

Compte-rendu de stage de master 2 de Sciences de la matière Majeur
de Physique de l'Ens Lyon effectué du 4 avril 2005 au 27 juillet 2005
au laboratoire de Physique statistique de l'Ens Paris.

**Hydrodynamique dans un cylindre d'un écoulement
généré par deux hélices décentrées.**

Michaël Berhanu sous l'encadrement de Nicolas Mordant et Stéphan Fauve

20 juillet 2005

Table des matières

1	Motivations	2
1.1	Introduction	2
1.2	Problématique scientifique	3
1.2.1	Les équations de la magnétohydrodynamique.	3
1.2.2	L'équation d'induction	4
1.2.3	Transport d'un vecteur passif par la turbulence.	5
1.2.4	Chaos lagrangien	5
1.2.5	Conditions d'amplification du champ magnétique	5
1.2.6	Objectif de l'expérience MHD Gallium	5
2	Mise en oeuvre	7
2.1	Présentation du dispositif expérimental	7
2.2	Techniques de mesure expérimentales utilisées	9
2.2.1	Visualisation directe	9
2.2.2	Mesure des fluctuations de pression à la paroi	10
2.2.3	Mesure par vélocimétrie Doppler ultrasonores	11
3	Résultats	13
3.1	Caractérisation géométrique des écoulements	13
3.1.1	configuration 1	13
3.1.2	configuration 2	17
3.2	Instabilités de tourbillons	19
3.2.1	Modélisation bidimensionnelle de l'interaction d'un filament avec une paroi par la méthode des images	19
3.2.2	Instabilités tridimensionnelles du filament	20
3.3	Analyse des signaux de pression	20
3.3.1	Lois d'échelles en turbulence homogène isotrope	21
3.3.2	Configuration 1	21
3.3.3	Configuration 2	22
3.3.4	Mesures à deux capteurs, influence de la position du capteur.	23
3.4	Analyse des signaux de vitesse.	23
3.4.1	Etude d'un tourbillon	24
3.4.2	Etude de l'écoulement contrarotatif à deux hélices qui pompent	24
3.5	Caractérisation de la turbulence.	26
3.5.1	Fonctions d'autocorrélation	26
3.5.2	Expression de la dissipation	27
3.5.3	Paramètres de la turbulence	28
3.6	Conclusion	28
3.6.1	Bilan	28
3.6.2	Ecoulements pertinents pour une utilisation MHD.	29
3.6.3	Perspectives	29
3.6.4	Remerciements	29

Chapitre 1

Motivations

1.1 Introduction

L'étude de la turbulence magnétohydrodynamique présente un fort intérêt en astrophysique et en géophysique. En effet la plupart des fluides astrophysiques sont assez ionisés pour coupler la matière neutre aux ions et aux champ et les écoulements suffisamment rapides pour être turbulents. C'est la cas en particulier du milieu interstellaire, où par exemple l'énergie turbulente influe sur l'effondrement gravitationnel global de grandes accumulations de gaz interstellaire, au sein desquelles se forment les étoiles. Les couplages entre le champ magnétique et le champ de vitesse turbulent jouent en effet un rôle pivot dans les processus de condensation gravitationnelle. Mais la dynamique de la turbulence reste à comprendre. De plus les champs magnétiques des planètes, dont la Terre, sont produits spontanément par effet dynamo, grâce à des mouvements turbulents de couches internes conductrices, en l'occurrence pour la Terre le noyau externe, formé principalement de fer liquide. Mais l'origine de la génération de champ magnétique ainsi qu'une modélisation correspondant aux observations restent à déterminer. L'effet dynamo correspond à l'amplification d'un faible champ magnétique résiduel, par le mouvement d'un fluide conducteur générant un champ magnétique notable et des courants électriques associés (on s'intéresse ici à des dynamos autoexcitées fluides et homogènes) jusqu'à une valeur de saturation. Pour ces deux phénomènes, les nombres sans dimensions caractérisant le système magnétohydrodynamique, à savoir le nombre de Reynolds Re et le nombre de Reynolds magnétique Rm sont élevés, ce qui suppose l'implication concurrente de nombreuses échelles spatiales et temporelles différentes. Ainsi le problème reste hors de portée de simulations numériques directes. C'est pourquoi des expériences de laboratoire utilisant des écoulements de métal liquide peuvent apporter des contributions pertinentes. En effet, si les conditions sont éloignées des objets astrophysiques et géophysiques, on retrouve dans ces expériences, la forte différence d'échelles entre le transport du champ magnétique et le transport de la quantité de mouvement, évaluée par le rapport du nombre de Reynolds magnétique sur le nombre de Reynolds, nombre de Prandtl magnétique, qui varie typiquement entre 10^{-7} et 10^{-5} . En particulier l'expérience VKS2 (Von Karman Sodium 2) en cours au CEA Cadarache (collaboration CEA Saclay, Ens Lyon et Ens Paris), vise à produire un effet dynamo à partir d'un écoulement turbulent non contraint de sodium liquide. D'un autre côté une expérience complémentaire avec du gallium liquide conçu par Nicolas Mordant et Stéphan Fauve est en cours de montage à l'ENS Paris, pour étudier les propriétés de transport du champ magnétique dans un écoulement turbulent de métal liquide.

Au cours de mon stage de master 2 effectué au laboratoire de physique statistique de l'ENS Paris dans l'équipe de physique non linéaire, mon objectif est de contribuer à la préparation de ces futures expériences, en commençant par une étude hydrodynamique. Le but est de caractériser expérimentalement les écoulements qu'on pourra obtenir avec le dispositif expérimental qui sera utilisé pour les expériences futures de magnétohydrodynamiques. On utilise comme fluide de l'eau, disponible en abondance, pour laquelle les mesures de vitesses sont plus aisées. Ce travail se place à la suite des expériences précédentes de la collaboration VKS, à savoir l'expérience VKG (Von Karman Gallium) effectuée à l'ENS Lyon et l'expérience VKS1 (Von Karman Sodium 1) au CEA Cadarache qui ont permis d'étudier les mécanismes d'induction magnétohydrodynamique respectivement dans le gallium et le sodium. La problématique et les différents résultats sont rassemblés dans la thèse d'habilitation de Philippe Odier [14]. Tout d'abord on introduit le contexte scientifique et l'objectif des expériences à venir de magnétohydrodynamique avec du gallium. Ensuite on essaie de définir quels sont les écoulements intéressants en fonction du problème scientifique posé. Puis on décrit le dispositif expérimental générant l'écoulement. On présente alors le principe des dispositifs de mesures utilisés. Ainsi pour plusieurs configurations expérimentales, on a pu caractériser la géométrie des écoulements obtenus et grâce à une analyse plus poussées des signaux de pression et de vitesse d'étudier la turbulence obtenue. Enfin on donne quelques éléments de compréhension des écoulements résultants de l'interaction non triviale de filaments de vorticités.

1.2 Problématique scientifique

1.2.1 Les équations de la magnétohydrodynamique.

On s'intéresse ici, à des expériences où un métal fondu, du gallium sera mis en mouvement turbulent dans une géométrie confinée, en présence d'un faible champ magnétique. Moyennant quelques approximations parfaitement justifiées (écoulement incompressible, température uniforme, électromagnétisme non relativiste, courant de déplacement négligeables), les équations régissant l'évolution du champ de vitesse \vec{v} et du champ magnétique \vec{B} s'écrivent :

$$\operatorname{div}(\vec{v}) = \vec{0} \quad \rho \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}) \vec{v} \right) = -\overrightarrow{\operatorname{grad}}(p) + \eta \overrightarrow{\Delta} \vec{v} + \vec{j} \wedge \vec{B} \quad (1.1)$$

Avec ρ la masse volumique du fluide, t le temps, le champ de pression, η la viscosité dynamique du fluide et \vec{j} le champ de densité de courant. On reconnaît l'équation de Navier-Stokes à laquelle s'ajoute la force de Laplace électromagnétique $\vec{j} \wedge \vec{B}$.

$$\operatorname{div}(\vec{B}) = \vec{0} \quad \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \overrightarrow{\operatorname{rot}} (\vec{v} \wedge \vec{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \overrightarrow{\Delta} \vec{B} \quad (1.3)$$

Cette dernière équation dite de l'induction exprime l'évolution du champ magnétique en présence d'un écoulement de fluide conducteur, avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide et σ la conductivité électrique du fluide. On peut ainsi définir la diffusivité magnétique $\nu_m = (\mu_0 \sigma)^{-1}$, caractérisant la diffusion du champ magnétique (reliée à la dissipation Joule). Le terme $\overrightarrow{\operatorname{rot}} (\vec{v} \wedge \vec{B})$ quant à lui, est le terme d'induction à proprement parler. Il est responsable du transport du champ magnétique et peut dans certains cas être à la source d'un effet dynamo. Ces équations couplées régissent l'évolution du champ magnétique, de la densité de courant et de la vitesse du fluide dans un écoulement magnétohydrodynamique.

L'introduction de nombres caractéristiques adimensionnés permet une analyse plus pertinente du problème. Tout d'abord le nombre de Reynolds $R_e = \frac{LV}{\nu}$, avec L une longueur caractéristique, V une vitesse caractéristique et ν la viscosité cinématique, traduit le rapport dans l'équation de Navier-Stokes entre l'advection du champ de vitesse et la diffusion visqueuse du champ de vitesse. Dans la suite ce nombre sera considéré comme très grand, les écoulements seront turbulents. Le nombre de Reynolds magnétique $R_m = \frac{LV}{\nu_m}$ traduit dans l'équation de l'induction le rapport entre le terme d'induction et le terme diffusif. Le nombre de Prandtl magnétique $P_m = \frac{\nu}{\nu_m}$, est caractéristique de la nature du fluide utilisé et valant pour le gallium $1.4 \cdot 10^{-6}$. En prenant L , L/V , V , ρV^2 et $\sqrt{\mu_0 \rho V}$ comme unités respectivement de longueur, temps, vitesse, pression et de champ magnétique, les équations de la MHD peuvent s'écrire de manière adimensionnée [11] :

$$\operatorname{div}(\vec{B}) = \vec{0} \quad \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \overrightarrow{\operatorname{rot}} (\vec{v} \wedge \vec{B}) + \frac{1}{R_m} \overrightarrow{\Delta} \vec{B} \quad (1.4)$$

$$\operatorname{div}(\vec{v}) = \vec{0} \quad \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \overrightarrow{\operatorname{grad}}) \vec{v} \right) = -\overrightarrow{\operatorname{grad}}(p) + \frac{1}{R_e} \overrightarrow{\Delta} \vec{v} + \overrightarrow{\operatorname{rot}} \vec{B} \wedge \vec{B} \quad (1.5)$$

Le but des expériences étant d'étudier le transport du champ magnétique par l'écoulement, il faudra que ce dernier ne soit pas perturbé par le champ magnétique, c'est à dire que le terme de la force de Laplace dans l'équation donnant l'évolution du champ de vitesse soit négligeable. On parle alors de MHD cinématique, on peut étudier le champ de vitesse de manière hydrodynamique et le transposer directement dans l'équation de l'induction. Cette condition justifie que les expériences présentées dans ce rapport où on étudie la partie hydrodynamique sans champ magnétique, sont pertinentes. Pour des raisons exposées par la suite, on n'attend pas d'effet dynamo, donc le champ magnétique sera principalement celui imposé par l'expérimentateur. On introduit le paramètre d'interaction N comme le rapport de l'ordre de grandeur du terme de force de Laplace à celui du terme d'advection du champ de vitesse. Si le champ appliqué à une partie rotationnelle et une amplitude B_0 , alors :

$$N = \frac{B_0^2}{\rho \mu_0 V^2} \quad (1.6)$$

Si le champ appliqué n'a pas de partie rotationnelle, sachant qu'à partir de l'équation de l'induction le champ induit sera de l'ordre de $b_{induit} = R_m B_0 = \mu_0 \sigma L U B_0$ alors :

$$N = \frac{\sigma L B_0^2}{\rho V} \quad (1.7)$$

Pour le gallium, les champs magnétiques appliqués doivent être inférieurs au milliTesla dans le premier cas et inférieur au Tesla dans le second. Ainsi à cette limite expérimentale près, l'étude hydrodynamique préalable de l'écoulement obéissant à l'équation de Navier Stokes incompressible suffit pour étudier les phénomènes d'induction et de transport du champ magnétique. De plus l'équation d'induction devient alors linéaire en \vec{B} , ce qui permet d'étudier les mécanismes d'induction par une recherche de valeurs propres. L'étude hydrodynamique pourra se mener avec de l'eau plutôt qu'avec du gallium, ce qui présente des avantages expérimentaux évidents pour le coût, l'aisance d'utilisation, la visualisation et la mise en oeuvre de dispositifs de mesure. En effet le seul paramètre intervenant dans l'équation de Navier-Stokes adimensionnée est le nombre de Reynolds. Or la viscosité cinématique de l'eau vaut $9 \cdot 10^{-7}$ à 25°C , tandis que celle du gallium fondu vaut $3 \cdot 10^{-7}$ dans les conditions d'utilisation. Donc les écoulements auront pour une vitesse et une géométrie donnée sensiblement le même comportement pour les deux fluides. Néanmoins le rapport de densité étant de 6.09 en faveur du gallium, l'énergie pour générer et maintenir l'écoulement sera nécessairement multipliée d'un facteur 6. Pour que le problème soit complet, il faut encore préciser les conditions aux limites. L'écoulement étant confiné, on peut naturellement considérer que le champ de vitesse s'annule aux parois de l'enceinte contenant le fluide. Pour le champ magnétique et les courants les conditions aux limites sont nettement moins triviales et elles devront être déterminées nécessairement. Il reste maintenant à préciser quels sont les types d'écoulements intéressants pour l'étude de ces phénomènes.

1.2.2 L'équation d'induction

Interprétation énergétique

A partir de l'équation de l'induction, on peut dériver une équation d'évolution de l'énergie du champ magnétique, ce qui fournit une idée plus intuitive du phénomène [4]. Néanmoins il faut introduire un volume V borné délimité par une surface S , à l'extérieur duquel les champs magnétique, de densité de courant et de vitesse s'annulent.

Alors en multipliant l'équation de l'induction par $\frac{B}{\mu_0}$ et intégrant sur le volume V , on obtient après calcul :

$$\frac{d}{dt} \int_V \frac{B^2}{2\mu_0} d^3 \vec{r} = \frac{1}{\mu_0} \int_V \vec{B} \cdot \text{rot}(\vec{v} \wedge \vec{B}) d^3 \vec{r} - \frac{1}{\sigma} \int_V \vec{j}^2 d^3 \vec{r} \quad (1.8)$$

Le membre gauche correspond à la variation temporelle de l'énergie du champ magnétique contenue dans le volume V . Dans le membre de droite, le premier terme correspond à la conversion d'énergie magnétique de l'énergie cinétique de l'écoulement. Son signe indéterminé dépend de la configuration du champ de vitesse. Le second terme de diffusion du champ magnétique, s'identifie la dissipation par effet Joule et est toujours négatif.

Diffusion du champ magnétique

Pour de petites valeurs de R_m , l'équation de l'induction se réduit à une équation de diffusion du champ magnétique, de coefficient de diffusion la diffusivité magnétique. A partir d'une condition initiale donnée, le champ magnétique s'homogénéise en un temps de l'ordre de $L^2 \nu_m$ et l'énergie magnétique décroît. Or ν_m vaut 0.2 m.s^{-2} pour le Gallium et 0.1 m.s^{-2} , pour le sodium, ce qui donne des temps de diffusion, pour une expérience de taille raisonnable où $L \sim .1 \text{ m}$, respectivement de 0.05 s et 0.1 s. Supposons maintenant que sous l'action de l'écoulement, le champ magnétique subisse une perturbation à la pulsation ω , comment celle-ci va-t-elle diffuser ? Par un calcul simple, on montre qu'elle va décroître dans l'espace sur une longueur (appelée épaisseur de peau dans un autre contexte), $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \nu_m}}$. Par exemple pour le Gallium, la fréquence pour laquelle l'épaisseur de peau équivaut à la taille caractéristique des expériences soit .3 m, vaut 35 Hz. Par conséquent, les perturbations du champ magnétiques qui ont les effets les plus importants, sont celles de basse fréquence car elles subissent moins de dissipation. Ainsi pour obtenir des effets d'induction importants du champ magnétique dans les futures expériences, il est souhaitable d'avoir un écoulement présentant des instationnarités à basse fréquence. Lors de l'analyse hydrodynamique des écoulements expérimentaux, la partie basse fréquence des spectres de vitesse et de pression revêtera ainsi une importance toute particulière.

Le théorème d’Alfvén dit du champ gelé

Pour le second cas, bien plus intéressant, des grandes valeurs de R_m , l’équation de l’induction se réduit à :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \overrightarrow{rot}(\vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (1.9)$$

Qui peut se réécrire en tenant compte de la condition d’incompressibilité du champ de vitesse.

$$\frac{D\vec{B}}{Dt} = (\vec{B} \cdot \overrightarrow{grad})\vec{v} \quad (1.10)$$

Avec $\frac{D\vec{B}}{Dt}$ la dérivée particulaire. Or on remarque que l’équation décrivant le déplacement infinitésimal $\delta \vec{l}$ d’une ligne matérielle de particules fluides s’écrit identiquement [15] :

Par conséquent le champ magnétique dans cette limite a la même évolution qu’une ligne de particules fluides. Les lignes de champ magnétique suivent l’écoulement, on dit qu’elles sont gelées. Cette capacité du champ magnétique aux grandes valeurs de R_m à suivre le mouvement du fluide constitue la base des mécanismes d’induction et peut se décomposer en deux mécanismes, la déformation d’un champ homogène par un champ de vitesse et le transport des gradients de champ magnétique par l’écoulement [4].

1.2.3 Transport d’un vecteur passif par la turbulence.

Sur un temps court devant le temps de diffusion et pour un paramètre d’interaction faible, le champ magnétique est transporté par l’écoulement sans le modifier. On parle de transport d’un vecteur passif par la turbulence. Or les lignes de champ magnétique suivent les lignes de courant, donc le champ magnétique est alors amplifié localement par l’étirement des lignes de courant (voir page 94 [22]). On aurait alors un équilibre entre l’amplification de l’amplitude du champ magnétique par les fluctuations du taux de déformation et sa diffusion. Une question intéressante, par analogie avec le concept de viscosité cinématique turbulente, consiste à déterminer si à grande échelle les propriétés de diffusion magnétique sont modifiées, permettant de construire statistiquement une diffusivité effective, la diffusivité magnétique turbulente, qui pourrait être inférieure ou supérieure à la valeur au repos, selon l’écoulement.

1.2.4 Chaos lagrangien

Lorsque deux trajectoires lagrangiennes de particules fluides initialement proches s’éloignent exponentiellement l’une de l’autre au cours du temps, on parle de chaos lagrangien. Cette propriété n’est pas une conséquence de la turbulence, mais plutôt de l’écoulement moyen. En effet en turbulence homogène, la formule de Richardson montre que l’écart quadratique moyen des positions de deux particules initialement proches, varie en t^3 aux temps longs. Les tourbillons clignotants d’Aref (p18 de *Turbulence* [9]) constitue un exemple simple d’écoulement réalisant la propriété de chaos Lagrangien, où deux tourbillons corotatifs sont animés en alternance. Une conséquence intéressante du théorème d’Alfvén, implique qu’en présence de chaos Lagrangien, les lignes du champ magnétique devraient être exponentiellement étirées au cours du temps, ce qui amplifie localement l’énergie du champ magnétique. Ainsi cette propriété est évoquée pour de nombreux mécanismes conduisant à un effet dynamo rapide [21]. Par conséquent il serait souhaitable de produire un tel écoulement.

1.2.5 Conditions d’amplification du champ magnétique

A partir de l’équation de l’induction, on peut définir des mécanismes génériques susceptibles d’amplifier le champ magnétique, [15], [4], à partir de certaines caractéristiques du champ de vitesse. On se contente ici de nommer les principaux mécanismes. La rotation différentielle ou effet Ω étire un champ initialement poloidal en créant une composante toroïdale. L’hélicité est responsable de l’effet Parker, où la formation d’une boucle de champ magnétique produit un courant parallèle au champ magnétique imposé. L’effet α , est une version moyennée à petite échelle de l’effet Parker, dû aux fluctuations turbulentes, c’est le mécanisme avancé pour un éventuel effet dynamo en turbulence homogène. Ces mécanismes nécessitent par essence un écoulement tridimensionnel.

1.2.6 Objectif de l’expérience MHD Gallium

On cherche à obtenir une configuration d’écoulement avec un champ de vitesse possédant des composantes toroïdales et poloïdales à grande échelle, c’est à dire une topologie adaptée à l’amplification d’un champ magnétique, avec un fort taux de turbulence à petite échelle. On commence par envisager une géométrie d’entraînement

utilisant deux hélices non coaxiales de pas opposées. L'idée de prendre des hélices non coaxiales, vise à produire un écoulement fortement hélicitaire qui pourrait être perturbé par la paroi. En ajoutant des interactions compétitives entre tourbillons éventuellement générés par les hélices, on espère générer des structures cohérentes à grande échelles instationnaires. Un but essentiel de ce stage, est de vérifier qu'un tel écoulement rempli ces conditions. Les mesures expérimentales suivantes pourraient être réalisées : mesures de vitesse par anémomètres à fil chaud (dans l'eau) et par mesure de tension entre deux électrodes dans une région de l'écoulement soumise au champ magnétique externe (dans le gallium), mesures de fluctuations de pression à la paroi, mesures de vitesses par vélocimétrie doppler ultrasonore, mesures de vorticité par diffusion ultrasonore, mesures de fluctuations de champ magnétique engendr es par la turbulence, et études des corrélations champ-vitesse, champ-vorticité et champ-pression. Pour cela, un champ magnétique localisé, constant ou oscillant, sera appliqué dans une région de l'écoulement. Son transport et son amplification éventuelle par l'écoulement turbulent seront étudiés à l'aide de mesure des trois composantes du champ à une distance donn e de la région où il est localisé en l'absence d'écoulement. L'utilisation d'un champ oscillant permet, d'une part d'améliorer la sensibilité des mesures en effectuant une détection synchrone, d'autre part d'étudier la réponse en fréquence du champ induit et ainsi de déterminer si la description phénoménologique du transport de champ par une diffusivité turbulente est un concept approprié.



FIG. 1.1 – Vue d'ensemble du dispositif expérimental

Chapitre 2

Mise en oeuvre

2.1 Présentation du dispositif expérimental

Le dispositif a été conçu par Nicolas Mordant et se compose principalement d'une enceinte en acier inoxydable, avec 16 ouvertures et deux serpentins de refroidissement par circulation d'eau, deux arbres moteurs avec chacun une hélice en acier inoxydable (les deux hélices étant de pas de signe opposées), de deux moteurs à courant continu alimenté par des servo-contrôleurs réalisant un asservissement en tension. L'alimentation est interfacée par ordinateur en utilisant une carte d'acquisition et le logiciel Labview (National Instrument). Durant le premier mois de mon stage, Nicolas Mordant et moi avons assemblés les différents éléments du montage mécanique et électrique et réalisé l'interface informatique. Par la suite des améliorations notables ont été ajoutées régulièrement par touches successives.

Description de l'enceinte

L'enceinte en acier inoxydable devant contenir le gallium ou l'eau est un cylindre de rayon intérieur 103 mm et de hauteur 240 mm. A la paroi latérale d'épaisseur 8 mm, sont accolés deux couvercles d'épaisseurs 12 mm, avec au contact un joint torique pour assurer l'étanchéité. Il s'est avéré par la suite que lorsque la puissance transférée au fluide devient importante la montée en température devient importante, un dispositif de refroidissement par circulation d'eau est donc nécessaire. D'autre part, quinze ouvertures circulaires de diamètre 35 mm sont disposées à la surface de l'enceinte (cinq sur la face latérale et cinq sur chacun des couvercles). Elles peuvent soit être comblées par des bouchons cylindriques en acier inoxydable, soit servir comme accès au volume expérimental pour le remplissage et la vidange, le passage des arbres des moteurs (décrits ultérieurement) ou l'introduction de capteurs. Des pièces spécifiques en PVC ont dû être réalisées spécifiquement pour s'adapter sur ces ouvertures. Au cours du stage, une visualisation directe de l'écoulement en eau est parue souhaitable, par conséquent la paroi latérale a été remplacée par un tube de plexiglass de diamètre intérieur de 198 mm et d'épaisseur 4 mm, scié sur une longueur de 254 mm, ce qui permet de voir la totalité du volume expérimental. Une part importante des mesures ont été effectuées dans cette disposition, bien qu'elle soit impossible à utiliser avec du gallium. Enfin l'enceinte est placée sur une armature en acier, de tel sorte que l'axe du cylindre coïncide avec la verticale. Pour finir le système de remplissage et de vidange, se compose d'une boucle de circulation du fluide animée par une pompe électrique à palets de faible puissance (10 W), qui via des tuyaux relie l'enceinte expérimentale à un réservoir à surface libre. Pour l'eau, le réservoir assure la tâche importante d'éliminer une grande partie des bulles de gaz présentes dans l'eau, car celles ci migrent alors vers la surface libre. Lors de la prise des mesures, la boucle de circulation a été le plus souvent coupée, en coupant l'alimentation de la pompe (figure 2.4) .

Dispositif d'entraînement du fluide

Pour mettre en mouvement le gallium et l'eau, des hélices à quatre pales de 30 mm de rayon furent choisies (figure 2.5). On attend de la rotation de telles hélices, une mise en mouvement inertielle du fluide, générant un champ de vitesse fortement hélicitaire à grande échelle et sans rotation solide du fluide autour. La forme des hélices constitue en effet un ingrédient primordial de la géométrie de l'écoulement obtenu, qui différencie fortement cette expérience des précédentes, en particulier celles utilisant des disques (VKG, VKS1, VKS2). Les effets visqueux étant négligeables, on attend au voisinage d'une hélice en rotation à la fréquence f , un champ de vitesse dans le référentiel polaire lié à l'hélice pour un pas positif de forme proche de :

$$\vec{v} \sim \cdot r \cdot 2\pi f (\vec{e}_\theta + \vec{e}_z)$$

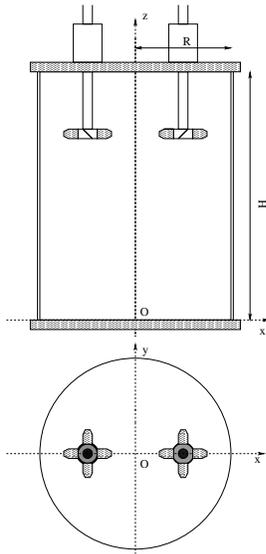


FIG. 2.1 – Représentation de l’enceinte dans la configuration 1 à gauche

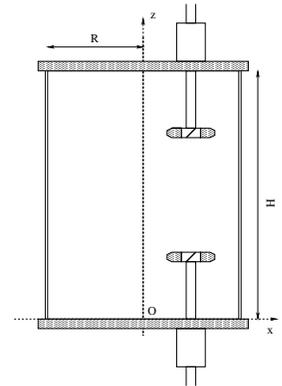


FIG. 2.2 – Représentation de l’enceinte dans la configuration 2 à droite



FIG. 2.3 – Photo de l’enceinte avec la paroi latérale en plexiglass.

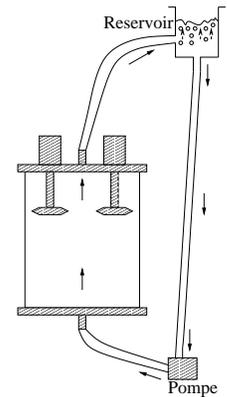


FIG. 2.4 – Principe de la recirculation d’eau pour éliminer les bulles

Ce serait sans doute un tel terme de forçage qu’il faudrait injecter dans une simulation numérique de l’écoulement. On obtient alors $\vec{u} \cdot \overrightarrow{rot} \vec{v} = r \cdot 2\pi f$, l’écoulement nécessairement est hélicitaire. De plus on a choisi pour commencer par faire fabriquer deux hélices de pas opposées. Par de simple arguments de symétrie on peut prévoir que lorsque les hélices seront sur une même face les écoulements générés par chacune des hélices ne pourront pas se reconnecter, alors que ce sera possible si les hélices sont sur des faces opposées. Une troisième hélice est en commande pour explorer d’autres configuration d’écoulement.

Les hélices sont ensuite entraînées par les moteur via une transmission à courroie. Conserver l’étanchéité autour d’un axe en rotation rapide est un problème récurrent de ce genre d’expérience d’hydrodynamique, et la solution adoptée ici consiste à utiliser deux joints à lèvres, peu onéreux, mais d’usure rapide. La position des hélices est modulable parmi les quinze ouvertures, le nombre de types d’écoulements générables vaut théoriquement 31, pour deux hélices de pas donné, ce qui permet de penser que l’enceinte conservera un intérêt expérimental durant de nombreuses années. Au cours de ce stage, seulement deux configurations ont été abordées. Pour la première les deux hélices de pas opposés sont attachées au couvercle supérieur, leurs axes décentrées de 50 mm par rapport à l’axe du cylindre dans le même plan. Pour la seconde, les hélices sont chacune attachées à un couvercle opposées, leurs axes toujours décentrées de 50 mm, sont alignés ; les deux hélices sont opposées.

Le choix de la nature des courroies ainsi que celui du rapport entre la poulie du moteur et de l’axe du moteur, ne sont pas non plus anodins, car il faut trouver un compromis entre le couple maximal pouvant être transmis et l’amplitude des vibrations transmises au volume de mesure. Après quelques essais, deux courroies en caoutchouc à rainures ont été commandées puis utilisées par la suite. Enfin l’entraînement est assuré par deux moteurs à courant



FIG. 2.5 – Photo d’une des deux hélices

continu à aimants permanents RX630E PARVEx, fonctionnant en régime nominal à 2400 tours minutes (40 Hz) pour une tension d’alimentation 134 V et une intensité maximale de 16 A. Ainsi chacun des moteurs est censé transmettre une puissance maximale de l’ordre de 2 kW au fluide. Chacun des moteurs comprend une dynamo tachymétrique intégrée donnant l’image de la vitesse de rotation pour l’asservissement. De plus ils génèreraient (peut-être grâce aux aimants permanents) un bruit électromagnétique modéré, critère important étant donné les mesures électriques fines à réaliser. Une estimation grossière du rendement a été effectuée, donnant environ 60 % . Une thermistance dont la résistance varie linéairement avec la température a été adjointe dans un des bouchons s’adaptant dans les ouvertures de l’enceinte. Elle servira en particulier à contrôler la température du Gallium. Dans notre cas, on a relevé l’augmentation de température, lorsque les deux moteurs entraînent les hélices à des vitesses de rotation importantes, à savoir 45 Hz. On constate que celle-ci est linéaire en temps et on suppose que, du fait de l’agitation turbulente et de la grande conductivité thermique du métal, la température est homogène dans l’eau et la cuve. Connaissant la puissance fournie par les moteurs, estimant les capacités calorifiques de l’eau et de l’acier inoxydable de l’enceinte, négligeant les pertes, on obtient une estimation du rendement global des deux moteurs.

Dispositif d’alimentation et de commande

La tension de consigne, proportionnelle à la fréquence de rotation des moteurs, est contrôlée via une carte d’acquisition NI-DAQ 7 (National Instrument) sur un PC. Nous avons conçu un programme Labview (National Instrument) permettant de commander la carte via une interface graphique. Ainsi on peut générer des rampes de tension de durée suffisante, afin d’éviter des accélérations trop violentes du rotor. De plus l’ensemble du dispositif permet d’acquérir simultanément pour chacun des moteurs, au choix (réglage du servocontrôleur), la tension d’alimentation proportionnelle à la vitesse ou l’intensité d’alimentation proportionnelle au couple exercé par le moteur. Il s’est avéré qu’estimer la vitesse de rotation par cette mesure électrique était peu fiable, donc par la suite des mesures au stroboscope ont permis d’étalonner à 0.2 Hz la fréquence de rotation des axes en fonction de la tension de consigne. C’est pourquoi le signal acquis a été par la suite celui d’intensité, qui bien que bruité et peu précis, peut fournir une estimation utile de la puissance électrique consommée. En revanche on ne pourrait pas l’utiliser dans une étude des fluctuations de la puissance injectée, car l’intensité est modulée par le passage des balais sur le bobinage du rotor et la courroie modifie le spectre de puissance injectée de manière non quantifiable, entre le moteur et l’hélice.

2.2 Techniques de mesure expérimentales utilisées

2.2.1 Visualisation directe

Pour un écoulement en eau, lorsque la paroi latérale de la cuve est remplacée par un tube en plexiglass, il est possible de voir la totalité de l’intérieur de la cuve. Toutefois pour visualiser l’écoulement la présence d’un traceur est nécessaire. En éclairant de manière adéquate la région à observer, il est alors possible d’acquérir des images photographiques ou des films. L’intérêt de cette étape préalable est dans certains cas de donner une idée qualitative du type d’écoulement et ainsi permet de définir au mieux le protocole des mesures suivantes

et aussi d'éviter des erreurs d'interprétation. Une étude quantitative (en espace et temps) de certains des films réalisés me semble possible après un traitement d'images approprié, et j'envisage d'entamer dans les mois qui viennent ce travail. Deux méthodes ont été essayées. La première consiste à éclairer un plan, en faisant passer un faisceau laser à travers un cylindre de verre et à observer la lumière diffusée selon la normale du plan. Pour une concentration assez importante de traceurs (ici des particules micrométriques en solution), l'intensité lumineuse devient suffisante, pour faire apparaître des lignes de courant (en jouant sur la durée d'exposition de l'appareil photographique) contenues dans le plan éclairé. Néanmoins, en raison de la faible intensité obtenue réduisant la qualité des photos et de la distorsion par le dioptre cylindrique constitué par le tube de plexiglass, pour un détecteur proche du tube, ce protocole n'a pas été retenu. La seconde méthode, consiste à laisser dans le volume expérimental une partie des bulles d'air ou de gaz initialement dissous (normalement éliminées par la boucle de circulation), au moment de démarrer les moteurs. De plus elles migrent rapidement vers les zones de forte vorticit   qui sont des zones de d  pression. En effet pour un   coulement o   la pression est uniquement d'origine hydrodynamique, celle ci peut s'  crire comme une   quation de Poisson o   intervient la vorticit   au carr   $\omega^2 = \overrightarrow{rot} \overrightarrow{v}^2 = \sum_{ij} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right)^2$ et le tenseur du taux de d  formation au carr   $\sigma^2 = \sum_{ij} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right)^2$:

$$\Delta p = (\rho/2)(\omega^2 - \sigma^2) \quad (2.1)$$

Par une analogie   lectrostatique, il s'av  re que ω^2 et σ^2 jouent le r  le de charges n  gatives et positives pour le champ de pression [18] et [13]. Par cons  quent, dans un tourbillon pour lequel la vorticit   est concentré au coeur, on aura une zone de d  pression englobant ce coeur. Si le champ vorticit   s'av  re   tre concentr   dans les tourbillons, celui de d  formation (reli      la dissipation visqueuse) est bien plus homog  ne, avec un maximum sur les parois. Ainsi les bulles, mille fois moins denses que l'eau, atteignent rapidement les zones de vorticit   et y restent m  me si la structure a des variations sur une ms (ce qui a permis de visualiser des filaments de vorticit   intermittents dans les exp  riences suscités avec des cam  ras ultra rapides). Cette technique permettrait si on contr  le la quantit   de gaz dissous et sous forme de bulles, de constituer une sonde de pression tridimensionnelle [1]. Dans les exp  riences présentés ici, sans contr  le de la pression en gaz et sans cam  ras rapides, cette technique sert    rep  rer les tourbillons   ventuellement g  n  r  s par l'  coulement, qui apparaissent typiquement comme des lignes de diam  tre de l'ordre de 10 mm, puis   tudier gr  ce    des films leur   volution spatiotemporelle. Pour cela on a utilis   une cam  ra standard Sony DCR TRV130E placé suffisamment loin de la cuve, pour que la distorsion optique soit n  gligeable. Un inconv  nient notable, est d      l'in  vitable projection bidimensionnelle d'une dynamique tridimensionnelle, qui on l'esp  re ne fait pas manquer d'observations importantes.

2.2.2 Mesure des fluctuations de pression    la paroi

La mesure d'un signal de pression fourni par un capteur sur une paroi au cours du temps, donne des informations hydrodynamiques importantes. En effet le mouvement incompressible d'un fluide produit des fluctuations du champ de pression, d'apr  s :

$$\Delta p = -\rho \frac{\partial^2 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.2)$$

La pression s'  crit comme la solution int  grale de l'  quation de Poisson pr  c  dente, ce qui n  cessite de d  finir pr  cis  ment les conditions aux limites, ce qui semble difficile pour un   coulement confin   dans une cuve. La solution pour un   coulement non contraint infini, o   on peut supposer que la pression est constante    l'infini, prend la forme :

$$p(\vec{x}) = \frac{\rho}{4\pi} \int_V \frac{\partial^2 v_i v_j}{\partial y_i \partial y_j}(\vec{y}) \frac{d^3 \vec{y}}{r} \quad \text{avec} \quad \vec{r} = \vec{x} - \vec{y} \quad (2.3)$$

Ainsi on obtient une grandeur int  grale, moyenné sur le volume l'  coulement, dite globale. N  anmoins    cause du facteur en $1/r$ dans l'int  grale, des structures localisés au sein du fluide peuvent produire un effet identifiable sur les signaux. C'est le cas en particulier des filaments de vorticit   [19], [2] [13], dont le passage au "voisinage" du capteur se traduit par une chute transitoire du signal. A ceci pr  s, on obtient une caract  risation globale de l'instationnarit   de l'  coulement. Un probl  me pouvant survenir, r  side dans l'influence des bulles sur le signal de pression. En effet en tant que structures compressibles advect  es par l'  coulement, leur passage devant le capteur pourrait modifier fortement le signal. C'est pourquoi on s'est efforc   avant chaque mesure de pression, d'  vacuer le maximum de bulles par la boucle de circulation. D'autre part une mesure comparative du spectre de pression avec ou sans bulles a r  v  l   des diff  rences mineures, ce qui laisse    penser que dans la plupart des cas l'erreur est mineure. Le capteur en lui-m  me est un transducteur piezo  lectrique PCB 106B50 de forme cylindrique de 15,7 mm de diam  tre. Incorpor   en paroi, sur l'une des ouvertures de l'enceinte, il ne perturbe pas l'  coulement. D'une r  solution de 0.48 Pa, d'une tr  s faible d  rive en temp  rature et de r  ponse lin  aire, il permet en th  orie de suivre les fluctuations de pression entre 0.5 Hz et la dizaine de kHz. En pratique ce capteur s'av  re aussi sensible

à la pression acoustique dans le fluide (générée entre autres par la cavitation aux hélices) et aux vibrations mécaniques de l'enceinte (Il est certes compensé en accélération, mais seulement dans sa direction transversale). Par conséquent la partie du signal au dessus de 100 Hz, n'étant pas exclusivement hydrodynamique, n'a pas été exploitée. Pour remédier à cet état de fait, il faudrait réduire au maximum, l'amplitude des vibrations mécaniques, en particulier celles générées par les courroies. De plus il est important de remarquer, que les basses fréquences sont coupées, par conséquent la valeur absolue, ainsi que l'évolution lente de la pression sont absentes des mesures expérimentales. Ce capteur délivre un signal en tension, qui est amplifié en courant, par un amplificateur spécifique PCB, puis recueilli sur une carte d'acquisition. La majeure partie des mesures ont été effectuées avec ce dispositif. Au cours du stage, on a eu l'occasion de tester un second capteur de pression, utilisé dans l'expérience VKS2. Il s'agit d'un transducteur piezoélectrique KISTLER 7031 compensé en accélération, de diamètre 9.5 mm. Il émet un signal de polarisation qui doit être converti par un amplificateur de charge KISTLER. Ce dernier comporte des outils de filtrage du signal incorporé. La réponse fréquentielle pour ce type de capteur et d'amplificateur est traité dans la thèse de Louis Marié [12]. L'utilisation de deux capteurs simultanément, nous a permis d'une part de vérifier le bon fonctionnement du capteur KISTLER, mais encore d'étudier l'influence de la position du capteur sur la mesure. Enfin un avantage certain de ce type de mesure, est de pouvoir réutiliser identiquement ce capteur lorsque le fluide sera du Gallium liquide.

2.2.3 Mesure par vélocimétrie Doppler ultrasonores

Nous avons eu la chance, que successivement M. Petitjeans et M. de St-Aubert du laboratoire physique et mécanique des milieux hétérogènes de l'ESPCI (école supérieure de physique et chimie industrielle), puis un M. Quartier de l'équipe croissance de formes du laboratoire de physique statistique de l'ENS Paris, mettent à notre disposition un système automatisé commercial de mesures de vitesses dans les fluides denses par effet Doppler d'ondes ultrasonore. Cet appareil le DOP 1000 développé la société suisse Signal Processing, utilisé avec des sondes portant un transducteur approprié, établit le profil de vitesse longitudinal dans l'axe de la sonde, l'écoulement ayant au préalable ensemencé avec des particules diffusantes. Un nombre important de fonctions préprogrammées, permettent de faire des opérations de traitement de données sans pour autant les acquérir. Le DOP 1000 et sa mise à jour le DOP 2000 a un usage semble-t-il courant en génie des procédés, où il permet de mesurer des profils de vitesse non intrusivement à travers des parois pour tous les fluides denses. Mais il est particulièrement intéressant de remarquer, qu'il a été utilisé en magnétohydrodynamique par l'équipe d'Henri-Claude Nataf et de Philippe Claudin au LGIT (laboratoire de géophysique interne et de tectonophysique) à Grenoble pour une expérience avec du gallium liquide, ainsi que par l'équipe de François Daviaud et d'Arnaud Chiffaudel au CEA Saclay pour des essais en sodium (qui n'ont pas donné lieu à publication). Des résultats particulièrement utiles sur l'utilisation de la vélocimétrie Doppler ultrasonore dans le gallium se trouvent dans l'article de Daniel Brito [7]. Ainsi un avantage conséquent de cette méthode, est de pouvoir être transposée facilement, quand notre expérience fonctionnera avec du gallium. Etant donné que la majeure partie des mesures présentées dans ce rapport ont été réalisées avec ce dispositif, nous allons détailler plus précisément son mode de fonctionnement.

La vélocimétrie ultrasonore par effet Doppler, repose sur la variation de fréquence entre une onde acoustique émise par une source et celle reçue par le récepteur, lorsqu'un mouvement relatif existe entre l'émetteur et le récepteur. En effet considérons une source ultrasonore immobile émettant une onde à la fréquence f_e et un récepteur se déplaçant à la vitesse \vec{v} , dans un milieu où la vitesse des ondes sonores est c . Si la trajectoire de la cible fait un angle θ avec le faisceau ultrasonore (avec $\theta = 0$ pour une vitesse alignée avec le faisceau s'éloignant de la source), alors la fréquence f_g perçue par la cible s'écrit :

$$f_g = f_e - \frac{f_e v \cos \theta}{c} \quad (2.4)$$

Supposons maintenant que la cible diffuse l'onde incidente ; elle constitue alors une source ultrasonore mobile. La fréquence des ondes rétrodiffusées perçue par un transducteur immobile sera :

$$f_r = \frac{c}{c + v \cos \theta} f_g = \frac{c - v \cos \theta}{c + v \cos \theta} f_e \quad (2.5)$$

En considérant que $v \ll c$, alors cette dernière relation se simplifie en :

$$f_r = f_e - \frac{2f_e v \cos \theta}{c} \quad (2.6)$$

Connaissant ce principe, l'idée de la mesure est d'utiliser pour un écoulement ensemencé de particules diffusantes, un transducteur jouant le rôle à la fois d'émetteur et de récepteur, dont les émissions sont pulsées à une période T_{prf} . Le temps de vol aller-retour d'un pulse permet de déterminer la distance de la particule diffusante, tandis que la fréquence à l'intérieur du pulse de retour, donne l'information de vitesse. La période de répétition

des pulses T_{prf} fixe à la fois la profondeur de mesure et la fréquence supérieure de mesure. En effet $(T_{prf})^{-1}$ est en quelque sorte la fréquence d'échantillonnage, donc d'après le critère de Shannon, la fréquence supérieure mesurable vaut $f_{max} = (2T_{prf})^{-1}$. La valeur de la vitesse maximale mesurable est directement liée à la fréquence mesurable. De plus la profondeur maximale correspond au temps d'aller retour du pulse égal à T_{prf} (sinon des pulses différents pourrait produire au même moment une réflexion), c'est-à-dire $P_{max} = \frac{1}{2}T_{prf}c$. En pratique, le calcul du profil de vitesse, se fait sur un nombre important d'émissions de pulses pour un grand nombre de particules diffusantes, typiquement 128, ce qui permet par moyennage de ne conserver que la composante de la vitesse parallèle à l'axe du faisceau. Néanmoins ce mode de mesure est intrinsèquement bruité. Du fait de l'atténuation des ondes ultrasonores avec la distance, les réflexions provenant de points au delà de P_{max} , contribuent peu au signal, excepté lorsqu'il s'agit de parois. A cause du fort changement d'impédance acoustique, le signal réfléchi est de très forte amplitude, pouvant saturer l'acquisition. L'algorithme interne de traitement des données élimine les points à vitesse nulle, mais non ceux dus aux parois mobiles, dans notre cas ceux dus aux hélices. Cet inconvénient a rendu de nombreuses tentatives de mesures inexploitable. La sonde utilisée est un transducteur piézoélectrique jouant tour à tour le rôle d'émetteur et de récepteurs d'ultrasons. Il génère des pulses comprenant quelques oscillations de fréquence 4 MHz, et transforme les ondes réfléchies reçues entre deux pulses en signal électrique. Sa géométrie est importante, car elle fixe la directivité du faisceau. Sans notre cas la sonde est de diamètre 5mm, produisant un faisceau de 2.3° de divergence. Le volume expérimental de mesure dépend ainsi de la distance de mesure. La résolution longitudinale intrinsèque à l'électronique de l'appareil est très bonne, elle vaut au mieux 0.3 mm et dans les mesures que nous avons effectuées par la suite 0.7 mm. Pour un point à 100 mm de la sonde, la mesure de vitesse correspond à la moyenne sur un cylindre de rayon 4 mm et de longueur 0.7 mm. Le volume expérimental ainsi n'est donc pas très précisément défini, surtout pour les points à grande distance.

Choix des paramètres de réglage et exploitation des données.

La sonde de fréquence 4 Mhz a été utilisée systématiquement, au cours des différents relevés de profil de vitesse. Dans la mesure du possible, la sonde a été alignée avec la normale à la surface cylindrique du tube de plexiglass, en adjoignant une fine couche de gel de couplage. Bien que favorisant les réflexions parasites aux parois, ce choix de disposition, permet de mieux contrôler la géométrie d'émission pour une exploitation quantitative et aussi d'identifier plus facilement le cas échéant les réflexions observées. Les particules introduites sont une poudre d'un polymère polyamide, composés de grains insolubles de taille de l'ordre de 30 microns, présentant une bonne miscibilité dans l'eau en mouvement. Les différents paramètres ont été choisis au mieux par rapport aux objectifs expérimentaux. La vitesse c des ondes ultrasonores dans les conditions de mesure vaut 1498 m/s, approximé par l'appareil à 1500 m/s. La période de répétition des pics a été choisie de sorte que la profondeur maximale corresponde au diamètre (ou un sous-multiple) du cylindre. Ainsi le signal d'écho, parvient approximativement au moment de l'émission d'un pulse, lorsqu'il n'y a pas d'acquisition. Seuls les points les plus proches de la sonde, peu intéressants sont ainsi perturbés par cette réflexion. Ainsi T_{prf} vaut $264 \mu s$, correspondant à $P_{max} = 198$ mm et une vitesse maximale mesurable de $v_{max} = 354$ mm/s. La résolution longitudinale a été fixée à 0.7 mm. Le nombre d'émissions par profil est de 128, tandis que le nombre d'oscillations par pulse est de 4. La faible valeur de la vitesse maximale mesurable constitue un véritable handicap dans nos mesures, les points de vitesse supérieures subissent un repliement de spectre, la valeur qui leur est attribuée est décalée d'un multiple de $2v_{max}$. Toutefois en présence d'un écoulement moyen important, une fonction *offset* permet de décaler la fenêtre d'observation de la vitesse et d'accéder à des vitesses plus importantes. De plus lorsque le repliement est modéré, on peut à partir des données mesurées retrouver la véritable valeur de la vitesse grâce à un algorithme de déroulement. Néanmoins cette opération induit souvent des erreurs et les profils erronés décelables ont été retirés. L'incertitude de cette mesure de vitesse est très difficile à évaluer. En effet si la valeur de la vitesse dépend uniquement de de l'estimation de la fréquence Doppler par le DOP 1000 et de la valeur de la vitesse du son dans l'eau, ce qui donne une précision de 10 mm/s, des biais difficilement contrôlables peuvent apparaître [7], pour de faibles valeurs de T_{prf} , par mélange de réflexions venant de pulses différents. Le travail de Brito, semble montrer que notre choix de ce paramètre convient pour nos mesures. De plus comme le volume de mesure augmente avec la distance à la sonde, les points les plus éloignés sont moins dignes de confiance. D'autre part l'attribution d'une vitesse à un point de l'écoulement est relativement imprécis, en raison de l'indétermination du volume de mesure, ainsi que du positionnement qualitatif de la sonde. Le DOP 1000 permet enfin d'acquérir un profil toutes les 43.8 ms, pour un nombre d'émissions par profil de 128, ce qui induit une fréquence d'échantillonnage des profils de 22.8 Hz. Ces profils sont enregistrés dans des fichiers binaires qui ont été exploités sous Matlab. A cause des contraintes de l'appareil nous avons dû nous limiter à de faibles vitesses de rotation, pour des faisceaux éloignés des hélices et du serpentin de refroidissement et à cause de la faible valeur de la fréquence d'échantillonnage des profils, l'étude de la turbulence des signaux n'est valable qu'à basse fréquence.

Chapitre 3

Résultats

3.1 Caractérisation géométrique des écoulements

A partir des observations de visualisation et des mesures de vélocimétrie ultrasonore, nous avons pu caractériser qualitativement les différentes géométries d'écoulement obtenues. Pour les deux configurations étudiées jusqu'à présent, nous avons fait varier les fréquences de rotation des deux hélices, ce qui nous a permis d'observer plusieurs classes d'écoulement. Le signe de la fréquence de rotation de chacune des hélices est un paramètre primordial. En effet dans la plupart des cas, un filament de vorticité ou vortex ne se d evoulera seulement dans le cas où l'hélice qui l'engendre, exercera un étirement sur ce vortex. Dans ce cas la vorticité est amplifiée et le tourbillon se concentre en un filament. En effet l'équation d'évolution du vecteur vorticité $\vec{\omega}$, dite de Kelvin, s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} = \text{rot}(\vec{v} \wedge \vec{\omega}) + \nu \Delta \vec{\omega} \quad (3.1)$$

Supposons la vorticité initialement dirigée selon \vec{e}_z , et la visosit e négligeable, alors :

$$\frac{D\omega_z}{Dt} = \omega_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (3.2)$$

Par conséquent, la vorticité est amplifiée par un étirement selon \vec{e}_z . Une démonstration plus rigoureuse, ainsi que des compléments sur la dynamique du tourbillon peuvent se trouver dans le livre Hydrodynamique de Guyon, Hulin [8] ou Turbulence de Bailly et Comte-Bellot [9]. Les deux hélices étant de pas oppos es, la première produira un vortex pour un sens de rotation positif et inversement pour la seconde. Ainsi cette étude aura comme paramètres, les signes respectifs des fréquences de rotation, ainsi que le rapport de ces deux fréquences. Il est apparu rapidement, que pour deux hélices en fonctionnement les écoulements devenaient assez complexes. De plus la vélocimétrie Doppler ultrasonore ne donne accès qu'à une seule composante de la vitesse et n'a pu donner des signaux exploitables que sur la face latérale cylindrique, alors en plexiglass, ce qui implique que certaines caractéristiques essentielles des différents sont innaccessibles à la mesure. Par conséquent en l'absence de méthodes plus performantes comme la vélocimétrie par image de particules (PIV), une étude quantitative n'a  ete effectuée que dans les cas les plus simples. Enfin on peut proposer comme nombre de Reynolds associ e à l'écoulement $R_e \sim \frac{r^2 2\pi f}{\nu}$, avec r le rayon des hélices et f la valeur absolue de la plus haute fréquence de rotation entre celles des deux hélices, ce qui produit des nombres de Reynolds compris entre 10 000 et 700 000 . Par conséquent on est très largement en régime inertielle et certaines transitions de régime sont sans doute invisibles, à moins d'utiliser un fluide plus visqueux comme le glycérol.

3.1.1 configuration 1

Les hélices sont du même côté du couvercle supérieur, décentrées de 5 cm par rapport à l'axe du cylindre et diamétralement opposées. Les conventions d'orientation sont celles de la figure 2.1.

Vortex g en er e par une seule hélice.

Observation Pour commencer on étudie plus particulièrement l'écoulement g en er e par une seule hélice en rotation dans le sens qui aspire. Ces premiers résultats permettent de caractériser l'élément de base des écoulements décrits par la suite, de définir le type de tourbillon produit par une telle hélice et enfin de tester le bon fonctionnement du DOP 1000 et du bien fond e du protocole expérimental. On observe ainsi un filament de vorticité de

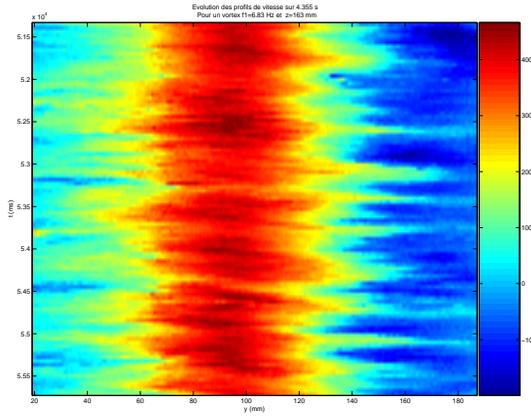


FIG. 3.1 – Profil typique $v_y(y, t)$ pour un vortex $f_1 = 6.835$ Hz pour $z = 163$

diamètre de l'ordre de quelques millimètres, qui prend naissance sous l'hélice pour prendre fin à la paroi inférieure. Ce filament forme un angle constant avec la verticale $\phi \simeq 39^\circ$, ne dépendant de pas la fréquence de rotation f_1 . Ainsi le premier effet du décentrage et d'orienter le tourbillon vers le centre, un modèle simple explicité plus bas, donne un premier élément d'explication. On constate que le filament est accroché par l'hélice à environ quelques mm du bout d'une des pales et non sous le centre de l'hélice. En effet on peut émettre l'hypothèse que le minimum de pression de l'écoulement est localisé au voisinage des points les plus rapides, donc aux extrémités des pales des hélices, du côté de l'aspiration. Ces zones forment des points privilégiés pour le développement des tourbillons comme le montre certains films que nous avons réalisés. Différents profils ont été relevés avec le DOP 1000, pour différentes position de la sonde pour $f_1 = 6.84$ Hz, en fonction de la hauteur face aux hélices, puis sur d'autres faces. Sur la figure 3.1, est présenté un signal de vitesse typique en fonction du temps et de la profondeur, pour une hauteur $z = 163$. On remarque que la résolution est insuffisante pour identifier le filament de vorticité. En effet comme on mesure la projection de la vitesse orthoradiale sur un axe fixe horizontal moyenné sur un volume d'une taille de l'ordre de 5 mm, l'écoulement de coeur du vortex est indécelable. Néanmoins on peut attribuer les formes de profil en bosse, aux écoulements induits par celui-ci. On représente ici figure 3.2 les profils moyennés dans le temps encadrés par plus ou moins la moyenne quadratique des fluctuations. On peut ainsi dire que dans ce cas un écoulement moyen stationnaire présente une véritable signification avec une amplitude de fluctuation autour de cette moyenne de l'ordre de 40%, excepté pour une hauteur z de l'ordre de 100 mm, pour laquelle le profil s'inverse par intermitence. Ceci peut s'interpréter comme le passage du filament dans l'axe du faisceau sous l'effet d'instabilités de l'écoulement. Dans l'état actuel d'exploitation des données un mouvement de précession du tourbillon n'a pas pu être mis en évidence, comme il en a été dans des expériences similaires utilisant un DOP 1000 pour observer un tourbillon confiné effectuées par R. Wunenburger et B. Andreotti [17]. A partir des images et du décalage des profils obtenus pour différentes orientation, on peut estimer l'angle d'orientation à $\phi = 39^\circ$.

Modélisation On peut essayer de modéliser le type de tourbillon obtenu à partir des profils moyens. Le champ de vitesse induit par une distribution de vorticité connue peut s'écrire comme une loi de Biot et Savart [8] [9] :

$$\vec{v}(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\omega}(\vec{y}) \wedge (\vec{x} - \vec{y})}{|\vec{x} - \vec{y}|^3} d^3\vec{y} \quad (3.3)$$

Pour un filament de vorticité rectiligne d'axe, la vorticité se relie à la circulation Γ par $\vec{\omega}(\vec{y}) d^3\vec{y} = \Gamma dz \vec{e}_z$ et le champ de vitesse prend une forme simple dans le repère cylindrique associé à l'axe \vec{e}_z :

$$\vec{v} = \frac{\Gamma}{2\pi r} \vec{e}_\theta \quad (3.4)$$

Or dans notre cas, le filament est incliné par rapport à la verticale d'un angle ϕ dans le plan O_{xz} et ensuite l'axe d'observation est décalé par rapport au centre du tourbillon, en supposant que le faisceau de mesure n'intersecte pas le filament de vorticité. Donc par des changements de repère adaptés, on obtient pour la projection du champ de vitesse sur l'axe O_y pour $x = 0$ dans le repère de la figure 1, correspondant à la majorité des mesures effectuées (celles dites de face).

$$v_y = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{(z - z_0) \sin\phi}{(z - z_0)^2 \sin^2\phi + (y - y_0)^2} \quad (3.5)$$

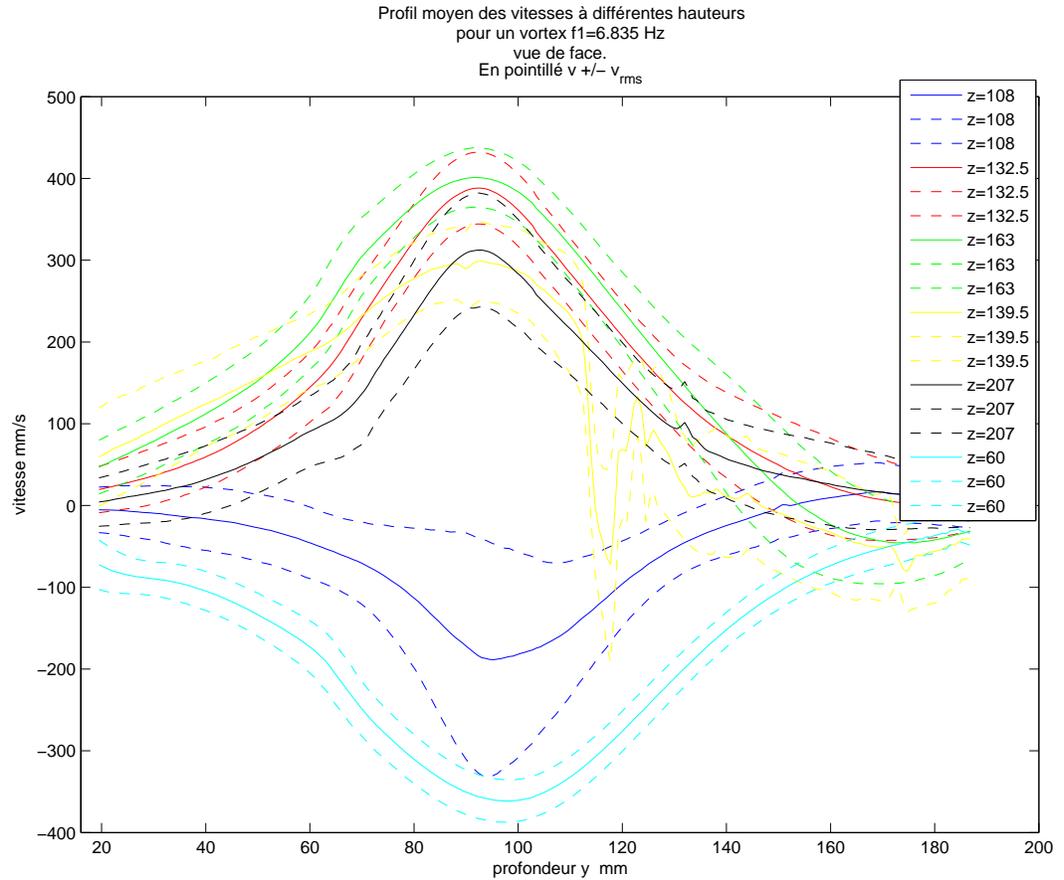


FIG. 3.2 – Relevé des profils $v_y(y)$ obtenus dans la configuration 1 pour $f_1 = 6.84$ Hz, en fonction de la hauteur d'observation z , pour $x = 0$ en trait plein. En pointillé $\pm v_{rms}$

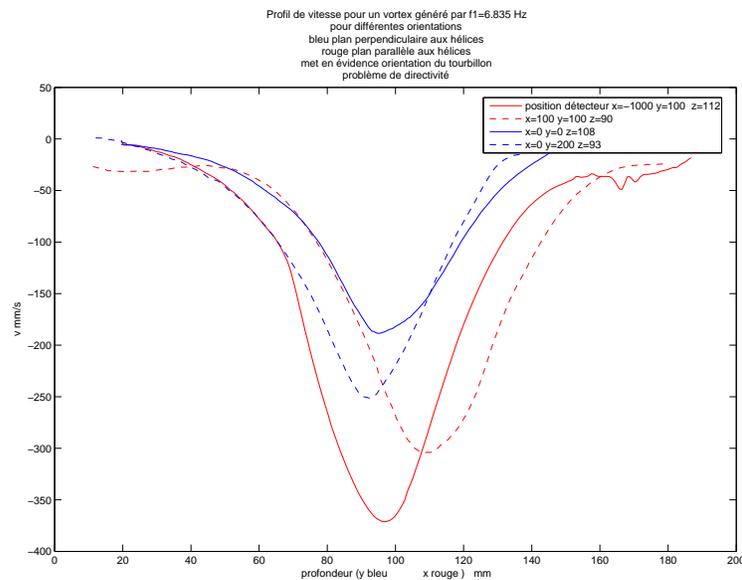


FIG. 3.3 – Effet de l'orientation, profils de vitesse pour $f_1 = 6.84$ Hz, obtenus pour différentes positions de la sonde, rouge $x = -100$ $y = 100$ $z = 112$, rouge pointillé $x = -100$ $y = 100$ $z = 90$, bleu $x = 0$ $y = -100$ $z = 108$, bleu pointillé $x = 0$ $y = 100$ $z = 93$

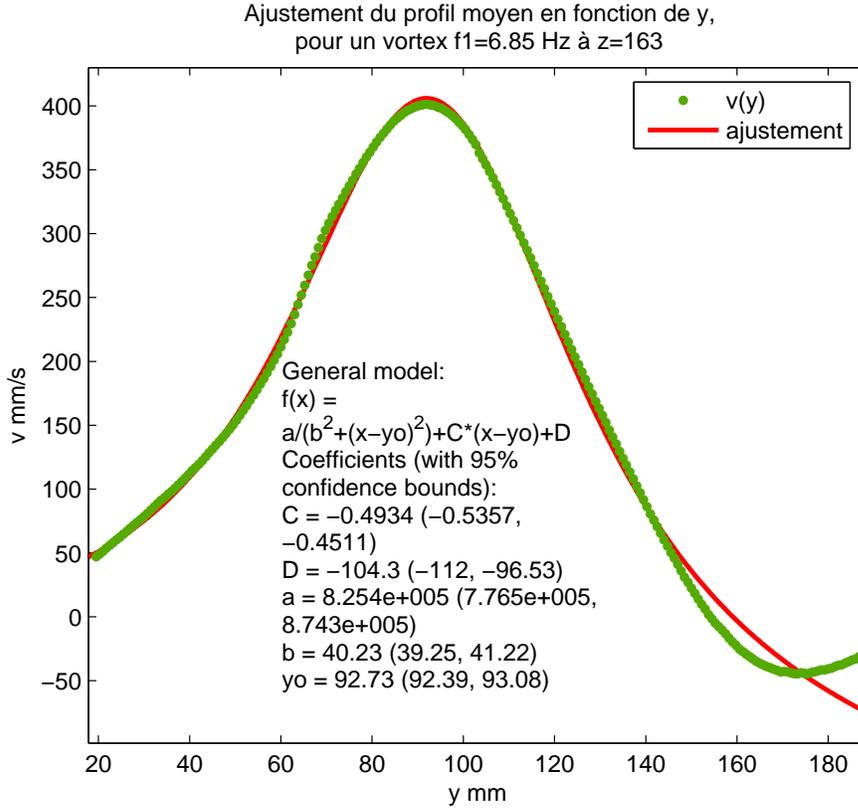


FIG. 3.4 – Exemple d’ajustement du profil de vitesse.

On essaie alors d’ajuster le profil vue de face, c’est à dire sondé selon y par une fonction du type :

$$\frac{A}{B^2 + (y - y_0)^2} + C(y - y_0) + D$$

(3.6)

Le premier terme correspond au champ de vitesse orthoradial induit par le filament de vorticité. Le second provient d’un possible champ de vitesse radial (terme d’aspiration vers le centre), responsable de la légère disymétrie des profils, de la forme $-ar\vec{e}_r \rightarrow -a(y - y_0)\vec{e}_y$. Enfin une éventuelle rotation solide de l’écoulement de forme $\Omega r\vec{e}_\theta \rightarrow \Omega(z - z_0)\sin\phi\vec{e}_y$ est prise en compte par le dernier terme.

Une telle forme permet de bien reproduire les profils obtenus. Les ajustements sur les profils entiers donnent D non nul de signe opposé à A . Or la rotation solide éventuelle induite par l’hélice est nécessairement de même sens de rotation que le tourbillon . On aperçoit sans doute l’effet des parois, qui contraignent l’écoulement et de la présence d’un écoulement de recirculation sur les bords. On peut par conséquent exclure l’hypothèse d’une rotation solide de l’écoulement. Le terme d’asymétrie C attribué à la vitesse radiale, est d’amplitude variable pour les différentes valeur de z , alors qu’il est supposé constant et joue au plus sur 10% de la vitesse totale. Par conséquent discuter de cette partie de l’écoulement reste assez hasardeux. On effectue par conséquents les ajustements suivants, pour les points situés au centre du profil, pour pouvoir négliger l’influence des parois difficilement quantifiable et l’asymétrie des profils. Les résultats obtenus permettent de déduire la position moyenne du filament (il coupe l’axe O_x , pour $y_0 = 93.9$ et $z_0 = 112$ mm) et l’ordre de grandeur de sa circulation moyenne $\Gamma = 9.710^{-2} \sim 10^{-1}m^s^{-1}$. Ce dernier résultat est tout à fait en accord avec le calcul de Γ au voisinage de l’hélice pour $f = 6.85$ Hz et un rayon de l’hélice r_h de 30 mm, qui donne $\Gamma = 2\pi^2 f r_h^2 = 0.12ms^{-1}$. Les résultats précédents valident l’approximation de la distribution de vorticité par des filaments et montrent l’absence de rotation solide dans l’écoulement à la différence des expériences utilisant des disques à la place des hélices [6] . Pourtant on a été incapable de déterminer des caractéristiques de ce type de tourbillon, essentielles à nos yeux, à savoir les composantes radiales et axiales qui déterminent le taux d’étirement et l’hélicité. Néanmoins, un modèle de tourbillon celui de Burgers

paraît adéquat est [20] , [17] :

$$v_r = -\frac{a}{2}r \quad v_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left(1 - \exp\left(\frac{-ar^2}{4\nu}\right) \right) \quad v_z = az \quad (3.7)$$

Le rayon $\lambda = \sqrt{\nu/a}$ du coeur du vortex résulte de l'équilibre entre l'étirement et la diffusion. Le terme d'étirement peut se relier approximativement à la fréquence de rotation de l'hélice par $a \sim 2\pi f$, ce qui donne pour $f = 6.835$ Hz, $\lambda \sim 1.5210^{-4}$ m, en accord avec l'approximation du filament de vorticité.

Les différentes classes d'écoulement

Les observations visuelles ont permis de distinguer plusieurs classes d'écoulements. On désigne par l'indice 1, l'hélice de gauche sur la figure 2.1 et 2 celle de droite. On peut trouver des photos correspondants à certains cas dans une annexe s par e.

1. $\bullet f_1 > 0$ et $f_2 = 0$ ou $f_1 = 0$ et $f_2 < 0$: Un filament stable de vorticité rectiligne incliné d'un angle constant par rapport à la verticale dans le plan O_{xz} , partant de l'hélice en rotation sur la plus grande longueur de la cuve pour finir sur la paroi inférieure.
2. $\bullet f_1 < 0$ et $f_2 = 0$ ou $f_1 = 0$ et $f_2 > 0$: Pas de filaments stables de vorticité observables, sauf à de très grande vitesse, où de petits filaments partent du haut des hélices vers les parois. L'écoulement moyen semble plus homogène et relativement complexe, avec apparemment une recirculation globale.
3. $\bullet f_1 > 0$ et $f_2 > 0$ ou $f_1 < 0$ et $f_2 < 0$: Un filament stable de vorticité accroché à l'hélice qui "pompe" (1 dans le premier cas, 2 dans le second), mais fortement déstabilisé par la seconde hélice. En moyenne le filament a la forme d'un S et subit d'importantes fluctuations spatiotemporelles. A grande vitesse, le filament apparait se désagréger sous l'effet d'une déformation trop importante pour se reformer ensuite.
4. $\bullet f_1 < 0$ et $f_2 > 0$: Pas de filaments de vorticité stables observables, sauf à de très grande vitesse, où de petits filaments partent du haut des hélices vers les parois. L'écoulement paraît assez homogène avec de fortes fluctuations.
5. $\bullet f_1 > 0$ et $f_2 < 0$: Deux filaments stables de vorticité disym triques accrochés aux hélices. Le plus long induit le champ de vitesse sur la plus grande partie du volume expérimental est incliné pour occuper la plus grande longueur. Le plus court est sensiblement parallèle au premier. Le filament le plus long est généré par l'hélice la plus rapide ou si les deux hélices ont sensiblement la même vitesse, par celle qui aura démarré la première. On observe lorsqu'on fait varier la vitesse des hélices l'une par rapport à l'autre, un hystérésis ou un retard à la transition pour inverser la symétrie de l'écoulement, au moment où la fréquence de l'une dépasse l'autre. Enfin lorsque $f_1 = -f_2 > 0$, le long filament de vorticité, présente d'importantes fluctuations temporelles. Il paraît se désagréger par intermittence, toujours sous l'effet d'une trop forte déformation, pour se reformer ensuite.

Ce dernier cas paraît très intéressant pour le problème qui nous intéresse, car une structure homogène de grande taille présente une évolution instationnaire apparemment chaotique, ce qui fournit une dynamique riche à basse fréquence. De plus la présence adjacente de deux tourbillons contrarotatifs et donc de points hyperboliques à leur frontière commune, devrait induire du chaos lagrangien. Cette situation sera donc  tudi e préférentiellement dans les études quantitatives pr sent es ensuite.

Dans tous les cas observés une recirculation de l'écoulement à l'échelle de la cuve est nécessaire pour boucler les lignes de courant, mais aussi bien la visualisation que la vélocimétrie Doppler ultrasonore ne permettent pas de la mettre en évidence.

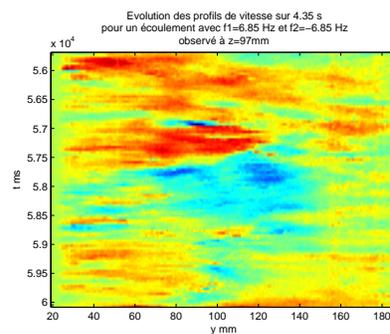
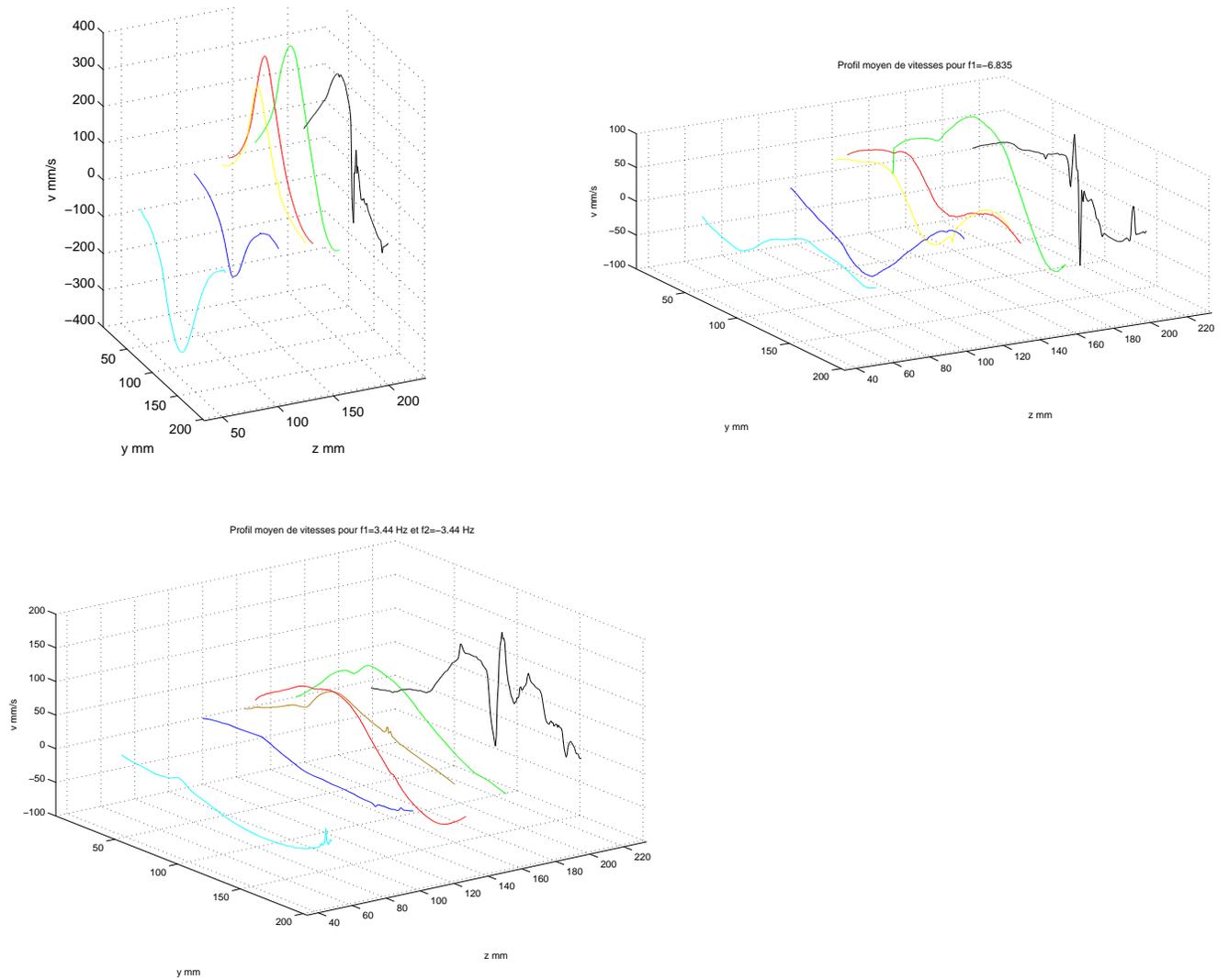
Les relevés des profils correspondants aux cas (2) et (5) en fonction de la position, montrent l'existence d'un profil moyen pour de long temps d'observation. Pour le cas (2), on constate que l'amplitude de l'écoulement moyen est relativement faible près de la face inférieure.

3.1.2 configuration 2

Les différentes classes d'écoulement.

L'étude hydrodynamique dans la configuration où les deux hélices d centr es attach es à des couvercles opposés se font face figure 2.2, est à ce jour, beaucoup moins avanc e que pour la première. Néanmoins à partir d'observations visuelles nous avons pu à nouveau définir différentes classes d'écoulement.

On désigne par l'indice 1, l'hélice du bas sur la figure 2.2 et 2 celle du haut (la numérotation est choisie pour identifier les mêmes hélices que précédemment). Dans la situation pr sent e, les hélices sont corotatives pour des signes de fréquence opposés.



1. $\bullet f_1 > 0$ et $f_2 = 0$ ou $f_1 = 0$ et $f_2 < 0$: Un filament stable de vorticité rectiligne inclin e d'un angle constant par rapport à la verticale dans le plan O_{xz} , partant de l'hélice en rotation sur la plus grande longueur de la cuve pour finir sur la paroi inférieure.
2. $\bullet f_1 < 0$ et $f_2 = 0$ ou $f_1 = 0$ et $f_2 > 0$: Pas de filaments stables de vorticité observables, sauf à de très grande vitesse, où de petits filaments partent du haut des hélices vers les parois. L'écoulement moyen semble plus homogène et relativement complexe, avec une recirculation globale.
3. $\bullet f_1 > 0$ et $f_2 > 0$ ou $f_1 < 0$ et $f_2 < 0$: Pas de filaments stables de vorticité. Les hélices génèrent un écoulement de recirculation intense, de l'hélice qui ejecte vers celle qui aspire, qui semble occuper tout le volume. De petits filaments apparaissent parfois aux voisinage des hélices, puis sont advect es par l'écoulement, pour disparaître rapidement ensuite.
4. $\bullet f_1 < 0$ et $f_2 > 0$ avec $f_1 \neq -f_2$: On n'observe pas en général de filaments. L'écoulement parait relativement homogène loin des hélices et complexe.
5. $\bullet f_1 < 0$ et $f_2 > 0$ avec $f_1 \approx -f_2$: On observe un long filament de vorticité partant de l'arrière des hélices et reste approximativement dans le plan O_{xz} en forme d'arc. Il est soumis à d'importantes fluctuations spatio-temporelles.
6. $\bullet f_1 > 0$ et $f_2 < 0$ avec $f_1 \approx -f_2$: On observe un filament stable de vorticité connectant les deux hélices mais d ev e à 45° de l'axe O_y vers la face d'observation. De forme assez contrainte il subit aussi d'importantes fluctuations spatiotemporelles. Des observations à plus faible vitesse, semblent montrer qu'alternativement un filament part d'une hélice pour aller vers l'autre, puis disparaître pour être remplac e par un filament venant de l'autre hélice. Ainsi il n'y aurait pas reconnection des deux tourbillons des deux hélices et la frontière entre les deux vortex, qui est une zone de cisaillement oscillerait verticalement. Il serait, je pense, très intéressant de caractériser et de modéliser cette dynamique et de vérifier si elle existe aux plus grandes vitesses, ce qui signifierait que le tourbillon observ e résulte de l'alternance rapide de deux tourbillons. Cette forme d'écoulement a sans doute des propriétes d'induction intéressantes, car il fournit une réorganisation importante de l'écoulement par alternance.
7. $\bullet f_1 > 0$ et $f_2 < 0$ avec $f_1 \approx -3f_2$ ou $f_1 \approx -1/3f_2$: On observe deux filaments de vorticité enchev etr es. Celui dû à l'hélice la plus rapide correspond à ceux du cas 1. Le second joint les deux hélices en s'enroulant autour du premier filament, en effet l'écoulement g en er e par le premier semble pouvoir ainsi  tirer et amplifier le second. On constate de plus que cet écoulement est très stable et robuste compar e aux autres. Cette forme aurait aussi des propriétes d'induction magnétohydrodynamique importantes. En effet on reproduit localement la configuration de la dynamo de Lowes et Wilkinson, dispositif où la rotation différentielle de cylindres de fer dans une matrice de fer a produit expérimentalement un effet dynamo en 1963.
8. $\bullet f_1 > 0$ et $f_2 < 0$ Pour les cas intermédiaires, on observe des situations de transition entre le cas 1 et le cas 7, puis entre le cas 7 et le cas 6. En particulier on observe en plus alors entre les cas 7 et 6, des filament de vorticité supplémentaire qui partent horizontalement des hélices dans la direction O_y .

Enfin à titre de remarque, le passage de courroies crantées à des courroies rainurées, a permis pour cette série d'expériences de mettre en évidence un seuil d'apparition d'un bruit acoustique important pour une fréquence de rotation d'une des deux hélices supérieure à 32 Hz. On peut attribuer ce phénomène à l'apparition de cavitation, c'est à dire que les dépressions hydrodynamiques sont suffisantes ($2kPa$) pour former des bulles de gaz initialement dissous. Ce bruit acoustique est de plus tout  a fait visible sur les signaux de pression.

3.2 Instabilités de tourbillons

Les recherches bibliographiques, n'ont pas permis de trouver d'études tant expérimentales que théoriques, sur l'interaction de tourbillons accroch es avec une paroi solide. Nous proposons une modélisation sommaire de certains phénomènes observ es en utilisant la notion de filament de vorticité [20] sans viscosité. Pour ce qu'il va suivre, on utilise le fait qu'une ligne de vorticité est advectée par le champ de vitesse perpendiculaire à celle-ci.

3.2.1 Modélisation bidimensionnelle de l'interaction d'un filament avec une paroi par la méthode des images

On cherche à comprendre pourquoi le filament de vorticité induit par une hélice, est inclin e par rapport à la verticale d'un angle d'environ 39° . Comme celui-ci est accroch e à l'hélice, on propose d'abord une modélisation bidimensionnelle dans le plan O_{xy} , en négligeant dans un premier temps l'inclinaison du filament. On a ainsi un point de vorticité P de circulation Γ à l'intérieur d'un cylindre de rayon a , avec P d ecentr e d'une distance b du centre O . La méthode des images permet de modéliser la paroi, par une distribution équivalente de vorticité.

Dans ces conditions le point image P' de circulation $-\Gamma$ est défini par $\overrightarrow{OP} \cdot \overrightarrow{OP'} = a^2$ [16], [20]. P' est aligné avec O et P , à une distance a^2/b de O . Alors le champ de vitesse induit en P s'écrit

$$\vec{v}_P = \frac{\Gamma}{2\pi \left(\frac{a^2}{b} - b \right)} \vec{e}_\theta \quad (3.8)$$

En remarquant que P' se déplace en même temps que P , on obtient qu'une ligne de vorticité libre devrait tourner autour de l'axe du cylindre de la cuve à une vitesse de l'ordre de $0.019f$ m/s . On a pu voir des phénomènes semblables lorsque des filaments se détachent d'une hélice et surtout pour le cas de la configuration 2, où deux hélices corotatives opposées aspirent (avec une circulation négative). Le filament reliant les deux hélices ne s'aligne pas avec les hélices, mais semble en son centre dévier dans la direction \vec{e}_θ . La forme d'équilibre en forme d'arc résulte de l'équilibre entre l'advection et la tension de ligne (voir paragraphe suivant). Mais pour un filament accroch e, la ligne ne se déplace pas et ne s'incline pas dans le plan $P_{\theta z}$, comme on pourrait le penser, mais dans le plan P_{rz} . L'accrochage peut se concevoir comme une force qui s'oppose au champ de vitesse de l'écoulement. Or un vortex de circulation $\vec{\Gamma}$ immobile dans un écoulement de vitesse \vec{U} , subit une force de Magnus (ou portance de Kutta) $\vec{f} = \vec{\Gamma} \wedge \vec{U}$. Donc la ligne de vorticité ressent une force $\vec{f} = \frac{\Gamma^2}{2\pi \left(\frac{a^2}{b} - b \right)} \vec{e}_z \wedge \vec{e}_\theta = -\frac{\Gamma^2}{2\pi \left(\frac{a^2}{b} - b \right)} \vec{e}_r$.

Ainsi cette force pourrait incliner le vortex vers le centre, mais cette explication est largement insuffisante. En effet si la force d'accrochage est capable de compenser l'advection, elle pourrait aussi compenser la force radiale.

Lorsque le filament est inclin e, la modélisation bidimensionnelle nécessite de considérer une paroi désormais elliptique. La méthode des images devient géométriquement difficile et la méthode générique pour traiter ce type de problèmes est d'effectuer une transformation conforme de l'ellipse en cercle. Le calcul devrait être effectu e prochainement, mais je n'attends pas de modification qualitative des résultats précédents. Néanmoins une instabilité de la forme du filament dite elliptique pourrait survenir . Pour le cas de la configuration 1, où deux hélices contrarotatives aspirent, il semble qu'une modélisation bidimensionnelle soit insuffisante. En effet lorsque les deux hélices ont la même vitesse, le champ de vitesse induit par un tourbillon sur un autre devrait déformer le second dans la direction \vec{e}_θ . Or on constate qu'un des tourbillons croît au détriment du second, pour atteindre une situation proche en moyenne de celle à une seule hélice. Enfin une autre piste pour expliquer l'inclinaison du filament, mais doit donner les mêmes résultats que les considérations précédentes, revient à supposer que pour satisfaire au mieux les conditions aux limites et minimiser la dissipation, le filament en restant rectiligne doit s'étendre sur la plus grande longueur disponible. Or l'hélice se trouve approximativement à environ 190 mm de la face opposée et décentrée de 50 mm dans un cylindre de rayon 200 mm. Donc l'angle d'inclinaison correspondant à la plus grande longueur accessible vérifie $\phi = \text{Arctan} \left(\frac{200 - 50}{190} \right) \approx 38^\circ$. Ainsi par un calcul géométrique simple on retrouve quasiment la valeur observée de l'angle d'inclinaison. Il reste maintenant à justifier cette hypothèse d'alignement du filament avec la plus la plus grande longueur disponible dans le plan O_{xz} , ce qui reste à faire. De plus ce dernier résultat semble montrer que les parois supérieures et inférieures ont sans doute un rôle plus important que prévu dans la géométrie des écoulements.

3.2.2 Instabilités tridimensionnelles du filament

A grande vitesse et pour les cas avec deux hélices en rotation, on observe des déformations importantes du filament, parfois stationnaires. C'est pourquoi on propose maintenant quelques idées sur les instabilités tridimensionnelles des lignes de vorticité, en particulier la stabilité de perturbations infinitésimales, connues sous le nom d'ondes de Kelvin. On a  ebauch e un modèle rudimentaire, non pr esent e ici, non pas à partir de l'équation de l'induction locale du champ de vitesse (Biot et Savart) comme aux chapitres 11 et 10 de *Vortex dynamics* de Saffman [20], mais dans un formalisme plus simple  evoqu e page 219 du même ouvrage. On exprime la compétition entre la force de Magnus déjà  evoqu e dépendant de l'écoulement extérieur et la tension de ligne qui s'oppose aux déformations du filament pour le conserver rectiligne. On montre alors qu'un filament rectiligne serait instable dans un écoulement de cisaillement au niveau de filament, ce qui devrait se produire dans le cas 5, sous l'action conjuguée des parois et de la seconde hélice contrarotative.

3.3 Analyse des signaux de pression

Comme on l'a pr ecis e précédemment, la pression hydrodynamique vérifie une équation de Poisson et constitue une grandeur dite globale, car intégrée sur le volume. L'étude temporelle du signal de pression aux parois peut

nous fournir des renseignements intéressants à la fois sur la turbulence et sur la dynamique à grande échelle de l'écoulement.

3.3.1 Lois d'échelles en turbulence homogène isotrope

Nous commençons par rappeler le comportement de la pression en turbulence homogène isotrope, pour les petites échelles de l'écoulement, dans la zone inertielle. Tout d'abord dans une approche à la Kolmogorov le spectre tridimensionnel spatial de pression $\Pi(k)$, homogène à une pression au carré sur une longueur, ne doit dépendre que du taux de dissipation ϵ , homogène à une longueur au carré fois l'inverse d'un temps au cube, du nombre d'onde k et de la masse volumique ρ . Alors par des arguments dimensionnels on en déduit que :

$$\Pi(k) \sim \rho^2 \epsilon^{2/3} k^{-7/3} \quad (3.9)$$

Ce comportement est dominé par les fluctuations turbulentes, mais la présence d'un écoulement moyen peut changer la loi d'échelle.

En effet pour en décomposant le champ de vitesse en un écoulement moyen \vec{V} additionnée d'un écoulement fluctuant \vec{v} , on obtient pour l'équation de Poisson de la pression en moyenne :

$$\Delta p = -\rho \frac{\partial^2 V_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} \sim -\rho \frac{V}{L} k v \quad (3.10)$$

Avec L l'échelle caractéristique de variation de l'écoulement moyen. Par conséquent le spectre de pression vérifie :

$$\Pi(k) \sim \rho^2 \frac{V^2}{L^2} k^{-3} v^2 \quad (3.11)$$

Or le spectre d'énergie cinétique turbulente vérifie dans le régime inertiel $E(k) \sim k^{-1} v^2 \sim \epsilon^{-2/3} k^{-5/3}$. En exprimant la vitesse, grâce à la dernière expression, en fonction de k et de ϵ on obtient :

$$\Pi(k) \sim \rho^2 \frac{V^2}{L^2} \epsilon^{2/3} k^{-11/3} \quad (3.12)$$

Un second comportement est ainsi possible, et il faudra discuter des caractéristiques de l'écoulement pour savoir si le champ de pression est dominé par les fluctuations seulement ou par les fluctuations et le champ moyen. Enfin à l'approche de l'échelle de coupure de Kolmogorov, on s'attend à ce que le spectre décroisse exponentiellement.

Ces comportements peuvent se retrouver sur des mesures de pression à la paroi par le biais d'une hypothèse de Taylor. On suppose que sur un temps inférieur au temps de mémoire de la turbulence (défini plus loin), l'écoulement est "gelé"; les variations temporelles mesurées en un point sont produites par le transport des inhomogénéités locales par l'écoulement moyen. Dans cette hypothèse, les fréquences temporelles sont proportionnelles aux fréquences spatiales multipliées par la valeur de la vitesse moyenne au niveau du détecteur. Ainsi pour des acquisitions assez longues, les spectres de pression moyennés donneront accès à basse fréquence, à la dynamique de l'écoulement et à plus haute fréquence aux lois d'échelles éventuellement vérifiées.

3.3.2 Configuration 1

Les mesures dans cette configuration souffraient des vibrations mécaniques très importantes dues aux courroies crantées utilisées alors. C'est pourquoi pour les limiter, le capteur de pression a été placé sur la face inférieure, décentrée de -50 mm du centre dans le plan des hélices. Ainsi le filament induit par l'hélice 1, atteint la paroi à proximité du capteur, voire le touche à cause des fluctuations. Nous présentons ici, uniquement les mesures correspondants aux deux écoulements qui nous ont plus particulièrement intéressé. Les mesures ont été faites sur une durée de cinq minutes et une fréquence d'échantillonnage de 1000 Hz. Au delà de 150 Hz environ, le signal hydrodynamique devient entièrement masqué par les vibrations mécaniques et peut-être aussi par le bruit de la turbulence. De plus le capteur utilisé a une fréquence de coupure inférieure de 0.5 Hz. C'est pourquoi les spectres de pression ont été analysés entre 0.5 et 200 Hz. Pour le cas 1, on remarque qu'en dessous de 10 Hz, le spectre est relativement plat en décroissant en $1/f$, puis entre 10 et 60 Hz, on a une zone qui semble correspondre avec la loi d'échelle en $k^{-7/3}$. Pour de plus hautes fréquences la pente semble plus rapide, sans qu'on puisse déterminer pour le moment si c'est une transition à une autre loi d'échelle ou bien le début de la queue exponentielle. Pour le cas 5, la différence avec le cas 1 réside principalement dans un spectre basse fréquence beaucoup plus riche et d'amplitude plus importante. Il semble qu'une loi de puissance en $-7/3$ est à nouveau suivie entre 3 Hz et 60 Hz, pour une fréquence de rotation des hélices de 20.5 Hz.

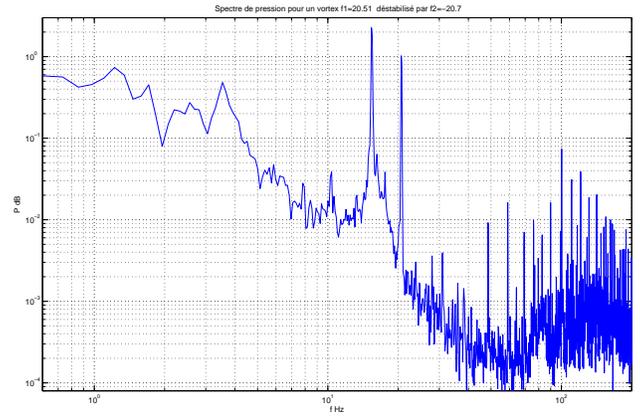
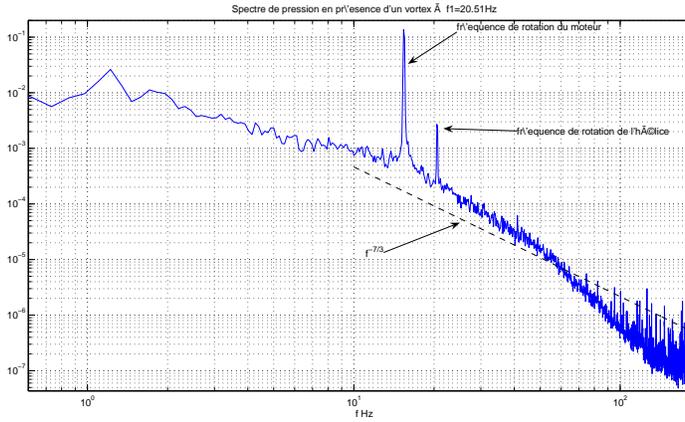


FIG. 3.7 – A gauche Spectre de pression (configuration 1 cas 1) en présence d'un vortex à $f_1 = 20.51Hz$

FIG. 3.8 – A droite Spectre de pression (configuration 1 cas 5) en présence d'un vortex à $f_1 = 20.51Hz$ déstabilisé par $f_2 = -20.7$ Hz

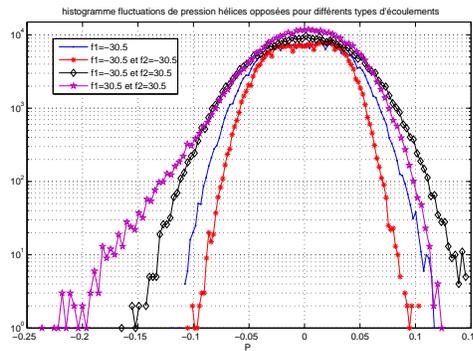


FIG. 3.9 – Histogramme de pression pour (configuration 2) pour quatre écoulements : en bleu $f_2 = -30.5$ Hz (cas 1), en rouge $f_2 = 30.5$ Hz (cas 2), en noir $f_1 = 30.5$ Hz et $f_2 = -30.5$ Hz (cas 6), en mauve $f_1 = 30.5$ Hz et $f_2 = 30.5$ Hz (cas 3)

3.3.3 Configuration 2

Le remplacement des courroies crantées par des courroies à rainures a permis d'améliorer grandement le signal. Ainsi on a pu augmenter les fréquences de rotation et établir des histogrammes de pression. Les capteurs utilisés ont été placés sur la paroi latérale cylindrique.

Les spectres figure 3.10 montrent une zone basse fréquence assez plate, puis une zone inertielle qui semble vérifier la loi d'échelle en $k^{-11/3}$. L'écoulement corotatif produisant un vortex cas 6 semble créer une dynamique plus riche à très basse fréquence, au contraire de l'écoulement corotatif sans vortex cas 3, qui présente plus d'énergie dans la zone inertielle. Les histogrammes de pression sont globalement symétriques excepté pour le cas 3, biaisé vers les dépressions. L'asymétrie de densité de probabilité des fluctuations de pression a été observée dans des écoulements Von-Karman contrarotatif [19], [13] et s'interprète par le passage de filaments de vorticités intermittents advectés par l'écoulement. Dans le cas 3, le passage de telles dépressions est tout à fait visible sur le signal de pression temporel. Après discussion avec S. Fauve, il semblerait que l'absence de tels signaux dans les autres cas, seraient davantage dû à la géométrie de l'écoulement, qu'à une diminution de l'amplitude ou du nombre des filaments. La différence de loi d'échelle dans la zone inertielle entre les deux configurations de l'écoulement, s'explique à mon avis par la position différente du capteur. Pour la première configuration, le capteur est sur une face du couvercle dans une zone où l'écoulement moyen doit être faible, par conséquent ce sont les fluctuations turbulentes seules qui contrôlent la pression et on obtient un exposant proche de $-7/3$. Pour la seconde configuration, le capteur est sur la face latérale, où l'écoulement moyen doit être plus important et on obtient un exposant proche de $-11/3$.

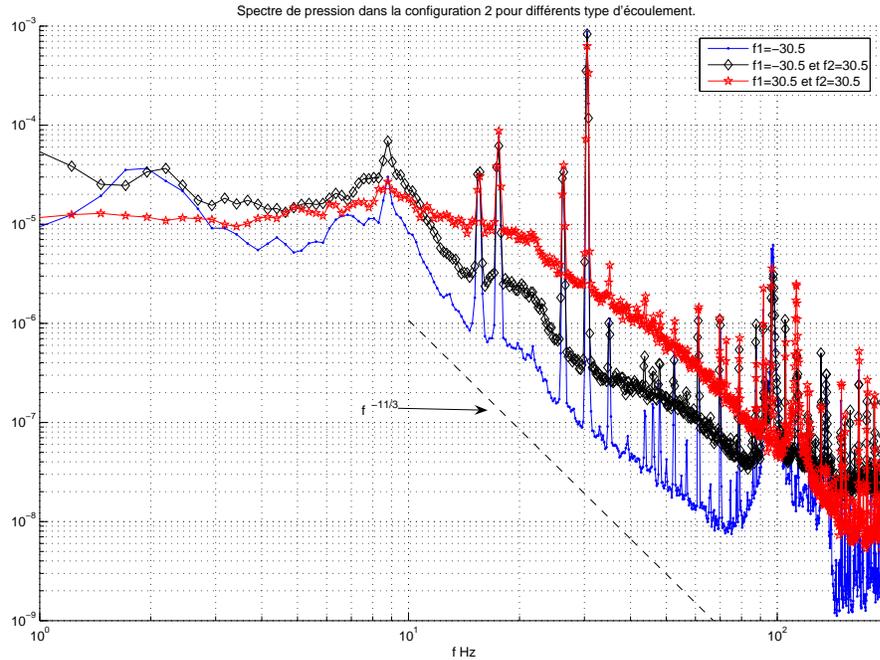


FIG. 3.10 – Spectre de pression (configuration 2) pour trois écoulements : en bleu $f_2=-30.5$ Hz (cas 1), en noir $f_1=30.5$ Hz et $f_2=-30.5$ Hz (cas 6), en rouge $f_1=30.5$ Hz et $f_2=30.5$ Hz (cas 3)

3.3.4 Mesures à deux capteurs, influence de la position du capteur.

Au cours des mesures dans la configuration 2, nous avons dû tester le capteur de pression de l'expérience VKS2. Les signaux temporels observés présentent une très grande ressemblance à basse fréquence, ce qui montre le bon fonctionnement de celui de VKS2. Néanmoins on a profité de la possibilité de réaliser des mesures avec deux capteurs, pour étudier brièvement l'influence de la position du capteur sur les mesure de pression. Pour cela on compare les signaux de pression, dans trois situations où les capteurs sont disposés différemment sur la face latérale cylindrique à mi-hauteur. Dans la première situation les capteurs sont proches de l'axe de hélices, à 45° l'un de l'autre (dans le repère de la figure 1, $\theta_1 = 0^\circ$ et $\theta_2 = 45^\circ$). Dans la seconde ils sont diamétralement opposés dans l'axe O_y (dans le repère de la figure 2.1, $\theta_1 = 90^\circ$ et $\theta_2 = 270^\circ$). Dans la troisième ils sont diamétralement opposés dans l'axe O_x . Pour comparer les signaux, on a représenté la fonction de corrélation croisée des fluctuations de pression pour le cas 6 (figure 18) et le cas 3 (figure 19). On constate que les signaux sont alors corrélés sur une durée de l'ordre $5 \cdot 10^{-2}$ et le graphe obtenu à une allure semblable de celui de la fonction d'autocorrélation d'un seul signal de pression. De plus la corrélation est plus importante en corotatif, qu'en contrarotatif. L'analyse de ce problème n'est pas encore achevée, mais des premiers résultats, il semble que la décorrélation relative entre deux situations dépend de la position respective des capteurs par rapport au tourbillon pour le cas 6 et par rapport à l'axe de symétrie de l'écoulement dans le cas 3 (situé à mi hauteur au centre, parallèlement à \vec{e}_y) et non pas de la distance entre capteurs. Ainsi la troisième situation correspond aux signaux les plus corrélés, car ils sont dans des positions équivalentes par rapport à l'écoulement moyen. La pression constitue donc une grandeur globale de l'écoulement, si elle est observée loin des structures cohérentes.

3.4 Analyse des signaux de vitesse.

L'étude spectrale des signaux de vitesse, acquis par vélocimétrie ultrasonore sur des durées de 3 minutes, permet de caractériser de manière plus systématique l'écoulement. En effet en raison de la complexité de la géométrie des écoulements moyens, il semble plus judicieux de passer à une étude spectrale et statistique, pour obtenir des résultats globaux sur les différents écoulements. La technique expérimentale utilisée donne accès à la composante du champ de vitesse parallèle au faisceau ultrasonore en fonction du temps et de la distance le long du faisceau. On peut donc à partir des mesures effectuées, à la fois établir des spectres temporels et des spectres spatiaux de cette composante de vitesse. La fréquence d'échantillonnage temporelle du DOP1000 est assez faible 23Hz , pour le jeu de paramètres utilisés; ce qui limite les spectres à 11.5 Hz. En revanche les spectres spatiaux

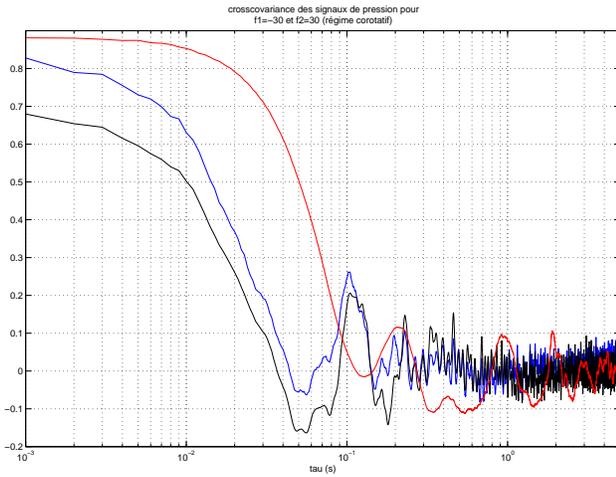


FIG. 3.11 – A gauche Corrélation croisée des signaux de pression pour le cas 6 : bleu première situation, noir seconde situation, rouge troisième situation

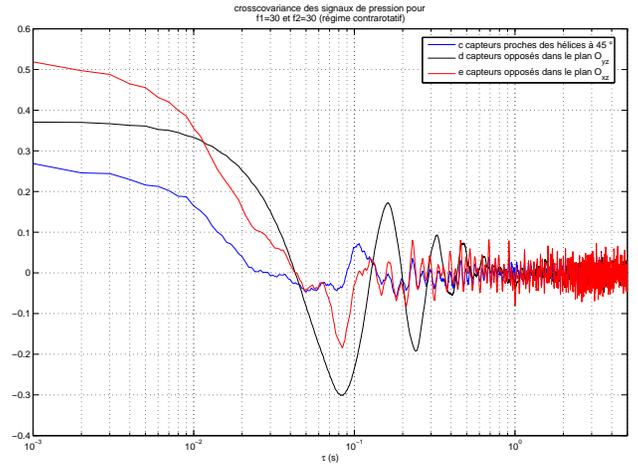


FIG. 3.12 – A droite Corrélation croisée des signaux de pression pour le cas 3 : bleu première situation, noir seconde situation, rouge troisième situation

sont beaucoup plus prometteurs si la méthode est validée (le DOP 1000 n'a jamais été utilisé pour de telles études d'hydrodynamique turbulente). Avec une résolution longitudinale de 0.7 mm, ils permettent de tracer des spectres entre l'échelle de la cuve et 1.4 mm. Le nombre k en fonction duquel sont représentés les spectres spatiaux est ici une fréquence spatiale. A nouveau les mesures présentées ici, correspondent aux cas 1 et 5 de la configuration 1.

3.4.1 Etude d'un tourbillon

On s'intéresse aux signaux de vitesse obtenus dans le cas 1, pour $f_1 = 6.835$ Hz et $z = 99$ mm, sur quatre acquisitions de trois minutes chacune. L'étude des signaux de vitesse de fil chaud, en un point, au voisinage d'un tourbillon [6] [5] [3] généré par un écoulement de type Von-Karman corotatif, ont montré que les spectres temporels de vitesse dépendent fortement de la distance au tourbillon. Notre cas est assez différent car la rotation solide de l'écoulement est absente. Il apparaît néanmoins que les spectres temporels devraient dépendre de la distance y . Pour cela nous comparons la moyenne des spectres sur le centre du profil ($78.75 < y < 108.75$) et sur le bord du profil ($33.75 < y < 63.75$ mm) sur la figure 3.13 .

La différence de comportement est assez faible, en dehors de la différence d'amplitude. Par la suite les spectres seront moyennés sur l'ensemble du profil figure 3.14. Pour ce cas avec un fort écoulement moyen, le spectre montre une énergie importante à basse fréquence. Par contre ce qui est plus étonnant est qu'il semble suivre une loi d'échelle de part et d'autre de la fréquence de forçage, avec un exposant très proche de -1. Ceci fait penser à la turbulence bidimensionnelle homogène isotrope où sous certaines conditions, une double cascade (voir *Turbulence* p212 [9]), peut exister avec une loi de puissance en $k^{-5/3}$ entre l'échelle d'injection et les grandes échelles et une loi de puissance en k^{-3} entre l'échelle d'injection et les petites échelles .

Le spectre spatial des profils moyenné sur toutes les acquisitions figure 3.15, confirme les résultats temporels, en exhibant par contre une loi d'échelle en $-5/3$, mais toujours avec le phénomène de double cascade avec une partie directe et inverse ici confondues. La qualité du signal et son extension spectrale, laisse à penser que les signaux spatiaux permettront de caractériser plus finement la turbulence.

3.4.2 Etude de l'écoulement contrarotatif à deux hélices qui pompent

Des mesures ont été effectuées dans les mêmes conditions qu'au paragraphe précédent, pour le cas 5, avec $f_1 = 6.85$ Hz et $f_2 = -6.85$ Hz, représentées figure 3.16 et 3.17. Le spectre temporel révèle une très bonne vérification de la loi d'échelle en $k^{-5/3}$ jusqu'à 0.2 Hz. On retrouve alors encore un phénomène de double cascade. La zone basse fréquence reste en revanche plus plate, ce qui peut se comprendre par un écoulement moyen moins intense et stable, dans la zone de mesure. Ce comportement du spectre paraît intéressant pour les propriétés magnétohydrodynamiques, car on retrouve les fluctuations turbulentes sur une échelle de temps, où la diffusion sera faible, ce qui devrait permettre les mesures des propriétés statistiques de transport du champ magnétique.

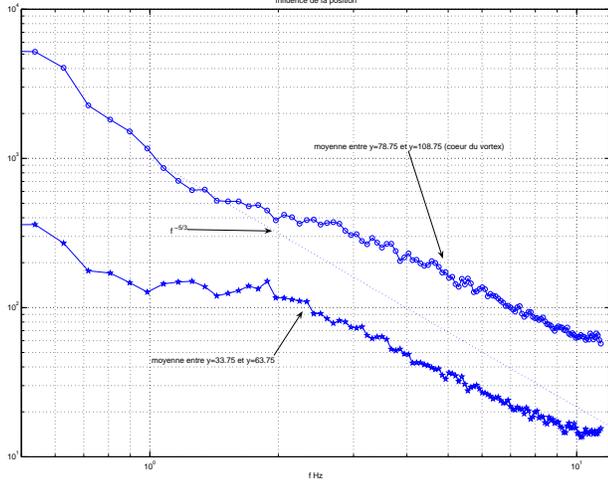


FIG. 3.13 – A gauche Question de la zone de moyennage : comparaison des spectres temporel pour le cas 1 $f_1 = 6.835$ Hz et $z = 99$ mm. Courbe du haut moyenne sur le centre ($78.75 < y < 108.75$) Courbe du bas moyenne sur le bord ($33.75 < y < 63.75$ mm)

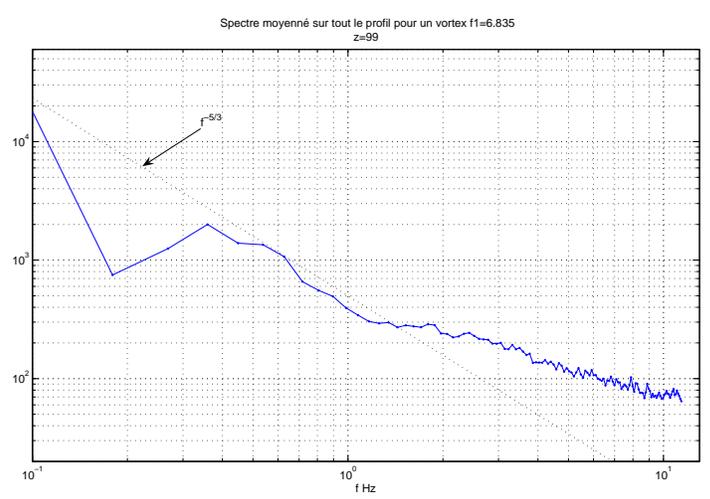


FIG. 3.14 – A droite Moyenne sur tout le profil : spectre temporel pour le cas 1 $f_1 = 6.835$ Hz et $z = 99$ mm.

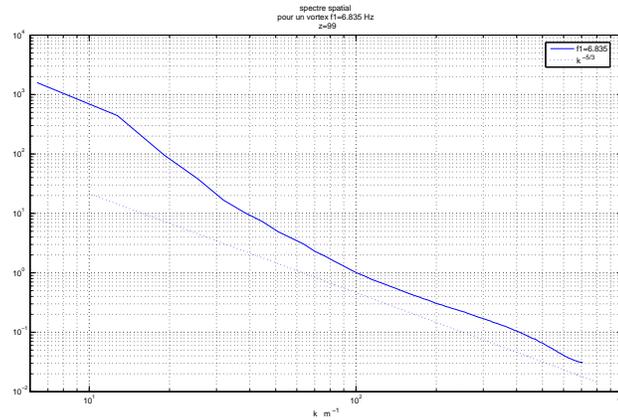


FIG. 3.15 – Spectre spatial pour le cas 1 $f_1 = 6.835$ Hz et $z = 99$ mm.

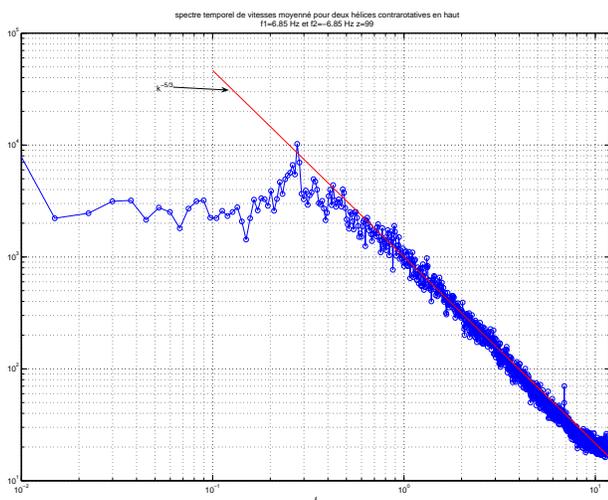


FIG. 3.16 – A gauche Spectre temporel pour le cas 5 $f_1 = 6.835$ Hz, $f_2 = -6.835$ Hz et $z = 99$ mm .

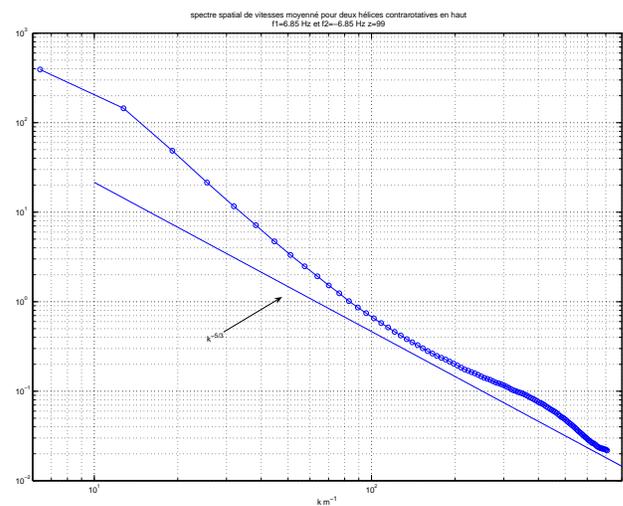


FIG. 3.17 – A droite Spectre spatial pour le cas 5 $f_1 = 6.835$ Hz, $f_2 = -6.835$ Hz et $z = 99$ mm .

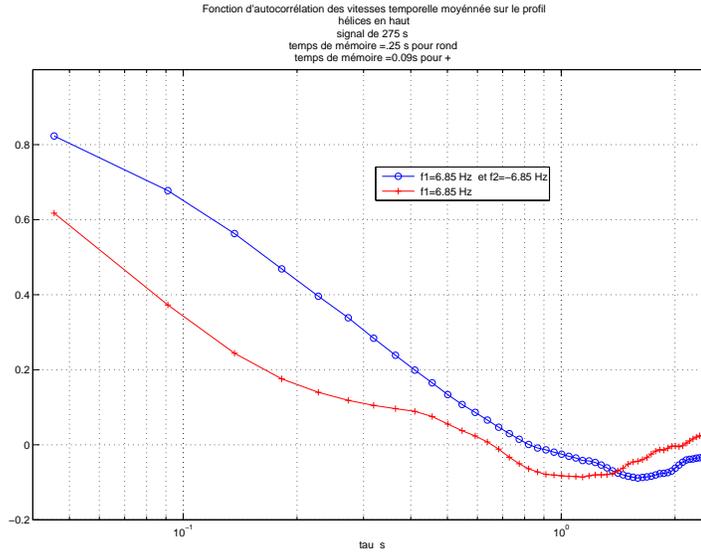


FIG. 3.18 – Représentation de la fonction d’autocorrélation temporelle des vitesses à $z = 99$ mm (moyenne sur le profil) pour le cas 1 en rouge ($f_1=6.85$ Hz) et le cas 5 en bleu ($f_1=6.85$ et $f_2=-6.85$ Hz)

Encore une fois le spectre spatial semble confirmer les résultats précédents. Néanmoins il semble qu’aux grandes échelles l’accord avec la loi d’échelle en $k^{-5/3}$ soit moins bon. Or les deux spectres se recouvrent aux niveaux des grandes échelles.

3.5 Caractérisation de la turbulence.

On utilise les acquisitions de vélocimétrie ultrasonore de longue durée dans les cas 1 ($f_1 = 6.85$ Hz) et 5 ($f_1 = 6.85$ et $f_2 = -6.85$ Hz) de la configuration 1 pour $z = 99$ mm , pour étudier la turbulence pour ces deux écoulements. On tente de déterminer ainsi des grandeurs caractéristiques indépendantes de l’écoulement moyen. On applique les méthodes générales développées dans le cadre de la turbulence homogène isotrope, ce qui n’est évidemment pas le cas dans nos expériences, mais on émet l’hypothèse qu’en dessous d’une certaine échelle, les fluctuations de vitesse sont homogènes et isotropes. Pour les signaux choisis la moyenne quadratique des fluctuations de vitesse vaut respectivement : $v_1 \approx 58$ mm /s pour le cas 1 et $v_2 = 90$ mm/s pour le cas 5. Cette hypothèse discutable à première vue, est motivée à l’examen des spectres de pression et de vitesse qui exhibent des comportements proches de la véritable turbulence homogène isotrope. Les définitions adoptées sont tirées du livre *Turbulence* [9].

3.5.1 Fonctions d’autocorrélation

La fonction d’autocorrélation temporelle des fluctuations de vitesse $R_{11}(\tau) = \langle v_1(t, \vec{r})v_1(t + \tau, \vec{r}) \rangle$, permet d’estimer le temps de mémoire de la turbulence , c’est à dire la durée sur laquelle la turbulence reste gelée, à partir du temps caractéristique de perte de corrélation. On estime ce dernier pour une fonction normalisée à un, à τ^* tel que $R_{11}(\tau^*) = \exp(-1) \approx 0.368$. Ce temps constitue de plus un ordre de grandeur du temps d’extinction après l’arrêt du forçage. Nous avons calculé ici $R_{yy}(\tau) = \langle v_y(t, \vec{r})v_y(t + \tau, \vec{r}) \rangle$ en moyennant sur l’ensemble du profil et on obtient sur la figure 3.18 comme temps caractéristique $\tau_1^* \approx 0.09s$ dans le cas 1 et $\tau_5^* \approx 0.25s$, permettant de définir des fréquences de coupure $f^* = 1.8$ Hz pour le cas 1 et $f^* = 0.6$ Hz pour le cas 2 . Ces fréquences séparent sur les spectres temporels approximativement le comportement inertiel aux fréquences supérieures où l’hypothèse de Taylor s’applique, du comportement basse fréquence dû à la dynamique temporelle de l’écoulement. Il faut remarquer que le point d’observation correspond pour le cas 1, à un signal temporel très fluctuant, car le faisceau coupe le filament de vorticité provoquant des inversions de profil, ce qui peut expliquer un temps de corrélation beaucoup plus faible. Dans ce cas, l’hypothèse de la turbulence gelée ne s’appliquerait pas pour presque l’ensemble des fréquences représentées sur le spectre temporel de vitesse qui est ainsi assez différent du spectre spatial.

D’autre part la fonction d’autocorrélation spatiale $C_{ij}(\vec{\kappa}, t) = \langle v_i(\vec{x}, t)v_j(\vec{x} + \vec{\kappa}, t) \rangle$ permet de construire l’échelle intégrale de la turbulence, qui est l’échelle de structure des plus grosses structures turbulente, par la longueur de corrélation . On a ainsi déterminé la fonction $C_{yy}(\kappa\vec{e}_y, t) = \langle v_y(\vec{x}, t)v_y(\vec{x} + \kappa\vec{e}_y, t) \rangle$, qui donne

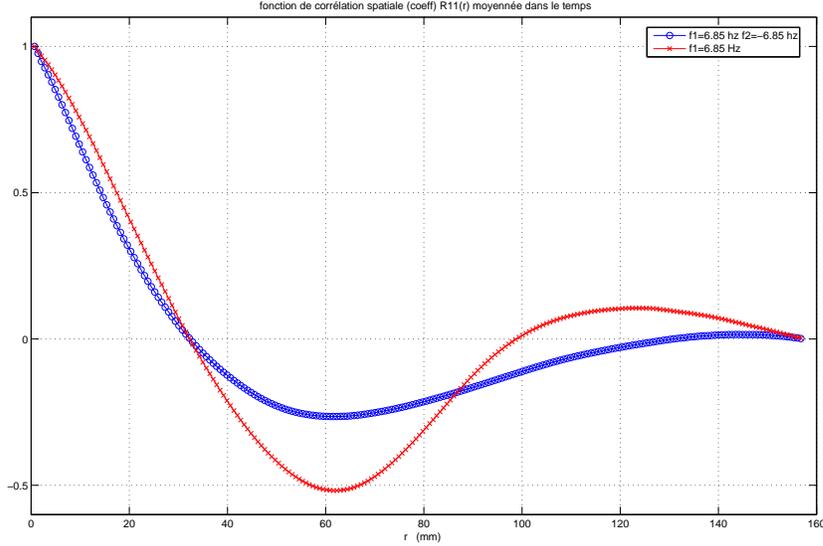


FIG. 3.19 – Représentation de la fonction d'autocorrélation spatiale des vitesses à $z = 99$ mm (moyenne sur la durée d'acquisition) pour le cas 1 en rouge ($f_1=6.85$ Hz) et le cas 5 en bleu ($f_1=6.85$ et $f_2=-6.85$ Hz)

une longueur de corrélation longitudinale estimée par le même procédé que précédemment sur la figure 3.19, de $L_1 = 21.3$ mm pour le cas 1 et de $L_5 = 18.2$ mm pour le cas 5. On peut aussi à partir de cette fonction, définir l'échelle λ de Taylor, qui correspond à l'échelle moyenne des gradients des fluctuations de vitesse, à partir du coefficient d'ordre 2 de son développement limité en $\kappa = 0$. Mais cette méthode est très peu précise à partir des signaux expérimentaux et on préfère la déterminer à partir du calcul de la dissipation.

3.5.2 Expression de la dissipation

On montre ([9] p 169) que pour des nombres de Reynolds suffisamment grands, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, $\epsilon = 2\nu \left\langle \frac{1}{4} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\rangle$ est bien approché par celui calculé en turbulence homogène à savoir $\epsilon = \nu \left\langle \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right\rangle$, expression que nous adoptons par la suite. Dans notre approche du type Kolmogorov 41, on suppose ϵ constant. En ordre de grandeur, ce taux peut s'exprimer à partir de l'échelle de Taylor.

$$\epsilon = 15\nu \frac{\langle v^2 \rangle}{\lambda^2} \quad (3.13)$$

Dans l'espace réciproque, on peut exprimer ϵ à partir du spectre spatial $E(k)$, $\epsilon = 2\nu \int_0^\infty k^2 E(k) dk$, avec $k^2 E(k)$ "spectre" de la dissipation. Or en turbulence isotrope incompressible, les spectres spatiaux se relient directement aux spectres spatiaux longitudinaux E_{yy} (tels que nous les avons calculés à la partie précédente) par :

$$E(k) = k^2 \frac{\partial^2 E_{yy}(k)}{\partial k^2} - k \frac{\partial E_{yy}}{\partial k} \quad (3.14)$$

Cette expression montre en particulier que les comportements en lois de puissance démontrés pour le spectre de l'énergie cinétique tridimensionnel se retrouvent sur les spectres longitudinaux issus de l'expérience. A partir des spectres spatiaux précédents, le calcul des spectres de la dissipation, montrent une séparation claire entre la zone inertielle et la zone du maximum du spectre de dissipation. Or ce maximum est approximativement localisé au niveau de l'échelle de Taylor, à $1/(2\pi\lambda)$. On obtient ainsi les ordres de grandeurs suivants sur la figure 3.20, $\lambda_1 = 3.72 \cdot 10^{-4}$ m et $\lambda_2 = 3.37 \cdot 10^{-4}$ m. Ces résultats bien qu'obtenus aux limites de résolution du DOP 1000, s'avèrent par la suite cohérents en ordre de grandeur avec les résultats précédents. On obtient alors un ordre de grandeur de la dissipation de $\epsilon = 0.040$ pour le cas 1 et de $\epsilon = 0.044$ pour le cas 5.

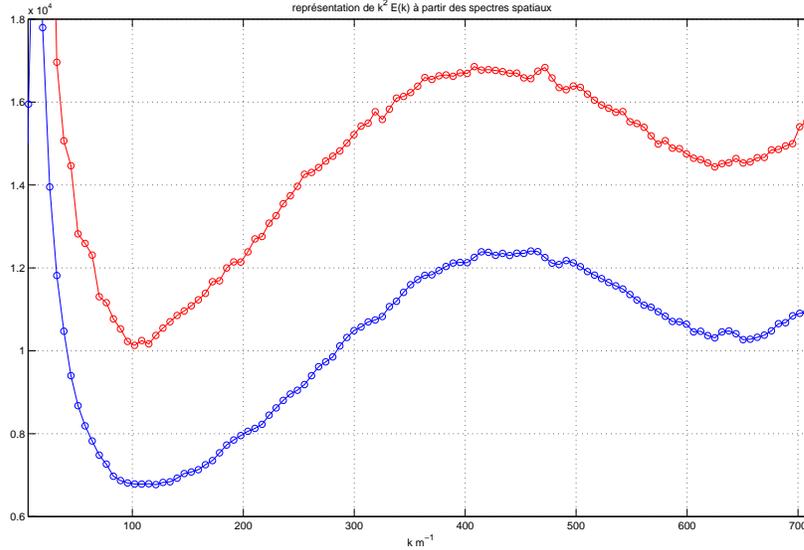


FIG. 3.20 – Représentation du spectre spatial de la dissipation $k^2 E(k)$ obtenu pour des vitesses à $z = 99$ mm (moyenne sur la durée d’acquisition) pour le cas 1 en rouge ($f_1=6.85$ Hz) et le cas 5 en bleu ($f_1=6.85$ et $f_2=-6.85$ Hz)

3.5.3 Paramètres de la turbulence

La turbulence de notre expérience peut se décrire en faisant intervenir trois échelles caractéristiques : l’intégrale L , celle de Taylor λ et celle de Kolmogorov η . Cette dernière, dite aussi dissipative, correspond à la plus petite longueur des structures turbulentes, car en dessous l’énergie cinétique est entièrement dissipée par viscosité. A cette échelle on associe la vitesse de Kolmogorov v_η et le temps de Kolmogorov τ_η . On définit ces grandeurs par $R_\eta = \frac{\eta v_\eta}{\nu} = 1$ et $\epsilon = \nu/\tau_\eta^2$.

A partir des valeurs calculées précédemment on obtient les paramètres permettant de décrire nos expériences de manière plus générale, de telle sorte que nos résultats puissent être comparés à ceux d’autres expériences ou à des prédictions théoriques :

- A l’échelle intégrale un nombre de Reynolds : $R_{L1} = 1240$ pour le cas 1 et $R_{L5} = 1640$ pour le cas 5.
- A l’échelle de Taylor un nombre de Reynolds : $R_{\lambda 1} = 21.7$ pour le cas 1 et $R_{\lambda 5} = 30.41$ pour le cas 5.
- A l’échelle de Kolmogorov, pour le cas 1 une vitesse $v_\eta = 14 \cdot 10^{-3}$ m/s, une longueur $\eta = 71 \mu\text{m}$, un temps $\tau_\eta = 5.0$ ms ; pour le cas 5 une vitesse $v_\eta = 14 \cdot 10^{-3}$ m/s, une longueur $\eta = 69 \mu\text{m}$, un temps $\tau_\eta = 4.7$ ms.

Le nombre de Reynolds de l’écoulement global, peut être estimé au voisinage d’une des deux hélices et donne pour les deux cas étudiés $R_e = \frac{2\pi h r h^2}{\nu} \approx 39000$.

Enfin pour vérifier la cohérence de ces résultats, on estime le taux de dissipation à partir des mesures tirées des fonctions d’autocorrélation spatiale et temporelle. En effet on a $\epsilon \sim v^2/\tau^*$ et $\epsilon \sim v^3/L$. La mesure spatiale donne alors pour le cas 1 $\epsilon = 0.009$ et pour le cas 5 $\epsilon = 0.037 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$, tandis que la mesure temporelle donne pour le cas 1 $\epsilon = 0.038$ et pour le cas 5 $\epsilon = 0.033 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$. Les résultats semblent du bon ordre de grandeur, quoique meilleurs pour le cas 5, où la turbulence vérifie sans doute mieux les hypothèses d’isotropie et d’homogénéité. Ainsi cette étude succincte, qui mérite d’être poursuivie, montre que les mesures de vélocimétrie ultrasonore avec le DOP1000 permettent de déduire quelques caractéristiques turbulentes.

3.6 Conclusion

3.6.1 Bilan

Au cours de ce stage de master 2, une nouvelle expérience a été assemblée dans le but d’étudier les propriétés de transport du champ magnétique dans un écoulement turbulent de Gallium liquide. Dans un premier temps le dispositif a été testé et utilisé avec de l’eau, dans le but de trouver des écoulements qui devraient posséder des propriétés d’induction importantes. Une étude hydrodynamique a donc été menée pour deux configurations des hélices différentes, en utilisant la visualisation, des mesures de pression en paroi et des mesures de vitesse par

vélocimétrie Doppler ultrasonore. En plus de répondre à la question posée, cette étude a permis d'aborder d'autres sujets intéressants en mécanique des fluides, à savoir les instabilités de filament de vorticité, l'interprétation des signaux de pression et l'étude expérimentale de la turbulence pour un écoulement confiné.

3.6.2  coulements pertinents pour une utilisation MHD.

Au cours de l'exploration des différents cas de forçage pour les deux configurations essay es, nous avons mis en évidence quelques écoulements qui devraient posséder des propriétés d'induction intéressantes, car possédant une dynamique instationnaire basse fréquence à grande échelle et une géométrie propice à l'amplification du champ. Ainsi pour la configuration 1, le cas 5, avec deux hélices contrarotatives aspirant, on obtient un long filament de vorticité de forme très instable. Cette grande structure produit un forçage effectif aux fréquences des instabilités, plus basses que celle des hélices et permet ainsi d'étendre la zone inertielle à basse fréquence. Pour la configuration 2, les mesures de vitesse n'ont pas à ce jour été effectuées, mais on peut d'ores et déjà penser que les cas 5, 6 et 7 ont des propriétés intéressantes. Les deux premiers possèdent aussi un long filament de vorticité de forme instable (voire intermittent) et pour le dernier cas, si les instabilités sont réduites, il reproduit localement la géométrie de la dynamo de Lowes et Wilkinson, avec la rotation différentielle des deux tourbillons. De plus les signaux de pression semblent montrer à nouveau une zone inertielle en dessous de la fréquence de forçage.

3.6.3 Perspectives

Pour ce travail en cours, qui sera poursuivi au cours de ma thèse, plusieurs points restent en suspens. L'utilisation magnétohydrodynamique du dispositif avec du Gallium est prévue pour l'automne 2005. Néanmoins l'étude hydrodynamique reste à poursuivre. D'abord des mesures de vitesse doivent être r alis es dans la configuration 2. De plus une nouvelle hélice qui devrait être livr e à la fin de l'été, permet d'envisager encore de nouvelles configurations où les hélices sont de même pas. Des mesures d'anémométrie à fil chaud devraient aussi être effectuées dans le but de valider les résultats de vélocimétrie ultrasonore et de les étendre à plus haute fréquence. A plus long terme, j'espère approfondir l'étude des mécanismes d'instabilités de filaments de vorticité dans notre configuration expérimentale et aussi de caractériser plus finement la turbulence d'un écoulement hélicitaire décentré, car ces deux points ne semblent pas avoir fait l'objet de publications. Par ailleurs une mesure lagrangienne pourrait s'avérer utile, en caractérisant dans un écoulement tridimensionnel la propriété de chaos Lagrangien. Enfin jusqu'à présent, nous avons envisagé des forçages constants, mais il semble tout à fait possible avec notre dispositif expérimental d'imposer un forçage instationnaire en faisant varier la fréquence de rotation des hélices dans le temps, pour augmenter encore la dynamique à basse fréquence.

3.6.4 Remerciements

Pour finir, je me dois de remercier les différentes personnes que j'ai cotoy  au cours de ce stage au laboratoire de physique statistique de l'ENS et qui ont fait que ce stage se passe pour le mieux. Tout d'abord je remercie Nicolas Mordant qui m'a dispensé d'un encadrement constant et rigoureux, tout en me laissant une grande liberté. Je remercie ensuite Stéphan Fauve, qui m'a accueilli dans son équipe et a fait preuve d'une grande disponibilité pour mes questions tant administratives que scientifiques. De plus j'ai eu l'opportunité grâce à lui de participer à l' cole d'été de physique non-linéaire 2005. Les autres membres de l'équipe de physique non-linéaire du LPS méritent aussi toute ma reconnaissance, à savoir Sébastien Aumaitre, François Pétrélis et Nicolas Leprovost qui m'ont aidé tour à tour tant sur des questions pratiques, techniques ou théoriques. Puis je remercie tout particulièrement M Petitjeans et M de Saint-Aubert du laboratoire PMMH de l'ESPCI et Laurent Quartier du LPS, de nous avoir prêté l'ensemble du dispositif de vélocimétrie ultrasonore. Enfin je tiens à signaler que les récents enseignements de Philippe Odier et d'Emmanuel L v que m'ont été très profitables et que le mémoire d'habilitation du premier et les polycopiés de cours du second constituent des documents précieux pour mon travail.

Bibliographie

- [1] F. Moisy A. La Porta, G.A. Voth and E. Bodenschatz. Using cavitation to measure statistics of low-pressure events in large-reynolds-number turbulence. *Physics of fluids*, 12(6), 2000.
- [2] P. Abry, S. Fauve, P. Flandrin, and C. Laroche. Analysis of pressure fluctuations in swirling turbulent flows. *Journal de Physique II France*, 1994.
- [3] Y. Couder S. Douady B. Andreotti, J. Maurer. Experimental investigation of turbulence near a large scale vortex. *European journal of mechanics B/Fluids* 17, 1998.
- [4] Mickaël Bourgoïn. *Etudes en magnétohydrodynamique, application à l'effet dynamo*. PhD thesis, Laboratoire de Physique ENS-Lyon, 2003.
- [5] F. Chillà et J.F. Pinton C. Simand. Structure, dynamics and turbulence features of a confined vortex. In A. Maurel et P. Petitjeans, editor, *Vortex structures and dynamics*. Lecture Notes in Physics, 1999.
- [6] F. Chillà et J.F. Pinton C. Simand. Inhomogeneous turbulence in the vicinity of a large-scale coherent vortex. *Europhysics Letters* 49, 2000.
- [7] P. Cardin J. Aubert J.-P. Masson D. Brito, H.-C. Nataf. Ultrasonic doppler velocimetry in liquid gallium. *Experiments in Fluids* 31, 2001.
- [8] J.P. Hulin et L. Petit E. Guyon. *Hydrodynamique physique*. EDP Sciences CNRS Editions, 1991.
- [9] Christophe Bailly et Genevieve Comte-Bellot. *Turbulence*. CNRS Editions, 2003.
- [10] J.F. Pinton et R. Labbé. Correction to the Taylor hypothesis in swirling flows. *Journal de Physique II France* 4, 1994.
- [11] S. Fauve and F. Petrelis. *The Dynamo effect*. Peyresq lectures on Nonlinear phenomena vol II, J.A. Sepulchra, 2003.
- [12] Louis Marié. *Transport de moment cinétique et de champ magnétique par un écoulement tourbillonnaire turbulent : influence de la rotation*. PhD thesis, CEA SPEC GIT/PARIS VII, 2003.
- [13] S. Douady O. Cadot and Y. Couder. Characterization of the low-pressure filaments in a three-dimensional turbulent shear flow. *Phys. Fluids* 7 (3), 1995.
- [14] Philippe Odier. *Contributions à la compréhension des mécanismes d'induction magnétohydrodynamique associés à l'effet dynamo*. Thèse d'habilitation, Laboratoire de physique de l'Ens Lyon, 2005.
- [15] François Pétrélis. *Effet Dynamo : Etude des mécanismes d'instabilité et de saturation du champ magnétique*. PhD thesis, Laboratoire de physique statistique Ens-Paris, 2002.
- [16] H. Poincaré. *Théorie des tourbillons*. Gauthier-Villars, 1893.
- [17] P. Petitjeans R. Wunenburger, B. Andreotti. Influence of precession on velocity measurements in a strong laboratory vortex. *Experiments in Fluids* 27, 1999.
- [18] Y. Couder S. Douady and M. E. Brachet. Direct observation of the intermittency of intense vorticity filaments in turbulence. *Phys. Rev Lett.* 67 983, 1991.
- [19] C. Laroche S. Fauve and B. Castaing. Pressure fluctuations in swirling turbulent flows. *Journal de Physique II France*, 1993.
- [20] P.G. Saffman. *Vortex dynamics*. Cambridge university press, 1992.
- [21] S.G. Llewellyn Smith and S.M. Tobias. Vortex dynamos. *Journal of Fluids Mechanics*, 498, 2004.
- [22] H. Tennekes and J.L. Lumley. *A first course in Turbulence*. The MIT press, 1972.