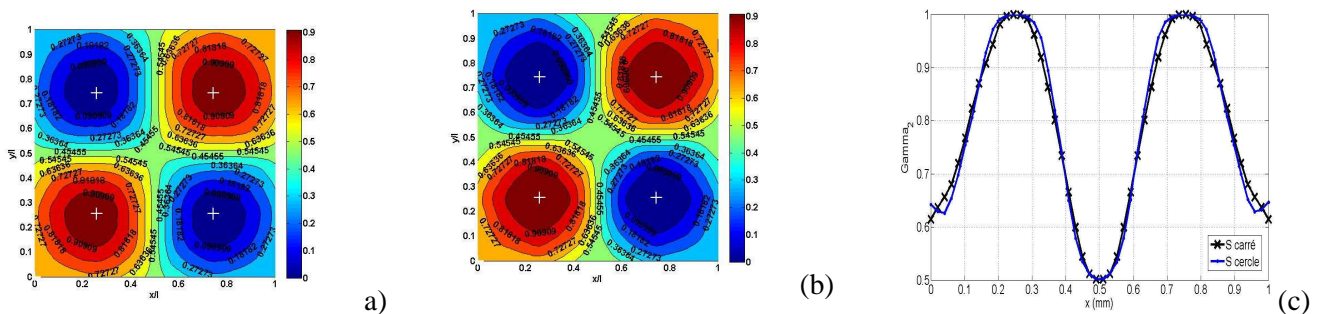


FIG. 4 : Les Champs Γ_2 : a) Champ Γ_2 pour S circulaire ; b) Champ Γ_2 pour S carré

La figure 4.c montre que les valeurs maximales de Γ_2 couvrent une zone plus importante du centre du vortex dans le cas de l'intégration sur un domaine circulaire. La figure 4.c est obtenue en traçant les isovalues de $|\Gamma_2|$ le long de la diagonale du champ total pour les deux cas de figures : intégration de la fonction Γ_2 sur un domaine isotrope (cercle) et un domaine anisotrope (carré).

Pour caractériser le vortex présent dans le champ analytique il faut :

- Détecter la présence du vortex en appliquant un critère de détection,
- Localiser le centre du vortex,
- Tracer les profils des fonctions associées aux critères de détections le long d'une direction donnée dans le vortex,
- Délimiter le vortex détectés en repérant les zones où les profils présentent des points d'inflexion,
- Calculer l'intensité du vortex ainsi délimités et la comparer à celle du vortex initial défini par le système d'équation (1).

3.1.2 Seuillage du critère de détection

Sur la figure 5, nous avons représenté les profils normalisés de la fonction Γ_2 intégrée sur un domaine isotrope composé de 7 couches de points ($N_c = 7$), ainsi que ceux du critère λ_2 . Ces profils sont obtenus en traçant les valeurs des fonctions Γ_2 et λ_2 le long de la diagonale du champ pour pouvoir récupérer ces valeurs sur deux tourbillons présents dans le champ. Quel que soit N_c considéré, la fonction Γ_2 reste invariante en des points bien particuliers. Michard et al. [6] ont considérés la valeur de Γ_2 en ces points d'inflexion comme les valeurs seuil de la fonction Γ_2 . Ils marquent donc les limites des tourbillons détectés par le critère Γ_2 . La valeur de Γ_2 au-delà de ces points d'inflexion diminue avec l'augmentation du nombre de couches et inversement en dessous. Ce résultat a été vérifié par Michard et al. [6]. Afin de caractériser les ST présentes dans l'écoulement, Michard et al. [6] ont fixé leur seuil à $2/\pi$. Pour le seuillage du critère λ_2 , Pavageau et al. [13] se sont basés sur une technique qui consiste à filtrer les champs de λ_2 en supprimant toutes les valeurs inférieures à 40% de la valeur $|\lambda_{2,\min}|$ sur chaque champ considéré, le critère λ_2 a servi dans leur étude pour localiser les ST et non pas pour caractériser ces structures. Cette technique présente ses limites. En effet, les ST correspondant à des valeurs de λ_2 inférieures au seuil fixé présentes dans le champ peuvent être omis. La valeur adimensionnée de Γ_2 aux points d'inflexion vaut 0.55 ; ce qui correspond à 55% de la valeur maximale de Γ_2 au centre du tourbillon ($|\Gamma_2|=1$ au centre). Les centres des vortex sont localisés par le critère λ_2 . Les 4 vortex ainsi détectés ont un rayon de 0,25 mm ; ce qui correspond à $D/2$. Leur intensité absolue est égale à 12.45 s^{-1} , alors que celle du champ de vitesse étalon vaut 6.45 s^{-1} .

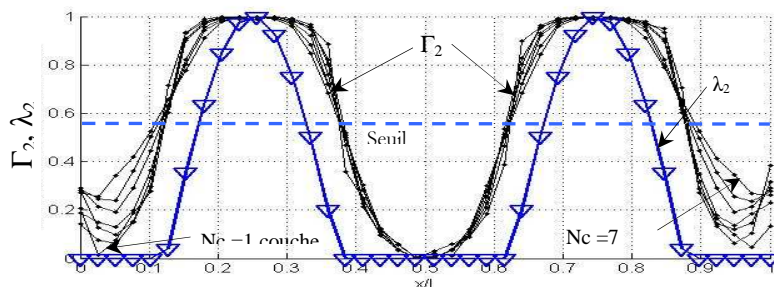
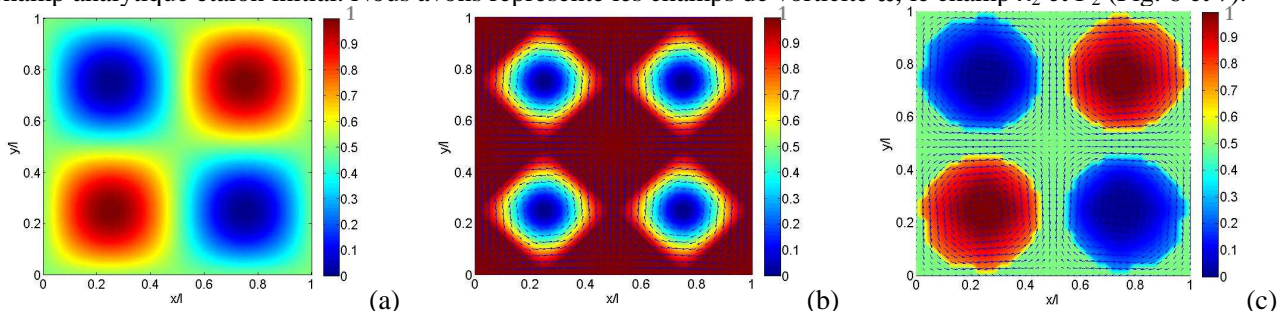


FIG. 5 : Profils des critères λ_2 et Γ_2 obtenus le long de la ligne AA'

3.2 Comparaison entre les critères λ_2 et Γ_2

Kolár [14] présente les limites du critère λ_2 pour la détection et la caractérisation des ST ; le critère λ_2 ne permet pas de détecter le minimum de pression le long d'une ST mais plutôt dans un plan perpendiculaire à l'axe du vortex. Pour mieux cerner l'efficacité d'un critère donné de détection de vortex, nous avons introduit un bruit au champ analytique étalon initial. Nous avons représenté les champs de vorticité ω , le champ λ_2 et Γ_2 (Fig. 6 et 7).



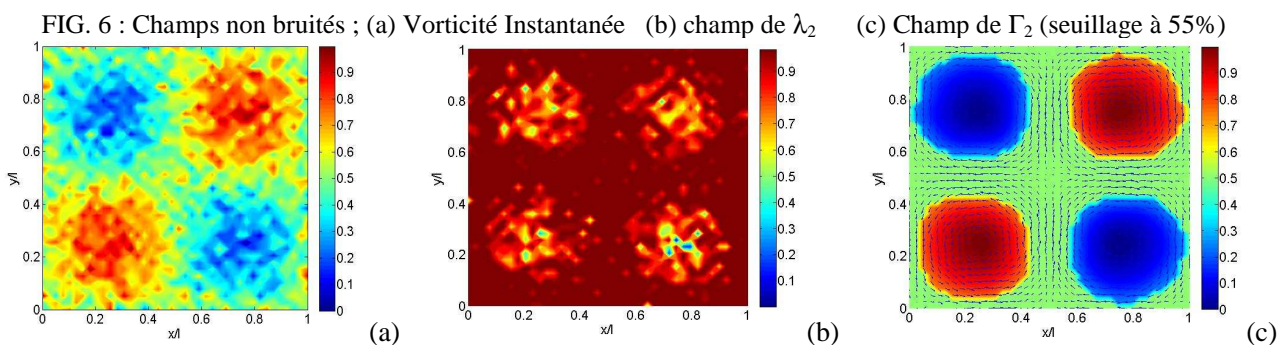


FIG. 7 : Champs bruités ; (a) Vorticité Instantanée (b) champ de λ_2 (c) Champ de Γ_2 (seuillage à 55%)

Les critères λ_2 et la vorticité ont montré leur limite dans la détection des vortex dans ce type d'écoulement comme montré par les figures 6 et 7. Ceci prouve l'intérêt du critère intégral (Γ_2), pour la détection et la caractérisation des vortex. Aloui et al. [15] ont utilisé le critère Γ_2 et on montré que ce critère permet de faire apparaître les ST qui sont noyées dans l'écoulement notamment dans les milieux confinés.

4. Application à un double jet en impact sur une paroi plane

4.1 Dispositif expérimental et technique de mesures

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 8. Il s'agit d'un tunnel de section $1\text{ m} \times 0,3\text{ m}$ et de longueur 9 m . Dans ce dernier, débouche un double jet d'air à travers deux buses rectangulaires accolées de largeur $e/2 = 1,5\text{ cm}$ chacune, et séparées par une plaque de 2 mm d'épaisseur. Ce double jet est généré par 4 moteurs axiaux identiques. Le jet frappe la paroi inférieure du tunnel, placée à $H=30\text{ cm}$ de la sortie de buse. Chaque buse débite de l'air à la vitesse de $6,75\text{ m/s}$, ce qui correspond à un écoulement en régime turbulent pour lequel le nombre de Reynolds vaut $Re = U_0 e / \nu = 13500$. Le champ de vitesses instantanées est mesuré à la sortie du jet double par un système PIV rapide commercialisé par LaVision. Le tableau 2, résume les caractéristiques du système PIV utilisé.

Distance focale de la caméra (mm)	50
Taille du champ d'observation (mm ²)	130×130
Taille des zones d'interrogation (pixels ²)	32×32
Recouvrement entre les zones d'interrogation	50 %
Résolution du capteur CCD (pixels ²)	1024×1024
Nombre de vecteurs dans un champ	4096
Fréquence d'acquisition (paire d'images/seconde)	2000
Durée d'acquisition (s)	5

Tableau 2 : Caractéristiques du système de PIV rapide utilisé

Le système PIV rapide comprend un laser continu de puissance 5 Watt , une caméra rapide de 8 Go de mémoire interne et de fréquence d'acquisition maximale de 12 000 paires d'images/seconde. L'écoulement a étéensemencé par de l'huile d'olive pulvérisée (diamètre $\approx 20\mu\text{m}$).

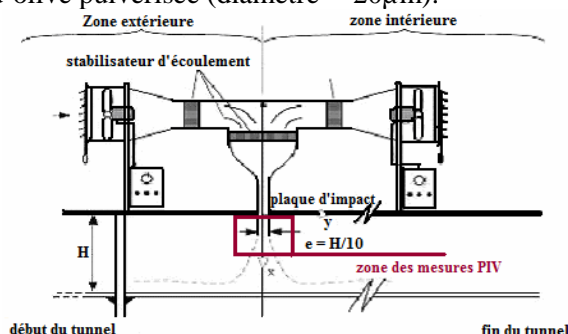


FIG. 8 : Dispositif expérimental de génération du double jet d'air

4.2 Utilisation des critères de détection sur les mesures obtenues par PIV

Les critères λ_2 et Γ_2 sur le champ de TG sont appliqués, maintenant, sur un champ instantané expérimental issu des mesures PIV sur un double jet d'air confiné en impact (figure 9.a). Sur la figure 9b, nous avons représenté les isovalues normalisées du critère λ_2 . Le critère λ_2 a servi pour localiser les centres des vortex qui sont marqués par des croix blanches sur la figure 9.b. Les centres des vortex, aux nombres de 64 , correspondent

aux valeurs minimales du critère λ_2 . La figure 9c, représente les isovalues normalisées du critère Γ_2 . Le critère λ_2 est représenté sans avoir appliqué de seuil sur les valeurs de la fonction λ_2 alors que le critère Γ_2 est seuillé à 55%. Le critère Γ_2 permet de déterminer la largeur de la zone de mélange ainsi que l'interaction de celle-ci avec le fluide environnant.

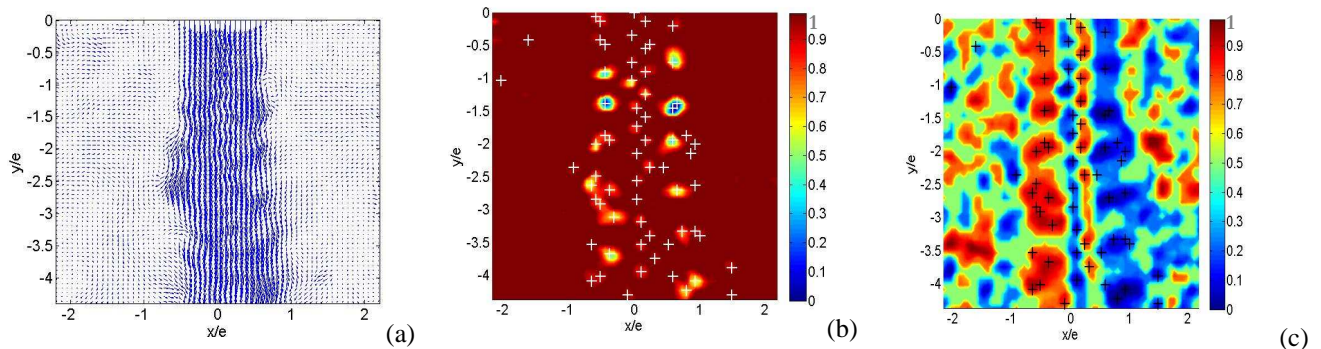


FIG. 9 : Mesures par PIV obtenues pour $Re=13500$: a) Champ de vitesses ; b) Critère λ_2 ; c) Critère Γ_2

5. Conclusion

Dans ce travail, nous avons qualifié dans un premier temps l'efficacité de chacun des critères de détection des structures tourbillonnaires (ω , λ_2 et Γ_2), sur un champ analytique étalon de type TG. Dans une seconde étape, nous avons appliqué ces mêmes critères à un champ de vitesse expérimental instantané issu d'un double jet d'air plan en impact sur une paroi plane. L'objectif est d'extraire convenablement les vortex présents et noyés dans l'écoulement fortement turbulent, pour mieux décrire la dynamique des ST. Ces derniers sont responsables des mélanges et des transferts au sein de l'écoulement. Nous avons combiné les deux critères de détection λ_2 et Γ_2 . Ceci nous permet de remonter à une information plus complète et pertinente sur les ST présentes dans la zone d'établissement de l'écoulement du double jet en impact. Nous avons pu détecter les structures de Von Karmàn qui se situent dans le sillage de la plaque de séparation des deux buses, ainsi que les structures de type Kelvin Helmholtz dans les couches de mélange du jet.

Nous allons appliquer ces critères dans la zone d'impact du jet, là où les phénomènes de transfert sont plus importants.

Références

- [1] Lugt H.J. (1983), *Vortex flow in nature and technology*, Wiley
- [2] Jeong J., Hussain F. (1995), "On the Identification of a vortex". *Journal of fluid Mechanics*, Vol. 285, 69-94.
- [3] Hussain F. (1986), "Coherent Structures and Turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, JFM. Vol. 173, 303-356.
- [4] Kida S., Miura H. (1998), "Identification and analysis of vortical structures". *Eur. J. Mech. B/F* 17, 471-488.
- [5] Cucitore R., Quadrio M., Baron A. (1999), "On the effectiveness and limitations of local criteria for the identification of a vortex", *Eur. J. Mech. B/F* 18,261-282.
- [6] Michard M., Favelier T. (2004), « Développement d'un critère d'identification de structures tourbillonnaires adapté aux mesures de vitesse par PIV ». 9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, 14-17 Septembre, Bruxelles, Belgique.
- [7] Graftieux L., Michard M., Grosjean N. (2001), « Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows », *Measurement Science and technology*, Vol. 12, 1422-1429.
- [8] Brachet M.E., Meiron D.I., Orszag S.A., Nickel B.G., Morf R.H., Frisch U. (1983), "Small-scale structure of the Taylor-Green vortex", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 130, 411-452.
- [9] Kuz'min G.A., Patashinskii A.Z. (1986), « Tensor characteristics of coherent vortex structures », *Journal of applied Mechanics and Technical Physics*, Vol. 27, 735-739
- [10] Pullin D.I., Saffman P.G. (1998), "Vortex dynamics in turbulence", *Ann. Rev. of Fluid Mech.*, Vol. 30, 31-51.
- [11] Shu C.W., Don W.S., Gottlieb D., Schilling O., Jameson L. (2005), « Numerical convergence study of nearly incompressible, inviscid Taylor-Green vortex flow », *Journal of Scientific Computing*, Vol. 24, Issue 1, 569-595.
- [12] Decossin S, Pavlov V. (2003), "Evolution of the repartition function of 2D vortex gaz in presence of noise", *Comptes Rendus Mécanique*, Vol. 331, No. 11, 739-744.
- [13] Pavageau M., Loubière K., Gupta S. (2006), "Automatic eduction and statistical analysis of coherent structures in the wall region of a confined plane turbulent impinging jet", *Experiments in Fluids*, Vol. 41, 35-55 .
- [14] Kolàr V. (2007), "Vortex identification: New requirements and limitations", *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28, Issue 4, 638-652.
- [15] Aloui F., Réhimi F., Ait Mouheb N., Ben Nasrallah S., Doubliez L. (2006), « Étude expérimentale de la dynamique des structures tourbillonnaires cohérentes générées par un obstacle de forme cylindrique ou carrée centré entre deux plans parallèles horizontaux », 10^{ème} Congrès Francophone de Techniques Laser, CFTL10, 19-22 septembre, Toulouse, France.