



HAL
open science

Mise en évidence expérimentale de l'intermittence dans un jet cryogénique turbulent d'hélium normal et superfluide

Davide Duri

► **To cite this version:**

Davide Duri. Mise en évidence expérimentale de l'intermittence dans un jet cryogénique turbulent d'hélium normal et superfluide. Autre. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENI037 . tel-00781852

HAL Id: tel-00781852

<https://theses.hal.science/tel-00781852>

Submitted on 28 Jan 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, énergétique, procédés**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Davide DURÍ

Thèse dirigée par **Christophe BAUDET** et
codirigée par **Pantxo DIRIBARNE**

préparée au sein du
**Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels
LEGI** et du **Commissariat à l'Énergie Atomique de Grenoble**
dans l'**École Doctorale IMEP2**

Mise en évidence expérimentale de l'intermittence dans un jet cryogénique turbulent d'hélium normal et superfluide

Thèse soutenue publiquement le **30 novembre 2012**,
devant le jury composé de :

Mme Luminita DANAILA

Professeur à l'Université de Rouen, Rapporteur

M. Frédéric MOISY

Professeur à l'Université Paris-Sud, Rapporteur

M. Bernard CASTAING

Professeur à l'ENS-Lyon, Président

M. Ladislav SKRBEK

Professeur à la Charles University, Prague, Membre

M. Christophe BAUDET

Professeur de l'Université Grenoble I, Directeur de thèse

M. Pantxo DIRIBARNE

Maitre de conférences à l'Université Grenoble I, Co-encadrant

M. Jean-Paul MORO

Ingénieur au CEA Grenoble, Invité



THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Institut National Polytechnique
de Grenoble

Discipline : Mécanique des fluides, Energétique, Procédés

présentée et soutenue publiquement

par :

Davide DURÌ

le 30 Novembre 2012

Mise en évidence expérimentale de
l'intermittence dans un jet cryogénique turbulent
d'hélium normal et superfluide

Composition du jury :

L. DANAILA (Rapporteur)
F. MOISY (Rapporteur)
B. CASTAING (Examineur)
L. SKRBK (Examineur)
C. BAUDET (Directeur de thèse)
P. DIRIBARNE (Co-encadrant)
J.-P. Moro (Invité)

Thèse préparée au Commissariat à l'Énergie Atomique de Grenoble et au
Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels

Remerciements

Ce travail de thèse est le résultat de trois ans passés au LEGI et au CEA, à Grenoble. J'ai eu le privilège et le plaisir de travailler, discuter et écouter avec une multitude de personnes dans un environnement enrichissant du point de vue scientifique et, surtout, humain.

Je remercie vivement mon directeur de thèse Christophe Baudet pour son accueil au sein du LEGI, pour son encadrement et pour sa patience à l'égard d'un italien qui parle avec les mains, qui partage un bureau entre deux laboratoires et une expérience à l'autre bout de la ville. C'était un vrai plaisir et un honneur travailler avec lui.

En particulier, mes remerciements s'adressent : à Pantxo Diribarne pour son co-encadrement dynamique pendant ces trois années ; à Yves Gagne, pour les nombreuses discussions concernant les résultats, le futur d'une carrière, et pour sa capacité de compenser mon regard pessimiste avec des injections de bonheur et d'optimisme ; à Jean-Paul Moro pour son dévouement à la réalisation et à l'amélioration constante de dizaines de fils chauds micrométriques et légèrement micrométriques (cit.) que j'ai détruit inexorablement ; à mon ami Philippe Charvin, qui m'a permis de découvrir les secrets et le savoir faire de l'art de la cryogénie, le blanc de la Savoie et les subtilités de la vie du laboratoire et du CEA ; pour son soutien moral silencieux mais efficace pendant ma permanence au 10.01 ; à mon ami Hervé « truuc » Rouillon pour la qualité toujours excellente de l'hélium délivré, pour le soutien moral face aux caprices de l'installation expérimentale et des fils chauds, pour son regard et pour sa patience vis-à-vis de mon esprit « bordélique » mis en pratique avec succès dans l'organisation de mon bureau et du coin de travail HeJet ; à Jean-Pierre Arnaud, Didier Leclercq, Pierre Morel, Lionel Monteiro, Pierre Vandelle, Michele Moucot, Christine Hoa, Jean-Marc Poncet, Alain Girard et le reste du SBT (en particulier tous les Annexe 2 et les doctorants) de m'avoir accueilli dans leur laboratoire ; à Joseph, Vincent, Mile, Stéphane, Samuel, Tristan, Jean-Paul Thibault et l'équipe EDT, Patricia Argentino, Clélia Desnous, Nicolas Herengere, les doctorants du LEGI ; à Marco La Mantia et à Julien Salort pour les nombreuses discussions concernant les difficultés du métier et de la vie d'expérimentateur.

Mes remerciements vont à Bernard Castaing, président du jury, à Ladislav Skrbek, à Jean-Paul Moro, et notamment aux rapporteurs, Luminita Danaïla et Frédéric Moisy qui ont accepté d'évaluer ce travail de thèse.

Je veux remercier en particulier la famille Baudet au complet (chat compris) pour son accueil à Caluire qui m'a permis d'écrire une bonne partie de ce manuscrit en toute tranquillité.

Dedicato alla mia famiglia, ad Anna.

Grenoble, le 12/12/2012

Table des Matières

1 DE L'INTÉRÊT DE LA TURBULENCE CRYOGÉNIQUE	11
1.1 Introduction	11
1.2 Turbulence	12
1.2.1 La cascade de Richardson	12
1.2.2 La phénoménologie K41	12
1.2.3 La phénoménologie KO62	15
1.3 Grands nombres de Reynolds	16
1.3.1 Échelle intégrale L	16
1.3.2 Densité	17
1.3.3 Température	17
1.4 Hélium liquide	18
1.4.1 Contre-courant	19
1.4.2 Vitesse critique	20
1.4.3 Interaction	21
1.4.4 Second son	21
1.4.5 Turbulence quantique et classique	22
1.5 Objectifs de la thèse	23
1.6 Organisation du manuscrit	24
2 SOUFFLERIE CRYOGÉNIQUE	27
2.1 Introduction	27
2.2 Installations cryogéniques : état de l'art	27
2.2.1 Écoulement de type Von Kármán	28
2.2.2 Jet CRTBT	29
2.2.3 Turbulence de grille TSF	29
2.2.4 Installation TOUPIE	29
2.2.5 Remarques	30
2.3 Installation expérimentale HeJet	30
2.3.1 Description générale	30
2.3.2 La pompe	31
2.3.3 La ligne d'arbre	32
2.3.3.1 Passage étanche rotatif	32
2.3.3.2 Restriction	33
2.3.3.3 Sous-ensemble intermédiaire	35
2.3.3.4 Hexapode	35
2.3.4 La buse	35
2.3.5 La chambre de test	37
2.3.5.1 Systèmes de sécurité	37
2.4 Paramètres de contrôle	37

2.4.1	Mesure du débit	38
2.4.1.1	Etalonnage du Validyne	39
2.4.1.2	Coefficient de perte de charge	39
2.4.2	Mesure de la pression	42
2.4.3	Mesure de la température	42
2.4.4	Mesure du niveau	43
2.4.5	Système de contrôle	43
2.5	Protocole expérimental	44
2.6	Performances	44
2.6.1	Caractérisation thermique	44
2.6.1.1	Pertes statiques	45
2.6.1.2	Puissance froide disponible	48
2.6.1.3	Evolution dynamique des paramètres de contrôle	49
2.6.2	Caractérisation hydraulique	50
2.7	Vibrations mécaniques	51
2.8	Conclusions	54
3	BATTEMENT DU JET CONFINÉ	55
3.1	Introduction	55
3.2	Comportement du jet à grande échelle	56
3.3	Montage expérimental	58
3.4	Résultats	60
3.4.1	Mesures de pression à la paroi	60
3.4.2	Mesures de vitesse dans l'axe	63
3.4.3	Mesures du profil radial de vitesse	64
3.4.4	Effet de l'échangeur	66
3.5	Solution	67
3.5.1	Positionnement de la grille	67
3.5.2	Positionnement des capteurs	68
3.6	Conclusions	69
4	MISE AU POINT DES FILS CHAUDS	71
4.1	Introduction	71
4.2	Anémométrie à fil chaud	71
4.2.1	Principe de la mesure	71
4.2.2	Fils chauds à basse température	74
4.2.3	État de l'art	75
4.3	Fil chaud "classique" à basse température	76
4.3.1	Caractérisation	76
4.3.2	Réalisation des sondes	77
4.3.3	Montage expérimental	79
4.3.4	Montage électronique	79
4.4	Comportement dans l'hélium liquide à $T > T_\lambda$	80
4.4.1	Courbes courant vs résistance	81
4.4.2	Comportement dynamique	82
4.4.3	Variations de la résistance du fil	82
4.4.4	Histogrammes de tension	84
4.4.5	Analyse spectrale	84
4.4.6	Fils chauds de troisième génération	87

4.4.7	Coupure spatiale et effet de blocage	89
4.5	Conclusions	90
5	RÉSULTATS EN HÉLIUM I	93
5.1	Introduction	93
5.2	Procédure d'étalonnage	94
5.2.1	Courbes vitesse-tension	95
5.2.2	Conversion tension-vitesse	96
5.2.3	Hypothèse de Taylor	97
5.3	Echelles de l'écoulement	99
5.3.1	Echelle integrale L_{uu}	99
5.3.2	Décomposition modale empirique	100
5.3.3	Echelle de Taylor	104
5.3.4	Nombre de Reynolds et échelle de Kolmogorov	107
5.4	Convergence et qualité des données	108
5.5	Spectres de vitesse	109
5.5.1	Spectres longitudinaux de vitesse	109
5.5.2	Constante de Kolmogorov	110
5.6	Statistique des incréments spatiaux de vitesse $\delta_r u$	111
5.6.1	Flatness	112
5.6.2	Skewness	113
5.6.3	Exposants	115
5.7	Conclusions	117
6	RÉSULTATS EN HÉLIUM II	121
6.1	Introduction	121
6.2	Analyse préliminaire	122
6.2.1	Observations générales	122
6.2.1.1	Sensibilité à la température	122
6.2.1.2	Stabilité et équilibrage du pont CTA	123
6.2.2	Signaux de tension bruts	124
6.2.2.1	Relation Tension - Vitesse	124
6.2.2.2	Histogrammes de tension	125
6.2.3	Étalonnage	126
6.3	Spectres de tension	128
6.3.1	Dépendance du spectre avec la fréquence	128
6.3.2	Spectre à vitesse nulle	128
6.3.3	Dépendance du spectre en vitesse et en température	130
6.4	Analyse statistique du signal de tension	132
6.4.1	Effet du nombre de Reynolds	133
6.4.1.1	Fonction de structure d'ordre 3	133
6.4.1.2	Skewness	134
6.4.1.3	Flatness	134
6.4.1.4	Effet de la température	136
6.4.2	Effet de la déviation à $f^{-5/3}$	136
6.5	Conclusions	138

7	MESURES DE VORTICITÉ PAR DIFFUSION ACOUSTIQUE	141
7.1	Introduction	141
7.2	Vorticité	142
7.3	Interaction son-vorticité	142
7.4	Principe de la mesure	144
7.5	Récapitulatif des mesures	147
7.6	Montage expérimental	147
7.6.1	Transducteurs	147
7.6.2	Caractérisation des transducteurs	149
7.6.2.1	Fonction de transfert	149
7.6.2.2	Diffraction des transducteurs	152
7.6.3	Chaîne de mesure	152
7.7	Résultats	155
7.7.1	Echos et bruit dans la soufflerie	155
7.7.2	Spectre complexe	157
7.7.3	Modulation du spectre Doppler	157
7.7.4	Fluctuations de phases du signal diffusé : Vitesse d'advection	
	moyenne et taux de turbulence	160
	7.7.4.1 Décalage Doppler moyen	160
	7.7.4.2 Élargissement Doppler	160
7.8	“Ailes” à haute fréquence	162
7.9	Conclusions	164
8	CONCLUSIONS	167

Chapitre 1

De l'intérêt de la turbulence cryogénique

1.1 Introduction

La complexité des écoulement turbulents qui a attiré l'attention des naturalistes, des poètes, des artistes et des physiciens (mécanique des fluides et mécanique statistique) depuis des siècles¹ a un impact fondamental sur tous les aspects de la vie quotidienne. Le transport de la chaleur et la dispersion de polluants dans l'atmosphère, le transport des nutriments dans les océans, le mélange turbulent qui permet le fonctionnement des moteurs à combustion constituent quelques exemples parmi les plus courants de domaines où la turbulence joue un rôle fondamental [69]. La compréhension du phénomène physique est donc une condition indispensable pour le contrôler (i.e. réduire la consommation énergétique des véhicules par la réduction de la traînée etc.) et les efforts des ingénieurs dans cette direction remontent au début du XIX^{ème} siècle avec l'étude des pertes de charge dans les circuits hydrauliques de Darcy [58] et les études sur la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent de Boussinesq [32]. Du point de vue fondamental la turbulence est un problème encore ouvert qui a permis d'étendre les horizons de la physique statistique et des phénomènes non linéaires, la théorie des équations différentielles et des lois d'échelle, les fractales, le calcul à haute performance et le développement de techniques de mesures expérimentales [211].

Dans ce chapitre nous allons introduire le problème de la turbulence en présentant le modèle de Kolmogorov K41 et ses reformulations successives (KO62), le phénomène de l'intermittence statistique et la nécessité de réaliser des expériences à haut nombre de Reynolds. On verra que l'utilisation de l'hélium à des températures cryogéniques comme fluide de travail permet d'atteindre des régimes d'écoulements turbulents dans des conditions expérimentales et techniques favorables. De plus, l'utilisation de l'hélium liquide à des températures inférieures à la température de transition T_λ (2.17 K à pression de saturation) ouvre la porte du domaine de la superfluidité et de la turbulence quantique où les contraintes imposées par la mécanique quantique laissent prévoir des comportements différents de ceux observés dans la phénoménologie classique de la turbulence.

1. On ne peut pas ne pas citer, dans une thèse dédiée à la turbulence, l'oeuvre de Leonardo da Vinci "Studies of water", 1509-11, conservé par la Royal Library, Windsor.

1.2 Turbulence

La figure (1.1) illustre les structures turbulentes (lignes d'émission) observées en aval d'une grille et de la buse circulaire d'un jet axi-symétrique.

L'écoulement, laminaire en amont de la grille et de la buse, devient turbulent sous l'effet des cisaillements induits par les obstacles. Ces deux visualisations montrent la richesse (forme) et la complexité (variation de tailles caractéristiques) des structures engendrées dans l'écoulement. La difficulté intrinsèque de la turbulence est liée au très grand nombre de degrés de liberté. Le travail de O. Reynolds a permis de montrer que, dans le cas d'un écoulement incompressible, le seul paramètre de contrôle qui détermine l'état du régime turbulent est le nombre de Reynolds [185] défini par le rapport entre un temps diffusif $\tau_d = L^2/\nu$ et un temps convectif $\tau_i = L/U$ (temps mis par une particule animée d'une vitesse U pour parcourir une distance L) :

$$\text{Re} = \frac{\tau_d}{\tau_i} = \frac{UL}{\nu}, \quad (1.1)$$

où L est une longueur caractéristique, U est une vitesse associée à cette échelle spatiale et ν est la viscosité cinématique. Ce paramètre sans dimension représente le rapport entre le terme inertiel (non linéaire) $\vec{U} \cdot \nabla \vec{U}$ et le terme diffusif (dissipation visqueuse) $\nu \nabla^2 \vec{U}$ de l'équation de Navier-Stokes.

1.2.1 La cascade de Richardson

Une première description phénoménologique de l'évolution de la hiérarchie des structures visibles dans les écoulements turbulents a été proposée par Richardson [187, 188]. En introduisant le concept d'"eddy", une structure de l'écoulement est caractérisée par une taille l (l peut être vue comme une longueur de cohérence) et une vitesse fluctuante $u(l)$. Cette dernière est définie en utilisant la décomposition de Reynolds [186] du champ de vitesse $U(x, t)$ en une partie moyenne $\langle U \rangle$ et une partie fluctuante $u(x, t)$ selon la relation :

$$U(x, t) = \langle U \rangle + u(x, t). \quad (1.2)$$

La vitesse fluctuante u est une variable aléatoire centrée ($\langle u(x, t) \rangle = 0$) et $\langle \cdot \rangle$ correspond à l'opération de moyenne d'ensemble. Richardson propose un processus de cascade d'énergie où les "eddies" caractérisés par une taille comparable à l'échelle caractéristique de l'écoulement (L) se fractionnent par effet d'instabilité en structures de tailles plus petites. Les grosses structures se caractérisent par un nombre de Reynolds $\text{Re}_l = u(l)l/\nu \gg 1$ et par conséquent les effets de dissipation visqueuse sont négligeables. L'énergie cinétique des grosses structures est transférée aux petites dans un processus de cascade qui continue jusqu'à ce que les effets de viscosité soient suffisamment importants pour que la viscosité moléculaire dissipe toute l'énergie résiduelle en chaleur.

1.2.2 La phénoménologie K41

Kolmogorov [108, 109] reprend l'idée de la cascade de Richardson et de hiérarchie d'échelles pour formuler une description statistique du champ de vitesse turbulent à chaque échelle de l'écoulement en introduisant trois hypothèses.

2. $u(l)$ peut être assimilé à l'incrément spatial $\delta_r u$ (voir la suite) sur une échelle $r = l$. Une formulation plus moderne consiste à considérer $u(l)$ comme l'écart-type des coefficients d'une décomposition à ondelettes à l'échelle l [158].

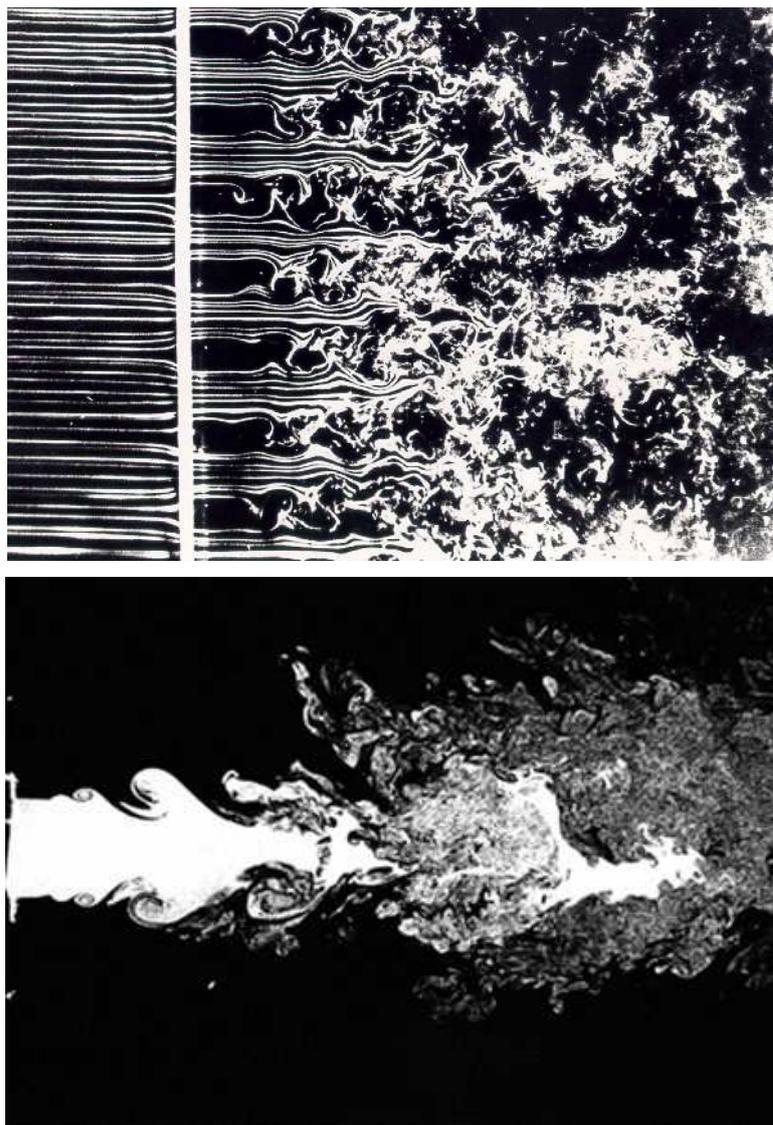


FIGURE 1.1: Turbulence générée en aval d'une grille (en haut) et jet axi-symétrique (en bas). Source : [230].

(1) Pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés la séparation entre les grandes échelles (affectées par les conditions limites d'injection de l'énergie) et les petites échelles est suffisamment grande pour que ces dernières deviennent statistiquement indépendantes du mécanisme de production (à grande échelle et spécifique de chaque écoulement). Pour la même raison, les petites échelles peuvent être considérées comme statistiquement isotropes localement. L'information concernant l'écoulement à grande échelle est perdue le long de la cascade et la statistique des petites échelles est universelle.

(2) Pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés la statistique des petites échelles devient universelle et est déterminée uniquement par la viscosité ν et le taux de dissipation $\langle \epsilon \rangle$.

(3) Pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés la statistique des échelles de longueur caractéristique l intermédiaire, $L \gg l \gg \eta$ ne dépend plus de la viscosité et ne dépend donc que du taux de dissipation $\langle \epsilon \rangle$.

Une conséquence de la description de Kolmogorov est la séparation de la cascade en trois zones : une zone caractérisée par les grandes échelles d'injection de l'énergie L (ou l'échelle intégrale de l'écoulement), une zone dite inertielle ($L \ll l \ll \eta$) et une zone aux petites échelles dite de dissipation pour $l \sim \eta$ (où η est l'échelle de Kolmogorov définie ci après).

Dans le processus de cascade à l'équilibre, le taux de transfert de l'énergie entre les grosses et les petites structures dans le domaine inertiel est constant car la production et la dissipation d'énergie sont à l'équilibre. On peut donc écrire le taux de transfert de l'énergie par unité de masse d'une structure de taille l et de temps de retournement $T_l = l/u(l)$ comme son énergie cinétique divisée par le temps de retournement de la structure turbulente selon la relation :

$$\langle \epsilon \rangle \approx \frac{u_l^2}{T_l} = \frac{u_l^3}{l}. \quad (1.3)$$

La vitesse de la structure à l'échelle intermédiaire l est :

$$u_l \sim (\langle \epsilon \rangle l)^{1/3}. \quad (1.4)$$

On peut donc définir une échelle de dissipation à partir de laquelle le processus de dissipation visqueuse devient comparable au terme de transfert inertiel (c'est à dire que le nombre de Reynolds $Re_l = u_l l / \nu \approx 1$). En utilisant l'équation (1.4) on obtient l'échelle η :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\langle \epsilon \rangle} \right)^{1/4}, \quad (1.5)$$

qui prend le nom de longueur de Kolmogorov. La séparation entre la grande et la petite échelle est définie donc par le nombre de Reynolds selon la relation :

$$\frac{L}{\eta} = Re_L^{3/4}. \quad (1.6)$$

Le taux de dissipation moyen est par définition :

$$\langle \epsilon \rangle = \nu \left\langle \sum_{i,j=1}^3 \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \right)^2 \right\rangle, \quad (1.7)$$

et dans l'hypothèse d'écoulement homogène et isotrope le taux de dissipation moyen $\langle \epsilon \rangle$ s'écrit :

$$\langle \epsilon \rangle = 15\nu \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle. \quad (1.8)$$

Une conséquence de l'hypothèse de Kolmogorov de self-similarité dans le domaine inertiel est la prédiction que le moment d'ordre p des incréments de vitesse longitudinaux (ou fonction de structure d'ordre p) prend la forme :

$$S_p(r) = \langle (\delta_r u)^p \rangle \sim (\langle \epsilon \rangle r)^{\zeta_p}, \quad (1.9)$$

où l'exposant est donné par (argument dimensionnel) $\zeta_p = p/3$ et $\delta_r u = u(x+r) - u(x)$ est l'incrément de vitesse longitudinale en fonction de l'échelle de séparation

r . La forme de la densité de probabilité de $\delta_r u$ ne varie pas en fonction de r dans la zone inertielle (invariance d'échelle). En particulier, pour l'ordre $p = 2$ on a :

$$S_2(r) = \langle (\delta_r u)^2 \rangle = C_2 \langle \epsilon \rangle r^{2/3}, \quad (1.10)$$

et cette relation dans le domaine spectral, peut s'écrire de la façon suivante :

$$E(k) = C_k \langle \epsilon \rangle^{2/3} k^{-5/3}. \quad (1.11)$$

Dans les équations (1.10) et (1.11) C_2 et C_k sont des constantes universelles reliées par la relation $C_k = \frac{\Gamma(2/3)}{\pi\sqrt{3}} C_2$. Dans l'article [107] Kolmogorov utilise l'équation de Kármán-Howarth pour obtenir une relation exacte qui est solution de l'équation de Navier-Stokes et prend la forme :

$$S_3(r) = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r + 6\nu \frac{dS_2(r)}{dr}, \quad (1.12)$$

et dans le domaine inertiel, en supposant que l'effet de la viscosité est négligeable, on a :

$$S_3(r) = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r, \quad (1.13)$$

ce qui correspond à $\zeta_3 = 1$. Les observations expérimentales, en revanche, montrent que $\zeta_2 > 2/3$, $\zeta_3 = 1$ et $\zeta_p < p/3$ pour $p > 3$ traduisant la nature intermittente du taux de dissipation. On observe que la forme de la distribution de probabilité des incréments de vitesse évolue en fonction de r d'une forme quasi-gaussienne à grande échelle à une distribution étalée indiquant la présence d'événements de forte intensité à petite échelle. Cet étalement des distributions de probabilité est la signature du phénomène de l'intermittence statistique.

1.2.3 La phénoménologie KO62

Avant même que le caractère intermittent des statistiques d'incrément de vitesse n'ait été révélé expérimentalement, le modèle K41 a été remis en cause par Landau [118]. La critique de Landau portait sur le fait que ce modèle ne prend pas en compte le caractère aléatoire des fluctuations du taux de transfert de l'énergie et du taux de dissipation associé aux fluctuations inévitables du taux d'injection d'énergie à grande échelle. Il en résulte qu'en général :

$$\langle \epsilon \rangle^{p/3} \neq \langle \epsilon^{p/3} \rangle, \quad (1.14)$$

sauf pour $p = 3$, exposant pour lequel on dispose par ailleurs d'une relation exacte (Kármán-Howarth). Dans sa nouvelle formulation (Kolmogorov-Obukhov KO62) Kolmogorov [110] prend en considération des fluctuations non gaussiennes du taux de dissipation moyen en définissant un taux de dissipation locale calculé dans un volume V sphérique de rayon r :

$$\epsilon_r = \frac{1}{V} \int_r \epsilon dV, \quad (1.15)$$

qui est une variable aléatoire pour laquelle il propose une statistique log-normale fondée sur le caractère multiplicatif de la cascade (log-additif). La variance de $\ln \epsilon_r$ prend la forme :

$$\langle (\ln \epsilon_r - \langle \ln \epsilon_r \rangle)^2 \rangle = \Lambda_0^2 = \Lambda^2 - \mu \ln \left(\frac{r}{L} \right), \quad (1.16)$$

où μ est une constante d'intermittence supposée universelle (de l'ordre de 0.2 [8]). L'exposant des fonctions des structures d'ordre p dans cette formulation (appelée RSH Refined Self-similarity Hypothesis ou KO62) prend donc la forme :

$$\zeta_p = \frac{p}{3} - \frac{1}{18} \mu p (p - 3). \quad (1.17)$$

Depuis la formulation du modèle KO62 plusieurs modèles ont été développés pour rendre compte du phénomène de l'intermittence et des imperfections de la formulation KO62 (entre autres l'incompatibilité du modèle avec le caractère fini de la vitesse du son conduisant aux inégalités de Novikov [74]). Citons entre autres le modèle variationnel [40], le beta-modèle [75], qui reformulent l'intermittence. À chaque pas de la cascade les nouveaux “eddies” générés occupent seulement une fraction de l'espace occupé par les eddies de taille supérieure (et la fraction $0 < \beta < 1$ devient un paramètre libre), le modèle multi-fractal [149] et le modèle log-Poisson [208]. Pour la description détaillée de chaque modèle on renvoie aux références [74, 7].

1.3 Grands nombres de Reynolds

L'étude de la turbulence à des nombres de Reynolds le plus élevés possibles permet, d'une part, de reproduire des effets de Reynolds réels (i.e. les essais à l'échelle réduite de maquettes d'avion ou de navire) et, d'autre part, d'un point de vue fondamental, de vérifier les modèles statistiques de turbulence (qui sont développés dans la limite des Reynolds infinis garantissant une véritable séparation d'échelles). Du point de vue expérimental il faut réaliser des expériences avec des écoulements stationnaires dans des conditions reproductibles et contrôlées pour obtenir une convergence statistique satisfaisante. À partir de la définition de nombre de Reynolds (Eq. 1.1) et en utilisant la définition de nombre de Mach ($M = U/a$) où a est la vitesse du son, et la loi des gaz parfait on peut écrire :

$$\text{Re} = \frac{PML}{\mu(T)} \sqrt{\frac{m\gamma}{RT}}, \quad (1.18)$$

où m est la masse spécifique, R est la constante des gaz parfaits, T et P sont respectivement la température du fluide et sa pression statique, respectivement. Les paramètres de contrôle du nombre de Reynolds sont l'échelle caractéristique L de l'écoulement, la pression, la viscosité μ qui dépend de la température et la masse molaire du fluide M [106].

1.3.1 Échelle intégrale L

Du point de vue historique la réalisation d'écoulements à très grands nombres de Reynolds, pour remédier aux limitations des souffleries “académiques” qui sont limitées en terme de performances à des nombres de Reynolds Re_λ de l'ordre de 700, a reposé sur l'exploitation d'écoulements naturels. Les expériences de [83] ont permis d'atteindre des Reynolds Re_λ de l'ordre de 18×10^3 et les mesures de la turbulence dans la couche limite atmosphérique ont permis d'atteindre des Re_λ de l'ordre de 5000 (une compilation de ces expériences est présentée dans [215]). Claiement les écoulements géophysiques sont statistiquement non stationnaires, peu

reproductibles et de faible durée (ce qui limite la convergence statistique des données enregistrées). Une solution différente a été mise en oeuvre par [8] en utilisant une soufflerie industrielle commerciale (la soufflerie Onera-S1). Toutefois ces installations sont caractérisées par des contraintes techniques (i.e. circuit à pression ambiante, contrôle de la dérive de la température, vibrations etc.) et de gestion (i.e. coûts d'utilisation élevés, limitations à l'utilisation de la veine etc.) difficilement compatibles avec les contraintes d'une étude fine des propriétés statistiques des petites échelles de la turbulence.

1.3.2 Densité

Une deuxième possibilité consiste à faire appel à des souffleries pressurisées (dont un exemple est fourni par l'installation Superpipe à Princeton qui travaille avec de l'air à température ambiante et une pression statique d'environ 200 atmosphères [259]) et des fluides lourds. Dans cette famille d'installations on peut citer la nouvelle soufflerie à boucle fermée de Gottingen³ qui utilise le SF₆ comme fluide (qui a une masse spécifique environ 3 fois celle de l'air). Le nombre de Reynolds atteint dans ces souffleries est de l'ordre de $Re_D \sim 5000 - 38 \times 10^6$ et $Re_\lambda \sim 1700$, respectivement.

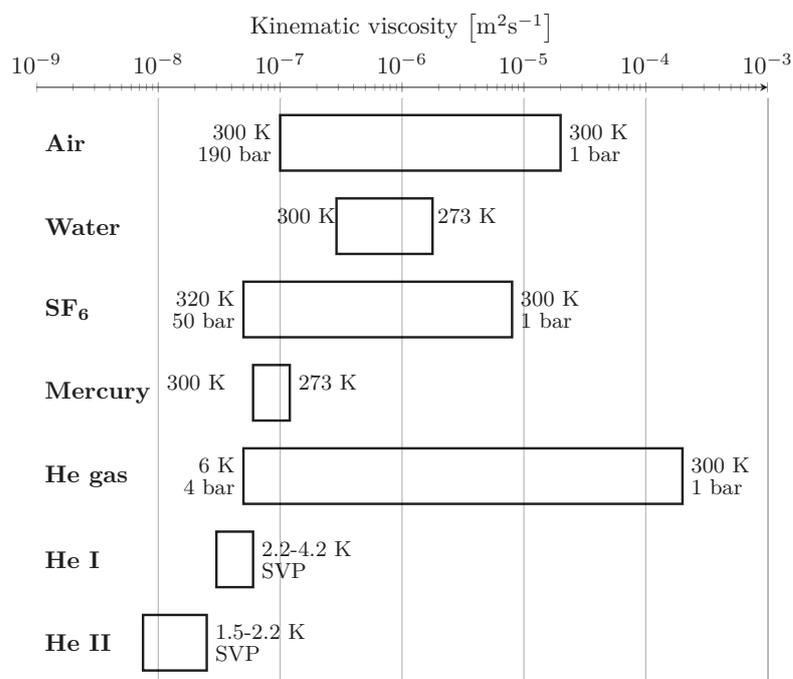


FIGURE 1.2: Viscosité cinématique de différents fluides. Les propriétés de l'hélium sont calculées à la pression de saturation (SVP saturated vapor pressure). Elaboration à partir des données de [61].

1.3.3 Température

La troisième solution consiste à abaisser la viscosité cinématique du fluide en réduisant sa température. Une telle solution a été envisagée et mise au point par [106] dans le cadre de l'étude des performances aérodynamiques des avions dans des conditions de test en soufflerie les plus reproductibles possibles des effets du nombre de Reynolds réel. Une telle configuration est couramment utilisée dans la soufflerie

3. Réf. : <http://www.ds.mpg.de/Forschung/index.php>

cryogénique ETW⁴ qui utilise l'azote gazeux à 77 K pour atteindre des nombres de Reynolds de l'ordre de 50×10^6 . La figure (1.2) présente la viscosité cinématique de différents fluides pour différentes pressions et températures et on peut observer que, parmi les fluides présentés, l'hélium se caractérise par la plus faible viscosité.

Dans l'état gazeux l'hélium⁵ (^4He) permet d'une part, de faire varier le nombre de Reynolds d'environ trois décades dans la même configuration expérimentale (U et L constantes) et la même géométrie d'écoulement en faisant varier la température et la pression entre 300 K et 6 K et la pression entre 1×10^5 Pa et 4×10^5 Pa et, d'autre part, de limiter la taille de l'installation [213, 245]. Les difficultés de travailler à basse température ainsi que l'ensemble des expériences cryogéniques dédiées à l'étude de la turbulence développée seront présentés en détail dans le chapitre 2 en relation avec le développement et la mise à point de l'installation expérimentale utilisée au cours de ce travail de thèse.

1.4 Hélium liquide

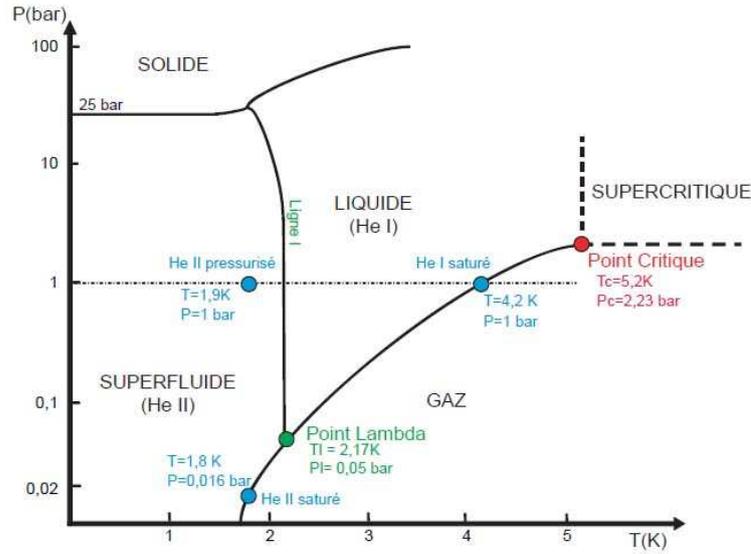
Dans ce travail de thèse on exploite les propriétés physiques de l'hélium liquide pour atteindre des nombres de Reynolds significativement élevés, d'une part, et pour étudier la turbulence quantique, un domaine de recherche intimement lié aux phénomènes physiques à basse température [61, 162], d'autre part. La figure (1.3) présente le diagramme de phase en terme de pression et de température. À pression ambiante la température d'ébullition de l'hélium est 4.2 K et le point critique correspond à une pression d'environ 2.23×10^5 Pa et 5.23 K. On peut remarquer l'absence d'un point triple car la phase solide n'est atteinte que pour des pressions d'environ 25×10^5 Pa et l'existence d'une ligne de transition qui sépare deux phases liquides. En se plaçant sur la ligne de saturation, pour des températures supérieures à 2.17 K l'hélium liquide (appelé He I) se caractérise par un comportement classique (fluide visqueux dont la dynamique est décrite par les équations de Navier-Stokes). À une température de 4.2 K la densité de l'He I est de 140 kg m^{-3} et la viscosité cinématique $2.6 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ soit de 3 ordres de grandeur inférieure à celle de l'air à température ambiante.

Pour des températures inférieures à $T_\lambda = 2.17$ K (à pression de saturation) l'hélium liquide est le siège d'une transition de phase du deuxième ordre. Dans ce nouvel état toujours liquide, l'hélium est dit superfluide ou He II. L'hélium superfluide se caractérise par des propriétés très différentes de celles d'un fluide classique newtonien car son comportement au niveau macroscopique est affecté par des effets quantiques.

Différentes expériences de mesures de la viscosité de l'Hélium II, par exemple dans des micro-capillaires, avec un viscosimètre à amortissement [247, 102] ou par l'observation de propriétés de transport singulières ("effet Fontaine") [4] ont conduit à proposer un modèle de condensation de Bose-Einstein pour une fraction du liquide (dite superfluide) [131]. La condensation de Bose-Einstein d'une fraction des atomes du liquide en dessous de la température de la transition normal-superfluide peut être mise en équation dans le modèle phénoménologique dit "à deux fluides" introduit par Landau [227, 119, 228] (une description, du point de vue historique, des différentes contributions à la compréhension de la superfluidité est détaillée en

4. Réf. : <http://www.etw.de>

5. Dans ce travail on parlera que de l'isotope ^4He , le plus abondant. On abandonnera ensuite cette nomenclature et on utilisera le symbole He.

FIGURE 1.3: Diagramme de phase P-T de ${}^4\text{He}$.

[17, 84]). Dans ce modèle l'hélium liquide se compose de deux composantes dites normale et superfluide, respectivement. Chacune est caractérisée par sa densité ρ_n et ρ_s et par un champ de vitesse indépendant, \vec{v}_n et \vec{v}_s , respectivement. La densité totale ρ est la somme des densités :

$$\rho = \rho_n + \rho_s. \quad (1.19)$$

Si, d'une part, la densité ρ est faiblement dépendante de la température, la proportion des composantes normales et superfluides en dépend fortement selon la relation :

$$\frac{\rho_n}{\rho} = \left(\frac{T}{T_\lambda} \right)^{5.6}. \quad (1.20)$$

Pour $T = 0 \text{ K}$ le liquide est entièrement composé de superfluide et $\rho_n = 0$ (voir la figure (1.4) à gauche). La composante superfluide est caractérisée par une viscosité nulle, conséquence d'un état quantique fondamental (d'énergie minimum) pour tous les atomes qui le constituent et caractérisé par une fonction d'onde unique (on parle de condensat de Bosons). L'énergie interne U est nulle et par conséquent la composante superfluide ne contribue pas à la chaleur spécifique, car $C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v$, ni à l'entropie de l'hélium II. La composante normale, d'autre part, concentre l'entropie du système et se caractérise par une viscosité non nulle.

1.4.1 Contre-courant

Puisque l'entropie est transportée par la composante normale on peut écrire le flux d'entropie S comme :

$$S = \rho s v_n - k \frac{\nabla T}{T}, \quad (1.21)$$

où s est l'entropie spécifique et k est la conductivité thermique de l'hélium. En négligeant le terme de conduction on peut écrire le flux de chaleur comme $q = \rho s v_n T$

et, introduisant la quantité de mouvement :

$$\rho\vec{v} = \rho_n\vec{v}_n + \rho_s\vec{v}_s \quad (1.22)$$

où \vec{v} est la vitesse du barycentre de l'ensemble. En particulier, on peut observer qu'à vitesse globale nulle ($\vec{v} = 0$), par effet du transport de la chaleur limité à la composante normale (Eq. 1.21) le flux de chaleur entraîne l'écoulement normal et l'écoulement de superfluide en directions opposées pour conserver la masse. Ce transport de la chaleur de type convectif interne est appelé contre-courant.

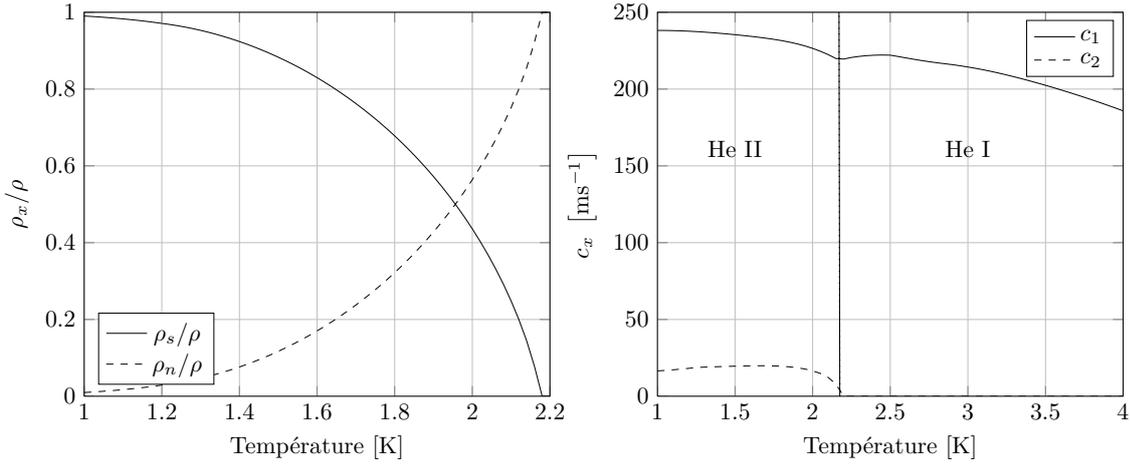


FIGURE 1.4: Fraction relative des composantes normale et superfluide (à gauche) et vitesse du premier c_1 et du second son c_2 (à droite) en fonction de la température à pression de saturation obtenus en utilisant la base de données thermodynamiques HePack.

Les équations hydrodynamiques qui décrivent le comportement du superfluide [119] pour des faibles vitesses (régime dit de Landau) sont :

$$\rho_s \frac{D\vec{v}_s}{Dt} = -\frac{\rho_s}{\rho} \vec{\nabla}P + \rho_s s \vec{\nabla}T \quad (1.23)$$

$$\rho_n \frac{D\vec{v}_n}{Dt} = -\frac{\rho_n}{\rho} \vec{\nabla}P - \rho_s s \vec{\nabla}T + \eta_n \nabla^2 \vec{v}_n, \quad (1.24)$$

où η_n est la viscosité de la composante normale. L'équation de conservation de la masse est :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho s \vec{v}) = 0 \quad (1.25)$$

et l'équation de conservation de l'entropie en négligeant les effets de dissipation s'exprime par la relation :

$$\frac{\partial (\rho s)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho v_n \vec{v}_n) = 0 \quad (1.26)$$

1.4.2 Vitesse critique

Si le dépassement du nombre de Reynolds critique de la composante normale ($Re = \rho_n v_n l / \mu_n$) détermine une transition laminaire-turbulente au sens classique, le dépassement par la composante superfluide d'une vitesse critique v_s^c [11] détermine

la nucléation et l'apparition de tourbillons dans l'He II par la destruction locale de la superfluidité. On parle donc de régime de turbulence superfluide [236, 237]. Une formule empirique de la vitesse critique a été proposée par [5] qui dépend du diamètre de la conduite d selon la relation :

$$v_s^c \simeq 0.003d^{1/4}. \quad (1.27)$$

La circulation de la vitesse \vec{v}_s sur un contour fermé est quantifiée [164, 70] :

$$\oint \vec{v}_s d\vec{l} = \frac{nh}{m}, \quad (1.28)$$

où m est la masse de l'atome d'hélium, h est la constante de Planck et n est un entier. Le quantum de circulation prend donc la forme $\kappa = h/m$, pour $n = 1$. L'écoulement de superfluide est irrotationnel [70] à l'exception de lignes de vortex, dont le rayon est de quelques Å, de flux unitaire κ . Ces tourbillons quantiques forment des enchevêtrements de vortex qui se caractérisent par une topologie complexe [18] et dans le cadre de la description classique de la turbulence par un processus de cascade on doit introduire une nouvelle échelle caractéristique : la distance inter-vortex δ . Celle-ci est reliée à la densité de ligne sde vortex L_0 c'est à dire la somme des longueurs de lignes de vortex quantiques normalisée par unité de volume de liquide considérée, par la relation $\delta = 1/\sqrt{L_0}$. Salort et al. [198] montrent, en utilisant les résultats de simulations numériques et des résultats expérimentaux, que la distance inter-vortex varie selon la relation $\delta/L \simeq \text{Re}_\kappa^{-3/4}$ avec $\text{Re}_\kappa = L\sqrt{\langle u^2 \rangle}/\kappa$ et L est l'échelle intégrale de l'écoulement.

1.4.3 Interaction

L'enchevêtrement de vortex est responsable de la diffusion des excitations thermiques de la composante normale et ainsi de l'interaction entre la composante normale et la composante superfluide [235]. Cette interaction dépend de la différence de vitesse $|\vec{v}_n - \vec{v}_s|$ et se traduit par une force dite de friction mutuelle [234] qui couple les deux composantes (effet Magnus) :

$$\vec{F}_{ns} = A\rho_n\rho_s|\vec{v}_n - \vec{v}_s|^2(\vec{v}_n - \vec{v}_s), \quad (1.29)$$

où A est le coefficient de friction mutuelle de Goerter-Mellink [82] qui dépend de la température (déterminé expérimentalement). Quand la vitesse relative entre les composantes excède la vitesse critique la force de friction mutuelle modifie les équations (1.23) et (1.24) qui prennent la forme suivante :

$$\rho_s \frac{D\vec{v}_s}{Dt} = -\frac{\rho_s}{\rho} \vec{\nabla}P + \rho_s s \vec{\nabla}T - A\rho_n\rho_s|\vec{v}_s - \vec{v}_n|^2(\vec{v}_s - \vec{v}_n) \quad (1.30)$$

$$\rho_n \frac{D\vec{v}_n}{Dt} = -\frac{\rho_n}{\rho} \vec{\nabla}P - \rho_n s \vec{\nabla}T + \eta_n \nabla^2 \vec{v}_n + A\rho_n\rho_s|\vec{v}_s - \vec{v}_n|^2(\vec{v}_s - \vec{v}_n). \quad (1.31)$$

1.4.4 Second son

La présence de deux composantes implique l'existence de deux types d'ondes, le premier son de célérité c_1 de l'ordre de 240 m s^{-1} , lié aux fluctuations de densité totale ρ et le second son de célérité c_2 dû à des fluctuations harmoniques d'entropie à densité constante :

$$c_2 = \sqrt{\frac{\rho_s s^2 T}{\rho_n C_v}}. \quad (1.32)$$

Cette dernière condition est associée au déplacement en opposition de phase des deux fluides [87] et est de l'ordre de 20 m s^{-1} dans la plage de températures comprises entre 1 K et 2 K (voir la figure (1.4) à droite). Une fluctuation de température dans l'hélium superfluide n'est pas diffusée comme dans les fluides classiques mais est transportée principalement par le rayonnement de l'onde de second son. Cette dernière, en présence de tourbillons quantiques orthogonaux à la direction de propagation, est atténuée par un mécanisme de diffusion/scattering et le taux d'atténuation est lié à la densité de lignes de vortex. Ce phénomène est à la base de la technique de mesure de la densité de lignes de vortex [209, 232, 233, 234, 191, 190]. Pour terminer la brève description des propriétés de l'hélium superfluide nous citerons l'existence du troisième et du quatrième son (onde de surface dans la configuration de film superfluide due à une variation périodique de la fraction superfluide et de la température) [87].

1.4.5 Turbulence quantique et classique

En utilisant la description phénoménologique de la cascade de Richardson et Kolmogorov de la turbulence classique, les questions qui se posent concernent les effets des restrictions quantiques sur le comportement de la cascade turbulente à des températures inférieures à T_λ [18, 180]. En particulier, les questions concernent la répartition de l'énergie entre la composante normale et la composante superfluide et la loi d'évolution du spectre d'énergie ainsi que les effets induits par la topologie des enchevêtrements de vortex (i.e. les effets de polarisation) à température finie [236, 237].

Les premiers résultats ont été obtenus à l'aide d'un capteur de pression dans un écoulement de von Kármán réalisé par forçage inertiel [147]. Ils montrent une évolution du spectre de puissance de la vitesse compatible avec une loi de puissance de type $f^{-5/3}$ dans le superfluide, jusqu'à une température de 1.4 K et indépendamment de la fraction relative de superfluide. Un comportement compatible avec le processus de cascade à la Kolmogorov a été observé dans les expériences de turbulence de grille entre 2.6 K et 1.65 K à l'aide des capteurs de pression de type micro-Pitot [196, 197]. Les mesures semblent confirmer une loi de puissance en $-5/3$ sur une décade de domaine inertiel mais la dynamique en fréquence et la résolution spatiale des capteurs sont limitées par les phénomènes de résonance (Helmholtz) et par la section de la prise de pression, respectivement. De plus, des mesures de vitesse locale [198] sont en accord avec la loi des $4/5$ de Kolmogorov (Kármán-Howarth) entre 1.15 K et 2.15 K. Ce comportement semble être compatible avec une situation dans laquelle la composante normale et la composante superfluide sont couplées à grande échelle du fait de la force de friction mutuelle. À partir de l'échelle de forçage les deux composantes couplées suivent le même processus de cascade à la Kolmogorov qui nécessite seulement un mécanisme de forçage et un mécanisme de dissipation [180]. En revanche il est intéressant de mettre en évidence le fait que le mécanisme clé à la base de la cascade et du transfert d'énergie, l'étirement des structures tourbillonnaires, est absent dans la composante superfluide. Dans l'expérience de turbulence de grille [210] en décroissance (où le forçage est obtenu par une grille métallique mise en mouvement dans une conduite d'hélium superfluide stagnant) la décroissance de

la vorticité superfluide est mesurée à l'aide de transducteurs de second son et les résultats montrent une loi d'échelle en $t^{-3/2}$ compatible avec la turbulence classique.

En fonction de la température, car le terme de couplage dépend du ratio normal-superfluide (voir l'équation (1.29)), le comportement de la cascade à petite échelle est plus complexe et mal connu : le mécanisme dominant de dissipation reste un sujet ouvert [161]. Plusieurs scénarios ont été envisagés. Feynman [70] a proposé un mécanisme de reconnection des vortex qui génère des anneaux de taille de plus en plus petite dans un processus de cascade. Un autre mécanisme [236] postule l'existence d'ondes de Kelvin (perturbations de la géométrie des lignes de vorticité) cr  es par des impulsions associées à la reconnection des vortex. Pour des températures inférieures à 1 K l'énergie est rayonnée sous la forme d'ondes acoustiques. [139] analyse le spectre de l'énergie en mettant en évidence un phénomène de bottleneck. Une cascade turbulente classique en loi de puissance $k^{-5/3}$ est suivie par une remontée du spectre selon une loi de puissance en k^2 par effet de la polarisation des enchevêtrements de vortex. Le bottleneck est enfin suivi par une décroissance du spectre en $k^{-7/5}$ associée à la cascade d'ondes de Kelvin. Certaines simulations numériques de [199] montrent que, aux basses températures ($\rho_s \gg \rho_n$), le spectre à des échelles comprises entre l'échelle intégrale et δ tend vers une loi de puissance en k^2 (caractéristiques d'un phénomène d'equipartition de l'énergie) par effet de l'accumulation de l'énergie due à la difficulté, pour le superfluide, de dissiper l'énergie cinétique.

Du point de vue expérimental la vérification des prédictions théoriques est soumise à des difficultés multiples qui comprennent d'une part l'écoulement (i.e. plage de température accessible, type de forçage, sa qualité en termes de stationnarité, la taille de l'échelle intégrale L etc.), les contraintes liées à la technologie cryogénique et, d'autre part, la résolution spatiale limitée des sondes (environ 500 μm pour le micro-Pitots [197]) de vitesse locale actuellement disponibles. De plus, la mesure de la déviation du comportement de la cascade turbulente par effet du superfluide par rapport à la cascade de la turbulence classique, nécessite la compréhension de cette dernière, un problème qui est loin d'être résolu.

1.5 Objectifs de la thèse

Cette thèse a pour objectif d'apporter une contribution expérimentale à l'étude et à la compréhension de la turbulence développée (classique)    très haut nombre de Reynolds et de la turbulence quantique en He II. Une première phase consistera à réaliser le banc d'essai : une soufflerie cryogénique capable de générer un écoulement de jet axi-symétrique d'hélium liquide par forçage inertiel permettant d'atteindre des nombres de Reynolds très élevés dans des conditions expérimentales contrôlées (i.e. vitesse, température etc.). Cette installation sera ensuite soumise à une phase d'étude des performances et d'étalonnage à basse température. Pour étudier la statistique de la vitesse et de la vorticité du champ turbulent du jet nous utiliserons les techniques d'anémométrie à fil chaud et de mesure de la dynamique de la vorticité par diffusion d'ultrasons. L'utilisation de ces techniques, qui sont couramment utilisées à température ambiante en conditions expérimentales moins exigeantes, devra être repensée et adaptée à l'environnement cryogénique.

L'analyse de la statistique des mesures Eulériennes de vitesse en He I nous permettra dans un premier temps de vérifier le comportement de l'écoulement du jet (i.e. convergence statistique, stationnarité, échelles caractéristiques de l'écoulement etc.) pour, ensuite, analyser la statistique des incréments de vitesse longitudinaux et

les exposants des fonctions de structure à haut nombre de Reynolds pour confronter les résultats aux modèles disponibles dans la littérature (i.e. K41, KO62 etc.).

L'utilisation d'une technique d'anémométrie, le fil chaud, basée sur l'échange thermique par convection forcée entre le capteur et l'écoulement pose des questions sur le mode de fonctionnement du capteur dans l'hélium superfluide où les transferts de chaleur sont majoritairement propagatifs. Les résultats obtenus en He I nous permettrons d'analyser les signaux de la turbulence dans le superfluide et mettre en évidence les similarités et les différences dans le comportement du champ turbulent.

1.6 Organisation du manuscrit

Le manuscrit est organisé de la façon suivante. Le chapitre 2 présente en détail le dispositif expérimental qui a été développé pour l'étude comparative de la turbulence classique et superfluide en utilisant un écoulement de référence : le jet axi-symétrique. Ce type d'écoulement a l'avantage d'être caractérisé par une croissance linéaire de l'échelle intégrale longitudinale et une décroissance inverse de la vitesse moyenne (conservation du flux de quantité de mouvement) le long de l'axe. Ainsi, l'évolution du jet le long de l'axe se fait à nombre de Reynolds constant ce qui permet d'adapter la résolution spatiale finie des capteurs simplement en ajustant la position longitudinale de ces derniers en aval de la buse (effet "loupe" comme le dit B. Castaing). En particulier on détaillera les solutions techniques adoptées pour réaliser une boucle hydraulique capable de travailler dans la plage de températures comprises entre 4.2 K et 1.7 K à des pressions supérieures à la pression critique de l'hélium (2.25×10^5 Pa), le montage mécanique et sa mise à point à basse température.

Le chapitre 3 présente le travail de caractérisation de l'écoulement à l'intérieur de la soufflerie. Les premières campagnes de mesure ont révélé la présence d'un phénomène quasi-stationnaire de précession du jet à grande échelle. Ce comportement inattendu mais déjà observé au CRTBT est caractérisé à température ambiante à l'aide de la technique d'anémométrie à fil chaud et de mesures de pression à la paroi dans une maquette qui simule la boucle cryogénique. Les résultats obtenus ont permis, d'une part, d'identifier le phénomène et, d'autre part, de trouver une solution. De plus, ces résultats nous fourniront une base de données sur les propriétés statistiques de l'écoulement à comparer avec les mesures à basse température.

Le chapitre 4 est consacré au développement et à la mise en oeuvre des anémomètres à fil chaud métalliques à basse température. Après une introduction à la technique de mesure par anémométrie à fil chaud et une revue de l'état de l'art des applications cryogéniques on présente le travail de caractérisation, fabrication et mise en oeuvre des fils chauds métalliques aux basses températures. En particulier on discutera de l'intégration des sondes avec la soufflerie et des améliorations apportées en trois générations de fils chauds successives.

Le chapitre 5 et 6 présentent les résultats obtenus à très grand nombre de Reynolds avec les fils chauds dans l'hélium liquide à des températures respectivement supérieures et inférieures à T_λ . Dans l'He I l'analyse comprend la procédure d'étalonnage, le filtrage à l'aide de la technique de décomposition modale empirique (EMD), la caractérisation de l'écoulement en termes de nombre de Reynolds Re_λ , d'échelles

caractéristiques et enfin l'analyse de la statistique des incréments de vitesse et des fonctions de structure. Le comportement du fil chaud en He II est ensuite abordé.

Enfin le chapitre 7 présente la technique de mesure dynamique de la vorticité par la diffusion d'ultrasons et les mesures réalisées dans la soufflerie.

Chapitre 2

Soufflerie cryogénique

2.1 Introduction

Dans ce chapitre nous allons décrire le dispositif expérimental dédié à l'étude comparative de la turbulence classique et de la turbulence quantique dans un écoulement d'hélium liquide obtenu par forçage inertiel à des températures comprises entre 4.2 K et 1.7 K. La soufflerie cryogénique a été conçue avec l'objectif de produire dans des conditions expérimentales contrôlées un écoulement de référence de type jet axi-symétrique. L'intérêt de travailler avec une configuration de ce type est multiple. D'une part, le comportement hydrodynamique du jet axi-symétrique est très bien documenté dans la littérature [252] ce qui permet de calibrer l'installation expérimentale en travaillant en He I avant d'aborder l'étude de la turbulence quantique dans la même géométrie. D'autre part, les mêmes caractéristiques intrinsèques du jet axi-symétrique (i.e. l'évolution axiale de l'échelle intégrale longitudinale à nombre de Reynolds Re_D constant) permettent d'adapter l'écoulement à la résolution spatiale des capteurs existants (i.e. micro Pitots et fils chauds).

Le chapitre est organisé de la façon suivante. Nous commencerons par un survol de l'état de l'art des installations dédiées à l'étude de la turbulence classique et/ou quantique avec l'objectif d'identifier les problèmes associés aux basses températures et des solutions techniques utiles au développement de notre dispositif expérimental. Le fonctionnement global de la soufflerie sera abordé avant de détailler les composants principaux de la soufflerie (i.e. la pompe centrifuge, la mécanique de l'arbre, la chambre de test et les buses) et les systèmes de contrôle associés à l'installation. Enfin nous présenterons les performances de la boucle expérimentale en termes de nombres de Reynolds accessibles en fonction de la température du fluide.

2.2 Installations cryogéniques : état de l'art

Dans cette partie on présente une revue des installations cryogéniques expérimentales dédiées à l'étude de la turbulence classique et superfluide afin de comprendre les problématiques technologiques et les défis techniques à prendre en compte dans le développement de notre soufflerie. Sans prendre en considération les souffleries cryogéniques industrielles [106, 120], par exemple la soufflerie cryogénique à l'azote gazeux ETW European Transonic Windtunnel, on focalisera notre attention aux configurations qui permettent le forçage inertiel des écoulements turbulents de type jet axi-symétrique, von Kármán et de grille [162, 180]. De plus, la nécessité d'obtenir une bonne convergence statistique des données en conditions stationnaires, nous per-

met d'exclure des écoulements turbulents obtenus par le déplacement d'un soufflet [253] ou d'une grille tractée dans un canal d'hélium liquide stagnant [210].

2.2.1 Écoulement de type Von Kármán

Une cellule de type Von Kármán cylindrique de 80 mm de diamètre et de 200 mm de hauteur a été utilisée pour obtenir un écoulement d'hélium liquide à fort taux de turbulence par [147]. Deux disques équipés de 4 aubes sont mis en rotation par deux moteurs électriques (la fréquence de rotation typique est 6 Hz). L'ensemble est immergé dans un bain d'hélium liquide pompé. Les mesures faites à l'aide d'un capteur de pression totale à des températures comprises entre 2.3 K et 1.4 K constituent la première observation du spectre de puissance de la vitesse évoluant selon une loi de puissance en $f^{-5/3}$ dans l'hélium superfluide. La simplicité de la cellule a permis ensuite l'étude de l'effet du forçage sur le processus de cascade par [153] dans l'hélium gazeux.

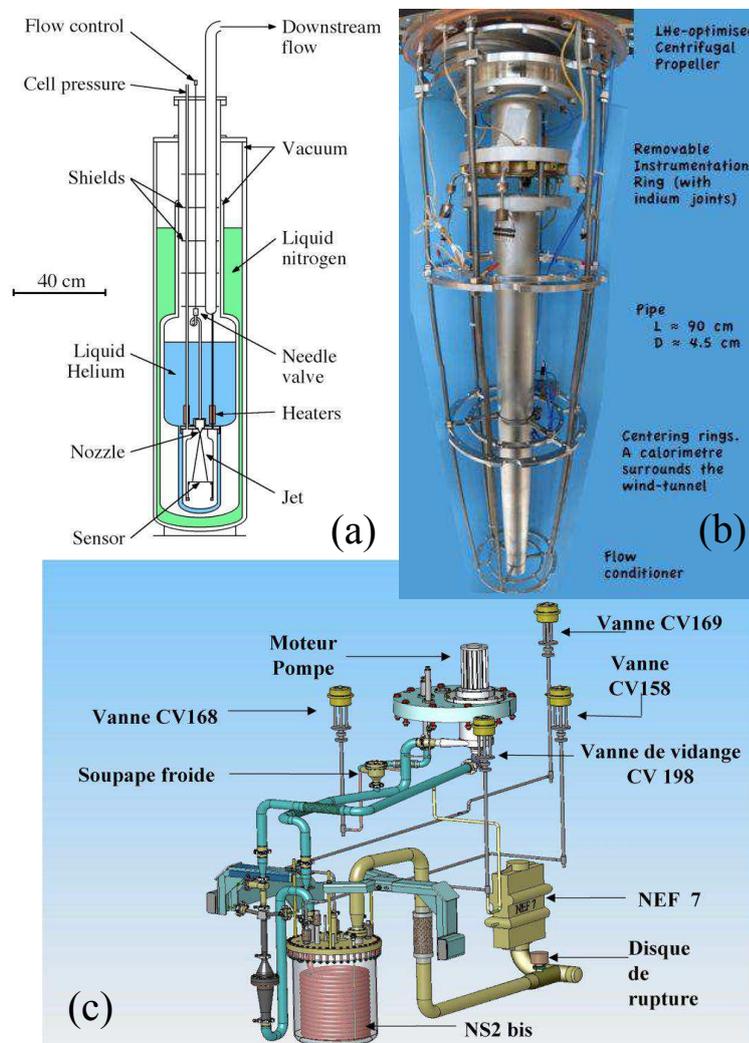


FIGURE 2.1: Installations expérimentales pour l'étude la turbulence classique et quantique. Jet d'hélium gazeux au CRTBT (a), soufflerie TOUPIE (b) et expérience TSF (c). Source : www.vortices.eu

2.2.2 Jet CRTBT

Un écoulement de type jet rond axi-symétrique d'hélium gazeux a été choisi pour [43, 159, 47] pour réaliser une expérience dédiée à l'étude de la turbulence classique à grand nombre de Reynolds. Le jet d'hélium gazeux se développe à l'intérieur d'une chambre verticale de 120 mm de diamètre et 300 mm de longueur (voir la figure (2.1 (a))) à partir d'une buse conique ayant un angle de contraction de 30° et 2 mm de diamètre. L'expérience accumulée avec le jet d'hélium gazeux du CRTBT a permis le développement de l'installation expérimentale GReC (Grand Reynolds et Cern) qui utilise le même principe de fonctionnement en exploitant les liquéfacteurs du CERN (puissance froide de 5 kW à 4.5 K). L'hélium liquide provenant du liquéfacteur est gazéifié et injecté à l'intérieur de la chambre de test de 4.8 m de hauteur et 1.1 m de diamètre à travers une buse conique de 25 mm de diamètre pour obtenir un écoulement de type jet axi-symétrique. Le débit varie entre 1 g s^{-1} et 250 g s^{-1} ce qui correspond à un nombre de Reynolds compris entre 0.76×10^7 et 10×10^7 [170]. Les capteurs sont positionnés sur l'axe du jet à 1250 mm en aval de la buse [171, 177] ($x/D = 50$).

2.2.3 Turbulence de grille TSF

La collaboration TSF (Turbulence SuperFluide) utilise une boucle fermée de circulation d'hélium liquide (voir la figure (2.1 (c))) pour l'étude comparative de la turbulence en He I/He II générée par une grille passive en utilisant des fils chauds supraconducteurs, des sondes Pitot, des pinces à second son et des capteurs acoustiques pour la mesure de la vorticité par diffusion acoustique [60]. La veine d'essai (27.3 mm de diamètre) est intégrée à l'intérieur de l'enceinte d'un réfrigérateur dont la puissance frigorifique est de 400 W    1.8 K. Elle utilise un circulateur Barber-Nichols pour atteindre des vitesses moyennes comprises entre 0.4 m s^{-1} et 5 m s^{-1} qui correspondent à un nombre de Reynolds intégral (calculé à partir de la maille de la grille $M = 3.9 \text{ mm}$) entre 1×10^5 et 2×10^6 en He I. La température varie entre 1.65 K et 2.6 K et la pression est maintenue à $4 \times 10^5 \text{ Pa}$, c'est à dire au dessus de la pression critique de l'hélium pour éviter la cavitation [193]. L'écoulement de grille été choisi avec l'objectif d'obtenir une turbulence homogène et isotrope, mais aussi pour son faible taux de turbulence de l'ordre de 2–3%, qui permet de discriminer les fluctuations de la vitesse alignées avec l'écoulement moyen et de mieux vérifier l'hypothèse de Taylor (hypothèse de turbulence gelée) [59]. Les résultats obtenus avec les sondes Pitot [197, 196] semblent confirmer le comportement en loi de puissance du spectre longitudinal de vitesse avec un exposant de $-5/3$ en He II.

2.2.4 Installation TOUPIE

Une dernière installation que nous citons est la soufflerie TOUPIE (voir la figure (2.1 (b))) qui a été développée par P.-E. Roche et son équipe à l'Institut Néel [196]. Il s'agit d'une conduite de 43 mm de diamètre et 90 mm de longueur installée à l'intérieur d'un cryostat de 3 m de hauteur. Une pompe centrifuge est mise en rotation par un moteur électrique positionné à température ambiante. La pressurisation de la veine d'essai est obtenue par hauteur piézométrique (environ 1 m) du bain d'hélium et la température est contrôlée, entre 4.2 K et 1.56 K où $\rho_s/\rho_n = 5.8$, en faisant varier la pression de saturation de celui ci. L'avantage d'une telle solution est associé à la réduction sensible des temps de mise en froid et de la complexité mécanique (par rapport à l'installation TSF). La conduite d'essai peut être chan-

gée pour augmenter l'échelle d'injection de l'énergie et ainsi adapter la résolution spatiale des capteurs existants.

2.2.5 Remarques

Les expériences cryogéniques décrites dans cette revue nous montrent que :

- Il est nécessaire de choisir un écoulement de référence qui permet l'étalonnage (in-situ des capteurs) et la comparaison des résultats obtenus avec la littérature ;
- L'installation de plusieurs capteurs est obligatoire pour assurer un degré de redondance à l'expérience compte tenu des difficultés intrinsèques de la cryogénie ;
- Il est nécessaire de réaliser une soufflerie qui permette couvrir une variation importante du rapport ρ_s/ρ en assurant la stabilité thermique de l'écoulement ;
- Le forçage inertiel peut être obtenu au prix de l'augmentation de la complexité mécanique de l'installation.

2.3 Installation expérimentale HeJet

Pour répondre à ce exigences nous avons choisi de réaliser une soufflerie cryogénique pressurisée à boucle fermée qui permet d'étudier la turbulence développée d'un jet rond (axi-symétrique) en utilisant simultanément plusieurs transducteurs dans des conditions de pression et de température contrôlées.

2.3.1 Description générale

L'installation expérimentale, nommée HeJet, est une soufflerie cryogénique pressurisée en circuit fermé (voir la figure (2.2 (a))) alimentée par une pompe centrifuge. Si on considère le circuit à partir de la section de sortie de la pompe centrifuge, en suivant le sens de circulation de l'écoulement, la boucle se compose d'une série de composants structurellement intégrés : un débitmètre de type Venturi, un échangeur hélicoïdal, une section de stabilisation de l'écoulement et enfin une chambre de test cylindrique. L'hélium liquide traverse la buse et le jet axi-symétrique se développe à l'intérieur de la chambre de test qui contient les capteurs comme montré sur la figure (2.2 (b)).

La température et la pression de l'hélium liquide circulant dans la boucle sont modifiées de façon indépendante afin de contrôler les propriétés physiques du fluide et de maintenir un point de fonctionnement stable pendant les expériences. Le contrôle de la température est obtenu en immergeant la soufflerie dans un bain d'hélium liquide (la source froide) à pression et température de saturation, respectivement P_{sat} et T_{sat} , contenu dans un cryostat en acier inoxydable à double paroi sous vide de 150 L de volume. L'ensemble est assimilable à un bain Claudet inversé [145]. Une pompe primaire à palette Leybold-Vacuum SV-300B de débit nominal $300 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ permet de réduire la pression du bain saturé (et donc sa température) entre $1 \times 10^3 \text{ Pa}$ et 22 Pa absolus (c'est à dire entre 4.2 K et 1.7 K) et ainsi de réguler la température du liquide qui circule à l'intérieur de la boucle T_b grâce à l'échangeur hélicoïdal. Le bain de refroidissement permet d'extraire la puissance parasite liée aux pertes thermiques dans le cryostat, la puissance liée au flux critique dans l'He II et la puissance variable liée à la dissipation visqueuse de l'écoulement turbulent qui dépend du régime de fonctionnement de la pompe centrifuge.

Une vanne de laminage automatique à papillon est interposée entre le bain et la pompe primaire et permet de contrôler la pression du bain. La pression (P_b) du liquide qui circule dans la boucle est maintenue au dessus de la pression critique de l'hélium, $P_c \simeq 2.25 \times 10^5$ Pa, en utilisant un circuit d'hélium gazeux dédié. Cela permet d'éviter la cavitation [42, 97] aux extrémités des aubes de la turbine centrifuge et la nucléation de bulles perturbant le régime de transfert thermique à la surface des anémomètres à fil chaud. En conditions expérimentales nominales la soufflerie est maintenue entre 2.6×10^5 Pa et 2.8×10^5 Pa. La figure (2.3) montre les points de fonctionnement de l'installation en termes de T_b et P_b superposés au diagramme de phase de l'hélium (^4He). L'ensemble constitué par la boucle expérimentale et le bain de refroidissement d'hélium est ensuite immergé dans un cryostat en double paroi d'azote liquide à pression atmosphérique (77 K) de 350 L de volume afin de réduire les apports de chaleur vers la source froide par rayonnement.

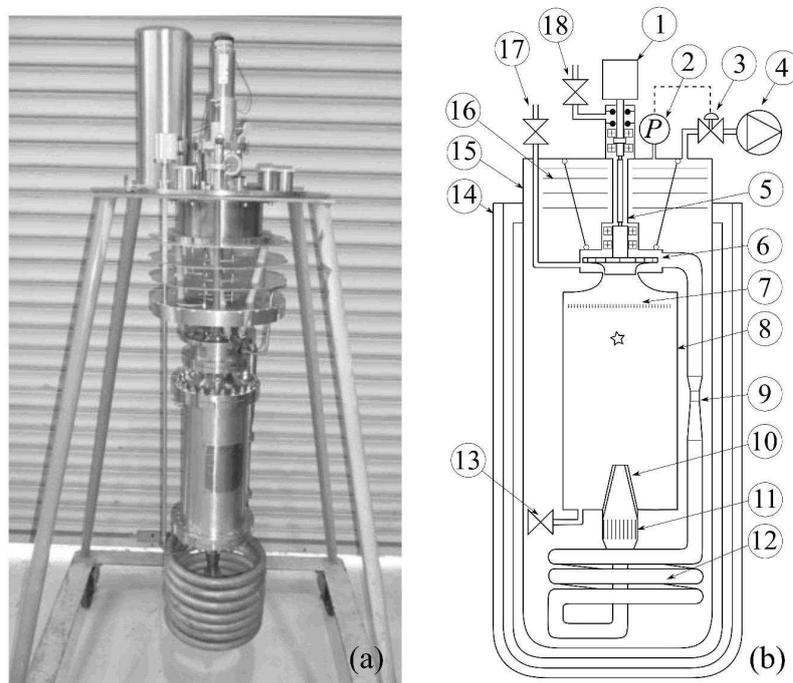


FIGURE 2.2: Image de la soufflerie cryogénique HeJet avant d'être insérée dans le cryostat (a) et schéma (échelle arbitraire) de l'installation (b). (1) Moteur électrique, (2) transducteur de pression MKS-Baratron, (3) vanne à papillon MKS, (4) pompe primaire à palettes, (5) ligne d'arbre, (6) turbine centrifuge, (7) grille, (8) chambre de test, (9) débitmètre Venturi, (10) buse, (11) nid d'abeille, (12) échangeur hélicoïdal, (13) vanne de remplissage froide, (14) cryostat LN₂, (15) cryostat LHe, (16) écrans thermiques, (17) circuit de pressurisation, (18) circuit de pressurization du passage rotatif étanche.

2.3.2 La pompe

La pompe centrifuge et sa ligne d'arbre sont le coeur de l'installation cryogénique en termes de complexité mécanique et sont soumises à différentes contraintes techniques et expérimentales. La pompe centrifuge se compose d'une roue fermée sans inducteur en acier inoxydable de 135 mm de diamètre avec 6 aubes courbes. Le diamètre de la section d'aspiration est 62 mm et le diamètre de la section de refoulement est 30 mm. Le corps de la pompe est réalisé en acier inoxydable 304L comme le reste de la boucle (sauf l'échangeur hélicoïdal qui est réalisé en cuivre). La roue est mise en rotation par un moteur à courant continu Dunkermotoren de

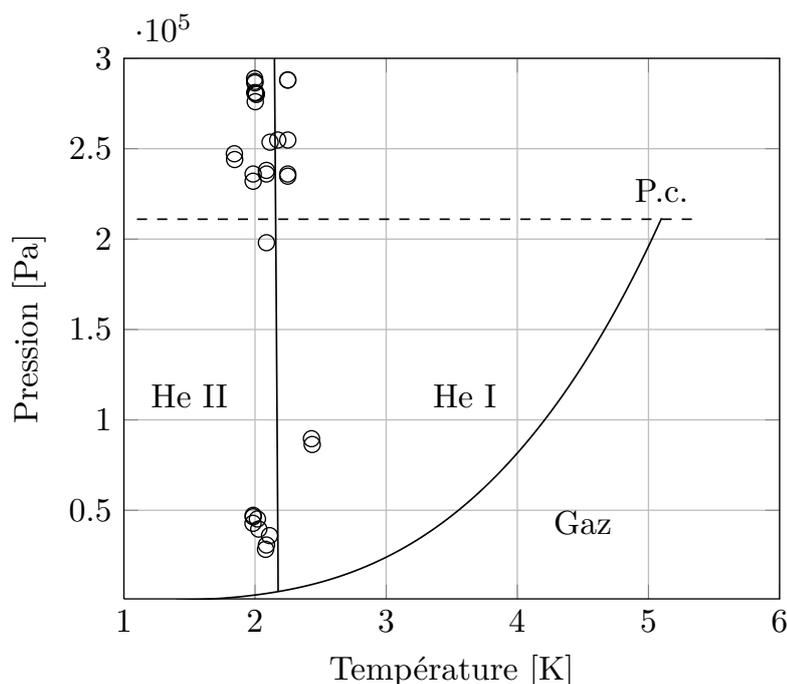


FIGURE 2.3: Points de fonctionnement de la soufflerie cryogénique HeJet en termes de pression et de température.

type GR63X55 ayant une vitesse maximale de rotation de 3350 tours par minute. Le moteur est alimenté par une alimentation électrique continue TTi type TSX3510P (35 V et 10 A) et la vitesse de rotation est mesurée en utilisant une dynamo Hubner-Berlin GT5.05L/407 montée sur l'arbre. La tension de la dynamo, qui varie entre 0 V et 21 V, est utilisée comme signal de mesure par la source TTi qui opère en mode de régulation de la tension en boucle fermée. Un réducteur de vitesse Hubner-Berlin avec un rapport de réduction de 4.5 : 1 peut être installé pour travailler à faible vitesse.

2.3.3 La ligne d'arbre

Le moteur de la pompe centrifuge est installé à l'extérieur du circuit et à température ambiante, par rapport à d'autres installations expérimentales (moteur dans le bain saturé dans l'installation de type von Kármán [147, 153], moteur dans le bain pressurisé dans le cas de la soufflerie développée par [59]). Cette solution présente l'avantage d'éliminer une source de dissipation thermique parasite et de réduire le bruit électromagnétique à l'intérieur de la boucle mais elle nécessite le développement d'une ligne d'arbre traversant le cryostat et d'un système d'étanchéité entre l'axe tournant de la pompe et le cryostat. Pour satisfaire au mieux les différentes contraintes nous avons opté pour la séparation physique des composants majeurs de la ligne d'arbre (voir la figure (2.4)) en réalisant trois sous-ensembles : le sous-ensemble "chaud", "intermédiaire" et "froid".

2.3.3.1 Passage étanche rotatif

Le sous-ensemble "chaud" contient le passage étanche rotatif (voir la figure (2.4(a))) qui permet :

- d’assurer l’étanchéité de la boucle pendant la phase de préparation de la campagne de mesure (i.e. le test de fuite de la soufflerie après l’assemblage des composants et évacuation de l’air à l’intérieur du circuit avant de le substituer avec l’hélium gazeux pour la mise en froid),
- de la pressuriser à une pression supérieure à la pression critique de l’hélium,
- et dans le même temps permet la rotation de l’arbre de la turbine à la vitesse maximale.

Un corps en acier inoxydable 304L, fixe par rapport à la bride supérieure d’He-Jet, contient un arbre en acier à haute dureté (type 45CD-4) de 25 mm de diamètre ayant une surface rectifiée (rugosité moyenne Ra 1.6). Deux roulements à billes avec cage de guidage permettent le centrage de l’arbre par rapport au corps fixe. L’arbre, qui est relié par un accouplement flexible au moteur électrique de la pompe, peut tourner à travers deux joints à lèvres en polymère séparés de 25 mm. L’étanchéité est obtenue en injectant dans le volume mort compris entre les deux joints de l’hélium gazeux sous pression ce qui permet d’ajuster la pression de contact des lèvres. L’ensemble est lubrifié (les composants sont positionnés à température ambiante) à l’huile pour réduire la dégradation des surfaces en contact. Suite à l’expérience accumulée pendant le travail de thèse nous avons déterminé qu’une bonne pratique expérimentale consiste à vidanger le circuit de pressurisation du passage étanche avant chaque campagne (pour éviter la formation de glaçons en cas de fuite vers l’intérieur de la boucle) et de réguler le circuit de pressurisation des lèvres à une pression constante d’environ 3×10^4 Pa.

2.3.3.2 Restriction

Pour atteindre des régimes de fonctionnement de la soufflerie à des températures inférieures à T_λ et à des pressions supérieures à la pression de saturation on exploite le principe du bain stratifié de type Claudet [145] : il est nécessaire d’utiliser une réduction de la section pour atteindre le gradient de température $T_\lambda - T_b$ sans engendrer une perte de puissance trop importante. Pour cela, on prend en compte les propriétés uniques de transport de chaleur dans l’hélium superfluide stagnant en s’appuyant sur la description de l’hélium superfluide par le modèle à deux fluides et en prenant en considération l’interaction entre la composante normale et superfluide (formation des vortex quantiques) par effet de la force de friction mutuelle. Pour des faibles flux de chaleur dans un canal de section constante et diamètre d (tel que la vitesse de la composante superfluide est inférieure à la vitesse critique) l’écoulement du fluide normal est laminaire et le gradient de température ∇T dépend du flux de chaleur Q selon l’équation :

$$\nabla T = \left(\frac{\beta \eta_n}{(\rho S)^2 d^2 T} \right) Q, \quad (2.1)$$

où S est l’entropie massique, η_n est la viscosité de la composante normale, β est une constante qui dépend de la géométrie du canal et ρ est la densité totale. Le terme entre parenthèses peut être vu comme la conductivité thermique équivalente du liquide dans ce régime (dit de Landau). Pour des flux thermiques plus importants, entre quelques mW cm^{-2} et le W cm^{-2} , l’interaction entre la composante normale et superfluide, par le biais de la force d’interaction mutuelle, donne lieu à la turbulence superfluide qui diminue l’efficacité du transport de chaleur. Dans ce régime, dit de Gorter-Mellink le gradient de température dépend du flux de chaleur selon :

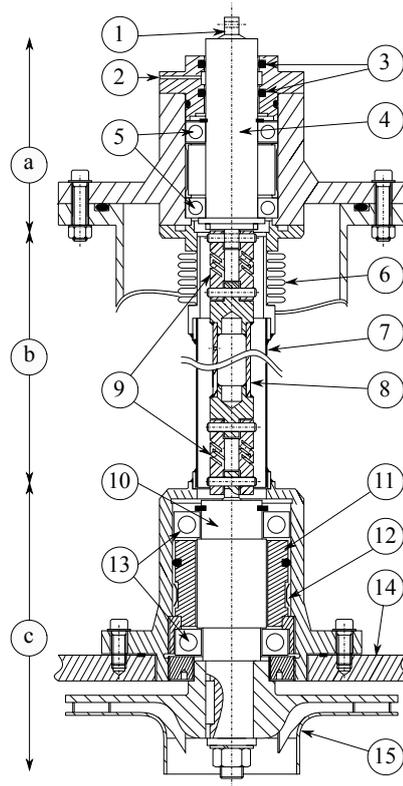


FIGURE 2.4: Schéma détaillé (échelle arbitraire) de la ligne d'arbre. Sous-ensemble "chaud" (a), "intermédiaire" (b) et "froid" (c). (1) point d'attache du moteur, (2) circuit de pressurisation des joints d'étanchéité, (3) joints toriques, (4) arbre supérieur, (5) roulements, (6) soufflet, (7) tube de pression, (8) arbre en fibre de verre, (9) accouplements flexibles, (10) arbre inférieur, (11) entretoise, (12) ressort de centrage, (13) roulements à billes à revêtement céramique, (14) corps de pompe, (15) turbine centrifuge.

$$\nabla T = \left(\frac{A\rho_n}{S} \right) \left(\frac{Q}{\rho_s S T} \right)^m, \quad (2.2)$$

où ρ_s et ρ_n sont la densité de la composante superfluide et normale, respectivement et A est la constante de Gorter-Mellink [95]. L'exposant m prend la valeur de 3 selon la théorie mais les résultats expérimentaux montrent une valeur comprise entre 3.3 et 3.4 [201]. On peut donc réécrire le gradient :

$$\nabla T = \frac{Q^m}{f(T, P)}, \quad (2.3)$$

où la fonction $f(T, P)$ qui peut être assimilée à une conductivité thermique apparente est déterminée expérimentalement. Pour un canal de section constante et de longueur L on peut donc déterminer le flux de chaleur maximal en intégrant l'équation (2.3) dans l'intervalle de température ($T_\lambda - T_c$) :

$$QL^{\frac{1}{m}} = \left[\int_{T_c}^{T_\lambda} f(T, P) dT \right]^{\frac{1}{m}}. \quad (2.4)$$

L'intégrale de conductivité thermique apparente a été mesurée expérimentalement par [145] et compilée dans [194]. L'équation (2.4) nous permet de dimensionner la longueur et la surface de la restriction calibrée pour réaliser le gradient de

température le long de la ligne d'arbre en imposant T_c et la puissance thermique admissible. La restriction prend la forme d'un entretoise cylindrique en acier de 50 mm de longueur qui vient se positionner dans le corps de la pompe centrifuge (le sous-ensemble "froid" montré sur la figure (2.4 (c))) entre les deux roulements qui supportent l'arbre de la roue centrifuge. Dans la ligne d'arbre l'hélium liquide se stratifie et l'entretoise, par effet de la réduction de la section de fuite, sépare la zone à $T = T_\lambda$ du circuit de la soufflerie à $T = T_c$. En imposant une température de l'hélium de 1.8 K et la longueur L de l'entretoise on obtient un flux de chaleur maximal de $3.51 \times 10^4 \text{ W m}^{-2}$. Si on accepte une perte de puissance de 0.3 W la surface de la restriction correspond à $8.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2$ et la différence admissible entre le rayon de l'arbre et le rayon de l'entretoise est limitée à 0.09 mm. Son centrage par rapport à l'arbre de la turbine est assuré par un joint en polymère torique et par un ressort en cuivre entourant la pièce métallique. De la même manière on calcule la section de passage du tube d'amenée de l'hélium gazeux utilisé pour la pressurisation de la soufflerie. Pour celui-ci on utilise un capillaire de 0.2 mm de diamètre interne et qui impose une limite de puissance admissible de 0.1 W à 1.8 K. On trouve une longueur L de 300 mm.

2.3.3.3 Sous-ensemble intermédiaire

Le sous-ensemble dit "intermédiaire" permet de relier le palier du passage étanche et le palier de la turbine en limitant les pertes thermiques. Le système se compose d'un tube en acier inoxydable de 0.5 mm d'épaisseur et de 410 mm de longueur qui contient le fluide pressurisé. À l'intérieur de ce dernier, un arbre en fibre de verre renforcée par de la résine epoxy G-10 (GFRP glass fiber reinforced plastic) creux de 18 mm de diamètre interne et 1.1 mm d'épaisseur relie le palier du passage étanche au palier de la turbine centrifuge. Les erreurs d'alignement entre les paliers et les contractions différentielles de l'ensemble sont compensées en utilisant deux accouplements flexibles aux extrémités de l'arbre en GFRP et un soufflet métallique.

2.3.3.4 Hexapode

Une structure à treillis constituée de 6 tiges creuses de 300 mm de longueur (22 mm de diamètre externe et 19 mm de diamètre interne) en fibre de verre GFRP supporte le poids de la soufflerie. Elle relie le corps de la pompe à la bride supérieure du cryostat du bain pompé. L'hexapode supporte aussi 4 écrans thermiques de 395 mm de diamètre en aluminium espacés de 55 mm. Les écrans ont la fonction de réduire l'apport de chaleur par rayonnement depuis la bride de fixation (à température ambiante) vers le bain.

2.3.4 La buse

En aval de la section de refoulement de la pompe, avant de passer à travers la buse, le circuit se compose d'un débitmètre de type Venturi (décrit en détail dans le paragraphe 2.4.1), de l'échangeur hélicoïdal en cuivre de 40 mm de diamètre, 1 mm d'épaisseur et 6 m de longueur et d'une section de laminarisation. Celle-ci a pour fonction de réduire le taux de turbulence résiduel et d'homogénéiser le profil de vitesse de l'écoulement avant l'entrée dans la buse en dissipant les éventuelles structures cohérentes dues à la géométrie de l'échangeur et à la présence de coudes dans le circuit [178]. Cette section se caractérise par un divergent de 4.7° (rapport d'expansion de 1 : 2.8) sur une longueur de 50 mm, qui permet de raccorder la section à l'échangeur, suivie par une partie cylindrique de 50 mm de diamètre qui

contient 3 couches de nid d'abeille en aluminium (cellules hexagonales de 3.2 mm de côté) pour une épaisseur totale de 15 mm.

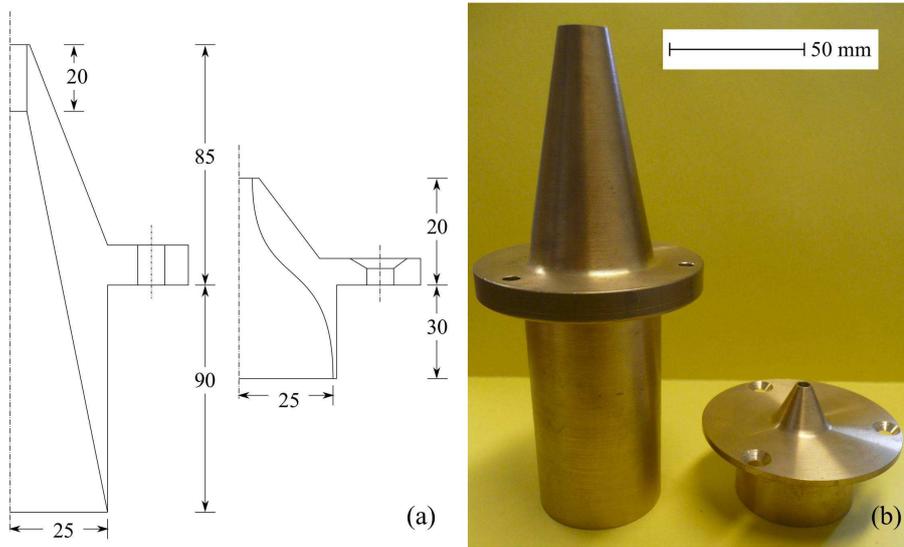


FIGURE 2.5: Schéma (a) (dimensions en mm) et image (b) de la buse conique de 8 mm de diamètre (à gauche) et de la buse de 5 mm de diamètre avec profil polynomial (à droite).

Deux buses, montrées sur la figure (2.5), de diamètre de la section de sortie, d'évolution du profil de la section interne et de caractéristiques géométriques différentes, ont été réalisées en laiton. La première buse a un diamètre de sortie D de 8 mm et un rapport de contraction de 14 :1 sur une longueur de 22 diamètres. Le profil de la paroi est conique, avec un angle de 7° , suivi d'une section de sortie cylindrique de 20 mm de longueur (voir le schéma montré sur la figure (2.5) (a)). La rugosité moyenne de la surface interne est $32 \mu\text{m}$. Cette buse a été utilisée seulement pendant les premières expériences d'étalonnage et de mise au point de l'installation. Du fait de la longueur du cône, par rapport à la surface de la bride du fond, la distance maximale de positionnement des sondes en aval de la section de sortie est alors limitée à 30-40 diamètres. Une telle distance est généralement considérée comme insuffisante pour garantir le comportement auto-similaire du jet (régime dit de "turbulence développée") [33].

Afin d'augmenter la distance disponible aux mesures (au moins 60-70 diamètres en aval de la section de sortie) nous avons conçu une nouvelle buse ayant un diamètre de sortie et une longueur totale réduite. Avec l'objectif d'éviter le décollement de la couche limite par effet du gradient longitudinal de pression négatif (apparition de phénomènes non stationnaires) [26, 114] et de réduire l'épaisseur de la couche limite en sortie pour obtenir un profil de vitesse le plus uniforme possible (de type "top-hat") nous avons choisi une loi de raccordement polynomiale d'ordre 5 [23] pour l'évolution longitudinale du rayon de la section $R(\xi)$ de type :

$$R(\xi) = [-10\xi^3 + 15\xi^4 - 6\xi^5] (R_e - R_s) + R_e, \quad (2.5)$$

où R_e et R_s sont, respectivement, les rayons des sections d'entrée et de sortie. $\xi = x/L$ est le rapport entre la coordonnée axiale x et la longueur de la buse L . Le diamètre de sortie de la buse (voir la figure (2.5)) est de 5 mm pour un rapport de contraction de 36 :1 sur une longueur de 10 diamètres. Dans cette configuration il

est possible de positionner des capteurs dans l'écoulement entre 60 et 66 diamètres en aval de la buse.

2.3.5 La chambre de test

Le jet axi-symétrique se développe à l'intérieur de la chambre de test cylindrique de la soufflerie (voir la figure (2.2)). Le cylindre qui se caractérise par une longueur de 470 mm et un diamètre de 200 mm est réalisé en acier inoxydable 304L. Deux rails métalliques avec des trous filetés espacés de 20 mm sont soudés à la paroi pour permettre le positionnement des capteurs à l'intérieur de la chambre avec une précision de l'ordre de quelques mm dans les trois directions.

La section d'entrée de la chambre de test est constituée par la bride contenant la section de laminarisation, la buse et la vanne froide de remplissage de la boucle. Cette dernière se compose d'un vérin pneumatique positionné extérieurement au cryostat, à température ambiante, qui actionne un pointeau en Invar contre un siège en Invar[®] par l'intermédiaire d'un arbre en fibre de verre GFRP. La vanne est contrôlée manuellement en actionnant le distributeur du vérin (pressurisé par le réseaux d'azote gazeux du laboratoire). Une vanne de laminage à été introduite au cours des expériences pour modifier la vitesse d'ouverture et de fermeture du pointeau. Cette solution permet d'une part, de réduire le taux de dégradation de la surface des composants de la vanne (responsable d'une augmentation du taux de fuite) et d'autre part, de contrôler la phase de décharge du circuit, en prévision de l'arrêt de l'expérience et de la mise en sécurité de l'installation, pour éviter d'endommager les capteurs présents à l'intérieur (en particulier le micro Pitot). La section de sortie de la chambre est connectée au convergent en entrée de la pompe centrifuge en fermant le circuit. L'étanchéité entre chaque composant est assurée par des joints indium. Plusieurs passages étanches pour les câblages des capteurs de mesure et des thermomètres sont installés. À titre indicatif le temps d'assemblage de l'ensemble avant chaque campagne de mesure est de l'ordre de une semaine.

2.3.5.1 Systèmes de sécurité

Des systèmes de sécurité complètent la soufflerie. Un disque de rupture Witze-mann BDRI-AI-25-8.8 ayant une pression d'éclatement de $8.8 \times 10^5 \pm 10\%$ Pa à 7 K est installé sur la bride du fond de la chambre de test. En cas de surpression le disque de rupture décharge le contenu de la boucle dans le bain de refroidissement. Ce dernier est protégé par une soupape de sécurité de 50 mm de diamètre développée par le CEA-G/SBT qui se décharge à l'extérieur du cryostat.

2.4 Paramètres de contrôle

Dans ce paragraphe on va présenter en détail l'instrumentation associée au contrôle de l'installation (voir la figure (2.6)) et des paramètres physiques qui caractérisent le point de fonctionnement de la soufflerie. Les paramètres de contrôle sont la température du fluide, mesurée à plusieurs endroits de la soufflerie HeJet, la pression du bain de refroidissement, la pression de la boucle et la pression différentielle au bornes du débitmètre Venturi. À partir de celles-ci on peut calculer les propriétés physiques de l'hélium (i.e. la densité, la viscosité et le rapport ρ_s/ρ en He II) à pression et température données. Ensuite, grâce à la mesure du débit du circuit on a accès à la vitesse de l'écoulement en sortie de la buse ainsi qu'au nombre de Reynolds Re_D .

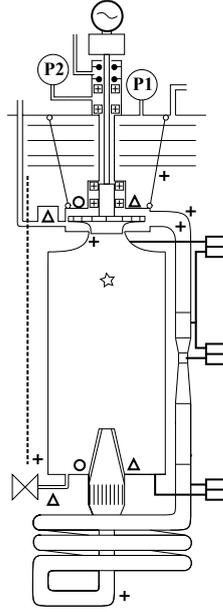


FIGURE 2.6: Schéma de l'instrumentation de l'expérience. (+) résistances pour la mesure du niveau, (Δ) sondes de température de type Carbone (\circ), sondes PT-100, (P1) capteur de pression du bain, (P2) capteur de pression du circuit. La ligne en pointillé représente la sonde de niveau supraconductrice. La dynamo pour la mesure de la vitesse de rotation de la turbine est placée au dessus du moteur.

2.4.1 Mesure du débit

La mesure du débit en fonction de la fréquence de rotation de la pompe f_p permet de mesurer la vitesse de l'écoulement en sortie de la buse et le nombre de Reynolds Re_D . Dans la soufflerie HeJet on utilise un débitmètre de type Venturi [205] ayant une section d'entrée de 20 mm de diamètre et un convergent conique de 30 mm de longueur (soit un angle de 5.19°). Le diamètre du col est de 9 mm et le diffuseur a une longueur de 78 mm (soit un angle de 2° pour éviter le décollement de la couche limite par effet du gradient de pression). La différence de pression entre l'entrée et le col du Venturi est mesurée au moyen d'un transducteur inductif de pression différentielle Validyne DP10-26 (plage de pression entre 0 Pa et 3.5×10^3 Pa). Le transducteur est associé à un conditionneur Validyne Carrier Demodulator de type CD280 à 4 voies opérant à une fréquence de 15 Hz. Le signal de tension entre 0 V et 12 V en sortie est digitalisé par un échantillonneur Agilent 34970A. Le débit massique est exprimé par la relation suivante :

$$\dot{m} = C_d \frac{D_i^2 \pi}{4} \sqrt{\frac{2 \Delta P \rho}{\left(1 - \left(\frac{D_i}{D_c}\right)^4\right)}}, \quad (2.6)$$

où ΔP est la différence de pression entre la section d'entrée, de diamètre D_i , et le col de diamètre D_c . C_d est le coefficient de décharge est défini comme le rapport entre le débit réel Q_r et le débit estimé Q_m en supposant qu'il n'y a aucune perte de charge dans le débitmètre Venturi.

Le transducteur de pression différentielle Validyne a fait l'objet d'une première phase d'étalonnage à basse température suivie par une campagne de test à température ambiante pour mesurer le coefficient de décharge en fonction du débit.

2.4.1.1 Etalonnage du Validyne

Pour la première phase cryogénique nous avons immergé le transducteur Validyne dans un bain d'hélium pompé et nous avons mesuré l'évolution du signal de tension issu du transducteur en fonction de la différence de pression imposée à des températures comprises entre 300 K et 2.06 K. La procédure de test comprend la répétition de plusieurs séries d'étalonnage pour s'assurer de l'absence d'hysteresis dans le comportement du capteur. Un circuit de pressurisation d'hélium gazeux a permis de tester le Validyne entre 0 Pa et 33×10^2 Pa. Comme référence on utilise une jauge de pression différentielle de type MKS-Baratron 398HD-01000 ayant une sensibilité de 1 Pa. La figure (2.7) (a)) présente la courbe d'évolution de la tension en fonction de la pression pour quatre températures.

L'écart relatif entre les données et la loi d'étalonnage nous permet d'estimer l'incertitude (dite de type A [28]) associée à l'instrument et à la chaîne de mesure (i.e. le conditionneur et l'échantillonneur). Le résultat des expériences est illustré sur la figure (2.7) (b)) en fonction de la pression différentielle. On remarque que l'incertitude instrumentale est indépendante de la température et inférieure à 1% dans la plage de pressions entre 7×10^2 Pa et 35×10^2 Pa et augmente à 2% pour une pression inférieure à 5×10^2 Pa. Dans ce travail on considère la dernière valeur dans le calcul de l'incertitude globale associée aux mesures du débit et de la vitesse.

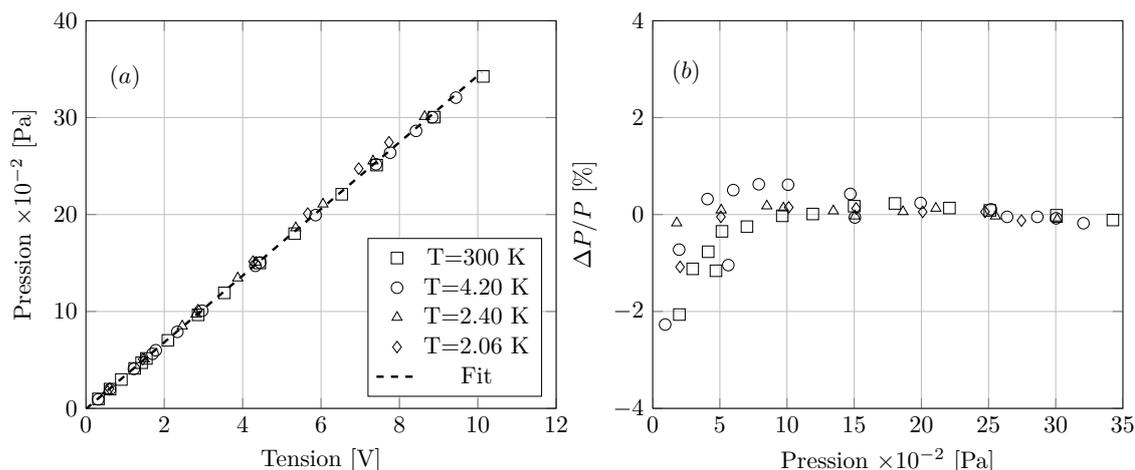


FIGURE 2.7: Etalonnage du transducteur pour la mesure de la différence de pression dans le débitmètre Venturi en fonction de la température (a) et mesure de la dispersion de l'écart relatif entre les mesures et l'étalonnage (b).

2.4.1.2 Coefficient de perte de charge

Pour la deuxième phase d'essais dédiée à la mesure du coefficient de décharge nous avons utilisé la boucle de test du CEA/SBT dédiée à la mesure des pertes de charge des échangeurs pour la réfrigération de forte puissance [91]. Le banc de test utilise l'azote provenant d'un réservoir sous pression. Le venturi de la soufflerie HeJet est installé en aval d'un détendeur 16×10^5 Pa- 1×10^5 Pa et en amont d'une vanne manuelle de laminage. En jouant sur l'ouverture progressive de cette dernière on peut contrôler le débit d'azote. Les instruments associés à l'installation comprennent un thermomètre Bourdon-Sedeme type E71TR, un débitmètre Endress-Hausser AT70F et une jauge de pression différentielle MKS 2200DD qui fonctionne dans la plage

de pressions comprises entre 0 Pa et 1×10^5 Pa (avec une incertitude de $\pm 0.01\%$ sur l'étendue de la mesure) en parallèle avec une jauge de pression différentielle KDG pour la plage de pressions comprises entre 0 Pa et 5×10^3 Pa (l'incertitude est $\pm 0.18\%$ sur l'étendue de la mesure).

La procédure de test est la suivante. La pression de la boucle est maintenue constante à environ 3×10^5 Pa en réglant manuellement le détendeur. En agissant sur la vanne de laminage aval du Venturi on sélectionne le débit. Un intervalle de temps d'environ 7 minutes est nécessaire pour atteindre la stabilisation de la température du gaz avant d'acquérir les données. Tous les instruments sont reliés à l'échantillonneur Agilent 34970A travaillant à une fréquence d'acquisition de 1 Hz. La longueur des fichiers enregistrés est de 1200 points. Le coefficient de décharge est ensuite évalué en comparant le débit mesuré par l'instrument associé à l'installation et notre débitmètre Venturi. Du moment que l'essai utilise de l'azote gazeux on considère, pour le calcul du débit, le coefficient de détente ϵ (il vaut 1 pour les liquides) [1, 238] qui est déterminé par l'équation :

$$\epsilon = \left[\left(\frac{\gamma \tau^{\frac{2}{\gamma}}}{\gamma - 1} \right) \left(\frac{1 - \beta_d^4}{1 - \beta_d^4 \tau^{\frac{2}{\gamma}}} \right) \left(\frac{1 - \tau^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{1 - \tau} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.7)$$

où τ est le rapport entre p_c et p_i , $\beta_d = D_c/D_i$ est le rapport de contraction et $\gamma = C_p/C_v$ est le rapport des chaleurs spécifiques ($\gamma = 1.40$ pour l'azote). La figure (2.8) montre le coefficient de décharge C_d en fonction du débit volumique compris entre 0.2 et $1.6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. On observe un plateau pour un débit compris entre 0.7 et $1.2 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Dans cette plage la valeur moyenne du C_d est 0.97 avec une incertitude d'étalonnage de 6% . Le comportement du coefficient de décharge pour des bas débits (entre 0.2 et $0.7 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) et pour les débits élevés (supérieures à $1.2 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) peut être expliqué par un fonctionnement hors gamme du débitmètre de référence Endress-Hauser, dans le premier cas, et par une évaluation incorrecte de la densité de l'azote par effet de la compressibilité.

L'analyse des données comprend l'évaluation quantitative des incertitudes expérimentales. Pour cela on utilise la loi des propagation des incertitudes associée à une mesure $r = r(X_1, X_2, \dots, X_J)$ qui dépend d'un nombre J de variables X_i [28]. On peut définir l'incertitude globale U_r de la mesure comme la somme de deux termes :

$$U_r^2 = B_r^2 + P_r^2, \quad (2.8)$$

où B_r est la loi de propagation des incertitudes instrumentales (type A) et P_r et l'incertitude d'origine statistique (type B) associée à la dispersion statistique des mesures. Le premier terme est défini comme :

$$B_r^2 = \sum_{i=1}^J \theta_i^2 B_i^2 + \sum_{i=1}^{J-1} \sum_{k=i+1}^J \theta_i \theta_k B_{ik}, \quad (2.9)$$

où B_i est l'incertitude associée à la mesure de la variable X_i . Le terme θ_i est le coefficient de sensibilité ainsi défini :

$$\theta_i = \frac{\partial r}{\partial X_i}. \quad (2.10)$$

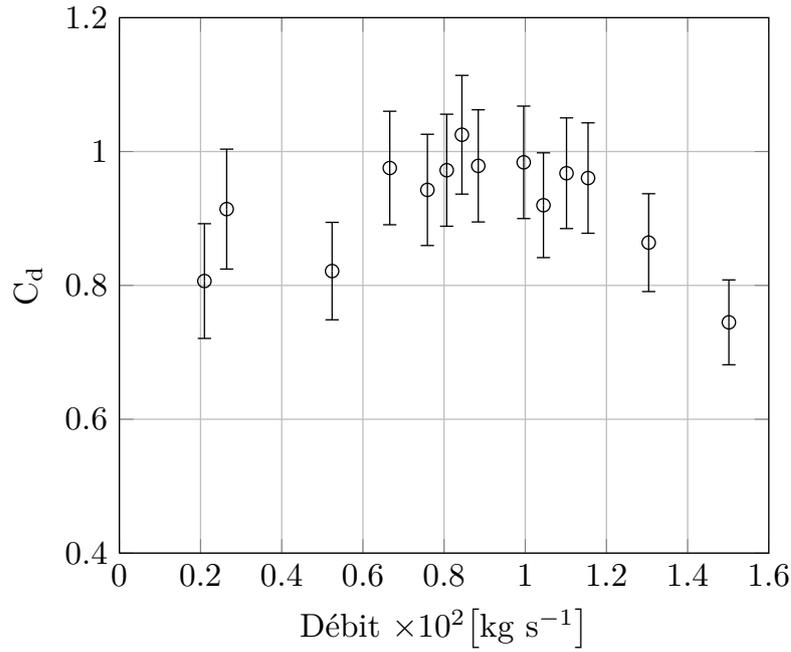


FIGURE 2.8: Evolution du coefficient de décharge C_d en fonction du débit massique. Test à température ambiante avec l'azote gazeux.

Le deuxième terme dans l'équation (2.9) prend en compte la corrélation éventuelle entre chaque variable X_i selon :

$$B_{ik} = \sum_{\alpha=1}^L (B_i)_\alpha (B_k)_\alpha, \quad (2.11)$$

où L est le nombre de X_i corrélés. Dans notre cas on considère les variables non corrélées et par conséquent ce terme est nul. L'incertitude d'origine statistique est exprimée par la relation suivante :

$$P_r^2 = t \frac{S_r}{\sqrt{M}}, \quad (2.12)$$

où t est le facteur de recouvrement égal à 2, M est le nombre de mesures et S_r est l'écart type associé aux mesures r_i (dans l'hypothèse de distribution normale) défini de la manière suivante :

$$S_r = \left[\sum_{i=1}^M \frac{(r_i - \langle r_i \rangle)^2}{M-1} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.13)$$

où les parenthèses $\langle \cdot \rangle$ représentent la moyenne d'ensemble. Dans notre cas l'incertitude globale associée à chaque débit est significative (environ 20%) et est due principalement aux incertitudes instrumentales du banc de test. Celui-ci est adapté à des expériences d'étalonnages moins contraignantes en termes de précision. Ensuite l'utilisation du banc pour des essais à des débits plus significatifs nous pose des problèmes d'intégration du Venturi cryogénique avec le circuit (i.e. le diamètre des brides d'entrée et de sortie est incompatible et une pièce d'adaptation a été fabriquée) avec un impact sur la qualité de l'écoulement. La comparaison de nos

résultats avec les données disponibles dans la littérature pour des Venturis caractérisées par une configuration (β , angles des convergents/divergents) similaire est rassurante. On trouve un coefficient de décharge $C_d \simeq 0.98$ avec une incertitude de quelque % pour un nombre de Reynolds compris entre 5×10^5 et 1.1×10^6 [101]. Un résultat similaire (C_d moyen de 0.977) a été obtenu dans l'hélium superfluide [205] entre 1.6 K et 2.09 K avec un débitmètre Venturi ayant un coefficient de contraction de 0.5 et par l'étude systématique du C_d en fonction du rapport de contraction β entre 0.4 et 0.75 dans l'eau et l'air [182].

2.4.2 Mesure de la pression

La pression (P_{sat}) du bain saturé de refroidissement est mesurée en utilisant un capteur de pression MKS type Baratron 127A qui est sensible dans la plage de pression comprise entre 0 Pa et 7×10^3 Pa avec une résolution de 1 Pa. Le transducteur est associé à un conditionneur/régulateur MKS 600. Ce dernier contrôle la vanne automatique à papillon MKS-653 interposée entre le bain et la pompe primaire. La mesure donne ainsi accès à la température T_{sat} . Les propriétés physiques de l'hélium sont calculés en utilisant la base de données thermodynamiques HePack.

Pour mesurer la différence de pression entre les sections d'aspiration et de refoulement de la pompe centrifuge on utilise un transducteur de pression différentielle capacitif Validyne DP10-30 qui fonctionne dans une plage de pressions comprises entre 0 Pa et 8.6×10^3 Pa. Un deuxième transducteur du même type est utilisé pour mesurer la perte de charge du circuit entre la sortie du débitmètre Venturi et le fond de la chambre de test. Une campagne d'étalonnage à basse température a été menée selon la même procédure du Validyne associé au Venturi. L'incertitude instrumentale est comparable (2.1%).

Un quatrième transducteur de pression équipe la soufflerie. Il s'agit d'un capteur piézo-électrique Bourdon-Sedeme EG912 ayant une plage de fonctionnement comprise entre 0 Pa et 5×10^5 Pa. Le capteur est positionné à température ambiante et utilise une prise de pression réalisée dans la ligne d'arbre pour mesurer la pression absolue à l'intérieur de la boucle.

2.4.3 Mesure de la température

La température est mesurée en plusieurs points de l'installation afin de contrôler l'évolution de la mise en froid et la stabilité des propriétés physiques du fluide. Nous disposons de 2 résistances en platine PT-100 (plage de température comprise entre 300 K et 20 K) et de 3 résistances Allen-Bradley (100Ω à 300 K) de type carbone pour la plage de températures entre 30 K et 1.7 K associées à un conditionneur Microbox CABT-F à 16 voies spécifique pour les applications cryogéniques (mesures à 4 fils alternative pour s'affranchir des tensions thermoélectriques et à faibles courants injectés pour réduire les pertes de puissance [195, 257]). Un bloc thermométrique, constitué d'un bloc en cuivre contenant une sonde PT-100 et une sonde carbone, est installé à l'intérieur de la chambre de test, couplé du point de vue thermique à la bride inférieure. Un deuxième bloc est installé sur le corps de pompe. Une sonde carbone mesure la température du liquide (T_{sat}) dans le bain saturé et une troisième est installée à l'intérieur du circuit de pressurisation de la boucle, à proximité du corps de pompe. Celle ci permet de mesurer la température de l'hélium gazeux injecté lors de la pressurisation.

L'étalonnage d'origine des sondes de carbone Allen-Bradley est réalisé au CEA/SBT

à 5 températures de référence (températures d'ébullition standard de l'azote, de l'hydrogène (20.15 K) et de l'hélium. Deux derniers points d'étalonnage sont mesurés à 2.17 K en utilisant un bain Roubeau [145]) et à 1.6 K dans un bain pompé. Pour améliorer la précision de la mesure entre 4.2 K et 1.7 K nous avons re-étalonné deux sondes (la première est utilisée à l'intérieur de la boucle et la deuxième dans le bain de refroidissement) en utilisant comme étalon principal une sonde Lake-Shore de type Cernox (précision ± 2 mK entre 1.4 K et 4.2 K). Pour l'essai nous avons utilisé un bain saturé d'hélium liquide en faisant varier la pression entre 1×10^5 Pa et 1.3×10^3 Pa. La courbe d'étalonnage (résistance en fonction de la température) est présentée sur la figure (2.9 (a)).

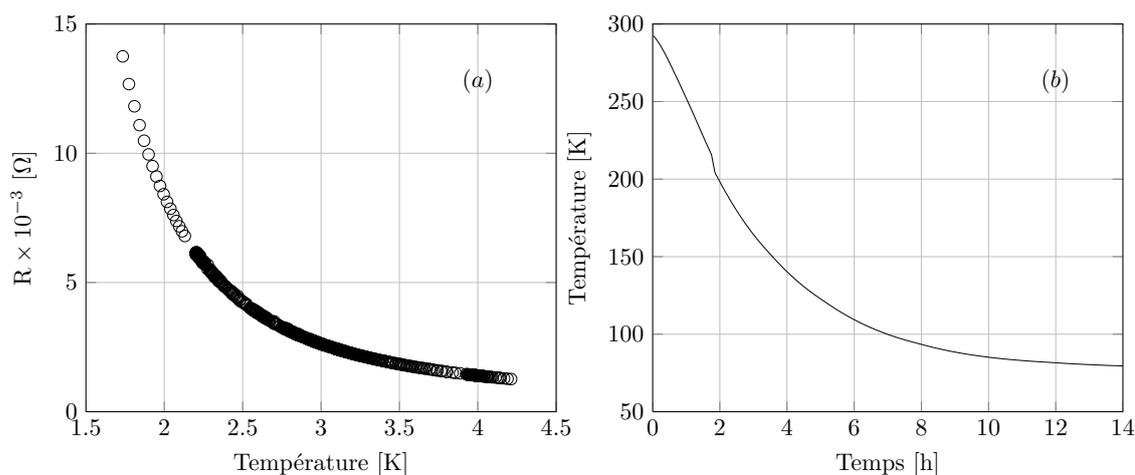


FIGURE 2.9: Courbe d'étalonnage d'un thermomètre type carbone (a) et évolution de la température à l'intérieur de la chambre de test pendant le pré-refroidissement à l'azote (b).

2.4.4 Mesure du niveau

Pour mesurer le niveau de l'hélium dans le bain de refroidissement on utilise une sonde en supraconducteur associée à un conditionneur développé par le CEA-G/SBT. La sonde a une longueur sensible de 750 mm et une résolution de 1 mm. Le fait que le fonctionnement de la sonde n'est pas optimal en proximité de T_λ nous a obligés à installer un deuxième système de mesure du niveau pour vérifier le niveau à l'intérieur de la boucle pendant la phase de remplissage. Le système utilise un réseau de résistances Alley-Bradley (450Ω à 300 K) pour la détection ponctuelle du niveau. En pratique on détecte le niveau en mesurant la variation de la résistance de la sonde (soumise à un courant de surchauffe) liée à la variation de l'échange thermique entre la résistance elle-même et la phase (liquide ou gaz) du fluide à cette hauteur. Deux résistances surchauffées sont positionnées dans le convergent en entrée de la pompe pour s'assurer que le circuit est correctement rempli. Deux autres résistances détectent le niveau dans le bain de refroidissement en proximité de l'écran thermique et de la vanne froide de remplissage.

2.4.5 Système de contrôle

L'ensemble des conditionneurs et transducteurs est relié à un ordinateur de contrôle sur châssis PXI opérant sous Windows-XP par un réseau ethernet et GPIB. La commande du régime de rotation de la pompe et l'enregistrement des paramètres sont gérés à l'aide d'une interface LabView.

2.5 Protocole expérimental

Le protocole expérimental consiste en plusieurs étapes. Une fois terminée la procédure d'assemblage des composants de la soufflerie (qui comprend le test de fuite, l'insertion de la soufflerie à l'intérieur du cryostat contenant le bain de refroidissement et un nouveau test de fuite de l'ensemble) on vidange l'air présent dans le circuit pour le remplacer par de l'hélium gazeux.

La phase suivante consiste en remplir le cryostat externe d'azote liquide pour réduire progressivement la température de l'installation. La figure (2.9 (b)) montre l'évolution de la température à l'intérieur de la boucle (mesurée à l'aide du thermomètre attaché à la bride du fond de la chambre de test d'HeJet) en fonction du temps. La température de 77 K est atteinte après environ 14 heures. Le phase de remplissage du bain de refroidissement et de la soufflerie (la vanne de remplissage froide est ouverte) avec l'hélium liquide est contrôlée en utilisant la sonde de niveau supraconductrice et le réseau de résistances surchauffées. Quand le niveau du liquide à l'intérieur de la boucle est détecté au dessus de la turbine centrifuge (condition nécessaire pour amorcer la pompe) on peut isoler le circuit en fermant la vanne froide (composant numéro 13 du schéma en Fig. 2.2) et on peut commencer sa pressurisation.

La température de fonctionnement de la soufflerie est choisie en imposant la pression de saturation correspondante au bain de refroidissement au moyen du régulateur de pression MKS 600. L'ouverture contrôlée de la vanne de laminage, dans la limite de la puissance froide disponible (voir le paragraphe 2.6.1.2) permet de refroidir l'ensemble à la température voulue et, suite à la mise en rotation de la turbine centrifuge, de la stabiliser pendant les acquisitions. L'autonomie de l'installation dépend de la consommation d'hélium du fait des pertes thermiques globales (voir le paragraphe 2.6.1). Normalement la phase d'acquisition des données est limitée à 4 heures avant un nouveau remplissage. Une limitation intrinsèque à l'autonomie de la soufflerie est l'impossibilité de contrôler de façon automatique la pression à l'intérieur de la boucle. Les considérations de sécurité nous imposent de dépressuriser le circuit à la fin de chaque journée d'expérience.

Une campagne d'essais comprend typiquement les 5 jours de préparation (c'est à dire l'intégration des capteurs, le test et assemblage de l'installation), 2 jours de refroidissement de la température ambiante à 4.2 K et 4 demi jours de mesures. En terme de consommation de fluides cryogéniques on utilise 700 L d'hélium liquide et 450 L d'azote liquide.

2.6 Performances

Les performances de l'installation en termes de température et de nombre de Reynolds dépendent des performances hydrauliques de la soufflerie, des caractéristiques thermiques de l'installation et de la puissance froide délivrée par le pompage du bain de refroidissement. Dans ce paragraphe nous allons présenter les résultats de la caractérisation thermique et hydraulique de la boucle et ses performances.

2.6.1 Caractérisation thermique

La température du fluide circulant à l'intérieur de la soufflerie est contrôlée par la pression du bain saturé de refroidissement. La valeur et la stabilité de cette dernière dépendent de la capacité de la pompe primaire (nous avons utilisé une pompe Oerli-

kon ayant une capacité de pompage de $Q=250 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ puis remplacée par une unité Leybold-Vacuum de $300 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$) à évacuer le débit volumique de gaz évaporé du fait des apports globaux : les pertes statiques, les pertes liées au flux critique (0.4 W , voir le paragraphe [2.3.3.2](#)) dans le cas du fonctionnement à $T < T_\lambda$ et les pertes dynamiques liées à la dissipation turbulente en fonction du régime de rotation de la pompe centrifuge.

2.6.1.1 Pertes statiques

Les pertes statiques, indépendantes du régime de fonctionnement de la soufflerie, ont été calculées en mesurant la variation du niveau du liquide à l'intérieur du bain de refroidissement avec la sonde de niveau supraconductrice. Plusieurs observations ont été menées pendant le travail de thèse avec la turbine centrifuge à l'arrêt et à des températures entre 2.3 K et 1.8 K . En moyenne le niveau du bain diminue de 140 mm qui correspond à un volume de liquide de 0.017 m^3 , dans une période de temps de 13 heures ce qui correspond à une perte statique (W_s) de $1.44 \pm 5\% \text{ W}$. Pour le calcul on utilise l'équation suivante :

$$W_s = L \frac{S \rho_l \Delta h}{\Delta t} F, \quad (2.14)$$

où L est la chaleur latente de vaporisation de l'hélium (on prend la valeur moyenne, $2.30 \times 10^4 \text{ J kg}^{-1}$ pour la plage de température comprise entre 2.3 K et 1.8 K), S est la section du cryostat de refroidissement et Δh est la variation de l'hauteur du liquide dans l'intervalle de temps Δt . Le facteur de correction F prend en compte le fait qu'une partie du volume de vapeur créé occupe la place du volume vaporisé. F est exprimé par la relation suivante :

$$F = \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v}, \quad (2.15)$$

où ρ_l et ρ_v sont, respectivement, la densité du liquide et de la vapeur à la pression et température considérées et pour l'hélium F vaut 1.152 [\[54\]](#). Afin d'identifier les sources qui contribuent à la puissance statique mesurée on calcule d'abord les pertes par conduction. L'équation de la puissance thermique transportée dans le cas général d'un conducteur unidimensionnel de section $A(x)$ et longueur comprise entre x_2 et x_1 soumis à une différence de température ($T_2 - T_1$) est donnée par la relation de Fourier :

$$W^c = - \left[\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{A(x)} \right]^{-1} \left[\int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT \right], \quad (2.16)$$

où $\lambda(T)$ désigne la conductivité thermique (en $\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) du matériaux utilisé. Le deuxième intégrale entre crochets est l'intégrale de conductivité thermique, I , qui tient compte de l'évolution de $\lambda(T)$ [\[54\]](#), [\[9\]](#). Pour l'acier inoxydable 304L l'intégrale I entre 300 K et 4.2 K vaut 3060 W m^{-1} [\[95\]](#) et pour la fibre de verre GFRP utilisée dans l'arbre et l'hexapode on trouve dans la littérature la valeur $I \simeq 100 \text{ W m}^{-1}$ [\[260\]](#). Dans le cas de la ligne d'arbre en utilisant l'équation [\(2.16\)](#) on obtient une puissance totale par conduction (W_{arbre}^c) de 0.25 W . La contribution de la structure à treillis à la puissance parasite ($W_{\text{hex.}}^c$) est estimée 0.19 W . Le tube du circuit de pressurisation de la boucle contribue à hauteur de 0.08 W .

Pour le calcul de la puissance parasite rayonnée on considère le flux de chaleur à travers des parois du cryostat de refroidissement, le rayonnement direct à l'intérieur de la ligne d'arbre et la puissance rayonnée par la bride de fixation de la soufflerie à température ambiante. Dans le premier cas la puissance rayonnée depuis la paroi externe à 77 K (température du bain d'azote) du cryostat de refroidissement sur la paroi interne à une température de 4.2 K est donnée par l'équation :

$$W_{\text{lat.}}^r = S_i \sigma (T_e^4 - T_i^4) F_{i-e}, \quad (2.17)$$

où T_e et T_i sont respectivement la température de la surface à l'extérieur et à l'intérieur ($T_e=77\text{ K}$ et $T_i=4.2\text{ K}$), σ est la constante de Stéfán-Boltzmann et égale à $5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. F_{i-e} est le facteur de forme pour deux cylindres coaxiaux longs dans le cas de réflexion diffuse [54, 6] :

$$F_{i-e} = \frac{\epsilon_i \epsilon_e}{\epsilon_e + \frac{S_i}{S_e} (1 - \epsilon_e) \epsilon_i}, \quad (2.18)$$

et S_i et S_e sont les surfaces latérales internes et externes et, avec la même notation, ϵ_i et ϵ_e sont les émissivités de chaque surface. La puissance rayonnée par le fond du cryostat est calculée en utilisant la surface S du fond avec :

$$W_{\text{fond}}^r = S \sigma (\epsilon_e T_e^4 - \epsilon_i T_i^4). \quad (2.19)$$

L'émissivité des matériaux utilisés à basse température dépend fortement de l'état de surface en termes de rugosité (i.e. effet des traitements mécaniques) et d'oxydation (i.e. exposition à l'air et traitements chimiques). Les valeurs disponibles dans la littérature sont affectées par une dispersion significative [30, 6] du fait des problèmes ci-dessus et des difficultés expérimentales de mesure ([157]). Dans notre cas, pour l'acier inoxydable 304L, dans les équations (2.17) et (2.19) on prend la valeur $\epsilon = 0.1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-4}$ et dans l'hypothèse de faibles écarts de température on considère $\epsilon_i = \epsilon_e = \epsilon$. On obtient $W_{\text{lat.}}^r = 0.024 \text{ W}$ et $W_{\text{fond}}^r = 0.015 \text{ W}$. Le rayonnement direct entre la bride supérieure à 300 K et les composants à 4.2 K dans la ligne d'arbre (W_{arbre}^r) contribue pour 0.09 W.

Le calcul de la puissance rayonnée par la bride supérieure doit prendre en compte la présence des 4 écrans thermiques en aluminium. Pour chaque écran on peut écrire le bilan thermique à l'équilibre en considérant la contribution par rayonnement des écrans voisins et la conduction thermique à travers l'hélium gazeux stagnant bloqué entre chaque écran [170]. L'équation pour le i -ème écran prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} \epsilon S \sigma (T_{i-1}^4 + T_{i+1}^4) - 2\epsilon S \sigma (T_i^4) + \frac{S}{l_i} \int_{T_i}^{T_{i-1}} \lambda(T) dT - \dots \\ \dots + \frac{S}{l_i} \int_{T_{i+1}}^{T_i} \lambda(T) dT = 0, \end{aligned} \quad (2.20)$$

où l_i est la distance qui sépare chaque écran du voisin et S est la surface des écrans. La conductivité thermiques des vapeurs d'hélium stagnant $\lambda(T)$ a été obtenue à partir des données de [231] et [207] entre 2 K et 400 K à $1 \times 10^5 \text{ Pa}$ et chaque intégrale de conductivité est résolue numériquement à partir de l'interpolation des données montrées en figure (2.10). L'émissivité de l'aluminium pris en considération pour le calcul est $0.08 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$. Le système de 4 équations à coefficients variables est

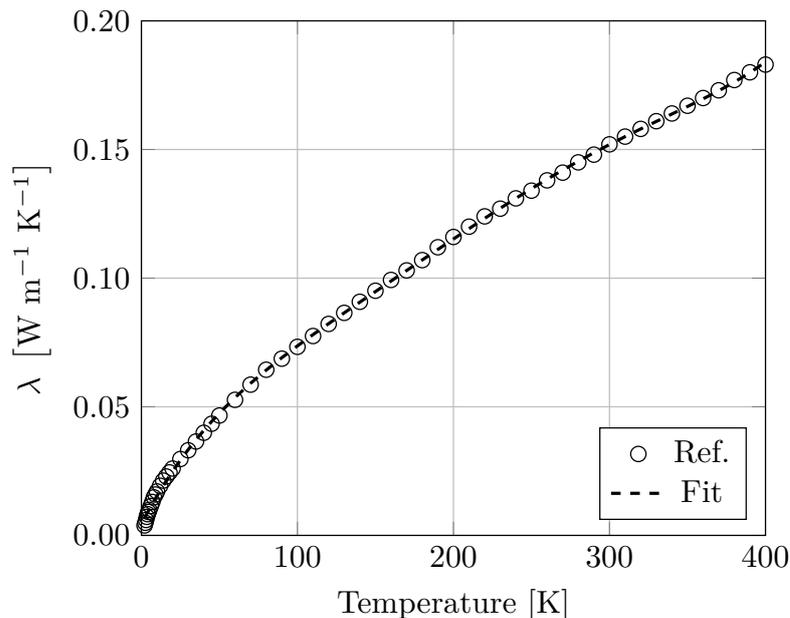


FIGURE 2.10: Conductivité thermique de l'hélium gazeux à 1×10^5 Pa en fonction de la température.

résolu numériquement en utilisant le logiciel Matlab et les résultats (températures de chaque écran) sont présentés dans le tableau (2.1). La puissance parasite amenée par le dernier écran par rayonnement et conduction correspond à 0.55 W.

Ecran i	T_i
1	258 K
2	234 K
3	208 K
4	177 K

TABLE 2.1: Températures des écrans thermiques.

La puissance statique totale calculée correspond à 1.2 W. Plusieurs contributions peuvent être envisagées. La contribution principale aux pertes est représentée par le rayonnement du dernier écran ($\simeq 45\%$) suivi par la ligne d'arbre et l'hexapode, avec des contributions respectives de $\simeq 25\%$ et de $\simeq 15\%$. Il faut considérer que le calcul thermique (Eq. 2.20) surestime la température des écrans car il ne prend pas en compte le refroidissement par convection forcée des vapeurs d'hélium froides évacuées par la pompe du bain de refroidissement [170].

L'écart par rapport à la valeur mesurée expérimentalement peut être expliqué par le fait que le calcul n'inclut pas les pertes par conduction des câbles des transducteurs (quelques dizaines de câbles en cuivre et manganin qui peuvent ajouter quelques centaine de mW), par les incertitudes sur l'émissivité des matériaux et par l'apport de chaleur lié aux fuites d'hélium gazeux à température ambiante au niveau du passage étanche rotatif à cause de la dégradation progressive de l'état de surface de la surface de contact et des lèvres des joints en polymère. Cette dernière hypothèse est renforcée par les essais infructueux d'amélioration de l'installation. Plusieurs tests ont été menés pour réduire la puissance statique en agissant sur la source de perte

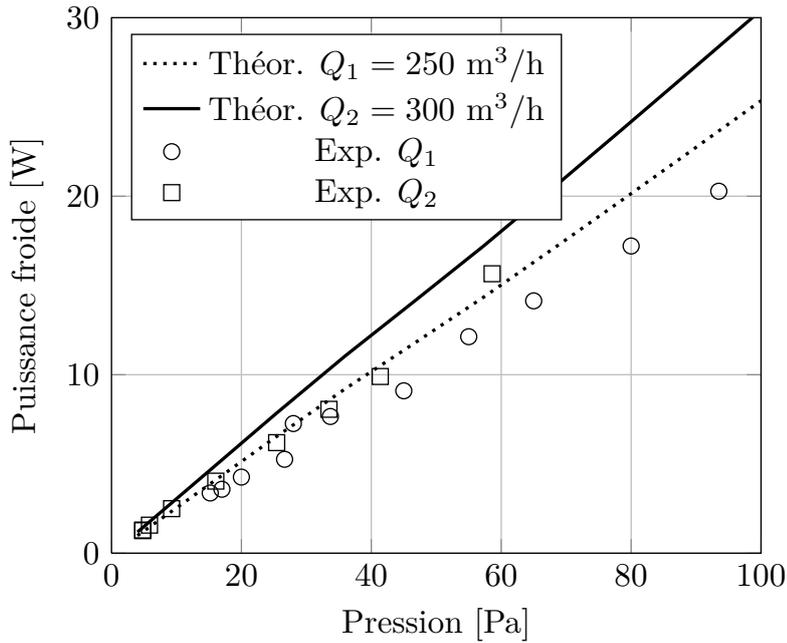


FIGURE 2.11: Puissance froide disponible pour différentes pressions, P_{sat} , du bain saturé.

principale : des “ceintures” de super-isolation en MLI (Multi Layered Insulation) de 60-90 couches de Mylar aluminisé ont été positionnées entre chaque écran thermique et 100 couches supplémentaires ont été ajoutées à l’extérieur, autour du col du cryostat de refroidissement.

2.6.1.2 Puissance froide disponible

Si l’on ne considère que l’effet des pertes statiques la pression la plus faible que l’on puisse atteindre par le pompage du bain (la pompe ayant une capacité de pompage de $300 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$) est 800 Pa ce qui correspond à une température T_{sat} de 1.6 K. La capacité de pompage est constante et par conséquent à chaque pression du bain saturé correspond une puissance maximale au delà de laquelle le débit volumique du gaz évaporé excède la capacité de la pompe. La puissance froide disponible à une température donnée correspond donc à l’écart entre la puissance maximale à cette température et la puissance statique liée aux pertes. L’enveloppe des performances de la soufflerie est limitée par cette marge sachant que le nombre de Reynolds est proportionnel à la fréquence de rotation f_p et la puissance dissipée est proportionnelle au cube de f_p [243, 132].

Pour mesurer la puissance froide on utilise une plaque de chauffage (30Ω à 4.2 K) immergée dans le bain de refroidissement. En faisant varier le courant injecté on mesure la pression de saturation (P_{sat}) d’équilibre du bain que l’on peut atteindre. La figure (2.11) présente le résultat de l’expérience. La puissance froide a été mesurée en deux temps en utilisant les deux groupes de pompage à notre disposition entre 9500 Pa et 800 Pa (soit une température comprise entre 2.48 K et 1.6 K). Les courbes théoriques sont ainsi montrées. Les résultats expérimentaux confirment l’augmentation de la puissance froide disponible suite à l’augmentation de la capacité de pompage. On observe toutefois un écart entre la prévision théorique et les expériences qui varie entre 1.5 W et 3 W dans l’étendue de la mesure. Celui ci peut

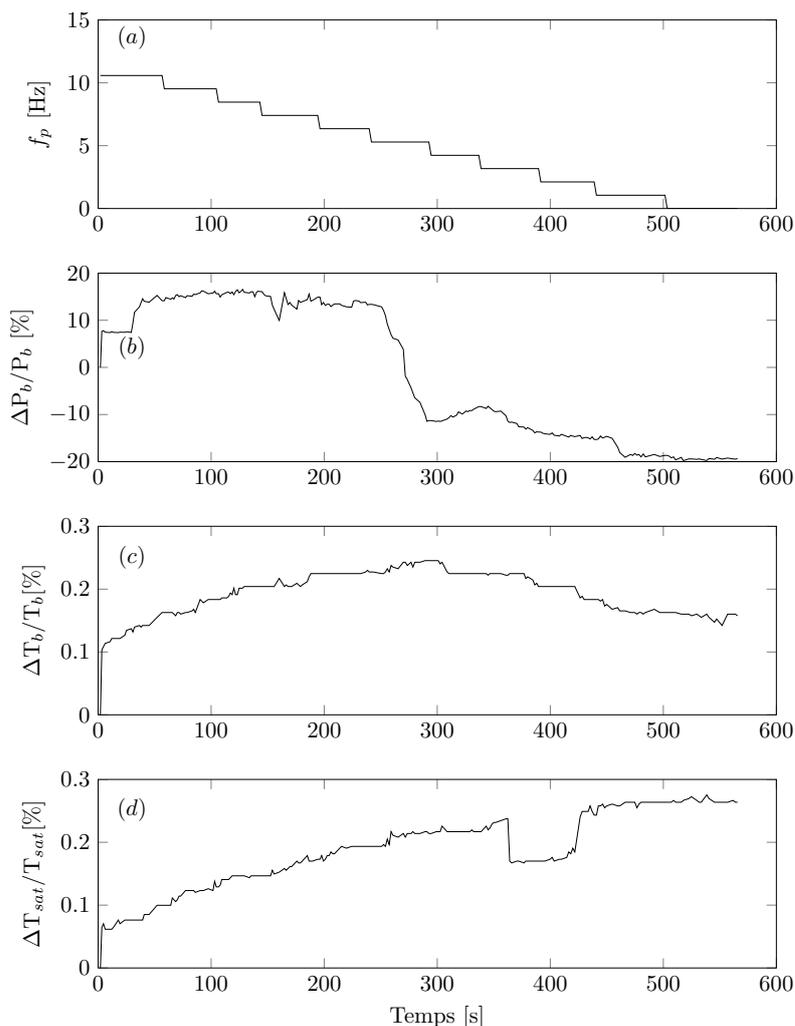


FIGURE 2.12: En fonction de la fréquence de rotation de la pompe (a) on mesure l'évolution de l'écart relatif en % par rapport à l'instant initial de la pression (b), la température de la boucle (c) et de la température du bain (d). Conditions expérimentales à l'instant initial : $T_b=2.3$ K, $P_b=2.8 \times 10^5$ Pa

être expliqué par une capacité de pompage légèrement inférieure, par rapport aux spécifications, des deux groupes de pompage.

2.6.1.3 Evolution dynamique des paramètres de contrôle

Nous avons mesuré l'évolution des paramètres de contrôle en fonction de la vitesse de rotation de la turbine pour vérifier le comportement dynamique de l'installation du point de vue thermique.

Dans la figure (2.12) sont tracés l'évolution temporelle de l'écart relatif de la pression absolue P_b , de la température T_b à l'intérieur de la boucle et de la température du bain saturé T_{sat} par rapport aux valeurs initiales à $t = 0$ s pour différentes fréquences de rotation f_p de la pompe. La pompe est d'abord mise rapidement en rotation à 12 Hz et ensuite la fréquence est réduite de 2 Hz tous les 50 secondes. On observe une variation significative de l'écart relatif de la pression P_b absolue dans la boucle (voir Fig. 2.12 (b)) de l'ordre de 30%. On peut expliquer ce comportement par le fait que la pression est mesurée au travers d'une prise réalisée dans la ligne d'arbre. Par conséquent la mesure est affectée par la distribution de pression à l'in-

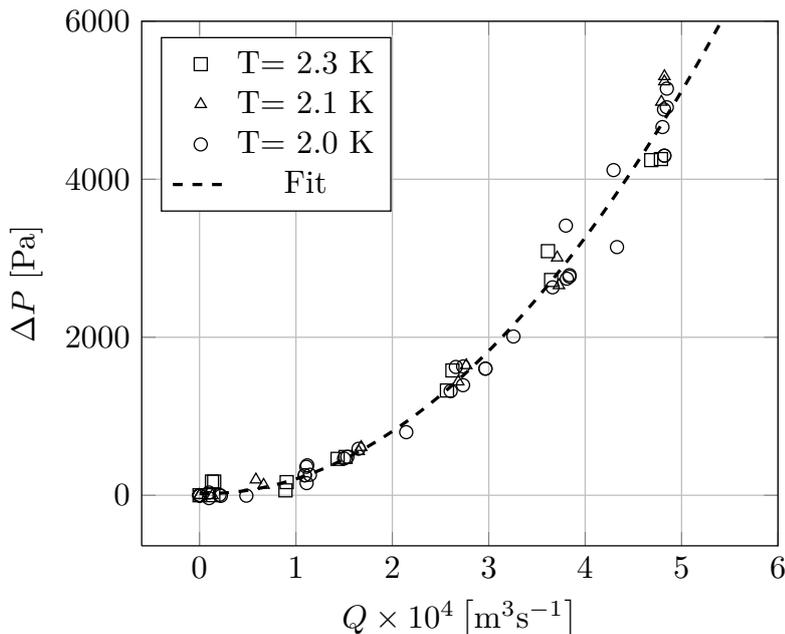


FIGURE 2.13: Courbe caractéristique du circuit hydraulique à plusieurs températures. La pression de la boucle est constante ($P_b \simeq 2.8 \times 10^5$ Pa).

térieur du corps de la pompe. Une solution consiste à mesurer P_b dans une condition de pompe à l'arrêt.

Les températures de la boucle T_b et du bain T_{sat} varient d'environ 0.25% avec une dynamique temporelle différente, liée à l'inertie thermique du système. La discontinuité dans l'évolution de l'écart relatif de la température du bain, visible en Fig. 2.12 (d) à 400 s peut être expliquée par la présence d'un défaut à froid dans la soudure du câblage électrique du thermomètre.

2.6.2 Caractérisation hydraulique

Pour caractériser le comportement hydraulique du circuit nous avons mesuré la différence de pression de la pompe centrifuge, entre la section d'entrée et de refoulement, en fonction du débit volumique mesuré par le Venturi pour différentes températures T_b en He I et dans l'He II [219, 221]. La figure (2.13) présente les résultats obtenus entre 2.3 K et 2.0 K jusqu'à la fréquence de rotation maximale du moteur électrique ($f_{p,max}=50$ Hz). Le débit volumique maximal correspond à 5×10^{-4} m³ s⁻¹. Une courbe parabolique représente bien la relation attendue entre la perte de charge du circuit et la vitesse de l'écoulement et est utilisée pour l'interpolation des données. La vitesse U_j à la buse est présentée sur la figure (2.14) en fonction de la fréquence de rotation de la pompe. La vitesse à $f_{p,max}$ est 9.7 ms⁻¹. L'incertitude globale associée à la mesure de vitesse est de 13% et elle est due principalement à l'incertitude de la mesure des diamètres d'entrée et du col du débitmètre.

A partir de la vitesse U_j on peut définir le nombre de Reynolds du jet $Re_D = \rho U_j D / \mu$ correspondant. Celui ci est présenté sur la figure (2.15). Dans le cas de fonctionnement à $T > T_\lambda$ le Re_D maximal que l'on peut atteindre est 4×10^6 (à $f_p=24$ Hz et $T_b = 2.3$ K). Pour des températures inférieures à T_λ le Re_D varie entre 4×10^6 et 5.7×10^6 . Dans ce dernier cas on a calculé le nombre de Reynolds Re_D en considérant la densité totale de l'hélium $\rho = \rho_s + \rho_n$ et la viscosité dynamique de la

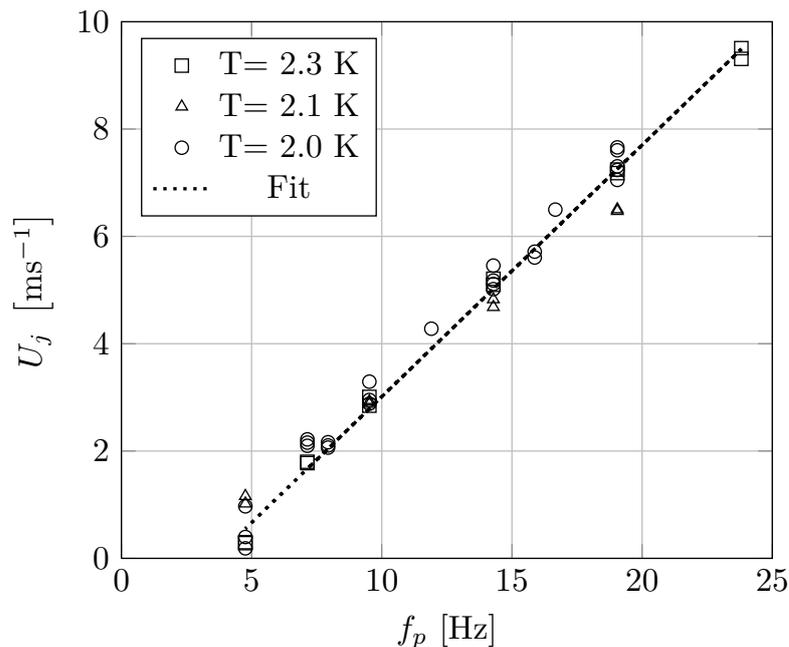


FIGURE 2.14: Vitesse du jet en sortie de la buse en fonction de la fréquence de rotation de la pompe. Mêmes conditions expérimentales que celles montrées en figure Fig. 2.13.

composante normale μ . Un nombre de Reynolds alternatif $Re_k = U_j D / \kappa$ peut être utilisé en considérant le quantum de circulation $\kappa = h / m_4 \approx 9.97 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, où h est la constante de Planck et m_4 est la masse de l'atome d'hélium [197]. Pour une fréquence de rotation de 19 Hz le nombre de Reynolds Re_κ correspond à 1.4×10^4 .

2.7 Vibrations mécaniques

La géométrie de l'installation et le forçage inertiel de l'écoulement par la pompe introduisent des problèmes expérimentaux car les vibrations et les mouvements de la structure, d'origine mécanique, peuvent affecter et perturber les mesures [170]. Les broches de support des fils chauds peuvent être excitées en introduisant une vitesse artificielle ou les transducteurs pour les mesures par diffusion acoustique [63] peuvent être affectés par le bruit des roulements à billes libres (i.e. sans cage). Les vibrations d'origine mécanique et les fréquences propres de la structure sont le sujet du ce dernier paragraphe.

Plusieurs essais ont été menés à température ambiante, à l'aide d'un accéléromètre Piezotronics PCB 351B41 (fréquence de coupure de 5 kHz) associé à un conditionneur de signaux PCB 480E09. Le transducteur est fixé à la bride inférieure de la chambre de test sur un point d'accrochage décentré de 100 mm par rapport à l'axe de la buse (qui constitue l'origine de notre système de repère de la soufflerie). Une première série d'essais est réalisée en positionnant la boucle sur son support de manutention (le support est visible dans la figure (2.2 (a))) et en changeant l'orientation de l'accéléromètre selon l'axe X et Y . La fréquence de rotation f_p de la pompe centrifuge varie entre 4 Hz et 23 Hz. Le signal de l'accéléromètre est échantillonné à 10 kHz et enregistré par la carte National Instruments PXI-4462.

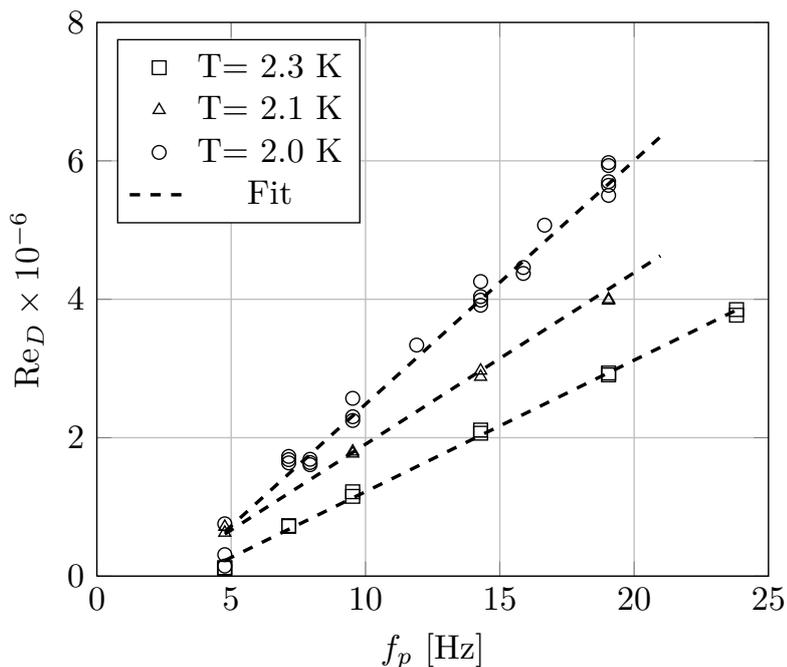


FIGURE 2.15: Re_D en fonction de la fréquence de rotation de la pompe et de la température. Pour $T < T_\lambda$ on considère la densité totale $\rho = \rho_s + \rho_n$ et la viscosité dynamique de la composante normale.

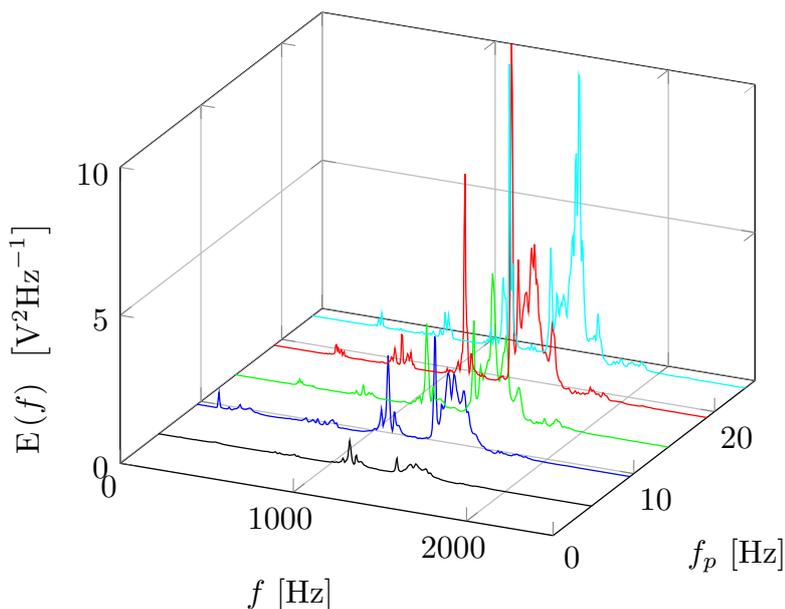


FIGURE 2.17: Densité spectrale de puissance de signal de tension de l'accéléromètre. Direction Y .

Les résultats issus de l'analyse spectrale du signal dans la direction X et Y sont présentés sur les figures (2.16) et (2.17), respectivement. Le spectre de puissance dans la gamme de fréquence entre 0 Hz et 2.5 kHz fait apparaître des pics centrés à 1100 Hz et à 1500 Hz, dans les mesures selon l'axe X et dans l'axe Y .

Les fréquences caractéristiques d'un roulement dépendent de la géométrie du composant et du nombre de billes [165]. On peut définir f_b la fréquence de roulement des billes, f_{bp} et f_{bpi} sont les fréquences associées à la présence d'un défaut sur le

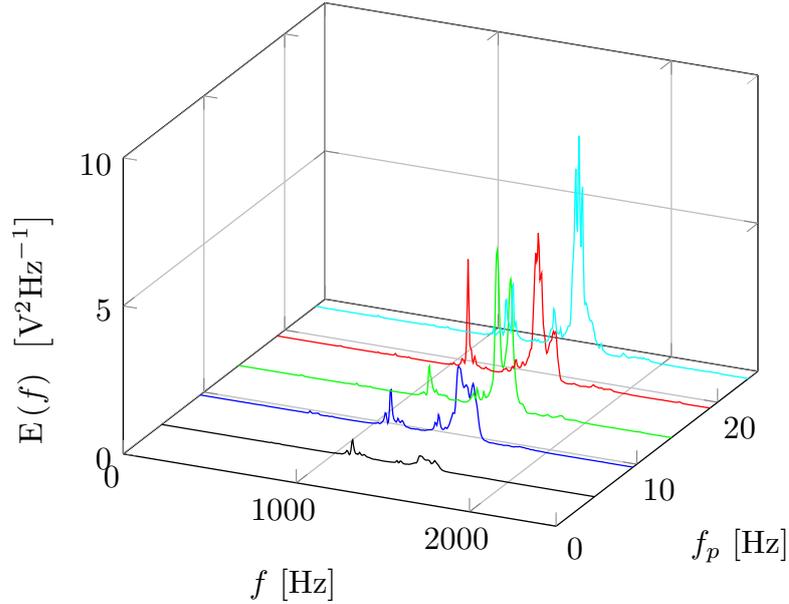


FIGURE 2.16: Densité spectrale de puissance de signal de tension de l'accéléromètre. Direction X.

chemin de la bague extérieure et sur la bague intérieure, respectivement, selon les équations :

$$f_b = \frac{f_p}{2} \left(\frac{d}{D} \right) \left[1 - \left(\frac{d}{D} \right)^2 \cos^2(\alpha) \right], \quad (2.21)$$

$$f_{bp} = \frac{f_p}{2} N_b \left[1 - \left(\frac{d}{D} \right)^2 \cos(\alpha) \right], \quad (2.22)$$

$$f_{bpi} = \frac{f_p}{2} N_b \left[1 + \left(\frac{d}{D} \right)^2 \cos(\alpha) \right], \quad (2.23)$$

où N_b est le nombre de billes (17 dans notre cas), d est le diamètre de la bague intérieure (6 mm), D est le diamètre de la bague externe (36 mm) et α est l'angle de contact des sphères (45°). En considérant la fréquence de rotation maximale (24 Hz) les équations (2.21) et (2.23) nous donnent des fréquences caractéristiques comprises entre 10 Hz pour f_b et 38 Hz pour la fréquence f_{bpi} . La limite majeure du modèle est constituée par le fait que l'absence de la cage des billes n'est pas prise en compte et une analyse plus complexe est nécessaire [256, 224]. Ainsi on remarque que la fréquence centrale de ces pics ne varie pas, dans la limite de résolution de la mesure, avec la fréquence de rotation de la pompe ce qui est compatible avec l'hypothèse d'une résonance d'origine mécanique de la structure de la soufflerie (excitée par la rotation de la pompe).

Les vibrations mécaniques transmises par la pompe primaire (qui a une fréquence de fonctionnement de 50 Hz) à travers le circuit de pompage (10 m de tuyauterie en acier) est le sujet d'une deuxième campagne d'essai. La soufflerie est donc installée à l'intérieur du cryostat et connectée au réseaux de pompage en simulant la condition expérimentale. Aucune variation significative du spectre de puissance du signal n'a été observée dans les deux directions.

2.8 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté la soufflerie cryogénique qui permet l'étude comparative de la turbulence classique et quantique dans une géométrie d'écoulement connue, le jet axi-symétrique, avec ses composants mécaniques, son étalonnage et sa mise au point.

Les résultats de l'étalonnage montrent que la soufflerie est capable de maintenir un nombre de Reynolds Re_D de 4×10^6 à des températures comprises entre 2.3 K et 1.7 K (où le rapport ρ_s/ρ est environ 70%) et à une pression de environ 2.8×10^5 Pa. Avec la disponibilité de deux buses (à profil conique de 8 mm de diamètre et à profil polynomiale) on peut positionner les instruments de mesure à des coordonnées longitudinales de 30-35 et 60-66 diamètres, respectivement. À ces distances l'échelle intégrale longitudinale correspond à 5 mm et 30 mm.

Du point de vue mécanique le composant critique est sans doute le passage étanche rotatif. La modification du système peut potentiellement augmenter la fiabilité et réduire les temps de manutention et d'arrêt de l'installation avec l'avantage de réduire les pertes thermiques en éliminant la source de fuite d'hélium gazeux chaud vers la boucle. Une solution consiste à utiliser des passages ferro-fluidiques ou des accouplements magnétiques (solution retenue pour l'installation cryogénique expérimentale SHREK (Superfluid High REynolds von Kármán) en cours de développement au CEA-G/SBT ) .

1. Collaboration en cours entre le CEA-G/SBT, le LEGI, l'Inst. Néel, l'ENS-Lyon, le CEA-Saclay/IRAMIS/SPEC et le laboratoire LUTH dans le cadre de l'ANR-BLAN-0094.

Chapitre 3

Battement du jet confiné

3.1 Introduction

Les résultats de la première campagne de mise au point et d'étalonnage de la soufflerie cryogénique, obtenus à l'aide de trois transducteurs de type micro-Pitot, ont mis en évidence un phénomène de précession globale de l'écoulement à grande échelle (rotation du jet par rapport à un axe différent de son axe de symétrie). Ce phénomène est quasi-stationnaire [160] et modifie le comportement du jet [146] qui perd sa symétrie axiale en donnant lieu à une topologie d'écoulement complexe [250, 249] et caractérisée par la présence de zones de récirculation toroïdales instables [183, 184], de récirculation azimutale et de régions de ré-attachement [138, 86, 103]. Une conséquence du flapping, dont l'origine est due au confinement latéral du jet par effet des parois de la chambre de test, est la perte de stationnarité de l'écoulement moyen et l'augmentation du taux de décroissance de la vitesse moyenne longitudinale [1]. La réduction de la vitesse longitudinale selon la distance en aval de la buse, d'une part, augmente le taux de turbulence [103] et, d'autre part, induit la non stationnarité de l'écoulement et empêche l'étalonnage in-situ des capteurs de vitesse (voir le chapitre 5).

L'objectif de ce chapitre est de présenter le travail de caractérisation de l'écoulement et d'identification du phénomène de précession, la caractérisation de son origine potentielle et les solutions techniques adoptées pour corriger et stabiliser le comportement à grande échelle du jet. Le chapitre est organisé de la façon suivante. Les résultats de la première campagne d'essais de la soufflerie seront présentés, suivis par les mesures de caractérisation à l'aide d'un montage expérimental (dans l'air à température ambiante) qui reproduit une partie de la boucle HeJet, des mesures de pression à la paroi et de vitesse par la technique d'anémomètre à fil chaud. Les résultats expérimentaux obtenus sont comparés à la littérature disponible et montrent, d'une part, un bon accord avec ce dernière et, d'autre part, confirment l'impact sur les propriétés statistiques au premier et second ordre de la vitesse (moyenne et écart-type). Les conditions limites à l'entrée du jet sont le sujet de la deuxième partie. On vérifie l'effet de la géométrie de la buse (décollements et éventuels défauts à la surface) et l'effet perturbateur de l'échangeur hélicoïdal. Par la suite on utilisera une grille, positionnée en aval de la buse, pour stabiliser le jet : son positionnement optimal sera l'objet de la dernière partie.

1. Ce comportement augmente le mélange et les études disponibles s'intéressent à l'augmentation de l'effet de battement pour des applications industrielles (i.e. les chambres de combustion [29, 150, 239]).

3.2 Comportement du jet à grande échelle

La première campagne d'étalonnage et de mesure des performances de la soufflerie cryogénique a reposé sur l'utilisation de la buse conique-cylindrique de 8 mm de diamètre (D) et l'utilisation de trois capteurs de vitesse de type micro Pitot (la figure (3.1) montre les trois capteurs installés sur le support) positionnés 36 diamètres en aval de la buse et à ± 1 diamètres par rapport à l'axe du jet. Le fonctionnement des capteurs, leurs caractéristiques et la description de la chaîne de mesure sont présentés en détail dans [196]. À l'intérieur de la chambre on a installé aussi les transducteurs acoustiques pour les mesures de la vorticité par diffusion d'ultrasons (cette technique de mesure fait l'objet du chapitre 7).

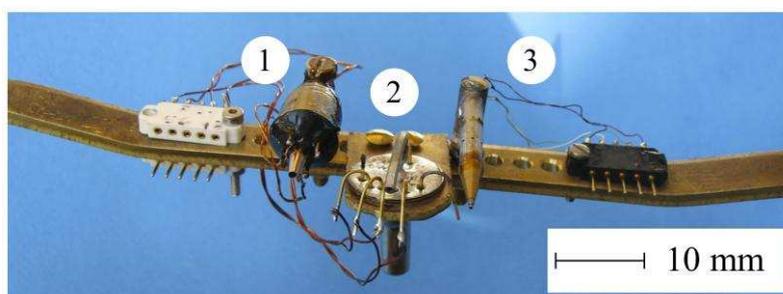


FIGURE 3.1: Micro-Pitots installés pendant les premières expériences d'étalonnage et mise à point de la soufflerie HeJet. (1) Fujikura Ltd. FSP-51F-15PA, (2) Siemens KPY-32 et (3) Kulite CCQ-062. Source : J. Salort.

La fluctuation du signal de tension $e(t)$, avec $e(t) = E(t) - \langle E \rangle$ et $\langle e(t) \rangle = 0$, obtenus avec les trois micro-Pitots pour un nombre de Reynolds $Re_D = 2 \times 10^6$ et une température de 2.14 K sont tracés sur la figure (3.2). Chaque signal est filtré à l'aide d'un filtre passe-bas (type Butterworth d'ordre 4) avec une fréquence de coupure $f_c = 0.5$ Hz. On observe que les signaux sont caractérisés par des fluctuations périodiques de l'ordre de deux fois l'écart-type avec une période d'environ 20 secondes (soit une fréquence f caractéristique de 0.04 Hz). De plus, le déphasage entre chaque transducteur est cohérent avec la signature d'un mouvement de précession à grande échelle du jet. Le nombre de Strouhal $St = fD/U_j$ est de l'ordre de 2×10^{-3} ce qui est compatible, dans la limite des incertitudes de mesure, avec les résultats expérimentaux antérieurs [89].

Ces mesures et le taux de turbulence mesuré à l'aide de la technique de diffusion acoustique, de l'ordre de 50% nous confirment le comportement anormal du jet axisymétrique à l'intérieur de la chambre de test de la soufflerie. Un tel comportement a été observé au cours du développement de l'installation du CRTBT [43] (voir le chapitre 2) et a été attribué aux effets de confinement liés aux conditions cryogéniques (i.e. dimensionnement du cryostat, contraintes thermiques). La solution adoptée consistait à positionner une grille métallique à environ 80 diamètres en aval de la buse pour stabiliser le jet [159, 47] et cette solution a été ainsi reproduite dans l'expérience GReC [170]. À partir du diamètre de la buse D et des dimensions de la chambre de test (H sa longueur et L son diamètre) on peut définir le rapport de confinement longitudinal H/D et le confinement latéral L/D . Le tableau (3.1) présente les valeurs du confinement H/D et L/D pour les expériences cryogéniques citées. Dans le cas de la soufflerie HeJet on prend en considération les deux buses de 5 mm et 8 mm de diamètre, respectivement et on observe que l'écoulement est

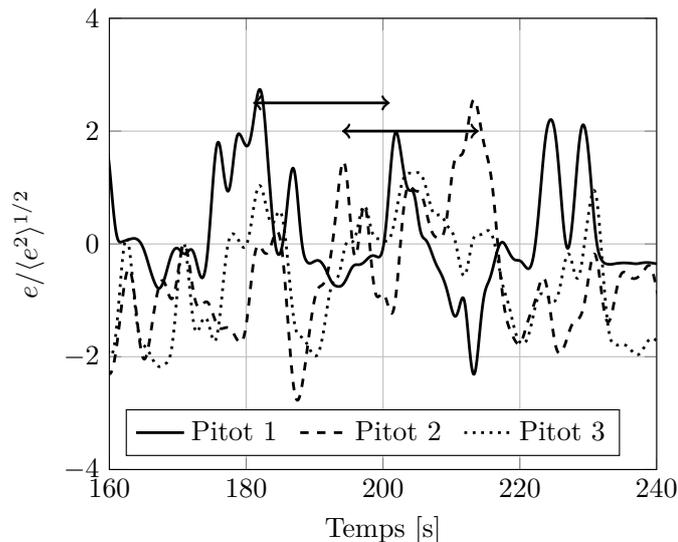


FIGURE 3.2: Fluctuations du signal de tension mesurée par le trois micro-Pitot à $Re_D = 2 \times 10^6$. Les flèches mettent en évidence le comportement quasi périodique des fluctuations caractérisées par une fréquence de environ 4×10^{-2} Hz.

effectivement le plus confiné.

Expérience	H/D	L/D
CRTBT [47]	175	70
GReC [170]	160	44
HeJet	59-94	25-40

TABLE 3.1: Confinement longitudinale H/D et laterale L/D pour deux expériences cryogéniques et HeJet.

À partir des observations préliminaires issues des premières mesures cryogéniques on a décidé d'étudier plus en détail le problème. Le protocole expérimental mis en place consiste en :

- Caractériser le phénomène de précession en fonction de la vitesse de l'écoulement et de la géométrie de la chambre de test par rapport à la littérature disponible ;
- Vérifier le fonctionnement de la buse en termes des effets sur l'évolution du profil interne ou de la présence d'imperfections de la surface interne de la chambre ;
- Vérifier l'effet de l'échangeur hélicoïdal en amont et de la géométrie des tuyaux de la boucle et de la chambre de tranquillisation sur l'écoulement en aval de la buse (l'asymétrie de l'écoulement en amont de la chambre de test peut être l'origine du phénomène) ;
- Vérifier le rôle stabilisateur de la grille et identifier son positionnement optimal pour stabiliser la jet ;
- Identifier le positionnement optimal des capteurs vis à vis des perturbations que la mise en place de la grille induit sur la géométrie de l'écoulement en amont de cette dernière.

3.3 Montage expérimental

Pour simuler à température ambiante le phénomène de précession à l'intérieur de la chambre de test nous avons réalisé un montage expérimental qui utilise les composants clés de la boucle HeJet et qui nous permet de modifier les conditions aux limites qui affectent l'écoulement dans la chambre de test sans les contraintes propres de la cryogénie. Il faut toutefois préciser que, si ce montage nous permet de tester des configurations multiples de grilles et d'obstacles, on ne respecte que la similitude géométrique. En utilisant la bride inférieure d'HeJet (voir le chapitre 2) nous avons testé l'effet de l'échangeur sur l'écoulement en sortie de la buse, la buse et le confinement de l'écoulement par la chambre de test. Cette dernière est remplacée par un cylindre en plexiglas de 200 mm de diamètre interne (L) et 500 mm de longueur (H). Le schéma est présenté sur la figure 3.3. L'effet du convergent en sortie de la chambre de test est simulé en utilisant des blocs en plastique usinés qui reproduisent le profil interne du convergent. La buse est alimentée par le réseau d'azote gazeux à température ambiante du laboratoire.

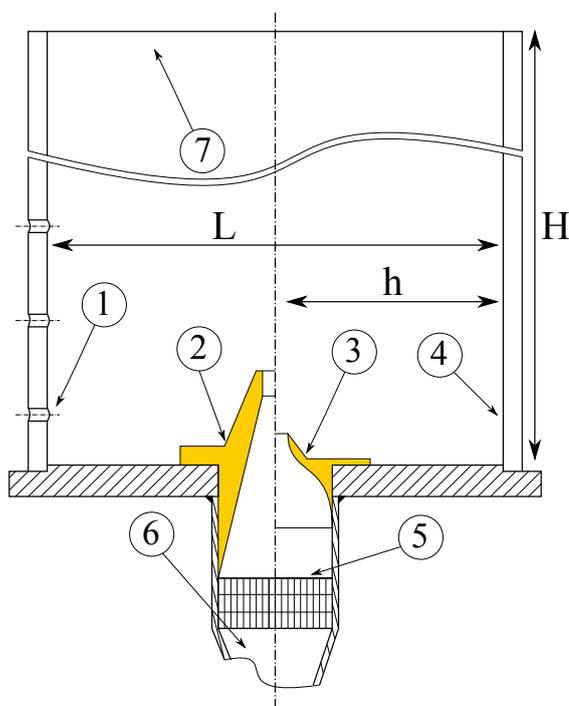


FIGURE 3.3: Section longitudinale (non à l'échelle) de la maquette utilisée pour étudier le phénomène de battement du jet. (1) prises de pression à la paroi, (2) buse à profil conique-cylindrique, (3) buse à profil polynomial, (4) cylindre en plexiglas, (5) couches de nid d'abeille, (6) divergent de la chambre de tranquillization, (7) section de sortie. Dans la suite $h = \frac{1}{2}(L - D)$ avec D diamètre de la buse installée.

Pour les mesures de pression pariétale on utilise un transducteur de pression différentiel Siemens KPY-32 du même type que celui utilisé pour le micro-Pitot cryogénique. Le transducteur est alimenté par une pile 9 V et il est positionné dans les prises de pression de 5 mm de diamètre usinées sur la paroi du cylindre en plexiglas et espacées de 50 mm. La pression de référence correspond à la pression ambiante à l'extérieur du cylindre. Le signal de tension du KPY-32 est amplifié par un amplificateur Preston DX-A1 puis filtré passe-bas par le filtre NFFV-628B à une fréquence de coupure de 40 Hz avant d'être enregistré par la carte d'acquisition National Ins-

truments PXI-4462 à une fréquence d'échantillonnage de 100 Hz sur des fichiers de 2^{18} points.

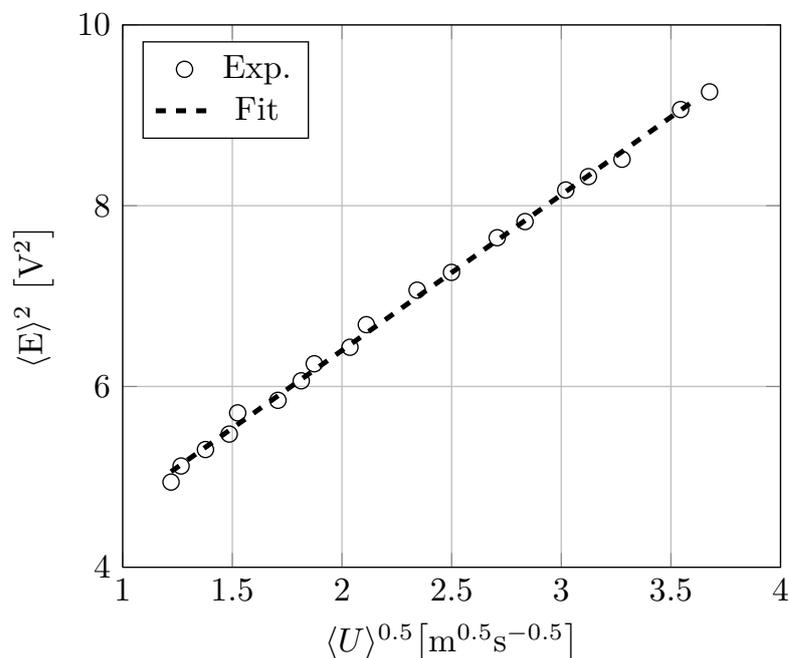


FIGURE 3.4: Courbe d'étalonnage de l'anémomètre à fil chaud utilisé pour les essais de caractérisation.

Les mesures de vitesse longitudinale sont réalisées en utilisant un fil chaud TSi 120-T1.5 en tungstène ayant un diamètre de la section sensible d_w de $3.8 \mu\text{m}$ et une longueur sensible l_w de 1 mm , associé à un anémomètre à température constante DISA 55M01. Le fonctionnement de l'anémométrie à fil chaud est détaillé dans le chapitre 5 en relation à son emploi aux basses températures. L'étalonnage du fil a été réalisé dans le jet d'air libre du LEGI [148] en positionnant le fil chaud dans le cône potentiel du jet en parallèle avec un tube de Pitot pour mesurer la vitesse. Dans ce montage on utilise une buse conique de 75 mm de diamètre ayant un rapport de contraction de $2.6 : 1$ sur une longueur de 100 mm . Le fil chaud est positionné dans l'axe du jet à $y/D \simeq 0$ et $x/D \simeq 1.8$ et le Pitot est positionné à $y/D \simeq 0.2$ et $x/D \simeq 2$ [105]. L'espacement radial permet de réduire les effets d'interférence et de blocage du Pitot, qui a un diamètre de 8 mm , sur l'écoulement autour du fil chaud. La différence entre la pression statique et la pression dynamique du Pitot est mesurée à l'aide d'un micromanomètre Furness Control type MCD-1001 qui fonctionne dans la plage de vitesse comprise entre 0 m s^{-1} et 120 m s^{-1} avec une incertitude de $\pm 2 \text{ m s}^{-1}$ et d'un micromanomètre type MCD-401 utilisé entre 0 m s^{-1} et 12 m s^{-1} caractérisé par une incertitude de $\pm 0.5 \text{ m s}^{-1}$. Un troisième manomètre de type TSi DP-Calc (incertitude de 0.1 m s^{-1} entre 1.27 m s^{-1} et 70 m s^{-1}) a été ainsi utilisé. La température ambiante dans la salle d'expériences au cours de la procédure d'étalonnage est mesurée à l'aide d'un thermomètre TFA-Digitemp D2000. La variation de température est de l'ordre de 0.8°C et aucune correction à la courbe d'étalonnage n'a été nécessaire. Le signal issu de l'anémomètre a été enregistré par une carte d'acquisition HP-1430 sur bus Agilent-VXI à 10 kHz . La figure (3.4) présente cette dernière en termes de tension moyenne et vitesse moyenne selon la loi de King avec un exposant $n = 0.5$. Le signal du fil chaud au cours des essais avec la maquette

d'HeJet est enregistré à une fréquence d'échantillonnage de 25 kHz sur des fichiers de 2^{22} points en utilisant la carte d'acquisition National Instruments PXI-4462.

3.4 Résultats

3.4.1 Mesures de pression à la paroi

Les premières mesures de caractérisation de la précession du jet sont réalisées à vitesse en sortie de la buse conique-cylindrique constante à l'aide du transducteur de pression et en présence du confinement. Le transducteur est déplacé le long de la paroi entre $x/D = -5$ et $x/D = 38$. Les spectres de puissance du signal issu du capteur de pression en fonction de la distance par rapport à la section de sortie de la buse conique-cylindrique sont tracés sur la figure (3.5). On observe un pic étalé à une fréquence de environ 0.75 Hz et, pour des distances de la prise de pression supérieures à 26 diamètres en aval de la buse, on détecte la deuxième harmonique. La largeur du pic nous indique que la fréquence de précession fluctue de façon significative autour de sa moyenne comme observé par [160]. Cette observation est ainsi confirmée par la visualisation du signal temporel.

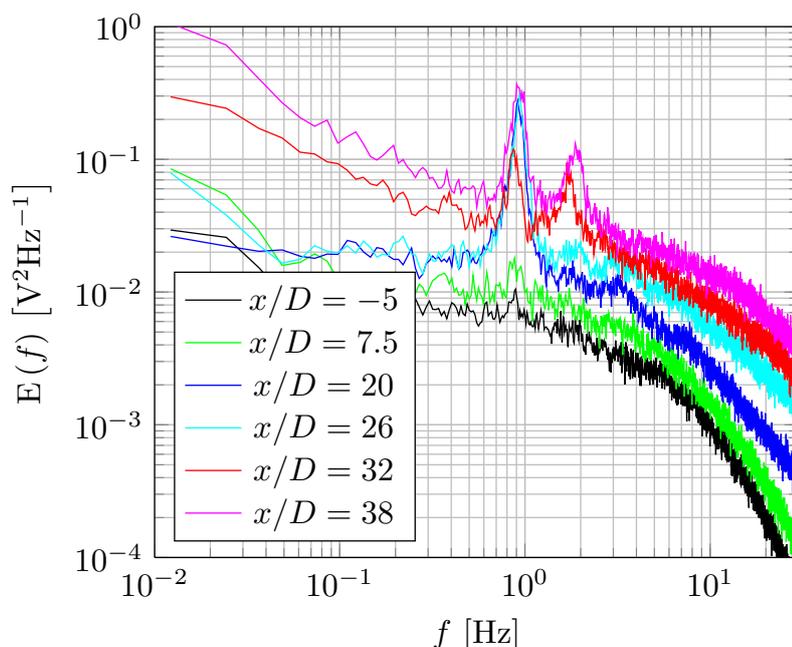


FIGURE 3.5: Mesures de pression à la paroi dans la configuration confinée (lisse). $Re_D = 4 \times 10^4$.

Ensuite nous avons mesuré la variation de la fréquence caractéristique en fonction du nombre de Reynolds Re_D . La figure (3.6) montre les spectres de densité de puissance du KPY-32 positionné à $x/D = 32$ en fonction de la vitesse de l'écoulement en sortie de la buse U_j entre 29 m s^{-1} et 60 m s^{-1} . L'incertitude associée à la mesure de U_j est de l'ordre de $\pm 15\%$. Dans cette plage de vitesse la fréquence fondamentale varie entre 0.4 Hz et 0.8 Hz et l'évolution du nombre de Strouhal est tracée sur la figure (3.7). Le nombre de Strouhal St_x est calculé en utilisant la fréquence du phénomène de flapping, la vitesse moyenne en sortie de la buse U_j . Les résultats sont présentés en utilisant trois longueurs caractéristiques (x), selon la méthode proposée par [90]. La longueur x prend la valeur du diamètre de la buse, de la longueur de

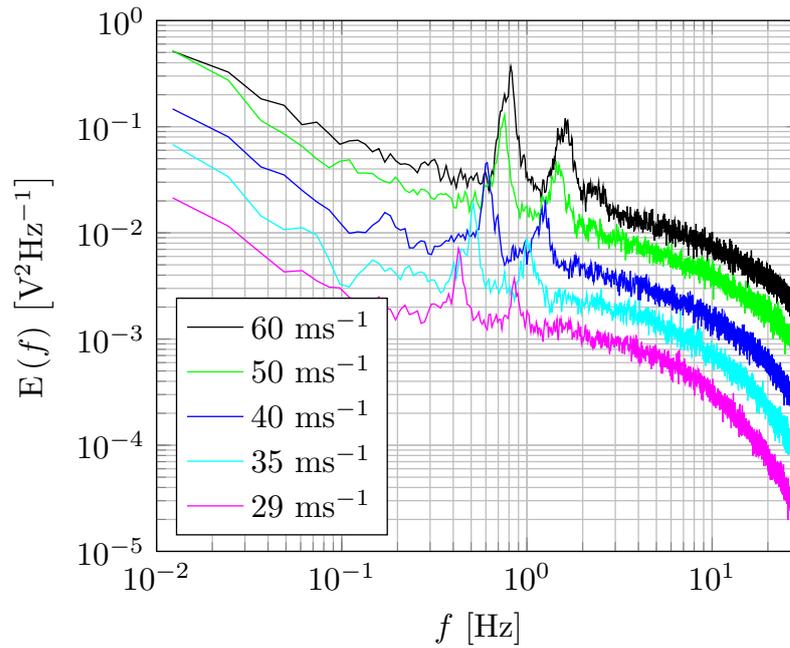


FIGURE 3.6: Effet de la vitesse sur les fréquences du phénomène de précession. Position du transducteur : $x/D = 32$. Re_D varie entre 1.74 et 4×10^4 .

la chambre et de la différence entre le rayon de la chambre et le rayon de la buse, notée h . La figure (3.7) présente ainsi les résultats obtenus à basse température et les données disponibles dans la littérature pour des rapports de confinement L/D similaires. Par rapport à ces derniers on observe un écart significatif (environ une décade) du nombre de Strouhal St_D mesuré dans la maquette. Ensuite, le nombre de Strouhal calculé en utilisant la longueur de la chambre et la différence entre le rayon de la chambre et de la buse donne des résultats plus satisfaisants. On détecte la décroissance du nombre de Strouhal $St_{h,H}$ en fonction du nombre de Reynolds et globalement on mesure une tendance qui est en accord avec les résultats de [160] et de [151].

En considérant le jet comme une source ponctuelle de quantité de mouvement on peut calculer le nombre de Strouhal St_M où M est le flux de quantité de mouvement en $\text{kg s}^{-1} \text{m s}^{-1}$:

$$St_M = \frac{f \sqrt{\rho} L^2}{\sqrt{M}}, \quad (3.1)$$

qui donne une meilleure description du phénomène de précession [90] qui est indépendante du confinement L/D et du nombre de Reynolds. La figure (3.8) présente l'évolution du nombre de Strouhal calculé en utilisant l'équation (3.1) en fonction du nombre de Reynolds Re_D . On observe un accord satisfaisant ($St_M \simeq 0.07$) entre les résultats obtenus à température ambiante dans notre expérience et les références [90] ($St_M \simeq 0.08 \pm 0.10$) et [160] dans la plage de Re_D comprise entre 1×10^4 et 1×10^5 . Le résultat obtenu à basse température montre de nouveau une dépendance de St_M avec le nombre de Reynolds.

Le résultat de ces mesures et la comparaison avec la littérature disponible nous permet de conclure que le phénomène observé à basse température et à température

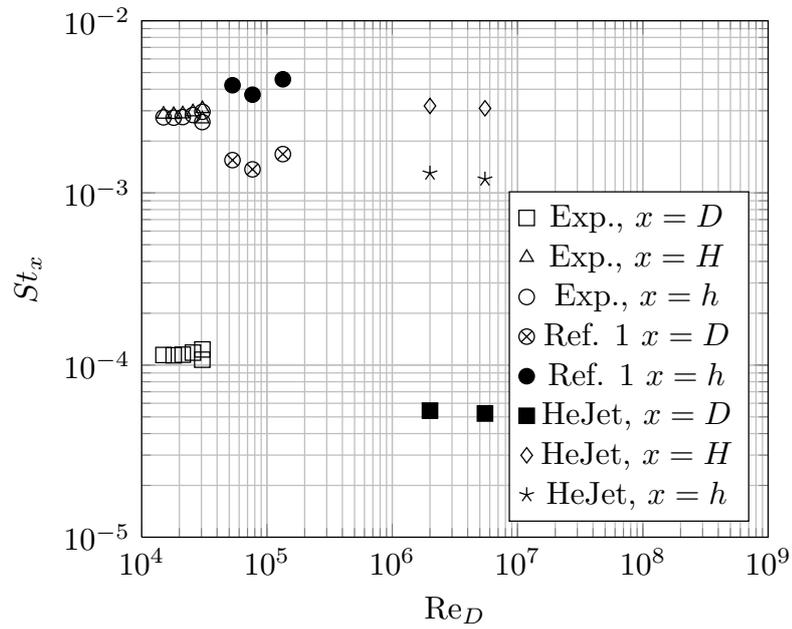


FIGURE 3.7: Nombre de Strouhal St_x avec $x = H, h, D$ en fonction du nombre de Reynolds Re_D . Les données des références de [90] sont comparés aux données de la maquette (Exp.), les données d'HeJet (HeJet).

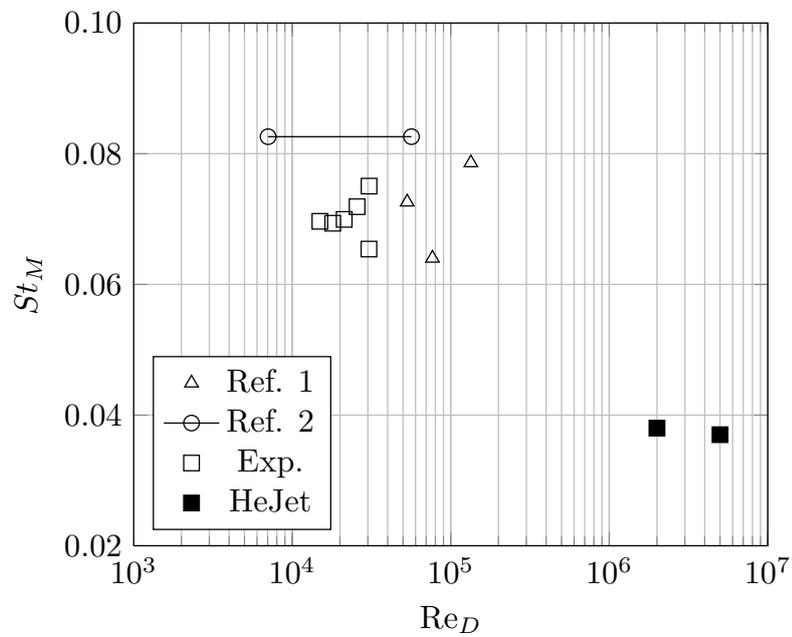


FIGURE 3.8: Nombre de Strouhal St_M en fonction du nombre de Reynolds Re_D . Références : [90] (\triangle), [160] (\circ)

ambiante correspond à un phénomène de précession dû aux effets de confinement. Les mesures de pression à la paroi sont un outil de diagnostic insuffisant car du point de vue expérimental l'installation cryogénique ne permet pas l'installation des mêmes prises de pression à basse température. De plus, la technique ne permet pas de vérifier les propriétés statistiques du champ de vitesse. Pour étudier ce dernier nous avons utilisé le fil chaud.

3.4.2 Mesures de vitesse dans l'axe

La composante longitudinale de la vitesse U est mesurée à l'aide du fil chaud dans l'axe du jet libre et en présence des parois. La figure (3.9) montre l'évolution de la vitesse longitudinale le long de l'axe du jet entre $x/D = 25$ et $x/D = 48$. L'image présente la vitesse moyenne en sortie de la buse U_j divisée par la vitesse moyenne mesurée à l'abscisse x , c'est à dire $\langle U_{(x,y=0)} \rangle$, pour un nombre de Reynolds Re_D constant de environ 4×10^4 . L'ajustement aux moindres carrés de chaque série de mesures qui est représenté par les courbes en pointillé nous permet de constater que la vitesse moyenne longitudinale dans la cas du jet libre présente un comportement linéaire dans le début de la zone de self-similarité de la vitesse moyenne longitudinale en accord avec [252]. La plage de mesure est toutefois insuffisante pour déterminer correctement le coefficient de décroissance axiale (B) de la vitesse longitudinale qui est défini pour des rapports x/D supérieurs à 50 [94]. On observe toutefois que la présence des parois affecte de façon considérable l'évolution longitudinale car le taux de décroissance axiale augmente.

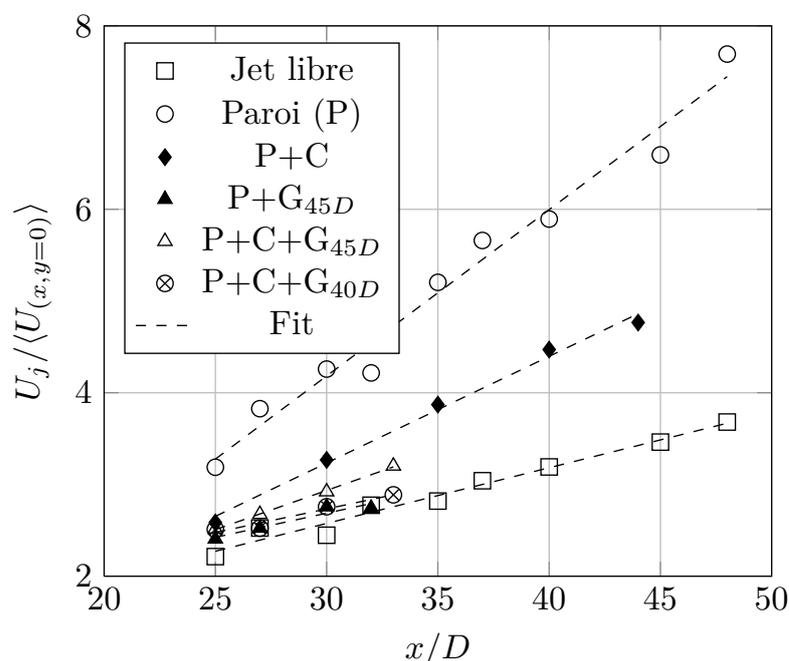


FIGURE 3.9: Évolution de la vitesse moyenne longitudinale dans l'axe du jet en fonction des configurations testées. Dans la légende : confinement (P), grille et sa position axiale (G_x), conduite de sortie/entrée de la pompe (C).

Le taux de turbulence τ est tracé sur la figure (3.10). On peut observer que si, d'une part, le taux de turbulence du jet libre est de l'ordre de 20% et est constant le long de l'axe, en présence de la paroi de confinement, d'autre part, τ augmente

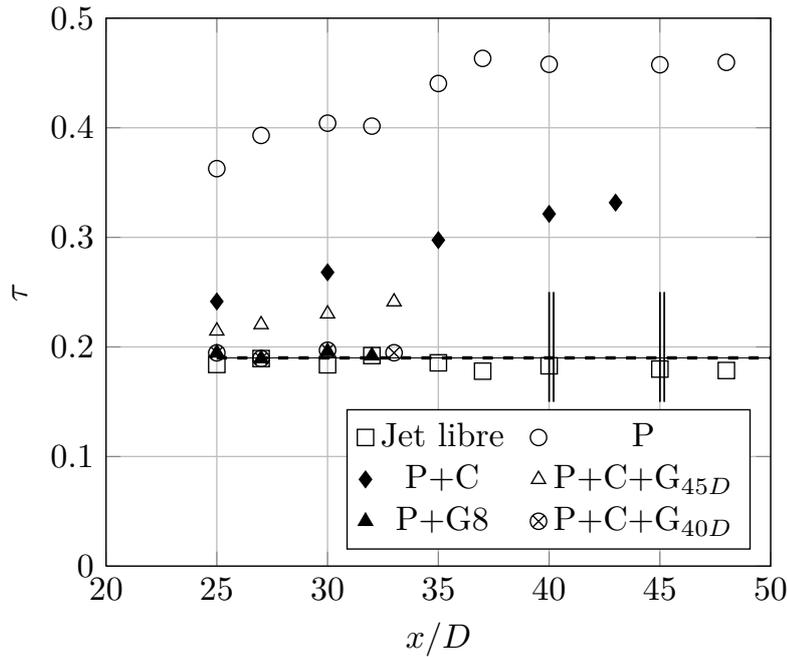


FIGURE 3.10: Effet des configurations testées sur le taux de turbulence longitudinale du jet.

pour se stabiliser à environ 50% en confirmant les observations à basse température de [43] et de nos mesures de diffusion acoustique.

La densité de probabilité des fluctuations de vitesse en fonction de la distance en aval de la buse est montrée par la figure (3.11). Le fil chaud est déplacé entre 25 et 48 diamètres et on observe la déformation progressive de la distribution de probabilité par rapport à la distribution gaussienne (tracée en tirets). Cette courbe nous permettra de diagnostiquer le comportement du jet cryogénique une fois que les fils chauds seront mis en place (voir le chapitre 2) et vérifier l'efficacité de la grille pour stabiliser le jet.

3.4.3 Mesures du profil radial de vitesse

La figure (3.12) présente l'évolution de la vitesse moyenne dans le rayon du jet à 35 diamètres en aval de la buse conique-cylindrique dans la configuration "libre" et dans la configuration confinée par le cylindre en plexiglas. Le fil chaud se déplace dans la direction radiale entre 0 et 10 diamètres. La vitesse moyenne mesurée est divisée par la vitesse moyenne dans l'axe, $\langle U_{(x,y=0)} \rangle$ et l'axe des abscisse est adimensionné en utilisant la variable d'auto-similarité :

$$\xi = \frac{y}{y_{(1/2)}}, \quad (3.2)$$

où $y_{(1/2)}$ correspond à la coordonnée radiale dont la vitesse axiale moyenne est la moitié de la vitesse dans l'axe. Aux données expérimentales on superpose (courbe continue) la prédiction théorique du profil de vitesse normalisé obtenue en utilisant le modèle de couche limite et de viscosité turbulente constante [174] et exprimé par la relation suivante :

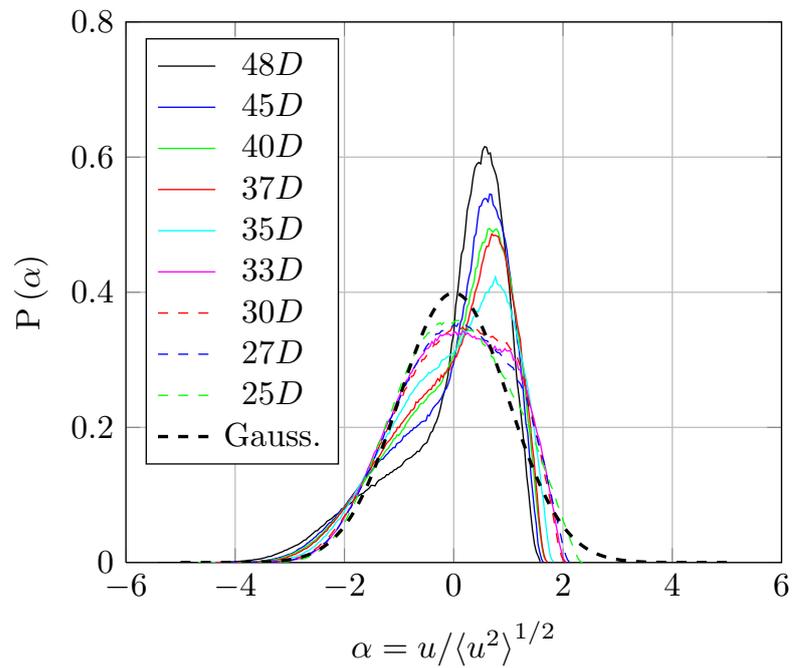


FIGURE 3.11: Effet du confinement sur la densité de probabilité des fluctuations de vitesse longitudinale. Le fil chaud est positionné dans l'axe du jet et déplacé entre 25 et 48 diamètres en aval de la buse. $Re_D = 4 \times 10^4$.

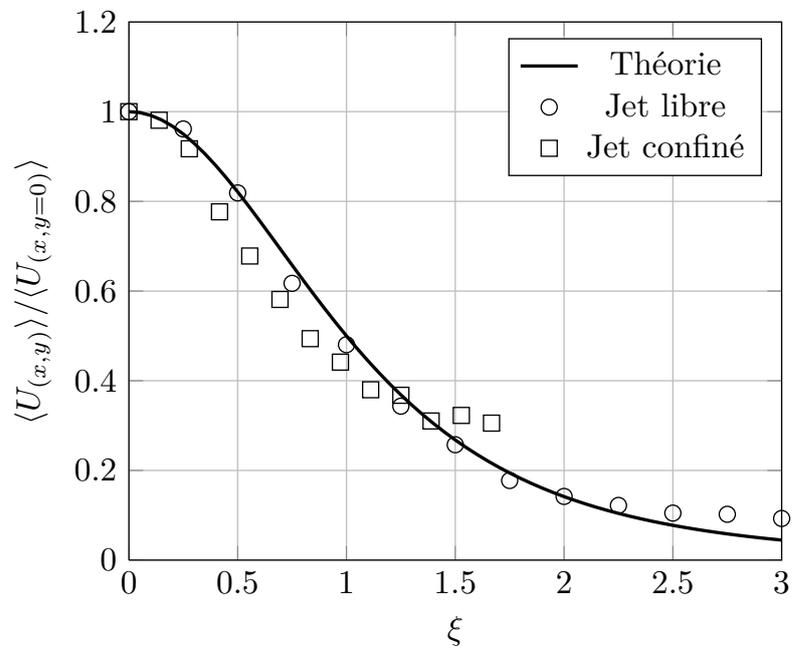


FIGURE 3.12: Evolution de la vitesse moyenne radiale entre $y/D = 0$ et $y/D = 10$. Position longitudinale $x/D = 35$. $Re_D = 4.1 \times 10^4$.

$$\langle U_{(x,y)} \rangle = \frac{\langle U_{(x,y=0)} \rangle}{\left(1 + (\sqrt{2} - 1) \xi^2\right)^2}. \quad (3.3)$$

On observe un bon accord entre le modèle et les données expérimentales dans le cas de jet non confiné. En revanche, le profil radial de vitesse dans la configuration confinée s'écarte du modèle. L'effet du confinement latéral a été analysé par [94] pour expliquer des écarts similaires dans les données expérimentales de [252]. L'entraînement du jet est alimenté par un écoulement de retour par effet des parois (voir la figure 29 à la page 70 dans [94]) et ce dernier réduit la quantité de mouvement du jet.

3.4.4 Effet de l'échangeur

Le mode de fonctionnement de la soufflerie nécessite un échangeur pour le contrôle de la température du fluide dans la boucle (voir le chapitre 2). Le design du composant doit prendre en compte la minimisation de la perte de charge, le fonctionnement pressurisé de la boucle, le gradient de température et, dans le cas de fonctionnement à des températures inférieures à T_λ , la résistance de Kapitza [95] à la paroi, due à la différence d'impédance acoustique entre les phonons du liquide et du solide. Un échangeur de géométrie hélicoïdale [59] est la meilleure solution en termes de surface d'échange et de réponse aux contraintes mécaniques à basse température. En revanche il introduit des perturbations de l'écoulement qui peuvent affecter la dynamique de l'écoulement et la qualité des mesures.

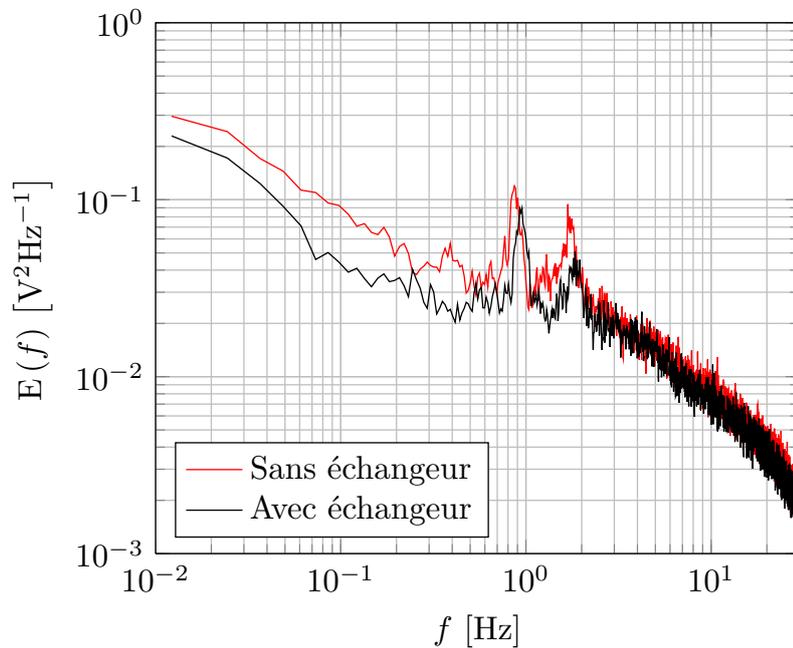


FIGURE 3.13: Spectre du signal de tension du capteur de pression pariétale (positionné à $x/D = 32$) avec et sans l'échangeur hélicoïdal installé. $Re_D = 4.1 \times 10^4$.

Du point de vue phénoménologique, l'effet de la torsion d'une conduite toroïdale à section circulaire donne lieu à l'apparition d'un écoulement secondaire, induit par le gradient de pression [27] sous la forme de deux cellules de re-circulation.

Dans le cas d'une conduite hélicoïdale, en revanche, le fait d'ajouter un pas détermine la déstabilisation de la topologie de l'écoulement secondaire et la cellule de ré-circulation qui tourne dans le même sens que la torsion de l'hélice est renforcée au détriment de la deuxième cellule. Par rapport à un écoulement dans une conduite rectiligne, ce comportement de la conduite hélicoïdale influence d'une part le transfert de chaleur, et d'autre part, modifie le nombre de Reynolds critique de transition laminaire-turbulent qui devient fonction du paramètre de torsion [254] et introduit un swirl. Dans notre cas spécifique, c'est le champ de vitesse en amont de la buse qui est affecté par la géométrie hélicoïdale. Les résultats analytiques et numériques [241, 77, 78] d'un écoulement potentiel développé dans une conduite hélicoïdale montrent que si les effets de la torsion sur la distribution de vitesse axiale sont négligeables et comparables avec la distribution de vitesse dans une conduite toroïdale ayant le même rayon de courbure, l'effet dû au pas de l'hélice est d'induire un écoulement secondaire tangentiel avec des vitesses de l'ordre de 10% de la vitesse moyenne axiale [100, 255]. Les expériences menées par [88] en utilisant la technique du fil chaud croisé confirment les prédictions numériques.

Pour vérifier l'impact de l'échangeur sur le phénomène de précession nous avons mené une série d'essais systématiques en utilisant la maquette en plexiglas et une nouvelle bride inférieure caractérisée par une nouvelle conduite d'entrée à la buse qui modifie les conditions limites d'entrée. La nouvelle section d'entrée a été fabriquée en utilisant un cylindre de 50 mm de diamètre et de 500 mm de longueur avec, à l'intérieur une couche de nid d'abeille de 50 mm d'épaisseur.

La figure (3.13) montre que l'échangeur hélicoïdal installé dans la boucle HeJet ne contribue pas au phénomène de précession du jet. Les pics associés au phénomène de précession sont faiblement affectés par l'absence de la boucle hélicoïdale en termes de fréquences caractéristiques et on peut conclure que l'éventuelle présence ou l'absence d'un swirl en entrée de la buse n'affecte pas le comportement à l'intérieur de la chambre de test. Ce résultat est en accord avec les expériences menées par [138].

3.5 Solution

3.5.1 Positionnement de la grille

Pour stabiliser le jet on utilise une grille positionnée en aval de la buse. Pour la boucle HeJet on utilise un nid d'abeille en aluminium de 5 mm d'épaisseur avec des cellules de 3.2 mm de côté (ce qui correspond à une taille d'environ 1/5 l'échelle intégrale longitudinale à la même distance en aval de la buse) qui est utilisé à l'intérieur de la chambre de tranquillisation. La grille en nid d'abeille à faible solidité a un diamètre de 190 mm et est fixée au convergent à l'entrée de la pompe de la soufflerie cryogénique à l'aide de 4 tiges métalliques. Au dos de la grille est fixé un renfort métallique pour limiter la flexion de l'ensemble. Une deuxième grille métallique est utilisée pour les essais à température ambiante et un trou, pratiqué au centre, permet d'effectuer des mesures de vitesse par anémométrie à fil chaud le long de l'axe. La condition limite en sortie de la chambre de test est ainsi simulée.

Afin de déterminer la position optimale de la grille nous avons mené des essais préliminaires à l'aide du capteur de pression. Les spectres de puissance sont tracés sur la figure (3.14) qui présente l'effet du positionnement de la grille à 45 et 40 diamètres en aval de la buse par rapport à la configuration sans obstacle. On observe que la précession du jet est annulée en présence de la grille à partir de 40

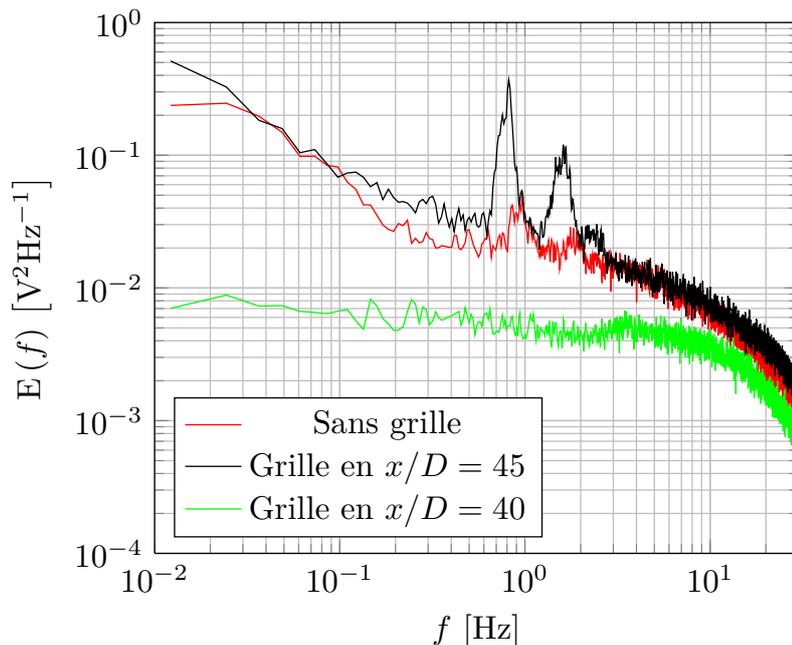


FIGURE 3.14: Effet du positionnement de la grille sur la pression à la paroi. Position du transducteur $x/D = 32$. $Re_D = 4 \times 10^4$.

diamètres en aval. Aux mesures de vitesse moyenne longitudinale dans l’axe du jet dans la configuration de jet libre, de jet confiné (cas nommé “P”) on superpose les mesures obtenues en utilisant la grille. Les résultats sont tracés sur la figure (3.9) et confirment (cas nommé “P+C+G_{40D}”) la capacité de la grille à rétablir une évolution de la vitesse moyenne axiale proche de celle du jet non confiné. Le taux de turbulence longitudinal est tracé sur la figure (3.10) pour les mêmes cas. La disparition du phénomène de précession est accompagnée par le rétablissement de l’évolution des quantités statistiques du première et second ordre (vitesse moyenne et écart type) compatible avec la condition de jet libre. De plus, la distribution de probabilité des fluctuations de vitesse longitudinale (non montrée ici) indique un comportement gaussien à grande échelle.

3.5.2 Positionnement des capteurs

On a démontré à travers des mesures par anémométrie à fil chaud et de pression pariétale que la grille en nid d’abeille positionnée à 40 diamètres en aval de la buse est capable de stabiliser le jet dans la chambre de test et de supprimer le phénomène de précession. Toutefois reste ouverte la question concernant le positionnement des transducteurs dans HeJet et de leur interaction avec la grille. La littérature scientifique se concentre sur les pertes de charge et sur les caractéristiques du champ de vitesse en aval des grilles (ou “screens”) [203, 121, 85] pour le design des souffleries à faible taux de turbulence et rares sont les résultats concernant le champ de vitesse en amont. En particulier, des mesures ont été réalisées par [242] sur les propriétés statistiques du champ de vitesse en aval d’un jet rond turbulent en amont et en aval d’une grille caractérisée par une porosité variable $\beta = A_o/A_c$ où A_o et A_c sont la surface ouverte et surface fermée par la maille de la grille, respectivement, en utilisant des fil chauds croisés et l’anémométrie LDV (Laser Doppler Velocimetry). Le jet sortant d’une buse de 10 mm de diamètre est affecté par un confinement latéral

et longitudinal (sans grille) de $100D$ et $200D$ respectivement. La grille est positionnée 50 diamètres en aval. Les résultats montrent que pour un jet axi-symétrique caractérisé par un nombre de Reynolds Re_D de 2.3×10^4 et une grille avec une porosité qui varie entre 0.23 et 0.54 la présence de l'obstacle affecte la vitesse moyenne et l'écart-type des fluctuations seulement 5 diamètres en amont. Dans notre cas la porosité de la grille installée dans la soufflerie cryogénique est d'environ 0.88 et celle utilisée dans la maquette a une porosité de 0.6. Les capteurs (fils chauds et micro-Pitots) seront donc positionnés en gardant une distance entre la grille et les sondes de l'ordre de 30 mm.

3.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté le travail de caractérisation puis la solution retenue pour limiter le phénomène quasi-stationnaire de précession qui affecte le comportement du jet à grande échelle. Ce comportement anormal a été mis en évidence au cours des premières mesures réalisées à l'aide des micro-Pitots et des mesures de diffusion acoustique (voir le chapitre 7) et trouve son origine dans l'effet du confinement de l'écoulement moyen par les parois de la chambre de test de la soufflerie. En utilisant une maquette de la chambre de test à température ambiante nous avons réalisé une série d'essais de caractérisation de l'écoulement à l'aide des mesures de pression pariétale et d'anémométrie à fil chaud qui nous ont permis d'identifier le phénomène et de le comparer avec succès aux résultats disponibles dans la littérature permettant d'exclure les effets de l'échangeur hélicoïdal sur l'écoulement en amont de la buse et sur la géométrie de cette dernière.

L'étape suivante a du travail a consisté à éliminer le phénomène. La réduction du confinement latéral par l'augmentation du diamètre L de la chambre de test est limité par la taille du cryostat du bain de refroidissement et par les contraintes thermiques liées au bilan entre les pertes thermiques parasites (qui augmentent avec la surface latérale) et la capacité de pompage disponible pour contrôler la température. La réduction ultérieure du diamètre de la buse, c'est à dire pour des diamètres inférieures à 5 mm, est limitée par la technologie d'usinage et la qualité de la surface. La solution que nous avons utilisée consiste à positionner une grille en aval de la buse pour stabiliser la structure à grande échelle du jet et limiter le battement. Les mesures au fil chaud de la vitesse locale dans l'axe nous ont permis d'identifier le positionnement optimale de la grille et de vérifier son impact sur les propriétés statistiques au premier et deuxième ordre de la vitesse du jet. Ces séries de mesures seront aussi utilisées comme support aux mesures de fil chaud à basse température afin de vérifier et valider le comportement du jet d'hélium liquide.

Chapitre 4

Mise au point des fils chauds

4.1 Introduction

Ce chapitre est consacré au développement et à la mise en œuvre des anémomètres à fil chaud de type “classique” (i.e. métallique) à basse température dans la soufflerie HeJet. Le chapitre est organisé de la façon suivante. La première partie consiste en une description du fonctionnement de l’anémomètre à fil chaud “classique” dans des conditions d’utilisation standard c’est à dire pour des écoulements turbulents incompressibles et isothermes à température ambiante. Ensuite, le fonctionnement des anémomètres à fil chaud développés spécifiquement pour l’étude de la turbulence dans l’hélium à température cryogénique sera présenté, à partir d’une revue bibliographique de l’état de l’art, des résultats obtenus et des obstacles à franchir pour améliorer la résolution spatiale et temporelle des capteurs. Cette partie sera suivie par la description détaillée de la solution adoptée dans ce travail de thèse : le fil chaud “classique” à basse température fortement surchauffé. En particulier on présentera les étapes du développement et de mise au point des capteurs.

4.2 Anémométrie à fil chaud

4.2.1 Principe de la mesure

L’anémométrie à fil chaud [53, 217] est une technique de mesure qui permet d’obtenir une ou plusieurs composantes de la vitesse en un point d’un écoulement au cours du temps (mesure Eulérienne) de façon faiblement intrusive et avec une bonne résolution spatiale et temporelle. Le principe de fonctionnement est fondé sur la mesure des variations de la température (donc de la résistance) d’un élément sensible chauffé par effet Joule à une température supérieure à la température de l’écoulement et donc refroidi par convection forcée par l’écoulement autour du fil [55, 72].

L’élément sensible est constitué (dans les applications traditionnelles) d’un fil métallique fin (avec un diamètre d_w qui varie typiquement entre $0.6\ \mu\text{m}$ et $10\ \mu\text{m}$) avec une longueur l_w comprise entre le millimètre et le dixième de millimètre selon les applications, les fluides et les caractéristiques de l’écoulement. En écrivant le bilan de puissance de l’élément sensible du fil à la température T_w on obtient l’équation suivante :

$$m_w c_w \frac{dT_w}{dt} = i^2 R_w - Q_{out}, \quad (4.1)$$

où m_w est la masse du fil, c_w est la capacité calorifique du fil, le terme $i^2 R_w$ correspond à la puissance apportée par effet Joule (i est l'intensité électrique qui circule dans le fil de résistance R_w) et $Q_{out} = Q_r + Q_{cn} + Q_{cf} + Q_{cond}^b + Q_{cond}^f$ est la puissance échangée avec le fluide par rayonnement, par convection naturelle, par convection forcée et par conduction le long des broches du fil chaud et vers le fluide. La résistance R_w du fil varie avec la température selon l'équation :

$$R_w = R_r [1 + \chi (T_w - T_r)], \quad (4.2)$$

où χ est le coefficient de résistance du matériau, T_w est la température moyenne de la partie sensible du fil, T_r est une température de référence (normalement la température ambiante T_a) et R_r est la résistance du fil à cette température. En négligeant en première approximation les pertes par rayonnement et par conduction dans les supports (en supposant que $l_w/d_w \gg 1$ [53]) la puissance échangée avec le fluide peut s'écrire :

$$Q_{out} = Nu\pi 2lk_f (T_w - T_f), \quad (4.3)$$

où k_f est la conductivité thermique du fluide à la température $T_f = (T_w + T_a)/2$. Le nombre de Nusselt Nu est ainsi défini par :

$$Nu = \frac{h_c d}{k_f}, \quad (4.4)$$

où h_c est le coefficient de transfert thermique. À partir de l'analyse dimensionnelle prenant en compte la géométrie du fil, ses propriétés et celles du fluide, le mécanisme dominant d'échange d'énergie, le nombre de Nusselt peut être exprimé [14, 81] par la relation suivante :

$$Nu = Nu \left(Re, Pr, Gr, \alpha_1, M, a_T, \frac{l_w}{d_w}, \frac{k_f}{k_w} \right), \quad (4.5)$$

où $Re = \rho U d / \mu$ est le nombre de Reynolds du fil, Pr est le nombre de Prandtl $Pr = \mu C_p / k$ où C_p est la chaleur spécifique du fluide à pression constante et k est la conductivité thermique du fluide, α_1 est l'angle entre la vitesse de l'écoulement et la normale au fil chaud, $Gr = \rho^2 g T_a^{-1} (T_w - T_a) d^3 \mu^{-2}$ et M est nombre de Mach $M = U/c$. c est la vitesse du son à la température T_a . La surchauffe du fil est représentée par le coefficient a_T défini par la relation :

$$a_T = \frac{T_w - T_a}{T_a} = \frac{R_w - R_a}{R_a}. \quad (4.6)$$

Dans le cas d'un écoulement faiblement compressible et en négligeant la dépendance du nombre de Grashof (rapport des forces de gravité sur les forces visqueuses) on peut exprimer le nombre de Nusselt selon une relation de type :

$$Nu = a Pr^\alpha + b Pr^\beta Re^{0.5}, \quad (4.7)$$

où les coefficients a , b et les exposants α et β sont obtenus expérimentalement (une revue des lois d'échange en régime de convection forcée est présentée en [3]). La dépendance en $Re_w^{0.5}$ est liée à la croissance de l'épaisseur de la couche limite de vitesse et de température autour du fil. La couche limite peut être considérée comme

laminaire car, dans la soufflerie cryogénique HeJet, pour une vitesses moyenne $\langle U \rangle$ de environ 0.5 m s^{-1} le nombre de Reynolds du fil de $1.3 \mu\text{m}$ est de l'ordre de 30. En combinant les équations (4.1), (4.2) et (4.7), dans l'hypothèse de régime stationnaire (U et T_w constantes), on obtient une relation entre la tension mesurée ($E = R_w i$) et la vitesse U de l'écoulement (la loi de King) :

$$\frac{R_w i^2}{R_w - R_a} = a_0 + b_0 \sqrt{U}, \quad (4.8)$$

où les coefficients a_0 et b_0 prennent en compte les caractéristiques dimensionnelles du fil (l_w/d_w), les conditions expérimentales (a_t , nombre de Mach etc.) et les propriétés physiques du fluide (Pr, Gr etc.).

En excluant les effets de bord (hypothèse de fil infiniment long) la partie décapée du fil chaud est sensible au module de la vitesse $U = \sqrt{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2}$ où U_x et U_y sont les composantes de la vitesse perpendiculaires à l'axe du fil et U_z est la composante parallèle. En réalité par le fait que le rapport d'aspect l_w/d_w est fini (de l'ordre de 400, dans notre cas) l'anémomètre est partiellement sensible à la composante de vitesse U_z par effet du refroidissement aux extrémités du fil mesure une vitesse effective $U_{eff} = \sqrt{U_x^2 + U_y^2 + k^2 U_z^2}$. Les résultats de [46, 45] montrent que le coefficient k dépend du rapport l_w/d_w et pour les capteurs utilisés dans ce travail de thèse k est de l'ordre de 0.08.

Le problème du choix du fil (i.e. le matériau, la longueur l_w , le diamètre d_w , la longueur totale en comprenant les extrémités¹ etc.) se complexifie si on prend en considération le profil de température le long du fil. Le rapport d'aspect l_w/d_w joue en rôle fondamental sur le profil de température le long du fil par effet de la conduction thermique vers les extrémités du fil non décapé [46]. La figure (4.1) présente les profils de température le long d'un fil chaud en fonction de différents rapports d'aspect et obtenus par simulation numérique de [124].

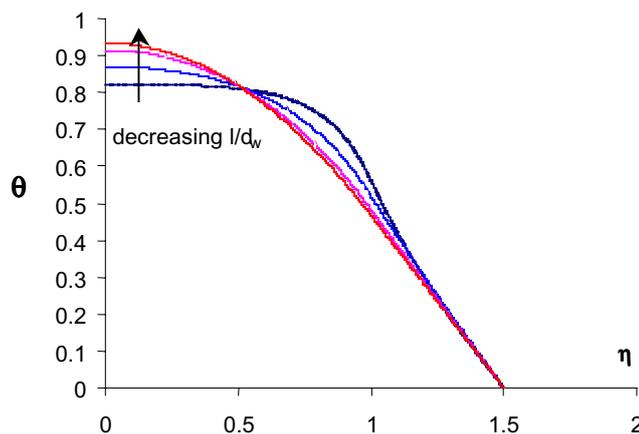


FIGURE 4.1: Profil de température $\theta = (T_w - T_a)/T_a$ le long du fil ($\eta = 2x/l_w$) en fonction du rapport d'aspect l_w/d_w obtenu par simulation numérique. Image reprise de [124]. Dans le graphique les valeur en abscisse $\eta \geq 1$ correspondent à la partie non décapé du fil.

On peut observer qu'un profil de température le plus uniforme possible peut être atteint (pour un fil donné) en augmentant le rapport d'aspect au détriment de la

1. En anglais cette partie est appelée stub.

résolution spatiale (qui dépend de l_w). Un compromis doit donc être fait entre le diamètre du fil (l'offre commerciale est limitée à 0.6 μm), la technique de préparation et de manipulation (i.e. le processus de décapage) et les contraintes expérimentales. Dans le paragraphe suivant nous détaillerons ces choix techniques.

4.2.2 Fils chauds à basse température

L'utilisation de la technique du fil chaud à basse température et à très grand nombre de Reynolds doit conjuguer les contraintes expérimentales imposées par le comportement des matériaux aux températures cryogéniques et l'étendue de la hiérarchie d'échelles de l'écoulement turbulent qui s'étend de l'échelle d'injection de l'énergie (l'échelle intégrale L) à l'échelle de Kolmogorov η (de l'ordre du micron), conduisant à des fréquences caractéristiques des fluctuations temporelles de vitesse autour du fil de l'ordre du MHz.

La réponse dynamique du fil chaud en terme de fréquence maximale des fluctuations de vitesse mesurables dépend, si on ne considère pas l'asservissement électronique de contrôle (et son mode de fonctionnement à température ou à courant constant) et le montage expérimental (par exemple l'effet capacitif des câbles de mesure), principalement du coefficient de surchauffe et de l'inertie thermique du fil [55] par le biais de la chaleur spécifique de l'élément sensible. Aux basses températures on observe un effet favorable car la chaleur spécifique des matériaux diminue par effet de la diminution de l'énergie des modes de vibration du réseau cristallin et par la diminution de l'énergie des électrons [204].

Si la résistance R_w d'un fil métallique varie de façon linéaire avec la température autour de 300 K selon l'équation (4.2), à basse température la résistivité ρ^w diminue jusqu'à devenir constante. Dans le cas général, la résistivité varie selon la relation suivante (loi de Matthiensen) :

$$\rho^w(T) = \rho_0^w + \rho_s^w(T), \quad (4.9)$$

où $\rho_0^w = \rho_i^w + \rho_d^w$ est la résistivité résiduelle qui correspond à l'effet des impuretés ρ_i^w (dans le cas des alliages) et des défauts du réseau cristallin ρ_d^w (par effet des traitements thermiques et des contraintes mécaniques qui créent des dislocations dans le réseau). Le terme $\rho_s^w(T)$ prend en compte la diffusion des électrons par les phonons (les modes de vibration du réseau cristallin) [71, 110]. Dans la pratique le deuxième terme de droite de l'équation (4.9) prend la forme $\rho_s^w(T) = AT^2 + BT^5$ avec des coefficients, A et B , expérimentaux à cause de phénomènes de diffusion plus complexes [220] qui incluent les effets de taille de l'échantillon. Dans le cas d'un conducteur de faible diamètre pour lequel le libre parcours moyen des électrons est comparable au diamètre du fil la diffusion des électrons par la surface modifie le coefficient A [73].

Ces considérations et la nécessité de réaliser des sondes de vitesse de taille micronique et sub-micronique pour répondre au besoin de résolution spatiale par la réduction de l_w tout en gardant, si possible, un rapport d'aspect l_w/d_w suffisamment élevé, ont conduit à l'utilisation de techniques de microfabrication, l'introduction d'alliages supraconducteurs, l'utilisation de matériaux à base de semi-conducteurs qui se caractérisent par une résistivité qui augmente en diminuant la température.

4.2.3 État de l'art

Castaing et Chabaud [41, 43] utilisent des dépôts sur une fibre de verre de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre et de $1\ \text{mm}$ de longueur d'une couche de chrome de $500\ \text{Å}$ d'épaisseur suivi par le dépôt d'une couche d'argent (or d'or) de $100\ \text{Å}$ d'épaisseur pour éviter l'oxydation de la première. Une deuxième fibre de verre de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre est ensuite utilisée comme masque pour le troisième dépôt d'une couche de supraconducteur (Pb-In) ayant un épaisseur d'environ $2500\ \text{Å}$. La section résistive protégée par la masque devient le point chaud qui fait transiter une partie de l'alliage supraconducteur d'un état supraconducteur à un état normal. Un asservissement à résistance constante fait varier le courant nécessaire pour maintenir la longueur de Pb-In transitée constante réalisant ainsi la mesure des fluctuations de vitesse locale.

Dans une autre approche un dépôt de Au-Ge a été utilisé pour réaliser un fil chaud avec une longueur sensible de $0.5\ \mu\text{m}$ sur une fibre verre de $1.5\ \mu\text{m}$ de diamètre [48] et un film chaud de $10 \times 10\ \mu\text{m}$ de largeur [222]. Une fibre de quartz est utilisée comme support pour le dépôt d'au-Ge et le contact électrique est réalisé à l'aide d'une couche en or de $2000\ \text{Å}$. Pour maîtriser les propriétés thermométriques de l'au-Ge des couches successives de Au et de Ge ont été déposées suivi par une phase de recuit à haute température permettant de contrôler la sensibilité du fil.

Une nouvelle voie a été récemment suivie par [223, 153] fondée sur l'utilisation d'un détecteur en semi-conducteur : une fibre de carbone de $7\ \mu\text{m}$ de diamètre, a été court-circuitée par une couche d'argent et d'or d'environ $2000\ \text{Å}$ pour obtenir une zone sensible de $7\ \mu\text{m}$ de longueur.

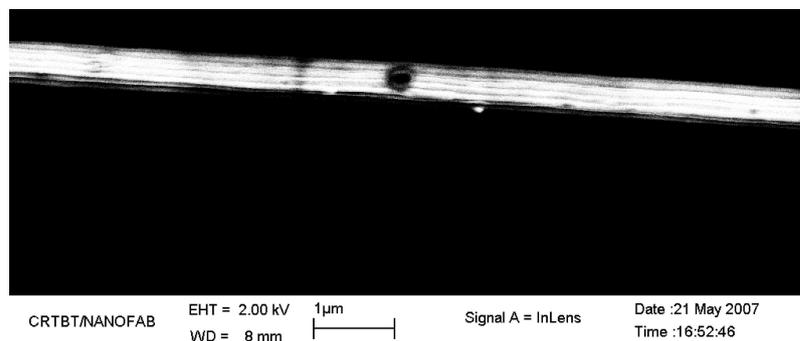


FIGURE 4.2: Fil chaud réalisé à partir d'un filament de Nb-Ti massif. On peut apprécier le rétrécissement de la section par effet du trou réalisé avec le canon à ions. Source : P. Diribarne.

La voie la plus récente a été suivie par [59] en utilisant un filament massif de supraconducteur obtenu à partir de câbles en Nb-Ti d'origine commerciale. Le principe de fonctionnement consiste à réaliser la zone sensible (le point chaud) en réduisant localement la section du filament supraconducteur sur une longueur de quelques dixièmes de micromètre. Le dépassement du courant critique dans la section réduite engendre la transition locale du filament supraconducteur à l'état normal et la création du point chaud. Des brins de Nb-Ti (température de transition $T_c \simeq 9\ \text{K}$) de diamètre moyen entre $0.5\ \mu\text{m}$ et $1\ \mu\text{m}$ ont été utilisés. La réduction de section est obtenue en utilisant un canon à ions (technique de type FIB Focussed Ion Beam). La figure (4.2) présente l'image au microscope du fil en Nb-Ti de $0.8\ \mu\text{m}$ de diamètre avec la réduction locale de la section par effet du trou de $0.4\ \mu\text{m}$ de diamètre.

Plusieurs considérations peuvent être mentionnées concernant les fils chauds ici présentés :

1. Le procédé de fabrication est complexe et peu reproductible,
2. Les fils sont caractérisés par une fragilité mécanique intrinsèque [59] en phase de préparation des campagnes de mesure et pendant la mise en froid des installations expérimentales par effet des vibrations mécaniques, des dilatation/contractions différentielles et des décharges électriques [48, 222].
3. Les fils sont affectés par des phénomènes de vieillissement et de dérive dans le temps de propriétés électriques des dépôts par effet de la cristallisation ou de l'oxydation des couches qui limitent l'utilisation et la validité des lois d'étalonnage [41].
4. Le détachement des dépôts par effet aérodynamique a été observé pour des vitesses élevées [47].
5. L'utilisation des fibres de carbones est limitée par le diamètre disponible dans le commerce (supérieure à 6 μm) et par le bruit intrinsèque.
6. Le dépassement du courant critique dans le cas des fils chauds en supraconducteur peut produire une transition en cascade de tout le fil (quench) [59].
7. Le rapport d'aspect des fils chauds dans les exemples cités est de l'ordre de l'unité et par conséquent le transducteur est sensible aux trois composantes de la vitesse (anémomètre isotrope [153]).

À partir de cet état de l'art on a décidé de porter nos efforts sur le développement de la technique de fil chaud métallique dans un écoulement cryogénique en visant deux objectifs à court et à long terme. Dans le premier cas, à partir de considérations technologiques (disponibilité des composants, facilité de fabrication) et de réduction des risques, on veut valider le fonctionnement des fils chauds métalliques à basse température et vérifier le comportement hydrodynamique à grande échelle du jet axi-symétrique vis à vis des phénomènes non stationnaires de précession (voir le chapitre 3) pour compléter la mise à point de la soufflerie HeJet.

Ensuite les résultats de cette première phase formeront la base de départ pour l'étude de la turbulence classique à très grand nombre de Reynolds et du fonctionnement du fil chaud à des températures inférieures à T_λ .

4.3 Fil chaud "classique" à basse température

La solution envisagée consiste à utiliser un fil chaud métallique de type Wollaston [24] d'origine commerciale et couramment employé dans les mesures à fil chaud dans l'air et comme thermomètre [206, 140]. Il s'agit d'un fil réalisé par étirement et constitué d'une âme en Pt_{90%}-Rh_{10%} (dans notre cas on utilisera des fils de 1.3 μm et 0.6 μm de diamètre) entourée par une gaine d'argent entre 35 μm et 50 μm d'épaisseur.

4.3.1 Caractérisation

Les incertitudes sur le taux d'impureté du fil commercial, sur l'état du réseau cristallin résultant du processus de fabrication et l'absence des données expérimentales pour l'alliage Pt_{90%}-Rh_{10%} nous a conduit à caractériser des échantillons à basse température et mesurer leur résistivité en fonction de la température (Eq. 4.9). La figure (4.3) présente l'évolution de la résistivité d'un échantillon de fil Wollaston de 1.3 μm de diamètre et 3 mm de longueur l_w en fonction de la température entre 4 K et 32 K. La mesure est réalisée selon la technique dite à 4 fils en courant alternatif,

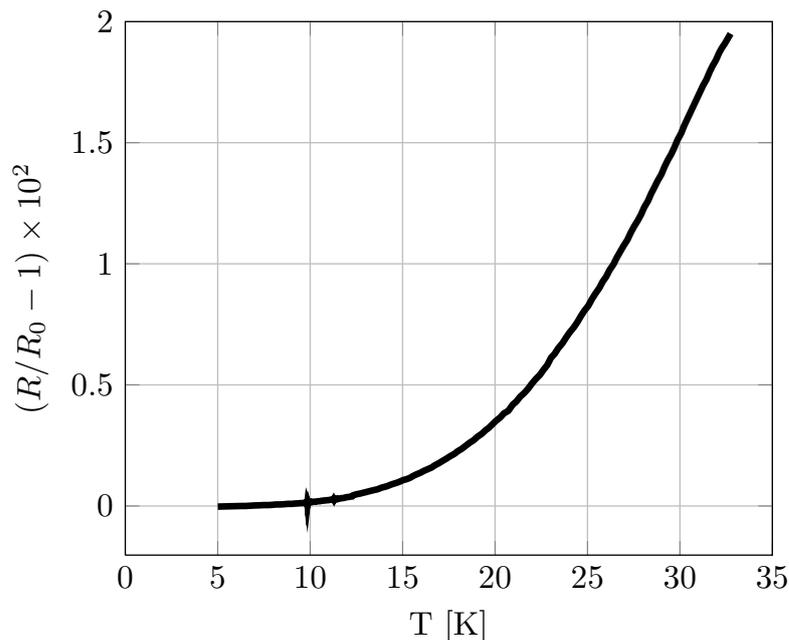


FIGURE 4.3: Résultat de la mesure de résistivité du fil Wollaston en fonction de la température. $R_0 = R(T = 5 \text{ K})$. Fil de $1.3 \mu\text{m}$ de diamètre.

pour s’affranchir des tensions thermoélectriques liées au gradient de température le long des fils de câblage, à l’aide d’un appareil de mesure Microbox type CABTF. L’échantillon de fil de 6 mm de longueur totale ayant une résistance de 204Ω à 300 K est soudé à un support en plastique pour les circuits électroniques. Celui-ci est couplé à un bloc en cuivre (on utilise de la colle de type Apiezon pour réaliser un contact thermique optimal).

On observe la variation non linéaire de la résistivité en fonction de la température et la saturation de ρ^w pour des températures inférieures à 15 K en accord avec l’équation (4.9). À une température de 5 K la résistance correspond à 108Ω . Cette mesure nous permet de réaliser un dimensionnement préliminaire de la chaîne de mesure et de connaître le coefficient de surchauffe du fil une fois qu’il sera immergé dans l’hélium liquide.

4.3.2 Réalisation des sondes

Les sondes utilisées dans la soufflerie cryogénique sont réalisées par J.-P. Moro (CEA-G/DEN) et se composent d’un corps cylindrique en céramique de 4 mm de diamètre et 20 mm de longueur sur lequel on colle avec de la résine epoxy deux broches en acier inoxydable de 0.3 mm diamètre qui supportent le fil. Les étapes suivantes de fabrication consistent à assembler la sonde, décaper le fil sur une longueur l_w et le souder aux broches.

Pour fabriquer la partie sensible du fil on décape par attaque chimique la gaine en argent (environ $35 \mu\text{m}$ d’épaisseur) d’un fil Wollaston d’environ 15 mm de longueur maintenu en position par deux micro-manipulateurs. Pour mieux maîtriser la longueur sensible on utilise une goutte d’acide nitrique (solution à 10%) qui vient se positionner en contact avec le fil à l’aide d’une seringue. Cette technique permet d’obtenir des longueurs sensibles qui varient entre 0.3 mm et 0.4 mm. Un courant qui varie entre $10 \mu\text{A}$ et $100 \mu\text{A}$ est enfin imposé entre le fil (anode) et l’aiguille de

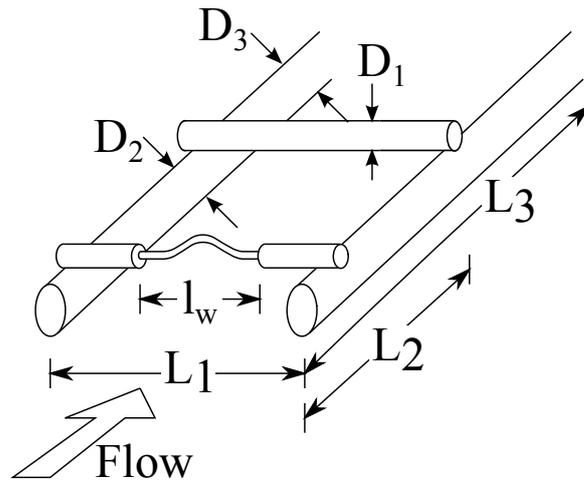


FIGURE 4.4: Schéma (pas à l'échelle) de la sonde à fil chaud.

la seringue (cathode) en utilisant une alimentation électrique continue. On utilise de l'eau déminéralisée pour éviter le dépôt d'impuretés sur le fil [181]. On obtient donc des fils caractérisés par un rapport l_w/d_w qui varie entre 330 et 250 pour les fils de $1.3\ \mu\text{m}$ de diamètre et entre 580 et 500 pour les fils de $0.6\ \mu\text{m}$. Par rapport aux techniques classiques de fabrication des sondes à fil chaud cette procédure permet d'éviter le dépôt par électrodéposition d'une gaine en cuivre supplémentaire [128, 129, 130] pour ajuster la longueur sensible (obtenue par immersion dans un bain d'acide) ou de fragiliser le fil par déformation plastique [248].

Le fil est ensuite galbé mécaniquement en rapprochant le micromanipulateurs avant de le souder aux broches. Cette étape est justifiée par l'incertitude sur les coefficients de dilatation des matériaux utilisés (support en céramique, résine epoxy, pâte utilisée pour souder le fil Wollaston aux broches) et en particulier de la gaine d'argent et du $\text{Pt}_{90\%}\text{-Rh}_{10\%}$. Plusieurs essais de refroidissement des sondes de 300 K jusqu'à 4.2 K ont permis d'identifier que le mode principal de rupture à froid est lié aux contraintes mécaniques introduites par la contraction de la gaine en argent (supérieure à celle du platine rhodié). La flèche optimale de la déformation à chaud est de l'ordre de $60\ \mu\text{m}$. Le galbe du fil à température ambiante est visible sur la figure (4.5) pour le fil de $0.6\ \mu\text{m}$ de diamètre.

La sonde est ensuite consolidée par le collage d'un élément transversal (deux éléments, en acier, pour les fils de première génération, visibles sur la figure (4.6) et en argent pour les fils de deuxième et troisième génération comme montré par la figure (4.7)) qui est collé avec de la résine epoxy pour éviter le court-circuit entre les deux broches, de $0.2\ \text{mm}$ de diamètre. La fonction de cet élément est de s'accorder au coefficient de dilatation (contraction) thermique de la gaine du fil Wollaston et de rapprocher les broches à basse température pour éviter la rupture du fil.

Trois générations de sondes ont été fabriquées pendant le travail de thèse et ici on présente les résultats obtenus avec les deux dernières.

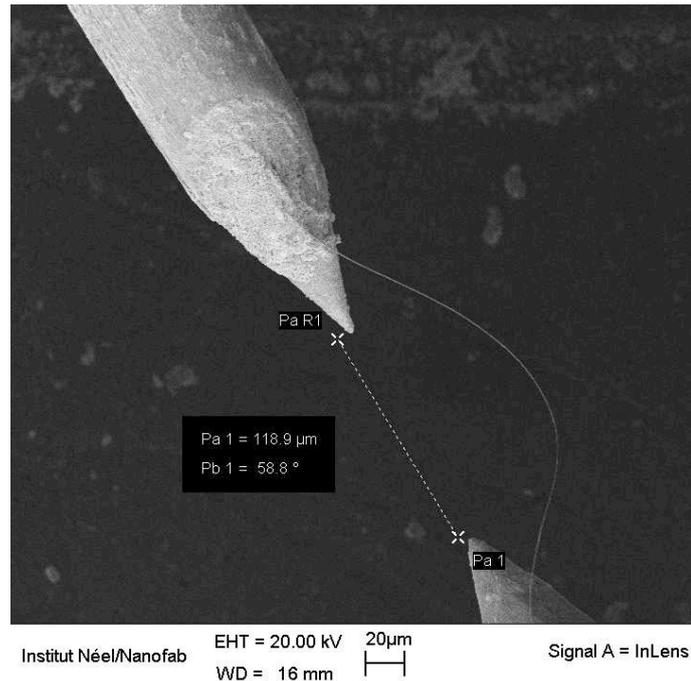


FIGURE 4.5: Image du fil de $0.6\mu\text{m}$ de diamètre obtenue avec le microscope à balayage d'électrons. La partie découpée du Wollaston avec son galbe est visible entre les pointes de la gaine d'argent (résidus du processus de décapage).

4.3.3 Montage expérimental

On utilise 3 fils chauds (tous caractérisés par une longueur découpée d'environ 0.4 mm) dont 2 de $1.3\mu\text{m}$ de diamètre et positionnés 60 diamètres en aval de la buse (de profil polynomial et diamètre 5 mm). Le premier est fixé dans l'axe du jet et le deuxième est positionné à $y/D = 2$. Le troisième fil de $0.6\mu\text{m}$ est positionné à $x/D = 60$ et $y/D = 7$. Par mesure de précaution les fils sont mis à la masse de l'installation pendant la phase de mise en froid, de la température ambiante jusqu'au remplissage de la boucle avec l'hélium liquide, afin d'éviter les éventuelles décharges électriques.

Un capteur de type Pitot est installé à $y/D = 2$ et $x/D = 60$ pour vérifier le comportement du jet vis à vis des phénomènes de battement et de précession et valider l'efficacité de la grille. Il s'agit d'un capteur de pression différentielle de type Siemens KPY-32 (voire le chapitre 3) adapté en installant une prise de pression dynamique réalisée avec un capillaire courbé de 0.2 mm de diamètre (le tube de Pitot est visible sur la figure 4.7 (b)).

Deux supports indépendants (pour des raisons de facilité de montage) en acier inoxydable sont utilisés pour le positionnement des capteurs à l'intérieur de la chambre de test (voir la figure 4.7 et la figure 4.8). L'incertitude sur le positionnement longitudinal est estimée en 5 mm (soit $1D$) et le positionnement latéral est estimé à 2 mm soit $0.25D$.

4.3.4 Montage électronique

La phase de mise au point du fil chaud classique à basse température a reposé sur l'utilisation de deux asservissements différents : un anémomètre à température constante (CTA) et un anémomètre à courant constant (CCA). Dans le premier

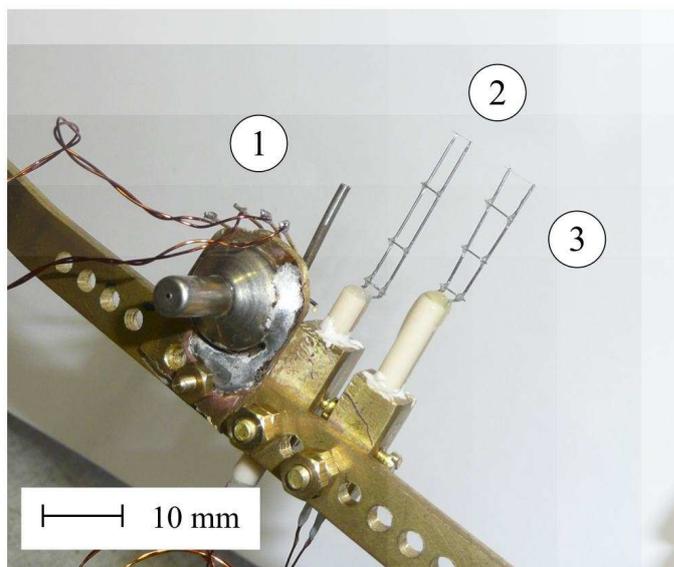


FIGURE 4.6: Image du Pitot KPY-32 (1) et des fils chauds de première génération (2) et (3).

cas on utilise un anémomètre commercial DISA type 55M01 (le schéma de principe est montré sur la figure (4.9 (b))). L'anémomètre à courant constant² se compose d'une batterie 12 V, d'une résistance étalon (R_e) de 160Ω à température ambiante mise en série avec deux rhéostats de régulation. Le courant injecté, qui varie entre 4 mA et 6.3 mA, est déterminé en mesurant la chute de tension à travers R_e à l'aide d'un voltmètre de précision Keithley type 2700 et adapté à chaque point de fonctionnement (nombre de Reynolds et température) de la soufflerie pour tenir compte de la non linéarité de la résistance du fil R_w en fonction de sa température T_w et maintenir un coefficient de surchauffe constant. La chute de tension aux bornes du fil chaud (en incluant les câbles électriques à l'intérieur du cryostat de environ 1Ω) est amplifiée (gain de 11) et, ensuite, enregistrée par la carte d'acquisition National Instruments PXI-4462. Le circuit du CCA n'est pas compensé des effets capacitifs. Le schéma électrique de l'anémomètre CCA est présenté sur la figure (4.9 (a)). Le biais introduit par l'effet des tensions thermoélectriques, dues au gradient de température le long des câbles à l'intérieur du cryostat, est constant et négligeable, en tenant en compte que la durée des enregistrement est inférieure à la variation du gradient de température par effet de l'évaporation du liquide à l'intérieur du bain de refroidissement de la soufflerie.

Ce double montage nous assure la redondance de la mesure et nous permet d'identifier des problèmes éventuels (i.e. la présence de bruit parasite, la difficulté d'équilibrage du pont à température constante, etc.). On utilise un analyseur de spectre Stanford Research type SR-785 pour observer le spectre de puissance du signal de tension pendant les mesures, détecter la présence de parasites et sélectionner la fréquence d'échantillonnage.

4.4 Comportement dans l'hélium liquide à $T > T_\lambda$

Dans ce paragraphe on présente l'analyse des premiers résultats obtenus avec les fils chauds de deuxième génération dans l'hélium liquide à une température de

2. Développé par J.-P. Moro, CEA-G/DEN.

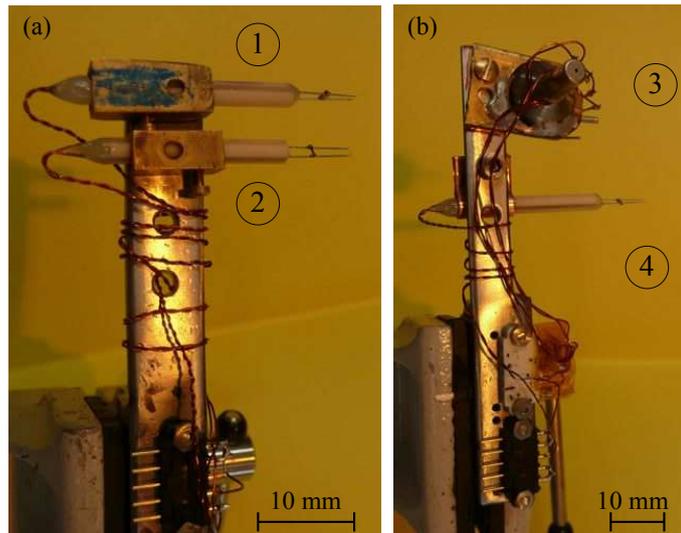


FIGURE 4.7: Image des fils de deuxième génération. (a) 1 et 2 : fils de diamètre $d_w=1.3\ \mu\text{m}$ positionnés à $x/D = 60$ et $y/D = 0$ et 2, respectivement. (b) 3 : Pitot, 4 : fil de $0.6\ \mu\text{m}$ de diamètre positionné à $x/D = 60$ et $y/D = -7$.

2.3 K et une pression absolue de environ 2.8×10^5 Pa. La vitesse du jet varie entre $0.5\ \text{m s}^{-1}$ et $5\ \text{m s}^{-1}$ ($\pm 15\%$) soit un nombre de Reynolds Re_D compris entre 3.8×10^5 et 1.2×10^6 . Dans tous les cas présentés les sondes sont positionnées à 60 diamètres en aval de la buse à profil polynomial ($D = 5\ \text{mm}$).

L'analyse est focalisée sur le fonctionnement des fils chauds à partir des spectres de puissance, des histogrammes et des défauts identifiés dans les signaux de tension (l'analyse de la statistique du champ de vitesse turbulent est le sujet du chapitre 5). Ensuite on présentera les modifications apportées aux capteurs qui ont abouti à la troisième génération avec des gains en termes de dynamique en fréquence accessible.

4.4.1 Courbes courant vs résistance

Une fois que la soufflerie est remplie et pressurisée on vérifie le comportement de chaque fil chaud dans l'hélium liquide, d'abord stagnant, et après en fonction de la vitesse afin de mesurer la variation de la résistance en fonction du courant injecté. La mesure est réalisée selon la technique à 4 fils en utilisant un appareil de mesure Keithley type 2700. Le courant injecté est balayé entre 1 mA et 7.5 mA. La fréquence de rotation de la pompe est augmentée de façon progressive de 2.6 Hz à 7.8 Hz et la procédure de mesure de la résistance du fil est répétée.

Les courbes $i - \Omega$ sont tracées sur la figure (4.11) (à gauche). Pour les fréquences f_p non nulles les courbes sont obtenues par interpolation d'une fonction polynomiale d'ordre 5 aux moindres carrés des valeurs mesurées. À partir de ces mesures et de la caractérisation $T - \Omega$ du fil Wollaston (voir la figure (4.3)) on peut associer à chaque valeur de courant i la température du fil T_w et ainsi le coefficient de surchauffe a_T . De plus, la mesure nous permet de déterminer l'intensité du courant nécessaire au maintien d'un coefficient de surchauffe a_T constant en fonction du nombre de Reynolds en respectant les spécifications de fonctionnement de l'électronique d'asservissement. Si dans le cas de l'anémomètre CTA le courant maximal que le DISA 55M01 peut délivrer correspond à 1 A et donc largement suffisant, dans le cas de l'asservissement à courant constant le courant doit être ajusté manuellement

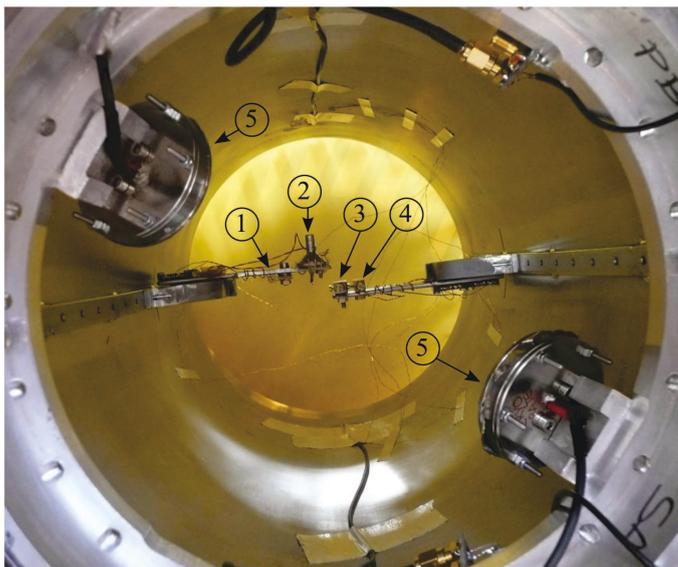


FIGURE 4.8: Installation des capteurs dans la chambre de test d'HeJet. Vue par la buse. 1 : fil chaud de $0.6\ \mu\text{m}$ de diamètre, 2 : Pitot, 3 et 4 : fils chauds de $1.3\ \mu\text{m}$ de diamètre, 5 : transducteurs acoustiques.

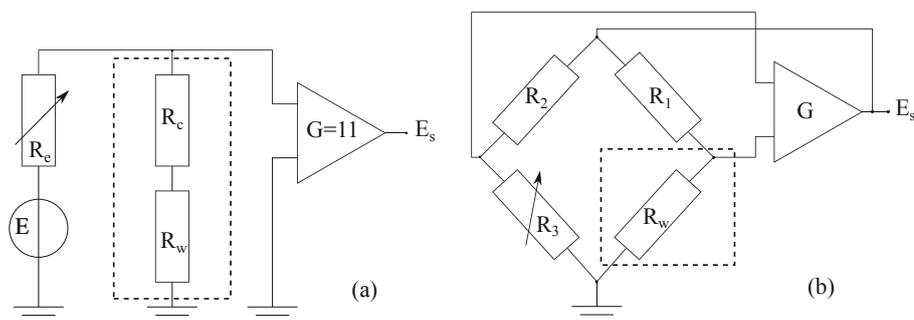


FIGURE 4.9: Circuit électrique de l'anémomètre à courant constant CCA (a) et de l'anémomètre à température constante CTA (b). Le cryostat est représenté par la ligne en pointillée.

pour chaque régime de fonctionnement.

4.4.2 Comportement dynamique

On a vu (paragraphe 4.2.2) que la fréquence maximale des fluctuations de vitesse que l'on peut mesurer dépend de l'intégralité de la chaîne de mesure et inclut l'inertie thermique du fil chaud, les effets capacitifs du câblage et la fonction de transfert de l'asservissement de mesure (CTA ou CCA). Nous avons vérifié le comportement de l'ensemble en observant la réponse du fil chaud et de l'asservissement à température constante à une perturbation d'intensité en créneaux avec une fréquence de $30\ \text{kHz}$ [125]. La réponse a été enregistrée à l'aide d'un oscilloscope LeCroy type 354 et la courbe est tracée sur la figure (4.10). On observe que le signal de tension en sortie de l'anémomètre se caractérise par un temps de relaxation de l'ordre de $10\ \mu\text{s}$ (soit une fréquence de coupure de $100\ \text{kHz}$).

4.4.3 Variations de la résistance du fil

Pendant la phase de mise en oeuvre des fils chauds dans la soufflerie on a détecté la variation instantanée de la tension moyenne du signal du fil chaud délivré par

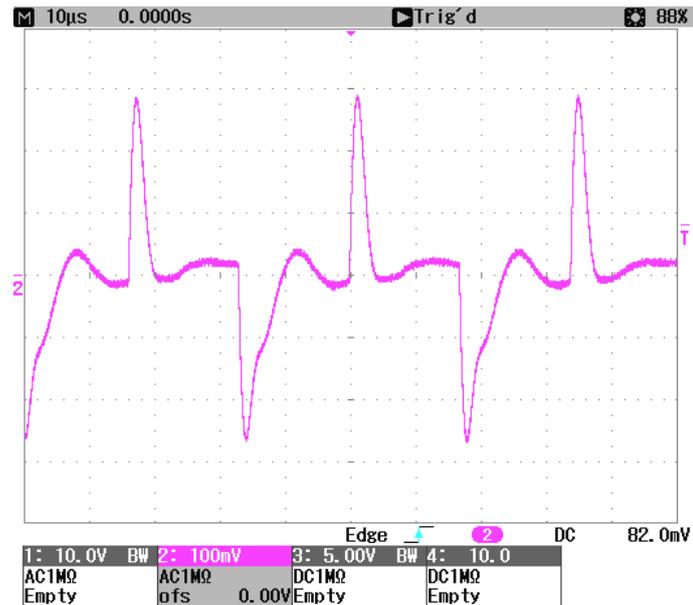


FIGURE 4.10: Réponse du capteur à une perturbation en forme de créneaux.

l'anémomètre à courant constant. La figure (4.11) (à droite) montre le signal temporel de la tension. L'explication la plus probable du phénomène, qui a affecté une seule sonde, met en cause le processus de décapage de la gaine d'argent. L'attaque chimique peut laisser des traces d'argent à proximité de la diminution de section qui peuvent venir au contact avec la partie sensible du fil et la court-circuiter (voir la figure (4.5)). La longueur moyenne de ces traces est de l'ordre de l'épaisseur de la gaine. Cette hypothèse est compatible avec la variation de la résistance observée qui est de l'ordre de 4% et qui correspond à une longueur de fil court-circuité d'environ $16\ \mu\text{m}$ soit la demi-épaisseur de la gaine d'argent qui recouvre le $\text{Pt}_{90\%}\text{-Rh}_{10\%}$.

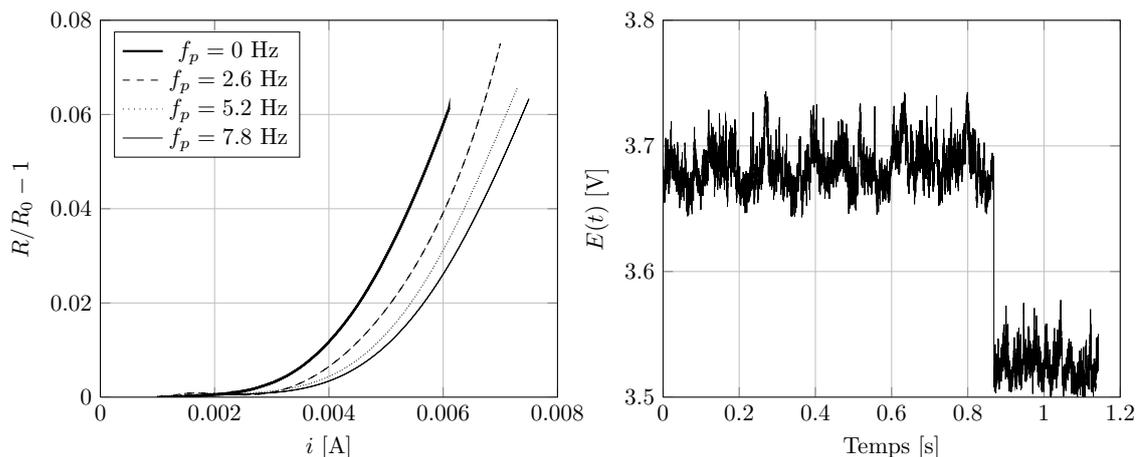


FIGURE 4.11: À gauche : courbes $i - \Omega$ en fonction du régime de rotation de la pompe. À droite : Signal temporel de tension $E(t)$ issu de l'anémomètre à courant constant. On observe une réduction brusque de la tension. L'effet est probablement attribuable à la réduction de longueur sensible par court circuit avec des résidus du processus de décapage. $\text{Re}_D = 3.8 \times 10^5$.

4.4.4 Histogrammes de tension

L'analyse des histogrammes des signaux de tension $E(t)$ nous renseigne sur le comportement du jet à grande échelle et sur l'efficacité de la grille dans la suppression du phénomène de précession. Les histogrammes obtenus avec l'asservissement à température constante et à courant constant sont tracés sur la figure (4.12) et Fig. (4.13), respectivement. On peut remarquer que la forme des histogramme est différente et cohérente avec les différents modes de fonctionnement des asservissements.

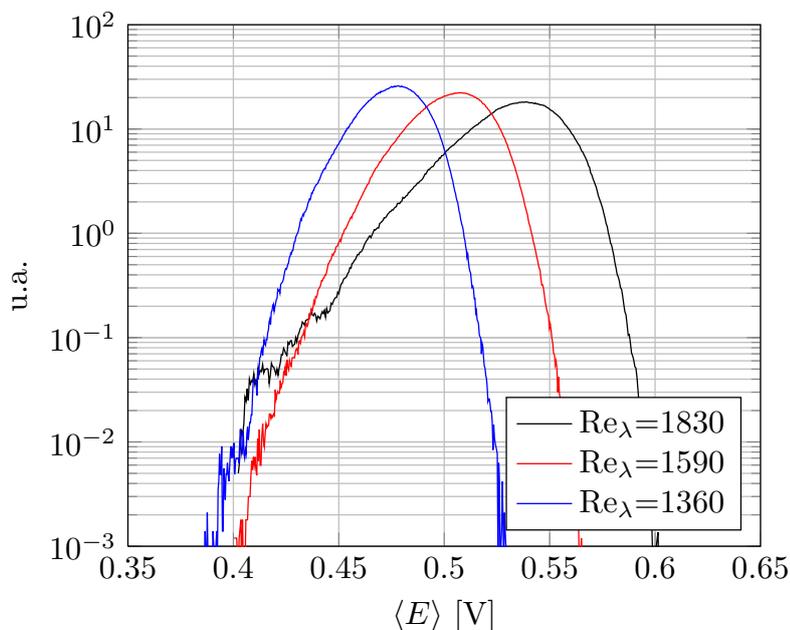


FIGURE 4.12: Histogramme du signal de tension obtenu avec l'anémomètre CTA.

La comparaison des histogrammes avec la distribution de probabilité de vitesse du jet confiné nous permet de conclure que la grille stabilise le jet et supprime le phénomène de précession.

4.4.5 Analyse spectrale

L'analyse spectrale des signaux de tension obtenus avec 3 fils chauds de deuxième génération (Fig. 4.7) est présentée en fonction du nombre de Reynolds et en fonction des différents asservissements (CTA ou CCA) sur les figures (4.14) et Fig. (4.15). La température et la pression du fluide dans la boucle sont $T = 2.3\text{ K}$ et $P = 2.8 \times 10^5\text{ Pa}$, respectivement. Du point de vue expérimental, les signaux de la figure (4.14) et Fig. (4.15) ont été enregistrés simultanément. La densité spectrale de puissance est estimée par la méthode de Welch sur 2^{18} points avec un recouvrement de 2^{17} points et une fenêtre d'apodisation de Hanning.

Pour chaque spectre de puissance on observe :

- un plateau à basse fréquence ($f < 5\text{ Hz}$);
- un spectre décroissant selon une loi de puissance proche de $f^{-5/3}$ pour des fréquences comprises entre 10 Hz et 1 kHz;
- l'apparition de pics bien définis à des fréquences différentes pour chaque transducteur (les fréquences fondamentales correspondent à $f_0 = 1895\text{ Hz}$ pour le premier fil associé à l'anémomètre CTA, $f_0 = 1691\text{ Hz}$ pour le deuxième fil et $f_0 = 1600\text{ Hz}$ pour le troisième).

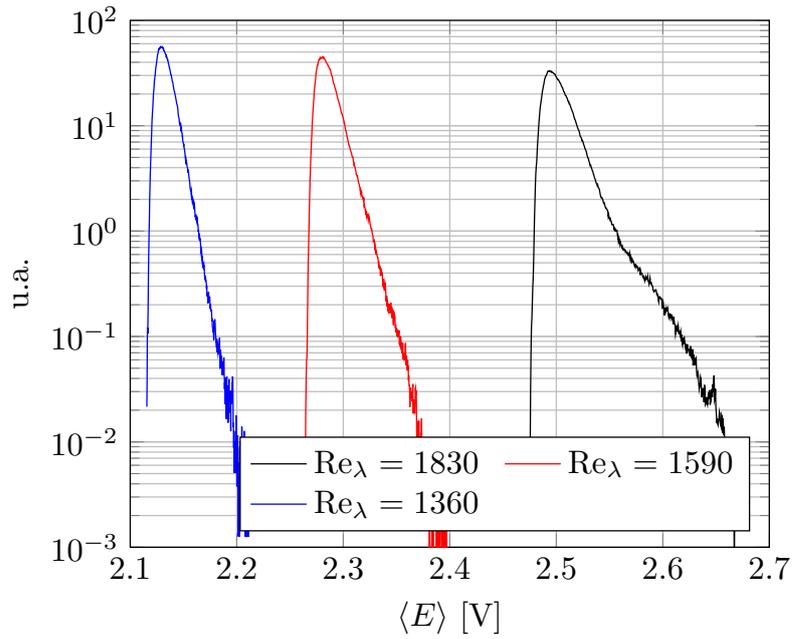
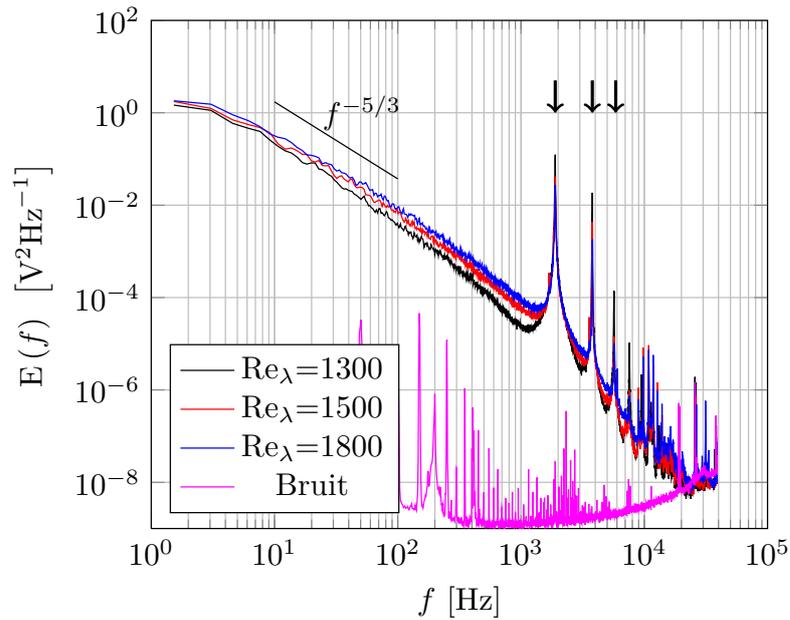


FIGURE 4.13: Histogramme du signal de tension obtenu avec l'anémomètre CCA.

FIGURE 4.14: Densité spectrale de puissance du signal de tension obtenu avec l'anémomètre CTA à différents nombres de Reynolds. Fil de $1.3 \mu\text{m}$ de diamètre. $T = 2.3 \text{ K}$, $P = 2.8 \times 10^5 \text{ Pa}$

L'analyse détaillée de l'origine possible des pics qui réduisent fortement la dynamique de mesure dans le domaine fréquentiel de nos capteurs nous a amené à considérer plusieurs causes possibles : un bruit électromagnétique, un couplage fluide-structure (ou fluide-élément sensible) ou des vibrations du cryostat et des supports des sondes. Dans le premier cas on a observé que chaque fil se caractérise par des pics à des fréquences différentes dans des acquisitions simultanées. Différentes considérations nous ont amené à éliminer des sources externes de bruit parasite d'origine

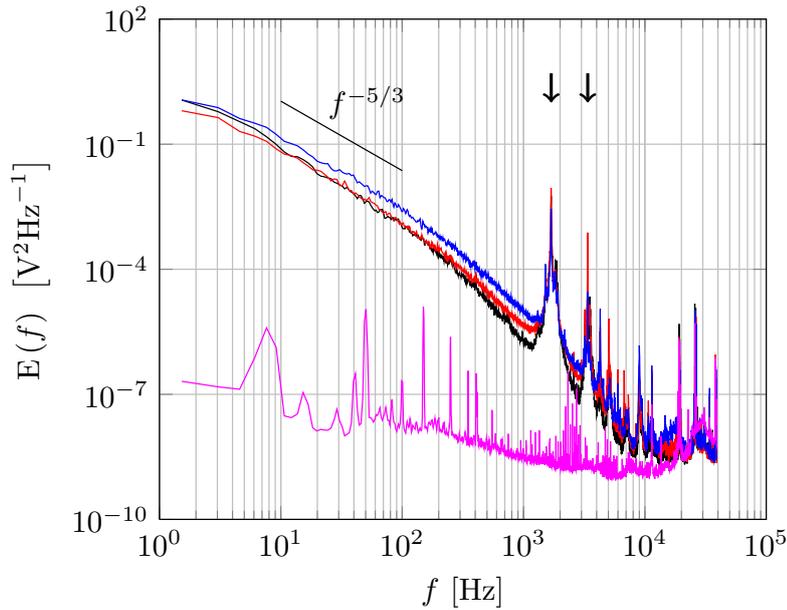


FIGURE 4.15: Densité spectrale de puissance du signal de tension obtenu avec l'anémomètre CCA pour les mêmes conditions expérimentales montrées en Fig. 4.14. Fil de $1.3\ \mu\text{m}$.

électromagnétique (pollution électromagnétique due à l'utilisation d'appareils de puissance ou due à la simultanéité d'autres campagnes expérimentales dans la salle d'expériences). De plus, les pics ne dépendent pas du régime de rotation du moteur DC de la pompe.

Un couplage fluide-structure engendre typiquement des phénomènes périodiques ou quasi-périodiques caractérisés par des nombres de Strouhal bien définis et faiblement dépendants du nombre de Reynolds. On peut observer, dans notre cas, que la fréquence de chaque pic ne dépend pas du régime de rotation de la pompe (et donc du nombre de Reynolds). D'une part, on peut donc exclure un couplage avec la turbine centrifuge ou avec le passages des pales et d'autre part, on peut exclure les lâchées de tourbillons (allées de Von Kármán). Le nombre de Reynolds Re_w caractéristique qui marque le début du phénomène est 45 [192] et dans notre cas on atteint un Re_w de 30.

L'analyse des vibrations de la sonde prend en considération d'abord le fil chaud soudé entre les broches qui est comparable à une poutre à section variable (en comprenant la longueur décapée et les extrémités protégées par la gaine en argent) encastrée aux extrémités. L'analyse des fréquences des modes propres de vibration menée par [229] à l'aide des simulations par éléments finis d'un fil chaud (modèle de poutre encastrée) de longueur totale L_0 comprise entre 1.4 mm et 2.7 mm et avec une gaine de $30\ \mu\text{m}$ diamètre montre que pour un rapport d'aspect l_w/d_w compris entre 53 et 940 la fréquence du premier mode augmente de 3 kHz à 10 kHz dans la gamme de l_w/d_w entre 53 et 200 puis diminue à 1.5 kHz pour le rapport d'aspect maximal par effet du rôle des extrémités du fil non décapées sur la raideur globale.

Les expériences menées [167, 168] en positionnant un fil chaud de rapport d'aspect élevé ($\simeq 1000$) dans un champ de vitesse perturbé par un allée de Von Kármán et en faisant vibrer le support du fil chaud, à l'aide d'un banc vibrant, dans un écoulement non perturbé relèvent une fréquence de résonance de l'ordre de 500 Hz soit

un ordre de grandeur plus faible que les résultats issus du calcul des modes propres d'une poutre encadrée de longueur équivalente. L'explication de cet effet est liée au galbe du fil chaud induit par la dilatation thermique. La longueur sensible du fil ainsi déformée se caractérise par une faible résistance aux efforts latéraux et donne lieu à un mouvement de rotation autour de l'axe du fil. Dans notre cas le galbe est réalisé à température ambiante pour permettre la contraction différentielle des matériaux du Pt_{90%}-Rh_{10%} mais la géométrie finale à basse température est inconnue.

Cependant, ces résultats n'expliquent pas le comportement de nos capteurs car les fréquences mesurées sont trop faibles, comparées à celles obtenues pour un fil de même rapport d'aspect même en prenant en compte l'augmentation de la raideur attendue à basse température. Tout nous amène à identifier comme source probable l'excitation des modes propres des broches des fils chauds par le biais des vibrations structurelles de la soufflerie HeJet. En particulier, les mesures menées à l'aide d'un accéléromètre (voir le chapitre 2) nous montrent des modes propres de la structure indépendants de la fréquence de rotation de la pompe centrifuge et caractérisés par une large dynamique (entre 1 kHz et 2 kHz).

Ces résultats sont compatibles avec l'analyse modale des broches des capteurs utilisés pour la technique du fil chaud vibrant qui permet de discriminer le signe de la composante de vitesse dans l'étude des poches de ré-circulation liées au détachement de la couche limite [155, 127, 169]. On peut envisager une situation pour laquelle les premiers modes de vibrations de chaque sonde (la fabrication artisanale des corps de sonde implique une variabilité des dimensions et de la raideur des structures) soient excités par la vibration large bande de la soufflerie cryogénique.

4.4.6 Fils chauds de troisième génération

Pour vérifier cette hypothèse on a effectué une modélisation numérique des broches en utilisant le logiciel de dessin CAO Solidworks et ensuite on a calculé les modes propres [116, 96] avec le logiciel COSMOS³. Pour le modèle on a considéré le module d'Young pour l'acier 304L à basse température de 2×10^5 Pa pour les broches et pour la barre transversale et, en première approximation, on a simulé les contacts réalisés par collage avec de la résine epoxy comme des points d'encastrement. Les dimensions des composants de chaque cas testé sont présentées sur le tableau (4.1).

Cas	L ₃	L ₂	D ₂	D ₁	D ₃
-	mm	mm	mm	mm	mm
A0	12	6	0.3	0.3	-
A1	6	3	0.3	0.3	-
A2	12	6	0.6	0.3	-
A3	6	3	0.6	0.3	-
B1	12	6	0.3	0.3	0.3
B2	6	3	0.3	0.3	0.3

TABLE 4.1: Paramètres dimensionnels utilisés pour l'analyse modale. Les dimensions sont référencées sur la figure (4.4).

3. L'auteur remercie F. Bancel du Bureau d'Etude du CEA-G/INAC/SBT.

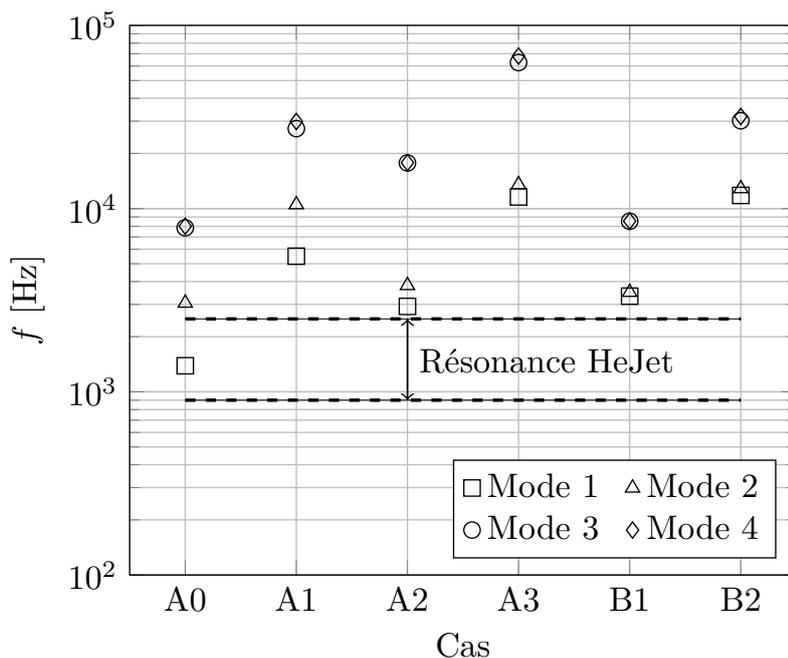


FIGURE 4.16: Evolution de la fréquence de résonance des premiers 4 modes propres de chaque cas de test obtenu par analyse à éléments finis.

La figure (4.16) présente les résultats de l'analyse modale en traçant les fréquences des 4 premiers modes propres pour chaque structure testée. On peut observer que les fréquences du premier et du deuxième mode propre de vibration des broches du capteur de deuxième génération (cas A0) sont du même ordre de grandeur que celui des fréquences mesurées expérimentalement. De plus ces fréquences peuvent être excitées par les vibrations de la soufflerie. Vue l'impossibilité de réaliser un système de découplage mécanique (une espèce de "amortisseur") à basse température entre la paroi de la chambre de test et le capteur on a décidé de modifier la structure de la sonde en augmentant la fréquence des modes propres. Les meilleurs résultats qui indiquent un gain de une décade sur le premier mode propre (cas A3 et cas B2) sont obtenus en réduisant la longueur des broches (de 12 mm à 6 mm) et en augmentant le moment d'inertie par une augmentation de la section transversale des broches. Ces résultats ont abouti à la fabrication de la troisième génération de fils chauds (voir la figure (4.17)) qui incorporent les modifications dimensionnelles et l'expérience accumulée avec les générations précédentes.

La figure (4.18) présente le spectre de puissance du signal de tension d'une sonde, fabriquée selon les spécifications issues de l'analyse modale du cas B2, de troisième génération obtenus à 2.3 K et pour un nombre de Reynolds Re_D de 1.2×10^6 . On observe, par rapport aux spectres précédents issus de la deuxième génération, la disparition des pics de l'ordre du kHz et la présence de pics de résonance dans la plage de fréquence prévue par l'analyse modale ($f \geq 10$ kHz). Ce résultat confirme, d'une part, que le calcul des modes propres de la structure des sondes est capable d'identifier les fréquences propres avec une bonne précision, compte tenu des simplifications adoptées sur les conditions limites de la structure de la sonde et de l'incertitude sur les propriétés des matériaux, et d'autre part, que l'on peut prévoir la variation de ces modes en fonction des modifications. La dynamique du signal

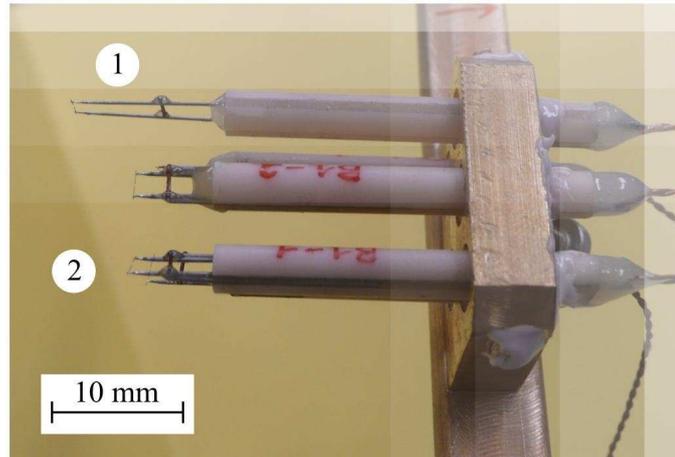


FIGURE 4.17: Montage des capteurs pour la dernière campagne de mesure HeJet. On peut distinguer un fil de deuxième génération (1) et deux fils chauds de troisième génération (2).

exploitable est augmentée d'un facteur 5. Toutefois ce gain, obtenu essentiellement en réduisant la longueur des broches, engendre des problèmes d'interférence et de blocage de l'écoulement autour du fil par effet du corps de la sonde.

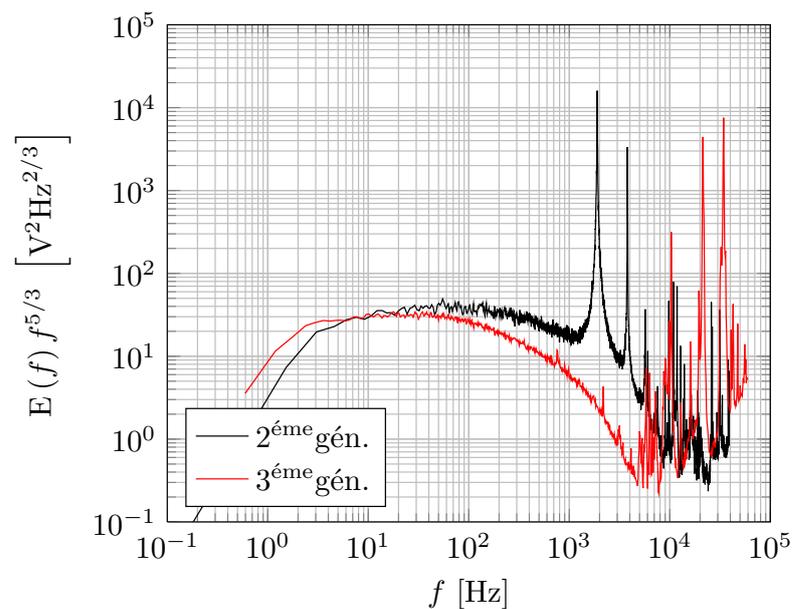


FIGURE 4.19: Comparaison entre les spectres compensés de la deuxième et troisième génération de transducteur. Anémomètre à température constante.

4.4.7 Coupure spatiale et effet de blocage

Pour le plus grand nombre de Reynolds Re_D que l'on peut atteindre, dans la configuration expérimentale de la soufflerie HeJet mise au point pour ce travail de thèse, la fréquence de Kolmogorov attendue $f_k \simeq 2\pi\sqrt{\langle u^2 \rangle}/Re_D^{-1/2}L_{uu}$ est de l'ordre de 7×10^4 Hz. La figure (4.19) présente la comparaison entre les spectres compensés par $f^{5/3}$ de la deuxième et troisième génération de transducteur pour le même nombre de Reynolds Re_D et en utilisant la même électronique d'asservissement. Le

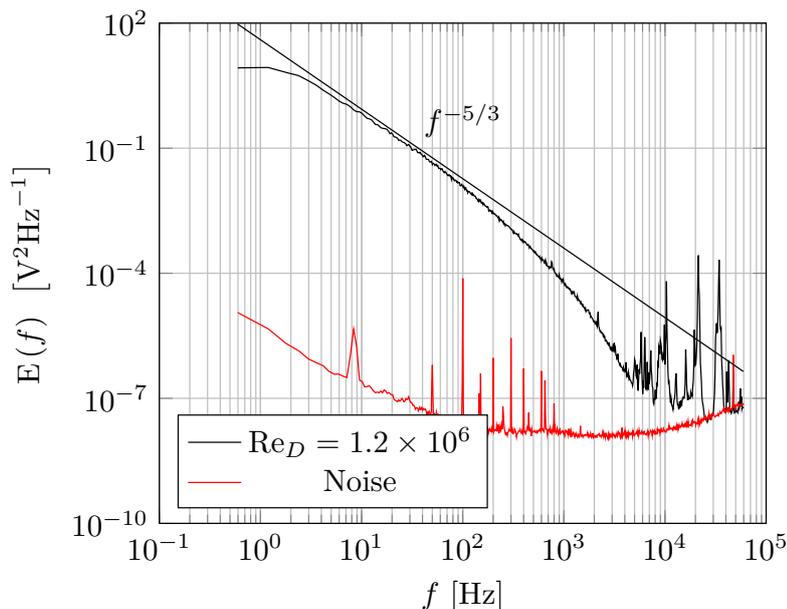


FIGURE 4.18: Spectre obtenu avec le fil chaud de troisième génération. Anémomètre à température constante.

fil chaud de deuxième génération a une longueur l_w de environ $427 \mu\text{m}$ et le fil de troisième génération a une longueur de $370 \mu\text{m}$. La position des sondes en aval du jet est la même (l'erreur de positionnement est de l'ordre du diamètre de la buse) et on s'attend, aux effets de convergence statistique près, une fréquence de coupure supérieure pour le fil de troisième génération en raison de sa meilleure résolution spatiale [68, 261, 126, 36]. Notre hypothèse pour expliquer ce phénomène consiste à prendre en considération les effets de blocage liés à la géométrie du corps de la sonde et du non respect de la règle “du facteur 10” citée par [53, 2] (rapport d'aspect entre la distance qui sépare le fil chaud et le diamètre du corps de la sonde). L'extension de la bande passante du transducteur a été obtenue en réduisant la longueur des broches sans modifier le corps de la sonde. De plus, la nécessité d'assurer un certain degré de redondance impose l'installation de plusieurs fils chauds simultanément et, par conséquent, contribue à augmenter l'effet de blocage.

4.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté le travail de mise au point et d'adaptation de la technique d'anémométrie à fil chaud métallique aux basses températures. Les difficultés de fabrication et d'utilisation des anémomètres réalisés avec la technique de dépôt de couches d'alliages de supraconducteurs nous ont amenés à considérer l'utilisation du fil chaud métallique. Dans un premier temps la phase de mise au point a concerné la caractérisation de l'alliage Pt-Rh à la température de l'hélium liquide. La réduction de la chaleur spécifique à basse température, qui réduit l'inertie thermique du fil en augmentant sa dynamique, est associée à un comportement non linéaire de la résistivité (donc de la sensibilité du fil) en fonction de la température et sa saturation pour $T \leq 10 \text{ K}$. Ensuite nous avons intégré le fil avec le corps de la sonde et trouvé, par affinement et itérations successives, une conception optimale. Une première génération de sondes installées dans la soufflerie HeJet nous a permis

de réaliser les premières mesures dans l'hélium I et de valider, d'une part le concept de fil chaud métallique cryogénique et, d'autre part, de vérifier le comportement du jet à grande échelle.

L'analyse des signaux a révélé l'existence de pics de bruit parasite, caractérisés par des fréquences indépendantes du régime de fonctionnement de l'installation et de la vitesse de l'écoulement et l'utilisation simultanée de différents électroniques d'asservissement des fils chauds nous a permis de vérifier l'existence de différents pics, propres à chaque sonde. Cette dernière considération nous a amené à réaliser une analyse des modes propres des broches par éléments finis qui a mis en évidence la possible interaction entre la dynamique de la structure de la boucle et le fil chaud.

La réalisation et l'utilisation d'une troisième génération de fil chaud qui incorpore les modifications issues de l'analyse modale (réduction de la longueur des broches, augmentation de la raideur) nous a permis de confirmer avec un bon accord l'hypothèse du départ : les vibrations large bande de la structure (et indépendantes de la fréquence de rotation), dues aux roulements de la pompe centrifuge, excitent les modes propres des broches. Le spectre du signal de tension montre la disparition des pics parasites (et donc l'augmentation de la dynamique exploitable) mais une réduction de la fréquence de coupure. Ce dernier effet est imputable au blocage de l'écoulement autour du fil chaud par le corps de la sonde.

L'évolution du capteur (on peut parler d'une quatrième génération) doit nécessairement comprendre la modification du design de la section du corps de la sonde, pour réduire l'effet de blocage, et du système de positionnement de celui-ci dans la chambre (le support en laiton visible sur la figure (4.17)) tout en prenant en considération l'intégration mécanique des composants (i.e. vibrations, facilité de montage et de démontage etc.).

La réduction de la longueur sensible l_w est le deuxième axe d'amélioration. Les fils utilisés actuellement ont une longueur décapée de l'ordre de 0.35 mm pour un rapport d'aspect l_w/d_w compris entre 300 et 400. Cependant la technique de décapage par attaque chimique doit permettre de descendre à des rapports d'aspect de l'ordre de 150-200.

Une solution possible consiste à fabriquer des fils chauds à l'échelle micrométrique en utilisant des techniques de microfabrication. Un exemple de capteur de longueur sensible de l'ordre de 0.1 μm est présenté en [13].

Chapitre 5

Résultats en hélium I

5.1 Introduction

Dans ce chapitre on présente l'analyse des données expérimentales obtenues avec les fils chauds positionnés 60 diamètres en aval de la buse dans l'He I à une température T_b de 2.3 K et une pression P_b de environ 2.8×10^5 Pa. Dans ces conditions expérimentales le nombre de Reynolds Re_D varie entre 3.8×10^5 et 1.2×10^6 . L'objectif principal est de vérifier, dans un premier temps, les propriétés statistiques du jet à grande échelle qui se développe à l'intérieur de la chambre de test afin de s'assurer de la reproductibilité de son comportement. Ensuite on se focalise sur l'analyse des propriétés statistiques de la turbulence à très grand nombre de Reynolds.

Le chapitre est organisé de la façon suivante. Dans un premier temps on détaillera la procédure d'étalonnage in-situ mise en place pour l'anémomètre à température constante CTA et la procédure de conversion temps-espace des signaux de vitesse reposant sur l'hypothèse de Taylor modifiée (hypothèse de Taylor dite locale). Ensuite on abordera la mesure des échelles caractéristiques de l'écoulement c'est à dire l'échelle intégrale longitudinale L_{uu} , l'échelle de Taylor λ et l'échelle de Kolmogorov η . Pour l'analyse de la première on utilisera, dans certains cas, la technique de décomposition modale empirique (EMD, empirical mode decomposition) afin d'améliorer l'estimation de la moyenne et d'assurer la convergence du calcul. L'application de l'algorithme EMD sera détaillée. La troisième partie du chapitre est consacrée à l'analyse des spectres de vitesse, à l'analyse du moment d'ordre deux et des moments d'ordres supérieurs. On utilisera les estimateurs statistiques flatness, skewness et le facteur d'asymétrie pour quantifier le phénomène de l'intermittence en fonction du nombre de Reynolds et en le comparant avec les résultats disponibles dans la littérature.

La validation de la procédure d'analyse et des résultats obtenus dans l'hélium I permettra de mettre en évidence des écarts possibles des propriétés statistiques dans l'hélium II (voir le chapitre 6).

L'ensemble des séries de mesures qui font l'objet de ce chapitre est présenté dans le tableau (5.1). Pour chaque série d'enregistrements (qui comprend 30 réalisations) on présente les caractéristiques de l'écoulement en termes de nombre de Reynolds Re_D et Re_λ , vitesse moyenne et taux de turbulence τ , les échelles caractéristiques L_{uu} , λ et η et les paramètres d'acquisition et échantillonnage. Les propriétés physiques du fluide sont présentées sur le tableau (5.1).

Série	3	4	5	35	37	38	
Re_D	1.22	0.66	0.38	1.22	0.87	0.52	$\times 10^6$
Re_λ	2680	1380	640	2200	1480	830	-
$\langle U \rangle^*$	0.48	0.3	0.17	0.48	0.35	0.2	ms^{-1}
τ	28	34	35	31	32	33	%
L_{uu}^\dagger	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	0.015	m
λ	3.9	3.7	3.0	3.2	3.0	2.8	$\times 10^{-4}$ m
η	3.8	5.1	6.0	3.5	4.0	5.0	$\times 10^{-6}$ m
$\langle \epsilon \rangle$	0.042	0.014	0.007	0.06	0.04	0.01	m^2s^{-3}
a_T	20	20	20	8.7	8.7	8.7	-
N	30	30	30	30	30	30	-
f_{ech}	100	100	100	300	300	300	kHz
f_f^\ddagger	7	4.5	2	4	3.2	3	kHz

TABLE 5.1: Récapitulatif des mesures présentées dans le chapitre. (*) Incertitude : $\pm 15\%$. (†) La position du transducteur est fixe à $x = 60D$ en aval de la buse. (‡) Fréquence maximale résolue.

T	2.3	K
P	2.8×10^5	Pa
ρ	151.04	kg m^{-3}
c	245.66	m s^{-1}
μ	3.2×10^{-6}	Pa s

TABLE 5.2: Propriétés physiques de l'hélium liquide à la pression et température données.

5.2 Procédure d'étalonnage

La procédure classique d'étalonnage du fil chaud consiste à positionner la sonde dans un écoulement laminaire ou à faible taux de turbulence (normalement on positionne les sondes dans le coeur potentiel du jet rond) et à mesurer la variation de la tension en sortie de l'anémomètre en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement pour une température et un coefficient de surchauffe donnés [14, 34, 122]. La courbe d'étalonnage (détaillée dans le chapitre 4) ainsi obtenue permet la conversion du signal de tension enregistré en signal de vitesse. Dans notre cas cette procédure ne peut pas être utilisée pour les raisons d'ordre technique et expérimental suivantes :

- Le diamètre de la sonde est comparable au diamètre de la sortie du jet et le positionnement de la première dans le coeur potentiel du jet engendre des problèmes de blocage de l'écoulement.
- Envisager une campagne expérimentale en deux temps (c'est à dire mener une première phase d'étalonnage à basse température suivie d'une remontée à la température ambiante pour le déplacement du capteur avant de procéder à la campagne de mesure) ne peut qu'augmenter les risques de rupture des capteurs associé aux cycles thermiques et en phase de montage/démontage de l'installation complète. L'expérience accumulée pendant ce travail de thèse a montré que les fils chauds "classiques" supportent seulement deux cycles de refroidissement (une première mise en froid de validation du capteur dans un

cryostat de test avant l'installation dans la boucle HeJet).

- Le positionnement de la sonde à fil chaud à proximité de la buse nécessite le développement d'un système mécanique de déplacement qui permet de la repositionner en aval du jet dans la zone de self-similarité. Un tel système de déplacement, mis en mouvement depuis l'extérieur, a été utilisé dans les expériences cryogéniques au CRTBT [47] et GReC [170] avec des résultats incertains. Dans le cas de la soufflerie HeJet la situation est compliquée par le fait que la boucle est pressurisée. Par conséquent, l'idée du développement d'un système électromécanique de déplacement embarqué à l'intérieur de la chambre de test n'a pas été retenue car trop compliquée compte tenu des risques technologiques et des délais.

5.2.1 Courbes vitesse-tension

Pour l'étalonnage on a opté pour une procédure in-situ qui exploite les propriétés de l'écoulement de type jet rond dans la zone de self-similarité en utilisant la loi expérimentale d'évolution de la vitesse moyenne longitudinale. En connaissant la vitesse moyenne en sortie de la buse, grâce au débitmètre Venturi (voir le chapitre 2) pour une fréquence de rotation de la pompe, et la distance entre celle-ci et notre fil chaud on peut estimer la vitesse moyenne vue par ce dernier. La loi de décroissance de la vitesse moyenne dans l'axe d'un jet axi-symétrique rond [94, 174] est exprimée par la relation suivante :

$$\frac{\langle U_{(x,y=0)} \rangle}{\langle U_j \rangle} = B \frac{D}{(x - x_0)}, \quad (5.1)$$

où $\langle U_j \rangle = \langle U_{(x=0,y=0)} \rangle$ est la vitesse moyenne en sortie de la buse, $\langle U_{(x,y=0)} \rangle$ est la vitesse moyenne dans l'axe du jet à l'abscisse x et x_0 est la coordonnée axiale de l'origine virtuelle du jet qui dépend de la géométrie de la buse et de l'installation expérimentale. B est une constante empirique déterminée expérimentalement. Dans notre cas on utilise dans l'équation (5.1) la constante empirique $B = 6$, à partir des résultats disponibles dans la littérature pour des distances en aval de la buse x supérieures à 50 diamètres, et présentés sur le tableau (5.2.1), et on néglige la coordonnée axiale de l'origine virtuelle x_0 en la supposant nulle.

En poursuivant cette approche on fait l'hypothèse que, d'une part, le jet à l'intérieur de la chambre de test se comporte de façon classique et que, d'autre part, le coefficient expérimental B ne dépend pas du nombre de Reynolds mais seulement des conditions d'entrée (voir [76]). Par conséquent, si la première hypothèse est satisfaite le taux de turbulence τ attendu dans l'axe du jet dans la zone de self-similarité varie entre 20 et 30% et l'évaluation de la moyenne du signal de tension $\langle E \rangle$ en sortie de l'anémomètre doit être faite sur des enregistrements de longue durée.

Le protocole expérimental d'étalonnage consiste à mesurer la tension en sortie de l'anémomètre CTA en fonction de la vitesse $\langle U_{(x=60D,y=0)} \rangle$ pour déterminer les coefficients a_0 et b_0 de la loi de King (Eq. 4.8) pour un fil et un coefficient de surchauffe donnés. La vitesse de rotation de la pompe centrifuge est progressivement augmentée (selon des paliers de 0.47 Hz) et la tension de l'anémomètre est enregistrée après avoir attendu la stabilisation de la température du fluide à l'intérieur de la soufflerie. La figure (5.1) montre (à gauche) l'évolution de la tension moyenne en sortie de l'anémomètre DISA 55M01 en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement à 60 diamètres en aval de la buse pour différents coefficients de surchauffe du fil.

Re_D	B	x_0/D	Références
8.6×10^4	$6.4^* - 5.6^\dagger$	$3^* - 7^\dagger$	[252]
1.1×10^4	6.1	-2.5	[166]
9.5×10^4	6.7-5.9	2.7	[94]
1.3×10^5	6.0	4.4	[33]

TABLE 5.3: Valeurs expérimentales des coefficients B et de l'origine virtuelle x_0 pour différents jets subsoniques. (*) $x/D < 50$ et (†) $x/D > 50$. Source : [14].

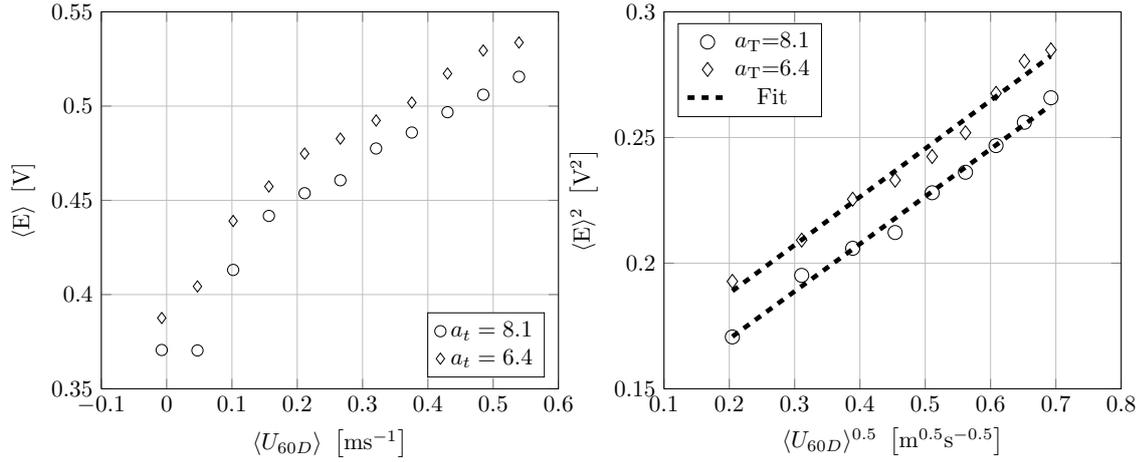


FIGURE 5.1: Courbes d'étalonnage du fil chaud en fonction de différentes surchauffes. Courbes vitesse-tension (à gauche) et loi de King (à droite) avec exposant $n = 0.5$. $T_b = 2.3$ K, $P_b = 2.8 \times 10^5$ Pa. Fil chaud de $1.3 \mu\text{m}$ de diamètre.

On retrouve un comportement des courbes d'étalonnage qui évolue selon la relation attendue $\langle E \rangle^2 \propto \sqrt{Re}$. Ce comportement est mis en évidence par la figure (5.1) (à droite) qui montre les mêmes données avec une représentation $\langle U \rangle^{0.5} - \langle E \rangle^2$.

La figure (5.2) montre l'évolution de l'écart relatif de la température qui est mesurée à la fin de chaque enregistrement du signal de tension à l'intérieur de la boucle en fonction du temps pendant les procédures d'étalonnage. On peut constater que la variation de la température du fluide est limitée à $\pm 1\%$ et aucune correction de la loi d'étalonnage n'a été nécessaire. Le comportement de la température est lié aux temps de réponse du système de refroidissement de la soufflerie et de l'inertie thermique.

5.2.2 Conversion tension-vitesse

Les séries des mesures dont l'analyse est l'objet de ce chapitre (voir le tableau (5.1)) sont réalisées à vitesse et température constantes et les signaux de tension $E(t)$ enregistrés sont ensuite convertis en signaux de vitesse $U(t)$. La figure (5.3) présente la distribution de probabilité des fluctuations de vitesse $u(t) = U(t) - \langle U \rangle$ en fonction du nombre de Reynolds. On observe une forme globalement sous-gaussienne (la distribution gaussienne est superposée en traits pointillés longs) avec des ailes négatives systématiquement moins étalées. Pour les faibles vitesses on observe l'effet de la convection naturelle due à la surchauffe du fil [141]

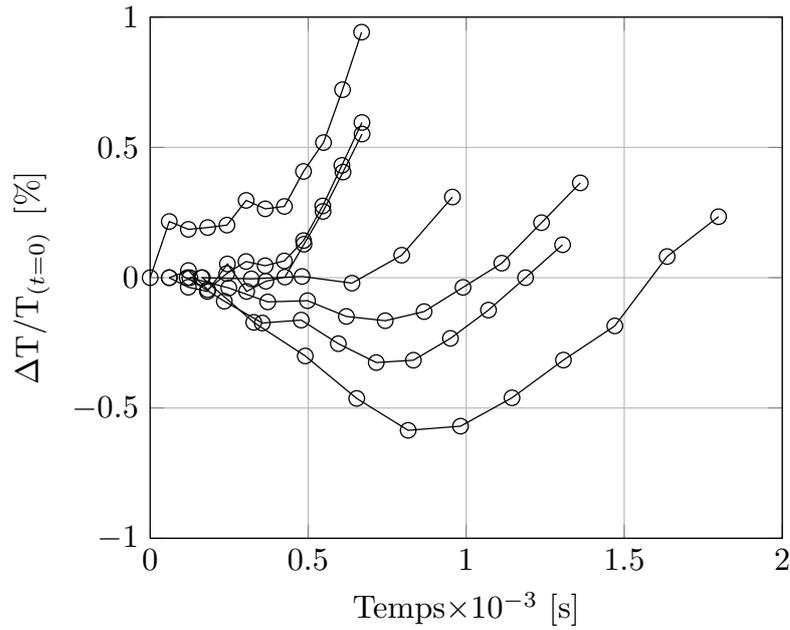


FIGURE 5.2: Evolution temporelle de l'écart relatif de la température du fluide à l'intérieur de la boucle HeJet pendant les procédures d'étalonnage.

5.2.3 Hypothèse de Taylor

Dans notre montage expérimental le fil chaud nous donne accès à l'évolution temporelle de la vitesse longitudinale $U(x_0, t)$ en un point fixe de l'espace x_0 (mesure dite Eulérienne) mais le processus de cascade de la turbulence met en jeu une hiérarchie d'échelles spatiales comprise entre L_{uu} et l'échelle de Kolmogorov η . La détermination de l'évolution spatiale du champ de vitesse $U(x, t_0)$ à un instant donné t_0 à partir des fluctuations temporelles repose sur l'hypothèse de Taylor. En exprimant la dérivée temporelle du signal de vitesse Eulérienne par :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{Du}{Dt} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) u, \quad (5.2)$$

on observe que le premier terme à droite correspond à une variation temporelle de la vitesse le long de la trajectoire et le deuxième à une variation spatiale du champ de vitesse advectée. En considérant le premier terme négligeable, car le temps d'advection associé au diamètre de la sonde est faible par rapport aux temps caractéristiques des fluctuations turbulentes, si le taux de turbulence est faible et si le temps caractéristique d'évolution des structures turbulentes est grand par rapport au temps d'advection (hypothèse de Taylor de la turbulence gelée) on obtient la relation :

$$\frac{\partial u}{\partial t} \simeq -\langle U \rangle \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (5.3)$$

ce qui implique que la vitesse $u(x_0, t_0 + t) \simeq u(x_0 - \langle U \rangle t, t_0)$. Dans la zone de turbulence pleinement développée du jet axi-symétrique le taux de turbulence est de l'ordre de 20-30% et, par conséquent, les fluctuations de vitesse sont telles que le concept de translation solide (turbulence gelée) du champ de vitesse n'est plus valable [44].

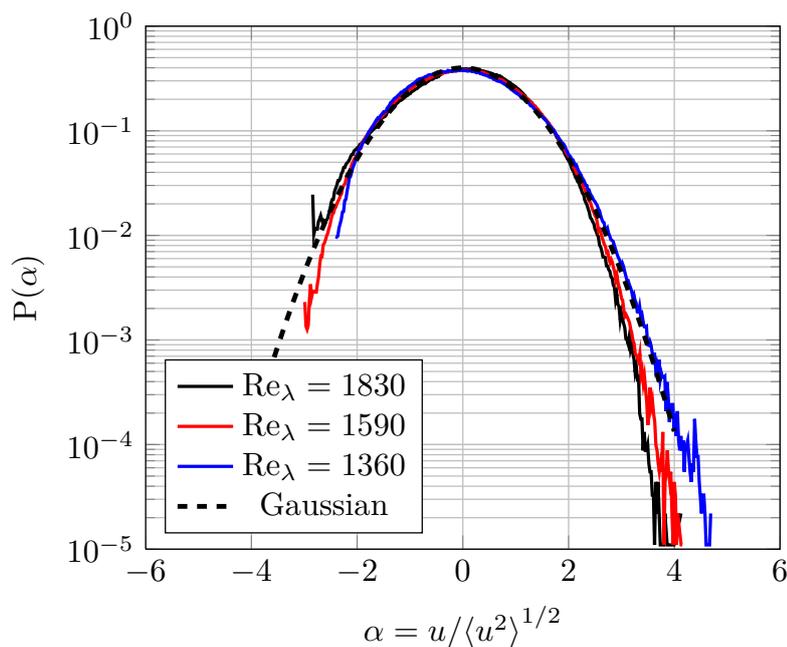


FIGURE 5.3: Densité de probabilité des fluctuations de vitesse $u(t)$ normalisées par l'écart type en fonction du nombre de Reynolds.

Pour résoudre le problème, des fils chauds mobiles ont été utilisés pour réduire le problème en introduisant une nouvelle composante de vitesse de translation qui diminue le taux de turbulence de façon artificielle. Cette technique introduit des complications expérimentales non négligeables à cause des vitesses significatives de translation requises, de la perturbation du champ de vitesse induite par le déplacement de la sonde et par le calcul des moyennes d'ensemble [76, 104, 94]. Du point de vue théorique Lumley [133] a proposé un modèle pour la correction de spectres de vitesse mono-dimensionnels aux hautes fréquences fondé sur deux champ de vitesse statistiquement indépendants dans l'hypothèse des grands nombres de Reynolds. Le premier champ de vitesse à petite échelle est considéré comme "gelé" et advecté par un deuxième champ de vitesse fluctuante. Wyngaard [35] modifie le modèle de Lumley et considère les fluctuations de vitesse du champ convectif comme une variable aléatoire Gaussienne. L'effet du champ d'advection fluctuant associé aux grandes structures (faibles nombres d'onde) est de modifier l'amplitude et la forme du spectre de vitesse aux grands nombres d'ondes. Gledzer [80] a proposé une correction en prenant en compte les termes d'accélération. Du point de vue expérimental Pinton et al. [98] utilisent une hypothèse de Taylor de type "locale" pour un écoulement à fort taux de turbulence (cellule de von Kàrmàn) en utilisant la vitesse moyenne locale à la place de la vitesse d'advection. Cette technique a été mise en œuvre par [141], [99], [148] et [33] pour l'étude du champ de vitesse spatial des écoulements de type jet.

La transformation temps-espace est obtenue par la transformation :

$$x = x_0 - \int_{t_0}^t U(t)dt, \quad (5.4)$$

où $U(t)$ est le signal de vitesse mesuré avec un échantillonnage régulier de période $1/f_{ech}$ et à partir de ce signal on fabrique un vecteur d'espace x dont le pas est

irrégulier. La vitesse $U(x)$ est ensuite rééchantillonnée à pas constant. On obtient des taux de turbulence $\tau = \langle u(x)^2 \rangle^{1/2} / \langle U(x) \rangle$ compris entre 28% et 34% dans la plage de Reynolds explorée, en bon accord avec les résultats disponibles dans la littérature.

5.3 Echelles de l'écoulement

Dans ce paragraphe nous allons déterminer les différentes échelles caractéristiques des écoulements. On commence par déterminer l'échelle intégrale longitudinale pour ensuite déterminer l'échelle de Taylor et l'échelle de Kolmogorov.

5.3.1 Echelle intégrale L_{uu}

L'échelle intégrale correspond à l'échelle d'injection de l'énergie, soit la taille caractéristique des tourbillons les plus énergétiques de l'écoulement. Du point de vue expérimental on définit l'échelle intégrale longitudinale de l'écoulement L_{uu} comme l'intégrale de la fonction d'auto-corrélation de la vitesse fluctuante longitudinale :

$$L_{uu} = \int_{\Delta x=0}^{\Delta x_{max}} C_{uu}(\Delta x) dx, \quad (5.5)$$

où $C_{uu}(\Delta x)$ est le coefficient de corrélation qui se définit comme suit :

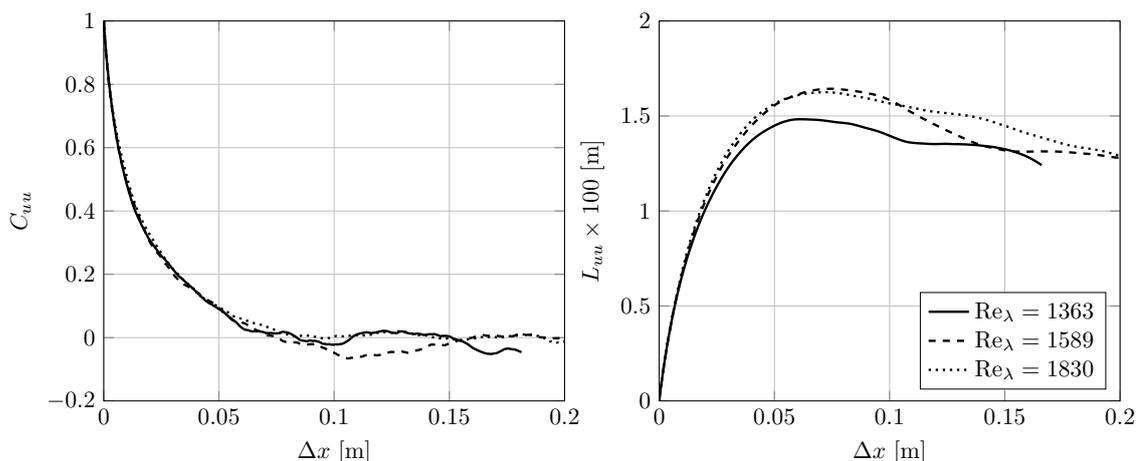


FIGURE 5.4: Coefficients d'auto-corrélation de la vitesse longitudinale mesuré sur l'axe du jet (à gauche) et intégrande de $L_{uu}(\Delta x)$ (à droite).

$$C_{uu}(\Delta x) = \frac{\langle u(x) u(x + \Delta x) \rangle}{\sigma_u^2} \quad (5.6)$$

et x_{max} est la plus petite échelle pour laquelle $\langle u(x) u(x + \Delta x) \rangle = 0$. En pratique on mesure l'échelle intégrale à partir du maximum de l'intégrande de l'équation (5.5). Un exemple est donné par la figure (5.4) qui montre (à gauche) l'évolution du coefficient d'auto-corrélation de la vitesse longitudinale mesurée sur l'axe du jet à 60 diamètres en aval de la buse pour trois nombres de Reynolds Re_λ . La figure (5.4) présente aussi, à droite, $L_{uu}(\Delta x)$ en fonction de Δx . L'échelle intégrale estimée à l'aide de cette représentation est de l'ordre de 14 mm-16 mm. À partir de l'échelle intégrale on peut définir les temps caractéristiques associées aux structures de taille L_{uu} . On

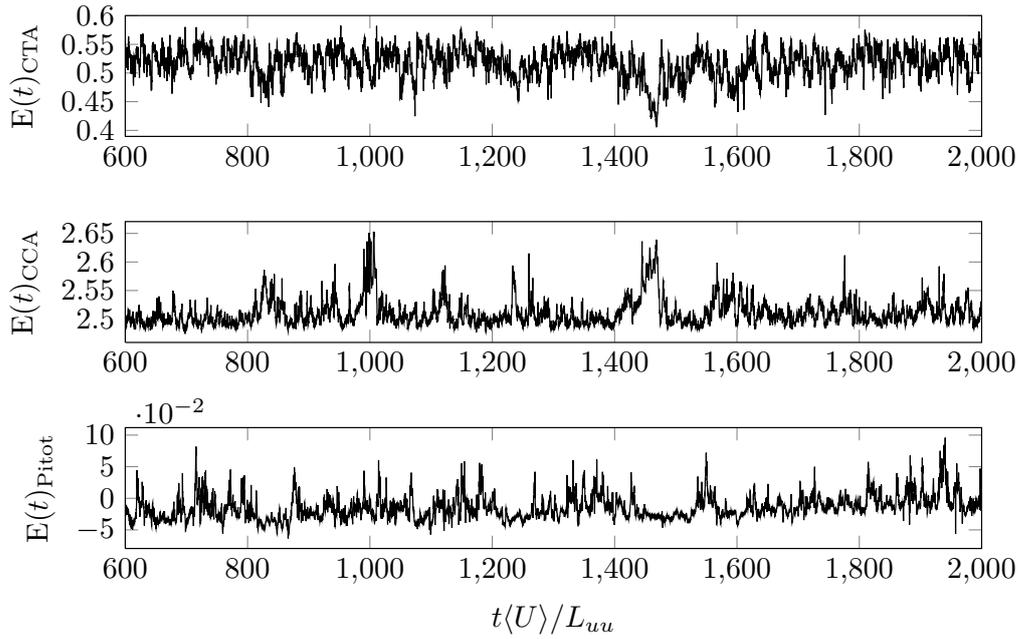


FIGURE 5.5: Événements à temps long mesurés par trois capteurs simultanément (du haut vers le bas : fil chaud en mode CTA, fil chaud en mode CCA et Pitot). $Re_D = 3.8 \times 10^5$.

définit ainsi le temps intégral $T_{uu} = L_{uu}/\langle U \rangle$ et le temps de retournement de l'échelle intégrale $T_{ret} = L_{uu}/\langle u^2 \rangle^{1/2}$.

Le résultat du calcul de l'échelle intégrale longitudinale pour certains fichiers (environ 1 ou 2 enregistrements pour chaque série à nombre de Reynolds donné) présente des longueurs caractéristiques incompatibles avec l'échelle intégrale du jet (de l'ordre de 5-6 m). L'analyse détaillée de ces fichiers montre la présence d'"événements" de faible vitesse avec des temps caractéristiques de l'ordre de plusieurs secondes qui affectent la décroissance de C_{uu} . La figure (5.5) présente les signaux simultanés de tension obtenus avec un fil chaud asservi par l'anémomètre CTA, un fil asservi par l'anémomètre CCA et le signal du micro-Pitot (le montage est montré par la figure (4)).

On observe des réductions de la vitesse moyenne pour des temps de l'ordre de 50 temps intégraux à l'abscisse 850 et à 1450. Ce dernier "événement" laisse sa trace sur les trois capteurs simultanément (la tension de l'asservissement CCA augmente car le fil est moins refroidi par l'écoulement). L'explication la plus probable est que le jet a un comportement aléatoire à grande échelle. La trace sur l'enregistrement simultané est compatible avec un mouvement aléatoire global du jet, donc différent du phénomène de précession (chapitre 3) qui sort du plan des trois transducteurs (les trois sont alignés dans la chambre de test) en conduisant à une réduction de la vitesse moyenne mesurée par ces derniers.

5.3.2 Décomposition modale empirique

Pour filtrer les signaux de vitesse affectés par ces "événements" on a utilisé la technique de décomposition empirique modale (EMD empirical mode decomposition) introduite pour l'analyse de signaux non stationnaires et non linéaires [92] d'origine géophysique (et caractérisés par des dérives dues à, par exemple, l'alternance jour-nuit etc.). Elle a été appliquée dans l'analyse des signaux des anémo-

mètres à supraconducteur de l'expérience GReC au CERN pour corriger et éliminer le bruit non stationnaire à haute fréquence associé à un défaut du capteur (la cause possible est un dépassement transitoire du courant critique de transition de l'alliage supraconducteur) [170].

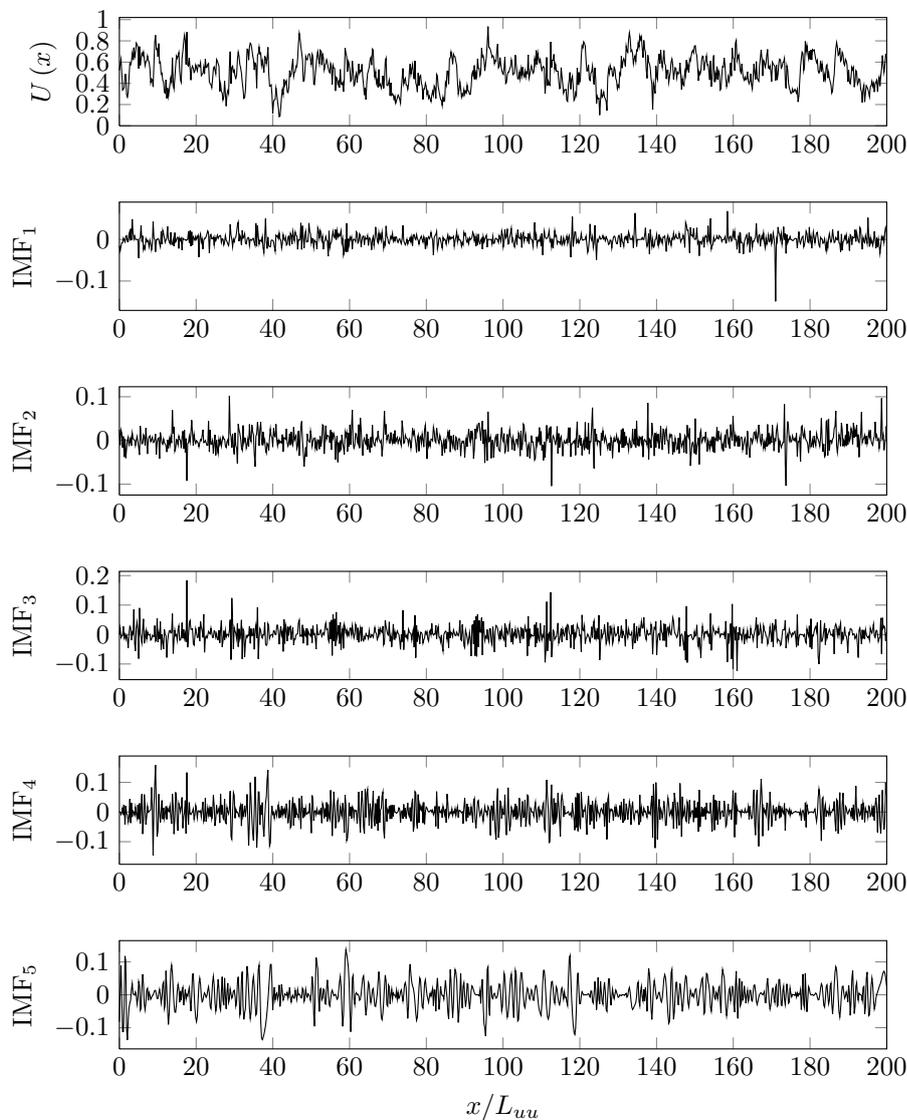


FIGURE 5.6: Résultat de la décomposition empirique modale du signal de vitesse $U(x)$. Du haut vers le bas : segment de signal $U(x)$ et IMF de 1 à 5.

La méthode consiste à décomposer un signal $x(t)$ en une somme de modes d'oscillations intrinsèques identifiés de façon empirique par leur temps caractéristique. Les modes intrinsèques ou IMF (Intrinsic Mode Function) sont des fonctions de base qui satisfont deux conditions :

1. le nombre d'extrêma et le nombre de zéros doivent être égaux ou différer au plus d'une unité sur tout le signal ;
2. la valeur moyenne de l'enveloppe définie par les maxima locaux et les minima locaux est nulle.

La décomposition du signal $x(t)$ prend la forme :

$$x(t) = \sum_{i=1}^n \text{IMF}_i + R, \quad (5.7)$$

où R est le résidu de l'analyse, une fonction monotone qui ne permet pas d'extraire une nouvelle fonction IMF. Le processus d'itération ("sifting") de l'algorithme EMD appliqué sur un signal $x(t)$ comprend les phases suivantes :

1. Identification des extrema du signal $x(t)$;
2. Interpolation des extrêmes (maxima et minima) pour obtenir les enveloppes des maxima et des minima, $e_{max}(t)$ et $e_{min}(t)$, respectivement ;
3. Calcul de la moyenne $m(t) = (e_{max}(t) - e_{min}(t)) / 2$;
4. Extraction du détail $d(t) = x(t) - m(t)$;
5. Vérification du critère d'arrêt : $d(t)$ correspond à une IMF_i si sa moyenne est en accord avec un critère d'arrêt prédéterminé et l'algorithme passe à la phase (5), autrement on continue l'itération (1-4) sur le nouveau signal $x(t) = d(t)$;
6. Itération de la procédure sur le signal résidu $m(t)$.

Par construction le nombre d'extrêmes diminue en passant d'un détail à l'autre et la décomposition s'achève en un nombre fini de pas (et donc de modes) jusqu'au résidu R . La méthode EMD est définie exclusivement par son algorithme et, en absence d'une formulation analytique qui nous permettrait d'évaluer quantitativement les limites et les performances, plusieurs paramètres doivent être pris en compte dans l'utilisation de la méthode.

Choix de l'interpolation. La procédure d'interpolation des extrêmes pour calculer l'enveloppe supérieure et inférieure est faite à l'aide de courbes de type splines cubiques [93]. Une interpolation de type linéaire ou polynomiale a pour effet d'augmenter le nombre d'itérations et de décomposer le signal en un nombre excessif d'IMF (effet dit de "over-decomposition") [189].

Le critère d'arrêt. Le processus de sifting (tamisage) s'arrête si les deux conditions qui définissent la fonction IMF sont satisfaites. L'écart de la moyenne du résidu par rapport à la valeur nulle est évalué en mesurant l'écart type de $d(t)$ entre deux itérations successives par rapport à une valeur de seuil prédéterminée. Toutefois une valeur de seuil trop faible peut induire un nombre d'itérations excessives. Dans notre application on utilise un algorithme avec deux valeurs de seuil θ_1 et θ_2 qui assurent une moyenne globale caractérisée par des faibles fluctuations en tenant compte de la possibilité de fluctuations locales plus significatives. On définit l'amplitude du mode $a(t) = (e_{max}(t) - e_{min}(t)) / 2$ et une fonction d'évaluation $\sigma(t) = |m(t) / a(t)|$ et la procédure d'itération de sifting continue jusqu'à ce que $\sigma(t)$ soit inférieur à θ_1 sur une fraction $(1 - \alpha)$ du signal total et $\sigma(t)$ est inférieur à θ_2 sur la partie restante. Dans notre cas on utilise les coefficients suivants : $\alpha = 0.05$, $\theta_1 = 0.05$ et $\theta_2 = 0.5$ [189].

Dans le cas des signaux de fil chaud pollués par les oscillations aléatoires à grande échelle du jet on utilise la technique de l'EMD "locale" à l'aide des algorithmes mis à disposition par P. Flandrin [1]. L'analyse est réalisée sous Matlab. Le signal de vitesse $U(x)$ est découpé en 7 segments pour des raisons de mémoire du calculateur et chaque segment correspond à un enregistrement de longueur équivalente à 200

1. Disponibles à l'adresse : <http://perso.ens-lyon.fr/patrick.flandrin/software2.html>

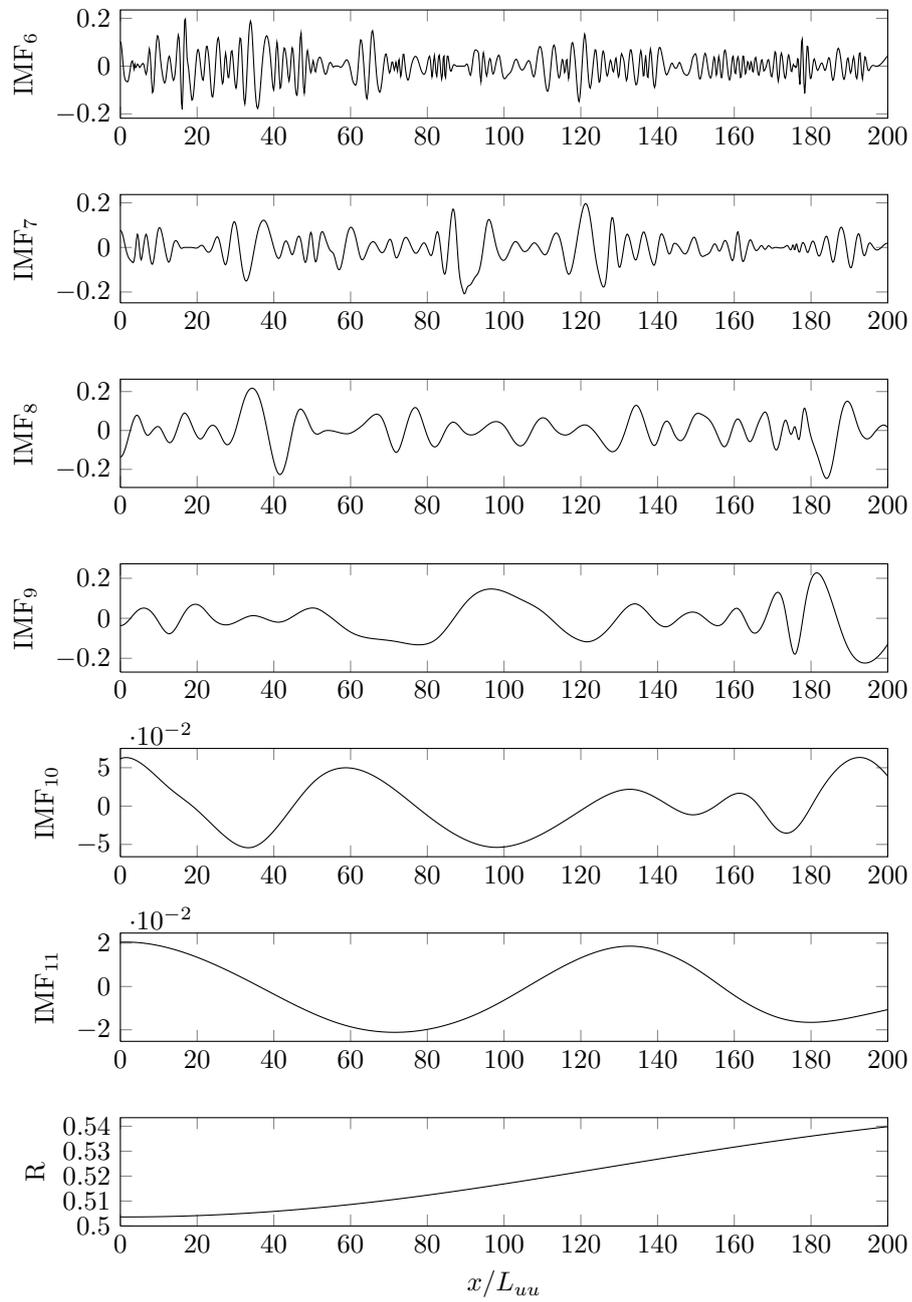


FIGURE 5.7: Résultat de la decomposition empirique modale du signal de vitesse $U(x)$. IMF de 6 à 11 et résidu R.

échelles intégrales. Le nombre d'itérations de "sifting" est limité à 20. La figure (5.6) et la figure (5.7) montrent les résultats ainsi obtenus du processus de décomposition EMD pour un segment de signal de vitesse $U(x)$ mesuré à $Re_D = 1.2 \times 10^6$. On peut observer que le signal est progressivement décomposé en fonctions IMF caractérisées par des longueurs caractéristiques des fluctuations de plus en plus élevées.

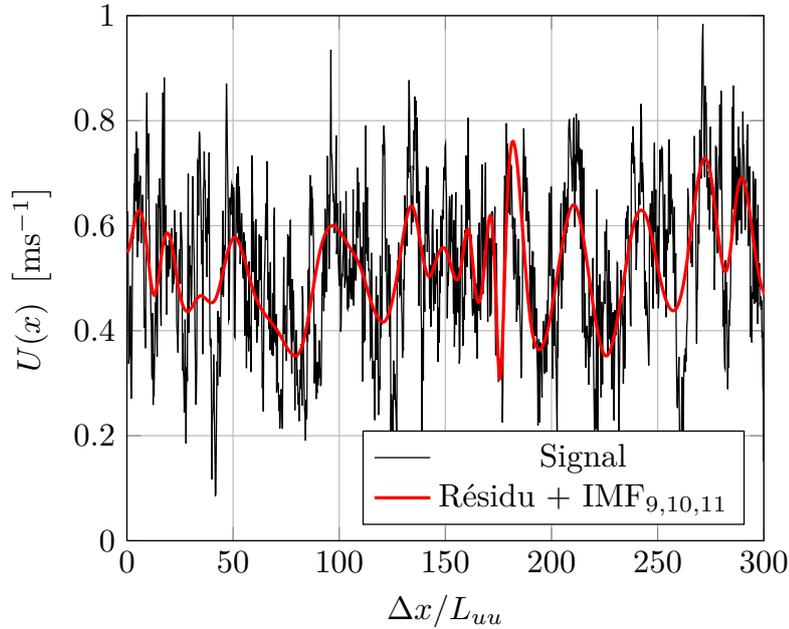


FIGURE 5.8: Signal de vitesse $U(x)$ et signal reconstitué à partir du résidu et des 3 dernières fonctions IMF.

Pour chaque segment on applique l'algorithme EMD et on soustrait au signal de départ $U(x)$ le résidu R et les trois dernières fonctions IMF avant de calculer l'échelle intégrale longitudinale (voir la figure (5.8)). La figure (5.9) présente l'intégrale de l'équation (5.5) pour chaque segment analysé à l'aide de l'EMD. La moyenne de l'ensemble de courbes est ainsi présentée (courbe noire). On peut observer que le maximum est de l'ordre de 18 mm.

La figure (5.10) présente l'échelle intégrale longitudinale en fonction du nombre de Reynolds Re_D obtenue en utilisant la buse de 5 mm de diamètre et positionnant le fil chaud sur l'axe $60D$ en aval de celle-ci. On observe, dans la plage de Reynolds comprise entre 4×10^5 et 1.2×10^6 , un accord satisfaisant entre les valeurs mesurées de L_{uu}/D et les données de la littérature [252] représentées par la courbe en tirets avec une dispersion de l'ordre de 15%. La figure présente ainsi les valeurs obtenues en utilisant la décomposition empirique modale (carrés pleins). Les points à faible Reynolds ayant une valeur de L_{uu}/D comprise entre 1.8 et 2.5 sont caractérisés par une faible convergence statistique.

5.3.3 Echelle de Taylor

La mesure du nombre de Reynolds $Re_\lambda = \lambda \langle u^2 \rangle^{1/2} / \nu$ permet de caractériser notre écoulement turbulent et de le comparer aux autres expériences dans la littérature indépendamment du type de forçage à grande échelle (i.e. cellule de von Kármán, turbulence de grille, turbulence atmosphérique etc.) en utilisant une longueur caractéristique intermédiaire, par rapport à l'échelle d'injection L_{uu} et l'échelle de

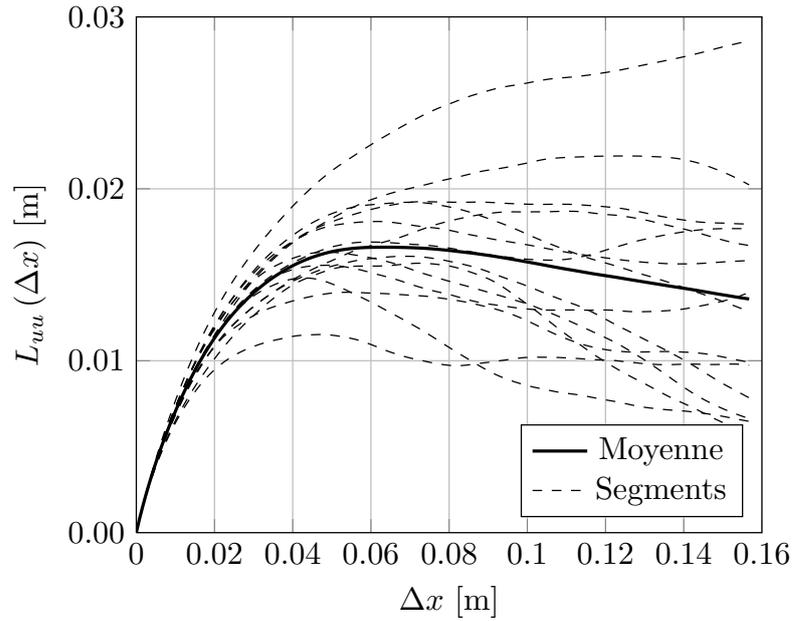


FIGURE 5.9: Effet de la EMD sur l'intégrand de $L_{uu}(\Delta x)$ sur les segments issus d'un enregistrement à $Re_\lambda = 2000$ affecté par le phénomène de battement/précession.

Kolmogorov η . L'échelle de Taylor prend en compte l'énergie cinétique des structures à grande échelle et la dissipation à petite échelle caractérisée par l'écart-type du gradient spatial de vitesse selon la définition :

$$\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle = \frac{\langle u^2 \rangle}{\lambda^2}. \quad (5.8)$$

Pour mesurer expérimentalement l'échelle de Taylor deux méthodes sont disponibles : la mesure directe des gradients de vitesse et l'utilisation des fonctions de structure d'ordre 3 dans le domaine inertiel [141, 148]. Dans le premier cas la méthode implique la résolution spatiale des gradients dans le domaine de dissipation. Dans notre cas le rapport entre la longueur sensible de notre fil chaud (de l'ordre de 0.3 mm) et l'échelle de Kolmogorov qui est typiquement de l'ordre de 4 μm dans la plage du nombre de Reynolds accessible à notre expérience est de l'ordre de 100 et, par conséquent, la résolution spatiale est insuffisante.

La deuxième méthode utilise la loi des 4/5 de Kolmogorov en négligeant le deuxième terme d'origine visqueuse (voir la chapitre 1) qui relie, dans la zone inertielle, le taux de dissipation moyen $\langle \epsilon \rangle$ au troisième moment des incréments de vitesse. L'existence d'une véritable zone inertielle où la fonction de Kolmogorov $K = -\langle (\delta_r u)^3 \rangle / (\langle \epsilon \rangle r)$ prend la valeur 4/5 est une propriété qui n'est pas triviale car d'une part K dépend du nombre de Reynolds Re_λ et tend vers la valeur 0.8 de façon asymptotique et, d'autre part l'étendue du plateau est affectée par les incertitudes d'origine expérimentale (bruit, convergence statistique, nombre de Reynolds de l'expérience, taux de turbulence et validité de l'hypothèse de Taylor) et par la non isotropie à grande échelle par effet des conditions de forçage [7].

L'identification de l'extension de la zone inertielle à partir de la fonction de structure d'ordre 3 compensée, obtenue par [8] pour un nombre de Reynolds $Re_\lambda \simeq 852$, par interpolation aux moindres carrés montre que l'incertitude associée à la méthode,

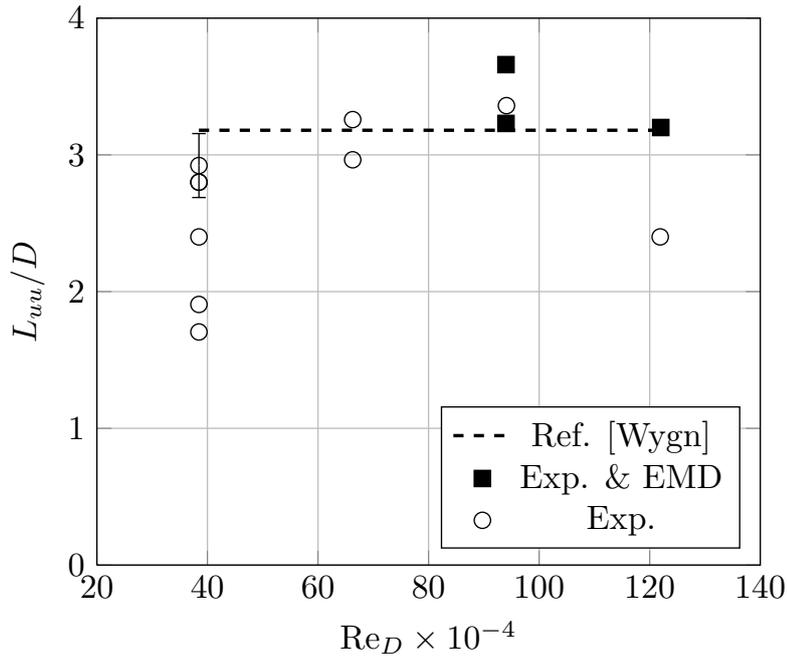


FIGURE 5.10: Evolution de l'échelle intégrale longitudinale L_{uu} en fonction du nombre de Reynolds Re_D (avec $D = 5$ mm). On superpose les résultats obtenus en utilisant la technique de decomposition empirique modale.

employée sur une décade d'échelles de séparation r est telle que la définition du plateau reste arbitraire. Les expériences menées par [212] en turbulence atmosphérique avec un nombre de Reynolds Re_λ compris entre 1×10^4 et 2×10^4 montrent, d'une part, l'existence d'un plateau globalement caractérisé par une extension limitée à une décade et demi (et d'extension inférieure à celle du plateau du spectre de vitesse compensé par $f^{5/3}$), d'autre part, l'analyse de la pente locale de K réduit la zone d'interpolation à environ une demie décade. La valeur de K est proche de 0.8.

Ces résultats remettent en cause l'existence d'une loi d'échelle, d'une part, et soulignent les effets des grandes échelles sur la fonction de structure d'ordre 3 en filtrant le signal passe-haut [211], d'autre part. Pour des faibles nombres de Reynolds la hiérarchie d'échelles n'est pas suffisamment étendue pour vérifier les hypothèses à la base de la formulation K41 [7] et [57] introduit un terme supplémentaire dans l'équation de Kolmogorov pour prendre en compte les effets de non homogénéité spatiale. À partir de l'équation de Karman-Howarth, [136, 137] proposent une correction à la loi des 4/5 pour des nombres de Reynolds modérés qui prend la forme $\max(K) = 4/5 - 8.4Re_\lambda^{-2/3}$ et qui n'inclue pas les effets de l'intermittence. Moisy [153] mesure, dans la cellule de von Kármán pour des nombres de Reynolds Re_λ entre 120 et 1200, un écart à la valeur 0.8, dû aux effets de forçage et de viscosité, qui décroît comme $Re_\lambda^{-6/5}$.

Dans notre cas, par effet du filtrage spatial du capteur, l'étendue "globale" du plateau est limitée à une décade. La figure (5.11) montre le taux de dissipation moyen $\langle \epsilon \rangle$ à la constante 4/5 près obtenu à partir des fonctions de structure des incréments de vitesse d'ordre 3 divisées par l'échelle de séparation normalisée r/L_{uu} et en fonction du nombre de Reynolds. Compte tenu des incertitudes expérimentales (de l'ordre de 10%) le taux de dissipation $\langle \epsilon \rangle$ est de l'ordre de $0.042 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ à $Re_D \sim$

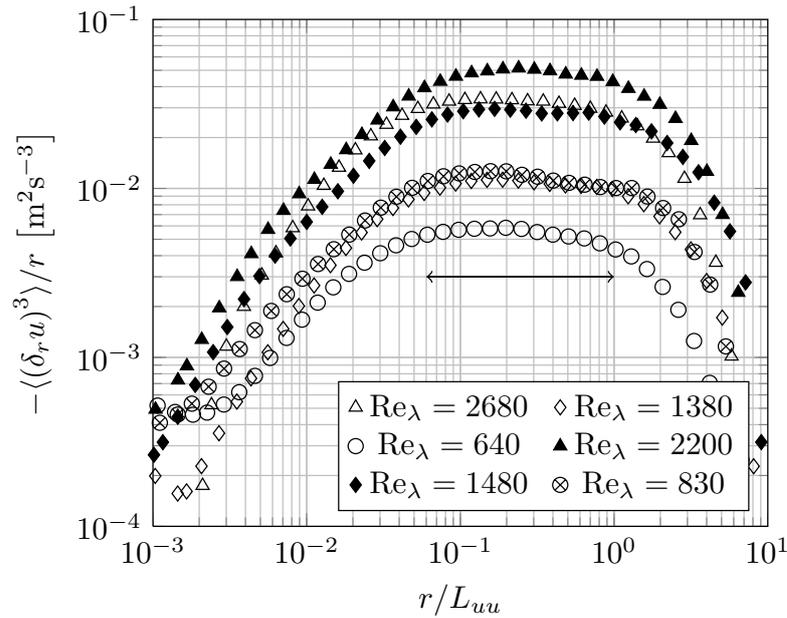


FIGURE 5.11: Moment d'ordre 3 des incréments de vitesse normalisée par l'échelle de séparation r en fonction du nombre de Reynolds.

1.2×10^6 et $0.007 \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ au nombre de Reynolds le plus faible de l'ordre de 3.8×10^5 .
Ensuite, en utilisant l'hypothèse d'isotropie :

$$\langle \epsilon \rangle = 15\nu \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle, \quad (5.9)$$

et l'équation (5.8) on détermine l'échelle de Taylor λ et le nombre de Reynolds Re_λ correspondante. L'échelle de Taylor est de l'ordre de $3 \times 10^{-4} \text{ m}$. Le nombre de Reynolds Re_λ varie entre 2680 et 640.

5.3.4 Nombre de Reynolds et échelle de Kolmogorov

Le nombre de Reynolds Re_λ est relié au nombre de Reynolds du jet Re_D par la relation

$$\text{Re}_\lambda = C_R \sqrt{\text{Re}_D}, \quad (5.10)$$

où C_R est une constante. La figure (5.12) présente l'évolution du nombre de Reynolds Re_λ (a) et du coefficient de Reynolds $C_R = \text{Re}_\lambda / \sqrt{\text{Re}_D}$ (b) en fonction de $\sqrt{\text{Re}_D}$. La comparaison avec des expériences de turbulence à haut nombre de Reynolds en air et à basse température dans des configurations d'écoulement du type jet rond nous montre que les coefficients de Reynolds obtenus sont du même ordre de grandeur et compatibles avec la dispersion expérimentale.

L'échelle de Kolmogorov est ensuite déterminée en utilisant la relation :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\langle \epsilon \rangle} \right)^{1/4}. \quad (5.11)$$

Dans la plage de fonctionnement de la soufflerie l'échelle η est estimée à $4 \mu\text{m}$ pour un nombre de Reynolds de 1.2×10^6 et à $6 \mu\text{m}$ à $\text{Re}_D = 3.8 \times 10^5$.

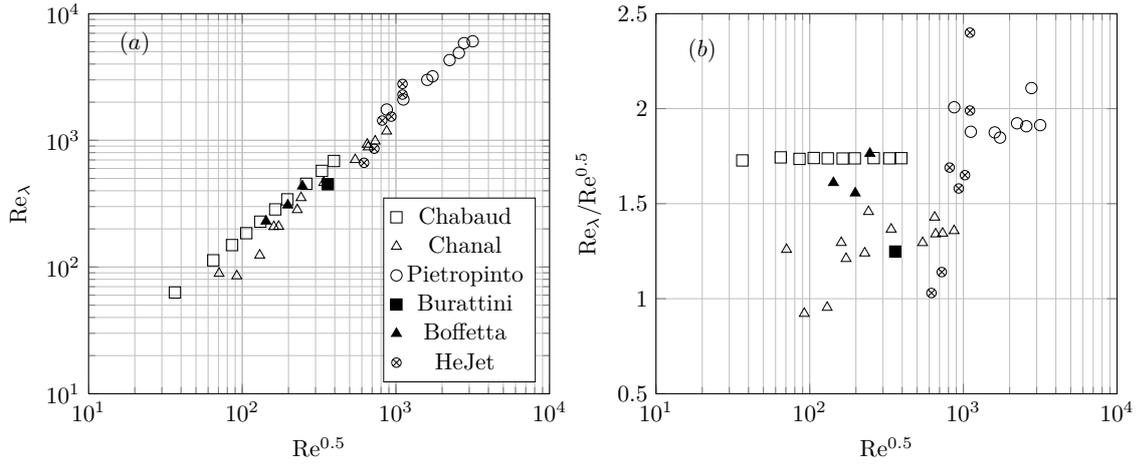


FIGURE 5.12: Evolution du nombre de Reynolds Re_λ (a) et du coefficient $C_R = Re_\lambda/\sqrt{Re_D}$ (b) en fonction de $\sqrt{Re_D}$. Comparaison avec les expériences à haut nombre de Reynolds en air et à basse température dans des configurations d'écoulement du type jet rond turbulent.

5.4 Convergence et qualité des données

L'étude de l'intermittence (événements de forte amplitude peu probables) nécessite de longs temps d'enregistrement pour assurer la convergence statistique des données [39, 62]. Un premier critère de convergence (critère a priori) consiste à s'assurer que le temps d'observation (et d'enregistrement) soit suffisamment grand par rapport au temps de retournement des structures de taille comparable à l'échelle intégrale longitudinale L_{uu} . En général, dans notre expérience, en considérant une vitesse moyenne qui varie entre 0.2 m s^{-1} et 0.5 m s^{-1} et un taux de turbulence moyen de 30% on a :

$$\frac{NP \tau \langle U \rangle}{f_{ech} L_{uu}} \simeq 1200 - 3000, \quad (5.12)$$

où f_{ech} est la fréquence d'échantillonnage, N est le nombre de fichiers pour chaque série à nombre de Reynolds donné et P est le nombre de points pour chaque fichier. Si d'une part, ce critère assure la convergence des spectres de puissance et des moments des incréments de vitesse d'ordre 2, d'autre part il ne nous renseigne pas sur la convergence statistique des moments d'ordre supérieur.

La deuxième méthode (méthode a "posteriori" [226]) que nous avons utilisée pour vérifier la convergence des moments d'ordre p des incréments de vitesse $S_p(r)$ à l'échelle de séparation r :

$$S_p(r) = \langle \alpha^p \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^p P(\alpha) d\alpha, \quad (5.13)$$

où α est l'incrément de vitesse u_r normalisés par l'écart-type :

$$\alpha = \delta_r u / \left(\langle (\delta_r u)^2 \rangle \right)^{1/2}, \quad (5.14)$$

de telle façon que $\int_{-\infty}^{\infty} P(\alpha) d\alpha = 1$, consiste à étudier la convergence de l'intégral de $\alpha^p P(\alpha)$ [8, 216]. La contribution des ailes de la densité de probabilité des incréments de vitesse est d'autant plus importante que l'ordre p augmente.

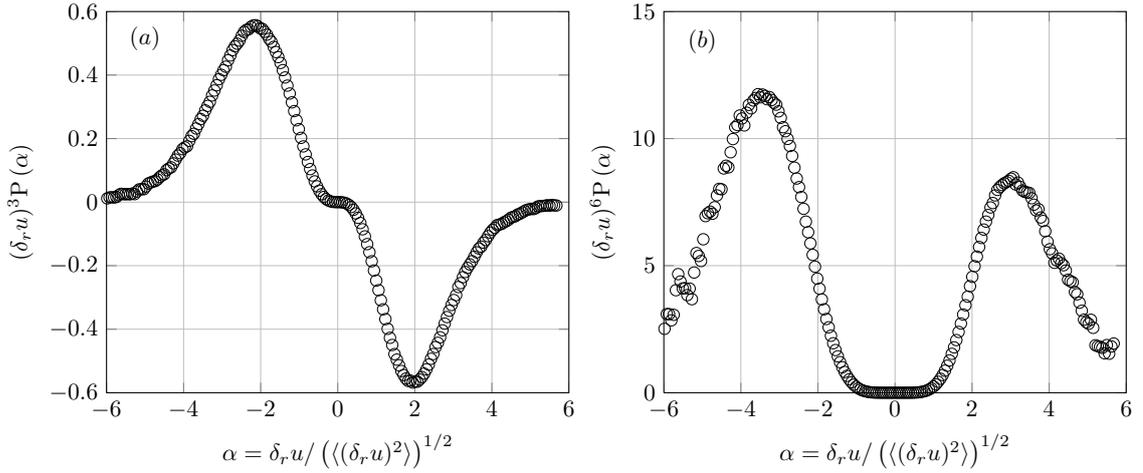


FIGURE 5.13: Etude de la convergence des moments d'ordre 3 (a) et d'ordre 6 (b) des incréments longitudinaux. Conditions expérimentales : $Re_\lambda = 2680$, $r/\eta \simeq 260$.

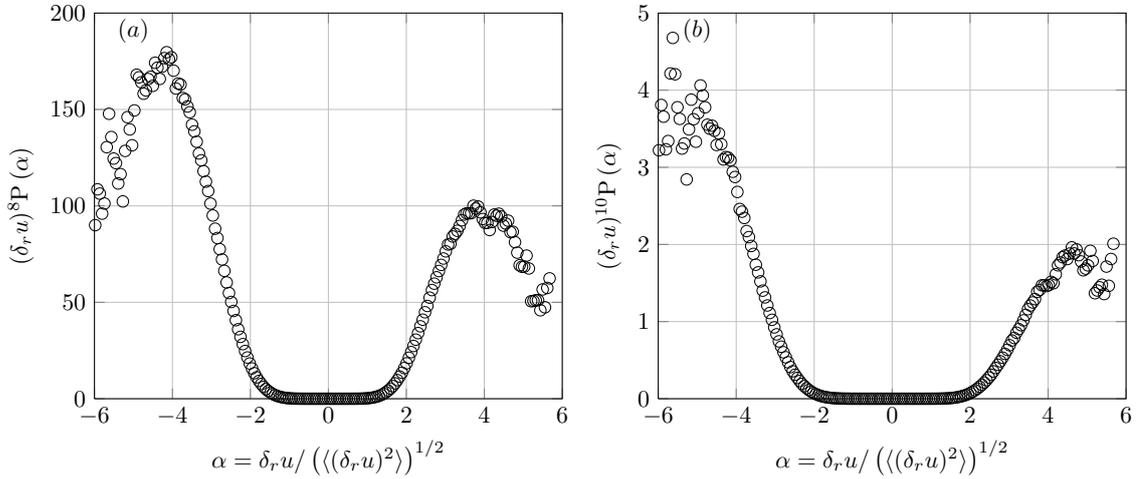


FIGURE 5.14: Etude de la convergence des moments d'ordre 8 (a) et d'ordre 10 (b) des incréments longitudinaux. Conditions expérimentales : $Re_\lambda = 2680$, $r/\eta \simeq 260$.

La convergence de l'intégrale de $\alpha^p P(\alpha)$ pour les moments d'ordre 3, 6, 8 et 10 pour une échelle de séparation $r \simeq 260\eta$ et un nombre de Reynolds $Re_\lambda \simeq 2000$ est tracée sur les figures (5.13) et Fig. (5.14). On observe que les courbes convergent vers des valeurs qui permettent le calcul de l'intégrale de l'équation (5.13) pour l'ordre 3, l'ordre 6 et 8. Dans le cas du moment d'ordre 10 les oscillations nous indiquent que la convergence statistique n'est pas atteinte et, par conséquent, dans ce travail on limite l'analyse jusqu'au moment d'ordre 8 des fonctions de structure de la vitesse longitudinale.

5.5 Spectres de vitesse

5.5.1 Spectres longitudinaux de vitesse

Dans ce paragraphe nous présentons l'analyse des spectres de vitesse. La figure (??) présente les spectres longitudinaux $E(k)$ en fonction de l'échelle normalisée kL_{uu} obtenus dans la plage de nombre de Reynolds Re_λ comprise entre 640 et 2680

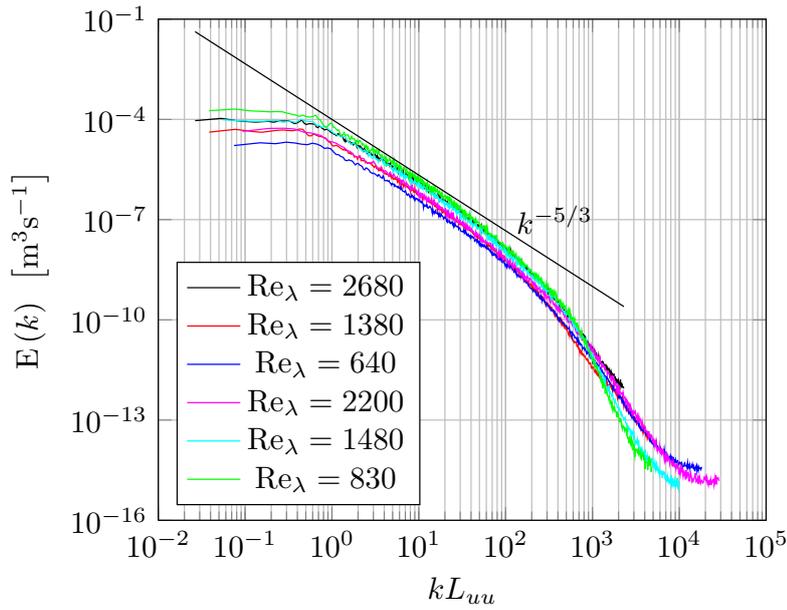


FIGURE 5.15: Spectres de vitesse longitudinale en fonction du nombre de Reynolds.

avec deux fils chauds différents. On observe un comportement en loi d'échelle $k^{-5/3}$ sur au moins une décade et demie.

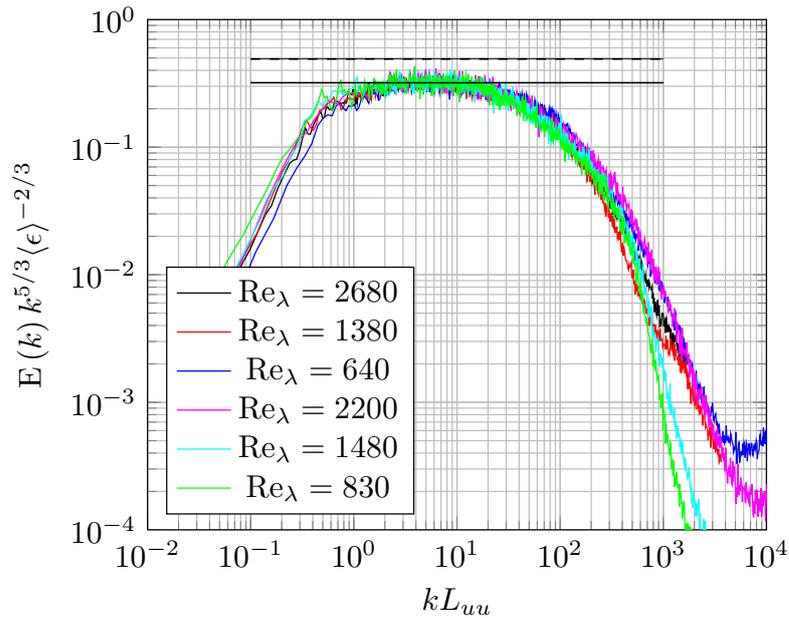
5.5.2 Constante de Kolmogorov

L'hypothèse de turbulence homogène et d'isotropie locale implique que dans la zone inertielle le spectre compensé est indépendant du nombre d'onde k et est égal à la constante de Kolmogorov tridimensionnelle C , par la relation :

$$E(k) = C \langle \epsilon \rangle^{2/3} k^{-5/3} \quad (5.15)$$

Dans le cas du spectre compensé longitudinal $C_k = \frac{18}{55}C = 0.491$ avec $C = 1.5$ [74]. La figure (5.16) représente les spectres longitudinaux compensés par $\langle \epsilon \rangle^{-2/3} k^{5/3}$ où $\langle \epsilon \rangle$ est mesuré à partir de la fonction de structure d'ordre 3 des incréments de vitesse (voir la suite). La constante de Kolmogorov C_k est indiquée par la ligne en trait discontinu dans la zone inertielle. La valeur de la constante de Kolmogorov unidimensionnelle obtenue expérimentalement ($C_k^{exp} \simeq 0.32$) est montrée par la ligne en continu.

La figure (5.17) présente une compilation des valeurs de la constante C_k en fonction du nombre de Reynolds Re_λ obtenues expérimentalement dans des écoulements turbulents en laboratoire (jet et turbulence de grille) et à partir d'expériences de turbulence atmosphérique [215]. En considérant les nombres de Reynolds supérieurs à 50 la valeur de C_k trouvée est 0.53 ± 0.05 . Les expériences de laboratoire [79] et de [202] pour des Re_λ entre 280 et 700 trouvent C_k de 0.44 ± 0.02 et 0.48 ± 0.06 , respectivement. Les simulations numériques à $Re_\lambda = 240$ donnent une valeur de 0.53 de [258]. Les dernières expériences de turbulence cryogénique montrent des valeurs contradictoires et globalement plus faibles. Chanal [47] trouve une valeur de $C_k = 0.38$ dans la plage de Re_λ entre 463 et 1181 et Salort et al. [196] pour Re_λ entre 60 et 250 trouvent une valeur de C_k comprise entre 0.3 et 0.4. Une tendance différente a été observée par [170]. La constante de Kolmogorov augmente de 0.55 à

FIGURE 5.16: Spectres longitudinales compensés par $\langle \epsilon \rangle^{-2/3} k^{5/3}$.

0.65 entre Re_λ 2000 et 6000. Praskovsky [179] trouve une variation de la constante C_2 du moment des incréments de vitesse longitudinaux d'ordre deux (qui est relié à C_k par la relation $C_2 = 4.02C_k$) de type $C_2 \propto Re_\lambda^{-0.1}$. La différence peut s'expliquer par un erreur systématique dans la mesure du taux de dissipation moyen.

5.6 Statistique des incréments spatiaux de vitesse $\delta_r u$

Dans cette partie on s'intéresse à la statistique des incréments des vitesse longitudinaux à très grand nombre de Reynolds. L'analyse quantitative est menée à l'aide de trois estimateurs : la flatness (coefficient d'aplatissement), la skewness (coefficient de dissymétrie) et le facteur d'asymétrie des distributions de probabilité des incréments spatiaux de vitesse.

Une première introduction qualitative au problème de l'intermittence est illustrée par la figure (5.18). Pour un nombre de Reynolds $Re_\lambda = 2000$ on trace la distribution de probabilité des incréments de vitesse longitudinaux normalisés par leur écart-type pour 4 échelles de séparation r dans la limite de la résolution spatiale de notre détecteur soit entre 260 et 5000 fois l'échelle de Kolmogorov. Les distributions sont décalées verticalement entre elles d'une décade pour augmenter la lisibilité. On observe en premier lieu un changement progressif de la forme qui est gaussienne à grande échelle pour $r \simeq L_{uu}$ (on constate un bon accord avec la distribution gaussienne ajoutée en pointillés). L'écart par rapport à cette dernière augmente en diminuant l'échelle de séparation. Cette déformation traduit l'augmentation à petite échelle (par rapport à la statistique gaussienne) de la proportion d'événements d'incréments de vitesse de forte amplitudes quand l'échelle de séparation diminue. De plus les densités de probabilité ne sont plus symétriques mais systématiquement décalées vers les valeurs négatives des incréments de vitesse normalisés. Les événements caractérisés par des incréments de vitesse négatifs sont donc plus probables.

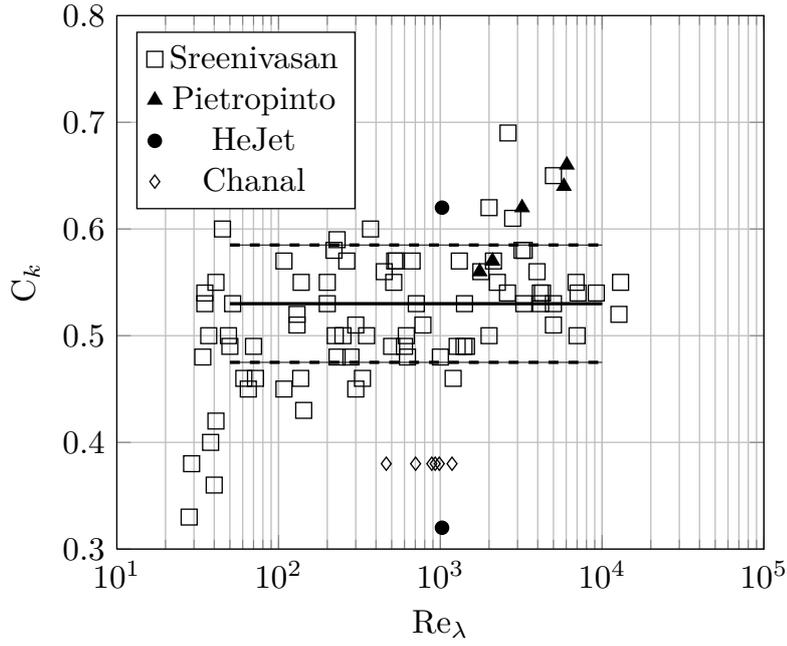


FIGURE 5.17: Compilation des constantes de Kolmogorov longitudinale en fonction du Re_λ . La ligne continue est la moyenne des C_k pour des nombres de Re_λ supérieurs à 50 selon [215]. Les lignes (supérieure et inférieure) en pointillé correspondent à plus et moins un écart-type.

5.6.1 Flatness

La flatness des incréments de vitesse quantifie l'écart de la distribution de densité de probabilité des incréments à l'échelle de séparation r par rapport à la distribution gaussienne (qui se caractérise par une flatness $F = 3$) et s'écrit :

$$F(r) = \frac{\langle (\delta_r u)^4 \rangle}{\langle (\delta_r u)^2 \rangle^2}. \quad (5.16)$$

Sur la figure (5.19) on trace la flatness $F(r)/3$ des incréments de vitesse en fonction de r/L_{uu} pour Re entre 640 et 2680 en coordonnées logarithmiques. On distingue trois régimes de comportements différents. À grande échelle, de l'ordre de l'échelle intégrale $r \simeq L_{uu}$ la valeur de $F(r)/3$ est inférieure à 1, en accord avec [246]. À grande échelle $u(x)$ et $u(x+r)$ sont décorrélés et on retrouve la statistique de $u(x)$. Dans le domaine inertiel, pour r/L_{uu} environ entre 1×10^{-1} et 1, on observe un comportement indépendant du nombre de Reynolds [50, 49] et une évolution en loi de puissance $(r/L_{uu})^\alpha$ avec exposant $\alpha \simeq -0.1$. Ce résultat confirme les études de [214] (la valeur de l'exposant trouvée est 0.099 ± 0.033 dans un écoulement turbulent dans un canal de section circulaire à un nombre de Reynolds Re_λ de 270).

À petite échelle (pour environ $r/L_{uu} \leq 5 \times 10^{-2}$) on peut observer l'augmentation de la flatness et l'absence d'une évolution en loi de puissance. Toutefois nos résultats, par rapport à la description du comportement de la flatness en se rapprochant des échelles de dissipation et la revue des résultats expérimentaux de [49], sont affectés par la coupure spatiale du fil chaud. Dans la limite des échelles de séparation ($r \rightarrow 0$) la flatness prend la forme :

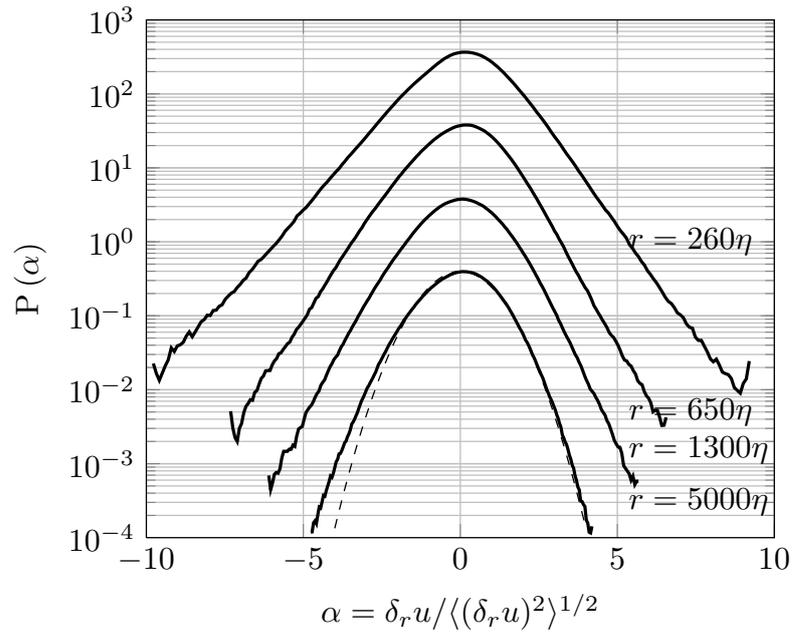


FIGURE 5.18: Distributions de densité de probabilité des incréments de vitesse en fonction de l'échelle de separation r . Série à $Re_\lambda = 2000$. La distribution gaussienne est en pointillés.

$$F(r) \rightarrow \frac{\langle (\partial_x u)^4 \rangle}{\langle (\partial_x u)^2 \rangle^2}, \quad (5.17)$$

en devenant indépendant des échelles de séparation [49]. Typiquement la transition entre le régime inertiel et le plateau de la zone de dissipation est réalisée par l'augmentation de F (on parle de domaine de dissipation intermédiaire ou "intermediate dissipation range") mais, dans notre cas, l'absence du plateau et la résolution spatiale est telle que le comportement observé est attribuable à un artefact de mesure. La mesure de la skewness, qui est le sujet du paragraphe suivante, confirme cet effet.

5.6.2 Skewness

Si la flatness nous permet de quantifier l'aplatissement de la distribution de densité de probabilité des incréments de vitesse par effet des événements intermittents de forte intensité la skewness nous permet de quantifier le signe de la déformation de la distribution par rapport à la distribution normale. La skewness est définie comme :

$$S(r) = \frac{\langle (\delta_r u)^3 \rangle}{\langle (\delta_r u)^2 \rangle^{3/2}}. \quad (5.18)$$

La skewness est montrée en Fig. 5.20. On observe que globalement le signe est négatif. A grande échelle le comportement quasi-gaussien de la densité de probabilité de vitesse se caractérise par une valeur de $S(r)$ voisine de zéro. Dans le domaine inertiel la valeur du plateau est compatible avec la valeur $12/R^* = 0.23$ de la description multi-fractale où la constante R^* prend la valeur 52 [51]. L'évolution de la skewness dans le régime inertiel de [31] présente une loi d'échelle d'exposant $r^{-0.04}$

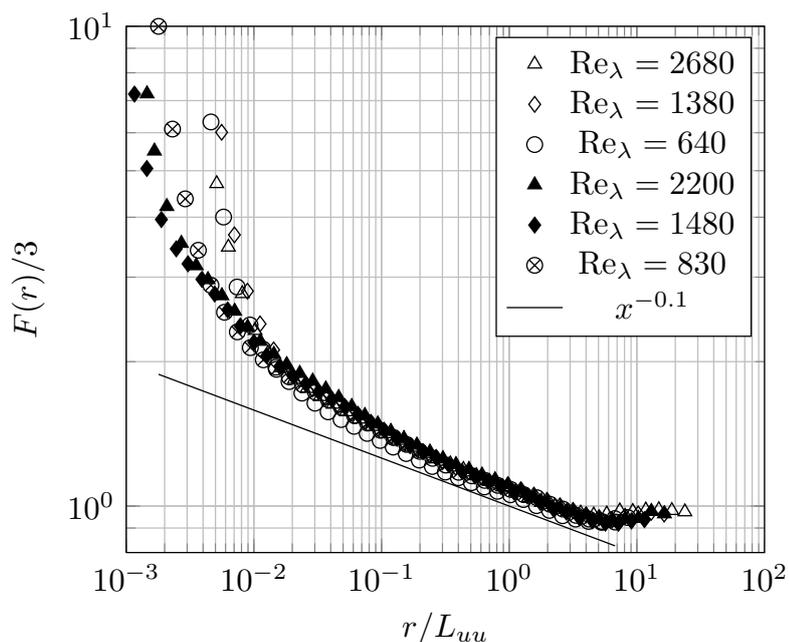


FIGURE 5.19: Flatness des incréments de vitesse longitudinaux en fonction de r/L_{uu} pour différents nombres de Reynolds.

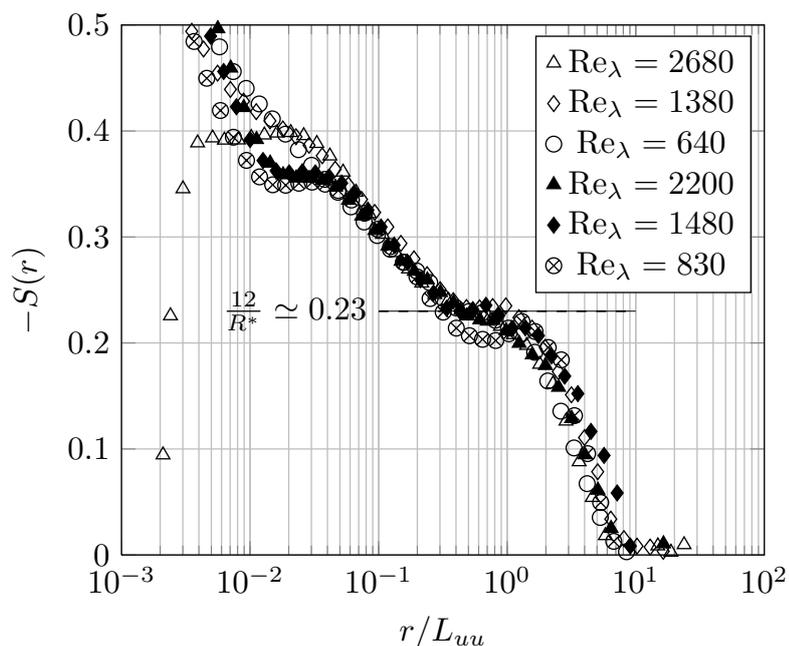


FIGURE 5.20: Skewness des incréments de vitesse longitudinaux en fonction de r/L_{uu} pour différents nombres de Reynolds.

mais, dans notre cas, l'étendue du domaine inertiel est insuffisante pour mesurer l'exposant expérimental. On peut remarquer l'absence du plateau aux petites échelles de séparation (sauf pour une série de mesures à $Re_\lambda = 2680$) attribuable à la résolution spatiale limitée du capteur. Un autre indicateur que l'on utilise est le facteur d'asymétrie $A(r)$ qui est défini selon la relation suivante :

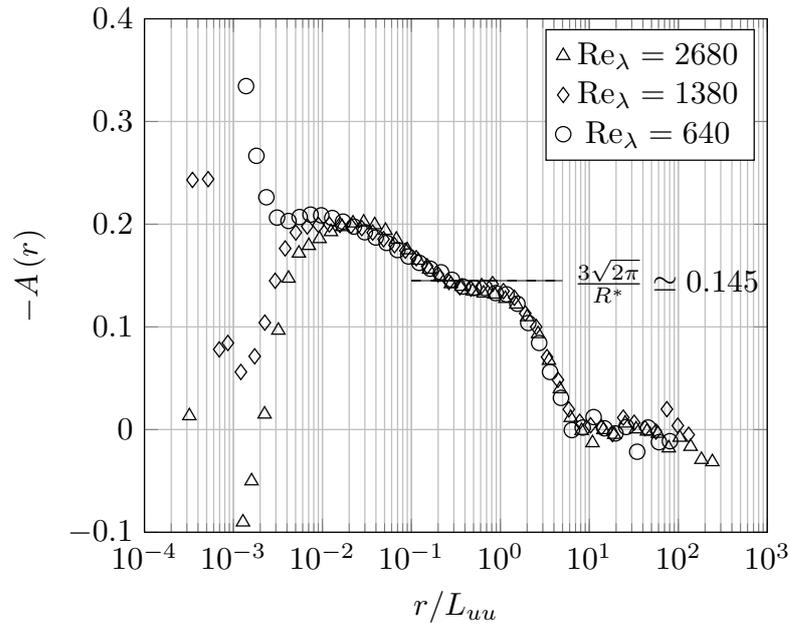


FIGURE 5.21: Coefficient d'asymétrie $A(r)$ en fonction de r/L_{uu} pour différents nombres de Reynolds.

$$A(r) = \frac{\langle (\delta_r u)^3 \rangle}{\langle |\delta_r u|^3 \rangle}. \quad (5.19)$$

En utilisant le moment d'ordre 3 de la valeur absolue des incréments de vitesse $\langle |\delta_r u|^3 \rangle$ on s'affranchit de l'effet d'intermittence, par rapport à la skewness $S(r)$ [142]. La figure (5.21) montre l'évolution du coefficient d'asymétrie $A(r)$ en fonction de l'échelle de séparation r pour les mêmes données que sur la figure (5.20). Encore une fois on trouve un accord satisfaisant avec la prédiction théorique $A(r) = -3\sqrt{2\pi}/R^* \simeq 0.145$ [51] et les résultats expérimentaux de [142].

5.6.3 Exposants

L'intermittence statistique des écoulements turbulents se manifeste sous la forme d'une déviation au comportement linéaire $\zeta_p = p/3$ (prédit par le modèle K41) de la hiérarchie des exposants des fonctions de structure d'ordre p des incréments de vitesse longitudinaux :

$$S_p(r) = \langle (\delta_r u)^p \rangle \sim (\langle \epsilon \rangle r)^{\zeta_p}, \quad (5.20)$$

Nous avons représenté sur la figure (5.22) l'évolution des fonctions de structure d'ordre 2 à 8 en fonction de l'incrément spatial r : à gauche les fonctions de structure brutes et à droite en représentation compensée avec les exposants $\zeta_p = p/3$ de la prédiction K41. Sur la représentation compensée, l'écart au modèle Kolmogorov 41, qui traduit le caractère intermittent du champ de vitesse turbulent est révélé par des comportements en loi de puissance de pentes $\zeta_p - p/3$, positive pour les ordres $p < 3$, nulle pour $p = 3$ et négatives pour $p > 3$ dans la plage des échelles inertielles.

Pour une estimation plus précise des exposants ζ_p des fonctions de structure des incréments de vitesse longitudinaux nous avons eu recours à la technique d'ESS (Extended Self-Similarity) [25]. Dans le domaine inertiel la valeur de l'exposant ζ_p

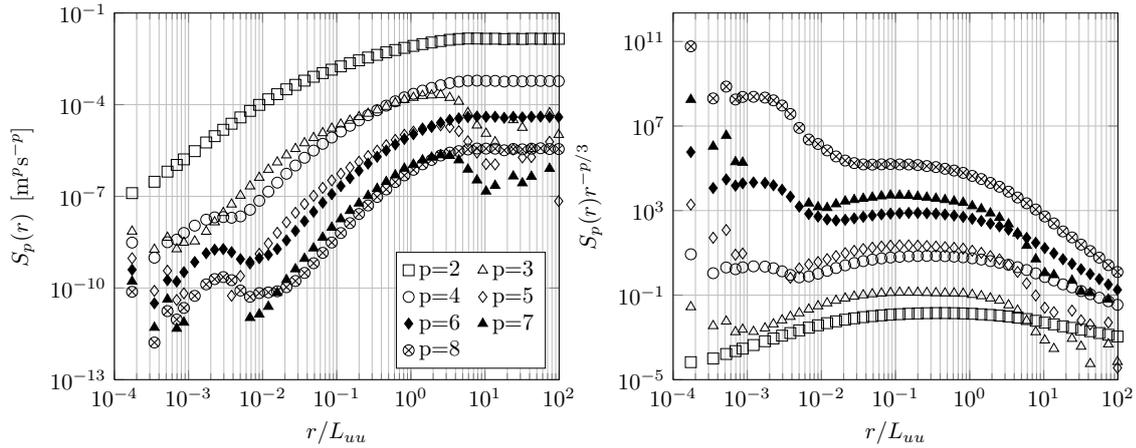


FIGURE 5.22: Fonctions de structure d'ordres 2 à 8 mesurées en représentations non compensées à droite et compensées (par $r^{p/3}$ cf. modèle K41) à gauche à $Re_\lambda \approx 2000$. Ces dernières sont décalées verticalement d'un facteur arbitraire pour faciliter l'interprétation. $Re_D = 1.2 \times 10^6$ à 2.3 K.

de de la fonction de structure d'ordre p des valeurs absolues des incréments de vitesse est définie selon :

$$S_p(r) = \langle |\delta_r u|^p \rangle \sim r^{\zeta_p} \quad (5.21)$$

et l'ESS consiste à représenter la fonction de structure d'ordre p en fonction de celle d'ordre 3 :

$$\langle |\delta_r u|^p \rangle = \langle |\delta_r u|^3 \rangle^{\zeta_p/\zeta_3}, \quad (5.22)$$

pour laquelle ζ_3 est égal à 1 (conformément à la relation de Karman-Howarth) . On peut donc déterminer l'exposant ζ_p à partir de la dérivée logarithmique :

$$\zeta_p = \frac{d [\log S_p(r)]}{d [\log S_3(r)]}. \quad (5.23)$$

La figure (5.23) représente, en coordonnées logarithmiques les moments des fonctions de structure d'ordre p des incréments de vitesse longitudinaux de l'ordre 2 jusqu'à l'ordre 8 en fonction du moment d'ordre 3, selon la méthode ESS. L'interpolation linéaire aux moindres carrés pour la mesure de ζ_p est représenté pour chaque moment d'ordre p par les droites en pointillés. L'incertitude associée à chaque évaluation des exposants est estimée en considérant le résidu maximum. On obtient une incertitude de l'ordre de $\pm 3\%$.

La figure (5.24) présente les exposants ζ_p des fonctions de structure d'ordre p des incréments de vitesse longitudinaux calculés par la méthode ESS jusqu'à l'ordre 8. La figure montre la comparaison entre les résultats obtenus dans HeJet pour un nombre de Reynolds Re_λ de 2000 et des expériences en air à des Re_λ de 852 [8], Re_D compris entre 6.9×10^4 et 5.4×10^5 pour un écoulement de type Taylor-Couette [123], le von Kármán cryogénique [22] et un jet rond à $Re_D = 3 \times 10^5$ [25, 221]. Les résultats sont comparés aussi aux prédictions théoriques du modèle K-41 (droite de pente $p/3$), du modèle log-normal (voir le chapitre 1) avec $\mu = 0.2$ et du modèle d'intermittence de She-Lévêque [208] :

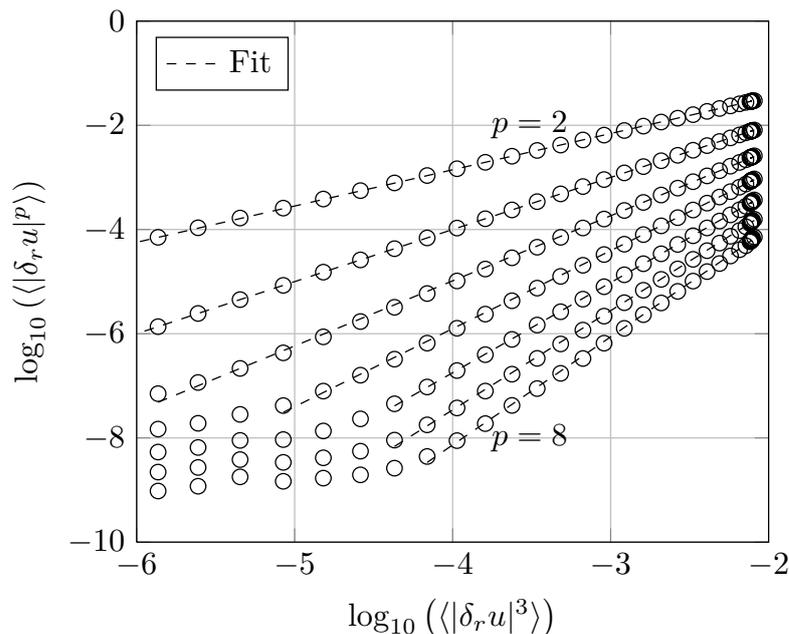


FIGURE 5.23: Ajustement des moments des fonctions de structure de l'ordre 2 à l'ordre 8 selon la méthode ESS (Extended Self-Similarity).

$$\zeta_p = \frac{p}{9} + 2 - 2 \left(\frac{2}{3} \right)^{p/3}. \quad (5.24)$$

On observe un bon accord entre les résultats expérimentaux obtenus dans la soufflerie HeJet et les résultats disponibles dans la littérature et un bon accord avec le modèle de She-Lévêque.

5.7 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté l'analyse des résultats obtenus en He I à une température de 2.3 K en utilisant les fils chauds métalliques pour des nombres de Reynolds Re_λ compris entre 640 et 2680. L'analyse comprend la procédure d'étalonnage in-situ, la conversion du signal de tension en signal de vitesse et la conversion temps-espace de celui-ci à l'aide de l'hypothèse de Taylor modifiée pour prendre en compte le taux de turbulence élevé qui est caractéristique des écoulements de jet. L'analyse est initialement focalisée à caractériser le comportement du jet par rapport aux résultats disponibles dans la littérature. Dans cette approche nous avons estimé les échelles caractéristiques de l'écoulement, en particulier l'échelle intégrale longitudinale en fonction du nombre de Reynolds, et la statistique de la vitesse (sa moyenne, son écart-type et le taux de turbulence).

Enfin nous nous sommes concentrés sur la statistique du champ de vitesse fluctuant à partir de l'analyse des spectres de vitesse longitudinale et des distributions de probabilité des incréments de vitesse longitudinaux à l'aide des estimateurs statistiques de la skewness, flatness et du coefficient d'asymétrie. Les exposants des moments d'ordre supérieur, jusqu'à l'ordre 8 auprès l'analyse de convergence statistique, ont été ensuite mesurés à l'aide de la technique ESS. Ces résultats nous permettent de formuler les conclusions suivantes pour ce qui concerne l'installation

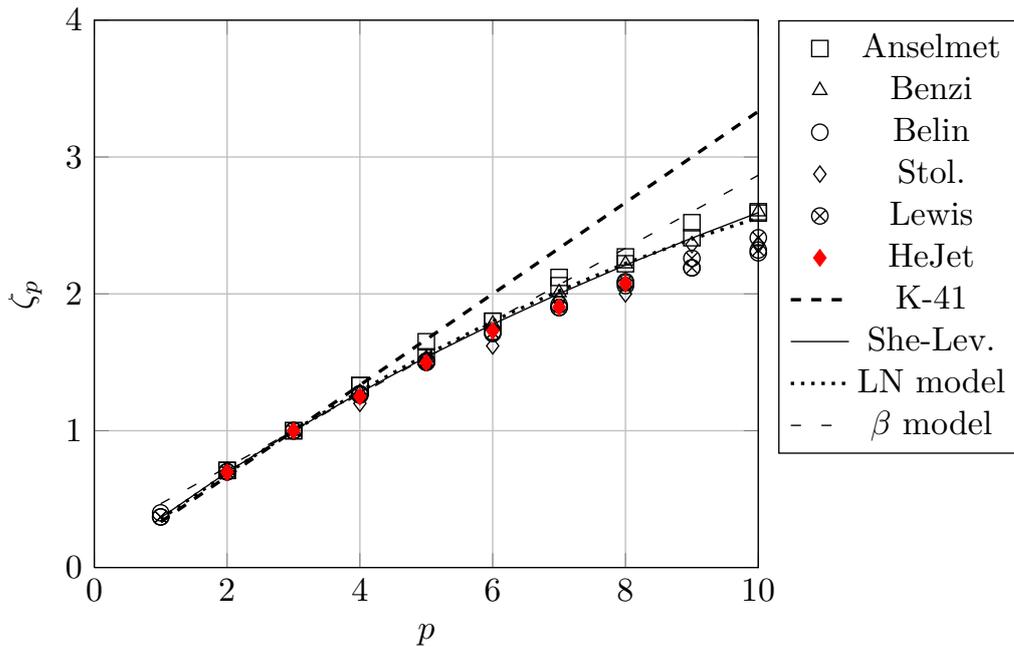


FIGURE 5.24: Variation des exposant ζ_p des fonctions de structure d'ordre p des incréments de vitesse longitudinaux calculés par la méthode ESS.

expérimentale et la qualité du jet axi-symétrique.

L'étalonnage de fil chaud est réalisé en utilisant l'hypothèse d'auto-similarité du jet et une valeur du coefficient de décroissance de la vitesse dans l'axe compatible avec les résultats disponibles. À partir de la vitesse en sortie de la buse (mesurée à l'aide du débitmètre Venturi avec une incertitude de l'ordre de 16%) on estime la vitesse moyenne dans l'axe à 60 diamètres en aval de la buse (la grille pour stabiliser le jet est positionnée à 80 diamètres en aval). Le taux de turbulence est de l'ordre de 27 – 35% et la distribution de probabilité des fluctuations de vitesse est en bon accord avec une distribution normale.

Un phénomène aléatoire de battement a été détecté grâce à l'analyse des signaux issus de trois capteurs (deux fils chauds et un micro-Pitot). Ce phénomène correspond à une déflexion globale du jet à grande échelle dont l'axe sort du plan qui contient les transducteurs. Le traitement de ces fichiers pour le calcul de l'échelle intégrale longitudinale a été réalisé en utilisant la technique de décomposition modale empirique (EMD) pour améliorer l'estimation de la moyenne et le calcul du coefficient de décorrélation.

L'échelle intégrale longitudinale à 60 diamètres en aval de la buse est de l'ordre de 15 mm et les valeurs sont indépendants du nombre de Reynolds comme attendu.

La plage de nombres de Reynolds Re_λ accessible nous permet de “positionner” la soufflerie cryogénique HeJet entre les installations qui travaillent à température ambiante (i.e. le jet du LEGI utilisé par [148] avec un nombre de Reynolds Re_λ de l'ordre de 500-600) et les installations cryogéniques du type GReC qui peuvent générer un jet avec un nombre de Reynolds compris entre 1000 et 6000 (des valeurs plus faibles sont interdites pour des raisons de fonctionnement du liquéfacteur d'hélium).

Les spectres de vitesse longitudinale $E(k)$ obtenus en moyennant 30 réalisations pour chaque vitesse de l'écoulement révèlent un comportement en loi de puissance

$k^{-5/3}$ sur une décade et demie.

À partir de la loi des “4/5” on estime le taux de dissipation moyen $\langle \epsilon \rangle$, et l’étendue du domaine inertiel (de l’ordre de une décade à $Re_\lambda = 2680$). La mesure du plateau de la fonction de structure d’ordre 3 des incréments de vitesse longitudinaux compensée par l’échelle de séparation r nous permet ensuite, de calculer l’échelle de Kolmogorov et l’échelle de Taylor λ . L’incertitude associée à cette technique dépend de l’existence d’un véritable plateau (i.e. du fait de la résolution spatiale) ∞ : elle est de l’ordre de 10% ce qui explique la valeur mesurée du coefficient de Kolmogorov $C_k \simeq 0.32$ plus faible que celle attendue ($C_k = 0.5$).

L’analyse de la statistique de la distribution de probabilité des incréments de vitesse est réalisée à l’aide des estimateurs statistiques de flatness, skewness et du coefficient de asymétrie. Les résultats mettent en évidence qualitativement, d’une part, l’évolution de la forme des distributions de probabilité des incréments de vitesse longitudinaux par rapport à la distribution gaussienne à grande échelle. L’analyse quantitative nous donne un bon accord avec les prédictions des modèles issus du formalisme multifractal dans le domaine inertiel.

Les valeurs des exposants des fonctions de structure des incréments de vitesse longitudinaux de l’ordre 2 à l’ordre 8 sont estimées à l’aide de la technique ESS. Les résultats montrent un bon accord avec les mesures expérimentales disponibles dans la littérature et sont caractérisées par un incertitude de l’ordre de 3%.

La caractérisation complète de l’écoulement turbulent du jet nous permet d’affirmer d’une part, que l’installation cryogénique est un véritable outil de recherche pour l’étude de la turbulence à hauts nombres de Reynolds avec des marges d’amélioration significatives de ses performances (i.e. le nombre de Reynolds Re_λ peut être augmenté et atteindre la valeur de 5000 sans modifications significatives) et, d’autre part, fournir un véritable point de départ pour l’étude comparative de la turbulence quantique.

Chapitre 6

Résultats en hélium II

6.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus en utilisant les fils chauds à des températures comprises entre 2.11 K et 1.89 K. Nous présentons ensuite les modifications apportées à l'installation expérimentale pour assurer un meilleur contrôle de la température en fonction du régime de rotation de la turbine et la procédure d'analyse des données. Enfin, on présentera les spectres de fluctuation de vitesse et l'analyse de la statistique des incréments de tension. Dans une perspective d'analyse comparative entre la turbulence classique et la turbulence quantique nous avons remarqué plusieurs différences significatives et systématiques qui apparaissent dans le comportement du fil chaud en He II et afin de comprendre ces phénomènes nous proposons des développements expérimentaux dans la suite de ce travail de thèse.

Dans le tableau (6.1) nous présentons le récapitulatif des mesures réalisées dans l'hélium superfluide à l'aide des fils chauds présentés au chapitre 5. Nous avons utilisé le même asservissement (l'anémomètre à température constante DISA 55M01) et les fils sont positionnés en aval de la buse à $x = 60D$ et à $y = \pm 2D$ (avec $D = 5$ mm).

Le nombre de Reynolds Re_D est calculé en utilisant la densité totale ρ et la viscosité de la composante normale. Il existe des manières alternatives de définir le terme de viscosité cinématique dans l'He II ; on peut citer la viscosité effective [218, 198], ou le quantum de circulation ($Re_\kappa = L_{uu} \langle u^2 \rangle^{1/2} / \kappa$, voir le chapitre 1) mais quelle que soit la définition choisie sa valeur varie peu dans la plage de températures de l'expérience.

T	P	ρ_s/ρ	Série	Re_D	Re_κ	a_T	N
K	$\times 10^5$ Pa	%	-	$\times 10^6$	$\times 10^4$	-	-
2.11	2.49	17	41-47	1.2 – 0.24	2.18-0.12	9.4	30
			48	0	0	9.4	10
2.01	2.68	36	16-18	1.2 – 0.66	2.18-0.94	11.4	30
			19	0	0	11.4	10
1.89	2.68	56	24-27	1.2 – 0.3	2.18-0.31	11.1	30
			28	0	0	11.1	10
1.78	2.5	70	67-70	1.2 – 0.3	2.18-0.31	9.6	30
			71	0	0	9.6	10

TABLE 6.1: Liste des séries de mesures réalisées en hélium superfluide en utilisant les fils chauds. Anémomètre à température constante DISA 55M01.

6.2 Analyse préliminaire

6.2.1 Observations générales

6.2.1.1 Sensibilité à la température

La figure (6.1) présente la tension moyenne de l'anémomètre en fonction de la température du bain stagnant, entre 1.76 K et 2.32 K. La mesure est réalisée en augmentant progressivement la température du bain saturé à l'aide d'une résistance chauffante. Le fil chaud est lui maintenu à une température constante pendant toute la rampe de température du bain.

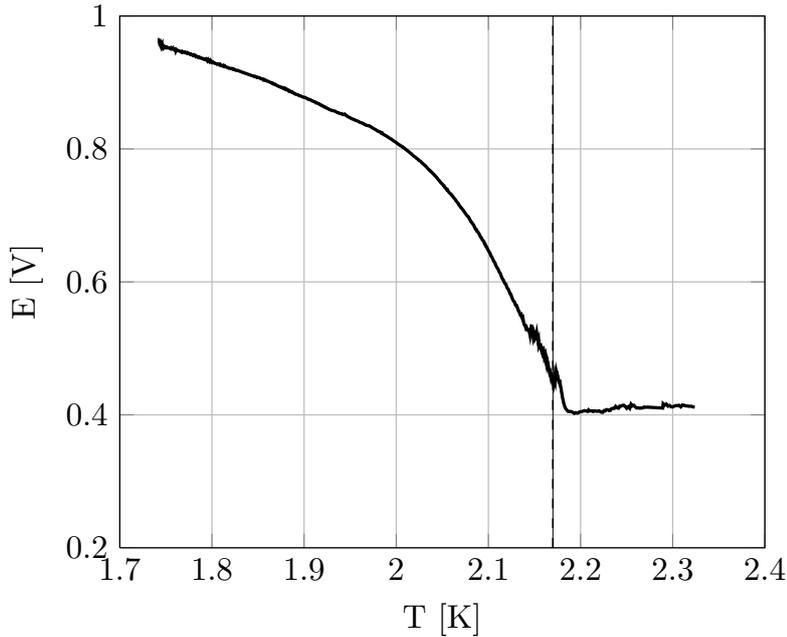


FIGURE 6.1: Évolution de la tension moyenne de l'anémomètre CTA en fonction de la température du bain stagnant qui évolue entre 1.76 K et 2.32 K. La ligne en tirets représente la température de transition T_λ .

On peut observer que l'augmentation de la température du fluide engendre une diminution de la tension moyenne en sortie de l'anémomètre jusqu'à T_λ . La sensibilité de l'anémomètre à la température $|dE/dT|$ augmente avec la température puis devient nulle à proximité de 2.15 K. Le décalage entre la transition et $T_\lambda = 2.15$ K est expliqué par le fait que la température est mesurée à l'aide d'un thermomètre placé à 30 cm de l'anémomètre, plus proche de l'échangeur en cuivre.

A ce jour nous ne disposons pas de modèle pour expliquer quantitativement la sensibilité du capteur. La conductivité thermique apparente de l'He II (voir paragraphe 2.3.3.2) a son maximum pour $T = 1.92$ K et décroît jusqu'à celle de la conductivité thermique de l'hélium normal à mesure que l'on s'approche de T_λ . La sensibilité de la sonde à la température étant monotone, le comportement de la conductivité apparente de l'He II ne peut pas expliquer à lui seul celui de la sonde. Il sera certainement nécessaire, pour modéliser les transferts de chaleur autour de la sonde, de prendre en compte à la fois les propriétés de la couche d'He I entourant le fil, et celles du bain d'He II.

Les dérives de température observées lorsque l'écoulement est mis en route, peuvent aller jusqu'à 30 mK (voir chapitre 2). A 2.05 K par exemple, la sensibilité est de l'ordre de 1 V/K. Ainsi, une variation de 20 mK engendre une variation

de tension de 0.05 V, ce qui correspond, comme on le verra au paragraphe 6.2.2.1, à une variation de vitesse de l'ordre de 0.15 ms^{-1} (soit 20% de la plage de vitesse moyenne à 60 diamètres en aval de la buse).

Pour résoudre ce problème nous avons mis en place un nouveau protocole de régulation de la température du fluide circulant dans la chambre d'essai. Nous utilisons pour cela trois résistances chauffantes (films de 50 cm^2 collés aux parois internes), une sonde carbone dédiée et un régulateur spécifique pour les applications cryogéniques Lake-Shore 350.

Le protocole expérimental pour une température de bain saturé donnée (source froide) est alors le suivant :

1. atteindre la stabilisation de la température à l'intérieur de la chambre d'essais au nombre de Reynolds maximal, c'est-à-dire à la fréquence de rotation de la pompe maximale,
2. majorer la température atteinte de quelques millikelvins et imposer cette consigne au régulateur,
3. à chaque changement de vitesse attendre la stabilisation du régulateur.

Bien que cette méthode conduise à consommer plus d'hélium, elle permet, d'une part, de s'affranchir des variations de température induites par la dynamique lente du système de régulation externe (voir la caractérisation de la dérive de température présente dans le chapitre 2) et, d'autre, part d'éviter la dérive du point de fonctionnement de l'anémomètre.

6.2.1.2 Stabilité et équilibrage du pont CTA

Outre la sensibilité à la température, le comportement dynamique de l'anémomètre est fortement affecté par le passage en superfluide. En effet, nous avons pu noter que pour des surchauffes $a_T = 19$ utilisées avec succès dans l'He I le système de compensation entraine en résonance électrique, pouvant aller jusqu'à destruction du fil.

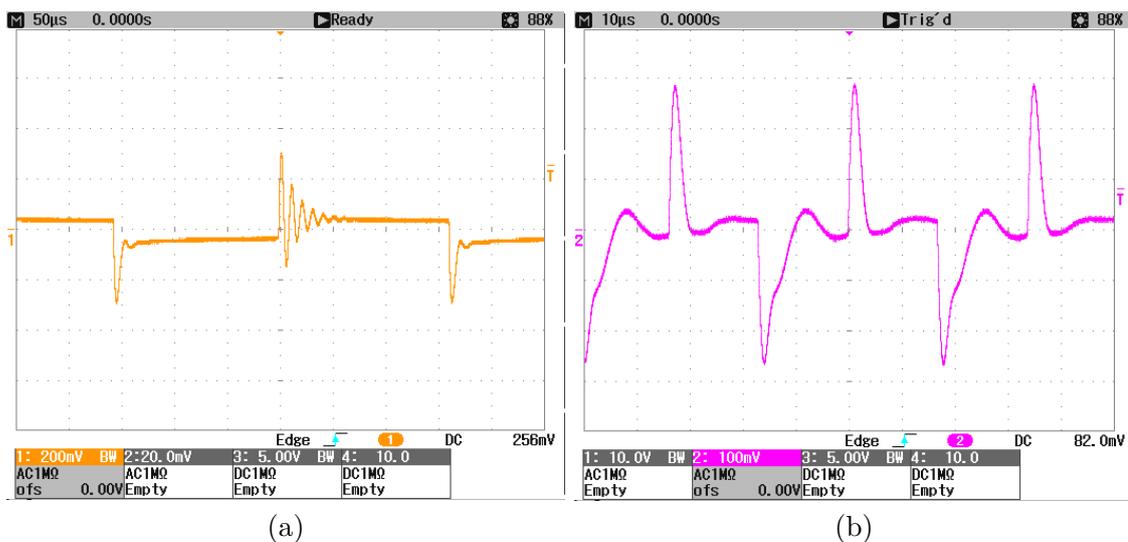


FIGURE 6.2: Signal de déséquilibre du pont CTA en He II lorsqu'on applique un créneau de courant à une fréquence de 3 kHz (a) et 30 kHz (b).

Les figures (6.2) (a) et (b) illustrent l'étape de réglage de la réponse du système de régulation du pont CTA. Une perturbation de courant en créneaux est injectée dans le circuit afin de simuler des fluctuations de vitesse. On relève alors la tension de sortie de l'anémomètre sur un oscilloscope et on règle le filtre afin d'obtenir une oscillation amortie. Pour des surchauffes importantes, nous avons observé que le système était toujours instable. La figure (6.2-a) illustre un cas où le filtre ne nous permet pas d'obtenir un amortissement des perturbations satisfaisant. En fonctionnement normal, un système ainsi réglé peut entrer en résonance du fait des fluctuations turbulentes jusqu'à une éventuelle destruction de la sonde.

Le fait de diminuer la surchauffe jusqu'à des valeurs de $a_T = 10$ nous a permis d'obtenir des réponses beaucoup plus rapides du système d'anémométrie (voir figure (6.2-b)). Ceci s'accompagne malheureusement d'une dégradation du rapport signal sur bruit. Le temps caractéristique de stabilisation après un créneau, de l'ordre de $10 \mu\text{s}$, nous permet d'évaluer la fréquence de coupure au delà de laquelle la réponse de l'anémomètre n'est plus pertinente : $f_{max} \approx 30 \text{ kHz}$.

6.2.2 Signaux de tension bruts

6.2.2.1 Relation Tension - Vitesse

Les figures (6.3) (a) et (b) présentent la vitesse attendue à 60 diamètres de la buse, en fonction de la tension moyenne de l'anémomètre à trois températures différentes. On observe un comportement très différent de la loi de King classique observée pour $T > T_\lambda$.

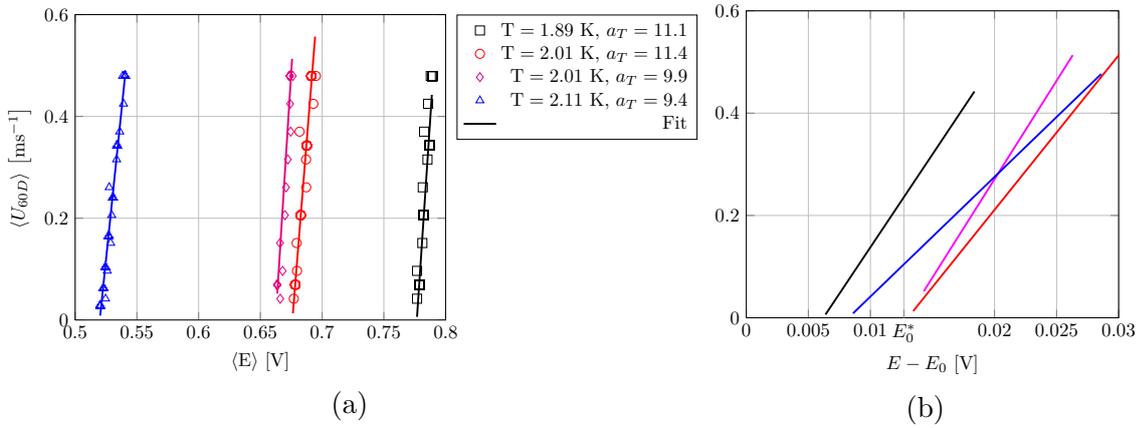


FIGURE 6.3: Ajustements linéaires de la dépendance tension-vitesse à diverses températures et coefficients de surchauffe à gauche. Pour la figure à droite nous avons retranché la tension moyenne du signal à vitesse nulle E_0 .

L'analyse systématique des données montre que dans toutes les courbes d'étalonnage obtenues en He II la puissance échangée n'évolue pas proportionnellement à la racine carrée de la vitesse et donc du nombre de Reynolds comme trouvé en He I (voir la figure (5.1) du chapitre 5, à gauche). En première approximation, c'est un ajustement linéaire de la vitesse en fonction de la tension moyenne de l'anémomètre qui paraît le mieux représenter les données. L'ajustement est réalisé sur deux types de données : des signaux issus de rampes rapides de vitesse, pour lesquelles la régulation de température est imparfaite et la statistique est pauvre, et des signaux issus d'expériences plus longues (30 fichiers par point de fonctionnement) et plus stables en température.

Sur la figure (6.3-b), nous avons représenté les ajustements de la vitesse en fonction de la tension corrigée par la tension moyenne à vitesse nulle E_0 . On remarque que le comportement linéaire observé à vitesse non nulle ne se prolonge pas jusqu'à vitesse nulle. Malheureusement la pompe centrifuge utilisée ne permet pas de descendre à des vitesses suffisamment faibles pour observer le raccordement à faible vitesse. Nous ne savons pas si l'écart observé est dû à un hystéresis (une différence entre réponse statique et dynamique) ou bel et bien à une forte variation de la loi d'étalonnage aux petites vitesses.

Bien qu'aucune analyse systématique n'ait encore été réalisée, on peut noter sur la figure (6.3-b) l'effet de la surchauffe sur la sensibilité de la sonde à la vitesse. A 2.01 K, 2 taux de surchauffe $a_T = 11.4$ et $a_T = 9.9$ ont été appliqués au fil. Il en résulte que d'une part, plus la surchauffe est importante, plus la sensibilité est importante, et d'autre part que la surchauffe ne semble pas influencer la tension E_0^* obtenue en prolongeant l'ajustement linéaire jusqu'à vitesse nulle.

6.2.2.2 Histogrammes de tension

La figure (6.4) montre les histogrammes de tension obtenus pour cinq vitesses différentes à $T = 1.89$ K en imposant un coefficient de surchauffe de $a_T = 11.1$. Plusieurs remarques peuvent être faites concernant principalement l'étalement de la distribution avec la vitesses et sa dissymétrie. Par abus de langage, nous nommerons le signal à vitesse nulle le "bruit", et nous parlerons de même de rapport signal sur bruit en faisant référence à ce même signal.

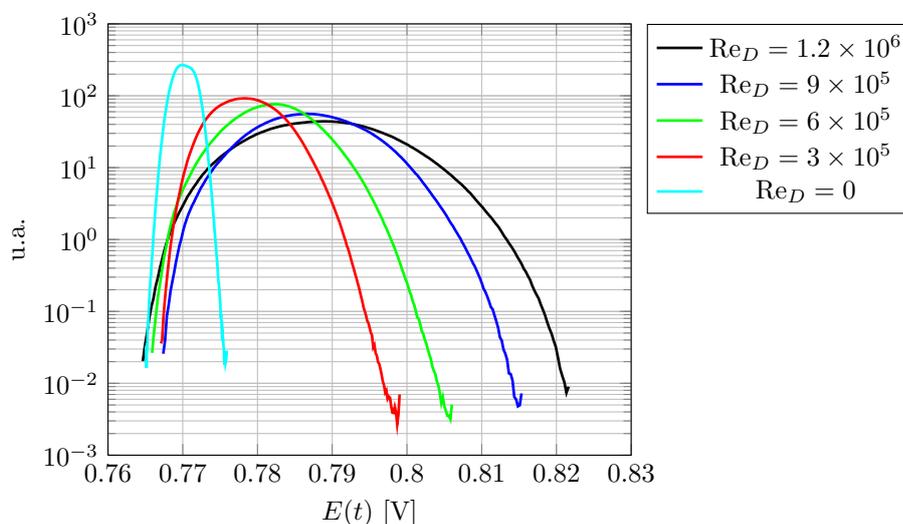


FIGURE 6.4: Histogramme de tension $E(t)$ en fonction du nombre de Reynolds Re_D obtenu à 1.89 K.

La distribution à vitesse nulle est pratiquement gaussienne avec un écart type $\sigma_0 \approx 2$ mV. Cette valeur est significative en comparaison des écarts-type à vitesse non nulle qui vont de 38 mV à 85 mV. On peut aussi noter que les histogrammes à vitesse non nulle sont dissymétriques. Pour les signaux en He I, nous avons résolu ce problème en effectuant un étalonnage tel que la distribution finale de vitesse soit gaussienne et en imposant un taux de turbulence de 30% et une vitesse moyenne correspondant à celle attendue à $60D$.

6.2.3 Étalonnage

Nous avons tout d'abord essayé de voir la forme que prenaient les histogrammes de vitesse lorsqu'on appliquait un étalonnage linéaire (voir figure (6.5)). La distribution reste bien entendu dissymétrique, mais le problème majeur vient des vitesses négatives artificiellement introduites dans l'histogramme. En effet, comme cela a été signalé au paragraphe 6.2.2.1, les ajustements linéaires ne passent pas par la tension représentant la vitesse nulle. Il serait possible de résoudre ce problème en créant un loi de raccordement *ad hoc*, mais cela n'aurait aucun fondement physique. De plus, une telle loi de raccordement tendrait à dissymétriser encore plus l'histogramme. Un second défaut évident de cette méthode d'étalonnage est que les taux de turbulence calculés sont très élevés : ils décroissent de $\sim 100\%$ aux plus faibles vitesses jusqu'à $\sim 70\%$ aux vitesses les plus élevées.

Les mesures de vitesse locale obtenues à l'aide du fil chaud à $T > T_\lambda$ montrent, d'une part, que le taux de turbulence τ du jet est de l'ordre de 30% et d'autre part, que la distribution de probabilité de la vitesse à grande échelle est gaussienne. De plus, les mesures de vitesse à l'aide de sondes de type micro-tube de Pitot [197, 199] dans des écoulements caractérisés par des taux de turbulence entre 2% et 7%, montrent que ces valeurs sont conservées en He I et en He II. Cette considération est renforcée par nos mesures de vorticité par diffusion acoustique (voir le chapitre 7) qui montrent que le taux de turbulence du jet est le même [] dans l'hélium en dessus et au dessus de la température de transition superfluide. On peut donc supposer que le vrai taux de turbulence du jet de superfluide reste de l'ordre de 30%.

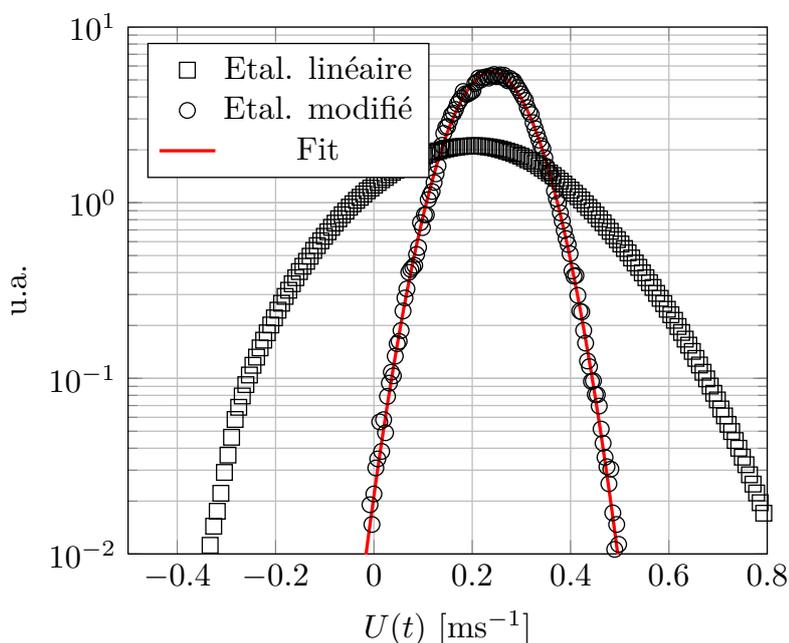


FIGURE 6.5: Comparaison, à 1.89 K, entre l'histogramme de vitesse obtenu à partir de la loi d'étalonnage linéaire issue de l'interpolation des données montrées sur la figure (6.3) et l'histogramme obtenu à partir de la procédure de ré-étalonnage pour un fichier à $Re_D = 1.2 \times 10^6$.

Pour trouver une loi d'étalonnage qui nous permet de convertir le signal de ten-

1. La valeur mesurée est aussi élevée, mais nous l'expliquons par la non localité de la technique de mesure par diffusion acoustique.

sion en vitesse avec le taux de turbulence voulu et une distribution de probabilité attendue, on utilise la technique mise au point par [47] pour étalonner in-situ les fils chauds sub-microniques et isotropes à basse température. On impose une distribution normale de vitesse à grande échelle :

$$P(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left[-\frac{(u - \langle U \rangle)^2}{2\sigma^2}\right], \quad (6.1)$$

ayant une moyenne $\langle U \rangle = \langle U_{60D} \rangle$ et un écart-type $\sigma = \tau^* \langle U_{60D} \rangle$ avec un taux de turbulence τ^* imposé. À partir de celle-ci et de la distribution de probabilité du signal de tension issu de l'anémomètre on calcule pour chaque vitesse u_i de probabilité $P(u_i)$ la tension e_i de probabilité $P(e_i)$ telle que $\int_0^{u_i} P(u) du - \int_0^{e_i} P(e) de = \epsilon$ (avec un écart ϵ maximal de 1%).

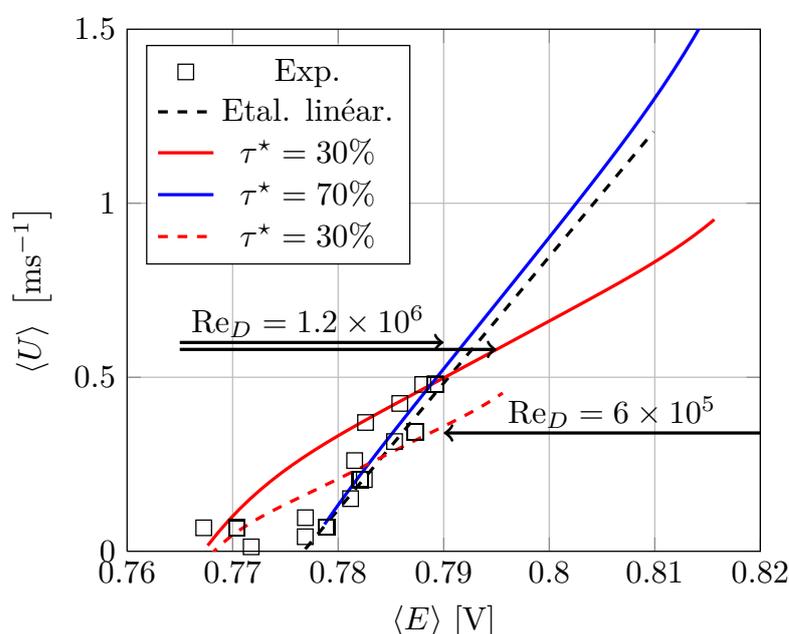


FIGURE 6.6: Comparaison entre les courbes d'étalonnage obtenues à l'aide de la technique de ré-étalonnage pour des taux de turbulence de l'ordre de 30% et 70% pour un nombre de Reynolds de $Re_D = 1.2 \times 10^6$ et courbe de étalonnage pour $Re_D = 6 \times 10^5$ à $\tau^* = 30\%$. La courbe en tirets noirs correspond à la courbe d'étalonnage obtenue par interpolation linéaire des données expérimentales.

La figure (6.5) présente l'histogramme de la vitesse $U(t)$ issu de cette procédure et compare la distribution gaussienne "objectif" de $\sigma = 30\%$ et vitesse moyenne 0.2 m s^{-1} avec les données expérimentales. La figure (6.6) présente le résultat de la procédure d'étalonnage pour un taux de turbulence τ^* de 30% et de 70% en comparant les données expérimentales aux courbes d'étalonnage tension moyenne-vitesse moyenne ainsi obtenues. Ce résultat nous confirme d'une part, que la loi d'étalonnage originale obtenue in-situ (données expérimentales en carrés) est effectivement linéaire et d'autre part, que la nouvelle courbe d'étalonnage avec un taux de turbulence imposé à 30% n'est pas compatible avec une loi de King. On note aussi que les courbes d'étalonnage obtenues dépendent fortement de la vitesse à laquelle on les a extrapolées, ce qui va à l'encontre de l'idée d'étalonnage.

En conclusion, aucune des deux méthodes d'étalonnage envisagées ne nous paraît physiquement justifiée et il nous semble plus judicieux, dans l'état actuel de nos

connaissances, d'analyser les signaux de tension bruts.

6.3 Spectres de tension

Comme nous l'avons montré, il n'a pas été possible de réaliser une procédure d'étalonnage satisfaisante. Nous allons dans cette partie étudier qualitativement la forme des spectres de tension. Tout d'abord nous présenterons les spectres de tension en fonction de la fréquence. Ceci nous permettra d'isoler les parties du spectres qui ne dépendent pas de la vitesse. Nous appliquerons ensuite l'hypothèse de Taylor (globale) afin de renormaliser les fréquences grâce au temps intégral des grandes échelles $\tau_L = L_{uu}/\langle U_{60D} \rangle$. Nous montrerons sous cette forme renormalisée la dépendance du spectre en vitesse, puis en température.

6.3.1 Dépendance du spectre avec la fréquence

Nous présentons sur la figure (6.7) les densités spectrales de puissance $E(f)$ des signaux de tension bruts en fonction de la fréquence pour trois températures, $T=2.11$ K, $T=2.01$ K et $T=1.89$ K. Nous présentons de même les spectres compensés par $f^{5/3}$.

Pour les spectres à vitesse non nulle, quelle que soit la température, on observe un plateau à basses fréquences suivi d'une décroissance selon une loi de puissance compatible avec $E(f) \propto f^{-5/3}$. La fréquence de transition entre le bruit blanc, associé aux signaux à temps longs, supérieurs au temps intégral, et la loi de puissance associée aux échelles inertielles, dépend linéairement de la vitesse comme on s'y attend pour un spectre classique de fils chauds. La différence notable que l'on peut faire avec les spectres de tension recueillis en He I est dans la netteté de la transition entre les deux branches du spectre. On note sur les spectres compensés que la transition est beaucoup plus progressive qu'en He I et que la loi de puissance en $f^{-5/3}$ est atteinte à fréquence élevée.

À plus haute fréquence, aux alentours de 1 kHz, le spectre se redresse. Cette fréquence dépend de la vitesse et cela nous permet d'éliminer toute relation directe entre la coupure observée en He I, imputée à l'effet de blocage dû au corps de sonde, et cette remontée à haute fréquence. Bien qu'à basse vitesse le rapport signal sur bruit soit faible, les spectres à vitesse non nulle restent toujours au dessus du spectre de bruit (signal à vitesse nulle). Pourtant l'observation de la figure (6.7) suggère que les spectres à vitesse non nulle évoluent "parallèlement" au spectre de bruit à haute fréquence.

Nous étudierons la manière dont la remontée à haute fréquence dépend de la vitesse et de la température et le bruit dans les prochains paragraphes.

6.3.2 Spectre à vitesse nulle

Le bruit à vitesse nulle se caractérise par un spectre décroissant grossièrement selon une loi de puissance en $E(f) \propto f^{-1}$ (voir figure (6.8)).

En général, la convection naturelle qui se produit à la surface des fils chauds placés dans un bain stagnant a un spectre relativement plat à haute fréquence. Ceci s'explique par le fait que l'écoulement à l'échelle du diamètre du fil (de l'ordre du micron) est généralement laminaire et ne produit donc pas de fluctuations notables à haute fréquence. Bien que les flux de chaleur échangée avec le bain soient comparables en He I et en He II (rapport de 1 à 4 au maximum), le mécanisme est de toute évidence très différent. Il est difficile de formuler des hypothèses par le seul biais de

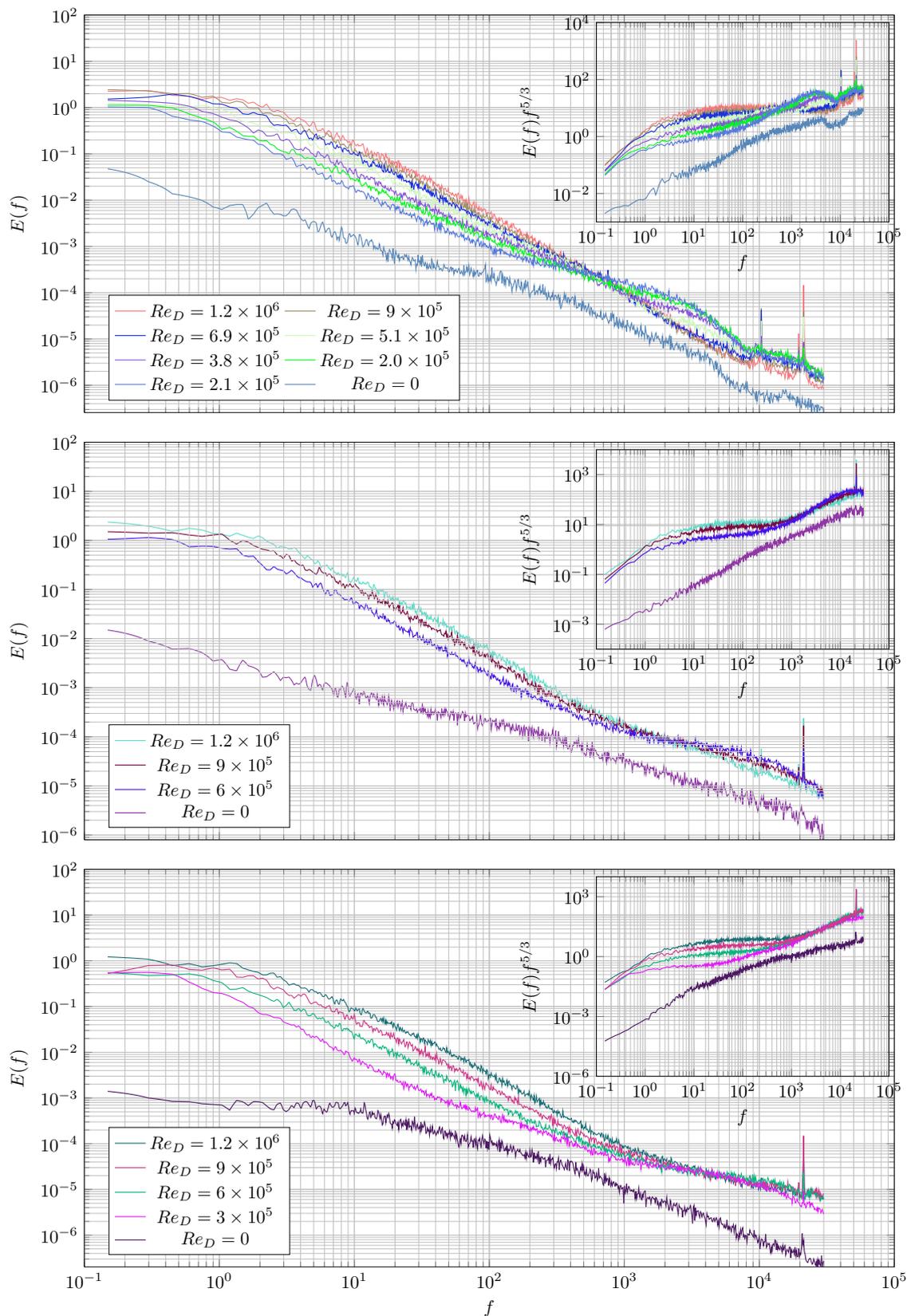


FIGURE 6.7: Densités spectrales de puissance des signaux de tension pour trois températures. En haut, $T=2.11\text{K}$, au milieu $T=2.01\text{K}$, en bas $T=1.89\text{K}$. En insert dans chaque figure se trouvent les spectres correspondants compensés par $f^{5/3}$.

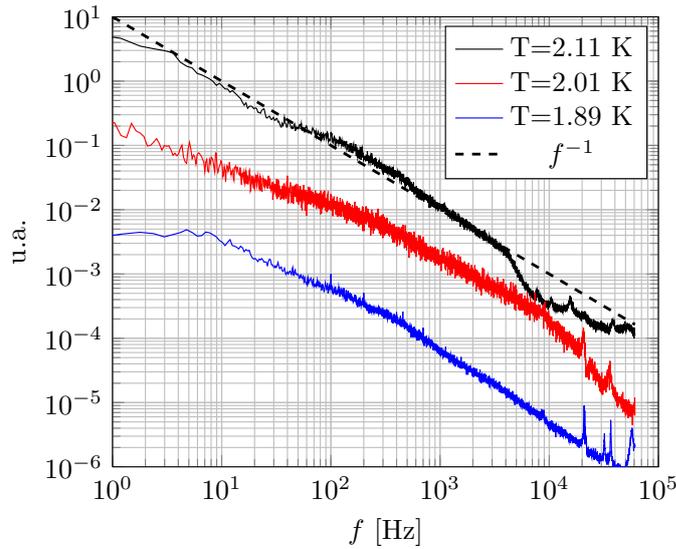


FIGURE 6.8: Densité spectrale de puissance à vitesse nulle en fonction de la température du fluide.

l'exposant mesuré sur les spectres ; en effet, les phénomènes qui produisent ce type de spectre sont très fréquents (la conduction dans les semi-conducteurs, le bruit de grenaille, les systèmes dynamiques auto-organisés) et il n'existe pas à notre connaissance de théorie universelle montrant leurs propriétés communes [64, 244, 115, 116].

On ne s'attend pas à ce que ce bruit perdure lorsque l'écoulement est mis en route, mais le fait que l'on retrouve sa forme globale à haute fréquence dans les spectres de tension nous amène à penser qu'il est amplifié par l'écoulement turbulent. Ceci permettrait d'expliquer le taux de fluctuation très élevé mentionné au paragraphe 6.2.3, de même que la forme des spectres à haute fréquence. Ainsi, une partie de l'énergie du signal refléterait effectivement la sensibilité du flux de chaleur échangé à la vitesse et l'autre pourrait être imputée à la dynamique du transport de chaleur dans l'He II.

6.3.3 Dépendance du spectre en vitesse et en température

Pour étudier la dépendance en vitesse des spectres de tension nous avons choisi de les représenter en fonction d'une fréquence f^* normalisée par la vitesse :

$$f^* = \frac{f \langle L_{uu} \rangle}{U_{60}},$$

où L_{uu} est la longueur intégrale calculée dans l'He I. Cette approche revient à faire l'hypothèse de Taylor de turbulence gelée. Bien que cela ne soit pas justifié dans un jet, on peut montrer que les grandes échelles (représentées ici par les basses fréquences du spectre) sont peu affectées par la méthode utilisée pour faire la transformation entre données temporelles et spatiales.

La figure (6.9) montre que, ainsi représentés, les spectres se rassemblent et le coude à basse fréquence semble bel et bien représenter l'échelle intégrale. N'ayant pas de loi d'étalonnage, nous ne pouvons pas calculer directement l'échelle intégrale dans le cas de l'He II. Salort et al. [197] montrent cependant qu'on peut évaluer la

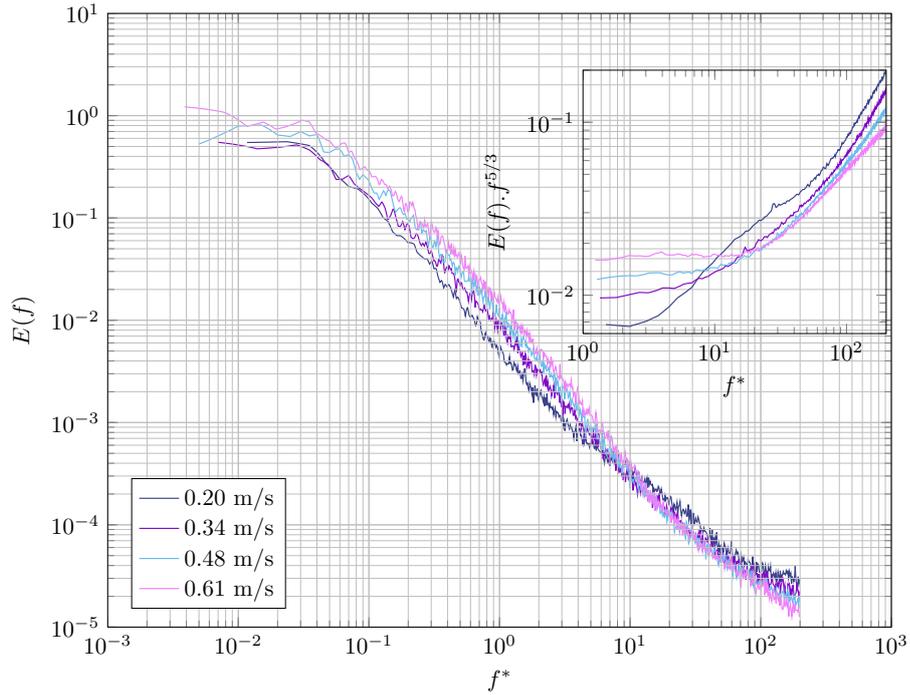


FIGURE 6.9: Spectres de tension à $T= 1.89K$ représentés en fonction de la fréquence normalisée $f^* = f\langle L_{uu}\rangle/U_{60D}$. En insert, détail du spectre compensé au niveau de la remontée à haute fréquence.

fréquence à laquelle est attendu le coude en fonction de la longueur intégrale :

$$f_{coude} = \frac{1}{10} \frac{\langle U_{60D} \rangle}{L_{uu}} \leftrightarrow f_{coude}^* = \frac{1}{10}.$$

Pour définir la fréquence f_{coude}^* , nous avons ajusté la première partie du spectre avec une constante, et la seconde partie avec une loi de puissance en $E \propto f^{*-5/3}$. L'intersection de ses ajustements nous donne $f_{coude}^* = 0.088 \pm 0.07$ en moyenne sur les 4 vitesses. La sonde à fil chaud dans l'He II semble donc donner des résultats concordants avec les mesures de Salort et al. qui montrent que l'échelle intégrale est inchangée en He II.

Concernant maintenant le changement de dynamique du spectre à haute fréquence, nous ne pouvons nous référer à aucune mesure antérieure. Seuls les micro-Pitots ont permis d'obtenir des spectres de vitesse mais leur dynamique fréquentielle et leur résolution spatiale sont limitées respectivement à ~ 1 kHz et ~ 1 mm. Il en résulte que les mesures réalisées jusqu'à présent n'ont jamais permis de résoudre plus d'une décade et demi d'échelles inertielles. Nous disposons ici d'un capteur dont la réponse en fréquence est limitée à 30 kHz environ, mais qui permet tout de même d'accéder à trois décades en dessous de l'échelle intégrale aux plus hautes vitesses explorées.

L'insert de la figure (6.9), présente le détail de la zone de remontée à haute fréquence. Nous avons compensé les spectres par $f^{5/3}$ avant de les représenter en fonction de f^* . L'augmentation de la densité spectrale de puissance à haute fréquence dépend très clairement de la vitesse, que ce soit du point de vue de la fréquence de départ ou de l'amplitude. On remarque notamment que dans cette représentation, (mais c'est aussi vrai en fonction de f) il existe des fréquences (ou des échelles) pour

lesquelles la densité spectrale de puissance est plus élevée à basse vitesse qu'à haute vitesse.

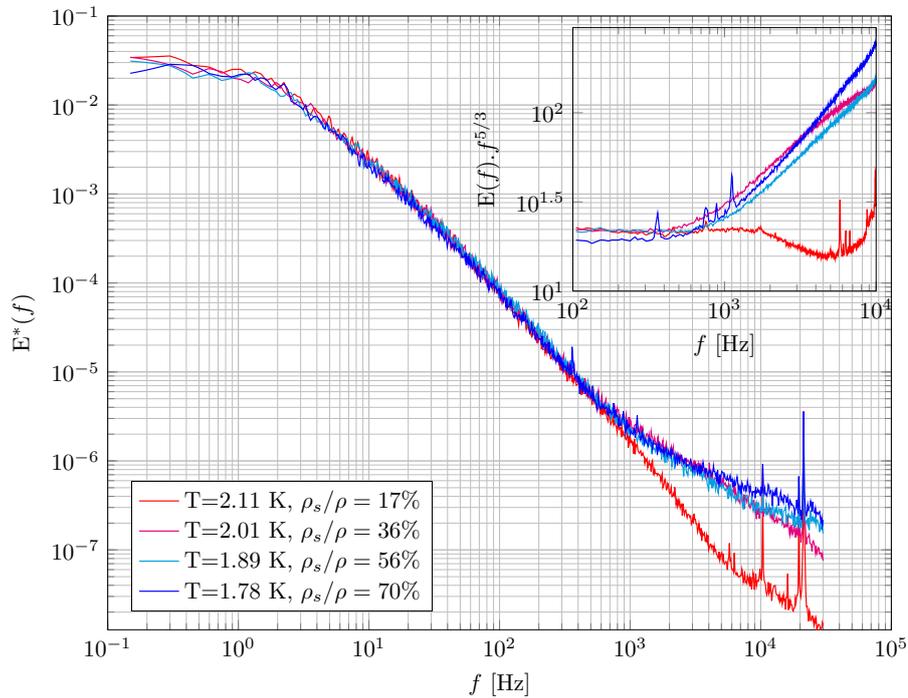


FIGURE 6.10: Densité spectrale de puissance normalisée par la variance de signaux acquis à quatre températures différentes. En insert, nous avons tracé les spectres compensé par $f^{-5/3}$.

Pour ce qui est de la dépendance en température, nous avons choisi de représenter sur la figure (6.10), les signaux à la vitesse la plus élevée, 0.61 m s^{-1} , afin que le rapport signal sur bruit soit le plus important possible. Les spectres sont préalablement tous mis à la même échelle en les divisant par leur variance respective :

$$E^*(f) = \frac{E(f)}{\int_0^\infty E(f)df}.$$

On note que jusqu'à environ 1 kHz, les spectres sont indiscernables. La figure en insert montre que la fréquence au delà de laquelle le spectre change de pente dépend peu de la température. En revanche, la pente résultante semble dépendre de la température : près de la transition superfluide, à $T = 2.11 \text{ K}$, on observe une chute de l'exposant avant que la remontée ne s'effectue ; en dessous de 2.01 K , la pente finale semble augmenter quand la température diminue.

Là encore l'interprétation quantitative des résultats nécessitera de comprendre les phénomènes sous-jacents qui entraînent cette remontée à haute fréquence. Nous pensons qu'elle est au moins partiellement due à la dynamique des transferts de chaleur dans l'hélium superfluide, et ceci est corroboré par les analyses statistiques échelle par échelle qui seront faites dans les prochains paragraphes.

6.4 Analyse statistique du signal de tension

L'incertitude associée au mode de fonctionnement de l'anémomètre à fil chaud dans l'hélium superfluide et les résultats expérimentaux de la procédure d'étalonnage

in-situ montrent que la conversion du signal de tension du pont de l'anémomètre à température constante en signal de vitesse n'est pas claire à ce stade du travail. Pour l'analyse qualitative de la statistique du signal, afin d'améliorer notre compréhension du fonctionnement du capteur en He II en le mettant en relation avec les résultats obtenus à $T > T_\lambda$, nous utiliserons directement le signal des fluctuations de tension $e(t)$. En particulier nous allons nous concentrer sur la statistique des incréments temporels définis comme suit :

$$\delta_{\Delta t}e = e(t + \Delta t) - e(t), \quad (6.2)$$

où Δt est un intervalle de temps. Pour faciliter l'analyse et la comparaison avec les résultats en He I nous définissons l'échelle de séparation r en utilisant l'hypothèse de Taylor de turbulence gelée, soit :

$$r = -\Delta t \langle U_{60D} \rangle, \quad (6.3)$$

où $\langle U_{60D} \rangle$ est la vitesse moyenne à 60 diamètres en aval de la buse. On parlera d'incrémentaux longitudinaux de "vitesse" de séparation r par abus de langage. Cette distance adimensionnée n'est autre que l'inverse de la fréquence f^* définie lors de l'analyse des spectres à vitesse variable.

L'absence d'une vraie loi d'étalonnage ou l'utilisation d'une loi *ad hoc* n'influence pas le comportement de la statistique des incréments au fil des échelles de séparation temporelles ou spatiales. Les signaux de chaque série de mesure en He II sont filtrés passe-bas avec un filtre de type Butterworth d'ordre 5 ayant une fréquence de coupure f_c de 9 kHz et moyennés sur 30 réalisations.

Dans ce paragraphe nous allons présenter l'analyse qualitative de la fonction de structure d'ordre 3 (en particulier son signe qui est lié à la direction moyenne de la cascade d'énergie), du coefficient de dissymétrie (skewness) et du coefficient d'aplatissement (flatness) en fonction du nombre de Reynolds et en fonction de la température du fluide afin d'identifier des traits communs ou des différences avec les résultats obtenus en He I pour améliorer notre compréhension du fonctionnement de la technique de mesure et de l'écoulement. En particulier nous porterons une attention particulière au comportement des estimateurs statistiques à grande échelle, où nous nous attendons à la signature du comportement quasi-gaussien, et dans le domaine inertiel, dont l'étendue spatiale a été mesurée en He I.

6.4.1 Effet du nombre de Reynolds

Dans ce paragraphe nous allons analyser l'effet du nombre de Reynolds sur le signe de la fonction de structure d'ordre 3 des incréments de vitesse et sur l'évolution du coefficient de skewness et de flatness pour deux températures de l'écoulement, respectivement 2.11 K et 1.89 K. Le nombre de Reynolds Re_D varie entre 1.2×10^6 et 3×10^5 .

6.4.1.1 Fonction de structure d'ordre 3

La figure (6.11) présente la fonction de structure des incréments de vitesse d'ordre 3 à une température de 2.11 K (à gauche) et de 1.89 K (à droite) divisée par l'échelle de séparation r normalisée par l'échelle intégrale longitudinale L_{uu} (dans la suite nous avons utilisé l'échelle intégrale longitudinale mesurée en He I et qui correspond à 0.015 m). On peut observer un comportement différent, dans le deux cas, pour les petites échelles de séparation, par rapport à la fonction $-S_3(r)/r$ mesuré en He I.

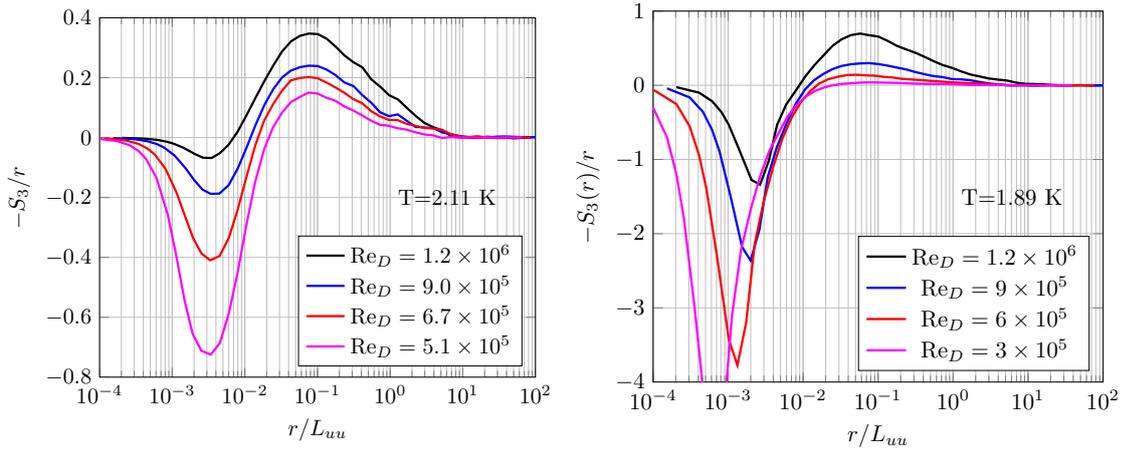


FIGURE 6.11: Évolution de la fonction de structure d'ordre 3 des incréments de vitesse normalisée par l'échelle de séparation $r/L_{uu} = f_e^{-1}\langle U_{60D} \rangle / L_{uu}$ en fonction du nombre de Reynolds Re_D à température constante, respectivement 2.11 K à gauche et 1.89 K à droite.

En effet, le signe de la fonction $S_3(r)$, qui est négatif à grande échelle, change et devient positif à partir d'une échelle caractéristique normalisée (notée dans la suite L_c) de séparation r/L_{uu} de l'ordre de 1×10^{-2} . On note de plus que le domaine inertiel, généralement défini par le plateau observé dans la fonction $-S_3(r)/r$, n'est pas discernable.

Pour des échelles de séparation supérieures à L_c l'amplitude de la partie de $S_3(r)/r$ caractérisée par le signe négatif augmente avec le nombre de Reynolds de façon cohérente avec les résultats classiques (au coefficient $4/5$ près, nous accédons au taux de transfert moyen). Enfin, pour des échelles de séparation inférieures à L_c , on observe le comportement opposé : l'écart à la valeur nulle diminue avec le nombre de Reynolds. Cette échelle caractéristique L_c est de l'ordre de 1.5×10^{-4} m soit environ $1/4 - 1/3$ de la longueur sensible l_w du fil chaud utilisé.

À une température de 2.11 K l'échelle L_c semble dépendre de la vitesse car on observe une variation d'environ une demie décade entre $Re_D = 1.2 \times 10^6$ et 3×10^5 . Cette échelle diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente. Toutefois à 1.89 K, cette tendance est moins marquée (on détecte une variation d'un facteur 2 entre $Re_D = 1.2 \times 10^6$ et 3×10^5).

6.4.1.2 Skewness

La figure (6.12) présente l'évolution du coefficient de dissymétrie (skewness) des incréments de vitesse en fonction du nombre de Reynolds Re_D . Là encore la forme générale est très différente de celle attendue. À grand r , la skewness est mal convergée bien que le protocole expérimental soit identique à celui employé en He I. Sa valeur oscille autour de 0, ce qui est compatible avec le comportement quasi-gaussien de la densité de probabilité des incréments à grande échelle. On ne trouve pas de plateau dans la plage d'échelles où le domaine inertiel est attendu (voir figure (5.20) en He I).

6.4.1.3 Flatness

La figure (6.13) présente la flatness (coefficient d'aplatissement) divisée par 3 en fonction du nombre de Reynolds Re_D . Le coefficient d'aplatissement, même s'il

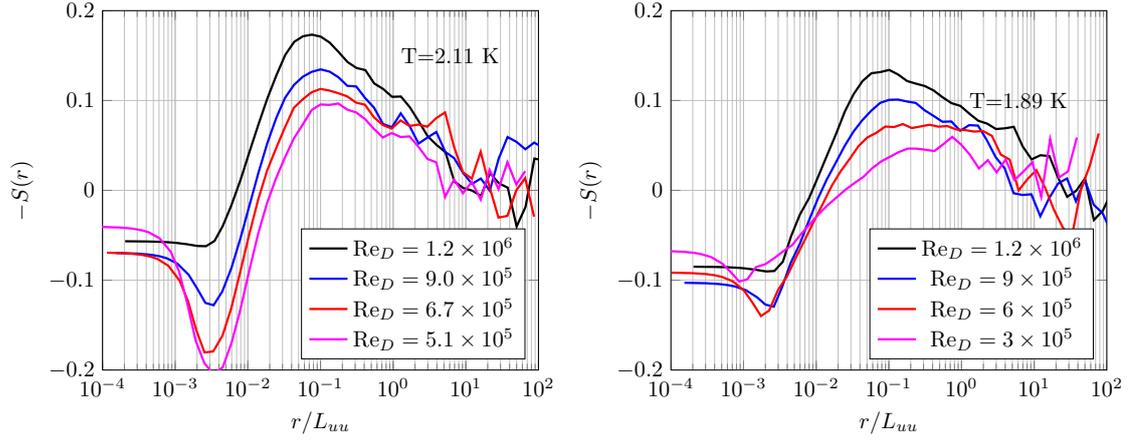


FIGURE 6.12: Évolution du coefficient de skewness $-S(r)$ des incréments de vitesse en fonction du nombre de Reynolds Re_D à température constante, respectivement 2.11 K à gauche et 1.89 K à droite.

partage des caractéristiques communes avec celui observé en He I, se comporte aussi de manière singulière.

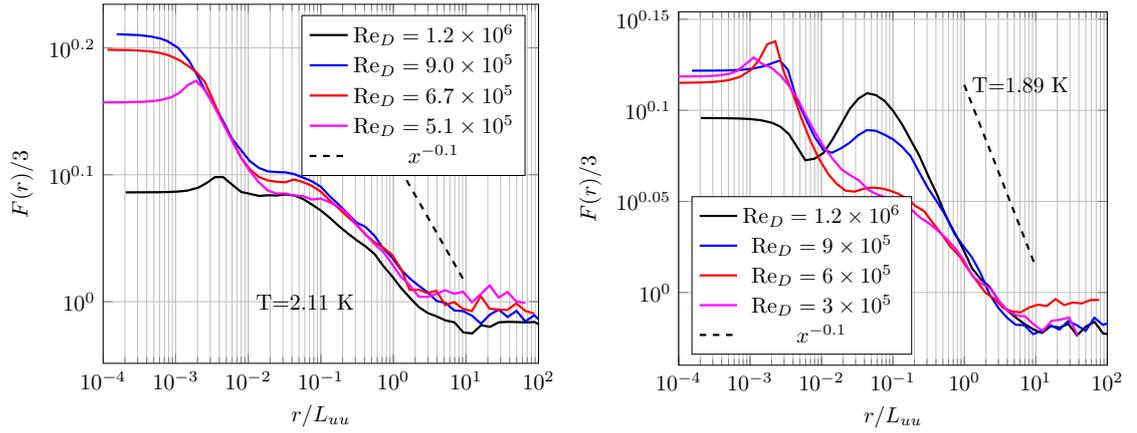


FIGURE 6.13: Évolution du coefficient de flatness $F(r)/3$ des incréments de vitesse en fonction du nombre de Reynolds Re_D à température constante, respectivement 2.11 K à gauche et 1.89 K à droite.

Pour les grandes échelles ($r \simeq L_{uu}$) on retrouve un comportement sous-gaussien car $F(r)/3 < 1$ pour les deux températures. On peut remarquer une dispersion des courbes plus marquée en He II (conséquence probablement du non recours à la forme locale de l'hypothèse de Taylor).

Au fur et mesure que l'on réduit l'échelle de séparation r on détecte la signature de l'intermittence ; la flatness augmente marquant la déformation de la densité de probabilité des incréments de vitesse. Ce dernier résultat est indépendant de la procédure d'étalonnage car celle-ci affecte toutes les échelles de séparation de la même façon. Le comportement de la flatness en fonction du nombre de Reynolds dans le "domaine inertiel" semble suivre un comportement indépendant du nombre de Reynolds selon une loi de puissance. Toutefois la comparaison de cette évolution à 2.11 K avec l'évolution en loi de puissance d'exposant -0.1 (montrée en tiret) trouvée en He I montre un exposant de environ -0.05 . En revanche à 1.89 K on

trouve un comportement qui semble dépendre du nombre de Reynolds mais avec un exposant proche de -0.1 .

6.4.1.4 Effet de la température

Nous avons comparé les différentes fonctions de structure d'ordre 3 en fonction de la température de l'écoulement pour le même régime de rotation de la pompe centrifuge (la vitesse moyenne $\langle U_{60D} \rangle$ est donc constante et de l'ordre de 0.48 m s^{-1} pour un nombre de Reynolds Re_D de 1.2×10^6). Le rapport des densités ρ_s/ρ varie entre 17% et 55%. La figure (6.14) présente la fonction $-S_3(r)/r$ à vitesse constante et température du fluide variable. La comparaison des amplitudes relatives de $-S_3(r)/r$

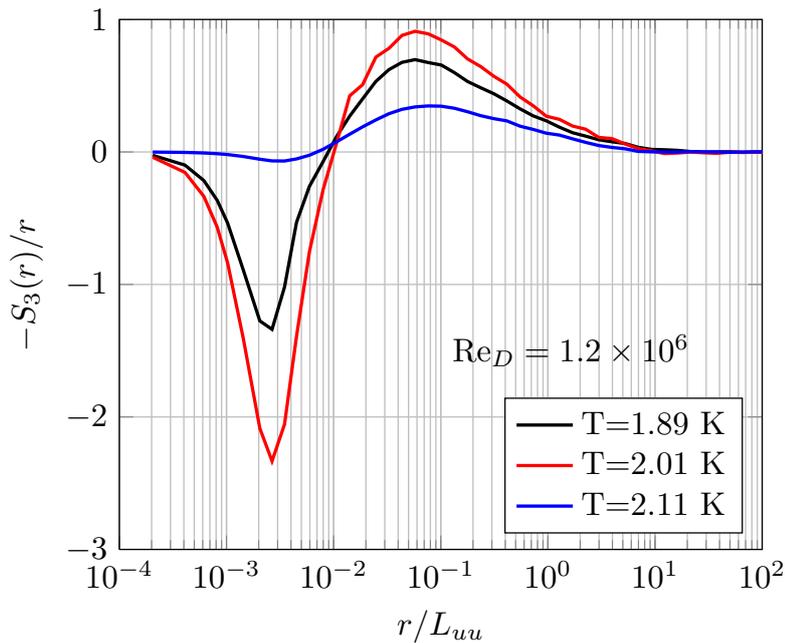


FIGURE 6.14: Fonction de structure d'ordre 3 normalisée par l'échelle de séparation r en fonction de la température de l'écoulement pour un nombre de Reynolds $\text{Re}_D = 1.2 \times 10^6$.

est difficile car le coefficient de surchauffe du fil n'est pas constant et varie de façon non monotone. Cependant la figure (6.14), tend à suggérer que, à vitesse donnée, l'échelle de coupure L_c pour laquelle la fonction de structure devient négative est constante quelle que soit la température. C'est aussi ce qui a été observé lors de l'analyse des spectres de tension concernant la fréquence à partir de laquelle se produit la déviation à la loi en $-5/3$.

6.4.2 Effet de la déviation à $f^{-5/3}$

L'analyse de la densité spectrale de puissance des signaux bruts de tension révèle la présence d'un écart à la loi de puissance à la Kolmogorov pour des fréquences pour laquelle la coupure hydrodynamique du fil chaud est normalement attendue. En particulier, l'analyse comparée des spectres de puissance du signal de tension semble suggérer que le spectre de "bruit en f^{-1} " à vitesse nulle affecte les hautes fréquences des spectres à vitesse non nulle.

Pour analyser l'effet de cet écart (qui est détecté sur environ une décade des spectres de puissance) sur la statistique des incréments de vitesse nous avons soumis le signal de vitesse à un filtrage passe-bas (de type Butterworth d'ordre 5) ayant

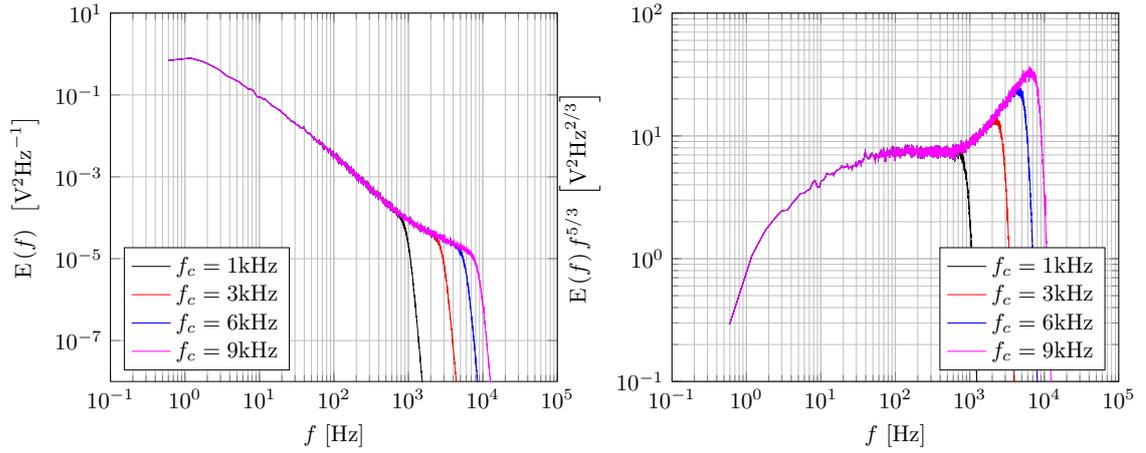


FIGURE 6.15: Densités spectrales de puissance du signal de tension (à gauche) et compensé par $f^{5/3}$ (à droite) filtrés passe-bas à la fréquence de coupure f_c qui varie entre 1 kHz et 9 kHz. Série 24 à $T = 1.89$ K et $Re_D = 1.2 \times 10^6$.

une fréquence de coupure f_c qui varie entre 1 kHz et 9 kHz telle que la partie du signal dont le spectre s'écarte de $f^{-5/3}$ est progressivement éliminée. La figure (6.15) présente le spectre de puissance $E(f)$ obtenus à partir du signal de tension filtré (à gauche) et les mêmes spectres de puissance compensés par $f^{-5/3}$ (à droite). Dans cette dernière on peut observer le plateau du $f^{-5/3}$ d'une décade de largeur et la déviation à $f^{-5/3}$ atténuée de façon progressive par le filtre passe bas.

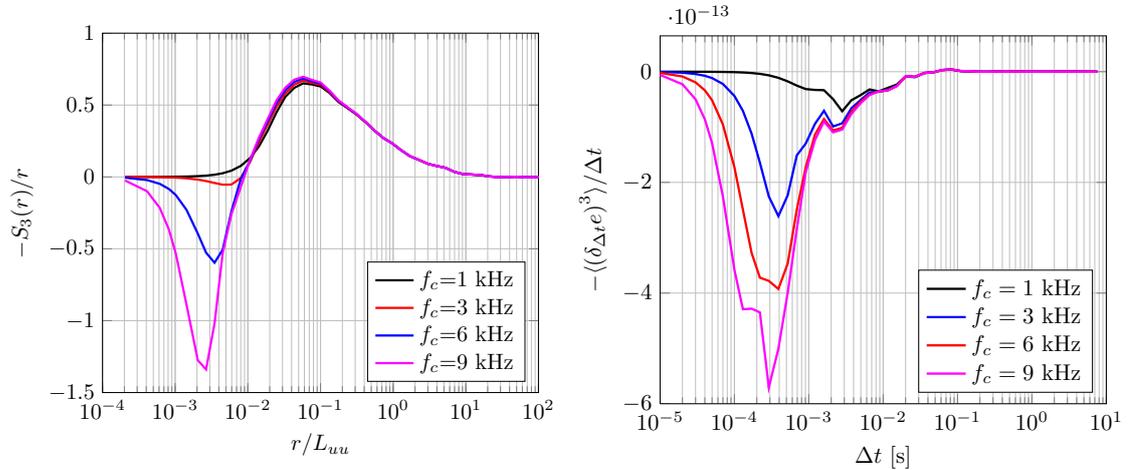


FIGURE 6.16: À gauche : évolution de la fonction de structure d'ordre 3 des incréments de vitesse longitudinaux normalisée par l'échelle de séparation r . Le signal de tension est filtré passe-bas à la fréquence de coupure du filtre f_c qui varie entre 1 kHz et 9 kHz. Série 24 à $T = 1.89$ K et $Re_D = 1.2 \times 10^6$. À droite : fonction d'ordre 3 des incréments temporels du signal de tension à vitesse nulle à la même température et taux de surchauffe. Série 28.

La figure (6.16) présente (à gauche) la fonction de structure d'ordre 3 des incréments de vitesse à partir du signal de tension filtré à la fréquence f_c . On peut observer une dépendance de l'amplitude de l'écart positif à la valeur de $-S_3(r)/r$ nulle qui dépend de la fréquence de coupure du filtre. On note que le fait de filtrer les hautes fréquences, permet éventuellement de retrouver une fonction de structure négative à toute échelle. On récupère donc un comportement classique de cascade

d'énergie des grandes vers les petites structures suite à l'élimination des composantes spectrales à haute fréquence. Il en va de même pour les autres estimateurs statistiques : la figure (6.17) présente la skewness (à gauche) et la flatness (à droite). On peut observer que le filtrage du signal de tension à une fréquence de coupure de $f_c=1$ kHz permet de restaurer une évolution de la flatness dans la plage d'échelles de séparation qui correspond au domaine inertiel en loi de puissance caractérisée par un exposant proche de -0.1 .

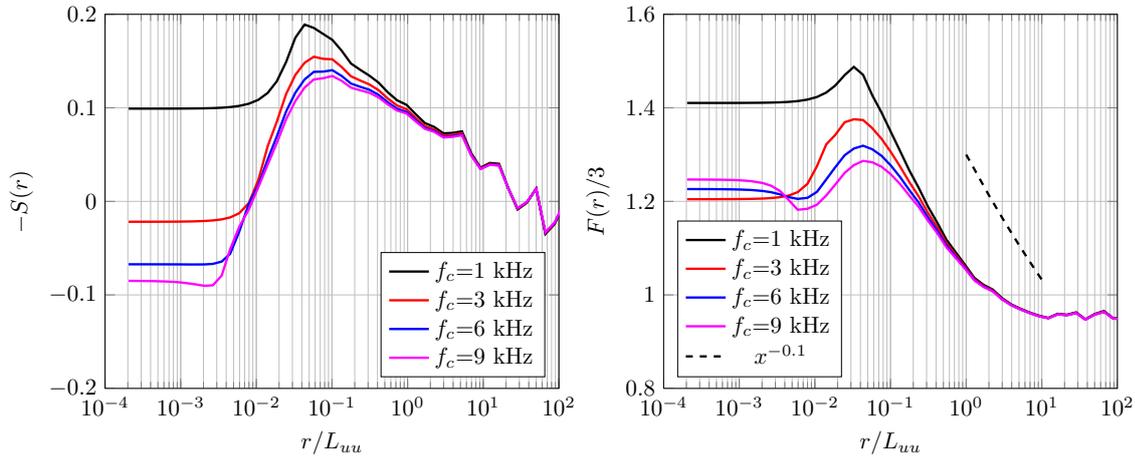


FIGURE 6.17: Évolution du coefficient de skewness (à gauche) et de flatness (à droite) des incréments de vitesse longitudinaux en fonction de la fréquence de coupure du filtre f_c). Série 24 à $T = 1.89$ K et $Re_D = 1.2 \times 10^6$.

Nous avons appliqué la même analyse des incréments temporels au signal de “bruit” à vitesse nulle. La fonction de structure d’ordre 3, $-\langle(\delta_{\Delta t}e)^3\rangle/\Delta t$, est représentée sur la figure (6.16), à droite. L’analyse révèle que sa valeur est nulle pour des intervalles de temps Δt supérieurs à 5×10^{-2} puis sa valeur absolue augmente (avec signe positif) lorsque l’échelle de temps caractéristique Δt diminue. La fonction de structure nous permet ici de montrer que les hautes fréquences du signal de bruit ont des caractéristiques statistiques communes avec celles des signaux à vitesse non nulle. Ce résultat, ajouté à l’observation d’une densité spectrale de puissance similaire entre le bruit et les signaux turbulents à haute fréquence, nous montrent que l’écart à la loi en $f^{-5/3}$ est imputable au mode de fonctionnement du fil chaud dans l’He II. Les transferts thermiques intenses qui ont lieu à la surface du fil sont certainement à l’origine de ce bruit qui contamine les signaux turbulents à haute fréquence.

6.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté les mesures réalisées en He II en utilisant les fils chauds métalliques dans une plage de températures comprises entre 2.11 K et 1.78 K. L’analyse des signaux qui est réalisée en exploitant l’expérience et les outils utilisés au cours des expériences en He I révèle des comportements significativement différents et d’interprétation difficile.

Tout d’abord nous avons mis en évidence la forte sensibilité de la sonde à la température en He II ; ceci nous a contraint à mettre en place un système de régulation de la température du jet afin de parer aux dérives parasites du signal.

Les tensions obtenues en sortie de l'anémomètre en écoulement turbulent d'He II ont alors un comportement monotone avec la vitesse, mais très éloigné des lois classiques de type King. La puissance moyenne échangée avec le bain (E^2), au lieu de varier proportionnellement à la racine carrée de la vitesse (du fait de la modulation de l'épaisseur de la couche limite), augmente en apparence comme le carré de la vitesse (à une constante près). Nous n'avons pas à ce jour de modèle pouvant justifier un tel comportement, et des expériences systématiques dans le cône potentiel du jet seront nécessaires afin d'écarter les effets turbulents qui gênent la compréhension.

Nous n'avons pas pu bâtir une loi d'étalonnage à partir de cette apparente linéarité entre la tension moyenne de l'anémomètre et la vitesse pour deux raisons : cela introduit artificiellement des vitesses négatives et les taux de turbulence résultants ne sont comparables ni avec les autres instruments de mesure ni avec les données bibliographiques à notre disposition. L'étalonnage *in situ* des fils chauds permet de contourner le problème des taux de turbulence anormaux mais produit des lois tellement éloignées du comportement moyen observé que nous avons décidé de ne pas poursuivre non plus dans cette voie. C'est donc sous forme de données en tension que nous avons analysé le signal.

A basse et moyenne fréquence, la forme générale des densités spectrales de tension fait apparaître un plateau de bruit blanc gaussien (correspondant aux échelles de temps supérieures au temps intégral) suivi d'une loi de puissance en $f^{-5/3}$. Une déviation à ce comportement en loi d'échelle est observée à une fréquence de l'ordre de 1 kHz, où les spectres se redressent avant d'atteindre la fréquence maximale de l'anémomètre.

Pour comprendre l'origine de cette déviation nous avons étudié la skewness, la flatness et la fonction de structure d'ordre 3 du signal. Nous avons montré que ces estimateurs statistiques ont un comportement similaire à celui observé en He I, à grande échelle. Au petites échelles en revanche, on observe que la fonction de structure d'ordre 3 devient positive alors qu'en turbulence tridimensionnelle elle devrait rester négative à toute échelle accessibles avec notre dispositif (indiquant un transfert d'énergie moyen des grandes échelles vers les petites échelles de la zone inertielle). La même analyse appliquée aux signaux à vitesse nulle nous a appris que ceux-ci partageaient cette même caractéristique singulière et nous en avons conclu que le signal turbulent était pollué par un "bruit" ayant probablement la même origine. Nous avons d'ailleurs pu montrer que le filtrage des signaux turbulent, à haute fréquence, permettait de retrouver certaines propriétés des estimateurs statistiques (i.e. le signe de $S_3(r)$ et l'exposant de croissance de la flatness) attendues et observées en He I.

Chapitre 7

Mesures de vorticité par diffusion acoustique

7.1 Introduction

Dans ce chapitre nous présentons les résultats obtenus en utilisant la technique de mesure spectrale d'une composante du champ de vorticité par diffusion (scattering) d'ultrasons. Cette technique a l'avantage d'être non intrusive (par rapport à la mesure Eulérienne du champ de vitesse par anémométrie à fil chaud) et d'être résolue dans le temps et dans l'espace de Fourier. Le caractère spectral de la technique acoustique est la conséquence directe du processus de diffusion d'ondes et de sa capacité de sélection d'un vecteur d'onde spatial d'un mode de Fourier de la vorticité bien déterminé, au détriment d'une non localité dans l'espace physique qui se traduit par l'analyse d'un volume de mesure fini du champ turbulent du jet (relation d'incertitude). L'intérêt de la technique est relié à la possibilité d'accéder directement à la dynamique du champ de vorticité (quantité difficile à mesurer avec des sondes eulériennes)  troitement associée aux mécanismes de transfert d'énergie de la cascade turbulente. En outre, contrairement à la mesure de vitesse par anémométrie à fil chaud (fondée, en fluide normal, sur la modulation par l'écoulement autour du fil d'une couche limite), on peut attendre un fonctionnement identique de la technique de diffusion acoustique dans la phase normale et dans la phase superfluide.

Le chapitre est organisé de la façon suivante. Dans un premier temps nous soulignons l'importance de la vorticité dans le processus de cascade turbulente, puis nous présentons le principe de la mesure, la chaîne de mesure comprenant les transducteurs, l'électronique de démodulation et son adaptation à l'expérience cryogénique HeJet. Ensuite, on présentera les résultats obtenus dans l'hélium normal et dans l'hélium superfluide entre 2.24 K et 1.84 K, pour des nombres de Reynolds Re_D compris entre 7.1×10^5 et 2.84×10^6 . L'analyse des données est réalisée en s'appuyant sur le travail de [148] et de [175] qui permet d'accéder à la mesure de la vitesse d'advection (vitesse Doppler) moyenne et de son écart-type et nous renseignent sur le comportement global du jet à grande échelle. En particulier on observera que les spectres complexes du signal de diffusion présentent la signature d'un phénomène détecté dans l'expérience à grand nombres de Reynolds GReC (dans l'hélium gazeux) et partiellement analysé par [175] : on observe des "ailes" caractérisées par des décalages de fréquence (déplacement Doppler) incompatibles avec les vitesses d'advection dans l'écoulement de jet.

7.2 Vorticité

Le champ de vorticité d'un écoulement $\vec{\Omega}(\vec{x}, t)$ est défini comme le rotationnel du champ de vitesse

$$\vec{\Omega}(\vec{x}, t) = \vec{\nabla} \wedge \vec{u}(\vec{x}, t). \quad (7.1)$$

Les visualisations expérimentales et les simulations numériques d'écoulements turbulents indiquent une forte localisation spatiale de la vorticité sous la forme de filaments (structure cohérentes) caractérisés par une longueur comparable à l'échelle intégrale de l'écoulement et un diamètre de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov. La dynamique de la vorticité est décrite par l'équation :

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\Omega} = (\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + \nu \Delta \vec{\Omega}, \quad (7.2)$$

qui comprend un terme d'advection, un terme d'étirement (stretching) et de basculement (tilting) de la vorticité par effet des gradients de vitesse et le terme de diffusion visqueuse. Le deuxième terme (déformation par les gradients de vitesse locaux) est connu pour être le mécanisme dominant de création et d'entretien de la turbulence [225]. En présence d'un gradient de vitesse axiale, par exemple, l'étirement d'une distribution de vorticité conduit à une réduction de son diamètre et, par effet de la conservation du moment cinétique, à une amplification de la vorticité. La réduction du diamètre se traduit ainsi par un transfert d'énergie vers les petites échelles. De plus, le caractère non homogène du champ de vorticité peut être vu comme une cause du phénomène de l'intermittence [118].

L'importance de la vorticité dans le processus de cascade turbulente s'accompagne d'une difficulté de mesure. La première méthode qui a été envisagée pour mesurer cette quantité petite échelle consiste à mesurer les différentes dérivées spatiales du champ de vitesse à l'aide de sondes à fil chauds multiples (cf la revue de [240] présente des exemples de sondes à 9 fils pour la mesure de la vorticité). Cette solution a le désavantage intrinsèque d'être intrusive avec une section de blocage importante du réseau de fils et de leurs supports et de comporter des difficultés d'ordre expérimental non négligeables (i.e. la réalisation des sondes, la procédure d'étalonnage, les effets d'interférences mutuelles dus aux sillages des fils, la résolution spatiale). La diffusion (scattering) d'une onde acoustique résultant de l'interaction non linéaire du champ de vitesse acoustique avec le champ de vorticité, en revanche, est une technique de mesure faiblement intrusive qui donne accès à l'évolution temporelle d'une composante du champ de vorticité. Dans le paragraphe suivant on détaillera l'interaction son-vorticité et on présentera la principe de la mesure et sa mise en œuvre dans la soufflerie cryogénique HeJet.

7.3 Interaction son-vorticité

La production d'ondes acoustiques par la turbulence (i.e. l'émission sonore typique des écoulement cisailés) et l'interaction entre la turbulence et le son comme technique de mesure non intrusive ont fait l'objet de nombreuses études et d'expériences de laboratoire. L'interaction du champ de vitesse avec le son est analysée par [115] dans l'hypothèse de nombre de Mach faible. Il décompose le champ de vitesse total de l'écoulement en un champ de vitesse compressible et irrotationnel et un champ de vitesse rotationnel incompressible liées aux fluctuations acoustiques

et à la vorticité de l'écoulement, respectivement. Le processus de diffusion trouve son origine dans le terme non linéaire de l'équation de Navier-Stokes qui couple les deux champs. La diffusion d'une onde acoustique monochromatique se propageant dans un écoulement cisailé turbulent est ensuite caractérisée par les corrélations des fluctuations de phase et d'amplitude par [152]. Plus récemment le travail théorique de [134], qui est à la base de la technique de diffusion mise en oeuvre dans ce travail, établit dans l'approximation de Born, une relation entre l'amplitude acoustique complexe diffusée et la transformée de Fourier spatiale du champ de vorticité.

Du point de vue expérimental les premières expériences de diffusion ont été réalisées par Kalistratova [154] dans la turbulence atmosphérique et [12] dans un écoulement turbulent en aval d'une grille en utilisant une émission de trains d'ondes de courte durée. Si ces premières expériences ont démontré la possibilité de réaliser des mesures qualitatives et de vérifier les prédictions théoriques (par exemple la nature quadrupolaire du champ acoustique diffusé par une distribution de vorticité), le manque de caractérisation de l'écoulement a limité le caractère quantitatif et prédictif de la technique de mesure par diffusion d'ondes acoustiques.

Des mesures de diffusion dans un jet axisymétrique ont été réalisées dans l'eau par [111, 112, 113] et reprises par [37, 38] pour étudier l'élargissement du spectre du signal de diffusion par effet de l'inhomogénéité du champ de vitesse le long de l'axe du jet. Les mesures expérimentales [19] conduites en utilisant comme écoulement cible une allée de vortex résultant de l'instabilité de Von K rman (un réseau périodique de vortex polarisés analogue à un cristal de vorticité) ont démontré le caractère spectral de la méthode ainsi que sa capacité à sélectionner une composante bien déterminée du champ de vorticité (perpendiculaire au plan de diffusion).

En utilisant une technique de spectroscopie acoustique à deux voies synchrones d'émission et de réception (interférométrie) couplée à une analyse temps-fréquence, des structures vorticitaires cohérentes (localisées) ont été identifiées [20]. Cette technique a été ensuite utilisée par [175, 177] dans l'expérience cryogénique GReC et par [117]. La possibilité de mesurer deux modes de Fourier simultanément (et donc deux échelles spatiales différentes) permet d'accéder par corrélation à la dynamique du transfert d'énergie entre les échelles d'une même structure tourbillonnaire formée entre deux turbines corotatives. Les auteurs observent une accélération du transfert d'énergie à petite échelle. La technique de diffusion acoustique a été ainsi utilisée pour étudier les modes (i.e. mode longitudinal et mode hélicoïdal) d'un panache de convection dans l'air dans la zone de transition laminaire-turbulente [65] et dans la zone pleinement turbulente [66, 67].

Citons enfin, les travaux expérimentaux et numériques de [143, 144] sur la diffusion d'ondes acoustiques par des structures filamenteuses de vorticité contrôlées et ceux de J-F. Pinton à l'ENS-Lyon [172] sur le saut de phase acoustique induit par un vortex unique intense en précession.

Le travail de [148] dans un jet d'air à un nombre de Reynolds Re_λ d'environ 600 et dans l'expérience cryogénique GReC [175, 177] à des nombres de Reynolds Re_λ entre 2500 et 6000 analyse la décorrélation de l'amplitude du signal de diffusion et l'associe au phénomène dit de sweeping (l'advection aléatoire des structures vorticitaires à petites échelles par les fluctuations de vitesse à grande échelle [200, 163, 52, 176]). Les auteurs trouvent deux temps caractéristiques associées à l'advection des structures vorticitaires dans le volume de mesure par le champ de vitesse (temps dit "long") et à la distorsion du mode de Fourier (temps "court" ou de sweeping) qui

évolue selon une loi de puissance d'exposant -1. Le travail que nous présentons dans ce chapitre reprend ces études pour l'appliquer à l'étude du jet turbulent d'hélium liquide. En particulier, compte tenu de la gammes de nombres de Reynolds accessibles dans l'expérience HeJet, l'un des intérêts majeurs de l'installation HeJet est de permettre de "raccorder" les résultats des expériences en air $Re_\lambda \leq 600$ et en He gazeux $Re_\lambda \geq 2500$. De plus, les résultats de [175] montrent l'existence d'un troisième temps caractéristique (dit temps très court) d'origine inconnue qui n'a été observé que dans les expériences de turbulence cryogénique. Dans le domaine des températures inférieures à T_λ nous citons le travail théorique de [135] qui reprend le mécanisme de diffusion en l'appliquant à la turbulence quantique, aux vortex isolés et à des distributions plus complexes ("vortex tangle"), en proposant une méthode expérimentale de détection utilisant un cryostat en rotation.

7.4 Principe de la mesure

L'interaction entre une onde acoustique plane harmonique (de fréquence f_0), d'amplitude complexe P_0 et une structure vorticitaire $\vec{\Omega}(\vec{r}, t)$ est représentée schématiquement sur la figure (7.1). Le vecteur d'onde de diffusion \vec{q} (moment de transfert défini comme la différence entre les deux vecteurs d'ondes spatiaux incident et détecté) dans l'espace de Fourier est donné par :

$$\vec{q} = \frac{4\pi f_0}{c} \sin\left(\frac{\theta_d}{2}\right) (\vec{n}_r - \vec{n}_0) \quad (7.3)$$

où c est la vitesse du son, f_0 est la fréquence de l'onde acoustique émise, θ_d est l'angle de diffusion défini comme l'angle entre la direction d'émission de l'onde incidente \vec{n}_0 et la direction d'observation de l'onde diffusée \vec{n}_r . On peut observer qu'une fois connu le milieu de propagation (donc la vitesse du son) et la géométrie du montage expérimental (qui détermine l'angle de diffusion) le seul paramètre libre pour sélectionner le vecteur d'onde est la fréquence d'émission. Dans l'espace physique la longueur d'onde sélectionnée est $l = 2\pi/q$.

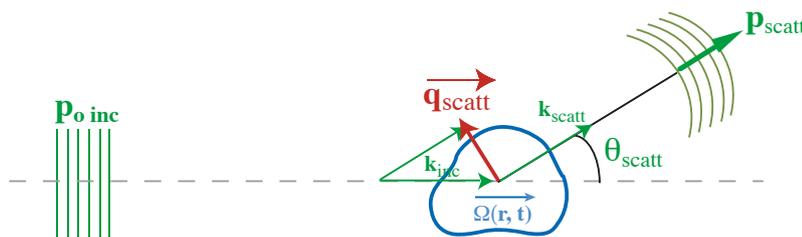


FIGURE 7.1: Schéma d'une expérience de diffusion d'une onde incidente de pression P_0 par une structure vorticitaire $\vec{\Omega}(\vec{r}, t)$. On peut observer l'angle de diffusion θ_d et le vecteur d'onde de diffusion \vec{q} . Schéma : C. Baudet.

La formulation de Lund [134] repose sur les hypothèses suivantes :

1. L'onde incidente est plane et d'extension infinie (caractérisée par un unique vecteur d'onde spatial \vec{k}_{scatt}). En réalité la taille finie des transducteurs implique une dispersion de vecteurs d'ondes de largeur spectrale δk .

2. Le processus d'interaction onde-écoulement est isotherme.
3. L'écoulement est caractérisé par un faible nombre de Mach $M = U/c$. Dans notre cas le nombre de Mach est de l'ordre de 2×10^{-3} et l'écoulement est incompressible.
4. Le temps caractéristique d'évolution de la vorticité est supérieur au temps caractéristique (période acoustique) de l'onde incidente (soit $t = 1/f_0$). Dans notre application on travaille dans une plage de fréquences comprises entre 140 kHz et 450 kHz (soit 7×10^{-6} s et 2×10^{-6} s). L'analyse des temps caractéristiques de décorrélation du signal d'amplitude montre que ce critère est satisfait dans nos expériences.
5. L'observation de l'onde diffusée est faite en champ lointain. Cette hypothèse n'est jamais satisfaite dans nos expériences cryogéniques en raison de la plage de fréquences d'émission et des dimensions limitées de la chambre de test. On discutera des effets systématiques introduits par le non respect de cette condition.

Dans le cadre d'une approximation de Born, la formulation de Lund permet de relier la transformée de Fourier spatio-temporelle du champ de vorticité dans un volume V :

$$\vec{\Omega}(\vec{q}, f) = \int \underbrace{\iiint_V}_{V} \vec{\Omega}(\vec{x}, t) e^{j(2\pi f t - \vec{q} \cdot \vec{x})} d^3x dt, \quad (7.4)$$

  la pression du champ acoustique diffusée $P_d(\vec{x}, f)$ par la relation :

$$P_d(\vec{x}, f) \propto P_0(\vec{x}, f_0) \cdot \underbrace{L(\theta_d)}_{(a)} \frac{i\pi^2 f e^{j(f|x|/c)}}{c^2|x|} \underbrace{\left[(\vec{n}_0 \wedge \vec{n}_r) \cdot \vec{\Omega}(\vec{q}_d, f - f_0) \right]}_{(b)} \quad (7.5)$$

où P_0 est la pression de l'onde acoustique incidente. Le terme (a) dans l'équation (7.5) est un facteur angulaire (dit facteur angulaire de Lund) qui prend la forme suivante :

$$L(\theta_d) = \frac{\sin(\theta_d) \cos(\theta_d)}{1 - \cos(\theta_d)} \quad (7.6)$$

et qui décrit la forte anisotropie de l'amplitude de diffusion (voir la figure (7.2)). Les expériences de diffusion dans un écoulement turbulent menées par [12] ont permis de vérifier cette relation et confirmé le caractère quadropolaire de l'amplitude diffusée. Dans le terme (b) de l'équation (7.5) on peut observer que le produit vectoriel des vecteurs d'émission et de réception correspond à un vecteur perpendiculaire au plan de diffusion. La technique de diffusion acoustique permet donc d'accéder à la projection de la composante du mode de Fourier de la vorticité perpendiculaire $\Omega_{\perp}(\vec{q}_d, f - f_0)$ au plan de propagation de l'onde acoustique qui est fixé par le montage expérimental choisi. Suite au travail de [175] on peut écrire une relation dans l'espace des temps qui permet de relier la pression diffusée à $\Omega_{\perp}(\vec{q}_d, t)$:

$$P_d(\vec{x}, t) \propto \frac{P_0(t)}{c^2 \|\vec{x}\|} \cdot L(\theta_d) \cdot e^{-2j\pi f_0 t} \cdot \left(\underbrace{\frac{\partial \Omega_\perp(\vec{q}_d, t)}{\partial t}}_a - \underbrace{2j\pi f_0 \Omega_\perp(\vec{q}_d, t)}_b \right) \quad (7.7)$$

Dans l'équation (7.7) le terme (a) est négligeable par rapport au terme (b) car le temps caractéristique de l'onde acoustique $1/f_0$ est inférieur au temps caractéristique de l'évolution de la vorticité. Par conséquent on peut écrire que :

$$P_d(\vec{x}, t) \propto -\frac{2\pi f_0 P_0(t)}{c^2 \|\vec{x}\|} \cdot L(\theta_d) \cdot e^{-2j\pi f_0 t} \cdot \Omega_\perp(\vec{q}_d, t) \quad (7.8)$$

ce qui signifie que, en pratique, le processus de diffusion se traduit par la modulation temporelle du champ de pression de l'onde acoustique émise par le champ de vorticité :

$$P_d(\vec{x}, t) \propto P_0(t) \cdot \Omega_\perp(\vec{q}_d, t) \quad (7.9)$$

Du point de vue expérimental on utilise une configuration bistatique de transducteurs qui comprend un émetteur et un récepteur distincts. L'onde acoustique de fréquence f_0 émise est modulée en amplitude et phase par la distribution de vorticité fluctuante à l'intérieur du volume défini par l'intersection des faisceaux acoustiques incident (émetteur) et détecté (antenne). On accède ainsi à une mesure continue dans le temps de l'amplitude complexe du mode de Fourier spatial de la vorticité en démodulant (conjugaison de phase) le signal de diffusion par rapport au signal d'émission acoustique (référence).

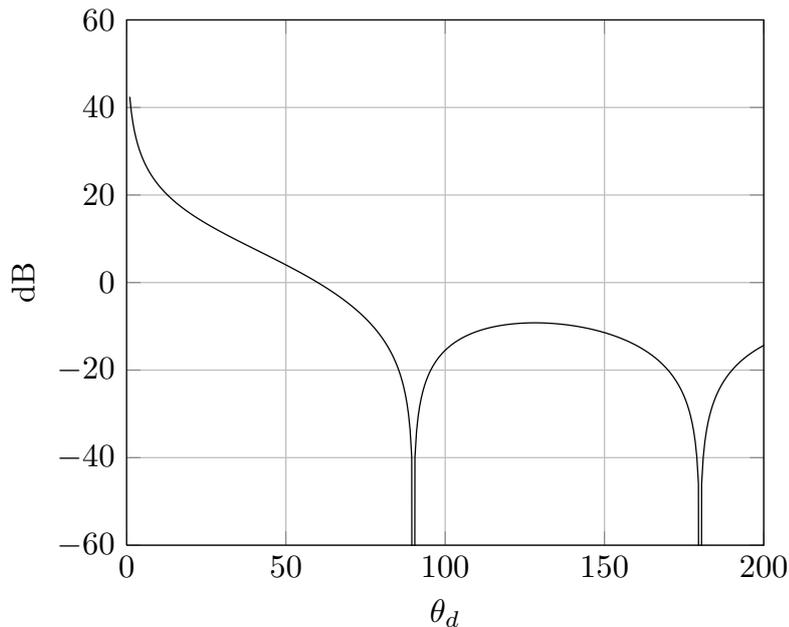


FIGURE 7.2: Facteur angulaire de Lund $L(\theta_d)$.

7.5 Récapitulatif des mesures

Les mesures de diffusion acoustique présentées dans ce chapitre sont réalisées à l'intérieur de la chambre de test dans la configuration suivante : la buse utilisée est la buse conique-cylindrique (de diamètre de sortie $D=8$ mm) et le centre du volume de mesure est positionné à 30 diamètres en aval de la buse conique-cylindrique de 8 mm de diamètre. L'angle de diffusion acoustique θ_d est constant et égal à 120° et le parcours acoustique est de 160 mm. Le tableau (7.1) présente le récapitulatif de l'ensemble des mesures réalisées dans la soufflerie cryogénique en détaillant la température du fluide à l'intérieur de la boucle, le nombre de Reynolds et la plage de vecteurs d'ondes explorée. La fréquence d'émission varie entre 140 kHz et 350 kHz ce qui correspond à un vecteur d'onde compris entre $6.3 \times 10^3 \text{ radm}^{-1}$ et $1.57 \times 10^4 \text{ radm}^{-1}$ soit des échelles spatiales entre $9.96 \times 10^{-4} \text{ m}$ et $3.98 \times 10^{-4} \text{ m}$, respectivement. Par rapport aux échelles caractéristiques du champ de vitesse turbulent c'est à dire l'échelle intégrale longitudinale L_{uu} , qui est de l'ordre de 20 mm (en utilisant la corrélation expérimentale de [94]), et l'échelle de Taylor, globalement on a : $q/q_\lambda \in [0.1, 0.6]$ avec $q_\lambda = 2\pi/\lambda$ et $q/q_L \in [21, 52]$ avec $q_L = 2\pi/L_{uu}$.

T	ρ_s/ρ	c_1	Série	Re_D	Re_λ	λ	$\frac{q_{\min}}{q_\lambda}$	$\frac{q_{\max}}{q_\lambda}$
K	-	m/s	-	$\times 10^6$	-	$\text{m} \times 10^{-4}$	-	-
		242	12	1.93	2640	1.5	0.15	0.37
2.24	0	242	13	0.96	1860	2.1	0.21	0.53
		242	8	0.71	1600	2.5	0.25	0.63
2.08	0.25	242	9	1.42	2260	1.7	0.17	0.42
		242	10	2.84	3200	1.2	0.12	0.30
		245	5	1.8	2550	1.5	0.15	0.37
1.98	0.45	245	4	3.4	3600	1.1	0.11	0.27
		245	15	3.4	3600	1.1	0.11	0.27
		250	7	1.02	1920	2.0	0.20	0.50
1.84	0.63	250	6	2.04	2720	1.5	0.15	0.37

TABLE 7.1: Expériences à P entre $2.8 \times 10^5 \text{ Pa}$ et $3 \times 10^5 \text{ Pa}$, $x = 30D$ avec $D = 8 \text{ mm}$. L'échelle intégrale longitudinale à 30 diamètre est $L_{uu} \simeq 20 \text{ mm}$, angle de diffusion : $\theta_d = 120^\circ$.

7.6 Montage expérimental

Dans ce paragraphe on détaille le montage expérimental en présentant les transducteurs acoustiques (en détaillant la procédure de fabrication et d'adaptation aux basses températures, la caractérisation du champ acoustique émis) et la chaîne de mesure.

7.6.1 Transducteurs

On utilise deux transducteurs capacitifs de type "Sell" de 40 mm de diamètre ayant une surface d'émission de 32 mm de diamètre. Chaque transducteur, dont la figure (7.3) présente une vue en section et le détail des composants, est assimilable à un condensateur à armature mobile formé par une membrane de Mylar d'environ $10 \mu\text{m}$ d'épaisseur dont un côté est rendu conducteur par un dépôt d'aluminium, tendue sur un anode circulaire en zinc de 32 mm de diamètre (D_s). La surface de l'anode en contact avec le côté isolant du film de Mylar est gravée par attaque

chimique afin de réaliser des quadrillages carrés de 0.2 mm de profondeur. Ce système permet de réaliser une surface d'émission (réception) assimilable à une distribution de sources ponctuelles en réduisant les effets de bord du capteur et en augmentant la fréquence d'émission du transducteur [148]. Entre l'anode qui est isolée par un cylindre en fibre de verre et la surface conductrice de la membrane on applique une tension statique de polarisation. Ces transducteurs de type électrostatique sont dits réversibles : ils fonctionnent de la même façon en émission et en réception. En particulier, on montre que leurs diagrammes de directivité angulaire sont identiques.

L'ensemble a été adapté pour l'utilisation à basses températures par un choix approprié des matériaux utilisés (acier inoxydable 304L et fibre de verre) et l'ajout de trous pour l'évacuation de l'air pendant la phase de préparation à la mise en froid. Afin d'éviter la soudure des câbles électriques à la plaque en zinc car le comportement à basse température du matériel d'apport est inconnu, on a utilisé un rivet maintenu en contact avec l'anode en zinc par un ressort [1]. La membrane de Mylar est collée à l'anneau métallique extérieur après avoir été soumise à une pré-tension mécanique qui s'ajoutera à la tension mécanique induite par la tension électrique de polarisation pendant l'utilisation. Cette étape de fabrication permet de compenser la déformation de la membrane par effet du retrait thermique des matériaux aux basses températures.

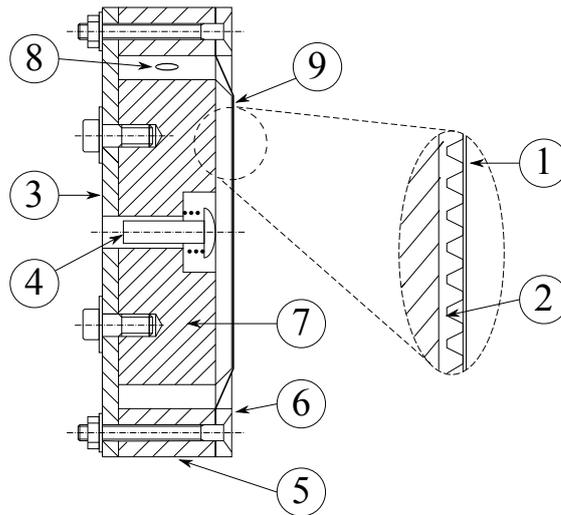


FIGURE 7.3: Image, (a), des transducteurs Sell utilisés pendant la thèse. Schéma, (b), du transducteur avec ses composants (figure non à l'échelle). (1) membrane en Mylar, (2) anode, (3) bride postérieure, (4) rivet et ressort, (5) et (6) anneaux espaceurs, (7) isolant en GFRP, (8) trou d'évacuation de l'air, (9) face d'émission.

Les deux transducteurs (l'émetteur et le récepteur) sont assemblés sur un anneau de support en aluminium en utilisant deux supports usinés avec un angle $\theta_d/2$. L'ensemble est positionné sur les rails à l'intérieur de la chambre de test de la soufflerie. Ce montage (visible sur la figure (7.4)) permet d'aligner les deux transducteurs avec précision (de l'ordre du 1/10 de millimètre).

La position des transducteurs qui visent la sortie de la chambre de test a été choisie, par rapport à la configuration habituellement utilisée au LEGI (voir le montage expérimental de [148]), pour minimiser l'effet de perturbation de l'écoulement

1. L'auteur remercie J. Virone du LEGI pour cette solution élégante.

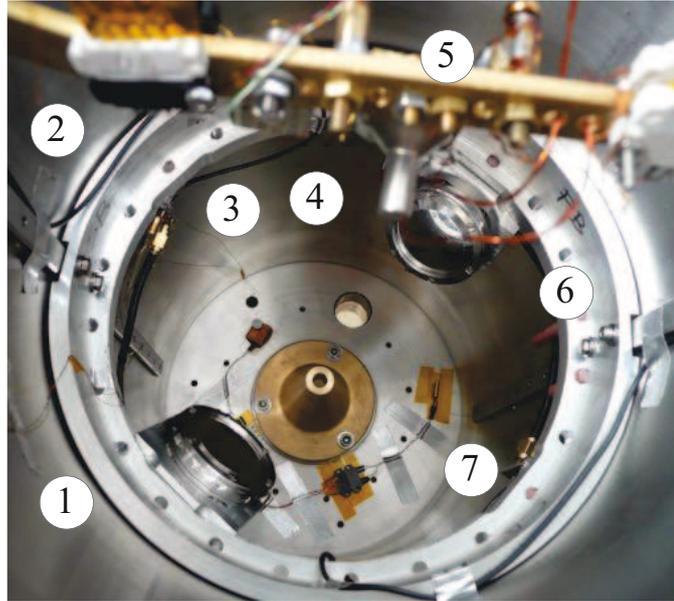


FIGURE 7.4: Image du positionnement des transducteurs acoustiques dans la chambre de test. (1) émetteur, (2) anneau de centrage, (3) sonde de température PT100, (4) buse conique ($D = 8$ mm), (5) Tube de Pitot et fils chauds, (6) sonde de température du type Carbone, (7) récepteur.

moyen du jet et le risque d'accentuer le phénomène de battement (voir le chapitre [3](#)) ou de ré-attachement du jet. Par conséquent le vecteur d'onde de diffusion \vec{q} est aligné, non pas avec la vitesse moyenne du jet, mais plutôt avec une direction opposée. Le décalage Doppler sera visible dans les spectres de puissance du signal complexe de diffusion comme une bande d'énergie décalée avec un signe négatif (fréquences inférieures à la fréquence d'émission).

7.6.2 Caractérisation des transducteurs

Le comportement des transducteurs est vérifié avant l'installation à l'intérieur de la soufflerie cryogénique. Une attention particulière est portée à la caractérisation de la fonction de transfert (réponse en fréquence) du système émetteur/récepteur, à la distance de propagation entre transducteurs et volume de mesure qui marque la transition entre le champ acoustique proche et le champ lointain et enfin à l'influence des effets de diffraction (diagrammes de directivité). Ces mesures sont réalisées à température ambiante et les résultats sont ensuite extrapolés aux conditions de fonctionnement à basse température.

7.6.2.1 Fonction de transfert

La chaîne de détection est caractérisée par la mesure de la réponse impulsionnelle en cavité utilisée par [\[148, 175\]](#). La méthode consiste à positionner les transducteurs face à face et à envoyer un signal d'entrée de type bruit blanc large bande (bruit impulsionnel) sur l'émetteur. Simultanément, on mesure le signal de bruit (coloré) obtenu sur le récepteur. La fonction de transfert de la chaîne de mesure acoustique $H(f)$ est ensuite calculée en utilisant la relation suivante :

$$H(f) = \frac{S_{YX}(f)}{S_{XX}(f)}, \quad (7.10)$$

où $S_{YX}(f)$ et $S_{XX}(f)$ sont respectivement la densité spectrale de puissance moyenne croisée des signaux émis et reçus (phase et amplitude) et la densité spectrale de puissance moyenne du signal émis (auto-spectre). La figure (7.5) présente l'évolution de l'amplitude de la fonction de transfert de la chaîne de détection en fonction de la fréquence pour différentes distances de séparation. Le comportement de la phase en fonction de la fréquence pour le cas $L=15$ cm est présenté sur la figure (7.6). Les mesures sont réalisées en air à température ambiante. On peut observer la présence de trois plages de fréquence qui caractérisent l'amplitude de la fonction de transfert. Si pour des fréquences inférieures à environ 80 kHz le transducteur est affecté par le bruit ambiant, dans la plage de fréquences comprise entre 80 kHz et 150 kHz on observe la réponse optimale. Pour des fréquences d'émission supérieures à 150 kHz l'amplitude diminue par effet de l'atténuation de l'air et de l'inertie de la membrane. On caractérise ensuite l'évolution du module de la fonction de transfert en fonction de la longueur de la cavité L qui révèle la présence de pics indiquant l'établissement d'un régime d'ondes stationnaires. Le comportement linéaire de la phase en fonction de la fréquence [148] avec une pente qui ne dépend que de la vitesse du son et de la longueur de la cavité permet d'identifier la plage utile de fonctionnement linéaire des deux transducteurs.

La figure (7.7) présente l'amplitude de la fonction de transfert en fonction de la tension de polarisation de la membrane du récepteur qui varie entre 150 V et 250 V. La polarisation de l'émetteur est constante et égale à 200 V et la séparation entre les transducteurs est de 15 cm. On peut constater que l'évolution de l'amplitude n'est pas affectée de façon significative par la tension de polarisation. Ce comportement, qui est différent de celui observé par [148] avec des transducteurs de 160 mm de diamètre, peut s'expliquer par l'effet de la pré-tension mécanique appliquée à la membrane de Mylar en phase d'assemblage.

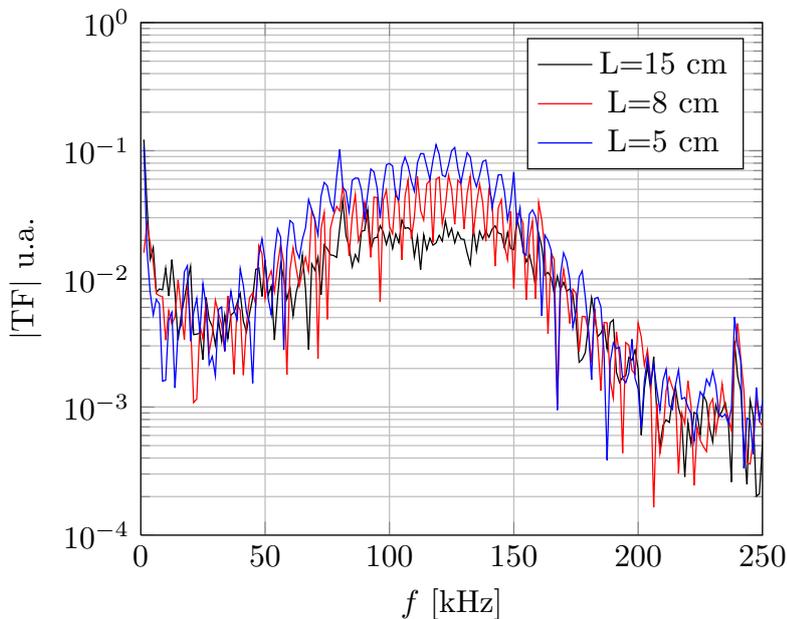


FIGURE 7.5: Test de la fonction de transfert de la chaîne acoustique avec les capteurs Sell cryogeniques pour différentes longueurs de la cavité. Mesures dans l'air à température ambiante.

Cette phase de caractérisation nous permet de vérifier le fonctionnement correct

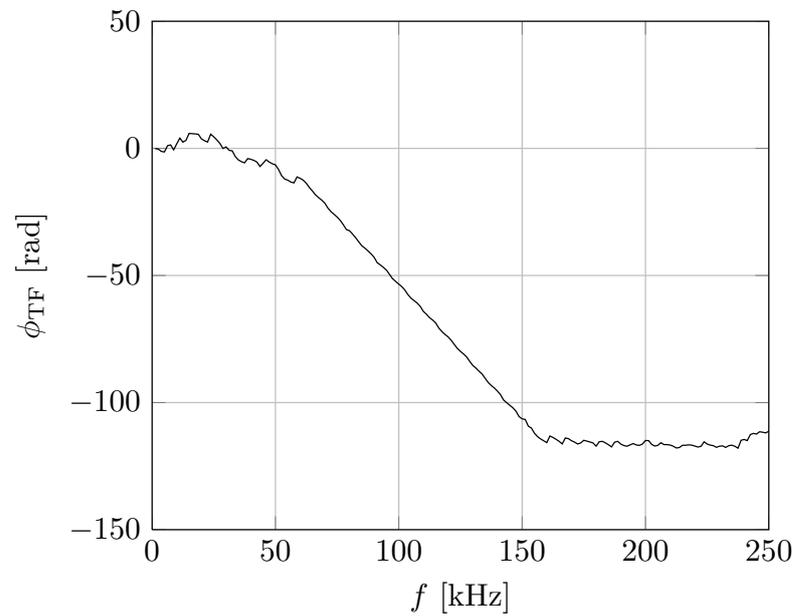


FIGURE 7.6: Evolution spectrale de la phase de la fonction de transfert des capteurs Sell cryogeniques. Mesures dans l'air à température ambiante.

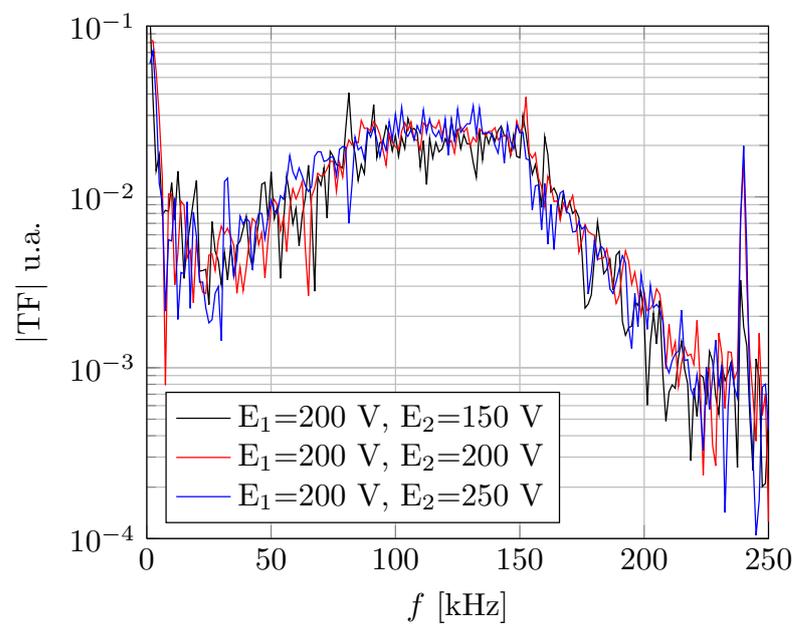


FIGURE 7.7: Test de la fonction de transfert de la chaîne acoustique avec les capteurs Sell cryogeniques pour différentes tensions de polarisation de la membrane du récepteur. Mesures dans l'air à température ambiante.

des transducteurs et de la chaîne de mesure selon les attentes et les expériences précédentes [148].

7.6.2.2 Diffraction des transducteurs

La taille finie des transducteurs nécessite la prise en compte des phénomènes de diffraction c'est à dire la limite de champ proche et de champ lointain et la directivité des transducteurs (lobes de diffraction). A proximité du transducteur le décalage de phase entre la contribution au signal total émis (ou détecté) par un élément de source au centre du transducteur et par un élément de source situé sur les bords du transducteur est à l'origine d'interférences destructives-constructives. En s'éloignant de l'axe du transducteur la pression acoustique oscille (zone dite de champ proche) jusqu'à ce que les variations typiques des chemins acoustiques issus des différents éléments de la source soit inférieures à $\lambda_0/2$. A partir de cette distance, dite de champ lointain, la pression du champ acoustique évolue selon une loi de puissance x^{-1} . La distance limite entre le champ proche et le champ lointain, L_{cp-cl} , est définie, dans l'hypothèse de piston plan circulaire, par la relation suivante :

$$L_{cp-cl} = \frac{D_s^2}{4\lambda_0} = \frac{D_s^2 f_0}{4c}, \quad (7.11)$$

où D_s est le diamètre de la surface d'émission et λ_0 est la longueur d'onde. Pour mesurer le champ de pression axial on utilise un microphone B&K type 4138 en le déplaçant par rapport à la surface d'émission des transducteurs. La fréquence d'émission de ces derniers varie entre 30 kHz et 90 kHz et la tension DC de polarisation est de 200 V. La figure (7.8) montre le résultats de la mesure du champ de pression axial en fonction de la distance de la surface d'émission normalisée par le diamètre du transducteur pour différentes fréquences d'émission à température ambiante (avec une vitesse du son $c = 340 \text{ m s}^{-1}$ à 300 K). Pour une meilleur lisibilité les séries sont déplacées verticalement. On peut observer une première zone caractérisée par des fluctuations d'amplitude significatives et, ensuite, une décroissance de l'amplitude de la pression en loi de puissance d'exposant -1 . La distance de transition entre le champ proche et le champ lointain du transducteur est mesurée en prenant l'abscisse du dernier maximum.

La figure (7.9) présente l'évolution de la limite de champ proche/champ lointain (CP-CL) normalisée par la longueur du parcours acoustique dans HeJet en fonction de la fréquence d'émission f_0 à partir des données de la figure (7.8). Dans le cas des mesures dans l'air à température ambiante on trouve un bon accord entre les résultats expérimentaux et la théorie. Ces résultats confirment, d'une part, le fonctionnement satisfaisant des transducteurs et nous permettent, d'autre part, de prédire la limite de champ proche/champ lointain dans le cas du fonctionnement à basse température. En utilisant comme référence la vitesse du son de l'hélium liquide à 2.2 K ($c_1 = 240 \text{ m s}^{-1}$) on superpose la prédiction de la limite CP-CL. On peut remarquer que, pour la plage de fréquences d'émission accessibles à basse température, la longueur limite CP-CL est supérieure au parcours acoustique et, par conséquent, dans l'installation HeJet on travaillera toujours en champ proche.

7.6.3 Chaîne de mesure

Pendant ce travail de thèse on a utilisé deux chaînes de mesures qui se différencient par le système d'acquisition et de démodulation. La première chaîne que

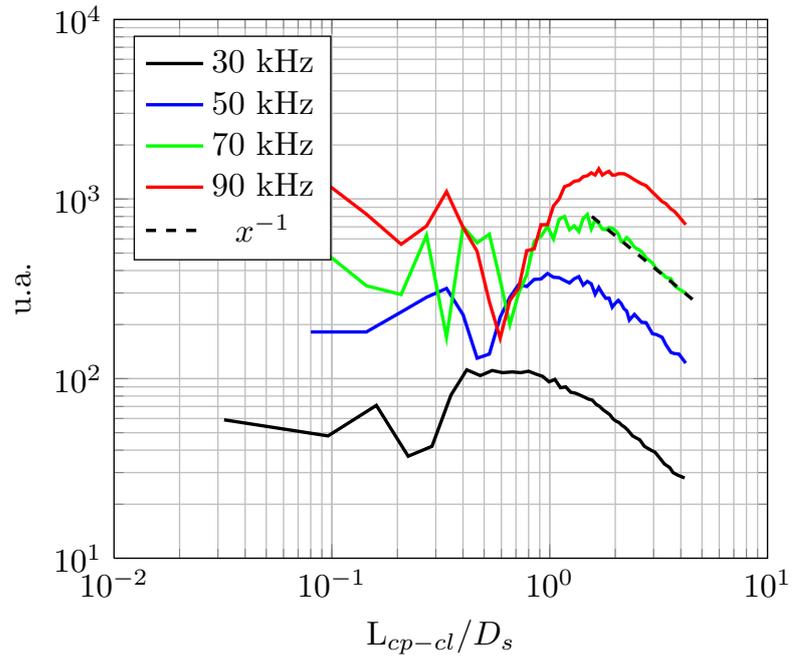


FIGURE 7.8: Evolution de la pression axiale mesurée avec un microphone B&K en fonction de la fréquence d'émission f_0 pour les capteurs Sell cryogéniques utilisés dans la soufflerie HeJet. Test dans l'air à température ambiante.

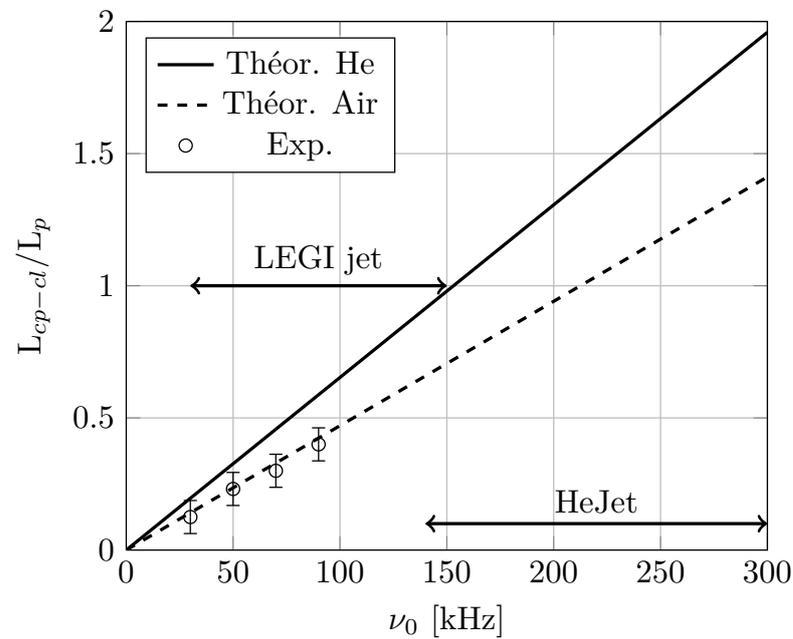


FIGURE 7.9: Comparaison entre l'évolution de la distance de champ proche-champ lointain en fonction de la fréquence d'émission obtenue à partir de l'équation (7.11) pour l'air et les résultats des expériences à température ambiante. La validation du résultat expérimental nous a permis d'extrapoler la variation de la longueur de champ proche/ champ lointain dans l'hélium liquide à $T=2.2\text{ K}$ et $P=3 \times 10^5 \text{ Pa}$. La plage de fonctionnement des transducteurs est ainsi présentée.

nous avons utilisée est constituée d'un générateur de signaux HP-33120A qui génère un signal AC sinusoïdal de $0.1 V_{pp}$ avec une fréquence f_0 comprise entre 140 kHz et 550 kHz. Le signal est ensuite amplifié par un amplificateur de tension NF HSA-4101 avec gain 100 et envoyé au transducteur Sell d'émission. Celui-ci, comme le récepteur, est polarisé par une tension DC de 300 V en utilisant un boîtier fabriqué au LEGI. La variation de charge électrique de la membrane du transducteur récepteur qui est proportionnelle aux fluctuations de pression est convertie en tension à l'aide d'un amplificateur de charge Stanford Research SR570. La tension de sortie de l'amplificateur de charge est ensuite filtrée passe-bande (avec une largeur $f_0 \pm 10$ kHz) à l'aide d'un filtre NF type FV-628B. Le signal est digitalisé par une carte d'acquisition HP-e1430 (avec une résolution verticale de 23 bits) pilotée par un contrôleur VXI Agilent. Cette carte d'acquisition réalise la démodulation synchrone numérique du signal acoustique (grâce à une multiplication numérique par le signal d'un oscillateur local à la fréquence d'émission : détection homodyne) et donne accès à l'amplitude complexe (phase et amplitude) des modulations du signal diffusion, par rapport à l'onde de référence, dans une bande de fréquences d'environ $f_0 \pm 10\%$. L'opération est réalisée en multipliant le signal reçu par $e^{2i\pi f_0 t}$. Le signal enregistré $z(t)$ est donc complexe.

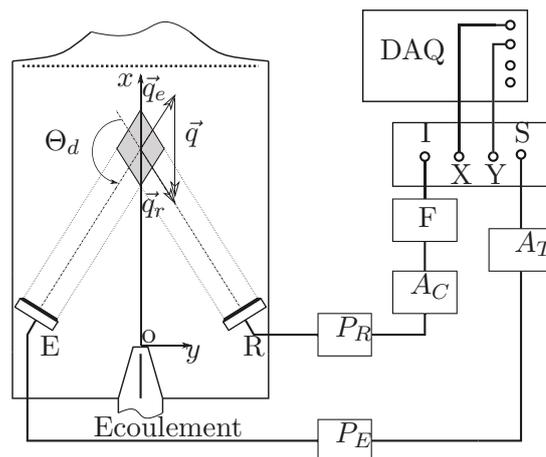


FIGURE 7.10: Schéma du montage de l'expérience de diffusion acoustique dans la chambre de test de la soufflerie HeJet. P_E et P_R : polarisation émetteur et récepteur, (A_T) amplificateur de tension, (A_C) amplificateur de charge, (F) : filtre, (S) générateur de signaux de la détection synchrone et sortie des composantes en quadrature (X) et en phase (Y), (DAQ) : carte d'acquisition PXI. On peut observer que le vecteur d'onde de diffusion $\vec{q} = \vec{q}_e + \vec{q}_r$ est aligné avec la vitesse moyenne du jet mais avec un signe opposé par effet de la géométrie du montage.

La deuxième chaîne de détection, qui est présentée sur la figure (7.10), utilise une détection synchrone Signal Recovery type 7280-DSP dont l'oscillateur local interne remplace le générateur de signaux HP-33120A. La démodulation du signal est réalisée par la détection synchrone et le signal en quadrature et en phase, $X(t)$ et $Y(t)$, respectivement, sont enregistrées à l'aide d'une carte d'acquisition National Instruments PXI-4462. Le signal complexe $z(t) = X(t) + iY(t)$ est reconstitué pendant le processus de post-traitement sous Matlab. Cette deuxième chaîne de mesure a l'avantage de permettre la synchronisation de chaque acquisition acoustique avec d'autres méthodes de mesure (micro-Pitot et fil chaud). La figure (7.11) présente un exemple du signal $z(t)$ de diffusion à $Re_D \simeq 45000$ dans l'air dans le jet du LEGI. L'image comprend l'enveloppe du signal d'amplitude $\pm|z(t)|$ et la partie réelle de

$z(t)$, la phase instantanée $\phi(t)$ et la phase déroulée $-\phi_u(t)$. En particulier on peut observer dans le signal temporel d'amplitude la signature du passage des structures vorticitaires à l'intérieur du volume de mesure et, à partir de la phase déroulée, la signature de l'effet Doppler.

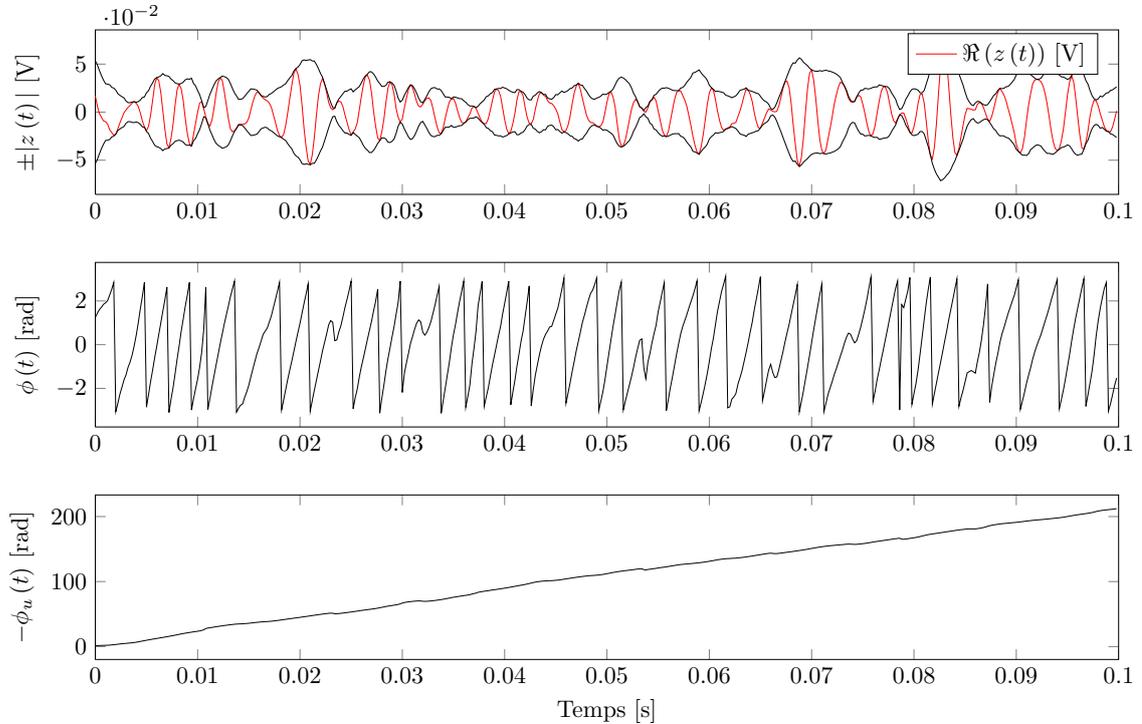


FIGURE 7.11: Exemple de signal de diffusion temporel $z(t)$ enregistrés dans la soufflerie du LEGI à $Re_D \simeq 45000$. Du haut vers le bas : amplitude de diffusion et la partie réelle de $z(t)$ (en rouge), la phase instantanée $\phi(t)$ et la phase déroulée $-\phi_u(t)$. On peut observer le caractère instationnaire du signal d'amplitude instantanée correspondant à la durée du passage des structures vorticitaires à travers le volume de mesure (temps de vol de l'ordre ici de 10 ms). L'évolution linéaire dans le temps de la phase déroulée correspond à la trace de l'effet Doppler des structures vorticitaires advectées par le champ de vitesse.

7.7 Résultats

Dans ce paragraphe on détaille l'analyse des signaux. Nous présentons d'abord la caractérisation de l'environnement acoustique à l'intérieur de la chambre de test et ensuite nous aborderons l'analyse des spectres complexes et la mesure de la vitesse Doppler moyenne et de son écart-type. L'analyse de la dynamique du signal de diffusion complexe et du signal d'amplitude par la mesure de la décorrélation nous renseignera sur les temps caractéristiques des modes de Fourier.

7.7.1 Echos et bruit dans la soufflerie

L'installation expérimentale HeJet pose des problèmes à l'utilisation de la technique de diffusion acoustique car les transducteurs sont positionnés à l'intérieur d'une chambre fermée avec les problèmes conséquent d'échos et de réverbération, et fixés à une structure soumise à des vibrations mécaniques et au bruit acoustique d'origine aérodynamique².

2. Ces problèmes ont été aussi partiellement rencontrés dans l'expérience GReC [175].

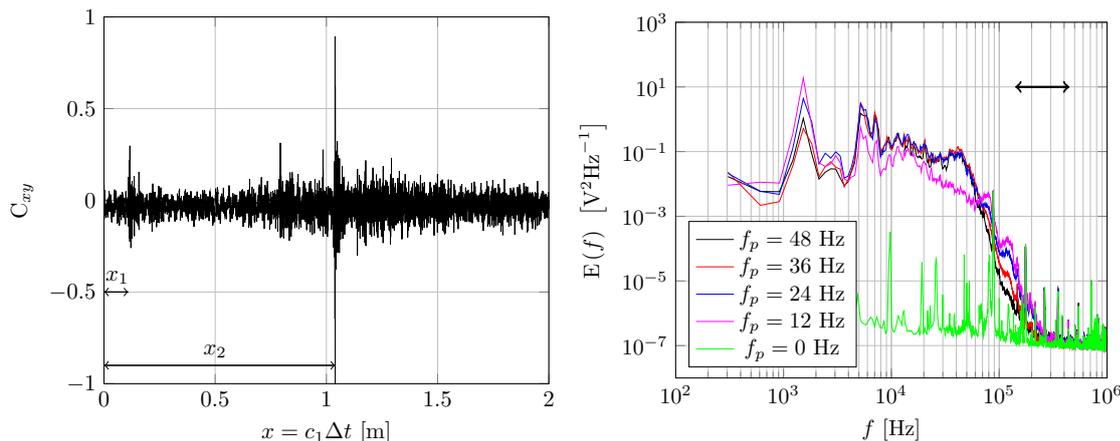


FIGURE 7.12: Intercorrélation entre le signal émis (bruit blanc) et le signal mesuré dans la chambre de test en absence d'écoulement (à gauche). $T=2.1$ K, $P=3 \times 10^5$ Pa, $c_1 = 240$ m s⁻¹. Spectre de puissance du bruit mesuré dans la chambre de test en fonction de la fréquence de rotation de la turbine (à droite). La plage de fréquence d'émission f_0 est indiquée par la flèche. $T=2.1$ K, $P=3 \times 10^5$ Pa.

Pour caractériser le fonctionnement de la chaîne de mesure à basse température on a d'abord mesuré la fonction de transfert en condition opérationnelle en envoyant un bruit blanc large bande et en mesurant l'intercorrélation C_{xy} entre celui-ci et le signal reçu. On accède ainsi directement à la réponse impulsionnelle de la chaîne de mesure (sous condition d'un fonctionnement linéaire). La figure (7.12) (à gauche) présente le résultat de la mesure dans l'hélium liquide stagnant (à vitesse de l'écoulement nulle) en fonction de la distance $x = ct$ à une température de 2.1 K (soit une vitesse du premier son c_1 de 240 m s⁻¹). Sur la figure on peut observer 2 pics qui correspondent à 2 longueurs caractéristiques à l'intérieur de la chambre de test soit $x_1 = 0.11$ m et $x_2 = 1.04$ m, respectivement. Celles-ci correspondent à la distance qui sépare les deux transducteurs et à la longueur de la chambre de test.

Ensuite on a enregistré le bruit de l'installation (bruit d'origine mécanique et aérodynamique) à l'intérieur de la chambre de test dans les mêmes conditions de température et à une pression de 3×10^5 Pa en faisant varier la fréquence de rotation de la pompe centrifuge f_p . La figure (7.12) (à droite) présente la densité spectrale de puissance du signal de tension mesuré par le récepteur Sell en fonction de la vitesse de rotation entre 0 Hz et 48 Hz.

On peut observer que, d'une part, le spectre de bruit dépend très peu du régime de rotation de la pompe et d'autre part, il se caractérise par une largeur de plusieurs décades en fréquence. Cette dynamique très large ne permet pas l'identification des sources de bruit (et de leur intensité relative) à l'intérieur de l'installation pour une éventuelle correction (amélioration du rapport signal/bruit) car aux fluctuations de pression (bruit acoustique) générées par l'écoulement il faut ajouter les vibrations de la membrane induites par les vibrations mécaniques communiquées aux supports (un transducteur acoustique se comporte comme un accéléromètre). Cependant nous avons identifié une plage de fonctionnement présentant un rapport signal sur bruit satisfaisant compte tenu de la fonction de transfert des transducteurs et de la chaîne de mesures acoustique (cette plage de fréquence est mise en évidence sur l'image).

7.7.2 Spectre complexe

La densité spectrale de puissance du signal de diffusion complexe obtenu dans la soufflerie cryogénique à $T=2.0\text{ K}$ et $\text{Re}_D \simeq 1.8 \times 10^6$ pour une fréquence d'émission de $f_0=292\text{ kHz}$ (soit un vecteur d'onde $q = 1.3 \times 10^4\text{ rad m}^{-1}$ et une longueur d'onde l de $4.77 \times 10^{-4}\text{ m}$) est présentée sur la figure (7.13) (à gauche). L'abscisse des fréquences est graduée selon $\Delta f = f - f_0$ par effet de la démodulation hétérodyne (la fréquence nulle correspond à la fréquence d'émission). Le signal est filtré passe bande ($f_c = f_0 \pm 10\text{ kHz}$) et échantillonné à $19\,530\text{ Hz}$ sur 2^{20} points.

On peut observer la présence d'un pic central à la fréquence Doppler $\Delta f = 0$. Ce pic est lié à la propagation directe de l'onde acoustique entre l'émetteur et le récepteur par effet des lobes de diffraction secondaires (conséquence de la taille finie des transducteur [148]). Ensuite on peut observer une deuxième bande d'énergie, décalée d'une fréquence $\overline{\Delta f} = -655\text{ Hz}$ qui est due au décalage Doppler. Cette bande d'énergie³ est ajustée avec une distribution normale de moyenne $\overline{\Delta f}$ et d'écart-type $\delta(\Delta f)$.

Le spectre du signal complexe de diffusion obtenu dans l'installation du LEGI (jet d'air à température ambiante et $\text{Re}_D \simeq 4 \times 10^5$) montré sur la figure (7.13), à droite, nous permet de mettre en évidence des différences significatives.

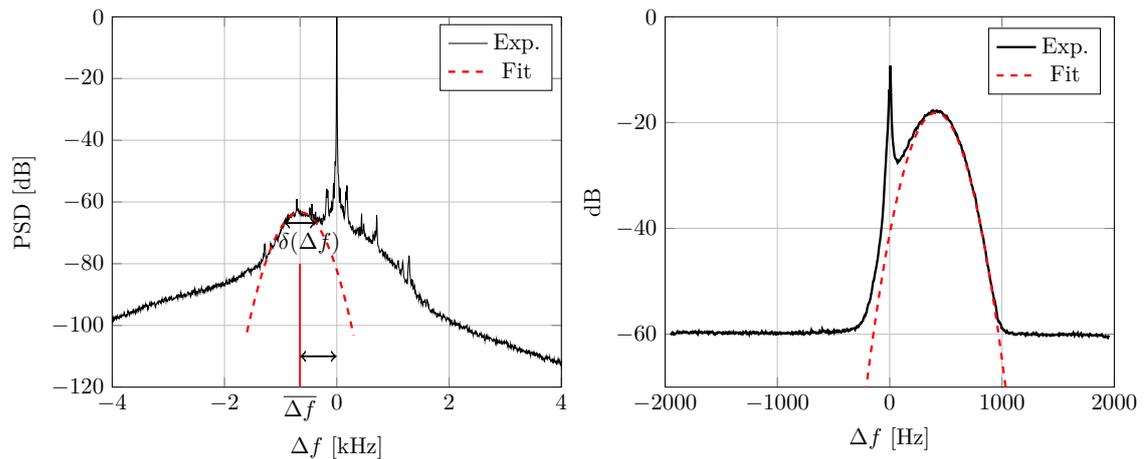


FIGURE 7.13: À gauche : spectre complexe obtenu à $T=2.0\text{ K}$ et $\text{Re}_D \simeq 1.8 \times 10^6$, $f_0 = 292\text{ kHz}$ et $q = 7934\text{ rad m}^{-1}$. À droite : spectre complexe de diffusion obtenus dans un écoulement de type jet à température ambiante (dans la soufflerie du LEGI). $\text{Re}_D \simeq 4 \times 10^5$, $\theta_d = 60^\circ$, $q = 923\text{ rad m}^{-1}$. Le décalage Doppler positif est consistant avec le montage expérimental. Dans les deux cas on peut observer l'interpolation au moindres carrés de la bosse Doppler avec une distribution gaussienne (courbes en tirets).

7.7.3 Modulation du spectre Doppler

L'analyse des spectres de puissance du signal complexe et, ensuite, du spectre de puissance du signal d'amplitude $|z(t)|$ révèle la présence de pics régulièrement espacés et localisés dans la bande de fréquence associée à la bosse Doppler comme montré sur la figure (7.14). On peut observer un espacement en fréquence régulier des pics de l'ordre de 60 Hz pour une fréquence de rotation de la pompe de 10 Hz . Pour comprendre ce phénomène, nous avons tracé l'évolution de cette fréquence en fonction de la fréquence de rotation de la pompe f_p sur la figure (7.15). La figure

3. Dans la suite cette bande d'énergie sera appelée "bosse Doppler".

présente les résultats issus de deux configurations différentes de la ligne d'arbre (c'est à dire sans et avec l'utilisation du réducteur de vitesse). Dans le deux cas et pour toutes les températures du fluide l'ajustement linéaire aux moindres carrés montre un coefficient de proportionnalité de 5.8-6.

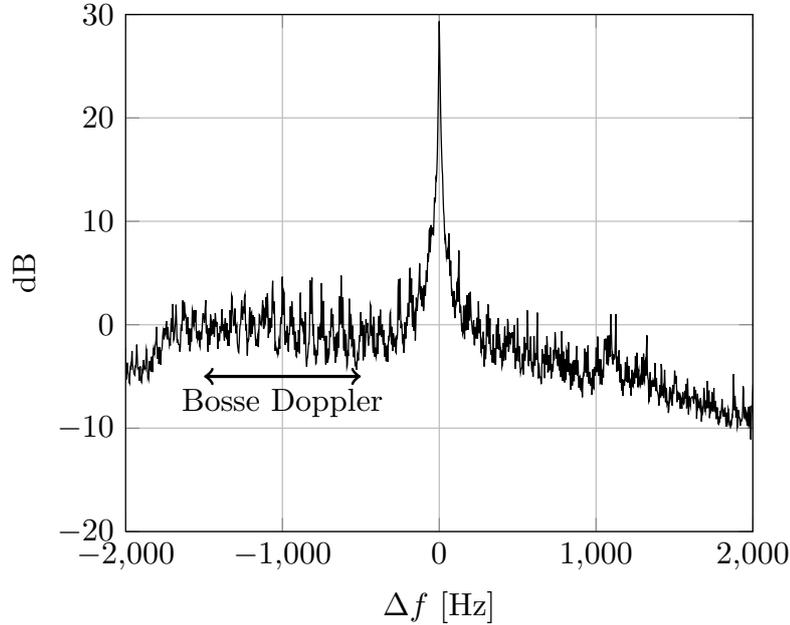


FIGURE 7.14: Zoom de la bosse Doppler. Série de mesure à $f = 233$ kHz soit un vecteur d'onde $q = 1.049 \times 10^4 \text{ rad m}^{-1}$ et $Re_D = 6 \times 10^5$ dans l'He I à 2.3 K.

L'interprétation de ce comportement nous a conduit à l'attribuer soit aux effets de vibration de l'installation, soit à une modulation de l'écoulement par la pompe centrifuge, soit à la réflexion des ondes acoustiques sur les parois de la soufflerie. L'effet Doppler en présence d'une onde acoustique de fréquence f réfléchi par une paroi soumise à un déplacement périodique de fréquence F avec $f \gg F$ a été étudié par [156, 251] en fonction du temps de mesure de la série temporelle. Les auteurs montrent que dans le cas où le temps d'observation est très grand par rapport à F^{-1} le spectre de puissance présente des fréquences à $f \pm nF$ (où n est un nombre entier) par effet de la modulation de phase de l'onde réfléchi (en retrodiffusion). En faisant un parallèle avec l'expériences de [156, 251] dans notre cas le mécanisme à la base des fréquences observées consiste à prendre en considération l'excitation des modes propres du cylindre en acier [56] qui constitue la chambre de test par les vibrations mécaniques à large bande induites par les roulements. Toutefois cette hypothèse ne permet pas d'expliquer la dépendance de la fréquence des pics observés à la fréquence de rotation de la pompe⁴.

Les expériences de diffusion du son par une panache d'air engendré par un fil chauffé de [173] montrent qu'en présence d'un forçage de l'écoulement (réalisé à l'aide d'un piston circulaire qui imposait des fluctuations de pression avec une fréquence contrôlée) le spectre de diffusion complexe présente des pics discrets de fréquences multiples de la fréquence de forçage. Ce résultat nous a amené à prendre en

4. Nous avons utilisé le même argument invoqué pour l'études des modes propres des broches des fils chauds (voir le chapitre 4) : la fréquence du premier mode propre de la cavité, de l'ordre de 1 kHz, est constante.

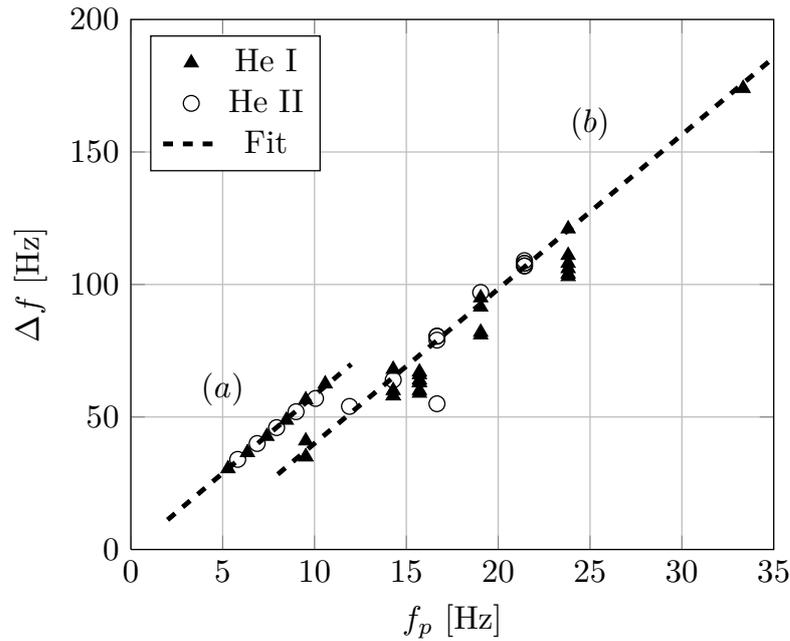


FIGURE 7.15: Evolution de la fréquence de modulation de la bosse Doppler Δf_m en fonction de la fréquence de rotation de la turbine f_p . le cas (a) et (b) correspondent à deux configurations expérimentales avec et sans l'utilisation du réducteur de vitesse dans la ligne d'arbre de la pompe centrifuge, respectivement. La pente de l'ajustement linéaire est de l'ordre de 5.8-6 dans les deux cas.

considération l'existence de fluctuations de la pression dans la boucle dues au fonctionnement de la pompe centrifuge et le forçage de l'écoulement du jet. Nous avons donc mené une série d'essais à température ambiante en positionnant un transducteur différentiel de pression de type KPY-32 au niveau du débitmètre Venturi en utilisant une de ses prises de pression. Aucune fluctuation de la pression à l'intérieur du circuit a été observée. Une série de tests en utilisant les transducteurs acoustiques dans la maquette en plexiglas (voir le chapitre 3) nous a permis d'exclure le phénomène de précession comme la cause de la modulation de la bosse Doppler. De plus, les mesures réalisées à basse température à l'aide des micro-Pitots et des fils chauds ont exclu la possibilité d'un comportement anormal du jet et caractérisé par cette plage de fréquences caractéristiques de l'ordre de la centaine de Hertz.

Le coefficient de la pente de l'ajustement linéaire de la figure (7.15) nous indique que la cause la plus probable est la réflexion des ondes acoustiques par les 6 aubes de la roue centrifuge. Les transducteurs, par effet de la géométrie du montage choisie pour limiter la perturbation de l'écoulement du jet, sont orientés vers la sortie de la chambre de test (voir la figure (7.10)). Une série de mesures purement qualitatives a été réalisée à température ambiante après avoir installé des baffles en carton pour éviter la réflexion des ondes acoustiques contre les aubes sans résultats concluants. Dans le long terme il est envisageable de reprendre en considération le positionnement des transducteurs acoustiques à l'intérieur de la chambre de test en présence d'outils de diagnostic de l'écoulement plus fiables.

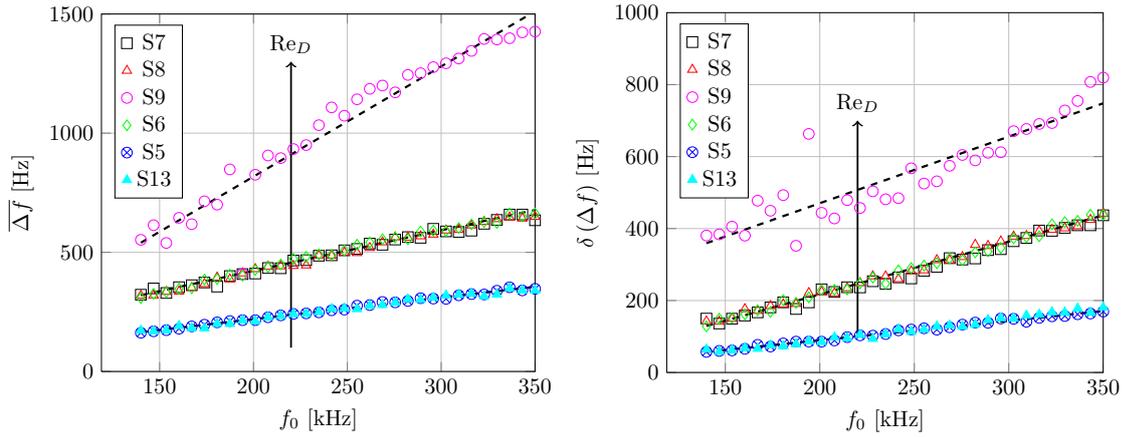


FIGURE 7.16: Evolution de la fréquence Doppler moyenne $\overline{\Delta f}$ (à gauche) et évolution de l'écart-type $\delta(\Delta f)$ en fonction de la fréquence d'émission f_0 (à droite) pour différents nombres de Reynolds et températures de l'écoulement.

7.7.4 Fluctuations de phases du signal diffusé : Vitesse d'advection moyenne et taux de turbulence

7.7.4.1 Décalage Doppler moyen

Les structures vorticitaires qui diffusent l'onde acoustique se déplacent sous l'effet de l'advection par le champ de vitesse turbulent (théorème de Kelvin) \vec{U} . Dans l'hypothèse d'un champ de vorticité gel  (translation uniforme à la vitesse \vec{U}) on peut écrire :

$$\Omega(\vec{x}, t) = \Omega(\vec{x} - \vec{U}t, 0), \quad (7.12)$$

et, par suite (en calculant la Transformée de Fourier spatiale) :

$$\Omega(\vec{q}, t) = \Omega(\vec{q}, 0) e^{i\vec{q} \cdot \vec{U}t}. \quad (7.13)$$

Le signal démodulé a donc une phase qui évolue de façon proportionnelle à $\vec{q} \cdot \vec{U}$ dans le temps (voir la figure (7.11)). Du point de vue spectral le décalage Doppler Δf s'écrit $2\pi\Delta f = \vec{q} \cdot \vec{U}$ (sous hypothèse d'une sélection du vecteur d'onde \vec{q} unique, on peut relier la distribution de l'énergie à chaque fréquence Doppler du spectre de diffusion à la distribution de vitesse). On peut donc mesurer la vitesse moyenne (notée U_d) de l'écoulement qui advecte les structures vorticitaires à partir du décalage moyen du spectre de puissance complexe. La fréquence de décalage Doppler moyen $\overline{\Delta f}$ est mesurée à l'aide d'un ajustement d'une distribution gaussienne aux moindres carrés (d'amplitude A , de moyenne Δf et d'écart-type $\delta(\Delta f)$) en écrivant que :

$$U_d = \frac{2\pi\overline{\Delta f}}{q}, \quad (7.14)$$

7.7.4.2  largissement Doppler

Pour l'estimation, à partir du spectre de diffusion de l'écart-type de la distribution de vitesse, la situation est plus complexe. En effet la largeur de la bosse Doppler est le résultat de plusieurs contributions distinctes qui comprennent [148, 175, 177] :

- La résolution spectrale finie δq .
- L'élargissement spectral lié aux fluctuations spatiales des vitesses d'advection dans le volume de mesure où sont détectées les structures vorticitaires.

Le premier terme est lié principalement aux effets de diffraction (divergence du faisceau) et à la résolution instrumentale de la chaîne de mesure. On peut montrer que cette contribution est indépendante de la fréquence d'émission f_0 . Une estimation de la contribution de la source d'élargissement suppose une connaissance précise du volume de mesure et des profils de la vitesse moyenne et de son écart-type en chaque point de ce volume. Du point de vue expérimental on mesure l'élargissement de la bosse Doppler à partir de l'écart type de la distribution gaussienne $\delta(\Delta f)$. Celui ci nous permet, au premier ordre d'en déduire une estimation de la dispersion statistique des vitesses d'advection à l'intérieur du volume de mesure σ_d :

$$\sigma_d = \frac{2\pi\delta(\Delta f)}{q} \quad (7.15)$$

et ainsi le taux de turbulence est donc $\tau_d = \sigma_d/U_d = \delta(\Delta f)/\overline{\Delta f}$. La figure (7.16) (à gauche) présente l'évolution du décalage en fréquence $\overline{\Delta f}$ en fonction de la fréquence d'émission f_0 pour différentes séries de mesures en He I et He II et pour différents nombres de Reynolds. De façon similaire la figure (7.16) présente (à droite) l'évolution de $\delta(\Delta f)$ en fonction de f_0 . On peut observer l'évolution linéaire de $\overline{\Delta f}$ et de $\delta(\Delta f)$ en fonction de la fréquence d'émission f_0 (c'est à dire du vecteur d'onde q) à nombre de Reynolds Re_D de la soufflerie cryogénique constante.

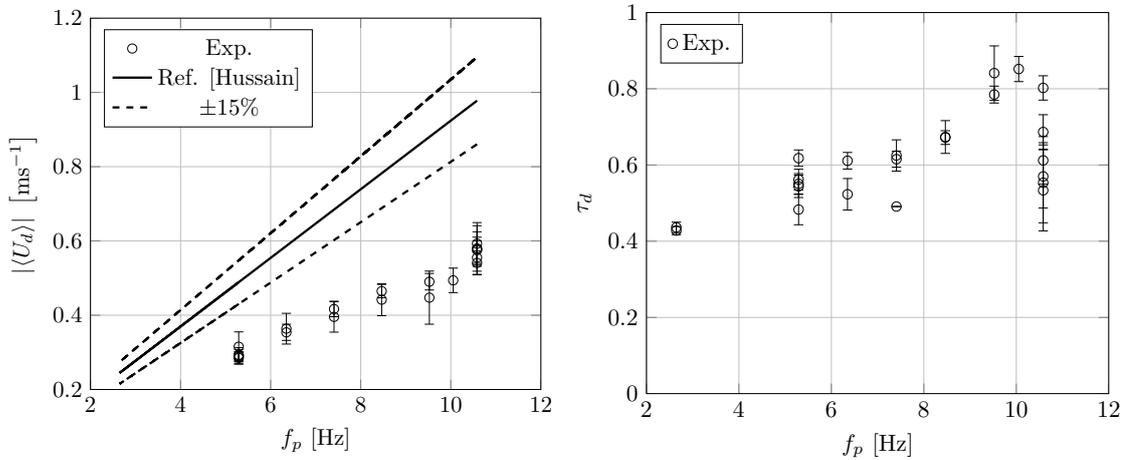


FIGURE 7.17: Evolution de la vitesse Doppler moyenne mesuré par interpolation de la bosse Doppler aux moindres carrés d'une distribution normale en fonction de la fréquence de rotation de la turbine f_p et comparaison avec la vitesse moyenne attendue selon [94] (à gauche) et (à droite) évolution du taux de turbulence τ_d mesuré à l'aide du spectre de diffusion complexe pour les séries de mesure présentés sur le tableau (7.1). On peut remarquer que le taux de turbulence est de l'ordre de 60% et évolue avec le nombre du Reynolds (car $U_j \propto f_p$). Ce comportement est attribué aux inhomogénéités du champ de vitesse dans le volume de mesure qui est caractérisé par une largeur comparable à celle du jet à 30 diamètres en aval de la buse.

À partir de ces données nous avons calculé la vitesse Doppler moyenne et son écart-type en utilisant les équations (7.14) et (7.15). La vitesse Doppler moyenne est tracée sur la figure (7.17) (à gauche) en fonction de la fréquence de rotation de la pompe centrifuge f_p pour l'ensemble des séries de mesure et pour toutes les

températures de l'écoulement confondues (aucune variation significative des vitesses Doppler n'a été observée en fonction de la température dans l'He I et l'He II). Nous présentons ainsi la vitesse moyenne attendue calculée à partir du taux de décroissance de la vitesse moyenne [94] sur l'axe du jet à 30 diamètres en aval de la buse. On peut observer que, du point de vue global, la vitesse moyenne Doppler est deux fois plus faible et que son évolution présente une inflexion entre 8 Hz et 10 Hz.

La figure (7.17) (à droite) présente le taux de turbulence τ_d en fonction de f_p . On peut observer que globalement le taux de turbulence est de l'ordre de 60%, soit deux fois plus élevé par rapport aux écoulements de jet libre classiques. En outre l'évolution de τ_d en fonction de f_p n'est pas compatible avec le fait que le taux de turbulence dans un écoulement de jet est indépendant du nombre de Reynolds (les mesures réalisées à l'aide du fil chaud cryogénique nous en donnent la confirmation).

Le travail de [148] nous montre que la comparaison de la vitesse moyenne au centre du volume de mesure acoustique, mesurée à l'aide d'un fil chaud, et de la vitesse d'advection moyenne issue du décalage Doppler donne lieu à des différences significatives (un écart relatif de l'ordre de 25%) du fait de la taille relative du volume de mesure et du jet.

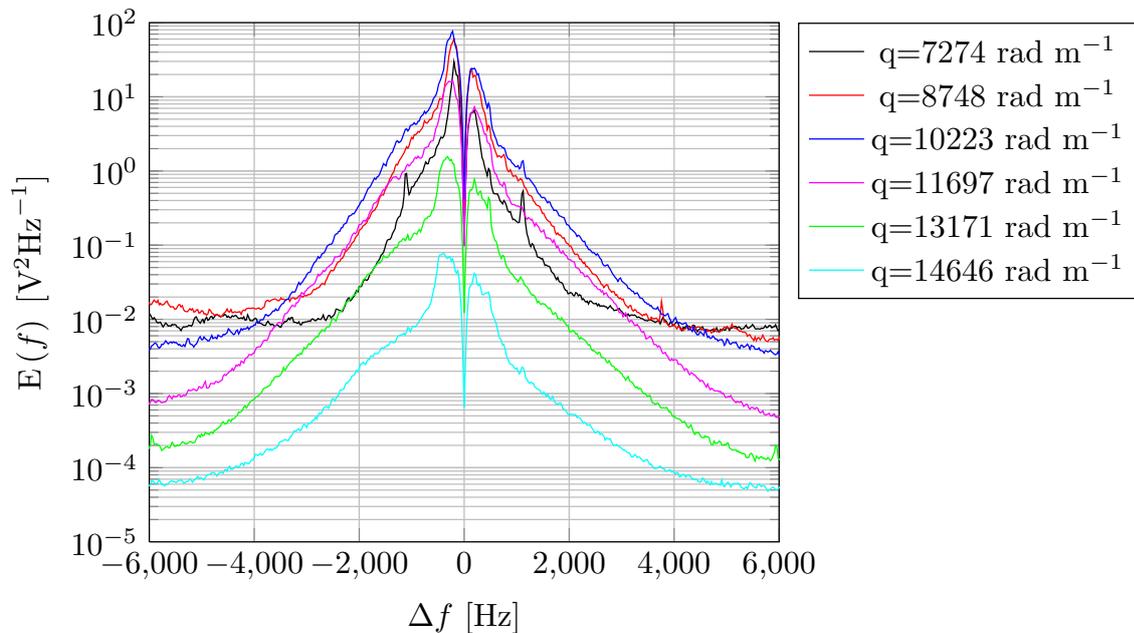


FIGURE 7.18: Spectres de diffusion à Reynolds constante ($Re_D = 1.02 \times 10^6$) en fonction du vecteur d'onde. Série 7.

7.8 “Ailes” à haute fréquence

Les spectres complexes du signal de diffusion obtenus dans la soufflerie HeJet pour tous les nombres de Reynolds présentent la signature d'un phénomène qui a déjà été observé au cours de l'expérience GReC [175]. Une illustration de ce phénomène est montré sur la figure (7.13) : pour des décalages de fréquence (par rapport à la fréquence de l'onde incidente f_0) supérieures à 2 kHz l'intensité diffusée conserve des valeurs qui sont significativement supérieures au bruit de fond. Dans ce domaine de

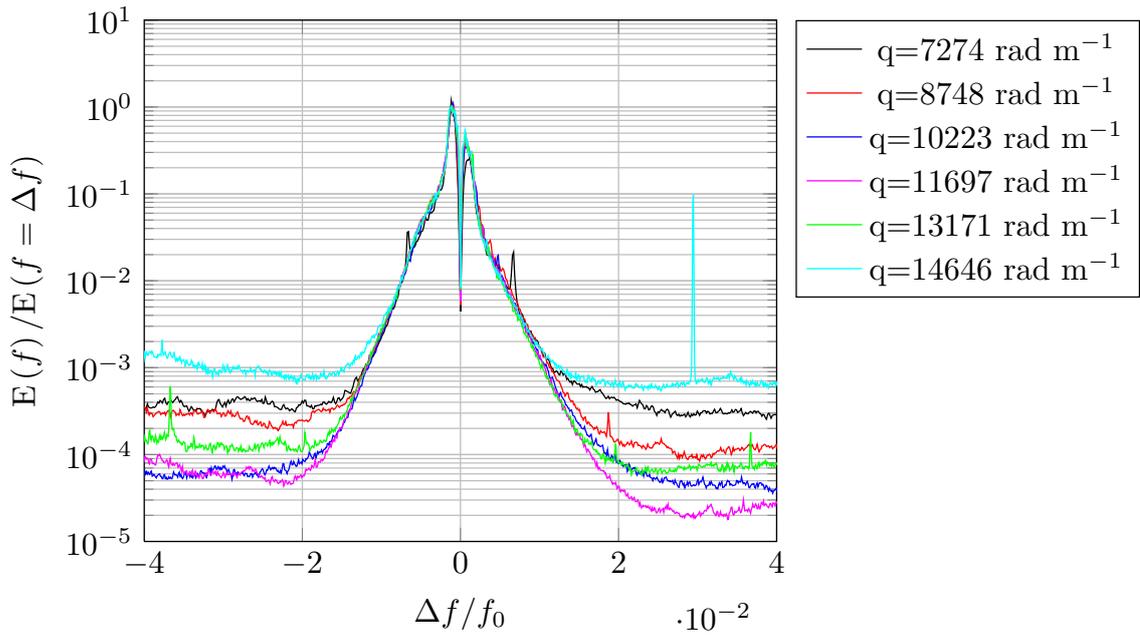


FIGURE 7.19: Spectres de diffusion à Reynolds constant normalisés par f_0 et par le maxima de la bosse Doppler. Le pic central est filtré passe haut à 60 Hz. Série 7.

fréquence la densité spectrale a une forme grossièrement exponentielle. Par ailleurs, ces ailes exponentielle n'apparaissent qu'en présence de l'écoulement.

La figure (7.18) présente les spectres de puissance complexes pour différents vecteurs d'ondes (entre 7300 rad m^{-1} et 14600 rad m^{-1}) obtenus à un nombre de Reynolds constant ($\text{Re}_D \simeq 1.02 \times 10^6$). Le pic central est filtré par un filtre passe-haut avec une fréquence de coupure de 70 Hz pour faciliter l'interprétation. Dans la représentation linéaire-logarithmique, les ailes à haute fréquence se manifestent par une évolution linéaire.

La valeur élevée du décalage de fréquence de ces ailes (de l'ordre de quelques kHz) est incompatible avec un simple effet Doppler qui conduirait à des estimations de vitesse d'un ordre de grandeur (20-30 fois) par rapport à la vitesse d'advection moyenne. On observe cependant sur la figure (7.19) qui reprend les données de la figure précédente dans une représentation où l'axe x est normalisé par la fréquence d'émission f_0 et l'axe y est normalisé par l'amplitude de la bosse Doppler (à Δf) un regroupement de tous les spectres.

Pour analyser les résultats obtenus et les comparer à ceux de [175] nous avons utilisé un ajustement aux moindres carrés des ailes à haute fréquence par la fonction :

$$y = a \exp(b\Delta f). \quad (7.16)$$

La figure (7.20) présente en coordonnées logarithmiques l'évolution du coefficient b en fonction du vecteur d'onde q pour plusieurs nombres de Reynolds de l'écoulement en He I et He II. On peut observer que le temps caractéristique b évolue selon une loi de puissance q^α où $\alpha \simeq -0.9$ est par un ajustement linéaire aux moindres carrés. De plus, ce temps caractéristique b semble évoluer comme Re_D^{-1} . Enfin on remarque que les ailes à haute fréquence (voir Fig. 7.19) sont symétriques non par rapport à la fréquence centrale (c'est à dire à $\Delta f = 0$) mais par rapport à la fréquence Doppler

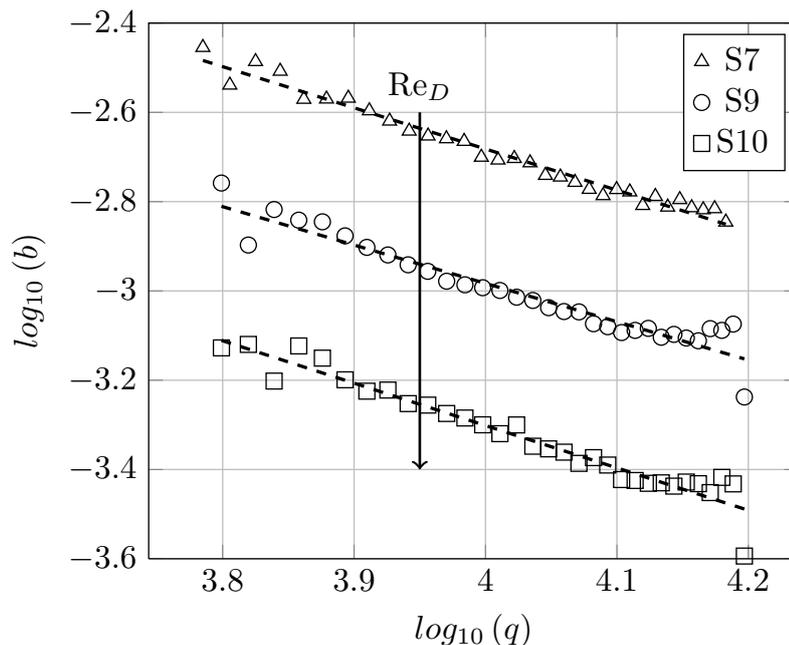


FIGURE 7.20: Evolution du coefficient b en fonction du vecteur d'onde q et du nombre de Reynolds Re_D (qui augmente dans le sens indiqué par la flèche) pour différentes séries de mesures.

de la vitesse d'advection moyenne ($\overline{\Delta f}$). Cette dernière constatation nous amène à conclure que ce temps caractéristique court peut être associé à une dynamique rapide de la distribution de vorticité. En revanche cette dynamique rapide n'est pas observée à plus faibles nombres de Reynolds (jet d'air).

7.9 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté les résultats préliminaires des mesures de diffusion acoustique des modes de Fourier du champ de vorticité à environ 30 diamètres en aval du jet dans une plage des nombres de Reynolds compris entre 7.1×10^5 et 2.8×10^6 et des températures de l'écoulement d'hélium liquide à des températures comprises entre 2.24 K et 1.84 K, soit un rapport ρ_s/ρ qui varie entre 0% et environ 63%.

La chaîne de détection et, en particulier, les transducteurs ont été adaptés au fonctionnement aux basses températures. Les résultats montrent que le spectre de puissance du signal complexe de diffusion présente la signature du décalage Doppler des structures vorticitaires. Un ajustement gaussien nous a permis de mesurer la vitesse moyenne et le taux de turbulence. L'écart observé entre les vitesses Doppler moyennes et les vitesses moyennes attendues sur l'axe (dans l'hypothèse d'un comportement classique du jet axi-symétrique) peuvent s'expliquer par l'effet d'intégration de la statistique de vitesse dans le volume de mesure (la technique de mesure est non locale dans l'espace physique), et imposé par la taille des transducteurs.

Cependant, l'utilisation de la technique de diffusion d'ultrasons à basse température introduit des difficultés supplémentaires pour l'interprétation des données qui sont liées principalement à la configuration de l'installation cryogénique (i.e. bruit mécanique, vibrations de la structure et réflexions multiples à l'intérieur de la chambre de test) et qui peuvent masquer des comportements hydrodynamiques caractéris-

tiques des hauts nombres de Reynolds. De plus, la séparation des transducteurs (et leur taille) se traduit par un fonctionnement en régime de champ proche de la chaîne de détection acoustique dans la plage des fréquences d'émission explorées. Clairement l'augmentation de cette séparation est subordonnée à l'augmentation du diamètre de la chambre de test. Une autre difficulté d'ordre expérimental est liée au positionnement des transducteurs et des effets de perturbation induits sur l'écoulement. Ainsi, les fréquences des pics de modulation de la bosse Doppler observés sont proportionnelles à 6 fois la fréquence de rotation de la turbine centrifuge (équipée avec 6 aubes) ce qui semble suggérer des réflexions sur cette dernière.

Pour plusieurs raisons les résultats obtenus sur la dynamique de la vorticité sont partiels. L'une de ces raisons est liée au domaine limitée des fr equences utilisables qui a permis d'explorer un intervalle d' echelles spatiales restreint (entre 0.4 mm et 1 mm). L'interpr etation des signaux acoustiques est rendue difficile à cause des instabilit es à grande échelle du jet et de l'absence d'une caract erisation compl ete de celles ci.

Chapitre 8

Conclusions

Cette thèse avait les objectifs ambitieux d’apporter une contribution expérimentale à l’étude de la statistique du champ de vitesse et de vorticité de la turbulence développée à très haut nombre de Reynolds et à l’étude de la turbulence quantique d’un écoulement d’hélium superfluide de type jet à l’aide de la technique d’anémométrie à fil chaud et de la technique de diffusion acoustique pour la mesure d’une composante de Fourier du champ de vorticité mises en œuvre dans une soufflerie cryogénique de nouvelle conception (jet liquide obtenu par entrainement inertiel).

La première partie du travail expérimental était concentrée sur le développement, la conception mécanique et la mise à point, en collaboration avec Philippe Charvin, du moyen d’essai, c’est à dire la soufflerie cryogénique pressurisée à boucle fermée HeJet. Les résultats de l’étalonnage montrent que les performances de l’installation en He I (pression de fonctionnement maximale de 5×10^5 Pa, un nombre de Reynolds Re_D maximal de 4×10^6 et Re_λ de 2600) et en He II (températures comprises entre 2.3 K et 1.7 K soit un rapport ρ_s/ρ maximal de environ 70%) permettent d’affirmer que la soufflerie est un véritable instrument de recherche en turbulence classique qui permet de faire le lien en termes de nombre de Reynolds accessible entre les souffleries de recherche (i.e. le jet du LEGI) et les plus grosses installations cryogéniques (i.e. GReC et GReC II).

La marge d’amélioration est encore importante. Dans l’immédiat il serait possible d’augmenter d’un facteur 2 le nombre de Reynolds Re_λ par l’élimination du réducteur de vitesse de la ligne d’arbre. Dans une perspective à long terme, avec une série d’améliorations graduelles qui consistent à adapter la roue de la pompe centrifuge et le corps de la pompe aux points de fonctionnement, l’utilisation d’une pompe bi-étagée, la mise en place d’un passage étanche rotatif amélioré (l’utilisation de transmissions ferro-fluidiques) et l’augmentation de la capacité de pompage du bain de refroidissement (i.e. en utilisant une pompe de type “roots” en série avec le groupe de pompage primaire actuel) une augmentation significative du Reynolds Re_λ , de la stabilité thermique et du rapport ρ_s/ρ sont envisageables.

La caractérisation de l’écoulement à montré que, par effet du confinement latéral du jet à l’intérieur de la chambre de test, un phénomène instationnaire de précession/battement à grande échelle peut se mettre en place et modifier significativement les propriétés statistiques de l’écoulement. Ce comportement indésirable a été mis en évidence et caractérisé afin de trouver une solution technique capable de stabiliser le jet. La solution retenue consiste à positionner une grille en aval du jet. Cette dernière ainsi qu’une nouvelle buse à profil polynomial de 5 mm de diamètre

permet de positionner les capteurs dans l'écoulement à 60 diamètres en aval.

La mise au point et l'adaptation, en collaboration avec Jean-Paul Moro, de la technique d'anémométrie à fil chaud métallique en Pt-Rh aux basses températures s'est déroulée dans une première phase de caractérisation électrique de l'alliage à la température de l'hélium liquide suivie par l'intégration du fil dans un corps de sonde. Des affinements successifs ont concerné l'analyse des modes de vibration des broches des sondes et la procédure de fabrication des fils. Ces affinements ont permis d'utiliser des fils de $1.3\ \mu\text{m}$ et de $0.6\ \mu\text{m}$ et ainsi d'augmenter la dynamique exploitable du signal de vitesse.

Le fil chaud métallique à fort taux de surchauffe nous a permis d'obtenir les premières mesures dans l'hélium liquide à une température de 2.3 K à des nombres de Reynolds Re_λ compris entre 640 et 2680. Les résultats obtenus sont encourageants et montrent que les échelles caractéristiques de l'écoulement et la statistique du champ de vitesse au premier et au deuxième ordre sont en accord avec les résultats obtenus à des Reynolds plus faibles à température ambiante. Les spectres de vitesse longitudinale obtenus révèlent le début d'un comportement en loi de puissance $k^{-5/3}$ sur presque deux décades. En particulier l'analyse de la statistique de la distribution de probabilité des incréments de vitesse à l'aide de la skewness et de la flatness nous donne un bon accord avec les prédictions des modèles issus du formalisme multifractal dans le domaine inertiel. Les valeurs des exposants des fonctions de structure des incréments de vitesse longitudinaux sont en accord avec les mesures expérimentales disponibles dans la littérature avec une incertitude de l'ordre de 3%. La qualité de ces résultats nous fournit un véritable point de départ pour l'étude comparative de la turbulence quantique.

Les mesures réalisées en He II en utilisant les fils chauds métalliques dans une plage de températures comprises entre 1.78 K et 2.11 K révèlent des comportements significativement différents dont l'interprétation est encore en cours.

Les tensions obtenues en sortie de l'anémomètre en écoulement turbulent d'He II indiquent un comportement incompatible avec une loi d'échange classique. L'analyse des spectres de puissance du signal de tension montrent un comportement à grande échelle suivi d'une loi de puissance $f^{-5/3}$ compatible avec un processus de cascade à la Kolmogorov. On observe une déviation systématique à ce comportement en loi d'échelles à une fréquence inférieure de la fréquence de coupure de l'anémomètre.

L'analyse de la skewness, de la flatness et de la fonction de structure d'ordre 3 du signal nous a permis d'observer un comportement similaire à celui observé en He I, à grande échelle. Aux petites échelles à partir desquelles un écart à la loi de puissance $f^{-5/3}$ est mesurée on observe un changement de signe de la fonction de structure d'ordre 3 des incréments de vitesse. En effet, en turbulence tridimensionnelle classique ce signe est toujours négatif dans le domaine inertiel et résulte de l'existence d'une cascade d'énergie des grandes vers les petites échelles. Nous avons constaté, par ailleurs, que le signe positif de la fonction de structure d'ordre 3 est présent même en absence de l'écoulement. Nous n'avons pas à ce jour une explication qui peut justifier un tel comportement. Des expériences systématiques dans un écoulement laminaire seront nécessaires afin de comprendre dans quelle mesure la turbulence est impliquée dans ce phénomène.

Bibliographie

- [1] R. B. Abernethy and J. W. Thompson. *Uncertainty in gas turbine measurements*. U.S. Air Force AEDC Technical Library, February 1973. AEDC-TR-73-5.
- [2] R. J. Adrian, R. E. Johnson, Jones B. G., Merati P., and A. T.-C. Tung. Aerodynamic disturbances of hot-wire probes and directional sensitivity. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 17(1) :62, 1984.
- [3] G. R. Ahmed and M. M. Yovanovich. Experimental study of forced convection from isothermal circular and square cylinders and toroids. *Trasnsactions of the ASME*, 119, 1997.
- [4] J. F. Allen. Superfluidity - the fountain effect. *Nature*, 141 :243–244, 1938.
- [5] W.M. Van Alphen, G.J. Van Haasteren, R. De Bruyn Ouboter, and K.W. Taconis. The dependence of the critical velocity of the superfluid on channel diameter and film thickness. *Physics Letters*, 20(5) :474 – 475, 1966.
- [6] A. C. Anderson, J. T. Folinsbee, and W. L. Johnson. Measurement and control of thermal radiation below 6 k. *Journal of Low Temperature Physics*, 5 :591–605, 1971. 10.1007/BF00628187.
- [7] F. Anselmet, R.A. Antonia, and L. Danaila. Turbulent flows and intermittency in laboratory experiments. *Planetary and Space Science*, 49(12) :1177 – 1191, 2001. <ce :title>Nonlinear Dynamics and Fraactals in Space</ce :title>.
- [8] F. Anselmet, Y. Gagne, E. J. Hopfinger, and R. A. Antonia. High-order velocity structure functions in turbulent shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 140 :63–89, 1984.
- [9] G. Antonini and J. P. Pain. Les isolants thermiques aux basses températures. *Revue de Physique Appliquée*, 23(11) :1755–1760, 1988.
- [10] J. W. Arblaster. the thermodynamic properties of platinum on ITS-90. *Platinum Metals Rev.*, 38(3) :119–125, 1994.
- [11] K. R. Atkins. *Liquid Helium*. Cambridge University Press, 1959.
- [12] William Baerg and W. H. Schwarz. Measurements of the scattering of sound from turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 39(6) :1125–1132, 1966.
- [13] Sean C. C. Bailey, Gary J. Unkel, Marcu Hultmark, Margit Vallikivi, Jeffrey P. Hill, Karl A. Meyer, Candice Tsay, Craig B. Arnold, and Alexander J. Smits. Turbulence measurements using a nanoscale thermal anemometry probe. *Journal of Fluid Mechanics*, 663 :160–179, 2010.
- [14] C. Bailly and G. Comte-Bellot. *Turbulence*. CNRS editions, 2003.

- [15] Per Bak, Chao Tang, and Kurt Wiesenfeld. Self-organized criticality : An explanation of the $1/f$ noise. *Phys. Rev. Lett.*, 59 :381–384, Jul 1987.
- [16] Per Bak, Chao Tang, and Kurt Wiesenfeld. Self-organized criticality. *Phys. Rev. A*, 38 :364–374, Jul 1988.
- [17] S. Balibar. The Discovery of Superfluidity. *Journal of Low Temperature Physics*, 146 :441–470, March 2007.
- [18] Carlo F. Barenghi, Chris J. Swanson, and Russell J. Donnelly. Emerging issues in helium turbulence. *Journal of Low Temperature Physics*, 100 :385–413, 1995. 10.1007/BF00751517.
- [19] C. Baudet, S. Ciliberto, and J. F. Pinton. Spectral analysis of the von kármán flow using ultrasound scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :193–195, Jul 1991.
- [20] Christophe Baudet, Olivier Michel, and William J. Williams. Detection of coherent vorticity structures using time-scale resolved acoustic spectroscopy. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 128(1) :1 – 17, 1999.
- [21] B. Baudouy, M. Takeda, and S. W. Van Sciver. Hydraulic characterization of centrifugal pumps in He I near saturated conditions. *Cryogenics*, 38(7) :737 – 742, 1998.
- [22] F. Belin, P. Tabeling, and H. Willaime. Exponents of the structure functions in a low temperature helium experiment. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 93(1–2) :52 – 63, 1996.
- [23] J. H. Bell and R. D. Mehta. Contraction design for small low-speed wind tunnel. Nasa CR-182747, Joint Institute for Aeronautics ad Acustics, April 1988.
- [24] Herbert E. Bennett. The manipulation of wollaston wire. *Journal of Scientific Instruments*, 19(11) :pp. 168–169, 1942.
- [25] R. Benzi, S. Ciliberto, R. Tripicciono, C. Baudet, F. Massaioli, and S. Succi. Extended self-similarity in turbulent flows. *Phys. Rev. E*, 48 :R29–R32, Jul 1993.
- [26] R. L. Berger and J. T. Bowen. A generalized theory for the design of contraction cones and other low-speed ducts. Nasa TN D-6962, NASA, November 1972.
- [27] S. A. Berger and L .S. Talbot, L .and Yao. Flow in curved pipes. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 15(1) :461–512, 1983.
- [28] P. R. Bevington. *Data Reduction and Error Analysis for The Physical Sciences*. McGraw-Hill Companies, 1992.
- [29] C.H. Birzer, P.A.M. Kalt, and G.J. Nathan. The influences of jet precession on near field particle distributions. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(3) :288 – 296, 2009.
- [30] R. F. Boehm, Domoto G. A., and C. L. Tien. Predictions of the total emissivity of metals at cryogenic temperatures. Technical Report NASA-CR-73264, TS-68-5, NASA, 1968.
- [31] Wouter J. T. Bos, Laurent Chevillard, Julian F. Scott, and Robert Rubinstein. Reynolds number effect on the velocity increment skewness in isotropic turbulence. *Physics of Fluids*, 24(1) :015108, 2012.

- [32] J. Boussinesq. *Essai sur la théorie des eaux courantes*, volume 23. Acad. Sci. Paris, 1877.
- [33] P. Burattini, R. A. Antonia, and L. Danaila. Similarity in the far field of a turbulent round jet. *Physics of Fluids*, 17(2) :025101, 2005.
- [34] G Buresti and N R Di Cocco. Hot-wire measurement procedures and their appraisal through a simulation technique. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 20(1) :87, 1987.
- [35] Wyngaard J. C. and S. F. Clifford. Taylor’s hypothesis and high–frequency turbulence spectra. *J. Atmos. Sci.*, 34 :922–929, 1977.
- [36] J D Cameron, S C Morris, S Bailey, and A J Smits. Effects of hot-wire length on the measurement of turbulent spectra in anisotropic flows. *Measurement Science and Technology*, 21(10) :105407, 2010.
- [37] L. M. B. C. Campos. The spectral broadening of sound by turbulent shear layers. part 1. the transmission of sound through turbulent shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 89(04) :723–749, 1978.
- [38] L. M. B. C. Campos. The spectral broadening of sound by turbulent shear layers. part 2. the spectral broadening of sound and aircraft noise. *Journal of Fluid Mechanics*, 89(04) :751–783, 1978.
- [39] R. Camussi, C. Baudet, R. Benzi, and S. Ciliberto. Statistical uncertainty in the analysis of structure functions in turbulence. *Phys. Rev. E*, 54 :R3098–R3101, Oct 1996.
- [40] B. Castaing. The temperature of turbulent flows. *J. Phys. II France*, 6(1) :105–114, 1996.
- [41] B. Castaing, B. Chabaud, and B. Hebral. Hot wire anemometer operating at cryogenic temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 63(9) :4167–4173, 1992.
- [42] F. Caupin and S. Balibar. Cavitation pressure in liquid helium. *Phys. Rev. B.*, 64(6) :064507, August 2001.
- [43] B. Chabaud. *Etude de la turbulence dans un jet d’hélium gazeux à basse température*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 1992.
- [44] F. H. Champagne. The fine-scale structure of the turbulent velocity field. *Journal of Fluid Mechanics*, 86(01) :67–108, 1978.
- [45] F. H. Champagne and C. A. Sleicher. Turbulence measurements with inclined hot-wires part 2. hot-wire response equations. *Journal of Fluid Mechanics*, 28(01) :177–182, 1967.
- [46] F. H. Champagne, C. A. Sleicher, and O. H. Wehrmann. Turbulence measurements with inclined hot-wires part 1. heat transfer experiments with inclined hot-wire. *Journal of Fluid Mechanics*, 28(01) :153–175, 1967.
- [47] O. Chanal. *Towards dissipative scales in a gaseous Helium jet at low temperature*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, 1998.
- [48] O. Chanal, B. Baguenard, O. Bethoux, and B. Chabaud. Micronic-size cryogenic thermometer for turbulence measurements. *Review of Scientific Instruments*, 68(6) :2442–2446, 1997.

- [49] L. Chevillard, B. Castaing, A. Arneodo, E. Leveque, J.-F. Pinton, and S. Roux. A phenomenological theory of Eulerian and Lagrangian velocity fluctuations in turbulent flows. *ArXiv e-prints*, December 2011.
- [50] L. Chevillard, B. Castaing, and E. Lévêque. On the rapid increase of intermittency in the near-dissipation range of fully developed turbulence. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 45 :561–567, 2005. 10.1140/epjb/e2005-00214-4.
- [51] L. Chevillard, B. Castaing, E. Lévêque, and A. Arneodo. Unified multifractal description of velocity increments statistics in turbulence : Intermittency and skewness. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 218(1) :77 – 82, 2006.
- [52] L. Chevillard, N. Mazellier, C. Poulain, Y. Gagne, and C. Baudet. Statistics of fourier modes of velocity and vorticity in turbulent flows : Intermittency and long-range correlations. *Phys. Rev. Lett.*, 95(20) :200203, Nov 2005.
- [53] G Comte-Bellot. Hot-wire anemometry. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 8(1) :209–231, 1976.
- [54] R. R. Conte. *Éléments de cryogénie*. Masson and C., 1970.
- [55] Stanley Corrsin. *Extended applications of the hotwire anemometer. Investigations of the flow in round, turbulent jets*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1947.
- [56] L. Dai, T. Yang, W. L. Li, J. Du and G. Jin. Dynamic Analysis of Circular Cylindrical Shells With General Boundary Conditions Using Modified Fourier Series Method. *Journal of Vibration and Acoustics*, 134 :41004, 2012.
- [57] L. Danaila, F. Anselmet, T. Zhou, and R. A. Antonia. A generalization of yaglom’s equation which accounts for the large-scale forcing in heated decaying turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 391 :359–372, 1999.
- [58] H. Darcy. *Recherches expérimentales relatives au mouvement de l’eau dans les tuyaux*. Mallet-Bachelier, 1857.
- [59] P. Diribarne. *Développement d’anémomètres pour l’étude de la turbulence cryogénique*. PhD thesis, Univeristé Joseph Fourier, 2006.
- [60] P. Diribarne, J. Salort, C. Baudet, B. Belier, B. Castaing, L. Chevillard, F. Daviaud, S. David, B. Dubrulle, Y. Gagne, A. Girard, B. Rousset, P. Tabeling, P.Thibault, H. Willaime, and P.-E. Roche. TSF Experiment for comparision of high Reynold’s number turbulence in He I and He II : First results. In B. Eckhardt, editor, *Advances in Turbulence XII 12th EUROMECH European Turbulence Conference*, volume 132 of *Springer Proceedings in Physics*, pages 701–704, Marburg Germany, 2009. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [61] Russell J Donnelly. Cryogenic fluid dynamics. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 11(40) :7783, 1999.
- [62] T. Dudok de Wit. Can high-order moments be meaningfully estimated from experimental turbulence measurements? *Phys. Rev. E*, 70 :055302, Nov 2004.
- [63] D. Duri, C. Baudet, P. Charvin, J. Virone, B. Rousset, J.-M. Poncet, and P. Diribarne. Liquid helium inertial jet for comparative study of classical and quantum turbulence. *Review of Scientific Instruments*, 82 :115109, November 2011.

- [64] P. Dutta and P. M. Horn. Low-frequency fluctuations in solids : $\frac{1}{f}$ noise. *Rev. Mod. Phys.*, 53 :497–516, Jul 1981.
- [65] J. C. Elicer-Cortés and C. Baudet. Ultrasound scattering from a turbulent round thermal pure plume. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 18(4) :271 – 281, 1998.
- [66] J.C. Elicer-Cortés, J. Fuentes, A. Valencia, and C. Baudet. Experimental study of transition to turbulence of a round thermal plume by ultrasound scattering. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 20(3–4) :137 – 149, 2000.
- [67] J.C. Elicer-Cortés, A. Navia, D. Boyer, M. Pavageau, and R.H. Hernández. Experimental determination of preferred instability modes in a mechanically excited thermal plume by ultrasound scattering. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 30(4) :355 – 365, 2006.
- [68] J. W. Elsner, P. P Domagala, and W. Elsner. Effect of finite spatial resolution of hot-wire anemometry on measurements of turbulence energy dissipation. *Measurement Science and Technology*, 4(4) :517, 1993.
- [69] G. Falkovich and Sreenivasan K. R. Lessons from hydrodynamic turbulence. *Physics Today*, 43, April 2006.
- [70] R.P. Feynman. Application of quantum mechanics to liquid helium. volume 1 of *Progress in Low Temperature Physics*, chapter 2, pages 17 – 53. Elsevier, 1955.
- [71] F. R. Fickett. Properties of nonsuperconducting technical solids at low temperatures : An update. Technical report, 1975.
- [72] L. M. Fingerson. Thermal anemometry, current state, and future directions. *Review of Scientific Instruments*, 65(2) :285–300, 1994.
- [73] Ross Freeman, Frank Blatt, and Jack Bass. The resistivity of fine platinum wires. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 9 :271–282, 1969. 10.1007/BF02422571.
- [74] U. Frisch. *Turbulence, The Legacy of A. N. Kolmogorov*. Cambridge University Press, 1995.
- [75] Uriel Frisch, Pierre-Louis Sulem, and Mark Nelkin. A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 87(04) :719–736, 1978.
- [76] W. K. George. The self-preservation of turbulent flows and its relation to initial conditions and coherent structures. *Recent Advances in Turbulence*, 1989.
- [77] M. Germano. On the effect of torsion on a helical pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 125 :1–8, 1982.
- [78] M. Germano and M. S. Oggiano. Potential flow in helical pipes. *Meccanica*, 22 :8–13, 1987.
- [79] C. H. Gibson and W. H. Schwarz. The universal equilibrium spectra of turbulent velocity and scalar fields. *Journal of Fluid Mechanics*, 16(03) :365–384, 1963.
- [80] E. Gledzer. On the Taylor hypothesis corrections for measured energy spectra of turbulence. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 104(2) :163 – 183, 1997.

- [81] R. Goldstein. *Fluids mechanics measurements*. CRC Press, 2 edition, 1996.
- [82] C.J. Gorter and J.H. Mellink. On the irreversible processes in liquid helium ii. *Physica*, 15(3,Äì4) :285 – 304, 1949.
- [83] H. L. Grant, R. W. Stewart, and A. Moilliet. Turbulence spectra from a tidal channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 12(02) :241–268, 1962.
- [84] Allan Griffin. New light on the intriguing history of superfluidity in liquid 4 he. *Journal of Physics : Condensed Matter*, 21(16) :164220, 2009.
- [85] Johan Groth and Arne V. Johansson. Turbulence reduction by screens. *Journal of Fluid Mechanics*, 197 :139–155, 1988.
- [86] B. Guo, T.A.G. Langrish, and D. F. Fletcher. Time-dependent simulation of turbulent flows in axisymmetric sudden expansions. In *13th Australasian Fluid Mechanics Conference, Monash University, Melbourne, Australia*, 1998.
- [87] Guyon, E. Hydrodynamique et effets de taille dans l'hélium superfluide. *J. Phys. Colloques*, 31 :C3–17–C3–27, 1970.
- [88] Y. Hayamizu, K. Yamamoto, S. Yanase, and To.and Morita S. Hyakutake, To.and Shinohara. Experimental study of the flow in helical circular pipes : Torsion effect on the flow velocity and turbulence. *Journal of Thermal Science*, 17 :193–198, 2008. 10.1007/s11630-008-0193-8.
- [89] S.J. Hill, G.J. Nathan, and R.E. Luxton. Precession and axial flows following a sudden expansion in a axisymmetric nozzle. In *11th Australasian Fluid Mechanics Conference, The University of Tasmania, Hobart, Australia*, 1992.
- [90] S.J. Hill, G.J. Nathan, and R.E. Luxton. Precession in axisymmetric confined jets. In *12th Australasian Fluid Mechanics Conference, The University of Sydney, Australia*, 1995.
- [91] C. Hoa and R. Goncalves. Etalonnage des venturis helios. Technical Report 31, CEA-G/INAC/SBT, 2010. SBT/CT/10-31.
- [92] Norden E. Huang, Zheng Shen, Steven R. Long, Manli C. Wu, Hsing H. Shih, Quanan Zheng, Nai-Chyuan Yen, Chi Chao Tung, and Henry H. Liu. The empirical mode decomposition and the hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 454(1971) :903–995, 1998.
- [93] Norden E Huang, Man-Li C Wu, Steven R Long, Samuel S.P Shen, Wendong Qu, Per Gloersen, and Kuang L Fan. A confidence limit for the empirical mode decomposition and hilbert spectral analysis. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 459(2037) :2317–2345, 2003.
- [94] Hussein J. Hussein, Steven P. Capp, and William K. George. Velocity measurements in a high-reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric, turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 258 :31–75, 1994.
- [95] J.G. Weisend II et al. *Handbook of cryogenic engineering*. Taylor and Francis, 1998.
- [96] J.-F. Imbert. *Analyse des structures par elements finis*. Cepadues Editions, 1995.

- [97] T. Ishii and M. Murakami. Comparison of cavitation flows in he i and he ii. *Cryogenics*, 43(9) :507 – 514, 2003.
- [98] J.-F. Pinton and R. Labbé. Correction to the taylor hypothesis in swirling flows. *J. Phys. II France*, 4(9) :1461–1468, 1994.
- [99] H. Kahalerras, Y. Malecot, Y. Gagne, and B. Castaing. Intermittency and reynolds number. *Physics of Fluids*, 10(4) :910–921, 1998.
- [100] H. C. Kao. Torsion effect on fully developed flow in a helical pipe. *Journal of Fluid Mechanics*, 184 :335–356, 1987.
- [101] H. Katheder and M. Susser. Discharge coefficient of a classical venturi tube for measuring liquid helium flow. *Cryogenics*, 29(11) :1067 – 1069, 1989.
- [102] W.H. Keesom and P.H. Keesom. On the viscosity of liquid helium in the neighbourhood of the lambda-point. *Physica*, 8(1) :65 – 66, 1941.
- [103] R. M. Kelso. A mechanism for jet precession in axisymmetric sudden expansions. In *Proceedings of the fourteenth Australasian Fluid Mechanics Conference, 9-14 December, 2001 / B.B. Dally (ed.) : pp.829-832*, 2001.
- [104] R. M. Kelso, T. T. Lim, and A. E. Perry. A novel flying hot-wire system. *Experiments in Fluids*, 16 :181–186, 1994. 10.1007/BF00206537.
- [105] M. K. Khan, K. A. MacKenzie, and H. H. Bruun. The effects of blockage correction in hot-wire probe calibration facilities. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 20(8) :1031, 1987.
- [106] R. A. Kilgore, M. J. Goodyear, J. B. Adcock, and E. E. Davemport. The crogenic wind-tunnel concept for high Reynolds number testing. Technical note D-7762, NASA, 1974.
- [107] A. N. Kolmogorov. Dissipation of energy in isotropic turbulence. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 32 :19–21, 1941.
- [108] A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 30 :299–303, 1941. Reprinted by The Royal Society.
- [109] A. N. Kolmogorov. On the degeneration of isotropic turbulence in an incompressible viscous fluid. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 31 :538–541, 1941.
- [110] A. N. Kolmogorov. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 13(01) :82–85, 1962.
- [111] M. S. Korman and R. T. Beyer. The scattering of sound by turbulence in water. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 67(6) :1980–1987, 1980.
- [112] Murray S. Korman and Robert T. Beyer. Nonlinear scattering of crossed ultrasonic beams in the presence of turbulence in water. i : Experiment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 84(1) :339–349, 1988.
- [113] Murray S. Korman and Robert T. Beyer. Nonlinear scattering of crossed ultrasonic beams in the presence of turbulence in water. ii : Theory. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 85(2) :611–620, 1989.
- [114] G. Kozlov, G. Grek, A. Sorokin, and Yu. Litvinenko. Influence of initial conditions at the nozzle exit on the structure of round jet. *Thermophysics and Aeromechanics*, 15 :55–68, 2008. 10.1134/S0869864308010046.

- [115] Robert H. Kraichnan. The scattering of sound in a turbulent medium. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 25(6) :1096–1104, 1953.
- [116] Y.W. Kwon and H. Bang. *The finite element method using Matlab*. CRC Press, London, 1997.
- [117] R. Labbe, C. Baudet, and G. Bustamante. Experimental evidence of accelerated energy transfer in turbulence. *Physical Review E : Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, pages 1539–3755/2007/75(1), 2007.
- [118] L. Landau and E. Lifshitz. *Fluid Mechanics*, volume 6 of *Course in Theoretical Physics*. Pergamon Press, 2nd edition, 1987.
- [119] L. D. Landau. The theory of superfluidity of helium ii. *J. Phys. USSR*, 5, 1941.
- [120] P.L. Lawing, R.A. Kilgore, and P. D. McGuire. Cryogenic wind tunnels for high Reynolds number testing. Technical Memorandum TM-87743, NASA, May 1986.
- [121] E M Laws and J L Livesey. Flow through screens. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 10(1) :247–266, 1978.
- [122] I Lekakis. Calibration and signal interpretation for single and multiple hot-wire/hot-film probes. *Measurement Science and Technology*, 7(10) :1313, 1996.
- [123] Gregory S. Lewis and Harry L. Swinney. Velocity structure functions, scaling, and transitions in high-reynolds-number couette-taylor flow. *Phys. Rev. E*, 59 :5457–5467, May 1999.
- [124] J. D. Li. An investigation on the length to diameter ratio of hot wire filament in turbulence measurements. In *14th Australasian Fluid Mechanics Conferenc*. Adelaide University, Adelaide, December 2001.
- [125] J D Li. Dynamic response of constant temperature hot-wire systems under various perturbations. *Measurement Science and Technology*, 17(10) :2665, 2006.
- [126] J D Li, B J McKeon, W Jiang, J F Morrison, and A J Smits. The response of hot wires in high reynolds-number turbulent pipe flow. *Measurement Science and Technology*, 15(5) :789, 2004.
- [127] Y. Li and A. Naguib. An oscillating hot-wire technique for resolving the magnitude and direction of velocity measurements using single hot-wire sensors. *Experiments in Fluids*, 34 :597–606, 2003. 10.1007/s00348-003-0596-y.
- [128] P. M. Ligrani. Subminiature hot-wire sensor construction. Technical report, Naval Postgraduate School, Monterey California, November 1984.
- [129] P M Ligrani and P Bradshaw. Subminiature hot-wire sensors : development and use. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 20(3) :323, 1987.
- [130] P M Ligrani, R V Westphal, and F R Lemos. Fabrication and testing of subminiature multi-sensor hot-wire probes. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 22(4) :262, 1989.
- [131] F. London. The λ -phenomenon of liquid helium and the bose-einstein degeneracy. *Nature*, 141, 1938.
- [132] P. R. Ludtke, D. E. Daney, and W. G. Steward. Performance of a small centrifugal pump in He I and He II. In R. W. Fast, editor, *Advances in Cryogenic Engineering. Volume 33*, volume 33, pages 515–524, 1988.

- [133] J. L. Lumley. Interpretation of time spectra measured in high-intensity shear flows. *Physics of Fluids*, 8(6) :1056–1062, 1965.
- [134] Fernando Lund and Cristian Rojas. Ultrasound as a probe of turbulence. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 37(1-3) :508 – 514, 1989.
- [135] Fernando Lund and Victor Steinberg. Scattering of second sound waves by quantum vorticity. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :1102–1105, Aug 1995.
- [136] Thomas S. Lundgren. Kolmogorov two-thirds law by matched asymptotic expansion. *Physics of Fluids*, 14(2) :638–642, 2002.
- [137] Thomas S. Lundgren. Kolmogorov turbulence by matched asymptotic expansions. *Physics of Fluids*, 15(4) :1074–1081, 2003.
- [138] R.E. Luxton and G.J. Nathan. A precessing asymmetric flow field in an abruptly expanding axi-symmetric duct. In *10th Australasian Fluid Mechanics Conference, The University of Melbourne, Australia*, 1989.
- [139] Victor S. L’vov, Sergei V. Nazarenko, and Oleksii Rudenko. Bottleneck crossover between classical and quantum superfluid turbulence. *Phys. Rev. B*, 76(2) :024520, Jul 2007.
- [140] J. C. Macfarlane. The use of rhodium-platinum for precise low-temperature resistors. *Platinum Metals Rev.*, 23(4) :150–152, October 1979.
- [141] Y. Malécot. *Intermittence en turbulence 3D : statistique de la vitesse et de la vorticit e*. PhD thesis, Universit e JosephFourier-Grenoble I, 1998.
- [142] Y. Mal cot, C. Auriault, H. Kahalerras, Y. Gagne, O. Chanal, B. Chabaud, and B. Castaing. A statistical estimator of turbulence intermittency in physical and numerical experiments. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 16 :549–561, 2000. 10.1007/s100510070216.
- [143] S. Manneville, J. H. Robres, A. Maurel, P. Petitjeans, and M. Fink. Vortex dynamics investigation using an acoustic technique. *Physics of Fluids*, 11(11) :3380–3389, 1999.
- [144] Sébastien Manneville, Philippe Roux, Micka el Tanter, Agn s Maurel, Mathias Fink, Frédéric Bottausci, and Philippe Petitjeans. Scattering of sound by a vorticity filament : an experimental and numerical investigation. *Phys. Rev. E*, 63 :036607, Feb 2001.
- [145] G. B. Mardion. Le bains stratifi s non satur s. le bain roubeau et le bain claudet. Note SBT 443/77, CEA-G/INAC/SBT, 1977.
- [146] A. Maurel, P. Ern, B. J. A. Zielinska, and J. E. Wesfreid. Experimental study of self-sustained oscillations in a confined jet. *Phys. Rev. E*, 54 :3643–3651, Oct 1996.
- [147] J. Maurer and P. Tabeling. Local investigation of superfluid turbulence. *EPL (Europhysics Letters)*, 43(1) :29, 1998.
- [148] N. Mazellier. *Dynamique spatio-temporelle du champ de vorticit e en turbulence : mesures par corr elation acoustique dynamique*. PhD thesis, Universit e Joseph Fourier-Grenoble I, 2005.
- [149] Charles Meneveau and K. R. Sreenivasan. The multifractal nature of turbulent energy dissipation. *Journal of Fluid Mechanics*, 224 :429–484, 1991.

- [150] J. Mi, G.J. Nathan, and R.E. Luxton. Mixing characteristics of a flapping jet from a self-exciting nozzle. *Flow, Turbulence and Combustion*, 67 :1–23, 2001. 10.1023/A :1013544019463.
- [151] J. Mi, G.J. Nathan, and C.Y. Wong. The influence of inlet flow condition on the frequency of self-excited jet precession. *Journal of Fluids and Structures*, 22(1) :129 – 133, 2006.
- [152] Chih ming Ho and Leslie S. G. Kovasznay. Propagation of a coherent acoustic wave through a turbulent shear flow. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 60(1) :40–45, 1976.
- [153] F. Moisy. *Etude expérimentale des fluctuations de vitesse, de température et de pression en turbulence développée*. PhD thesis, Université Paris 6, 2000.
- [154] A. S. Monin and A. M. Yaglom. *Statistical fluid mechanics*. MIT Press, 1971.
- [155] A. Moulin, M. Gaster, C. Woodburn, J. Barnes, and M. Welland. A directionally sensitive hot-wire anemometer. *Experiments in Fluids*, 22 :458–462, 1997. 10.1007/s003480050072.
- [156] N. Mujica, R. Wunenburger, and S. Fauve. Scattering of a sound wave by a vibrating surface. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 33 :209–213, 2003. 10.1140/epjb/e2003-00158-7.
- [157] V. Musilova, P. Hanzelka, T. Kralik, and A. Srnka. Low temperature radiative properties of materials used in cryogenics. *Cryogenics*, 45(8) :529 – 536, 2005.
- [158] J. F. Muzy, E. Bacry, and A. Arneodo. Wavelets and multifractal formalism for singular signals : Application to turbulence data. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :3515–3518, Dec 1991.
- [159] A. Naert. *Turbulence dans un jet d’hélium à basse température*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble, 1995.
- [160] G. J. Nathan, S. J. Hill, and R. E. Luxton. An axisymmetric nozzle to generate jet precession. *Journal of Fluid Mechanics*, 370 :347–380, 1998.
- [161] S. K. Nemirovskii and W. Fiszdon. Chaotic quantized vortices and hydrodynamic processes in superfluid helium. *Rev. Mod. Phys.*, 67(1) :37–84, Jan 1995.
- [162] J. Niemela and K. Sreenivasan. The use of cryogenic helium for classical turbulence : Promises and hurdles. *Journal of Low Temperature Physics*, 143 :163–212, 2006. 10.1007/s10909-006-9221-9.
- [163] P. A. O’Gorman and D. I. Pullin. On modal time correlations of turbulent velocity and scalar fields. *Journal of Turbulence*, page N35, 2004.
- [164] L. Onsager. Statistical hydrodynamics. *Nuovo Cimento*, 6 :261, 1949.
- [165] S. Orhan, N. Akturk, and V. Celik. Vibration monitoring for defect diagnosis of rolling element bearings as a predictive maintenance tool : Comprehensive case studies. *NDT-E International*, 39(4) :293 – 298, 2006.
- [166] N. R. Panchapakesan and J. L. Lumley. Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. part 1. air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 246 :197–223, 1993.
- [167] A. E. Perry and G. L. Morrison. Vibration of hot-wire anemometer filaments. *Journal of Fluid Mechanics*, 50(04) :815–825, 1971.

- [168] A E Perry and G L Morrison. Errors caused by hot-wire filament vibration. *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, 5(10) :1004, 1972.
- [169] Tim Persoons, Ad Hoefnagels, and Eric Van den Bulck. Calibration of an oscillating hot-wire anemometer for bidirectional velocity measurements. *Experiments in Fluids*, 40 :555–567, 2006. 10.1007/s00348-005-0095-4.
- [170] S. Pietropinto. *High cryogenic Reynolds experiment : GReC*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2002.
- [171] S. Pietropinto, C. Poulain, C. Baudet, B. Castaing, B. Chabaud, Y. Gagne, B. Hébral, Y. Ladam, P. Lebrun, O. Pirotte, and P. Roche. Superconducting instrumentation for high reynolds turbulence experiments with low temperature gaseous helium. *Physica C : Superconductivity*, 386 :512 – 516, 2003. Proceedings of the topical conference of the International Cryogenic Materials Conference (ICMC 2002). Superconductors for Practical Applications.
- [172] Jean-François Pinton and Guillaume Brillant. Sound and vorticity interactions : transmission and scattering. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 18 :413–433, 2005. 10.1007/s00162-004-0150-4.
- [173] Pinton, J. F., Laroche, C., Fauve, S., and Baudet, C. Ultrasound scattering by buoyancy driven flows. *J. Phys. II France*, 3(6) :767–773, 1993.
- [174] S. Pope. *Turbulent flows*. 2000.
- [175] C. Poulain. *Turbulence dans l'espace de Fourier : Mesures de vorticit é par diffusion acoustique*. PhD thesis, Université de Grenoble I-Joseph Fourier, 2003.
- [176] C. Poulain, N. Mazellier, L. Chevillard, Y. Gagne, and C. Baudet. Dynamics of spatial fourier modes in turbulence. *Eur. Phys. J. B*, 53(2) :219–224, 2006.
- [177] C. Poulain, N. Mazellier, P. Gervais, Y. Gagne, and C. Baudet. Spectral vorticity and lagrangian velocity measurements in turbulent jets. *Flow, Turbulence and Combustion*, 72 :245–271, 2004.
- [178] I. L. Povkh. Elements of experimental apparatus. grids and lattices, convergent channels, bends and deflections. Nasa TT F-14-832, NASA, 1973. Translation of : "Aerodinamicheskii Eksperiment v Mashinostroyenii", Mashinostroyeniye Press, Moscow, 1965. Chapter V "Elementy Eksperimental'nykh ustanovok. Setki i reshetki, konfuzor, kolena i povoroty", pp. 137-172.
- [179] Alexander Praskovsky and Steven Oncley. Measurements of the kolmogorov constant and intermittency exponent at very high reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 6(9) :2886–2888, 1994.
- [180] Itamar Procaccia and K.R. Sreenivasan. The state of the art in hydrodynamic turbulence : Past successes and future challenges. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 237(14-17) :2167 – 2183, 2008. Euler Equations : 250 Years On - Proceedings of an international conference.
- [181] F. R. Lemos R. V. Westphal, P. M. Ligrani. Development of subminiature multi-sensor hot-wire probes. Technical Memorandum 100052, NASA, March 1988.
- [182] M.J Reader-Harris, W.C Brunton, J.J Gibson, D Hodges, and I.G Nicholson. Discharge coefficients of venturi tubes with standard and non-standard

- convergent angles. *Flow Measurement and Instrumentation*, 12(2) :135 – 145, 2001.
- [183] A. Revuelta, A. L. Sánchez, and N. Lian. Confined axisymmetric laminar jets with large expansion ratios. *Journal of Fluid Mechanics*, 456 :319–352, 2002.
- [184] A. Revuelta, A. L. Sánchez, and N. Lian. Confined swirling jets with large expansion ratios. *Journal of Fluid Mechanics*, 508 :89–98, 2004.
- [185] O. Reynolds. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 174 :935–982, 1883.
- [186] Osborne Reynolds. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. (A.)*, 186 :123–164, 1895.
- [187] L. F. Richardson. The supply of energy from and to atmospheric eddies. *Proc. Roy. Soc.*, A97 :354, 1922.
- [188] O. Richardson. Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 110 :709–737, 1926.
- [189] G. Rilling, P. Flandrin, and P. Gonçalves. On empirical mode decomposition and its algorithms. In *Proceedings of the 6th IEEE/EURASIP Workshop on Nonlinear Signal and Image Processing (NSIP '03)*, Grado, Italy, 2003.
- [190] P.-E. Roche and C. F. Barenghi. Vortex spectrum in superfluid turbulence : Interpretation of a recent experiment. *EPL (Europhysics Letters)*, 81(3) :36002, 2008.
- [191] P.-E. Roche, P. Diribarne, T. Didelot, O. Français, L. Rousseau, and H. Willaime. vortex density spectrum of quantum turbulence. *EPL (Europhysics Letters)*, 77(6) :66002, 2007.
- [192] A. Roshko. On the development of turbulent wakes from vortex streets. Technical Report Report 1191, National Advisory Committee for Aeronautics, 1954.
- [193] B. Rousset, C. Baudet, M. Bon Mardion, B. Castaing, D. Communal, F. Daviaud, Pantxo Diribarne, B. Dubrulle, A. Forgeas, Y. Gagne, A. Girard, Bernard Hébral, Philippe-Emmanuel Roche, P. Roussel, and Pierre Thibault. TSF experiment for comparison of high Reynolds number turbulence in both He I and He II : First results. In *Advances in cryogenic engineering CEC ICMC*, volume 53A and 53B of *Book Series : AIP conference proceedings*, page 633, Chattanooga France, 2008. Amer. Inst. Physics.
- [194] Bernard Rousset. Transferts thermiques dans l'hélium liquide stagnant. Note Interne 9743-18, CEA-G/INAC/SBT, 1998.
- [195] L.G. Rubin. Cryogenic thermometry : a review of progress since 1982. *Cryogenics*, 37(7) :341 – 356, 1997.
- [196] J. Salort. *Quantum turbulence versus Classical turbulence*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [197] J. Salort, C. Baudet, B. Castaing, B. Chabaud, F. Daviaud, T. Didelot, P. Diribarne, B. Dubrulle, Y. Gagne, F. Gauthier, A. Girard, B. Hébral, B. Rousset,

- P. Thibault, and P.-E. Roche. Turbulent velocity spectra in superfluid flows. *Physics of Fluids*, 22(12) :125102, 2010.
- [198] J. Salort, B. Chabaud, E. Léveque, and P.-E. Roche. Energy cascade and the four-fifths law in superfluid turbulence. *EPL (Europhysics Letters)*, 97(3) :34006, 2012.
- [199] J. Salort, P.-E. Roche, and E. Leveque. Mesoscale equipartition of kinetic energy in quantum turbulence. *EPL (Europhysics Letters)*, 94(2) :24001, 2011.
- [200] T. Sanada and V. Shanmugasundaram. Random sweeping effect in isotropic numerical turbulence. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 4(6) :1245–1250, 1992.
- [201] A. Sato, M. Maeda, T. Dantsuka, and M. Yuyama and Y. Kamioka. Temperature dependence of the Goerter-Mellink exponent m measured in a channel containing He II. *Advances in cryogenic engineering : transactions of the cryogenic engineering conference*, 51, 2006.
- [202] J. Schedvin, G. R. Stegen, and C. H. Gibson. Universal similarity at high grid Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 65(03) :561–579, 1974.
- [203] G. B. Schubauer, W. G. Spangenberg, and P. S. Klebanoff. Aerodynamic characteristics of damping screens. Technical note 2001, National Advisory Committee for Aeronautics, January 1950.
- [204] S. W. Von Sciver. *Helium Cryogenics*. Springer-Verlag, 2012.
- [205] S.W. Van Sciver, D.S. Holmes, X. Huang, and J.G. Weisend II. He II flowmetering. *Cryogenics*, 31(2) :75 – 86, 1991.
- [206] J. S. Shah and D. M. Brookbanks. Resistance ratio and purification of platinum. *Platinum Metals Rev.*, 16(3) :94–100, October 1972.
- [207] A. G. Shashkov, T. N. Abramenko, and V. I. Aleinikova. Determination of the true thermal conductivities of helium and nitrogen at atmospheric pressure and temperatures from the normal boiling points to 6700 K. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 49 :818–827, 1985. 10.1007/BF01276525.
- [208] Zhen-Su She and Emmanuel Leveque. Universal scaling laws in fully developed turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 72 :336–339, Jan 1994.
- [209] R. A. Sherlock and D. O. Edwards. Oscillating superleak second sound transducers. *Review of Scientific Instruments*, 41(11) :1603–1609, 1970.
- [210] Michael R. Smith, Russell J. Donnelly, Nigel Goldenfeld, and W. F. Vinen. Decay of vorticity in homogeneous turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 71(16) :2583–2586, Oct 1993.
- [211] K. R. Sreenivasan. Fluid turbulence. *Reviews of Modern Physics*, 71, 1999.
- [212] K. R. Sreenivasan and b. Dhruva. Is there scaling in high-Reynolds-number turbulence? *Prog. Theo. Phys.*, Suppl. 130 :103–120,, 1998.
- [213] K. R. Sreenivasan and R. J. Donnelly. Role of cryogenic helium in classical fluid dynamics : Basic research and model testing. 37 :239 – 276, 2001.
- [214] K. R. Sreenivasan, S. I. Vainshtein, R. Bhiladvala, I. San Gil, S. Chen, and N. Cao. Asymmetry of velocity increments in fully developed turbulence and the scaling of low-order moments. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :1488–1491, Aug 1996.

- [215] Katepalli R. Sreenivasan. On the universality of the kolmogorov constant. *Physics of Fluids*, 7(11) :2778–2784, 1995.
- [216] Adrian Daniel Staicu. *Intermittency in turbulence*. PhD thesis, University of Technology Eindhoven, 2002.
- [217] P.C. Stainback and K.A. Nagabushana. Review of hot-wire anemometry techniques and the range of their applicability for various flows. *Electronic Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, 2002.
- [218] Steven R. Stalp, Joseph J. Niemela, and Russell J. Donnelly. Effective kinematic viscosity of turbulence in superfluid 4he. *Physica B : Condensed Matter*, 284–288, Part 1(0) :75 – 76, 2000.
- [219] W.G. Steward. Centrifugal pump for superfluid helium. *Cryogenics*, 26(2) :97 – 102, 1986. Helium Transfer in Space Workshop.
- [220] R. G. Stewart and R. P. Huebener. Deviations from matthiessen’s rule in dilute gold and platinum alloys. *Phys. Rev. B*, 1 :3323–3338, Apr 1970.
- [221] G. Stolovitzky, K. R. Sreenivasan, and A. Juneja. Scaling functions and scaling exponents in turbulence. *Phys. Rev. E*, 48 :R3217–R3220, Nov 1993.
- [222] C. J. Swanson, S. C. Hall, and R. J. Donnelly. Measurement devices for cryogenic turbulence research. *Cryogenics*, 41(5–6) :341 – 345, 2001.
- [223] P. Tabeling, G. Zocchi, F. Belin, J. Maurer, and H. Willaime. Probability density functions, skewness, and flatness in large reynolds number turbulence. *Phys. Rev. E*, 53 :1613–1621, Feb 1996.
- [224] M. Tadina and M. Boltcar. Improved 2D model of a ball bearing for the simulation of vibrations due to faults during run-up. *Journal of Physics : Conference Series*, 305(1) :012033, 2011.
- [225] H. Tennekes. *A First Course in Turbulence*. MIT Press, 1972.
- [226] H. Tennekes and J. C. Wyngaard. The intermittent small-scale structure of turbulence : data-processing hazards. *Journal of Fluid Mechanics*, 55(01) :93–103, 1972.
- [227] L. Tisza. The λ -transition explained. *Nature*, 141 :643–644, 1938.
- [228] L. Tisza. Theory of liquid helium. Technical report 39, Massachusetts Institute of Technology, May 1947.
- [229] O F Turan, S E Semercigil, and G Chukkapalli. Effect of structural vibrations on hot-wire probe response. *Measurement Science and Technology*, 4(12) :1416, 1993.
- [230] M. van Dyke. *An album of fluid motion*. Parabolic Press, 1982.
- [231] N. B. Vargaftik and L. V. Yakush. Temperature dependence of thermal conductivity of helium. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 32 :530–532, 1977. 10.1007/BF00860600.
- [232] W. F. Vinen. Mutual friction in a heat current in liquid helium ii. i. experiments on steady heat currents. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 240(1220) :114–127, 1957.
- [233] W. F. Vinen. Mutual friction in a heat current in liquid helium ii. ii. experiments on transient effects. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 240(1220) :128–143, 1957.

- [234] W. F. Vinen. Mutual friction in a heat current in liquid helium ii. iii. theory of the mutual friction. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 242(1231) :493–515, 1957.
- [235] W. F. Vinen. Mutual friction in a heat current in liquid helium ii. iv. critical heat currents in wide channels. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 243(1234) :400–413, 1958.
- [236] W. F. Vinen. Classical character of turbulence in a quantum liquid. *Phys. Rev. B*, 61(2) :1410–1420, Jan 2000.
- [237] W. F. Vinen and J. J. Niemela. Quantum turbulence. *Journal of Low Temperature Physics*, 128 :167–231, 2002. 10.1023/A :1019695418590.
- [238] E. von Lavante and J. Yao. Numerical investigation of turbulent swirling flows in axisymmetric internal flow configurations. *Flow Measurement and Instrumentation*, (0) :-, 2011.
- [239] S. I. Voropayev, X. Sanchez, C. Nath, S. Webb, and H. J. S. Fernando. Evolution of a confined turbulent jet in a long cylindrical cavity : Homogeneous fluids. *Physics of Fluids*, 23(11) :115106, 2011.
- [240] J. M. Wallace. Methods of measuring vorticity in turbulent flows. *Experiments in Fluids*, 4 :61–71, 1986. 10.1007/BF00266561.
- [241] C. Y. Wang. On the low-reynolds-number flow in a helical pipe. *Journal of Fluid Mechanics*, 108 :185–194, 1981.
- [242] S. Webb and Ian Castro. Axisymmetric jets impinging on porous walls. *Experiments in Fluids*, 40 :951–961, 2006.
- [243] J. G. Weisend and S. W. van Sciver. Characterization of a centrifugal pump in He II. In R. W. Fast, editor, *Advances in Cryogenic Engineering. Volume 33*, volume 33, pages 507–514, 1988.
- [244] M. B. Weissman. $\frac{1}{f}$ noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter. *Rev. Mod. Phys.*, 60 :537–571, Apr 1988.
- [245] C. M. White, Adonios K. N., and K. R. Sreenivasan. High-reynolds-number turbulence in small apparatus : grid turbulence in cryogenic liquids. *Journal of Fluid Mechanics*, 452 :189–197, 2002.
- [246] Michael Wilczek, Anton Daitche, and Rudolf Friedrich. On the velocity distribution in homogeneous isotropic turbulence : correlations and deviations from gaussianity. *Journal of Fluid Mechanics*, 676 :191–217, 2011.
- [247] J. O. Wilhelm, A. D. Misener, and A. R. Clark. The viscosity of liquid helium. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences*, 151(873) :342–347, 1935.
- [248] William W. Willmarth and Lalit K. Sharma. Study of turbulent structure with hot wires smaller than the viscous length. *Journal of Fluid Mechanics*, 142 :121–149, 1984.
- [249] C.Y. Wong, R.M. Kelso, and G.J. Nathan. The external flow structure of a naturally precessing fluidic jets. In *15th Australasian Fluid Mechanics Conference, University of Sydney, Sydney, Australia*, 2004.

- [250] C.Y. Wong, P.V. Lanspeary, G.J. Nathan, R.M. Kelso, and T O'Doherty. Phase-averaged velocity in a fluidic precessing jet nozzle and in its near external field. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27(5) :515 – 524, 2003. 14th Australasian Fluid Mechanics Conference.
- [251] Regis Wunenburger, Nicolas Mujica, and Stephan Fauve. Experimental study of the doppler shift generated by a vibrating scatterer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(2) :507–514, 2004.
- [252] I. Wygnanski and H. Fiedler. Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 38(03) :577–612, 1969.
- [253] T. Xu and S. W. Van Sciver. Particle image velocimetry measurements of the velocity profile in He II forced flow. *Physics of Fluids*, 19(7) :071703, 2007.
- [254] K. Yamamoto, T. Akita, H. Ikeuchi, and Y. Kita. Experimental study of the flow in a helical circular tube. *Fluid Dynamics Research*, 16(4) :237 – 249, 1995.
- [255] K. Yamamoto, S. Yanase, and R. Jiang. Stability of the flow in a helical tube. *Fluid Dynamics Research*, 22(3) :153 – 170, 1998.
- [256] R. Yan and R.X. Gao. Hilbert-Huang transform-based vibration signal analysis for machine health monitoring. *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, 55(6) :2320 –2329, dec. 2006.
- [257] C. J. Yeager and S. S. Courts. A review of cryogenic thermometry and common temperature sensors. *Sensors Journal, IEEE*, 1(4) :352 –360, dec 2001.
- [258] P. K. Yeung and Ye Zhou. Universality of the kolmogorov constant in numerical simulations of turbulence. *Phys. Rev. E*, 56 :1746–1752, Aug 1997.
- [259] Mark V. Zagarola and Alexander J. Smits. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 373 :33–79, 1998.
- [260] P. Zhang, Y.J. Chen, X.J. Ren, A.B. Wu, and Y. Zhao. Thermal conductivity measurement of the epoxies and composite material for low temperature superconducting magnet design. *Cryogenics*, 51(9) :534 – 540, 2011.
- [261] Y Zhu and R A Antonia. The spatial resolution of hot-wire arrays for the measurement of small-scale turbulence. *Measurement Science and Technology*, 7(10) :1349, 1996.