Etude des Structures de Basse Pression dans un Ecoulement Turbulent

Stage de D.E.A.

Physique Statistique et Phénomènes Non-Linéaires

Dirigé par Patrice Abry et Jean-François Pinton

Laboratoire de Physique E.N.S. Lyon

Pierre CHAINAIS

Avril-Juillet 1997

Remerciements

Ce rapport est le fruit d'un travail de 3 mois effectué au sein de l'équipe de Traitement du Signal du laboratoire de physique de l'E.N.S. Lyon. Je remercie Patrick Flandrin qui m'a permis de travailler au sein de son groupe.

Tout au long de ce travail, deux guides m'ont soutenu et encadré. Je suis tout particulierement reconnaissant envers Patrice Abry et Jean-François Pinton avec qui j'ai eu la chance de travailler dans la bonne humeur, tout en profitant de leur expérience et de leur rigueur scientifique.

Un grand merci aussi à mes sauveteurs quotidiens, Eric (que ce soit MATLAB ou le WEB, Eric est vraiment un 6ème dan !) et Anne-Emmanuelle sans qui je n'aurais jamais réussi à dompter Amarcord (mon Deep Blue II à moi...). Partager mon lieu de travail avec eux est un loisir de tous les jours !

Pour toutes les patientes explications qu'ils ont bien voulu me donner sur leurs travaux, le sourire en prime, je remercie particulièrement Christophe Baudet et Olivier Michel. Un grand merci aussi à Francesca Chilla pour les bons moments en salle de manip.

Je remercie aussi l'ensemble de l'équipe 6 de Traitement du Signal ainsi que l'ensemble de l'équipe 2 Instabilités et Acoustique pour leur accueil chaleureux.

Enfin pour leur travail chirurgical dans les fichiers ".ps", un grand bravo à Claire et Julien !

Table des matières

Chapitre 1

Motivations

1.1 Intermittence en turbulence

La question de l'intermittence en turbulence est très ouverte. Nous devons préciser ici les différents aspects de cette question qui ont motivé ce travail.

Depuis quelques années, des **objets cohérents** sont vus dans les simulations numériques [18] comme dans les expériences de visualisation [9]. Ces "objets" sont souvent appelés filaments. En effet, ils ont l'allure de spaghetti ayant une longueur de l'ordre de l'échelle intégrale, et un diamètre très inférieur. Ils correspondent selon les cas à des zones de forte vorticité (simulations) ou à des zones de basse pression (visualisation). Leur(s) forme(s), leur fréquence d'apparition relèvent de ce que l'on pourrait appeler *l'intermittence temporelle*. Etudier ces structures cohérentes peut nous donner des informations quant à la dynamique de l'écoulement.

Le lien entre ces objets (forme,statistique...) et la structure du **signal de vitesse** à travers les échelles est aussi une question intéressante. On parle alors d'intermittence des plus grandes jusqu'aux plus petites échelles spatiales. Selon la taille et le nombre des filaments, selon leur profil de vitesse, le rôle de ces filaments n'est pas évident.

Enfin, d'un point de vue purement expérimental, la reconnaissance directe du passage d'un filament sur le signal de vitesse fait partie de nos objectifs. A ce jour aucun critère objectif n'est complètement validé.

1.2 Démarche

La démarche que nous avons adoptée comprend deux grandes étapes : détecter les "objets" localisés, puis étudier leur comportement statistique et leurs caractéristiques.

Classiquement, ces objets sont considérés comme des "bouffées" d'énergie dans la partie haute fréquence du signal de vitesse. Différents travaux basés sur un filtrage passe-haut du signal ont déjà été menés (voir notamment [12], [7]). La question posée par ces méthodes est l'identité même des objets détectés (même si Camussi & Guj [7] parviennent à dégager une structure moyenne des objets détectés qui semble très intéressante). Une étude du seul signal de vitesse nous paraît insuffisante, au moins dans un premier temps, car privée de "contre-vérification". En effet, nous ne disposons d'aucun critère objectif de détection directement sur le signal de vitesse. C'est pourquoi nous avons choisi de concentrer notre attention sur **les structures cohérentes dépressionnnaires** qui apparaissent clairement dans le signal de pression. L'intérêt de cette approche réside dans le lien entre pression et vorticité à travers l'équation :

$$\Delta p = \frac{\rho}{2}(\omega^2 - \sigma^2)$$

Nous utilisons une méthode de détection originale basée sur une mesure locale d'écart à la statistique gaussienne (dans le signal de pression) dont le principe est décrit en détail dans la Partie 3. Nous effectuerons des enregistrements conjoints de la pression et de la vitesse. Nous appellerons ci-dessous **filaments** les structures mises en évidence.

Nous avons étudié les aspects statistiques globaux de l'écoulement (densités de probabilité de vitesse et pression, spectres, *cf 2.3*), le comportement statistique des filaments (temps d'attente *(cf 3.2)*. D'autre part nous nous sommes appliqués à mettre en évidence les structures caractéristiques des filaments dans les signaux de pression et de vitesse acquis grâce aux capteurs (*cf. 3.3 et 3.4*). Nous avons aussi mis au point une méthode d'effaçage des filaments dans le signal de vitesse (*cf. Partie 4*). Enfin, nous nous sommes intéressés aux fonctions de structure (*cf 4.3*) dans le signal avant et après effaçage.

1.3 Outils utilisés

Les événements auxquels nous nous intéressons correspondent très majoritairement à des dépressions de grande amplitude localisées en temps et en espace. Elles sont "rares" au sens où les valeurs prises par la pression se trouvent dans les "queues" ou les "ailes" des fonctions densité de probabilité (notées p.d.f.). Nous recherchons un mode de détection directement en lien avec cette observation (*cf Partie 3*). Il nous faut en quelque sorte un outil de **mesure locale d'écart à la statistique gaussienne**.

Nous nous intéressons à la caratérisation d'objets localisés en temps que nous désirons effacer. Nous avons donc besoin d'une représentation conjointe en temps et fréquences pour pouvoir modifier certaines fréquences à certains instants. Une représentation temps-échelles remplit cette condition. Les **ondelettes** représentent l'outil de base de notre méthode d'effaçage des filaments (*cf Partie 4*) (pour plus de détail, se reporter à [8]). Une technique similaire a déjà été utilisée par P. Abry [1] sur le signal de pression.

1.4 Cahier des charges expérimental

Nous voulons disposer des signaux de vitesse et de pression au même instant, au même point de l'espace. En toute rigueur une telle mesure est impossible, ne serait-ce qu'à cause de l'encombrement des capteurs (la mise en oeuvre d'un capteur mixte vitesse-pression fait partie des projets). Nous avons donc décidé d'effectuer des mesures en paroi dans un écoulement fermé en approchant le plus possible, c'est-à-dire sans perturber notablement l'écoulement, le film chaud du capteur de pression fixé en paroi. De plus on veut résoudre les plus petites échelles possibles (nous voulons résoudre l'échelle de Kolmogorov) donc les temps les plus courts possibles (cf. hypothèse de Taylor). Les acquisitions ont donc lieu à la fréquence d'échantillonnage la plus élevée possible (2 fréquences sont utilisées : $19531 Hz$ et $78125 Hz$).

Chapitre 2

Protocole expérimental

2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif (*fig.2.1*) que nous utilisons est similaire à ceux précédemment utilisés par P. Abry [1], J.F. Pinton [15][16], l'équipe de Couder-Douady-Cadot [6][9][10]. Le fluide est de l'air (et non de l'eau, un mélange eau-glycérol, ou de l'hélium).

L'air est entraîné par deux disques coaxiaux et horizontaux en bois de rayon $R = 10$ cm séparés par une hauteur $H = 27$ cm. Les disques sont munis chacun de 8 pâles de hauteur $h_b = 2$ cm. Ils tournent en sens opposés à des fréquences de l'ordre de 20 à $50Hz$ (donc $T_{rot} \sim 0.02$ à $0.05s$) entraînés par deux moteurs de 450 W. L'écoulement observé n'est *a priori* ni homogène ni isotrope. De plus il s'agit d'un écoulement fermé dans lequel les mesures sont faites très près de la paroi ($d \leq 5mm$). Il n'est donc pas évident qu'on doive retrouver les résultats attendus dans le cas des écoulements ouverts, homogènes et isotropes. La lente variation de la température moyenne observée au cours des acquisitions doit être prise en compte lors du calibrage de la vitesse.

2.2 Mesures

Les mesures de pression sont effectuées grâce à un transducteur piézoélectrique de type PCB103A02. Le diamètre de la zone de mesure vaut 2,1 mm ; sa fréquence de coupure basse à -5% est $0.05Hz$ et son temps de montée de $25\mu s$.

Les mesures de vitesse sont effectuées grâce à une sonde à film chaud de type 1260A-10 n^o 936115. Le fil a une longueur $L = 1mm$ pour un diamètre $\phi = 10\mu m$. La longueur de la zone de mesure effective vaut $10\mu m$. Tout au long de cette étude le fil est placé verticalement selon u_z. Après acquisition, le signal est calibré pour transformer la tension mesurée en signal de vitesse. Ce calibrage tient compte de la température $T[^oC]$ de l'air à l'intérieur de l'enceinte selon la formule suivante :

$$v = \left(\frac{(x^2 - a)}{b} . \frac{225}{250 - T}\right)^c \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a = 0.1766, \\ b = 0.8437, \\ c = \dfrac{1}{0.28} \\ x = \text{signal initial} \end{cases}$$

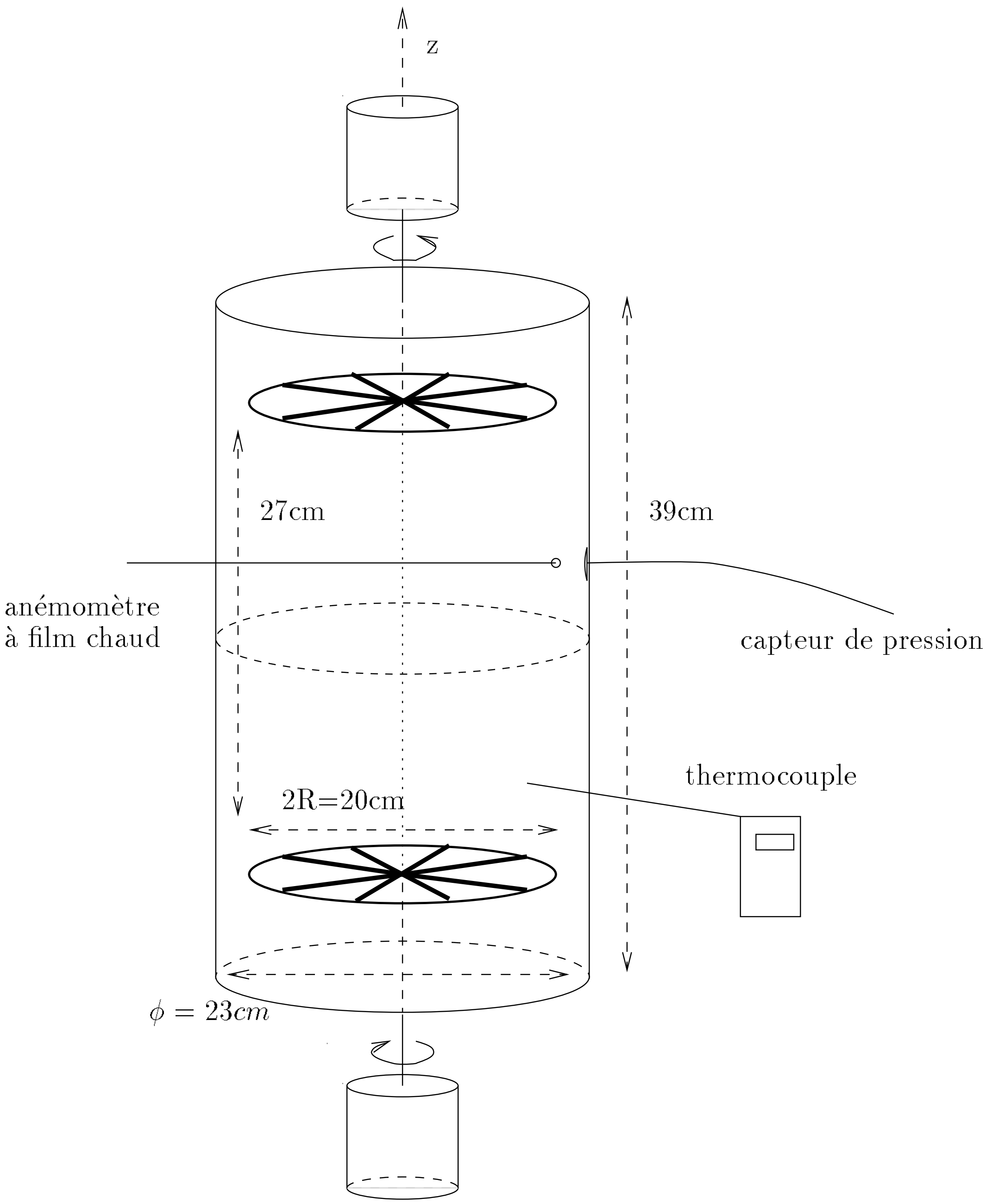


FIG. 2.1 – *Dispositif expérimental.*

Deux fréquences d'échantillonnage différentes ont été utilisées : $19531Hz$ et $78125Hz$. Les fichiers obtenus contiennent tous $2^{20} = 1048576$ points conjointement pour la vitesse et la pression, soit au total $2 \times 1048576 = 2097152$ points.

2.3 Etude globale de l'écoulement

2.3.1 Grandeurs caractéristiques

Nous récapitulons ici les différentes grandeurs caractéristiques des écoulements étudiés :

u_{moy}	$u_{rms} = \langle (u - u_{moy})^2 \rangle$	$Re = \frac{R^2.\Omega_{rot}}{\nu}$	$R_\lambda = \frac{u_{rms}.\lambda}{\nu}$	$\epsilon = 15\nu \langle \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \rangle$
6 à $12m.s^{-1}$	3 à $7m.s^{-1}$	84000 à 210000	600 à 1000	300 à 1100 $J.kg^{-1}.s^{-1}$

$L = R$	$\lambda = \left(\frac{u_{rms}^2}{< \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 >} \right)^{1/2}$	$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4}$
$R = 10cm$	$\simeq 2$ à $4mm$	$\simeq 40$ à $60\mu m$

Exemple : pour $F_{rot} = 30Hz$

$$\begin{cases} u_{moy} = 7.7m.s^{-1} \\ u_{rms} = 4.1m.s^{-1} \\ Re = 125000 \\ R_\lambda = 800 \\ \epsilon = 460J.kg^{-1}.s^{-1} \\ \lambda \simeq 2.9mm \\ \eta \simeq 50\mu m \end{cases}$$

2.3.2 Vitesse

A l'oeil nu (*fig. 2.2*), il apparaît déjà que le signal de vitesse est très irrégulier. Sur l'ensemble des acquisitions étudiées, nous avons observé des vitesses moyennes V_{moy} de l'ordre de 6 à $12m.s^{-1}$ et un écart quadratique moyen de l'ordre de $0,4$ à $0,6 \times V_{moy}$. Nous étudions donc un écoulement dans lequel le taux de fluctuation de la vitesse est particulièrement élevé (40 à 60%). Il faut aussi noter que ce signal est fortement redressé, le film chaud mesurant une norme et non une valeur algébrique.

On obtient dans le spectre du signal de vitesse (*fig.2.3*) un domaine de fréquences présentant une loi de puissance proche de $-5/3$. Cette loi de puissance est conforme à la loi énoncée par Kolmogorov en 1941 [14] puis vérifiée expérimentalement pour la première

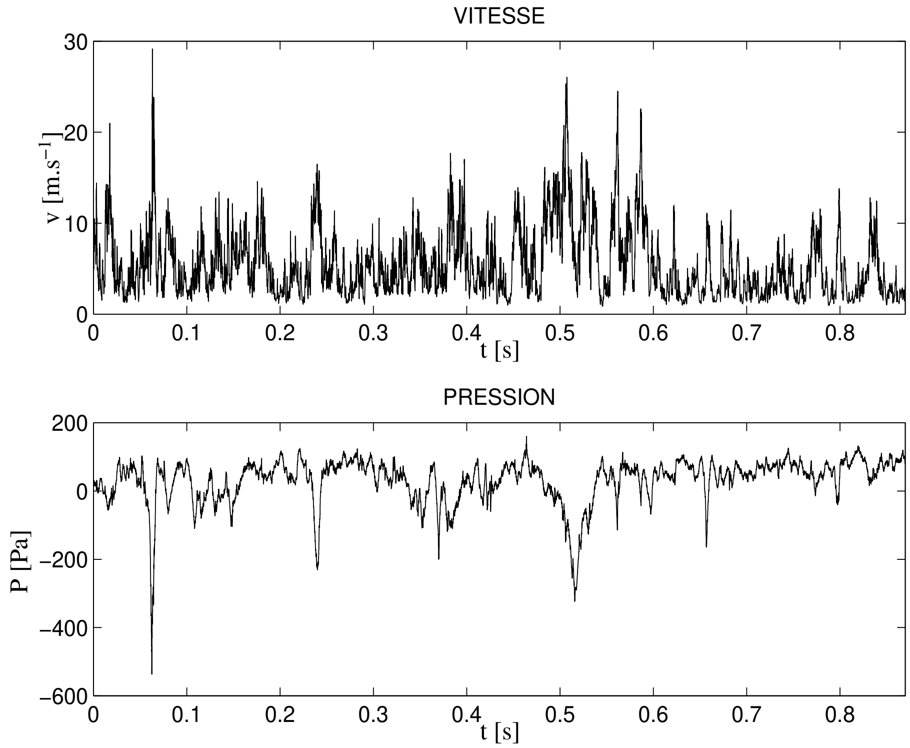


FIG. 2.2 – *Exemple d'une tranche des signaux de vitesse et de pression pris simultanément pendant un peu moins d'une seconde ($F_{rot} = 35Hz$).*

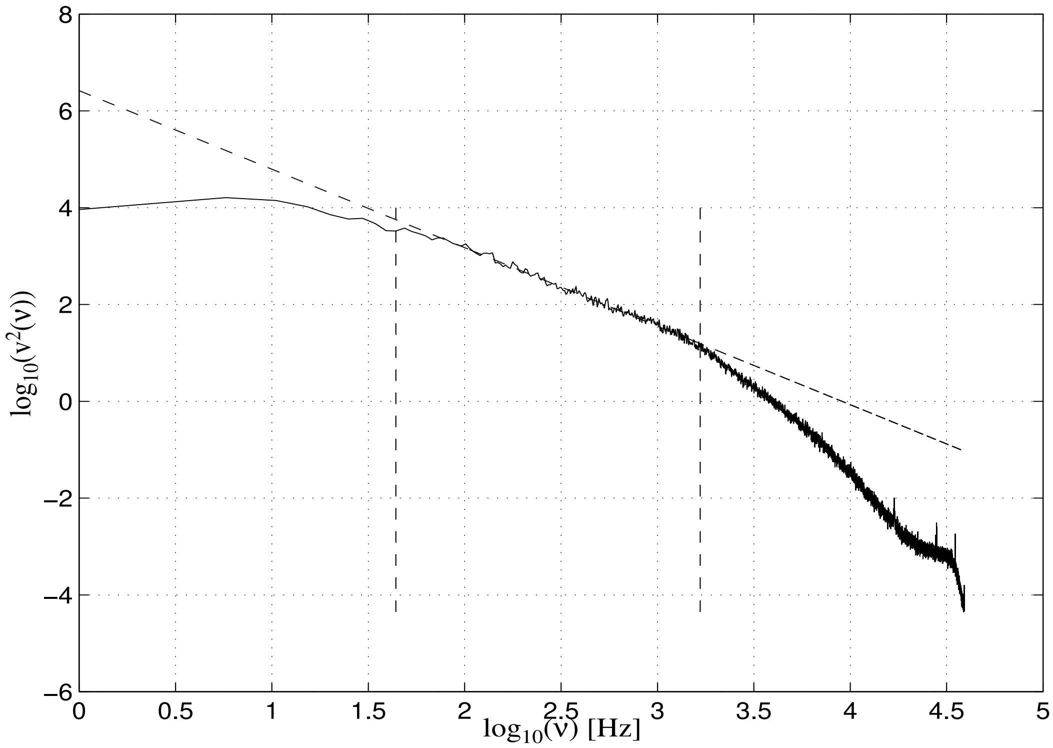


FIG. 2.3 – *Densité spectrale d'énergie du signal de vitesse (notée $v^2(\nu)$). La pente estimée de la droite en pointillé est de $-1.62 \sim -5/3$, ($F_{rot} = 35Hz$).*

fois par Grant *et al.*(1962)[13]. Cependant la loi de Kolmogorov concerne les fluctuations spatiales de la vitesse. Aucune fréquence particulière ne ressort de ce spectre donc aucune correspondance directe temps/espace n'existe. La pente $-5/3$ n'est cependant pas surprenante : elle provient d'une correspondance localement linéaire entre temps et espace ($x = vt$) [15].

La fonction de densité de probabilité de la vitesse confirme que le signal est fortement redressé (*fig.2.4*). Ceci est dû au taux de fluctuation élevé du signal. Nous observons une queue de type apparemment exponentiel vers les grandes valeurs de v. Nous verrons plus loin le lien entre cette observation et les caractéristiques des filaments (*cf 3.3*).

2.3.3 Pression

A l'oeil nu (*fig. 2.2*), nous remarquons que le signal de pression semble composé d'une partie faiblement fluctuante superposée à des événements ponctuels, apparaissant de façon intermittente. Cette caractéristique différencie nettement la pression de la vitesse dans laquelle il est difficile de distinguer des objets dans un "bruit général" apparent. Néanmoins, si l'on regarde simultanément les deux signaux, il semble qu'à une dépression correspond un événement au cours duquel une forte vitesse est atteinte.

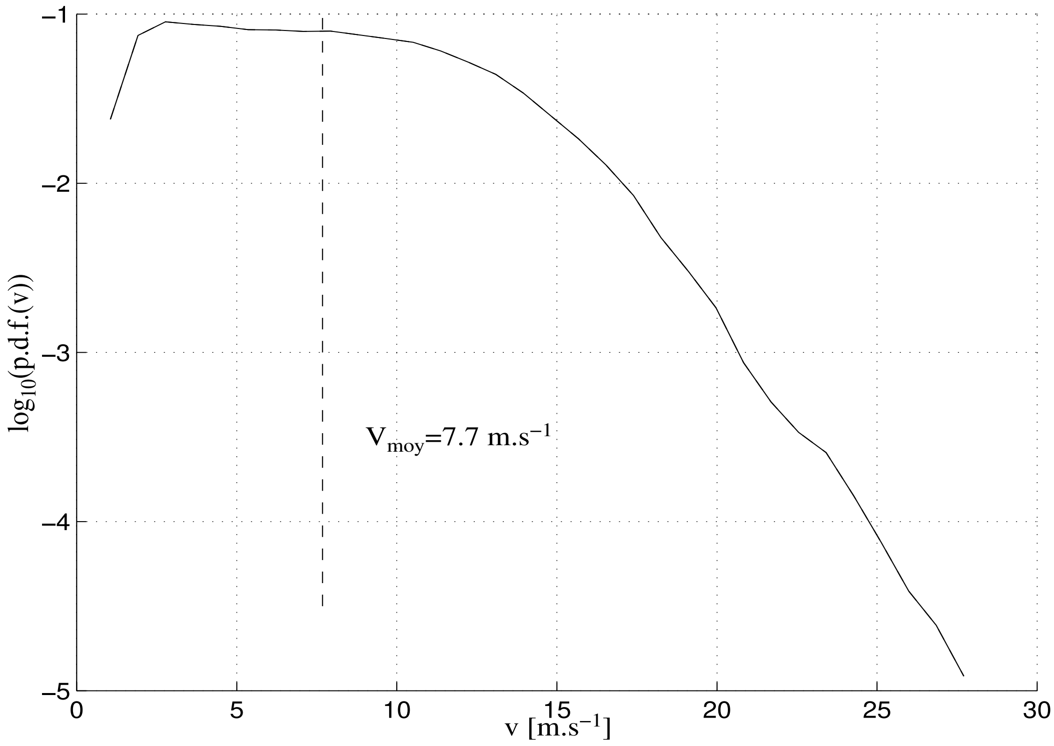


FIG. 2.4 – *Densité de probabilité du signal de vitesse* ($F_{rot} = 30Hz$).

On obtient dans le spectre du signal de pression (*fig. 2.5*) un domaine de fréquences présentant une loi de puissance proche de $-7/3$. Cette loi de puissance est conforme à ce qui est habituellement observé. Un simple raisonnement dimensionnel permet de retrouver ce résultat :

$$< \delta v^3 > \sim l \Rightarrow < \delta v^4 > \sim l^{\frac{4}{3}}$$
$$\text{or } \delta p \sim \rho v_{rms}^2 \text{ donc } \delta p^2 \sim \delta v^4 \sim l^{\frac{4}{3}}$$
$$\text{d'où } p^2(k) \sim k^{-\frac{4}{3}-1} \sim k^{-\frac{7}{3}}.$$

La fonction de densité de probabilité de la pression (*fig.2.6*) est similaire à une gaussienne dotée d'une queue exponentielle vers les basses pressions. Les travaux de P.Abry[1], ainsi que ceux de O. Cadot[6] ont déjà mis en évidence un lien entre cette queue exponentielle et les fortes dépressions observées localement. Cette observation est à la racine du système de détection que nous avons adopté.

Remarque : on observe un net aplatissement de la courbe autour de son maximum : ceci s'explique probablement par la présence d'une oscillation très basse fréquence ($\nu \sim 2\ Hz$) dans le signal de pression.

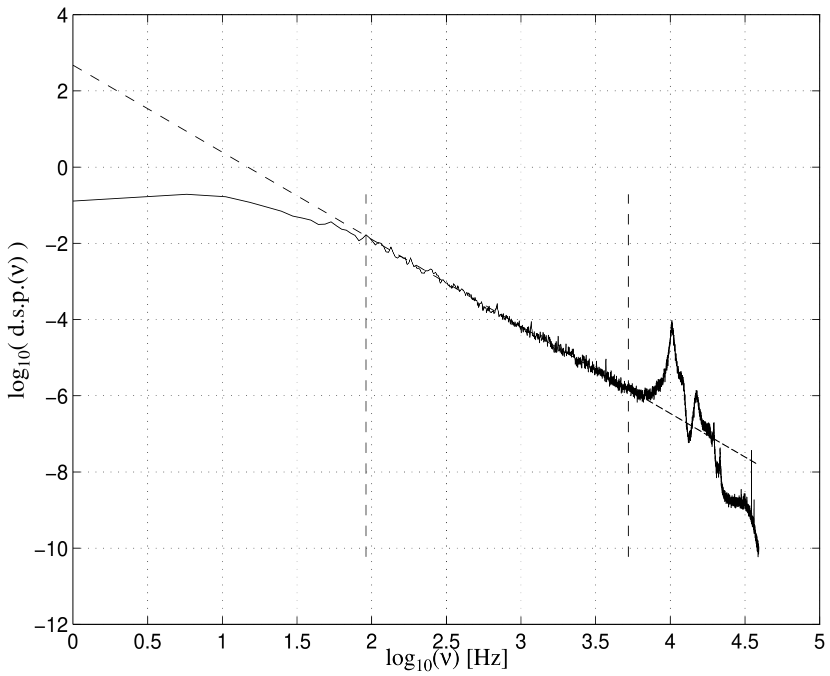


FIG. 2.5 – *Densité spectrale d'énergie du signal de pression (notée $p^2(\nu)$). La pente estimée de la droite en pointillé est de $-2.29 \sim -7/3$, ($F_{rot} = 35Hz$).*

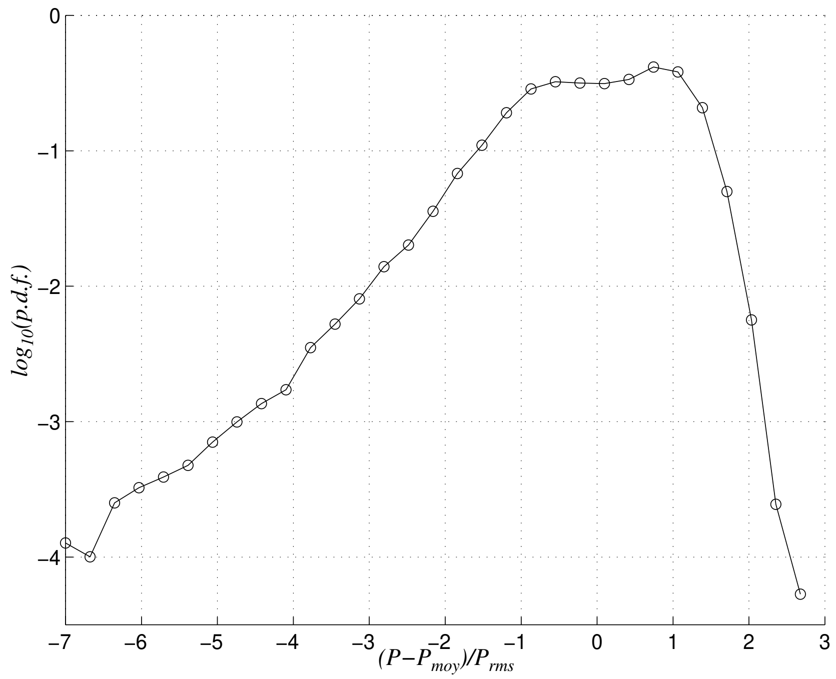


FIG. 2.6 – *Fonction densité de probabilité de la pression ; ici la pression a été normalisée.*

Chapitre 3

Détection des filaments

3.1 Détection par cumulant

Nous utilisons un estimateur local du cumulant d'ordre 4 du signal de pression et mesurons son écart a celui d'une distribution gaussienne. Cet estimateur est dû à P.O. Amblard [3]. Ainsi nous détectons les instants où la pression prend des valeurs "extrêmes" correspondant à la queue exponentielle observée vers les basses pressions en turbulence développée. Notre système de détection est directement lié à la mesure d'un **"écart local à la gaussianité"**.

3.1.1 Algorithme d'estimation du cumulant

Il s'agit d'un algorithme récursif, défini de la façon suivante :

$$\begin{cases} \widehat{M}_{2,k} = \widehat{M}_{2,k-1} + \mu(x(k)^2 - \widehat{M}_{2,k-1}) \\ \widehat{C}_{4,k} = \widehat{C}_{4,k-1} + \gamma(x(k)^4 - 3x(k)^2\widehat{M}_{2,k-1} - \widehat{C}_{4,k-1}) \end{cases}$$

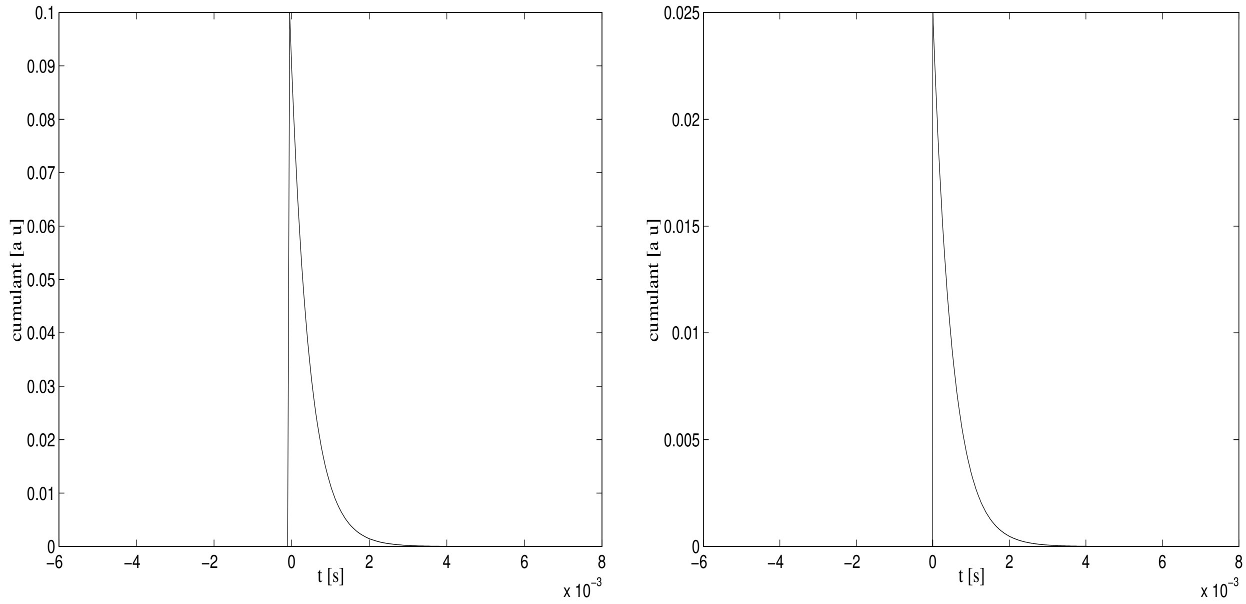
où $\widehat{M}_{2,k}$ désigne l'estimateur du moment d'ordre 2 au point k, et $\widehat{C}_{4,k}$ l'estimateur du cumulant d'ordre 4 local. $x(k)$ est la valeur prise par le signal au point k. Les termes proportionnels respectivement à μ et γ correspondent à une correction locale. C'est le cumulant $\widehat{C}_{4,k}$ qui nous intéresse ici. En effet, celui-ci reste nul pour un signal parfaitement gaussien. Nous rappelons ci-dessous la définition des cumulants C_n d'ordre n d'une distribution :

$$C_n = \frac{d^n}{dp^n} ln(< e^{px} >)$$

ex : $C_1 =< x >,\ C_2 =< x^2 > - < x >^2,\ C_3 =< (x- < x >)^3 > ...$

3.1.2 Ajustement des paramètres

La détection à seuil sur la pression a montré par le passé ses insuffisances. En effet elle ne détecte que les plus grands événements, et baisser le seuil aboutit rapidement à un taux de fausse alarme prohibitif. Nous nous sommes cependant d'abord servi de cette méthode qui nous a permis un certain nombre d'observations utiles à la mise au point de notre propre méthode de détection.



(a) (b)

FIG. 3.1 – *Réponse impulsionnelle du cumulant pour (a)* $F_{ech} = 19531Hz, 0.0025s \sim 50$ *pts, (b)* $F_{ech} = 78125Hz, 0.0025s \sim 200$ *pts.*

Pour ajuster les paramètres γ et μ, nous avons étudié les caractéristiques des filaments détectés par détection à seuil. Nous avons alors choisi γ et μ de telle sorte que la réponse impulsionnelle du cumulant soit suffisamment rapide pour voir les dépressions les plus fortes, et suffisamment lente pour que le cumulant ne soit pas trop sensible et donc trop bruité. Les paramètres sont tels que le temps de retour à l'équilibre caractéristique de la détection est de 0.0025s (*fig.3.1*).

Nous avons retenu les valeurs suivantes :

$F_{ech} = 19531Hz$	$F_{ech} = 78125Hz$
$\mu = 0.01$	$\mu = 0.0025$
$\gamma = 0.1$	$\gamma = 0.025$

Notons que $\gamma/\mu = 10 = Cte$ et $F_{ech} * \mu = Cte$. De plus afin de ne pas avoir à adapter de façon hasardeuse le seuil de détection (sur le cumulant) à la puissance du signal de pression, nous ne calculerons le cumulant qu'à partir d'une variable normalisée : $P \rightarrow \dfrac{P - P_{moy}}{P_{rms}}$.

3.1.3 Algorithme de détection

1. Normaliser la pression : $P \rightarrow \dfrac{P - P_{moy}}{P_{rms}}$,

2. Calculer le signal cumulant associé grâce à l'algorithme décrit plus haut,

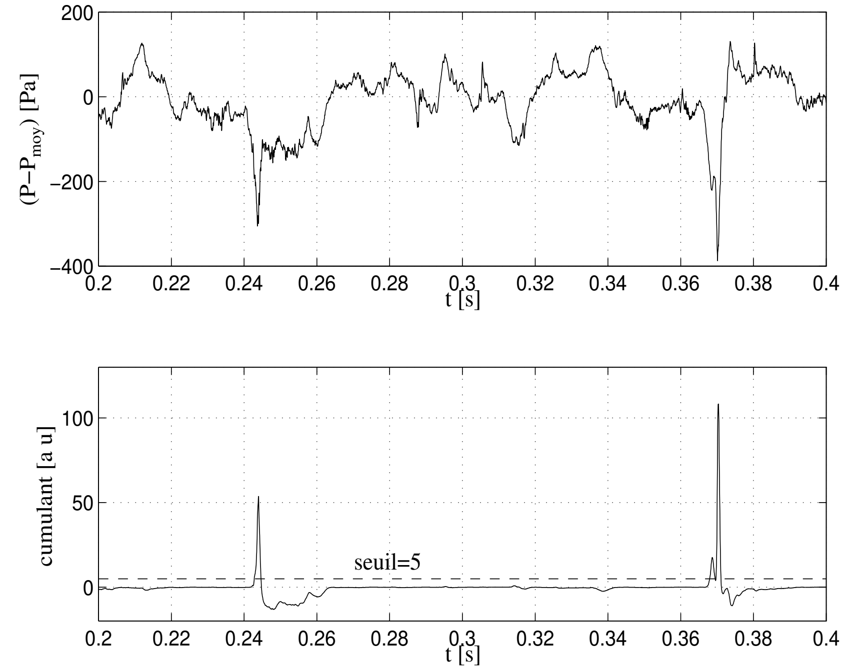


FIG. 3.2 – *Exemple typique de l'allure des signaux "pression" et "cumulant" ($F_{rot} = 35Hz$).*

3. Repérer les instants où le seuil (fixé égal à 5 à partir de l'étude de quelques acquisitions par contôle visuel et comparaison avec une détection à seuil sur la pression) est dépassé par le cumulant,
4. Pour chaque instant détecté, repérer l'instant correspondant au maximum local du cumulant.

N.B. : le repérage du maximum local nécessite d'imposer aux instants détectés d'être suffisamment espacés ; cette contrainte limitera notre capacité à résoudre les temps d'attente courts ($\leq 0.0056s \sim T_{rot}/5$).

La figure 3.2 montre une tranche du signal de pression et du cumulant associé. Les instants détectés par le cumulant correspondent manifestement à des dépressions. Cette méthode permet de détecter en moyenne 3 fois plus de filaments qu'une détection à seuil directement sur la pression (seuil= $-4,5P_{rms}$). Nous remarquons de plus que pratiquement toute la détection à seuil est incluse dans la détection par cumulant (*fig.3.3*). Le taux d'inclusion s'élève à 90% environ.

3.2 Statistique des temps d'attente

Comme le laissait déjà supposer le caractère peu uniforme de la figure *3.3*, la statistique des temps d'attente n'est pas purement poissonnienne. Aux temps courts on observe plutôt

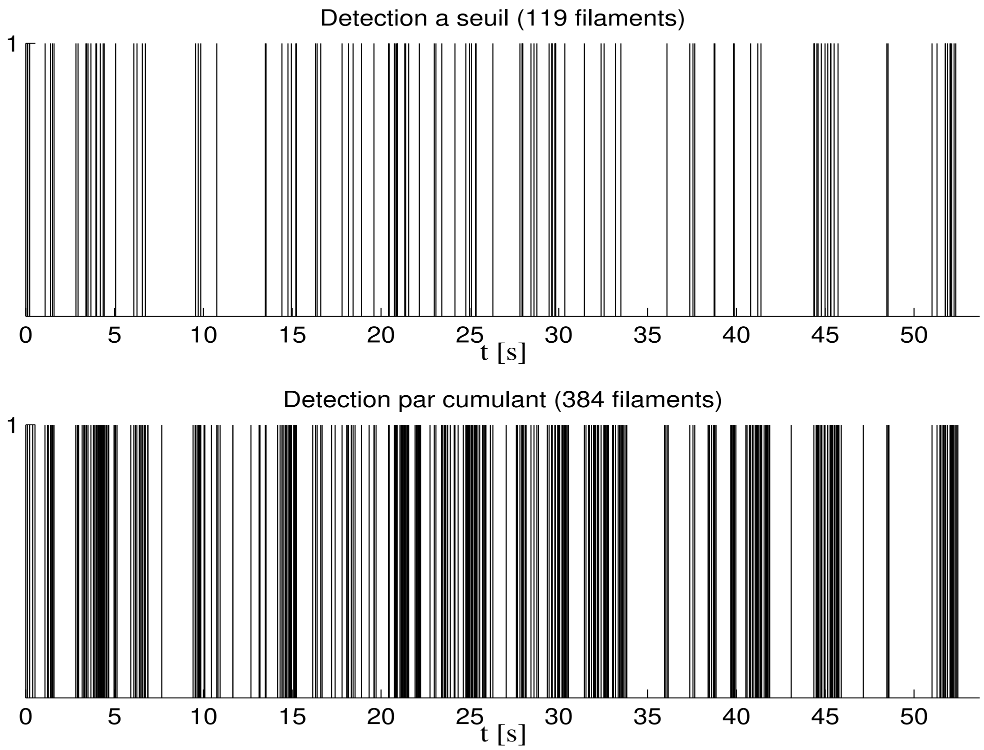


FIG. 3.3 – *Comparaison des instants de détection pour une détection à seuil et pour une détection par cumulant ($F_{rot} = 35Hz$). La détection à seuil sur la pression apparaît comme le squelette de la détection sur le cumulant.*

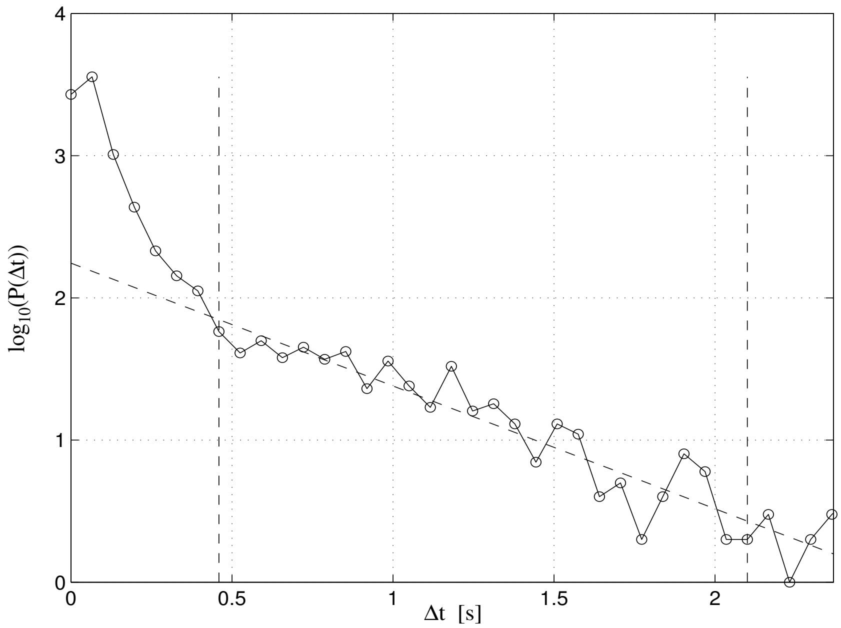


FIG. 3.4 – *Histogramme lin-log des temps d'attente entre 2 filaments. Aux temps "longs" ($\Delta t \geq 0.5s \sim 15 \times T_{rot}$), on observe nettement une zone de décroissance exponentielle précédée d'une forte remontée aux temps courts où une loi de puissance semble plus adaptée (fig.3.5).*

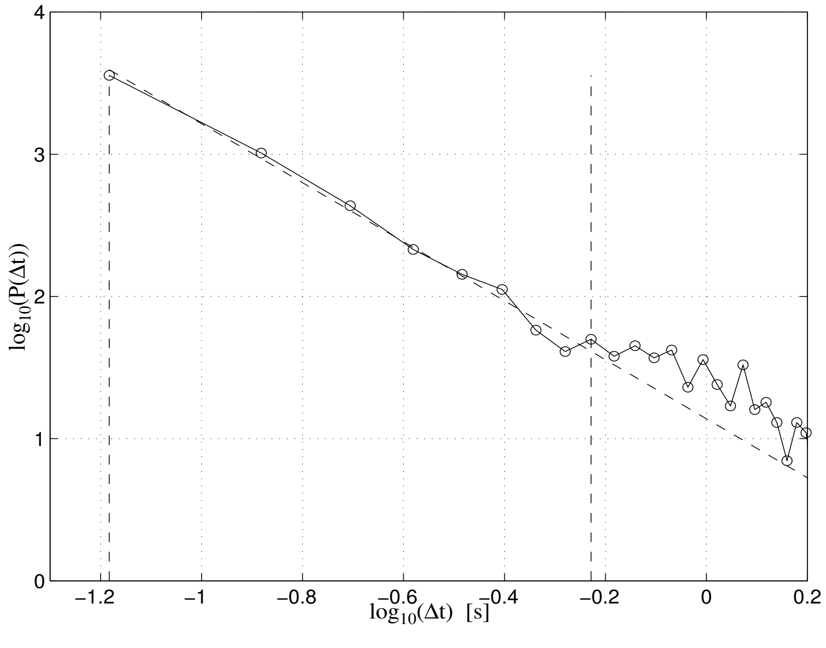


FIG. 3.5 – *Histogramme log-log des temps d'attente entre deux filaments. Aux temps "courts" ($\Delta t \leq 0.5s = 15T_{rot}$), on observe nettement une zone de décroissance en loi de puissance. Nous ne pouvons donner ici une valeur précise de l'exposant. La pente mesurée ici est de ~ -2.*

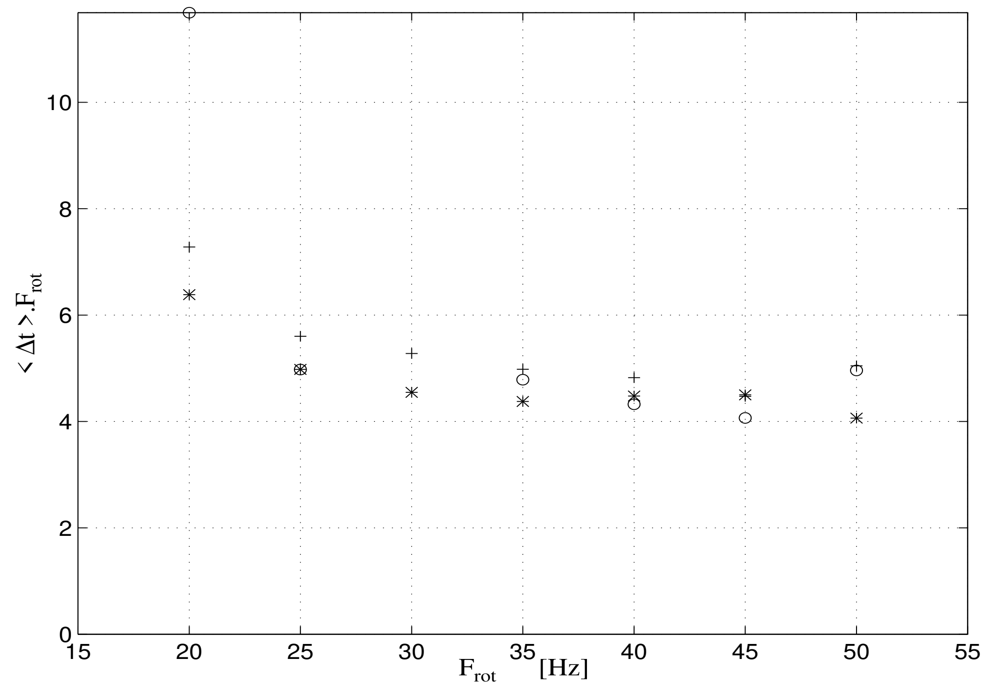


FIG. 3.6 – *Temps d'attente moyens entre 2 filaments adimensionnés par la fréquence de rotation F_{rot} des disques d'entraînement. Chaque point représente en moyenne 400 filaments.*

une loi de puissance (*fig.3.4 et 3.5*). Ceci confirme les résultats précédemment obtenus par Y.Gagne[12] d'une part et P. Abry[1][2] d'autre part. Les résultats de O.Cadot *et al.* [6] vont aussi dans ce sens. Y.Gagne propose un modèle du type : $t^{-1/2}.e^{-t/\tau}$. Nos mesures suggèrent plutôt une loi en $t^{-2}.e^{-t/\tau}$.
Notons qu'une estimation simple du temps de diffusion d'un filament de diamètre $r \sim 3mm$ (nous justifions plus loin le choix de cette taille, *cf 3.4*) donne :

$$\tau_{diff} \sim \frac{r^2}{\nu} \sim 0.5s$$

Il est donc possible que le changement de loi autour de $t \sim 0.5s$ soit simplement un effet lié à la détection multiple d'un seul et même filament avant sa diffusion. Cette interprétation reste à approfondir. Il serait intéressant en particulier de l'étudier en lien avec les notions de "jeune" et de "vieux" filaments évoquées par Cadot *et al.* [6]. Nous n'avons pas pour le moment de justification théorique à l'exposant -2 que nous observons et déjà observé par P. Abry[2] (différent de ce que propose Y. Gagne (-1/2)).

Remarque : les temps d'attente observables sont bornés supérieurement par la durée d'une acquisition ($13s$ dans le cas présent, avec $F_{ech} = 78125Hz$), et inférieurement par un temps minimum imposé entre deux détections inhérent à la détection elle-même ($0.006s \sim T_{rot}/5$ ici).

Nous nous sommes aussi intéressés (*fig.3.6*) à la dépendance du temps d'attente moyen vis-à-vis du nombre de Reynolds Re, soit, dans le cas présent, vis-à-vis de la fréquence de rotation des disques d'entraînement F_{rot}. A part pour les points correspondant à la fréquence $F_{rot} = 20Hz$, la dispersion des valeurs prises par $< \Delta t > .F_{rot}$ reste faible. En première approximation, on peut dire que le temps d'attente moyen adimensionné ne dépend que très peu, voire pas du tout, de F_{rot}. Le temps d'attente moyen semble donc être proportionnel au temps de retournement T_{rot} de l'expérience. On obtient :

$$< \Delta t > \sim 5.T_{rot}$$

Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par Villermaux *et al.*[20] et O.Cadot *et al.* dans l'eau [6][9][10]. P.Abry *et al.*(1994) [1] [2] avaient observé une décroissance de $< \Delta t > .F_{rot}$ avec Re dans un mélange eau-glycérol ; celle-ci était certainement due au mode d'entraînement utilisé, puisqu'il s'agissait de disques lisses dépourvus de pâles. La recherche d'une éventuelle corrélation entre les événements est en cours (par la technique du facteur de Fano notamment).

3.3 Profils moyens de pression et de vitesse des filaments

Pour tester la détection par cumulant nous avons construit un profil moyen en pression et vitesse des événements détectés. Les profils moyens présentés sont issus de 384 filaments. Le fil chaud était placé verticalement, selon u_z (*fig.3.7*).

Nous observons clairement une forte dépression, et conjointement une forte survitesse. Nous pouvons en déduire qu'un événement de type "survitesse" est vu par la sonde à film chaud lorsqu'une dépression est vue par la sonde barométrique. Observons au passage que notre système de détection détecte bien en moyenne de fortes dépressions ($\sim -4 \times P_{rms}$). D'autre part, au paragraphe 2.3, nous avions remarqué que la p.d.f. de la vitesse présentait une queue d'allure exponentielle vers les grandes valeurs : comme pour la pression, il serait intéressant de voir si les filaments (qui correspondent à une survitesse) sont responsable de cette allure.

3.4 Comparaison avec le modèle de Burgers

3.4.1 Modèle

Afin de vérifier si le profil moyen observé peut correspondre à un filament de vorticité, nous étudions le signal que nous devrions observer si un vortex de Burgers, modèle de tourbillon le plus simple à ce jour, passait sur nos capteurs (*fig. 3.8*). Considérant que les mesures sont faites très près de la paroi, nous considérons pour simplifier que tous les filaments sont perpendiculaires à la paroi (donc perpendiculaire au plan de la figure *3.8*). Ce modèle est semblable à celui de F. Belin *et al.*[4].

Nous rappelons simplement ici les résultats décrivant le vortex de Burgers. Dans un repère de coordonnées cylindriques (ρ, ϕ, z') lié au tourbillon on a :

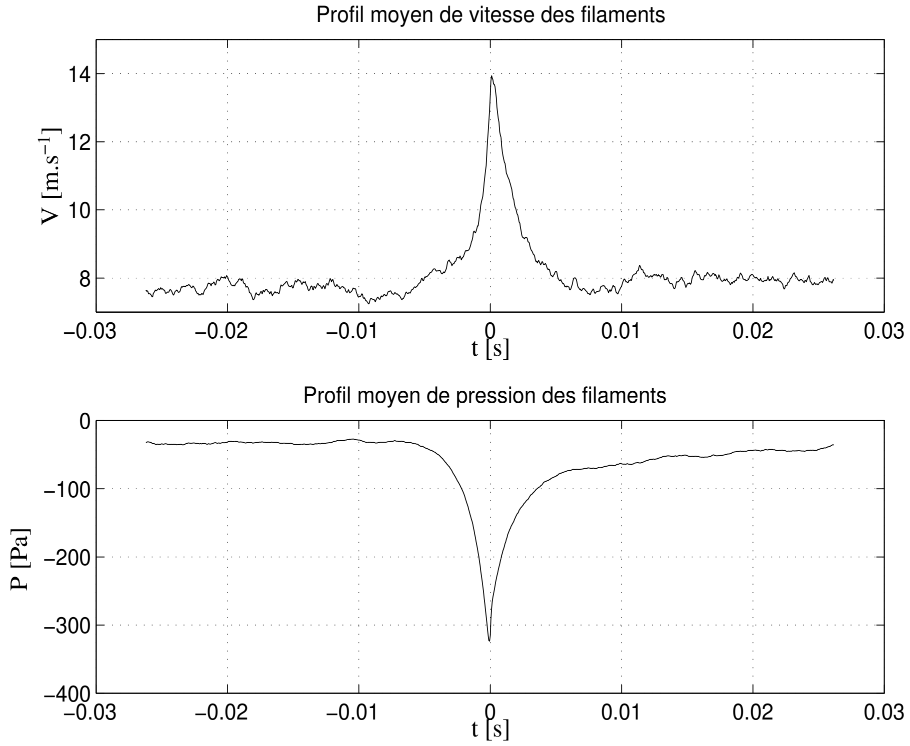


FIG. 3.7 – *Profils moyens en pression et vitesse des filaments détectés* ($F_{rot} = 35Hz$).

$$\left\{\begin{array}{l} u_\rho = -\frac{1}{2}\gamma\rho \\ u_\phi = \frac{\Gamma}{2\pi\rho}\left(1 - e^{-\left(\frac{\rho}{2\rho_0}\right)^2}\right) \\ u_{z'} = \gamma z' \end{array}\right.$$

avec :

$$\left\{\begin{array}{l} \omega(\rho) = \omega_0 e^{-\gamma\rho^2/4\nu} \text{ avec } \omega_0 = \frac{\Gamma}{\pi\rho_0^2} \text{ est la vorticité,} \\ \gamma \text{ est l'étirement du vortex,} \\ \Gamma = \dfrac{2\pi\rho_0 u_\phi^{max}}{0.32} \text{ est la circulation du vortex,} \\ \rho_0 = \sqrt{\dfrac{\nu}{\gamma}} \end{array}\right.$$

Nous supposons que le vortex est advecté par l'écoulement à la vitesse $\vec{U}$, le long de la droite d'équations (le centre C du vortex est repéré par (x',y')) :

$$\left\{\begin{array}{l} x' = Ut\cos\alpha, \\ y' = x'\tan\alpha + \dfrac{\delta}{\cos\alpha} \end{array}\right.$$

On a de plus :

$$\rho = (x'^2 + y'^2)^{\frac{1}{2}}$$

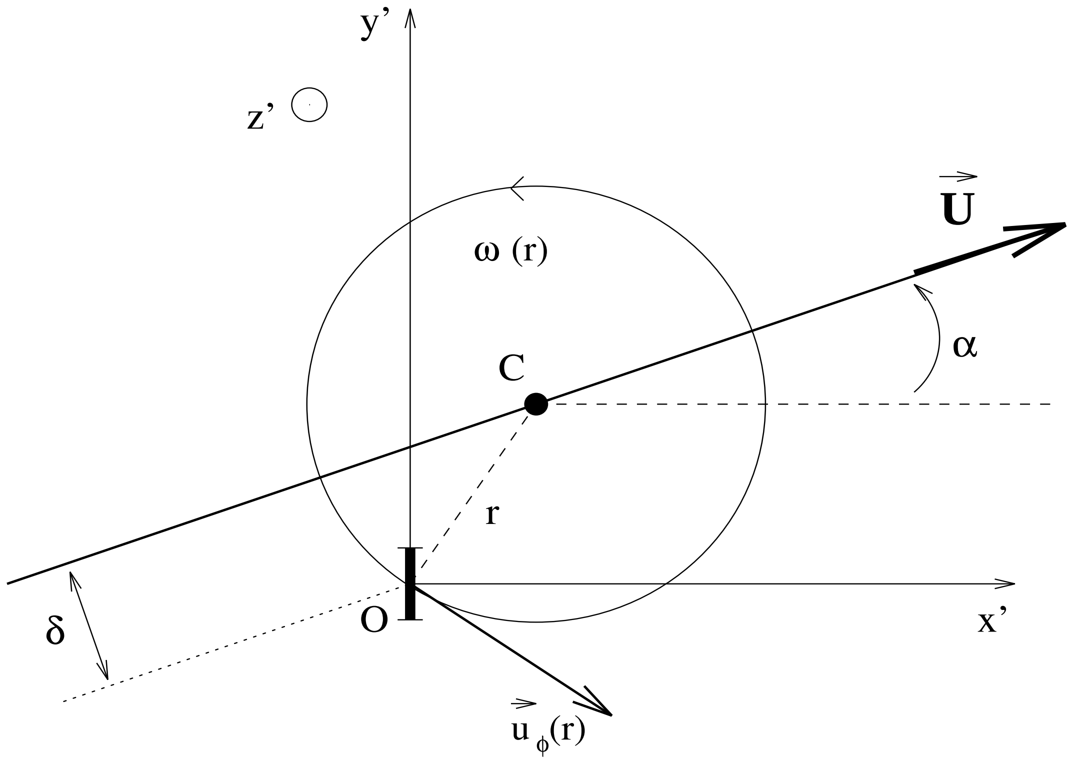


Fig. 3.8 – *Tourbillon isolé d'axe (Oz') passant sur le fil chaud à la vitesse $\vec{U}$, faisant un angle α avec l'axe (Ox'), et de paramètre d'approche δ. Le plan de la figure correspond à un plan vertical tangent à la paroi du cylindre.*

Il faut alors tenir compte du fait que le fil chaud n'est sensible qu'à la norme de la composante de la vitesse contenue dans le plan orthogonal au fil en projetant u_ϕ sur l'axe (Ox'). On obtient la vitesse mesurée :

$$V_{mes}(t) = \mid U \cos \alpha + u_{phi}(\rho) \frac{y'}{\rho} \mid$$

si l'on néglige les termes dûs à l'étirement du tourbillon. Nous présentons quelques profils typiques du signal attendu (*fig. 3.9*).

Pour $\delta = 0$ et $\alpha = \pi/2$ (*fig. 3.9(a)*), on remarque que le profil est simplement un profil de Burgers ($u_\phi(\rho)$) redressé. De plus la vitesse d'advection n'a aucune influence puisque colinéaire au fil chaud. Pour δ petit et $\alpha \sim \frac{\pi}{2} \mp \epsilon$ on retrouverait des profils similaires à ceux de la figure 3.9(a) mais décalés en temps vers la droite ou vers la gauche. La contribution de ces profils pourrait faire surestimer le rayon des filaments mais en réalité ces profils sont très peu nombreux : on ne s'attend pas à ce qu'ils influencent de manière cruciale le profil moyen.

Pour $\delta = 0$, losque α décroît de $\frac{\pi}{2}$ à 0 la vitesse d'advection est de plus en plus vue par le fil chaud, faisant finalement disparaître le redressement du profil (*fig.3.9(b) et (c)*).

Pour α fixé entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, la figure devient disymétrique lorsque δ augmente : le minimum remonte jusquà disparaître (*fig. 3.9(c)*) ; on obtient alors des profils proches de ceux de la figure 3.8(d).

Les profils de la figure3.8(d) sont particulièrement intéressants. Contrairement aux profils du types (b) et (c) qui pratiquement s'annulent en moyenne avec leurs symétriques ($\alpha = \alpha + \pi$), toutes les contributions de ces profils s'additionnent. Nous avons vu que les profils du type (a) étaient peu nombreux, et présentaient une sorte de "défaut de synchronisation". En moyenne, nous pouvons donc nous attendre à observer un profil du type (d).

N.B. : Paradoxalement, les filaments qui passent exactement sur le fil chaud ($\delta = 0$) avec un angle d'incidence $\alpha \sim 0$ ne sont pratiquement pas visibles dans le signal. Sur la figure (d) on remarque que le signal est plus fort si le tourbillon passe à 3 cm de la sonde plutôt quà 1 mm, et pour $\delta = 0$ on ne verrait rien ! Ceci est tout simplement dû à la projection de la vitesse sur le plan perpendiculaire au fil chaud.

3.4.2 Résultats

Nous présentons un profil moyen de vitesse obtenu maintenant à partir de 8892 filaments (*fig.3.10*). Son allure semble pouvoir s'interpréter comme moyenne de profils du type de ceux précédemment présentés.

Beaucoup de paramètres conditionnent le signal observé : rayon du tourbillon, vitesse orthoradiale maximale, vitesse d'advection, distance de son centre au capteur, angle d'incidence. Cependant on peut essayé de prévoir quel sera la contribution majoritaire au profil moyen, notamment en ce qui concerne les angles d'incidence et les paramètres d'approche. La vitesse d'advection peut être fixée égale à la vitesse moyenne mesurée. La vitesse or-

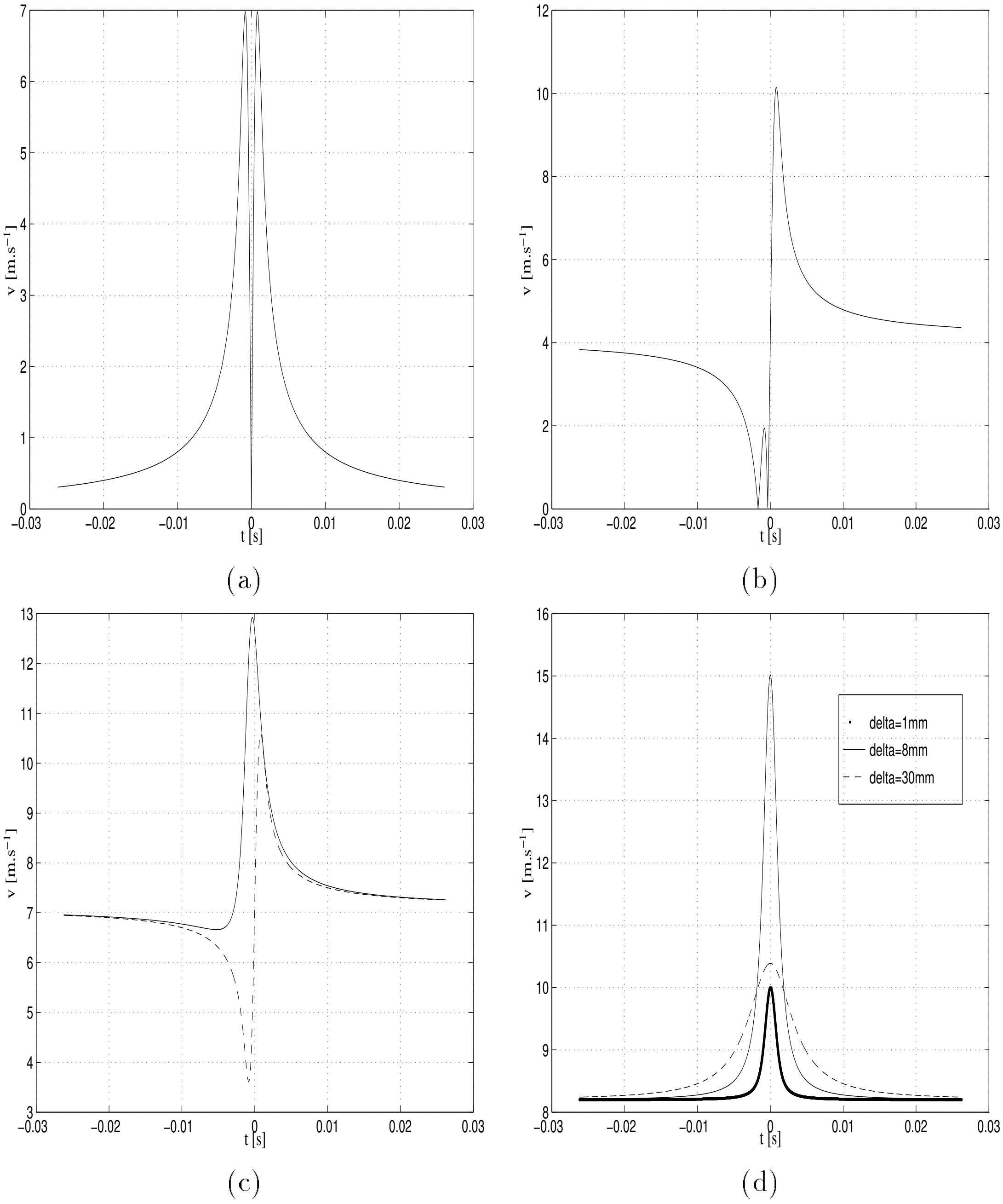


Fig. 3.9 – *Différents profils de tourbillons de Burgers vus par la sonde. Tous sont tels que* $U = 8.2m.s^{-1}$, $u_{\phi max} = 7m.s^{-1}$, $r_0 = 3mm$. *(a)* $\delta = 0, \alpha = \pi/2$; *(b)* $\delta = 0, \alpha = \pi/3$;*(c)* $\delta = 0(--)$ *et* $\delta = 10mm(-), \alpha = \pi/6$; *(d)* $\alpha = 0, \delta = 1mm, 8mm,$ *et* $30mm$.

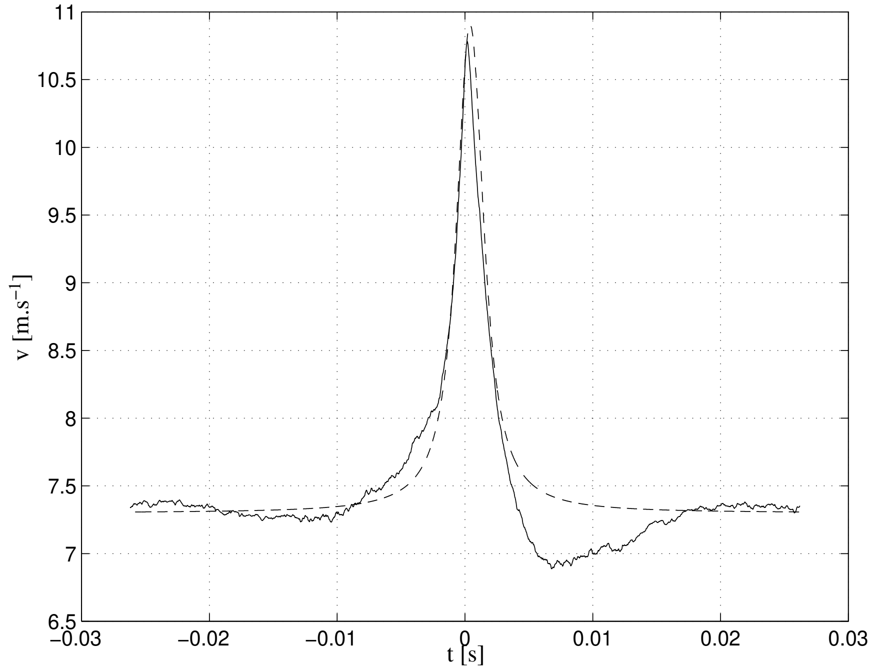


FIG. 3.10 – *Profil moyen de vitesse d'un filament ; la moyenne a été effectuée à partir de 8892 filaments,* $F_{rot} = 30Hz$*. En pointillé nous avons représenté un profil de Burgers (en pointillé) ayant pour paramètres :* $U = 7.3m.s^{-1}, u_{\phi max} = 3.7m.s^{-1}, r_0 = 3mm, \delta = 8mm, \alpha = 0$*.*

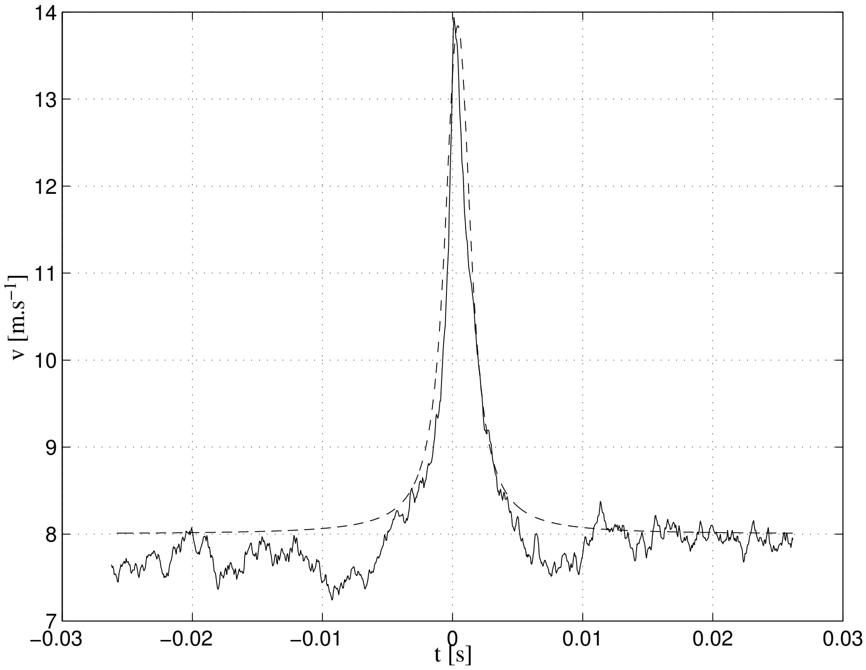


FIG. 3.11 – *Profil moyen de vitesse d'un filament comparé à un profil de type Burgers (en pointillé) de paramètres :* $U = 8m.s^{-1}, u_{\phi max} = 6m.s^{-1}, r_0 = 3mm, \delta = 8mm, \alpha = 0$*; la moyenne a été effectuée à partir de 384 filaments,* $F_{rot} = 35Hz$.

thoradiale maximale peut être ajustée. Dans l'exemple de la figure 3.11, on a :

$$\begin{cases} U = u_{moy} = 8m.s^{-1} \\ u_{\phi max} = 6m.s^{-1} \\ r_0 = 3mm \\ \delta = 8mm \\ \alpha = 0 \end{cases}$$

Les profils modèles et les profils expérimentaux sont remarquablement similaires. Bien sûr nous devons rester prudents et une étude plus développée du modèle (en projet) est nécessaire (en tenant compte de la statistique des tourbillons par exemple). Cependant, il faut noter qu'entre les deux cas présentés, seuls 2 paramètres changent : U, qui a été choisie égale à la vitesse moyenne de l'écoulement, et $u_{\phi max}$; les autres paramètres ont été conservés ($r_0 = 3mm$, $\delta = 8mm$, $\alpha = 0$). Dans le cas de la figure 3.10, on remarque une légère disymétrie du profil moyen : celle-ci peut être due à une mauvais verticalité du fil (très court...) combinée au fait qu'il semble que la direction orthoradiale (dans un repère cylindrique associé à l'écoulement) soit privilégiée.

On trouve que la taille typique des filaments détectés est de l'ordre de l'échelle de Taylor $\lambda \sim 3mm$. Bien sûr il existe une forte dispersion des tailles des filaments. Néanmoins, il est remarquable que cette taille est nettement supérieur à η, échelle de dissipation. Notons aussi que ce résultat est cohérent avec les observations de B. Dernoncourt, J.-F. Pinton et S. Fauve [17]. Enfin, si l'on considère que la vitesse varie d'environ u_{rms} entre l'extérieur et le coeur du filament, il ne paraît pas "anormal" que le rayon des filaments corresponde à l'échelle de Taylor qui caractérise l'échelle des gradients de vitesse.

Chapitre 4

Effaçage des filaments

4.1 Méthode

Le but est d'essayer de gommer dans le signal les objets détectés puis de comparer les nouvelles statistiques avec les anciennes : fonctions densité de probabilité, spectres et fonctions de structure.

4.1.1 Les ondelettes

Les objets étudiés sont localisés en temps : les ondelettes sont donc l'outil naturel si l'on désire "effacer" ces objets. De plus les coefficients de la décomposition en ondelette d'un processus aléatoire ne sont que très peu corrélés à chaque échelle. Cette propriété nous sera utile pour l'estimation du signal remplaçant les filaments.

L'idée est de remplacer chaque coefficient de la décomposition en ondelettes du signal de départ par un coefficient aléatoire dans une zone limitée autour des instants où un filament a été détecté. Pour la vitesse, la p.d.f. des coefficients n'a pas la même forme à chaque échelle. Pour les échelles 1 à 6 si $F_{ech} = 78125Hz$ (resp. 5 si $F_{ech} = 19531Hz$), les p.d.f. sont de type laplacien $e^{-a|x|}$; pour les échelles ≥ 7 (resp. ≥ 6), nous pouvons considérer que les p.d.f. sont très peu différentes de la forme gaussienne. Nous utilisons à chaque échelle une p.d.f. de forme adaptée. La valeur moyenne et la puissance du bruit de remplacement sont estimés à partir des coefficients environnants.

Nous modifions toujours au moins 6 coefficients, ce qui correspond à la taille de l'ondelette utilisée (*Daubechies 3*).

Enfin, pour les plus grandes échelles, peu de coefficients se trouvent dans le voisinage immédiat de l'instant où le filament a été détecté, donc seuls 6 coefficients seront modifiés. On ne peut alors plus négliger les corrélations : nous avons décidé d'en tenir compte à travers un effet de moyennage local.

Toutes ces précautions étant prises, nous espérons réaliser un remplacement relativement "propre" des filaments par un bruit, pour obtenir un signal que nous appellerons *soupe*.

4.1.2 Algorithme

Avant tout, on établit bien sûr la liste de détection selon la méthode décrite précédemment. On évalue le nombre moyen N de points du signal constituant un filament (ici $N = 2048$ si $F_{ech} = 78125 Hz$, $N = 512$ si $F_{ech} = 19531 Hz$). Ensuite, chaque filament est traité de la façon suivante (on note par t_i l'instant de détection):

1. On considère un ensemble de $3N$ points centré sur t_i, subdivisé en 3 ensembles de N points E_g^0, E_c^0 et E_d^0. A chaque échelle, on s'intéresse aux coefficients correspondant à ces 3 ensembles.

2. Pour les échelles $q = 1$ à 6 :

   – repérer les indices N_1, N_2, N_3 et N_4 bornant les 3 ensembles de coefficients utiles autour de t_i ($E_g^q = [N_1, N_2], E_c^q = [N_2 + 1, N_3 - 1]$ et $E_d^q = [N_3, N_4]$),
   – estimer la moyenne μ et la puissance σ des coefficients des ensembles E_g^q et E_d^q,
   – calculer un bruit de moyenne μ et puissance σ de p.d.f. laplacienne $\propto \frac{1}{\sqrt{2}.\sigma} e^{-\frac{\sqrt{2}|x|}{\sigma}}$,
   – remplacer tous les coefficients de l'intervalle E_c^q par ce bruit ; .

3. Pour les échelles $q \geq 7$ (6 coefficients au moins doivent être modifiés):

   – repérer les indices $N_1, N_2, N_3 et N_4$ bornant les 3 ensembles de coefficients utiles autour de t_i ($E_g^q = [N_1, N_2], E_c^q = [N_2 + 1, N_3 - 1]$ et $E_d^q = [N_3, N_4]$), respectant les contraintes:
   $$\begin{cases} N_2 - N_1 + 1 \geq 6, \\ N_3 - N_2 - 1 \geq 6, \\ N_4 - N_3 + 1 \geq 6. \end{cases}$$
   ce qui assure qu'au moins 6 coefficients sont remplacés, et que les propriétés du bruit de remplacement sont estimées sur au moins 6 coefficients à gauche et à droite.
   – estimer la moyenne μ et la puissance σ des coefficients des ensembles E_g^q et E_d^q,
   – calculer un bruit de moyenne μ et puissance σ de p.d.f. gaussienne $\propto \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}$,
   – remplacer tous les coefficients de l'intervalle E_c^q par ce bruit,
   – dans le cas où seulement 6 coefficients sont modifiés, on "lisse" le bruit obtenu de la façon suivante (C=coef, B=bruit):
   $$C_m = \frac{1}{2} B_m + \frac{1}{6} C_{m-1} + \frac{1}{6} C_{m+1} + \frac{1}{12} C_{m-2} + \frac{1}{12} C_{m+2}, \quad m \in E_c^q.$$

4. Synthèse du nouveau signal appelé *soupe* par inversion de la décomposition en ondelettes,

5. Redressement du nouveau signal: un signal issu du film chaud ne peut être que positif.

6. Par différence avec le signal initial on obtient le signal propre aux filaments seuls.

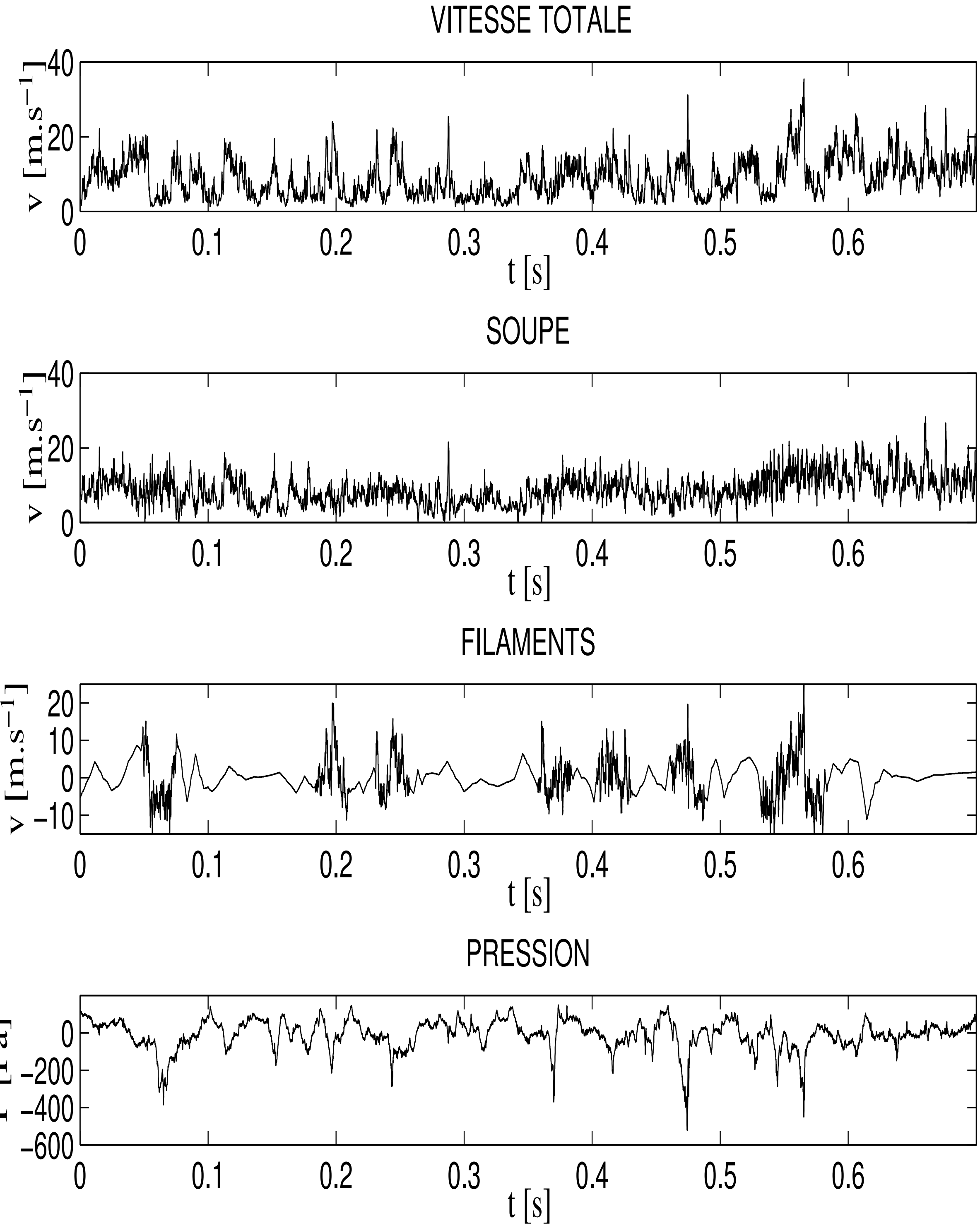


FIG. 4.1 – *Effaçage appliqué à un signal réel. Nous présentons conjointement le signal de vitesse initial, la soupe, les filaments seuls (obtenus par différence), et la pression.*

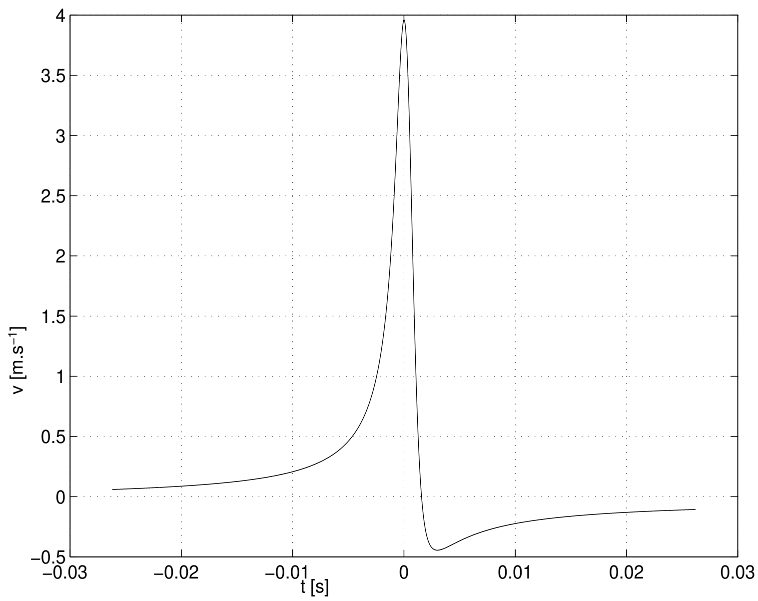


FIG. 4.2 – *Evénement de synthèse utilisé pour la validation de la procédure d'effaçage.*

4.2 Validation

4.2.1 Application à un signal synthétique

Afin de valider notre procédure, nous l'avons appliquée à un deux signaux synthetiques. Dans les deux cas, le signal est la superposition d'une distribution poissonnienne d'événement localisé quelconque mais complètement connue. Nous avons choisi ici comme événement un profil de Burgers vu par la sonde à film chaud (*cf. 3.4, fig.4.2*). Ici seul la nature du bruit de fond change puisqu'ils ont été choisis de puissance identique ($\sigma = 2$) :

- **Cas d'un bruit blanc gaussien :** *fig.4.3.*
- **Cas d'un bruit f.b.m.** (**m**ouvement **b**rownien **f**ractionnaire) : le bruit f.b.m. a été choisi de telle sorte que son spectre présente une loi de puissance en $-5/3$, comme le signal de vitesse. Les figures *4.4* présentent les résultats obtenus.

Le résultat est meilleur dans le cas du bruit f.b.m.. Cependant, nous voyons que nous effaçons toujours très proprement le "filament". Dans le cas des signaux précédents les p.d.f. des coefficients du développement en ondelettes sont toutes gaussiennes. Dans le cas du signal réel de vitesse nous devrons tenir compte de l'allure des p.d.f. correspondant aux petites échelles qui ne sont pas gaussiennes mais plus proches de lois exponentielles. Cette précaution étant prise, nous pouvons appliquer la méthode aux signaux expérimentaux.

4.2.2 Application aux signaux réels

Grâce à l'algorithme présenté en 4.1.2 nous avons pu "effacer" les filaments pour constituer le signal de *soupe*. Nous présentons ici quelques exemples de signaux traités *(fig.4.5)*.

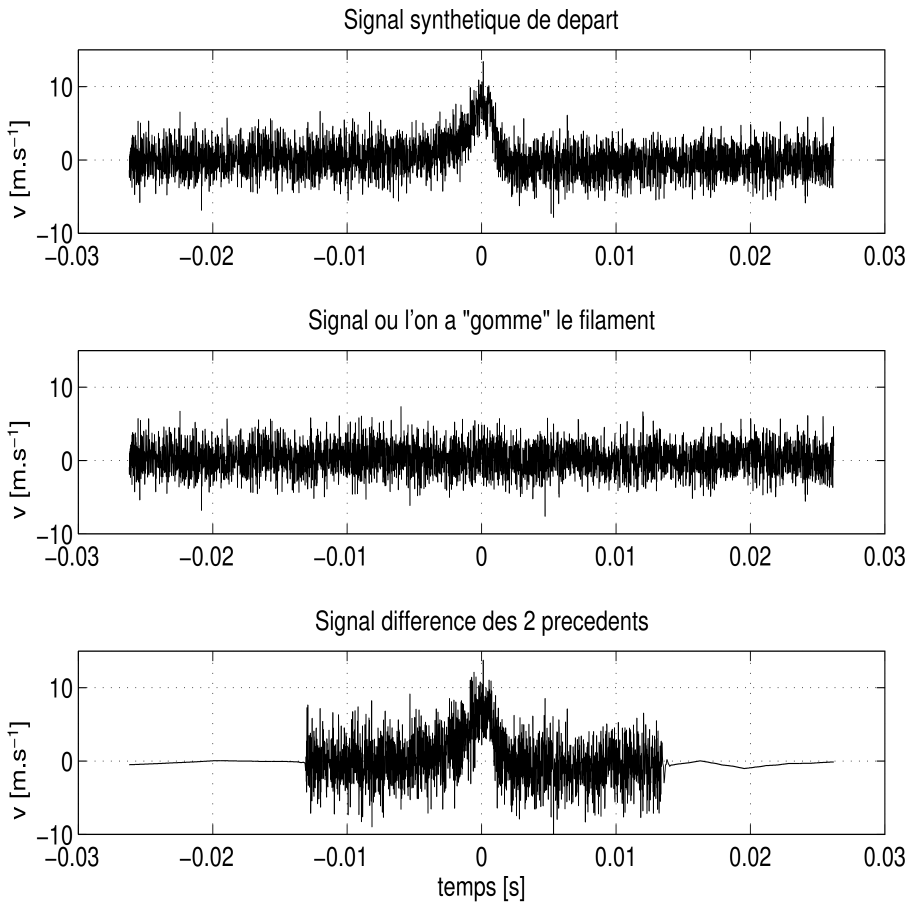
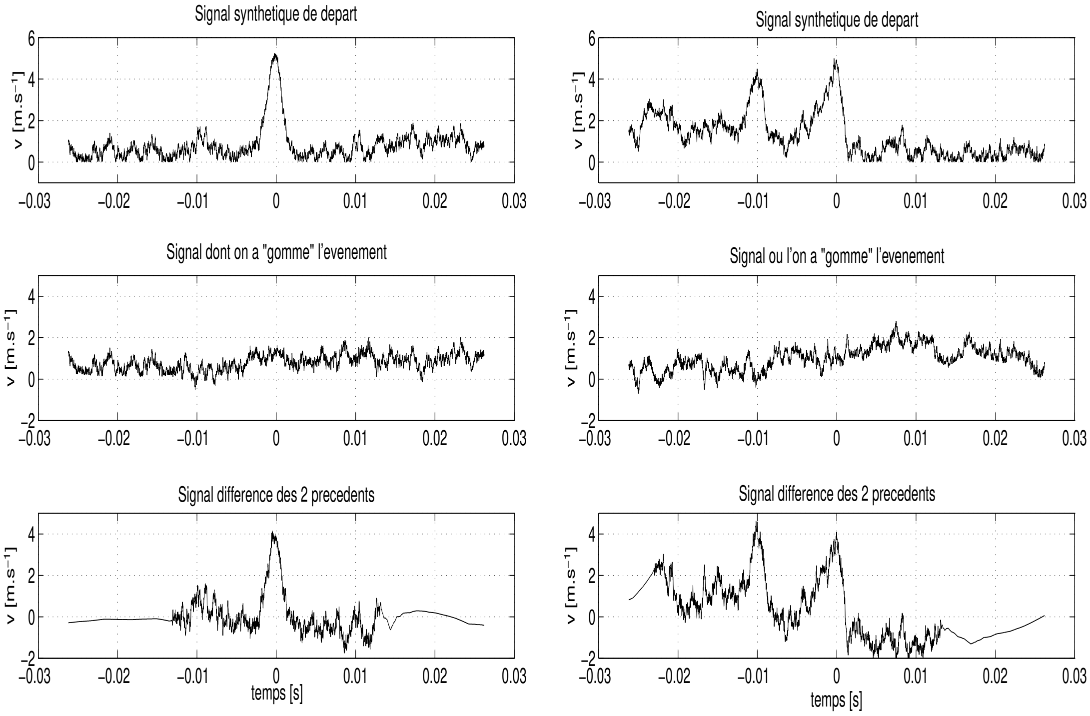
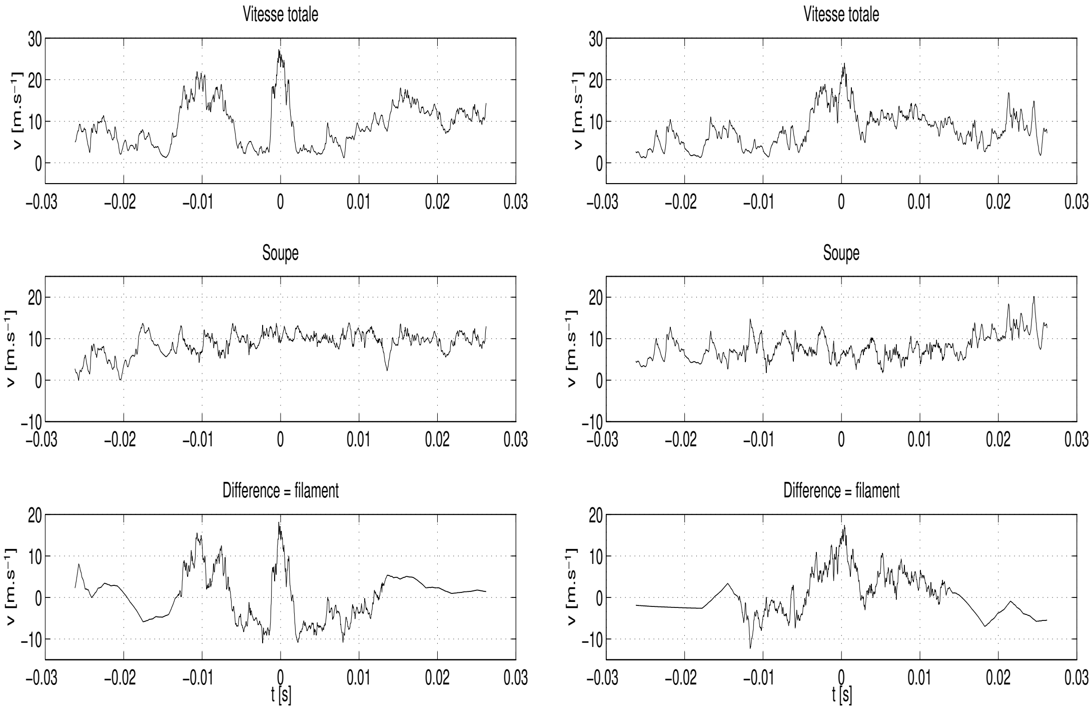


FIG. 4.3 – *Effaçage appliqué à un signal construit comme superposition de filaments à un bruit blanc gaussien.*



(a) (b)

FIG. 4.4 – *Effaçage d'un "filament" dans un signal synthétique (bruit f.b.m. + filaments). (b) 2 filaments ont été effacés.*



(a) (b)

FIG. 4.5 – *Effaçage d'un "filament" dans un signal expérimental de vitesse.*

4.3 Résultats sur les fonctions de structure

4.3.1 Fonctions de structure

Nous ne ferons ici que quelques brefs rappels théoriques (pour plus de détails, se reporter à Frisch [11]. Les fonctions de structure de la vitesse sont les valeurs moyennes des puissances des incréments de vitesse :

$$< (v(x+l) - v(x))^p >$$

La seule relation exacte dont on dispose concernant ces fonctions est la relation dite de *Von Karman - Howarth* :

$$< (\Delta u_x(l))^3 >= -\frac{4}{5}\epsilon l + 6\nu \frac{d}{dx} < (\Delta u_x(l))^2 >$$

Un raisonnement dimensionnel direct amène naturellement à écrire (K41) :

$$< (\Delta u_x(l))^p > \sim l^{p/3}$$

En réalité, les mesures expérimentales montrent toutes un écart à cette loi. On observe couramment des lois du type :

$$< (\Delta u_x(l))^p > \sim l^{\zeta_p}$$

où les exposants ζ_p sont notablement inférieurs à $p/3$ pour les grandes valeurs de p (≥ 4).

Aborder les aspects aussi bien théoriques qu'expérimentaux concernant ces exposants se révèle extrêmement difficile. D'un point de vue expérimental d'abord, calculer des fonctions de structure d'ordre élevé réclame une très grande statistique. Cette exigence pose des problème évidents de stockage des données. D'autre part, l'estimation des exposants se fait à partir de diagrammes log-log avec par conséquent des marges d'erreurs importantes. L'*E.S.S.* (**E**xtended **S**elf **S**imilarity, voir [5]) se révèle alors bien utile : il s'agit de représenter toutes les fonctions de structures non plus en fonction des incréments l mais en fonction de $< (\Delta u_x(l))^3 >$. On obtient alors pratiquement des droites, et le choix de la zone d'estimation de la pente devient moins critique.

Du point de vue théorique, il est très difficile d'interpréter ces exposants ζ_p. En 1994, She et Lévêque [19] ont proposé une approche qui semble prédire des valeurs proches des valeurs généralement observées expérimentalement :

$$\zeta_p = \frac{p}{9} + 2.\left(1 - \left(\frac{2}{3}\right)^{p/3}\right)$$

4.3.2 Signal/Soupe/Filaments

Les exposants ζ_p mesurés sur les différents signaux ne sont pas significativement différents les uns des autres. Tous sont proches des prédictions de She et Lévêque qui est basées sur l'existence de structures cohérentes dans l'écoulement. Cependant, il faut noter que la précision de la mesure présentée ici est faible. Il faudra améliorer cette précision pour pouvoir être plus affirmatif. Le but de ce calcul était de mettre éventuellement en évidence l'influence éventuelle des filaments sur les exposants ζ_p. D'aprés ce que nous pouvons voir, les filaments n'ont pas d'influence violente sur leurs valeurs (ce qui n'exclut pas qu'ils en aient une faible). Cette partie de notre travail est encore en cours et demande à être approfondie.

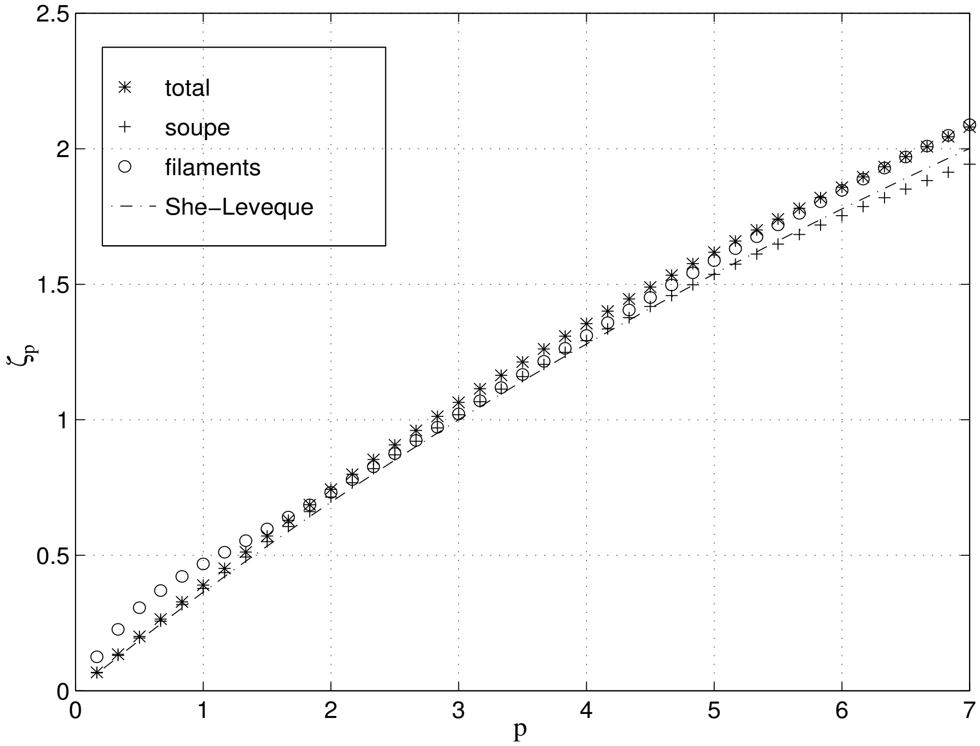


FIG. 4.6 – *Exposants des fonctions de structure.*

Conclusion

L'observation simultanée des signaux de pression et de vitesse dans un écoulement turbulent fermé nous a permis de mettre en évidence une correspondance très claire entre dépressions et événements de type survitesse dans chacun des deux signaux. Nous avons pour cela profité d'une installation expérimentale éprouvée.

Nous avons d'abord caractérisé globalement l'écoulement ($Re \sim 100000, R_\lambda \sim 800$...), puis nous l'avons passé au crible des lois généralement observées en turbulence développée : p.d.f., spectres...

L'ensemble de l'étude a alors été conditionnée par la mise en oeuvre d'une méthode de détection originale basée sur une mesure locale d'écart à la statistique gaussienne dans le signal de pression que nous avons validée. L'idée à la base du choix d'une détection sur le signal de pression est la correspondance entre zones de forte vorticité et zones de basses pressions. Aucun critère n'existe par contre directement sur le signal de vitesse.

Nous en avons déduit l'allure de la distribution des temps d'attente entre deux filaments. Elle est manifestement composée de deux parties séparées par un temps intermédiaire $\Delta t_i \sim 0,5s \sim 15.T_{rot}$: aux temps courts ($\leq \Delta t_i$), nous avons observé une loi de puissance d'exposant proche de -2 ; aux temps longs ($\geq \Delta t_i$), nous retrouvons une loi exponentielle donc un comportement poissonnien. Ce résultat est cohérent avec plusieurs travaux antécédents [1][2][6][12]. La valeur de l'exposant de la loi de puissance reste à déterminer précisément. Cette étude reste à approfondir.

Nous avons alors cherché à caractériser dans le signal de vitesse les événements détectés dans le signal de pression. Nous avons obtenu des profils moyens des filaments que nous avons comparés à un modèle dont la brique élémentaire est le tourbillon de Burgers. Cette étude, en l'état, semble donner des résultats très satisfaisants : modèles et profils expérimentaux présentent une grande ressemblance. Nous en avons essentiellement déduit deux choses : d'une part ce que nous détectons ressemble très fortement à l'empreinte de filaments de vorticité (ce qui est plutôt rassurant...) ; d'autre part, le rayon typique de ces filaments est de l'ordre de l'échelle de Taylor λ, soit environ 3 mm ici.

Nous avons aussi développé une méthode d'effaçage des filaments dans le signal de vitesse. Nous l'avons d'abord validée sur des signaux artificiels avant de l'appliquer aux signaux expérimentaux. Le but de ce traitement était d'obtenir un signal *soupe* duquel on a au moins partiellement retiré la trace des filaments, pour ensuite comparer ses propriétés avec celles du signal de départ.
Le calcul des exposants des fonctions de structure à partir d'une centaine d'acquisition

(soit environ 100 millions de points) n'a pas permis de décelé un effet notoire de cette opération. Le rôle des filaments reste donc obscur.

Plusieurs perspectives s'ouvrent à nous à la suite de ce travail.

Une étude plus approfondie de la distribution des temps d'attente permettrait peut-être de mieux comprendre la dynamique des filaments.

Un développement plus complexe du modèle proposé dans la Partie 3.4 pourrait se révéler intéressant et nous permettre de pousser plus loin nos conclusions.

Nous désirons aussi améliorer notre méthode d'effaçage des filaments : il s'agit de ne pas trop "blesser" le signal dans l'opération. Cette étape est cruciale dans notre approche du calcul des exposants des fonctions de structure que nous désirons améliorer.

Nous n'avons étudié le signal que pour une position du fil chaud ($//u_z$). Prolonger ce travail à d'autres positions pourrait nous donner plus d'informations, notamment quant au caractère vraisemblablement anisotrope de l'écoulement.

Enfin, maintenant que nous avons montré la correspondance entre dépressions et survitesses, nous restons avec l'objectif de devenir capables de reconnaître les filaments directement sur le signal de vitesse, éventuellement grâce à une méthode similaire à celle mise en oeuvre sur le signal de pression...

Bibliographie

[1] P. Abry. *Transformées en ondelettes - Analyse multirésolution et signaux de pression en turbulence.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard-LYON I, 1994.

[2] P. Abry, S. Fauve, P. Flandrin, and C. Laroche. *Analysis of pressure fluctuations in swirling turbulent flows.* Journal de Physique II France. **4** pp.725-733, May 1994.

[3] P.O. Amblard. *Statistiques d'ordre supérieur pour les signaux non-gaussiens, non-linéaires, non-stationnaires.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble ,1992.

[4] F. Belin, J. Maurer, P. Tabeling et H. Willaime. *Observation of intense filaments in fully developed turbulence.* Journal de Physique II France. **6** pp.573-583, avril 1996.

[5] R. Benzi, S. Ciliberto, R. Tripiccione, C. Baudet, F. Massaioli, S. Succi. *Extended Self Similarity in turbulent flows.* Phys. Rev. E, **48**, 1 (1993).

[6] O. Cadot. *Etude des structures de basse pression dans la turbulence développée.* Thèse de doctorat, Université Denis Diderot Paris 7, 1995.

[7] R. Camussi, G. Guj. *Orthonormal wavelet decomposition of turbulent flows : intermittency and coherent structures.* J. Fluid Mech. (à paraître).

[8] I. Daubechies.*Ten lectures on wavelets.* SIAM, 1992.

[9] S. Douady, Y. Couder, M.-E. Brachet. *Direct observation of intense vorticity filaments in turbulence.* Phys. Rev. Lett. **67** (8), 983.

[10] S. Douady, Y. Couder. *On the dynamical structures observed in 3D turbulence.* Turbulence in extended systems, edited by R. Benzi, C. Basdevant, S. Ciliberto (Nova Science, Commack,NY,1993), pp.3-17.

[11] U. Frisch. *Turbulence.* Cambridge University Press, 1995.

[12] Y. Gagne. *Etude expérimentale de l'intermittence et des singularités dans le plan complexe en turbulence développée.* Thèse de doctorat d'état, Université Scientifique et Médicale et Inst. Nat. Poly. de Grenoble, 1987.

[13] H.L. Grant, R.W. Steward, A. Moillet. *Turbulence spectra from a tidal channel.* J. Fluid Mech. **12**, 241.

[14] A.N. Kolmogorov. *a) Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. b) The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynold's number. c) On degeneration of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid.* In S.K. Friedlander and L. Topper, editors, *Turbulence, Classic papers on statistical theory.* pp. 151-161. Interscience publishers, 1941.

[15] J.-F. Pinton, R. Labbé. *Correction to the Taylor hypothesis in swirling flows.* Journal de Physique II France. **4** pp.1461-1468, Sept. 1994.

[16] J.F. Pinton, R. Labbé, S. Fauve. *Power fluctuations in turbulent swirling flows.* Journal de Physique II France. **6** pp.1099-1110, July 1996.

[17] B.Dernoncourt, J.-F. Pinton, S. Fauve. *Experimental study of vorticity filaments in a turbulent swirling flow.* (soumis à ...)

[18] Z.-S. She, E. Jackson, S.A. Orszag. *Structure end dynamics of homogeneous turbulence : models and simulations.* Proc. R. Soc. London A **434**, pp.101-124, 1991.

[19] Z.-S. She, E. Lévêque. *Universal scaling laws in fully developed turbulence.* Phys. Rev. Lett., **72**, 3, pp.336-339, 1994.

[20] E. Villermaux,B. Sixou, and Y. Gagne.*Intense vortical structures in grid-generated turbulence.* Phys. of Fluids, **7** (8) p2008.