



# Caractérisation d'un vortex turbulent par des moyennes de phase de champs de vitesse PIV

Yannis Cuypers

## ► To cite this version:

Yannis Cuypers. Caractérisation d'un vortex turbulent par des moyennes de phase de champs de vitesse PIV. 17e Congrès Français de Mécanique (CFM 2005), Aug 2005, Troyes, France. <hal-04204278>

**HAL Id: hal-04204278**

**<https://hal.science/hal-04204278v1>**

Submitted on 12 Sep 2023

**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.



HAL Authorization

# Caractérisation d'un vortex turbulent par des moyennes de phase de champs de vitesse PIV

Yannis Cuypers

*Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Centre d'Enseignement et de Recherche sur l'Eau la Ville et l'Environnement  
cuypers@cereve.enpc.fr*

## Résumé :

*On dispose d'un dispositif expérimental permettant de générer de façon pseudo périodique l'explosion d'un tourbillon étiré. En s'appuyant sur des moyennes de phase des mesures PIV, on propose une caractérisation de la structure globale de l'écoulement ainsi que des différentes quantités statistiques qui caractérisent les fluctuations turbulentes.*

## Mots-clefs :

**tourbillon ; spot turbulent ; cascade d'énergie ; tourbillon de Lundgren**

## 1 Introduction

La détermination du rôle joué par les structures tourbillonnaires dans les mécanismes de cascade d'énergie est un enjeu important en turbulence. L'étude des filaments de vorticité au sein des écoulements turbulents, si elle est indispensable, présente des difficultés expérimentales qui limitent la quantité d'informations accessibles. Nous proposons donc une expérience dans laquelle un tourbillon étiré intense, modèle des filaments de vorticité, est étudié en l'absence de fond turbulent. Sous certaines conditions l'écoulement se caractérise par l'évolution quasi-périodique de ce tourbillon en spot turbulent. On s'intéresse à ce dernier régime, et en particulier à la cascade d'énergie résultant de l'évolution du spot turbulent. Plusieurs résultats obtenus lors d'études précédentes [1, 2] réalisées à partir de mesures par film chaud ont permis d'établir la présence d'un net régime turbulent caractérisé par une spectre d'énergie en  $k^{-5/3}$ . Le mécanisme de construction de ce spectre a été étudié. Il a ainsi été montré une transition entre la valeur -1 et la valeur -2 de l'exposant des spectres quasi-instantanés au cours du temps, seul l'intégration temporelle de ces spectres instantanés sur un temps d'évolution  $T_v = 1.5s$  aboutit dans cet écoulement à l'exposant -5/3.

Dans [2], les résultats expérimentaux ont été comparés à la solution du tourbillon de Lundgren qui propose un mécanisme de cascade d'énergie flexible et montre un comportement similaire dans l'évolution des spectres d'énergie. Dans ce modèle, le mécanisme de cascade d'énergie résulte de l'évolution d'un champ de vorticité non axisymétrique sous l'effet de deux ingrédients présents dans l'écoulement expérimental, à savoir, un étirement et une rotation différentielle d'ensemble. Plusieurs accords quantitatifs ont été obtenus avec cette solution théorique, notamment sur le temps de construction du spectre en -5/3 et sur l'étendue de la gamme inertielle correspondante.

Dans l'article présent, les résultats obtenus à partir de mesures synchronisées de film chaud et de Vélocimétrie Par Images de Particules (PIV) sont présentés. La procédure expérimentale utilisée permet de réaliser des moyennes d'ensembles des différentes quantités extraites des

champs PIV à différents temps d'évolution du spot turbulent, et d'en tirer différentes quantités statistiques caractérisant l'évolution temporelle de l'écoulement turbulent.

## 2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental consiste en un canal hydrodynamique basse vitesse représenté sur la figure 1. Le tourbillon est généré par étirement de la vorticité contenue dans la couche limite laminaire inférieure. est étirée au moyen d'une aspiration caractérisée par un débit  $Q_2$ . Pour des valeurs suffisamment grandes du rapport  $\frac{Q_1}{Q_2}$  entre le débit d'aspiration  $Q_2$  qui produit l'étirement et le débit aval  $Q_1$ , l'écoulement entre dans un régime d'explosion périodique du tourbillon, comme le montre la visualisation de la figure 2. Le nombre de Reynolds calculé sur la circulation du tourbillon se situe dans la gamme  $[4000 - 6000]$  au moment de l'explosion.

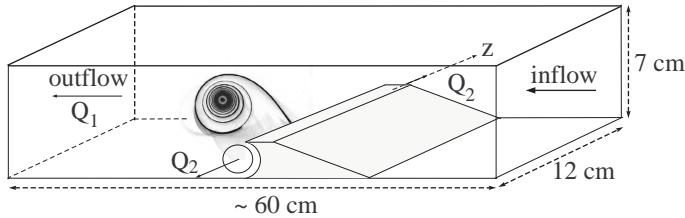


FIG. 1 – Dispositif expérimental

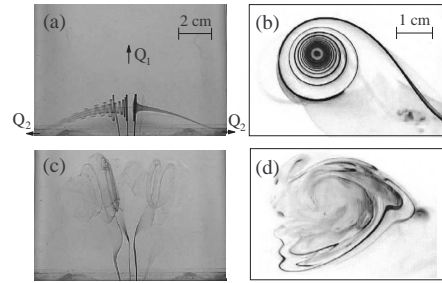


FIG. 2 – Visualisation de l'écoulement (a-b), phase laminaire, a vue de dessus du tourbillon b section du tourbillon, (c-d) phase turbulente, c vue de dessus, d section du tourbillon

Le dispositif expérimental (Fig.3) permet de réaliser une acquisition synchronisée du signal du film chaud et du signal PIV. Le système PIV est composé d'une caméra haute résolution ( $1280 \times 1024$  pixels) qui capture les images à une fréquence de  $4\text{ Hz}$  et d'un double laser YAG. L'aire de mesure est de  $5\text{ cm} \times 4\text{ cm}$  et la résolution obtenue de  $86 \times 64$  vecteurs. Les mesures PIV sont réalisées dans une section du vortex au milieu du canal et donnent une mesure du champ de vitesse  $(U_x, U_y)$  dans le plan  $(x, y, z = 0)$ .

Pour que la mesure film chaud ne perturbe pas la mesure PIV, la sonde film chaud est introduite par la paroi latérale, avec un angle de  $45^\circ$  (Fig.3), le film chaud est de plus décalé de  $1\text{ mm}$  sur l'axe  $z$  par rapport à la nappe laser. Enfin, le film est lui même orienté à  $45^\circ$  par rapport au porte sonde, de cette façon, il est aligné avec l'axe  $z$  et mesure  $\sqrt{U_x^2 + U_y^2}$ .

## 3 Traitement des signaux

Un signal typique de vitesse enregistré par le film chaud montre le caractère pseudo périodique de l'écoulement et l'alternance de phases laminares et turbulentes (Fig.4). Un traitement *ad-hoc* de ce signal [2] permet de déterminer les débuts des parties turbulentes  $t_n$ .

Simultanément à l'acquisition film chaud, un grand nombre ( $N \simeq 4000$ ) de signaux PIV sont enregistrés. Connaissant  $t_n$ , et les temps d'acquisition  $t_a$  des signaux PIV, on définit le temps  $t$  des signaux PIV par rapport à la phase du cycle comme  $t = t_a - t_n$ . Le temps  $t$  est

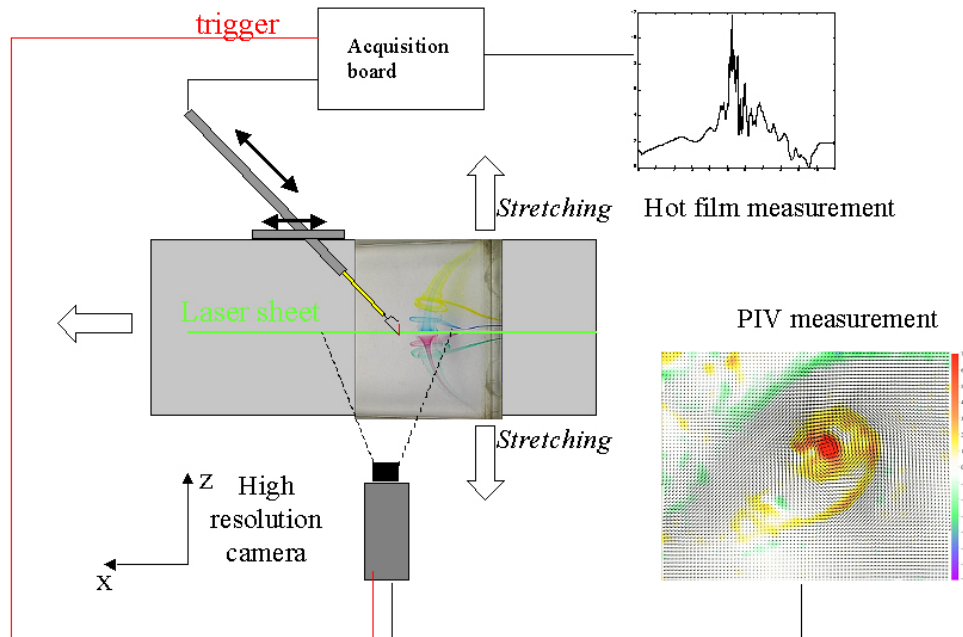
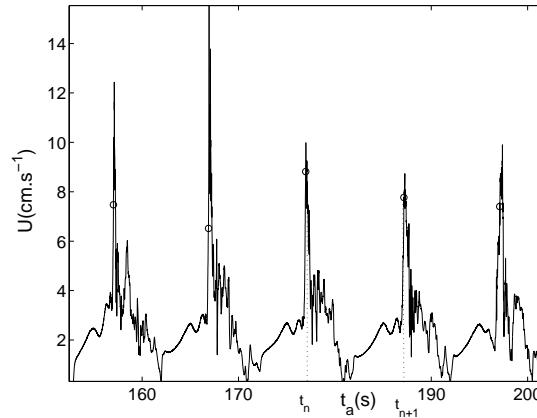


FIG. 3 – Montage expérimental, pour l'acquisition synchronisée des mesures PIV et film chaud

FIG. 4 – Signal du film chaud sur 5 cycles, les temps  $t_n$  indiquent le début des parties turbulentes sur chaque cycle

alors divisé en sous intervalles  $[t_i, t_i + \Delta t]$  de durée  $0.1 \text{ s}$ , petite devant le temps  $T_v = 1.5 \text{ s}$  de construction du spectre tel qu'il est défini dans [1, 2]. Une trentaine de champs PIV  $\mathbf{U}_m(t_i)$  sont enregistrés pour chaque pas de temps  $t_i$ . Ceux ci sont décomposés entre champ de vitesse moyen  $\mathbf{U}_0(t_i)$  et champ de fluctuations de vitesse  $\mathbf{u}_m(t_i)$ .

$$\mathbf{U}_m(t_i) = \mathbf{u}_m(t_i) + \mathbf{U}_0(t_i) \quad (1)$$

avec  $\mathbf{U}_0(t_i) = \langle \mathbf{U}_m(t_i) \rangle$

Un exemple de cette décomposition appliquée à un champ de vorticité axial

$$\Omega_m(t_i = 0 \text{ s})\mathbf{e}_z = \nabla \wedge \mathbf{U}_m(t_i = 0 \text{ s}) \quad (2)$$

est donné sur la figure 5. Celle-ci met en évidence une partie moyenne essentiellement axisymétrique, et des fluctuations qui prennent la forme de patches de vorticité répartis autour du coeur.

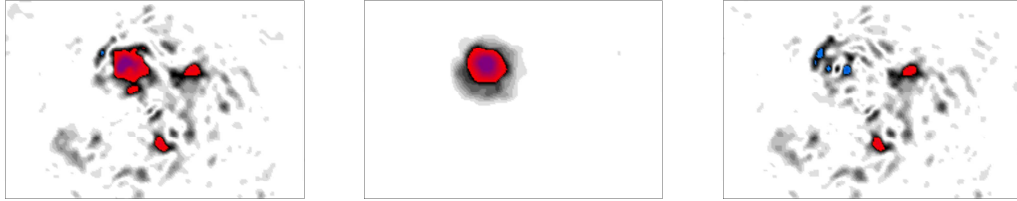


FIG. 5 – Décomposition du champ de vorticité, entre champ de vorticité totale, à gauche, champ de vorticité moyen, au milieu, fluctuations de vorticité, à droite

#### 4 Calcul des spectres

Pour caractériser l'évolution temporelle du vortex turbulent dans le domaine spectral et le mécanisme de construction du spectre d'énergie au cours du temps, on a défini dans [1, 2], des spectres d'énergie quasi-instantanés et des spectre d'énergie cumulés qui fournissent respectivement la signature spectrale quasi-instantanée et intégrée dans le temps du tourbillon turbulent. Le calcul de ces spectres à partir de la mesure film chaud présente cependant deux difficultés. D'abord la traduction des fluctuations temporelles en fluctuations spatiales fait appel à une hypothèse de Taylor locale dont l'utilisation est délicate. Ensuite, afin de conserver une résolution spectrale minimale, le calcul des spectres quasi-instantanés est réalisé sur un intervalle de temps minimale, incompressible, quelque soit le nombre de cycles enregistrés.

Ces deux difficultés sont ici levées par l'utilisation des données PIV, puisque la mesure est réalisée directement en espace. On définit ainsi le spectre d'énergie PIV instantané au temps  $t_i$  de la manière suivante :

$$e(k, t_i) = \langle \int_0^{2\pi} |\hat{u}_{x,m}(\mathbf{k}, t_i)|^2 + |\hat{u}_{y,m}(\mathbf{k}, t_i)|^2 k^2 d\theta_k \rangle \quad (3)$$

A partir du spectre instantané on peut alors définir le spectre cumulé  $E^c(k, t_i)$ , qui représente la contribution intégrée dans le temps du vortex turbulent au spectre d'énergie :

$$E^c(k, t_i) = \frac{1}{i} \sum_{j=1}^i e(k, t_j) \quad (4)$$

L'évolution de l'exposant des spectres instantanés est représentée sur la figure 7. Pour vérifier la bonne convergence des données les exposant des spectres sont calculées pour différentes valeurs de l'intervalle  $\Delta t$  entre chaque pas de temps  $t_i$ , le résultat obtenu à partir de la mesure film chaud synchronisée est également représenté. On observe une transition entre un exposant -1 et -2 au cours du temps pour les deux mesures.

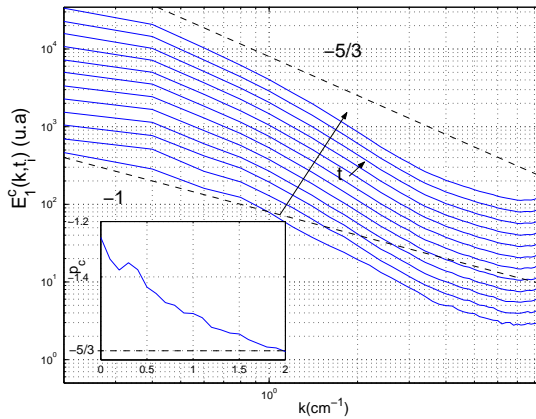


FIG. 6 – Evolution des spectres PIV cumulés  $E^c(k, t_i)$ , l'insert montre l'évolution de l'exposant spectral calculé sur la gamme inertielle

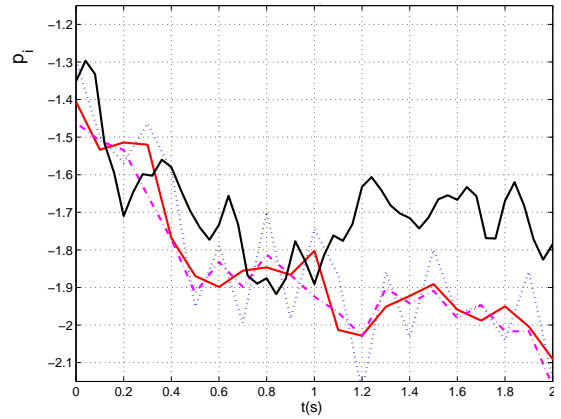


FIG. 7 – Evolution de la pente instantanée  $p_i$  pour les données PIV et film chaud, en bleu (..)  $\Delta t = 0.1s$ , en rouge (-),  $\Delta t = 0.2s$  en mauve, (- -)  $\Delta t = 0.3s$ , en noir (-), film chaud

Les spectres cumulés sur différents temps  $t_i$  et l'évolution correspondante de l'exposant spectral sont représentés sur la figure 6. On observe une transition entre -1 et -5/3 au cours du temps. La loi en -5/3 résulte d'une intégration temporelle des spectres instantanés comme prédit dans le modèle de Lundgren. Ces résultats viennent confirmer ceux obtenus par la mesure film chaud dans [1, 2], où le comportement spectral a été interprété dans l'espace physique comme l'enroulement et l'étirement de patches de vorticité en nappe de vorticité suivant le mécanisme de cascade d'énergie de Lundgren. Le temps de construction  $T_{v,PIV} = 2 s$  estim    partir des mesures PIV apparaît cependant sensiblement supérieur à celui obtenu à partir de la mesure film chaud  $T_v = 1.5 s$ .

## 5 Transferts d'énergie

L'étirement tourbillonnaire et le flux d'énergie vers les petites échelles associé, se caractérise par une valeur négative du coefficient d'asymétrie (Skewness)  $S$  de la dérivée de la vitesse longitudinale. Celui-ci se définit comme :

$$S = \frac{\langle (\frac{\partial u_l}{\partial l})^3 \rangle}{\langle (\frac{\partial u_l}{\partial l})^2 \rangle^{3/2}} \quad (5)$$

Nous avons estimé l'évolution de  $S$  au cours du temps pour les données PIV, en calculant le coefficient d'asymétrie  $S_{\Delta u_l}$  pour des différence de vitesse longitudinales ( $\Delta u_l = \Delta \mathbf{u} \cdot \mathbf{l}$ )   échelle  $l$  décroissantes, moyenné azimuthalement sur les directions de  $\mathbf{l}$ .

En suivant Morize *et al* [4], on prend la valeur minimum obtenue pour  $S_{\Delta u_l}$ , comme une estimation de  $S$ . La figure 8 montre des valeurs très négatives de  $S_{\Delta u_l}$  au début de l'explosion, qui croît ensuite au cours du temps. Cette évolution traduit un déclin du flux d'énergie vers les petites échelles et peut s'interpréter comme un déclin de l'étirement au cours du temps combiné à un déclin de l'énergie turbulente sous l'effet de la dissipation visqueuse. La valeur moyenn e  $S_{mean} = -0.77$  de ce coefficient sur le temps  $T_{v,PIV} = 2 s$  de construction du spectre

reste sensiblement plus négative que les valeurs typique  $S \simeq -0.5$  observées en turbulence homogène et isotrope.

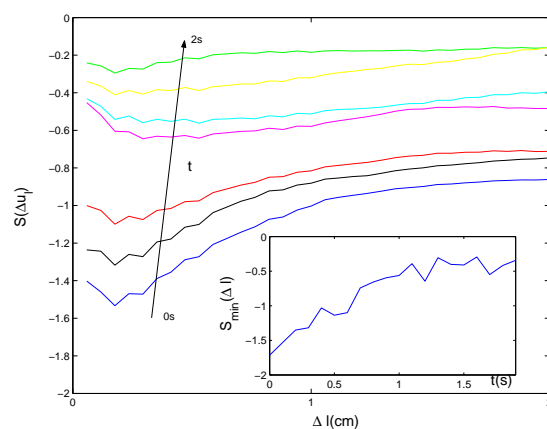


FIG. 8 – Evolution du coefficient de skewness de la distribution des différences de vitesse en fonction de l'incrément  $l$  pour différents  $t_i = 0.1s, 0.3s, 0.5s, 0.9s, 1.3s, 1.7s, 2s$ . L'insert montre  $S_{min}$  la valeur minimale de ce coefficient à chaque pas de temps, choisie pour estimer  $S_{\Delta u_l}$ .

## 6 Conclusion

L'utilisation des mesures PIV a permis d'écarter plusieurs difficultés inhérentes à la mesure par film chaud, notamment l'utilisation de l'hypothèse de Taylor. Les mesures PIV présentées dans cet article montrent que cette méthode de mesure est à même de capturer les échelles qui contribuent à la dynamique turbulente. Les résultats obtenus à l'aide des mesures par film chaud ont ainsi été confirmés et l'évolution du flux d'énergie vers les petites échelles a été caractérisée.

Un travail toujours en cours, consiste à présent à utiliser les données fournies par les mesures PIV pour l'élaboration d'une modélisation de l'écoulement expérimental comme une solution particulière du modèle de Lundgren.

## Références

- [1] Y. Cuypers , A. Maurel , P. Petitjeans. Vortex burst as a source of turbulence *Phys. Rev. Lett.* 91 19450, 2003
- [2] Y. Cuypers , A. Maurel , P. Petitjeans. Comparison between an experimental turbulent vortex and the Lundgren vortex *J. Of Turb.* 5 2004
- [3] T. S. Lundgren. Strained spiral vortex model for turbulent fine structures *Phys. Fluids* 25 2193 1982
- [4] C. Morize, F. Moisy and M. Rabaud Decaying grid-generated turbulence in a rotating frame, subm. to *Phys. Fluids* 2004.