

# Écoulement turbulent dans un cylindre : haut nombre de Reynolds et fluctuations à basse fréquence

Michaël Berhanu, Nicolas Mordant, & Stephan Fauve

Laboratoire de Physique Statistique de l'Ecole Normale Supérieure, CNRS UMR 8550  
24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, France  
mberhanu@lps.ens.fr

**Résumé.** On présente une caractérisation expérimentale d'un nouvel écoulement, dans une géométrie originale : dans un cylindre on utilise quatre hélices décentrées par rapport à l'axe du cylindre produisant chacune des vortex instationnaires en compétition. Ce dispositif en engendrant un écoulement non axisymétrique apporte une évolution importante par rapport aux écoulements fermés dits de Von-Karman, étudié entre autre par l'équipe GIT du CEA Saclay [1,2] et pour lesquels plusieurs expériences de magnétohydrodynamique turbulente ont été effectuées [4,5]. Par des mesures de vélocimétrie doppler ultrasonore et de vélocimétrie doppler laser, on observe un écoulement pleinement turbulent, présentant un fort taux de fluctuations. On peut définir un écoulement moyen sur le temps de mesure, mais celui-ci n'est pas représentatif de l'écoulement à un instant donné. Le fort taux de fluctuations turbulentes induit alors dans le spectre de puissance de vitesse beaucoup d'énergie à basse fréquence. On observe pour un forçage stationnaire une cascade inertielle commençant typiquement à un dixième de la fréquence d'injection, pour un nombre de Reynolds de  $10^5$ . Ainsi on retrouve le comportement de la turbulence homogène isotrope de type Kolmogorov 41 à des échelles de temps et d'espace plus grandes que dans le cas de la plupart des écoulements turbulents étudiés couramment. L'écoulement devrait produire de plus grandes fluctuations du champ magnétique induit.

**Abstract.** An experimental characterization of a new flow in an original geometry is presented : in a cylinder we use four propellers out of center with respect to the axis of the cylinder. One produces each non stationary vortices in competition. This device by producing a nonaxisymmetric flow brings an important evolution compared to the closed flows known as of Von-Karman, studied amongst other things by team GIT of the CEA Saclay [1,2] and for which several experiments of turbulent magnetohydrodynamics were carried out [4,5]. By measurements of ultrasonic Doppler velocimetry and laser Doppler velocimetry, a fully turbulent flow is observed, showing a strong rate of fluctuations. One can define an average flow over the time of measurement, but it is not representative of the instataneous flow. The power spectrum of the velocity shows the presence of large fluctuations below the forcing frequency and a inertial cascade begins at a tenth of the injection frequency. Thus we find a statistically homogeneous and isotropic turbulent flow at scales larger in previous studied flow geometries. We expect that this flow will generate much larger fluctuations of induced magnetic field.

## 1 Introduction

Pour comprendre le phénomène de turbulence hydrodynamique, des études expérimentales de mécanismes fondamentaux demeurent nécessaires. Or la plupart des expériences menées jusqu'à présent, ont été réalisées dans des souffleries, des jets ou des tuyaux, pour lesquels la turbulence est en quelque sorte une perturbation qui s'ajoute à un fort écoulement moyen unidirectionnel. Il paraît donc légitime d'étudier dans des volumes fermés des écoulements pleinement turbulent, où la part de l'écoulement moyen sera réduite. Les premières études exhaustives furent effectuées en France vers 1990 [7,8,6] sur l'écoulement dit de Von Karman produit par la contrarotation de deux disques sur les deux faces opposées d'un cylindre rempli de fluide. Plus récemment une étude complète avec en particulier la cartographie de l'écoulement moyen obtenu a été effectuée dans l'équipe de François Daviaud au CEA Saclay [1,2]. Il a été montré en particulier que pour des nombres de Reynolds de l'ordre de  $10^5$  et pour un taux de fluctuations de l'ordre de l'unité, l'écoulement moyen n'est pas représentatif de l'écoulement instantané, mais résulte de l'intégration sur des temps longs, c'est à dire grands devant l'inverse de la fréquence de rotation, typiquement la seconde. L'énergie à basse fréquence de l'écoulement, se révèle sur les spectres de puissance de la

vitesse par une décroissance en  $f^{-1}$  en dessous de la fréquence de rotation des disques. Nous proposons dans cet article une évolution importante par rapport à ces travaux antérieurs, en présentant des mesures hydrodynamiques pour un nouvel écoulement en eau obtenu par la rotation de quatre hélices dans un cylindre (deux par face du cylindre), chacune étant décentrée par rapport à l'axe du cylindre. Une étude intermédiaire avait été réalisée avec deux hélices et avait permis de tirer les premières caractéristiques des écoulements réalisables dans cette géométrie [3]. L'objectif principal du dispositif expérimental est d'étudier la turbulence magnétohydrodynamique en remplissant le cylindre d'un métal liquide, du gallium. Le but est d'étudier l'effet d'induction magnétique d'un écoulement pleinement turbulent pour différents types de champs extérieurs. Il a alors paru plus aisé de faire toute l'étude hydrodynamique préalable avec le même dispositif expérimental, mais en le remplissant avec de l'eau. En effet pour des régimes pleinement turbulents et pour des champs magnétiques usuels, les propriétés hydrodynamiques, dépendront de la vitesse de forçage, de la géométrie et non de la nature du fluide utilisé. Or l'équation d'évolution du champ magnétique dite de l'induction s'écrit comme la somme d'un terme d'advection du champ magnétique (le terme de création) et un terme de diffusion, qui traduit la dissipation par effet Joule des courants induits. On peut alors définir une diffusivité magnétique  $\nu_m$  valant  $0.2 m.s^{-2}$  pour le gallium. Par conséquent les petites échelles du champ magnétique diffuseront rapidement. Or pour des fluctuations induites par la turbulence, aux petites structures spatiales correspondent de petites structures temporelles. De même les variations temporelles rapides seront amorties par effet Joule. Ainsi pour une puissance fournie donnée, pour obtenir le maximum d'effet d'induction électromagnétique par les fluctuations turbulentes, il faut que le champ de vitesse ait beaucoup d'énergie à basse fréquence.

## 2 Dispositif expérimental et techniques expérimentales utilisées.

On utilise une enceinte en acier inoxydable cylindrique verticale de rayon intérieur 102 mm et de hauteur 240 mm, pouvant être réglée en température. Pour permettre une visualisation directe de l'écoulement en eau et pour réaliser des mesures optiques, on peut remplacer la paroi latérale par un tube de plexiglass. Pour les mesures ici présentées on place deux hélices sur une face, le long d'un diamètre dans des ouvertures situées à 50 mm du centre, tandis que les deux autres hélices sont placés de manière symétriques sur la face opposée.

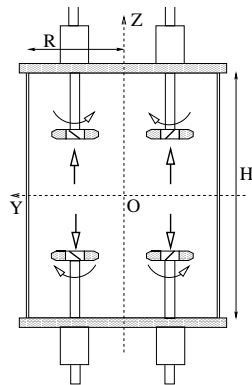


Fig.1. Schéma de la cuve vue de face

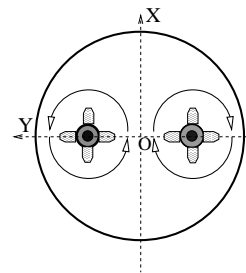


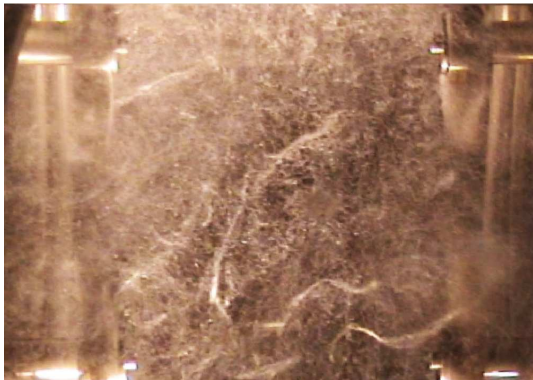
Fig.2. Schéma de la cuve vue de dessus

L'entraînement est assuré par quatre moteurs à courant continu, chacun étant censé transmettre une puissance maximale de l'ordre de 2 kW au fluide. Un jeu de poulie et de courroies permet d'entraîner les hélices à une fréquence double de celle des arbres moteurs. On utilise des hélices plongeant à 50 mm du bord de cuve comportant chacune quatre pales de 35 mm de longueur formant un angle de  $45^\circ$ . La mise en mouvement inertielle du fluide produit au voisinage d'une hélice un champ de vitesse fortement hélicitaire, où l'effet de pompage sera du même ordre de grandeur que l'effet de rotation. Lorsqu'une seule

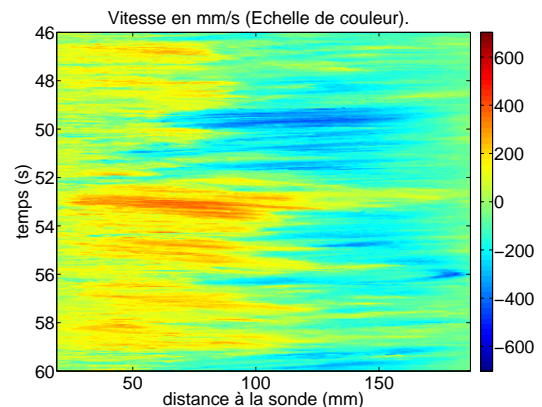
hélice tourne dans le sens où le fluide est aspiré à partir du centre de la cuve, il se forme un tourbillon intense accroché aux pales et qui se place en moyenne en diagonale dans le cylindre. , de sorte qu'au coeur de l'écoulement l'hélicité soit nulle en moyenne. Deux hélices d'un même pas se font face verticalement et deux hélices de pas différents sont opposées en diagonale. On a choisi de s'intéresser aux cas où les vitesses des quatre hélices sont égales. On présente ici les mesures correspondants à des sens de rotation où les quatre hélices tournant à la même vitesse aspirent du fluide de manière à produire des vortex en compétition produisant des instabilités à grande échelle et à basse fréquence. Cette situation est assez analogue au cas où deux écoulements de Von Karman auraient été accolés. Pour réaliser cette étude hydrodynamique, différentes techniques expérimentales ont été utilisées. On ne détaille pas ici le principe physique et l'intérêt des différents types de mesures et on peut trouver les informations à ce propos dans les références [3,1] et [2]. On a effectué de manière qualitative des visualisations directes de l'écoulement, en filmant le mouvement de bulles d'air dans le fluide. Ensuite des mesures de vitesse de l'écoulement ont été effectuées par vélocimétrie ultrasonore doppler en utilisant un appareil DOP1000 prêté par l'équipe d'Yves Couder du laboratoire MSC. Cette technique utilisable à basse vitesse seulement, mesure le long d'un faisceau ultrasonore, la vitesse longitudinale de particules advectées par effet Doppler. On obtient ainsi l'évolution temporelle de profils spatiaux du champ vitesse. Puis on a utilisé un dispositif d'anémométrie Laser doppler, prêté par l'équipe de François Daviaud du CEA Saclay. Au point de convergence de deux faisceaux lasers, on mesure à nouveau le passage de particules advectées, dont on déduit la vitesse perpendiculaire aux franges d'interférences par effet Doppler.

### 3 Propriétés générales et géométrie à grande échelle de l'écoulement

L'écoulement est étudié pour une fréquence de rotation typique des hélices de 20 Hz, ce qui permet de réguler facilement la température autour de 25°C, et d'éviter la cavitation. On obtient une vitesse de bord de pales de 4.40 m/s. La cartographie du champ de vitesse dans ces conditions donne une vitesse moyenne caractéristique de 0.34 m/s pour un écart type de 0.72 m/s, soit un ordre de grandeur de vitesse de 0.80 m/s. Le nombre de Reynolds calculé sur le bord de pales vaut 150000, tandis que celui calculé sur le diamètre du cylindre donne 160000. Le nombre de Reynolds de l'écoulement, varie selon les expériences entre 35000 et 300000.



**Fig.3.** Instantané de l'écoulement ensemencé de bulles pour une fréquence de rotation de 30 Hz.



**Fig.4.** Diagramme spatio temporel obtenu par vélocimétrie ultrasonore pour une fréquence de rotation de 5 Hz :  $V_X$  en fonction de  $X$ .

Des mesures du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ont été effectuées avec du Gallium en mesurant la dérive thermique de la cuve. Pour une fréquence de 20 Hz, et 47, 30 kg de gallium , on dissipe 320 W, soit  $\epsilon = 6.7 W s^{-1} kg^{-1}$ , qualitativement en accord avec la loi d'échelle  $\epsilon \sim \frac{u^3}{L}$  en prenant

le rayon de la cuve pour  $L$ . Cette mesure de dissipation, constitue d'ailleurs un ordre de grandeur de l'échelle intégrale  $L_I$  de la turbulence, qui s'identifie à la taille des plus gros tourbillons, soit  $L_I = 80 \text{ mm}$ .

La première étape de notre travail a été de filmer l'écoulement ensemencé de bulles d'air. Elles sont à la fois advectées par l'écoulement et aussi se concentrent sur les coeurs de tourbillons, qui sont des zones de basse pression. On visualise ainsi nettement l'évolution de ces vortex, en présence du champ de vitesse turbulent. Les écoulements ici présentés se révèlent très chahutés avec en particulier la présence continue de tourbillons instationnaires, qui partant d'une des hélices, croissent, se tordent et disparaissent sur des temps de l'ordre de la seconde. Chacune des hélices tend à créer un tourbillon, mais celui-ci une fois créé, interagit de manière complexe avec l'écoulement des autres hélices, ainsi qu'avec la paroi. Ce choix de forçage stationnaire par des hélices en compétition permet donc d'avoir à l'échelle de la cuve structures cohérentes tourbillonnaires évoluant chaotiquement. Or cette image est souvent invoquée pour expliquer la dynamique à petite échelle de la turbulence en invoquant la vie et la mort de filaments de vorticité en interaction non linéaire. Ces visualisations permettent d'espérer d'avoir en quelque sorte reproduit la dynamique turbulente sur tout le volume, alors que l'échelle d'injection est dix fois plus faible. La vélocimétrie ultrasonore permet de tracer le diagramme-spatio temporel (Fig. 4) du profil de vitesse longitudinal selon la direction  $X$  dans le plan médian au cours du temps à une fréquence. Le résultat est un profil certes fluctuant sur des temps de l'ordre de la dizaine de seconde pour une fréquence de rotation de 5 Hz, mais il apparait néanmoins un profil moyen. Les mesures de vélocimétrie laser confirment ce résultat. En effet dans le but de faire une cartographie sommaire de ces écoulements, les trois composantes signal de vitesse ont été enregistrées pour des points répartis sur une grille régulière centrée sur le centre du cylindre et représentant 10 % environ du volume de la cuve, pour une fréquence de rotation de 20 Hz, pendant un temps de l'ordre de la minute. On a pu ainsi avoir une idée de la géométrie du champ de vitesse en calculant pour ces points la valeur moyenne et l'écart type.

Les valeurs obtenues en moyenne sur tous les points de la grille sont :

- $\langle V_x \rangle = 0.41 \text{ m/s}$ ,  $\langle V_y \rangle = 0.26 \text{ m/s}$  et  $\langle V_z \rangle = 0.36 \text{ m/s}$  ;
- $\sigma_{V_x} = 0.87 \text{ m/s}$ ,  $\sigma_{V_y} = 0.60 \text{ m/s}$  et  $\sigma_{V_z} = 0.69 \text{ m/s}$ .

Le champ de vitesse moyen correspond à l'écoulement de pompage dû à l'aspiration des hélices. Dans le plan médian, le flot converge par la composante  $V_X$  vers le centre, où on a un point de stagnation, pour repartir en direction des hélices, le rebouclage du champ de vitesse se faisant en dehors de la grille. Par contre il ne reste que très peu de traces de la rotation des hélices et bien entendu les tourbillons, instationnaires, disparaissent en moyenne. Ils ont sans doute un rôle sur la dynamique du champ de vitesse, particulièrement à basse fréquence, mais ils n'ont pas d'effet coopératif agissant sur l'écoulement moyen. Le taux de fluctuation par rapport à l'écoulement moyen est de l'ordre de 2, donc l'écoulement instantané est toujours très éloigné de l'écoulement moyen. On retrouve une situation analogue à l'écoulement de Von-Karman mais pour une zone plus étendue et avec moins d'anisotropie.

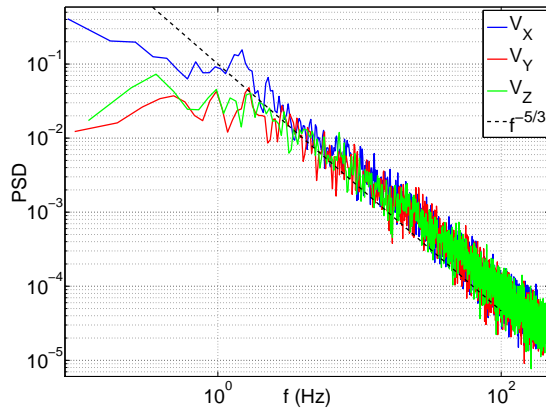
## 4 Dynamique de l'écoulement

Pour caractériser la dynamique temporelle de l'écoulement, il apparait naturel d'étudier le spectre de puissance temporel du signal de vitesse. Les mesures ultrasonores permettent de mesurer une seule composante de vitesse et sont très limitées dans leur résolution temporelle, car leur fréquence d'échantillonnage est de 23 Hz. Les mesures lasers ont le défaut de ne pas être échantillonnées régulièrement. Par conséquent il a fallu pour des mesures présentant le nombre maximal de points soit 1900000, réinterpoler le signal à une fréquence de l'ordre de 100 Hz, soit 10 fois moins que la fréquence moyenne d'acquisition. Les spectres de vélocimétrie laser et ultrasonore sont alors très semblables et présentent au centre de la cuve une zone inertielle s'étendant du dixième de la fréquence de rotation des hélices à la fréquence maximale avec un comportement en  $f^{-5/3}$ , les trois composantes se superposant exactement. A plus basse fréquence, le spectre devient plus plat avec un comportement distinct des composantes. Pour un point avec davantage d'écoulement moyen, la zone inertielle descend alors au cinquième de la fréquence de rotation des hélices.

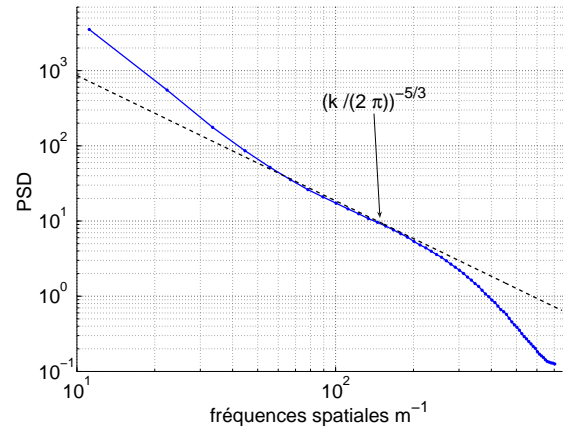
En supposant la turbulence homogène et isotrope, l'analyse dimensionnelle permet de prédire la forme des spectres de puissance de vitesse dans la zone inertielle :  $E_S(k) = \langle \epsilon \rangle^{2/3} k^{-5/3}$  pour le spectre spatial

en fonction du nombre d'onde  $k$  et  $E_T(k) = \langle \epsilon \rangle f^{-2}$  pour le spectre temporel. Or expérimentalement les spectres temporel de vitesse obtenues à partir d'une mesure eulérienne, produisent un comportement en  $f^{-5/3}$ . L'argument classique dû à Taylor, particulièrement adaptée au cas des souffleries, consiste à considérer l'écoulement est gelé sur des durées inférieures au temps de mémoire de la turbulence; les variations temporelles mesurées en un point sont produites par le transport des inhomogénéités locales par l'écoulement moyen et on obtient la loi en  $-5/3$ . Mais dans notre situation où les fluctuations dominent l'écoulement moyen, l'hypothèse de Taylor devrait être fautive. La correspondance entre l'espace et le temps du champ de vitesse s'avère plus subtile. On peut penser [11,9,10] que l'advection par le champ de vitesse fluctuant permette en régime stationnaire de retrouver une correspondance valable statistiquement entre les incréments spatiaux et temporels du champ de vitesse faisant intervenir l'écart type de la vitesse, d'où la forme suivante :  $E_T(k) = \langle \epsilon \rangle^{2/3} u^{2/3} f^{-5/3}$  avec  $u$  la vitesse quadratique moyenne. Comme la décroissance en fonction de  $f$  de  $f^{-2}$  est plus rapide que  $f^{-5/3}$ , le comportement observé du spectre temporel, du moins à haute fréquence correspond à celui provenant de l'hypothèse de Taylor modifiée ou de balayage, suggérée par Tennekes. Nous l'observons dans nos mesures bien en deçà de la fréquence d'injection, celle de rotation des hélices. Ceci constituerait un résultat nouveau car la zone inertielle est alors observée pour des fréquences inférieures à la fréquence d'injection.

Enfin la vélocimétrie ultrasonore permet de tracer des spectres spatiaux longitudinaux de la vitesse  $V_X$  mais pour une fréquence de rotation de 5 Hz. On obtient alors à nouveau en moyennant sur la durée d'acquisition, un comportement en  $k^{-5/3}$  pour des nombres d'onde compris entre 40 et  $250 \text{ m}^{-1}$ . La pente est plus raide pour les plus basses fréquences spatiales, confirmant que l'énergie est injectée aux plus grandes échelles du spectre correspondant à des tailles comparables à l'expérience. Aux plus petites échelles, il semble qu'on tombe dans la limite de résolution spatiale, d'où une perte plus rapide du signal. Cette mesure confirme donc les résultats précédents.



**Fig.5.** Spectre temporel de vélocimétrie laser doppler pour une fréquence des hélices de 20 Hz.



**Fig.6.** Spectre spatial obtenu par vélocimétrie ultrasonore pour une fréquence des hélices de 5 Hz,  $V_X$  en fonction de  $X$ .

On peut s'intéresser aussi à ce qu'on nomme parfois le temps de mémoire de la turbulence, durant lequel le signal de vitesse est cohérent et qui est de l'ordre de  $L_I/u$ .

La fonction d'autocorrélation temporelle de la vitesse, donne au centre un temps de corrélation, de  $0.13 \text{ s}$  pour  $20 \text{ Hz}$  avec la vélocimétrie laser et  $0.32 \text{ s}$  pour  $5 \text{ Hz}$  pour l'ultrasonore, ce qui correspond à  $1.2 \text{ Hz}$  et  $0.5 \text{ Hz}$  dans l'espace des fréquences. Ainsi il semble que la fréquence correspondant approximativement au dixième de la fréquence de forçage, s'identifie à ce temps de mémoire. Aux fréquences plus basses, ce sont les instationnarités intrinsèques de l'écoulement qui comptent. Au dessus, par l'idée de balayage et de turbulence gelée, c'est l'advection de l'inhomogénéité du champ de vitesse qui compte [11,10].

## 5 Conclusion

L'écoulement étudié se caractérise, donc par de fortes fluctuations de vitesse à basse fréquence de l'énergie du champ de vitesse, un des buts recherchés du point de vue magnétohydrodynamique. Mais on observe que la dynamique à basse fréquence reste turbulente, jusqu'au dixième de la fréquence d'injection. Nous pensons que l'interaction compétitive des tourbillons provenant des hélices entre eux et avec la paroi, créé un forçage effectif sur une échelle qui est de la taille de la cuve et non celle de l'hélice. De ce fait on obtient ainsi une observation d'une turbulence classique à une échelle mieux résolue à l'observation, tout en gardant un forçage stationnaire. Enfin cette expérience permet ainsi de relancer la question du rôle des tourbillons dans la dynamique turbulente, puisqu'il suffit de créer des tourbillons à grande échelle, pour étendre la zone de turbulence développée vers les basses fréquences et les grandes échelles.

## Références

1. L. MARIÉ, Transport de moment cinétique et de champ magnétique par un écoulement tourbillonnaire turbulent : influence de la rotation magnetic field by a turbulent flow of liquid sodium *Thèse de doctorat*, (1) (2003).
2. F. RAVELET, Bifurcations globales et magnétohydrodynamiques dans un écoulement de von Karman turbulent. *Thèse de doctorat*, (2005).
3. M. BERHANU, Hydrodynamique dans un cylindre d'un écoulement généré par deux hélices décentrées. *Stage de Master 2*, (2005).
4. P. ODIER, J.-F. PINTON & S. FAUVE, Advection of a magnetic field by a turbulent swirling flow, *Physical Review E*, **58** (6), 7397-7400 (1998).
5. R. VOLK, F. RAVELET, R. MONCHAUX, M. BERHANU, A. CHIFFAUDEL, F. DAVIAUD, PH. ODIER, J.-F. PINTON, S. FAUVE, N. MORDANT & F. PÉTRÉLIS, Transport of magnetic field by a turbulent flow of liquid sodium *Physical Review Letter*, **97** (7), 74501-74505 (2006).
6. S. FAUVE, C. LAROCHE & B. CASTAING, Pressure-fluctuations in swirling turbulent flows, *Journal de physique II*, **3** (3), 271-278 (1993).
7. S. DOUADY, Y. COUDER & M.E. BRACHET, Direct observation of the intermittency of intense vorticity filaments in turbulence *Physical Review Letters*, **67** (8), 983-986 (1991).
8. J. MAURER, P. TABELING & G. ZOCCHI, Statistics of turbulence between 2 counterrotating disks in low-temperature helium gas, *Europhysics Letters*, **26** (1), 31-36 (1994).
9. M. NELKIN, Universality and sclaing in fully developed turbulence *Advances in physics*, **43** (2), 143-181 (1994).
10. H. TENNEKES & J. L. LUMLEY, A first Course in Turbulence *The MIT Press*, 1972.
11. L. CHEVILLARD, S.G. ROUX, E. LÉVÊQUE, N. MORDANT, J.F. PINTON & A. ARNÉODO, Intermittency of Velocity Time Increments in Turbulence, *Physical Review Letters*, **95** (1), 64501-64505 (2005).