INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

THESE

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Institut National Polytechnique de Grenoble

Discipline : Energétique Physique

présentée et soutenue publiquement par

CHANAL Olivier

le 27 février 1998

Vers les échelles dissipatives dans un jet d'Hélium gazeux à basse température

Directeur de thèse : Prof. B. Castaing

JURY

M. G. Cognet :	Président
M. F. Anselmet :	rapporteur
M. D. Mailly :	rapporteur
M. A. Ravex :	examinateur
M. B. Castaing :	examinateur
M. B. Chabaud :	examinateur

Thèse préparée au sein du
Centre de Recherches sur les Très Basses Températures,
laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
C.N.R.S., 25 avenue des Martyrs, B.P. 166, 38042 Grenoble Cedex 9

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Pierre Monceau de m'avoir accueilli au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures durant ces trois années.

Je remercie les membres du jury qui m'ont décerné le grade de docteur, avec un surplus que je ne méritais sûrement pas, à commencer par Gérard Cognet qui a bien voulu présider, ainsi que Dominique Mailly et Fabien Anselmet qui ont accepté la tache ingrate d'être rapporteur de ce mémoire et qui m'ont fait part très rapidement de leurs remarques constructives. Enfin, Alain Ravex qui non seulement ma soutenu mais en plus trouvé un post doc au CEA.

Je remercie particulièrement Bernard Hébral, actuel directeur, pour avoir précipité ma démission d'un poste de technico-commercial (des plus palpitant !) pour commencer cette thèse. Il a su me faire profiter de son expérience et me prodiguer de nombreux conseils en tant que cryogéniste. J'ai pu finir ma thèse dans de bonnes conditions financières, ce qui est fort appréciable, et continuer sur ce sujet en attente d'un post doc. Enfin, et surtout, il a toujours été présent pour me soutenir et m'encourager sans jamais douter de moi (ce qui n'était pas mon cas) et sans lui, je n'aurai sûrement pas commencé cette thèse.

Evidemment je remercie Bernard Castaing qui, chaque fois que son emploi du temps le lui permettait, n'a pas ménagé sa peine pour tenter de m'expliquer, souvent plusieurs fois, les différents modèles de turbulence ainsi que bien d'autres sujets. Grâce à lui, j'ai appris que la recherche scientifique demande la plus grande rigueur et qu'il faut sans cesse se remettre en question.

Je tiens à remercier tout particulièrement Benoit Chabaud qui m'a aidé tout au long de ces 3 ans ainsi que durant mon stage de DEA alors qu'il rédigeait sa thèse. Il a su me faire profiter de son expérience et de son goût pour le travail (trop) bien fait. J'ai beaucoup appris à ses cotés bien que je sois encore loin de son efficacité.

Je remercie également Xavier Chavanne, en thèse avec moi, pour son aide et les nombreuses pauses "thé" qui nous ont permis de décompresser régulièrement, ainsi que l'ensemble des stagiaires qui nous ont rejoint (Philippe, Thomas, Sylvain, Caroline, ...) pour leur bonne humeur, et les thésards du laboratoire (Agnès, Loic, Yves, Anthony, ...) pour l'ambiance lors des nombreux pots et autres soirées.

Je tiens à remercier toutes les personnes du CRTBT qui m'ont permis de réaliser cette thèse dans de bonnes conditions et plus particulièrement M. Faure et Bret, du service électronique, qui ont passé de longues heures sur notre manipe et sans qui aucune mesure n'aurait pu être réalisée. Alain Benoit pour la mise au point du convertisseur analogique/numérique et Laurent Puech pour ses nombreux conseils sur l'utilisation (pas toujours évidente !) du programme Manip. J'ai une pensée particulière envers Georges Battuz pour sa gentillesse et son dévouement et Olivier Béthoux pour les (longues) heures de discussion que nous avons eues sur des sujets aussi variés que la migration des amas d'Or dans une matrice de Germanium ou l'histoire des "touffus", peuplade préhistorique.

Un grand merci à Nathalie pour toute son aide et Danièle pour avoir su déchiffrer et mettre au propre une partie de ma thèse ainsi que corriger les (nombreuses) fautes de grammaire.

Table des matières

Nomenclature **9**

I Présentation générale **11**
I.1 Motivations théoriques et expérimentales 11
I.1.1 Contexte théorique 11
I.1.2 Motivations expérimentales 14
I.1.3 Détermination des grandeurs d'un écoulement 16
I.2 Situation début 95 17
I.2.1 Montage expérimental 18
I.2.1.1 Le cryostat 18
I.2.1.2 La chambre d'expérience 19
I.2.1.3 Paramètres de contrôle 21
I.2.2 Le détecteur de vitesse 22
I.2.3 Limitations rencontrées 23
I.2.3.1 L'expérience 23
I.2.3.2 Le détecteur de vitesse 24

II Le détecteur Au Ge **27**
II.1 Performances souhaitées 27
II.1.1 Forts nombres de Reynolds et petites dimensions 27
II.1.2 Un détecteur polyvalent 27
II.2 Choix d'une technologie 28
II.2.1 Détecteur supraconducteur PbIn 28
II.2.2 Détecteur "carbone" 29
II.2.2.1 Fibre de carbone 29
II.2.2.2 Dépôt de carbone 31
II.2.3 Détecteurs AuGe 32
II.3 Développement 34
II.3.1 Le support 34
II.3.2 Dépôts et recuits 38
II.3.2.1 Comportement de l'alliage Au-Ge 38
II.3.2.2 Dépôt Au-Ge 39
II.3.2.3 Recuit 39
II.3.2.4 Dépôt Ag-Au 42
II.3.2.5 Reproductibilité 43
II.3.2.6 Détecteur employé 44
II.4 Modélisation du comportement en anémomètre 45
II.4.1 Calcul statique : régime permanent 46
II.4.1.1 Equation d'équilibre 46
II.4.1.2 Résolution dans le cas où les résistances sont constantes 47

II.4.1.3 Résolution numérique pour des résistances non constantes.....48
II.4.2 Calcul dynamique : résolution spatiale.....54
II.4.2.1 Principe.....54
II.4.2.2 Résolution spatiale des détecteurs Au-Ge.....56
II.4.3 Régime transitoire : résolution temporelle.....57
II.4.3.1 Modification de l'équation de base.....57
II.4.3.2 Principe du calcul d'évolution des profils de température.....58
II.4.3.3 Evolution des profils de température.....59
II.4.3.4 Détermination du temps de réponse.....59
II.4.3.5 Temps de réponse des détecteurs Au-Ge.....60
II.4.4 Apports de la simulation.....61

III Appareillages et mesures.....63
III.1 Electronique de mesure.....63
III.1.1 Principe de fonctionnement.....63
III.1.2 Point de fonctionnement.....66
III.2 Améliorations apportées à l'expérience.....67
III.2.1 Remplacement des fils de mesure.....67
III.2.2 Système de déplacement des détecteurs.....67
III.2.2.1 Motivations.....67
III.2.2.2 Réalisation.....68
III.2.2.3 Court-circuit mécanique.....69
III.3 Caractéristique dynamique.....70
III.4 Acquisition des données.....71
III.4.1 Analyseur de spectres HP 3562A.....72
III.4.2 Convertisseur analogique/numérique.....72
III.4.3 Stockage des données.....72
III.5 Régulation en température de l'électronique.....73

IV Etalonnage et enregistrements.....75
IV.1 Procédure expérimentale.....75
IV.1.1 Etablissement d'un écoulement à un Reynolds donné.....75
IV.1.1.1 Ecoulements à faible pression.....75
IV.1.1.2 Ecoulements à la pression atmosphérique.....76
IV.1.2 Etalonnage des débitmètres.....77
IV.1.3 Etalonnage des thermomètres carbones.....79
IV.1.4 Conditions de stabilité.....80
IV.1.5 Mesures.....80
IV.2 Enregistrements.....83
IV.3 Etalonnage tension/vitesse.....84
IV.4 Nouvelle approche pour la conversion tension/vitesse.....89
IV.5 Hypothèse de Taylor instantanée.....91

V Analyse des données 95
V.1 Correction du bruit sur les moments 95
V.1.1 Correction du bruit au 1er ordre sur les moments 95
V.1.2 Conversion temps/espace du signal de bruit 96
V.1.3 Effets de la correction du bruit 98
V.2 Etude des spectres compensés 99
V.2.1 Zone dissipative 99
V.2.2 Zone inertielle 100
V.3 Profondeur de la cascade 102
V.3.1 Histogrammes des incréments de vitesse 102
V.3.2 Profondeur de la cascade 103
V.3.2.1 Méthode du "fit" 104
V.3.2.2 Méthode des cumulants 104
V.4 Evolution du moment d'ordre 3. 107
V.5 Etude des deux premiers cumulants 112
V.5.1 Proportionnalité de C1 et C2 112
V.5.2 Evolution de la longueur caractéristique de C2 115
V.5.3 Remarque sur l'autosimilarité du processus de cascade 117
V.6 Vers un comportement lognormal 118
V.7 Influence du nombre de Reynolds aux grandes échelles 121

Conclusion 125

Annexe I 127

Annexe II 129

Références bibliographiques 133

NOMENCLATURE

ε_r :	taux de transfert d'énergie à l'échelle r
$<\varepsilon_r>$:	moyenne du taux de transfert d'énergie
η :	échelle dissipative de Kolmogorov
U :	tension mesurée lors de l'acquisition
v :	vitesse instantanée au niveau du détecteur
V :	véchelle intégrale (constante dans notre jet)
r :	échelle spatiale considérée (écart entre 2 points)
δv_r :	incrément de vitesse à l'échelle r : v(x+r) - v(x)
$<\delta v_r^P>$:	moment (ou fitesse moyenne de l'écoulement = <v>
L :	onction de structure) d'ordre P des incréments de vitesse
ζ_p :	exposant d'échelles absolu : $<\delta v_r^P> \approx r^{\zeta_p}$
k :	nombre d'onde
E(k) :	spectre d'énergie
$Re = Re_{buse}$:	nombre de Reynolds au niveau de la buse du jet : $\frac{V_{moy}\,\emptyset_{buse}}{\nu}$
ν :	viscosité cinématique (m^2/s)
α :	facteur d'homothétie des distributions à grande échelle
$P_r(\delta v)$:	densité de probabilité (ddp) de δv à l'échelle r
$G_{rL}(\ln\alpha)$:	densité de probabilité de $\ln\alpha$ à l'échelle r associée à la distribution à grande échelle L
$\overline{P_r}$:	densité de probabilité de $\ln\lvert\delta v\rvert$ à l'échelle r
H :	distribution de $\ln\alpha$ pour un processus répétitif autosimilaire
λ :	échelle de Taylor
R_λ :	nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor
R :	résistance du détecteur = $R_0 T^{-\sigma}$
T :	température moyenne
σ :	sensibilité du détecteur en fonction de la température : $\left\lvert\frac{T}{R}\frac{dR}{dT}\right\rvert$
ρ :	résistivité électrique
Nu :	nombre de Nusselt
K_{He} :	conductivité thermique de l'Hélium gazeux ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
K_e :	conductivité thermique du matériau ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
C :	capacité calorifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
δ :	résolution spatiale du détecteur (μm)

τ : temps de réponse du détecteur (μs)

ω_0 : fréquence de coupure des spectres de puissance

P : puissance dissipée dans le détecteur

s : signal mesuré = x+b

x : signal physique

b : bruit thermique/électronique du signal de tension

b_v : bruit correspondant au fichier de vitesse : $\frac{dv}{dU} b$

λ^2 : profondeur de la cascade de l'intermittence : $<(\delta \ln \alpha)^2>$

$\tilde{G}(p)$: distribution de superposition

C_n : cumulant d'ordre n de la distribution $\tilde{G}(p)$, $(C_2=\lambda^2)$

S : skewness des distributions de δv : $\frac{<\delta v^3>}{<\delta v^2>^{3/2}}$

F : flatness, ou coefficient d'aplatissement, des distributions de δv : $\frac{<\delta v^4>}{<\delta v^2>^2}$

D : rapport de dissymétrie : $\frac{-<\delta v^3>}{<|\delta v^3|>}$

I Présentation générale

I.1 Motivations théoriques et expérimentales

I.1.1 Contexte théorique

Une représentation communément admise décrit la turbulence comme des structures à grande échelle qui transmettent leur énergie aux échelles inférieures, cet effet se reproduisant jusqu'aux échelles dissipatives où les structures sont dissipées par la viscosité. La vision d'une cascade d'énergie à travers les échelles a été introduite pour la première fois par Richardson en 1922 [I.1]. Sur cette base, Kolmogorov en 1941 [I.2] a émis l'hypothèse de l'existence d'une gamme d'échelles intermédiaires, appelée zone inertielle, tout au long de laquelle le taux de transfert d'énergie ε reste constant. Cette zone inertielle s'étend des grandes échelles, inférieures à la dimension des plus grandes structures (ou échelle intégrale L) de telle sorte que l'on perde la direction privilégiée de l'écoulement moyen, jusqu'aux petites échelles, suffisamment éloignées de l'échelle dissipative η pour ne pas être influencées par la viscosité. Ainsi on peut définir un écoulement localement isotrope sur toute l'étendue de cette gamme inertielle. Pour caractériser les fluctuations de vitesse à différentes échelles, on utilise les incréments de vitesse :

$$\delta \mathrm{v}_r = \mathrm{v}(x+r) - \mathrm{v}(x)$$

A partir des hypothèses que l'on vient de voir et des équations de Navier-Stokes, Kolmogorov a établi la relation suivante pour les moments des incréments de vitesse δv_r :

$$< \delta \mathrm{v}_\mathrm{r}^\mathrm{p} > = C_p < \varepsilon >^{p/3} r^{p/3}$$

où C_p est une constante de proportionnalité et <ε> est la moyenne du taux de transfert d'énergie à travers les échelles. r représente l'échelle spatiale considérée.

Kolmogorov a aussi déduit deux autres relations très bien vérifiées expérimentalement :
- Le comportement en -5/3 du spectre de puissance :

$$E(k) \propto k^{-5/3}$$

où E(k) est l'énergie présente à l'échelle r, de nombre d'onde k = 2π/r.
- L'évolution du rapport de l'échelle intégrale L et de l'échelle dissipative η en fonction du nombre de Reynolds $\left(\mathrm{Re} = \frac{\mathrm{v}D}{\nu}\right)$:

$$\frac{L}{\eta} = \mathrm{Re}^{3/4}$$

Landau [I.3] releva une incohérence dans le modèle de Kolmogorov, et précisa que, même si sa moyenne est égale au taux de dissipation, le taux de transfert ε_r à l'échelle r varie suivant le temps et le lieu. Ce serait l'origine du phénomène d'intermittence $\left(< \varepsilon_r^p > \neq < \varepsilon_r >^p\right)$ qui se traduit notamment par l'évolution de la forme des histogrammes de δv_r avec l'échelle r. Pour tenir compte de ces objections, Kolmogorov et Obukhov ont proposé en 1962 [I.4, I.5] de considérer la turbulence comme un mélange de régimes purs avec des distributions gaussiennes de δv_r. Ils ont émis comme hypothèses (K62) que la densité de probabilité de ε_r est lognormale (distribution gaussienne de $\ln\varepsilon_r$) et que la variance de cette distribution est proportionnelle au logarithme de l'échelle r :

$$< \left(\ln \varepsilon_r - < \ln \varepsilon_r >\right)^2 > = -\mu \ln\left(\frac{r}{L}\right)$$

où μ serait une constante universelle.

A la suite de K62, la plupart des théories considèrent la turbulence à une échelle r comme une combinaison de régimes purs, homothétiques de ce qu'ils sont à grande échelle. La distribution de δv à l'échelle r peut alors s'exprimer comme la combinaison linéaire des densités de probabilité (ou ddp) à grande échelle, avec une distribution de facteurs d'homotétie α :

$$P_r(\delta v) = \int \frac{1}{\alpha} G_{rL}(\ln \alpha) P_L\left(\frac{\delta v}{\alpha}\right) d\ln\alpha$$

La question se pose alors de savoir comment définir la distribution G_{rL} :

• Le modèle multifractal de Parisi et Frisch [I.6] suppose qu'elle dépend de la géométrie sous-jacente des singularités. Autour d'un point donné, on a : $\alpha \propto \left(\frac{r}{L}\right)^h$, où h varie de point en point et où les points de même h forment un ensemble fractal de dimension D(h) à Re infini (invariance d'échelle) :

$$< \alpha^p > = \left(\frac{r}{L}\right)^{\zeta_p}$$

avec un coefficient ζ_p non linéaire en p. Si l'on considère un ensemble fractal homogène, ζ_p est proportionnel à p pour p assez grand.

• La distribution G_{rL} dépend de l'accumulation de processus multiplicatifs :

On peut écrire :

$$\left(P_r(\delta v) + P_r(-\delta v)\right) d\delta v = \overline{P}_r\left(\ln|\delta v|\right) d\ln|\delta v|$$

La ddp à l'échelle r de ln|δv| peut s'écrire comme le produit de convolution de la distribution G avec la ddp à grande échelle (L) :

$$\overline{P}_r = G_{rL} \otimes \overline{P}_L$$

Soit l'échelle r_1 : $r<r_1<L$. On peut considérer que r_1 est une grande échelle par rapport à r. On a alors, à la fois :

$$\overline{P}_{r_1} = G_{r_1 L} \otimes \overline{P}_L \quad et \quad \overline{P}_r = G_{rr_1} \otimes \overline{P}_{r_1} = G_{rr_1} \otimes G_{r_1 L} \otimes \overline{P}_L$$

G_{rL} est donc le produit de convolution :

$$\Rightarrow G_{rL} = G_{rr_1} \otimes G_{r_1 L}$$

S'il existe un processus répétitif autosimilaire, hypothèse que l'on pourra tester expérimentalement, on peut définir une suite d'échelles r_n et une distribution H telles que :

$$G_{r_n L} = \underbrace{H \otimes \cdots \otimes H}_{n} = H^{\otimes n}$$
$$\text{avec } G_{r_n r_{n-1}} = H$$

Si de plus on a invariance d'échelle, $G_{r'r}$ ne dépend que du rapport $\frac{r'}{r}$. Dans ce cas, il faut et il suffit que tous les rapports $\frac{r_n}{r_{n-1}}$ soient égaux et $n \propto \ln(\frac{r_n}{L})$, car augmenter n de une unité revient à multiplier r par un facteur universel.

Mais on peut imaginer des processus autosimilaires où n(r) est monotone mais quelconque (pas d'invariance d'échelle) [I.7,I.8,I.9] :

$$G_{rL} = H^{\otimes n}$$

Cette relation exprime qu'on peut écrire $x=y_1+y_2+.....+y_n$ où x est distribué suivant la distribution G, et les y_i suivant H. Alors :

$$\begin{aligned} < e^{px} >_G &= < e^{py_1} e^{py_2} \ldots e^{py_n} > \\ &= < e^{py_1} >< e^{py_2} > \ldots < e^{py_n} > \\ &= \left(< e^{py} >_H \right)^n \\ &= \left(e^{-\xi(p)} \right)^n \\ < \alpha^p > &= e^{-n(r)\xi(p)} \end{aligned}$$

Il faut noter que l'on retrouve les lois d'échelle quand il y a invariance $\left(n = -n_0 \ln\left(\frac{r}{L}\right) \right)$:

$$\Rightarrow < \alpha^p > = e^{(n_0 \xi(p)) \ln \frac{r}{L}}$$
$$= \left(\frac{r}{L} \right)^{n_0 \xi(p)}$$

Si de plus H est gaussien, on retrouve K62.

Pour résumer, si on suppose l'invariance d'échelle (comme le font la plupart des modèles), on ne peut traiter que la limite Re $\rightarrow \infty$, n(r) est alors supposé proportionnel à $\ln(\frac{r}{L})$, et la seule question qui se pose est celle de la forme du processus H sous-jacent. Par exemple, les hypothèses de She et Lévêque [I.10] reviennent à supposer H Poissonien (donc discret : $\ln\alpha = m\gamma$ avec m entier et γ un quantum universel de $\ln\alpha$) :

$$H(\ln\alpha) = \frac{< m >^m}{m!} e^{-<m>}$$

Les processus multiplicatifs couvrent un ensemble plus vaste de cas et peuvent être appliqués aux nombres de Reynolds finis. Ils demandent que l'on réponde aux questions suivantes :

- le processus est-il autosimilaire ?
- si oui, comment n varie-t-il avec r ?
- comment cette variation dépend-elle de Re ?
- et enfin, quelle est la forme du processus de base (forme de $\xi(p)$) ? Evolue-t-elle avec Re ?

I.1.2 Motivations expérimentales

Comme on vient de le constater, de nombreuses questions restent posées concernant la description de la turbulence au fil des échelles pour des nombres de Reynolds finis ou infinis. Dans ce contexte, les expériences physiques et numériques sont plus que jamais d'actualité pour tenter d'apporter des éléments de réponse.

Les simulations numériques permettent de décrire complètement le champ de vitesse de l'écoulement, alors que le plus souvent les expériences physiques se contentent d'une mesure en un point. Les simulations ont énormément progressé ces dernières années avec les performances sans cesse croissantes des ordinateurs. Malgré cela, les simulations directes d'écoulements restent limitées à des nombres de Reynolds correspondant à une turbulence à peine développée. D'un autre côté, les simulations aux grandes échelles ont accès aux forts nombres de Reynolds, mais elles ne résolvent pas les plus petites échelles et se contentent d'un modèle pour les décrire. Dans ce contexte, notre compréhension de la dynamique de ces petites échelles et des grands nombres de Reynolds passe obligatoirement par des mesures expérimentales.

Pour trancher entre les différents modèles théoriques, il est nécessaire d'avoir accès aux grands nombres de Reynolds, car la plupart de ces modèles ne sont valides que dans la limite des Reynolds infinis. L'étude de nombres de Reynolds finis nécessite quant à elle la possibilité de faire évoluer sur une large gamme ce paramètre de contrôle. Dans ce cadre, l'expérience de jet cryogénique développée au laboratoire est à même de répondre à ces objectifs. L'utilisation de l'Hélium gazeux aux températures cryogéniques (vers 4 K) donne accès à de forts nombres de Reynolds dans des dimensions expérimentales réduites. En effet, la viscosité cinématique de l'hélium est l'une des plus faibles existantes, environ 200 fois inférieure à celle de l'air (cf. tableau I.1); de plus elle varie fortement avec la pression. Ainsi, la variation contrôlée de la vitesse et de la pression du fluide, la dimension caractéristique restant fixe (diamètre Ø de la buse), permet de faire évoluer proprement le nombre de Reynolds sur une très large gamme, entre 10^3 et 10^6 dans nos expériences, sans changer la géométrie de l'écoulement.

Fluide	T (K)	μ (Poiseuille)	ρ (g/cm^3)	ν (m^2/s)
Air	293	$1{,}8\ 10^{-5}$	$1{,}2\ 10^{-3}$	$1{,}5\ 10^{-5}$
Eau	293	$1{,}0\ 10^{-3}$	1,0	$1{,}0\ 10^{-6}$
Mercure	293	$1{,}6\ 10^{-3}$	13,6	$1{,}2\ 10^{-7}$
Sodium	373	$0{,}7\ 10^{-3}$	0,93	$7{,}6\ 10^{-7}$
Hydrogène liq.	20	$1{,}1\ 10^{-5}$	$7{,}0\ 10^{-2}$	$1{,}6\ 10^{-7}$
Hydrogène gaz	20	$1{,}1\ 10^{-6}$	$9\ 10^{-5}$	$1{,}2\ 10^{-5}$
Azote liq	77	$1{,}6\ 10^{-4}$	0,807	$2{,}0\ 10^{-7}$
Azote gaz	77	$6{,}5\ 10^{-6}$	$4{,}6\ 10^{-3}$	$1{,}4\ 10^{-6}$
Hélium liq.	4,2	$3{,}3\ 10^{-6}$	0,125	$2{,}6\ 10^{-8}$
Hélium gaz	4,2	$1{,}2\ 10^{-6}$	$1{,}7\ 10^{-2}$	$7{,}4\ 10^{-8}$

Tableau I.1 : Viscosité de différents fluides à pression atmosphérique [I.11,I.12].

En contrepartie, à fort nombre de Reynolds, les échelles dissipatives sont de taille micrométrique et les temps caractéristiques de passage des plus petites structures au niveau du détecteur sont de l'ordre de la microseconde. Ceci nécessite le développement de capteurs spécifiques capables de résoudre les plus petites échelles à des fréquences de l'ordre du mégahertz. En outre, l'étude des propriétés de mélange de la turbulence à l'aide d'un scalaire passif (température) peut être envisagée avec cette expérience, d'où l'intérêt d'un détecteur polyvalent anémomètre/thermomètre.

Le phénomène d'intermittence, qui est au coeur de la turbulence, est le fait d'événements rares et isolés, ce qui nécessite d'acquérir de grandes statistiques, typiquement 10^7-10^8 points, avec des écoulements bien établis. Les traitements statistiques des signaux sont réalisés à partir des incréments de vitesse mesurés. Un bon rapport signal/bruit est essentiel pour résoudre les plus faibles valeurs. Pour les mêmes raisons, la digitalisation du signal doit être suffisamment précise pour ne pas introduire de discrétisation du signal lors de la conversion analogique/numérique.

I.1.3 Détermination des grandeurs d'un écoulement

Pour chaque écoulement, nous avons calculé les grandeurs suivantes à partir de relations déterminées pour un écoulement localement isotrope.

• Nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor : R_λ

Le nombre de Reynolds tel qu'il a été défini précédemment, $Re=\frac{vD}{\nu}$, est difficilement utilisable pour comparer des écoulements de géométries différentes tels qu'un jet, une soufflerie ou un écoulement entre deux disques contrarotatifs. Il est nécessaire d'utiliser un nombre sans dimension dépendant uniquement des conditions intrinsèques de la turbulence : R_λ. Celui-ci est basé sur l'échelle de Taylor λ définie à partir des fluctuations de vitesse :

$$\lambda = \left(\frac{< (v - < v >)^2 >}{< (dv/dx)^2 >} \right)^{1/2}$$

D'où R_λ :

$$R_\lambda = \frac{< (v - < v >)^2 >^{1/2} \lambda}{\nu}$$

Le calcul de R_λ peut se faire à partir de trois méthodes différentes (cf. [I.13]). Nous avons utilisé les deux méthodes suivantes :

- Calcul direct de la dérivée $< \left(\frac{dv}{dx} \right)^2 >$:

Rq. : Nous verrons plus loin comment on relie la variable x au temps à travers une hypothèse de Taylor locale : dx=vdt.

En supposant le bruit b statistiquement indépendant et $<b^2>$ constant :

$$< \Delta v^2 > = < \left(v(x + \Delta x) - v(x) \right)^2 > = < \left(\frac{dv}{dx} \right)^2 > \Delta x^2 + < b^2 >$$

En traçant $<\Delta v^2>$ en fonction de Δx^2, la pente de la droite nous donne la valeur de $<(dv/dx)^2>$ indépendante du bruit, à partir de laquelle on en déduit R_λ.
Nous avons considéré cette méthode pour tous les écoulements à $Re_{buse} < 20000$ (cf. § IV.2), car pour les nombres de Reynolds supérieurs la méthode de calcul basée sur le 3ème moment est plus précise.

- Calcul à partir du 3ème moment :

Le taux de transfert d'énergie par unité de masse et de temps s'exprime sous la forme :

$$\varepsilon = 15\nu < \left(\frac{dv}{dx}\right)^2 >$$

D'après l'équation de Kolmogorov, on a dans la zone inertielle :

$$< \delta v^3 > = -\frac{4}{5}\varepsilon r$$

La longueur de Taylor peut alors s'écrire :

$$\lambda = \sqrt{-12\nu r \frac{< (v - < v >)^2 >}{< \delta v^3 >}}$$

On porte $\frac{<\delta v^3>}{r}$, calculé à partir du signal, en fonction de r et la valeur du plateau nous permet de calculer λ. Ce plateau n'est défini que dans la zone inertielle donc aux grands nombres de Reynolds. Cette méthode a été utilisée pour les $Re_{buse} > 20000$.

L'écart, sur le calcul de R_λ, entre ces deux méthodes est de 10 à 20 %.

• Echelle de Kolmogorov : η

L'échelle dissipative η est déterminée à partir du nombre de Reynolds R_λ (calculé ci-dessus) et des relations d'isotropies :

$$\eta^4 = \frac{\nu^3}{\varepsilon} = \frac{\nu^4 R_\lambda^2}{15 < (v - < v >)^2 >^2}$$

I.2 Situation début 95

Dans ce paragraphe, je décrirai rapidement l'expérience et le détecteur utilisés avant le début de ce travail en janvier 1995 [I.13, I.14]. Dans une deuxième partie, je dresserai un bilan des limitations qui avaient été rencontrées dans l'expérience en général, et avec le détecteur en particulier.

I.2.1 Montage expérimental

I.2.1.1 Le cryostat

Le cryostat est de conception classique (cf. fig. I.1). Il est constitué d'un vase à azote liquide qui contient le cryostat à hélium liquide d'une capacité de 30 litres. Les deux enceintes sont isolées par des doubles parois sous vide. L'évaporation contrôlée du bain d'hélium liquide permet d'alimenter, à travers une microvanne, le jet cryogénique qui se développe dans la chambre d'expérience (ou calorimètre).

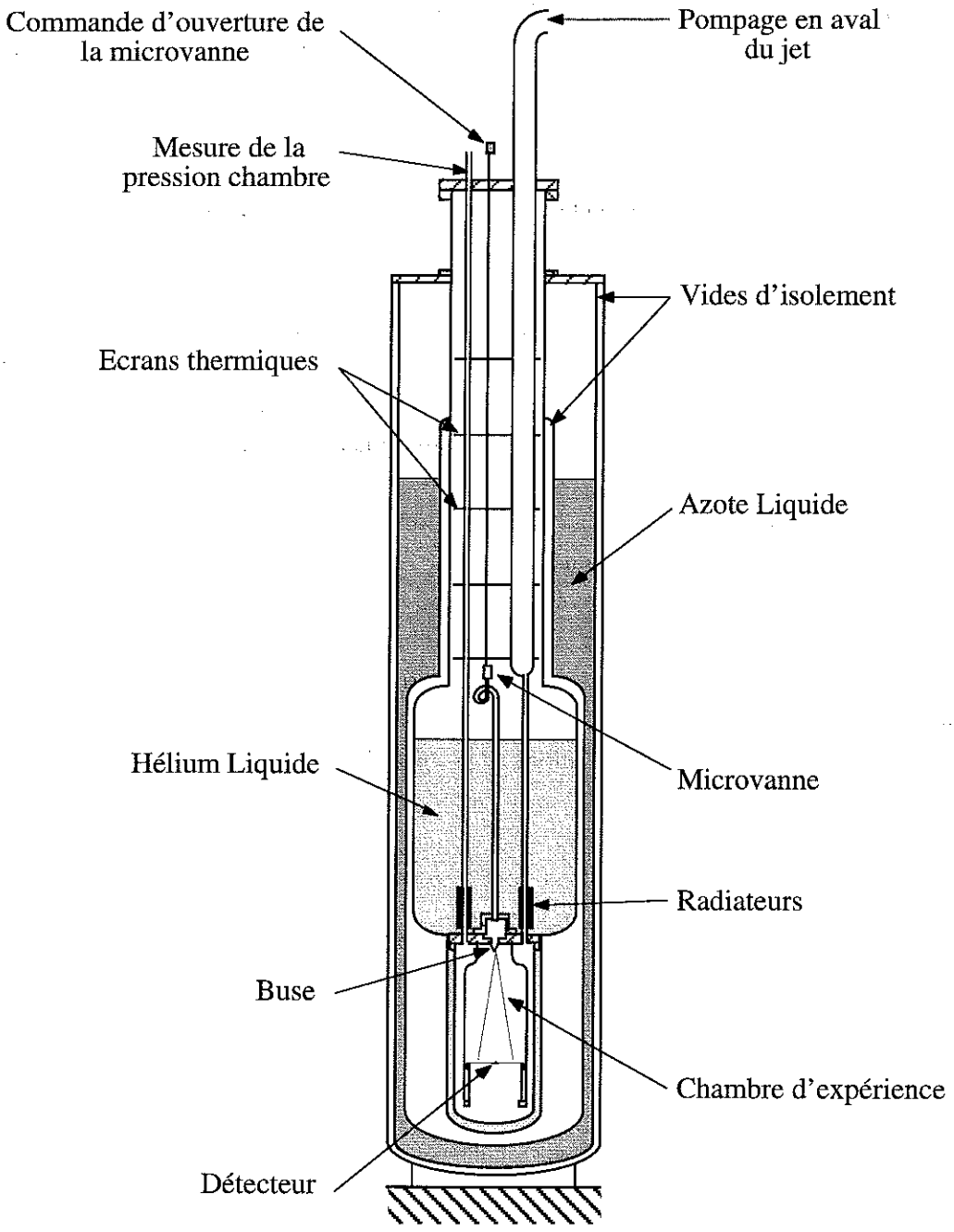


Fig. I.1 : Vue d'ensemble du cryostat.

L'évaporation de l'hélium liquide est assurée par une résistance métallique 100 Ω (P_{max}=7 W) située au fond du bain. A proximité, une résistance carbone *Allen-Bradley* (P_{max}=1/8 W) d'environ 70 Ω à température ambiante permet de réguler le bain en température par l'intermédiaire du régulateur multicapteur TRMC [I.15] fonctionnant en mode P.I.D. La puissance maximale fournie par le régulateur TRMC à la résistance chauffante est de 2 W. Pour atteindre les plus forts nombres de Reynolds, deux radiateurs d'appoints sont immergés dans le bain d'hélium liquide au niveau du chapeau du calorimètre. Ces radiateurs alimentés sous une tension constante permettent de dissiper une puissance d'environ 60 Watt nécessaire pour atteindre des nombres de Reynolds de 10^6. Afin de ne pas provoquer d'ébullition ou de vibrations excessives, ces radiateurs sont constitués d'un tube de cuivre autour duquel est enroulé un chauffage résistif. Ce tube est isolé du bain d'He liquide par une paroi épaisse (5mm) isolante (Stycast noir 2850 FT), et la puissance est dissipée à l'intérieur du tube où sont compactés des disques grillagés de cuivre. On a ainsi une importante surface d'échange thermique avec l'hélium liquide (0,25 m^2) et les bulles formées sont fractionnées en traversant les grilles.

L'hélium vaporisé est alors capté par une microvanne (qui permet de réguler le débit du jet), puis traverse un tube cannelé en acier inoxydable jusqu'à la buse. Ce tube, immergé dans le bain d'hélium, assure un bon échange thermique entre le liquide et le gaz de telle sorte que ce dernier débouche dans la chambre d'expérience à une température à peine supérieure à celle de l'hélium liquide (≈0,1 K).

I.2.1.2 La chambre d'expérience

La buse

A l'entrée de la buse, des galettes de microcanaux filtrent l'hélium gazeux puis laminent l'écoulement. La buse conique utilisée a un diamètre de 2 mm avec un rapport de contraction de 100.

• Support du détecteur

Le détecteur est placé au centre du jet à 10 cm de la buse. Il est collé sur deux fils en acier inoxydable tendus en travers du calorimètre et fixés sur un anneau rigide. En 1995, pour déplacer le détecteur, et en particulier effectuer un étalonnage dans le cône potentiel de la buse, il fallait démonter l'expérience et positionner manuellement le capteur à l'emplacement désiré.

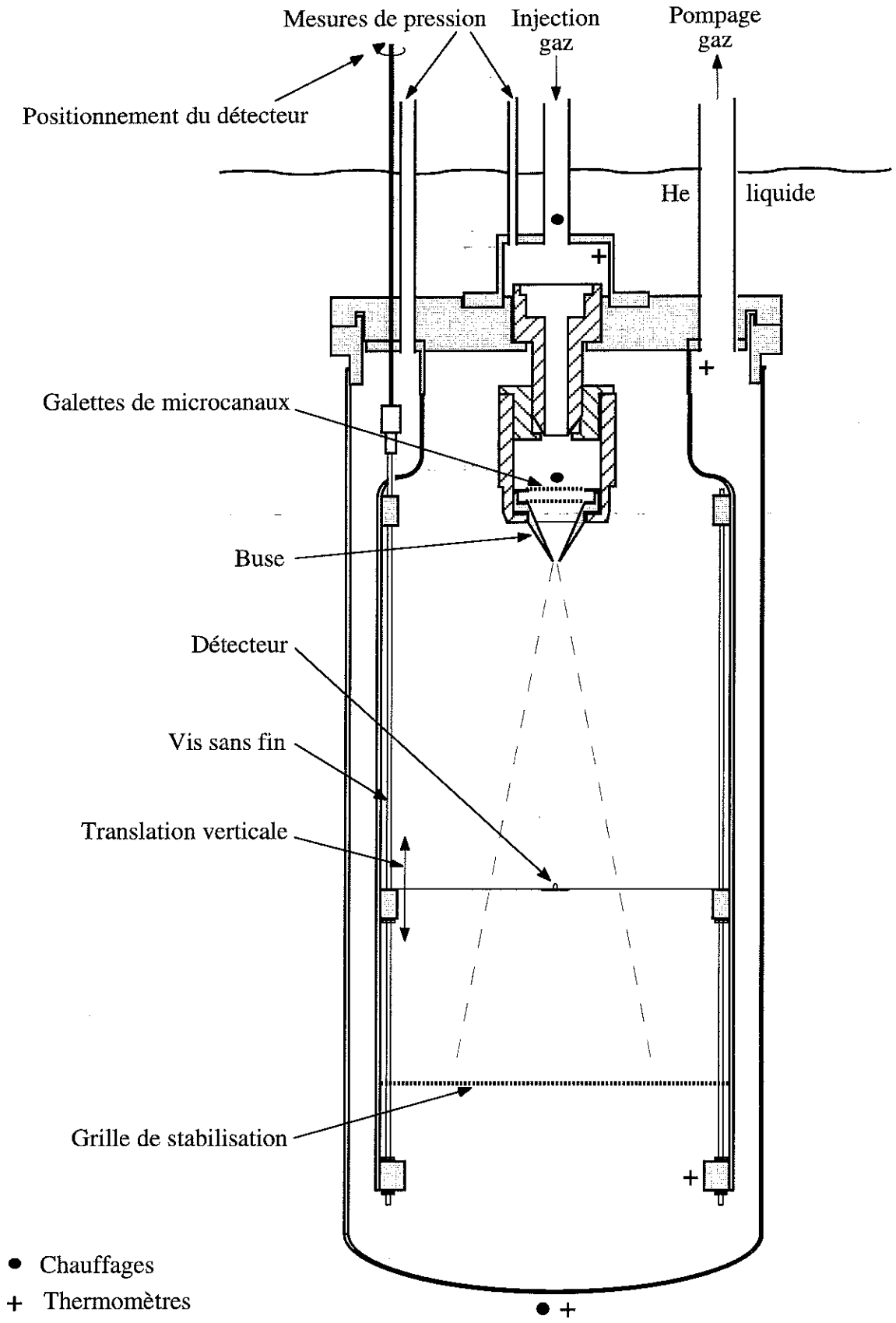


Fig. I.2 : Schéma de la chambre d'expérience.
(modification du système de déplacement => § III.2.2).

• **La grille**

A. Naert [I.13] a montré qu'une grille placée perpendiculairement à l'écoulement, en aval du détecteur, est indispensable pour stabiliser le jet. Cette grille est située à environ 10 cm du détecteur, c'est-à-dire à une distance bien supérieure aux plus grandes structures présentes dans l'écoulement, afin de ne pas perturber les mesures. Cette grille permet de briser les grandes structures responsables de l'accrochage aléatoire du jet contre les parois du calorimètre.

• **Retour de l'hélium**

L'hélium, après avoir traversé la chambre d'expérience, remonte derrière une double paroi cylindrique. Pour des débits limités à quelques m^3/h, il est pompé en aval au moyen d'une pompe primaire. Pour les forts nombres de Reynolds, il est directement refoulé sur la récupération d'hélium du liquéfacteur.

I.2.1.3 Paramètres de contrôle

• **Mesure du débit**

La détermination du nombre de Reynolds repose directement sur cette mesure. Celle-ci a lieu en aval du jet à la température ambiante, après que le gaz se soit réchauffé dans un échangeur en cuivre en contact avec de l'air (ou de l'eau pour les plus forts nombres de Reynolds).

Trois débitmètres massiques *BROOKS* montés en parallèle permettent de mesurer des débits s'étendant de 0,01 à 1700 l/mn.

Pour les faibles pressions, un étalonnage avec un compteur volumique est nécessaire.

• **Mesures de pression et de température**

Les mesures de pression du bain et de la chambre sont réalisées à l'aide de deux manomètres piézo-électriques (gamme 0-2000 mbar, résolution ±1 mbar).

Pour plus de sécurité, deux manomètres à aiguille *Blondelle* situés au niveau du retour de l'hélium gazeux à température ambiante permettent également le contrôle de la pression dans le bain et le calorimètre.

Des résistances carbone *Allen-Bradley* 1/8W (≈70 Ω à température ambiante) mesurées en 4 fils par le régulateur TRMC nous donnent les températures en divers points de l'expérience, en particulier le long du parcours de l'hélium gazeux :

- fond du bain d'hélium liquide (régulation de température),
- au voisinage de la microvanne,
- dans le chapeau du calorimètre (avant injection),
- au bas de la chambre d'expérience,
- au retour de l'hélium au niveau du chapeau.

I.2.2 Le détecteur de vitesse

Le détecteur de vitesse utilisé jusqu'en 1995 a été présenté dans les références [I.14] et [I.16].

- **Principe**

Ce détecteur fonctionnait sur le principe de l'anémomètre à fil chaud (couramment utilisé en hydrodynamique) adapté ici aux basses températures.

L'anémométrie à fil chaud consiste à chauffer un fil électrique, de résistance dépendant de la température, sur une faible longueur par effet Joule. La puissance nécessaire pour maintenir le fil à température, donc à résistance, constante est le reflet direct des fluctuations locales de vitesse de l'écoulement.

Pour les basses températures (aux alentours de 4 K), les métaux usuels ne peuvent plus être employés car leur résistance devient constante en fonction de la température. Un dispositif utilisant la transition d'un supraconducteur avait été développé.

Sur une fibre de verre de 5 à 6 µm de diamètre, un métal résistif (500 Å de chrome) était déposé par évaporation. Avec la même technique un alliage Pb-In, supraconducteur en dessous de 7 K, était évaporé par dessus sur une épaisseur de 2000 Å, excepté sur une longueur d'environ 5 µm située au centre de la fibre.

La partie résistive, chauffée par effet Joule, faisait transiter l'alliage supraconducteur de part et d'autre du point chaud. En fonctionnement, l'asservissement du courant à résistance constante maintenait cette longueur fixe, ce qui déterminait la partie sensible du détecteur. Ainsi, les fluctuations de courant étaient directement liées aux fluctuations de vitesse locale.

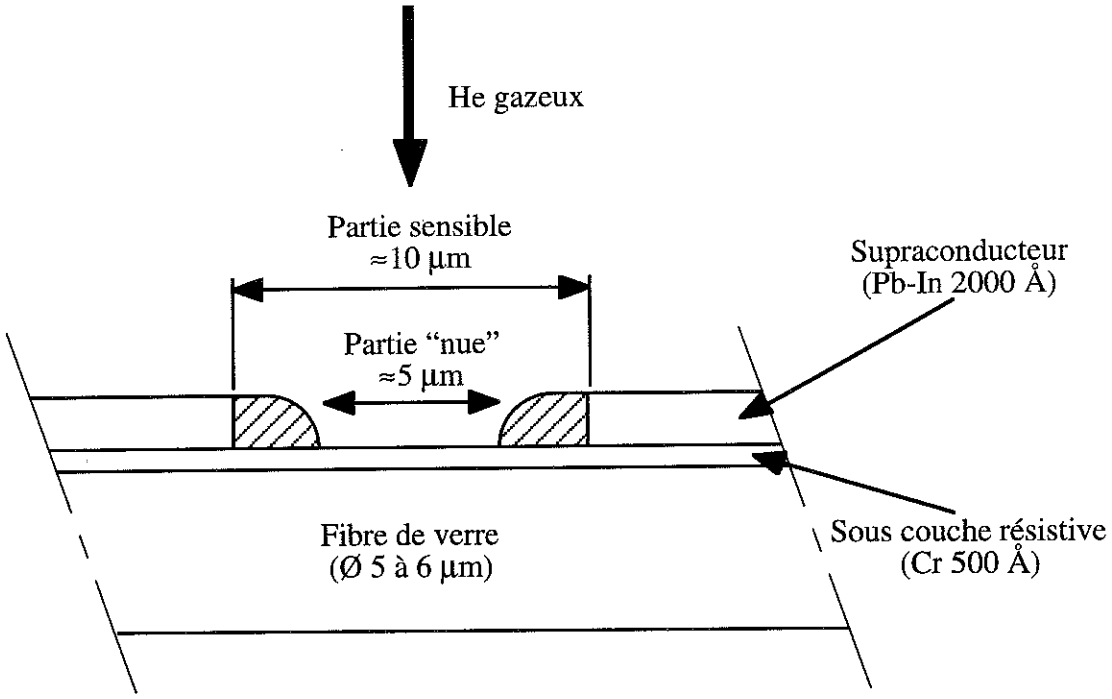


Fig. I.3 : schéma de principe des détecteurs Pb-In.

I.2.3 Limitations rencontrées

Dans ce paragraphe, je dresse une liste des limitations et des problèmes rencontrés par A. Naert au cours de sa thèse [I.13]. Celles-ci apparaissaient principalement pour les forts nombres de Reynolds.

I.2.3.1 L'expérience

- **Résolution de l'acquisition**

L'acquisition rapide était réalisée avec un enregistreur HP 5183 d'une résolution de 12 bits en tension. Ceci limitait la dynamique en puissance à 72 dB, alors que les spectres des signaux font apparaître des variations d'au moins 80 dB (cf. § IV.1.5). Une acquisition sur 16 bits est donc apparue indispensable.

- **Démontage de l'expérience pour les étalonnages**

L'étalonnage du détecteur dans un écoulement laminaire nécessitait de réchauffer et de démonter l'expérience, d'installer une buse de 5 mm de diamètre et de placer le détecteur dans son cône potentiel. Après avoir refroidi l'expérience, l'étalonnage pouvait commencer.

Tout ceci posait plusieurs problèmes :

- Durée minimale d'une semaine pour réaliser toutes ces opérations.
- Risque non négligeable de destruction mécanique du détecteur.
- Vieillissement prématuré de celui-ci au contact de l'air (oxydation du dépôt supraconducteur).
- Et surtout évolution de ses caractéristiques en raison du cycle thermique.

Il nous est apparu indispensable d'avoir la possibilité d'étalonner *in situ* le détecteur sans avoir à réchauffer l'expérience, d'où la réalisation d'un système de déplacement du détecteur décrit au paragraphe III.2.2.

• Signal parasite à forts nombres de Reynolds

Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 10^5, A. Naert [I.13] avait observé sur les spectres une forte composante à 14 kHz, qui correspond à une longueur d'onde sonore associée de 7 mm. Cette dimension est équivalente au diamètre du tube cannelé d'amenée d'hélium gazeux dans la chambre. Vraisemblablement, des résonances acoustiques développées dans ce tube en étaient à l'origine. Le remplacement de celui-ci par un tube lisse a effectivement supprimé toute composante à 14 kHz jusqu'aux plus forts nombres de Reynolds de 10^6 réalisés jusqu'à présent.

I.2.3.2 Le détecteur de vitesse

Les limitations apparues avec le détecteur supraconducteur sont de plusieurs ordres.

• Dimensionnalité

La dimension des plus petites structures présentes dans l'écoulement (avant qu'elles ne soient dissipées par la viscosité) est reliée au nombre de Reynolds par une loi de puissance (cf. § I.1.1) :

$$\frac{L}{\eta} = Re^{3/4}$$

où L est la grande échelle de l'écoulement et η l'échelle de Kolmogorov. Pour des Re_{buse} envisagés de 10^6, l'échelle de Kolmogorov dans notre jet est de l'ordre du micromètre.

L'anémomètre supraconducteur utilisé avait une partie sensible de 5 x 10 µm (diamètre du détecteur x partie résistive de chrome + longueur normale du dépôt supra-conducteur). Sa résolution spatiale était d'environ 25-30 µm. Pour résoudre les plus petites échelles de l'écoulement à des nombres de Reynolds de 10^6, il était impératif de réduire la taille des détecteurs.

- **Courant critique**

A. Naert s'est aperçu que pour des nombres de Reynolds d'environ 10^5, le signal de vitesse présentait de fortes distorsions. Il a attribué ceci au dépassement du courant critique dans la couche supraconductrice de Pb-In. Ainsi, une grande longueur de supraconducteur pouvait brusquement transiter, augmentant la résistance du détecteur.

- **Fonctionnalité réduite**

Un développement envisagé de cette expérience concerne l'étude des propriétés de mélange du jet à l'aide d'un scalaire passif. Pour ceci, on peut chauffer localement le jet et se servir de la température comme d'un traceur. Le principe du détecteur supraconducteur ne nous permettait pas de mesurer des fluctuations de température.

Pour toutes ces raisons, nous avons décidé de développer un nouveau type de détecteur.

II. Le détecteur Au Ge

II.1 Performances souhaitées

II.1.1 Forts nombres de Reynolds et petites dimensions

L'expérience du jet cryogénique d'hélium 4 gazeux a été conçue pour atteindre des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^6. Les plus petites structures, correspondant à l'échelle dissipative, sont alors de la taille du micromètre. Avec une vitesse au niveau du détecteur d'environ 1 m/s, les temps caractéristiques avoisinent la microseconde.

Le détecteur doit ainsi être capable de résoudre des échelles micrométriques à une fréquence proche du MégaHertz. Une contrainte supplémentaire concerne la "transparence" du détecteur vis à vis de l'écoulement. En effet, l'ensemble du détecteur (cadre, fils de mesure, ...) ne doit pas perturber l'écoulement sous peine de fausser les mesures.

II.1.2 Un détecteur polyvalent

Le développement et la mise au point d'un nouveau type de détecteur de taille micronique est une opération longue et délicate. Il nous est apparu indispensable de développer un capteur qui soit à la fois un anémomètre pour mesurer les fluctuations de vitesse, et un thermomètre pour étudier les propriétés de mélange de l'écoulement.

L'utilisation de ces détecteurs ne se limite pas à notre expérience. Elle concerne aussi :

- L'expérience de convection de Rayleigh-Bénard [II.1] qui consiste à étudier les propriétés de transport de l'hélium 4 soumis à un gradient thermique vertical. Ici, le détecteur mesurera localement et quasi simultanément la vitesse et la température : il est prévu de commuter alternativement le détecteur en mode anémomètre et thermomètre, à une fréquence n'excédant pas 1 kHz.

- La simulation d'un moteur cryogénique d'Ariane [II.2]. Le mélange oxygène/hydrogène à la sortie d'un injecteur concentrique est simulé par de l'hélium liquide à 4,2 K et de l'hélium gazeux à 80 K. Il s'agit de mesurer avec un détecteur de température l'état de mélange des deux fluides, et de détecter la présence d'éventuelles gouttelettes d'hélium liquide advectées par le mélange.

Nous avons récapitulé ci-dessous les performances souhaitées pour les détecteurs en mode anémomètre et thermomètre, en fonction des différentes expériences en cours.

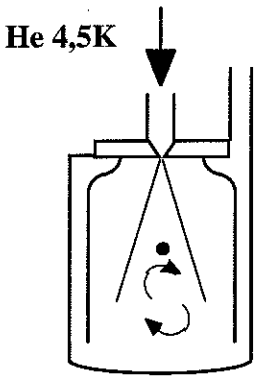
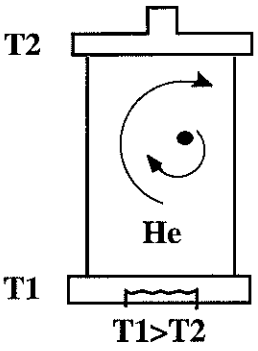
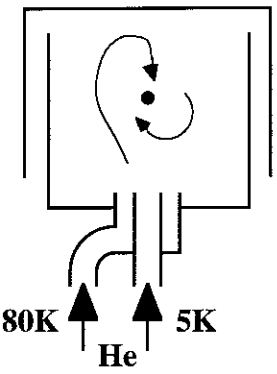
• : Détecteur	Jet 		Convection 		Moteur fusée 
Détecteur	**V**	**T**	**V**	**T**	**T**
Etendue de mesure	**2 m/s**	**4,2 à 4,5 K**	**0,1 m/s**	**4,2 à 5,5 K**	**5 à 80 K**
Dimension	**1 µm**		**5 µm**		**10 µm**
Fréquence	**MHz**		**kHz**		**MHz**
Résolution	**1 mm/s**	**< mK**	**1 mm/s**	**< mK**	**1 K**

Fig. II.1 : Performances souhaitées des détecteurs de vitesse et de température pour les trois expériences cryogéniques développées au laboratoire.

II.2 Choix d'une technologie

Dans ce paragraphe, je passe en revue les différentes techniques essayées au laboratoire avec leurs avantages et inconvénients, et les raisons pour lesquelles nous avons retenu la technologie de l'alliage AuGe.

II.2.1 Détecteur supraconducteur PbIn

Le principe du détecteur supraconducteur est détaillé au § I.2.2.

- **Avantages**

- Très grande sensibilité, car le détecteur fonctionne dans la transition du supraconducteur, où la variation de résistance en fonction de la température est de l'ordre de 1700 Ω/K.

- Faible valeur de résistance du détecteur en mode de fonctionnement : environ 6 Ω pour un détecteur de 5 µm de diamètre et 5 µm de longueur résistive (chrome nu). Cette faible résistance est importante car, à des fréquences d'acquisition de l'ordre du mégahertz, on est limité par le temps de réponse RC du capteur, où C est la capacité des fils de mesure qui remontent jusqu'à l'électronique située à température ambiante.

• **Inconvénients**

- Dépassement du courant critique du dépôt PbIn supraconducteur pour les forts nombres de Reynolds, et ceci d'autant plus rapidement que le fil, et donc le revêtement, est de petite section.

- Le détecteur ne peut fonctionner qu'en mode anémomètre.

II.2.2 Détecteur "carbone"

II.2.2.1 Fibre de carbone

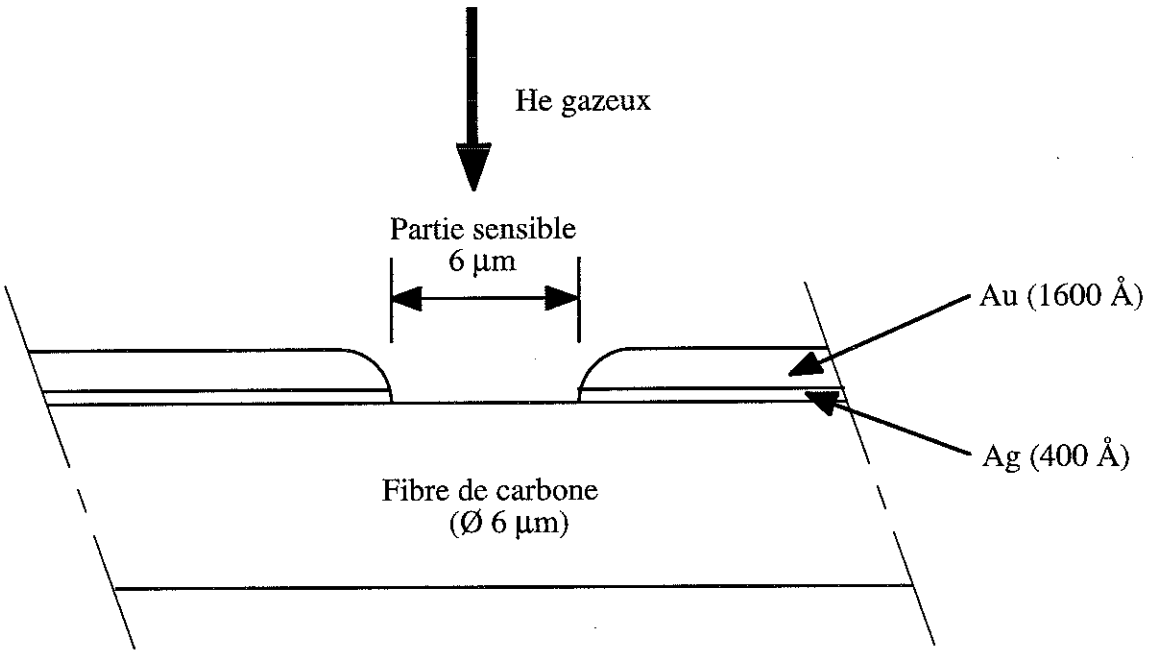


Fig. II.2 : Schéma de principe des détecteurs "carbone".

Sur une fibre de carbone TAAB C200 [II.3] de 6 µm de diamètre, on dépose par évaporation une couche mince métallique (400 Å d'Ag + 1600 Å d'Au) afin de limiter la longueur du point sensible.

La fibre de carbone a un comportement semiconducteur, ainsi sa résistance augmente lorsque la température diminue. Cette dépendance en température peut être représentée par une loi de puissance :

$$R = R_0 \, T^{-\sigma}$$

Le coefficient σ définit la sensibilité du détecteur en fonction de la température.

$$\sigma = - \frac{d\ln R}{d\ln T} = \left| \frac{T}{R} \cdot \frac{d\,R}{dT} \right|$$

Il représente la pente de la caractéristique R(T) en diagramme log-log.

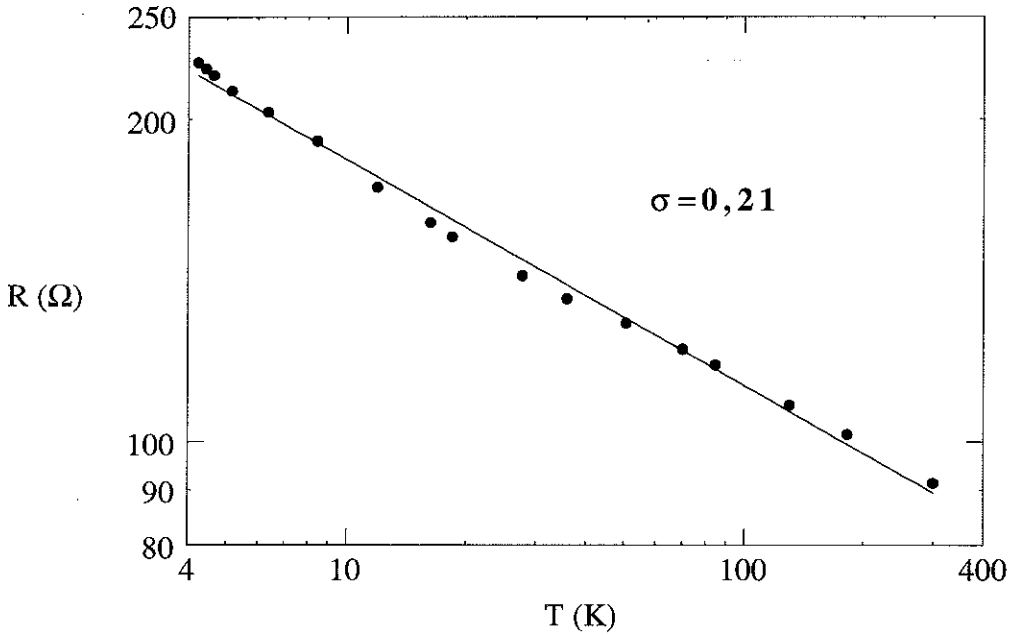


Fig. II.3 : Caractéristique résistance/température d'un détecteur carbone de 6 µm de longueur sensible (400 Å d'Ag et 2000 Å d'Au).

- **Avantages**

- Relative rapidité de fabrication et de mise en oeuvre (1 seul dépôt => Ag+Au)
- Insensible aux décharges électriques.
- Résistivité faible à 4 K : $\rho \approx 5.10^{-2}$ Ω.cm conduisant à une résistance de quelques centaines d'Ohm.
- Peut fonctionner en anémomètre (courant fort) ou thermomètre (courant faible).

- **Inconvénients**

- Sensibilité R = f(T) faible et non ajustable : $\sigma = \frac{T}{R}\frac{dR}{dT} \approx 0,2$ dans le meilleur des cas.
- Faible adhérence du dépôt métallique sur la fibre de carbone : à fort Re, le dépôt métallique se décolle.
- Quasi impossibilité de réduire les dimensions de la fibre. On ne trouve pas dans le commerce de fibre inférieure à 6 µm de diamètre.
- Risque d'avoir un bruit intrinsèque important sur le signal, comme c'est le cas avec des résistances carbone *Allen-Bradley*.

- **Conclusion**

Plus d'une vingtaine d'essais ont été réalisés, notamment avec des fibres provenant de différents fabricants mais aucune de ces fibres ne présente de variations de résistance en fonction de la température, avec un coefficient σ supérieur à 0,2.

Cette technique a également été abandonnée en raison de la faible adhérence du dépôt métallique et de l'impossibilité de réduire les dimensions. Néanmoins, pour simuler des détecteurs AuGe, des détecteurs carbone de même résistance ont été utilisés pour mettre au point l'électronique de mesure.

Ces fibres de carbone peuvent néanmoins avoir d'autres utilités, puisqu'une fibre sans dépôt métallique de 350 µm de longueur a été placée au centre de la galette de microcanaux juste en amont de la buse, pour chauffer localement le jet pour de futures études de mélange de scalaire passif.

II.2.2.2 Dépôt de carbone

Nous avons essayé de déposer du carbone par sublimation. Les premiers essais sur des plaquettes de verre nous ont donné des coefficients σ entre 8 et 10. En contrepartie, les valeurs de résistivité vers 4 K sont typiquement de 1000 Ω.m, ce qui donnerait des résistances de plusieurs centaines de mégohm pour des détecteurs avec une partie sensible de 5 µm x 5 µm et 3000 Å d'épaisseur de dépôt. Afin de limiter la résistance à basse température à des valeurs raisonnables, nous avons essayé de déposer sur une fibre de verre un dépôt de carbone pris en "sandwich" entre deux dépôts métalliques.

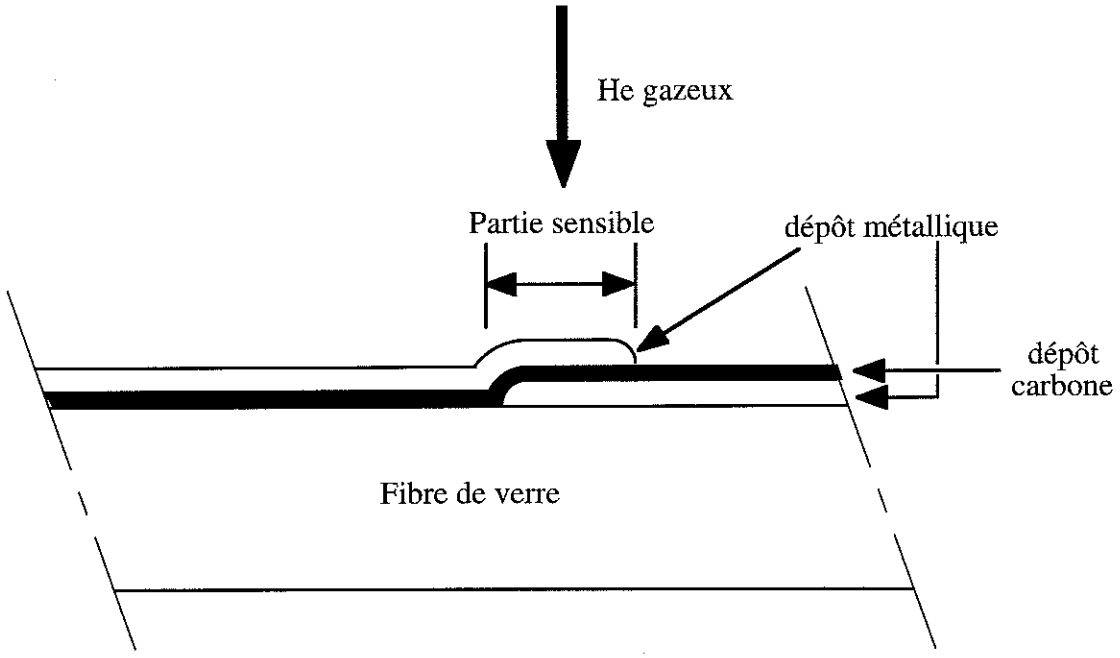


Fig. II.4 : Schéma de principe d'un détecteur avec dépôt de carbone.

Le courant passe ainsi à travers une épaisseur très faible de carbone (quelques centaines d'Angström). Malheureusement, les différents essais réalisés ont donné un comportement métallique, vraisemblablement du à des courts-circuits entre les deux dépôts métalliques à travers le carbone.

II.2.3 Détecteurs AuGe

L'utilisation de l'alliage AuGe, déposé par pulvérisation cathodique, pour réaliser des thermomètres est une technique utilisée au laboratoire depuis plusieurs années [II.4]. L'ensemble du processus, de la fabrication des cibles AuGe à la réalisation des thermomètres, est effectué au CRTBT. Nous avons adapté cette technique à des détecteurs de taille micronique. Ce travail a fait l'objet d'une publication dans Review of Scientific Instruments [II.5].

- **Principe**

Sur une fibre de verre amincie (principe développé au § II.3.1), on dépose par pulvérisation cathodique un alliage AuGe. Un recuit de cet alliage est ensuite nécessaire pour obtenir une variation sensible de la résistance en fonction de la température. La dernière étape consiste à déposer une couche métallique (Ag+Au) excepté sur une petite longueur au centre de la fibre qui définit la partie sensible du détecteur.

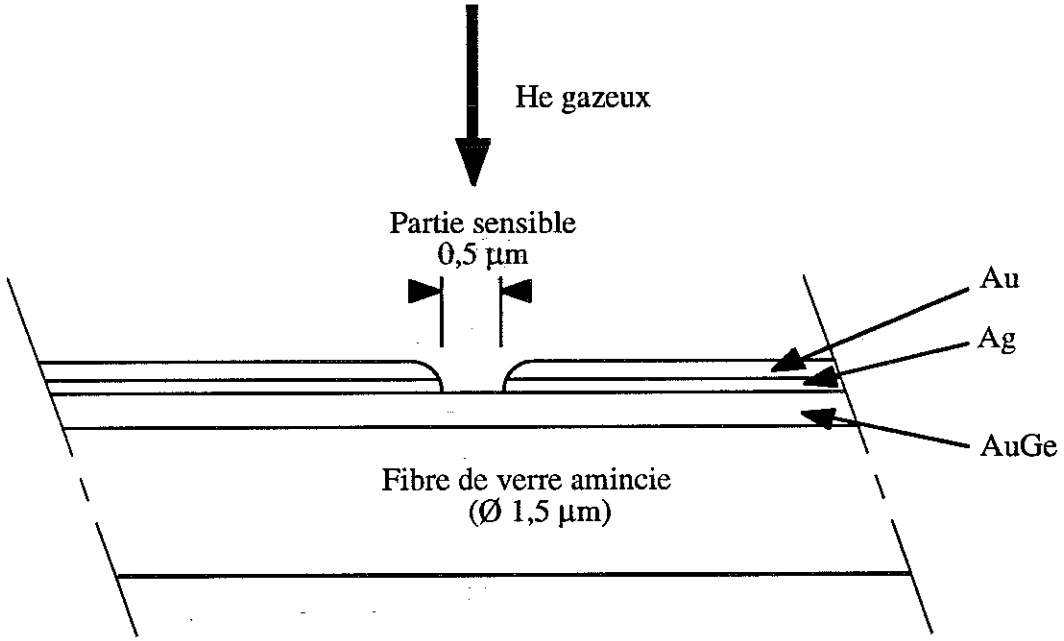


Fig. II.5 : Schéma de principe d'un détecteur avec dépôt AuGe.

Ce type de détecteur peut fonctionner de deux manières :

- Mode thermomètre :

La résistance augmente lorsque la température diminue ; les variations de résistance, mesurées en 4 fils, sont directement reliées aux fluctuations de température de l'écoulement.

- Mode anémomètre :

On applique le principe du fil chaud en chauffant par effet Joule la partie sensible du détecteur aux alentours de 10-20 K. L'asservissement du courant pour maintenir la résistance constante nous donne une tension qui est à l'image de la vitesse instantanée dans l'écoulement.

• **Avantages**

- Double fonction : anémomètre et/ou thermomètre.
- Grande gamme d'utilisation en mode thermomètre : 1 à 300 K
- Choix de la sensibilité lors du recuit : $0,2 < \sigma = (\frac{T}{R}\frac{dR}{dT}) < 1$.
- Dimension ajustable de la partie sensible : limitée à environ 0,5x0,5 μm^2.

• **Inconvénients**

- Délicat à réaliser.
- Très fragile mécaniquement et électriquement.
- Résistivité élevée à 4 K : $\rho \approx 0,5\ \Omega.cm$ avec un $\sigma \approx 0,6$: résistance de quelques kΩ à 4 K.
- Vieillissement rapide au contact de l'air (quelques heures).

II.3 Développement

Ce chapitre présente de manière chronologique le processus de fabrication d'un détecteur. Nous décrirons aussi certaines difficultés rencontrées et les moyens utilisés pour y remédier.

II.3.1 Le support

- **Contraintes**

Le support doit être suffisamment rigide pour ne pas transmettre d'efforts sur le détecteur lorsque l'on est à fort débit. Il doit surtout être "transparent" vis à vis l'écoulement, c'est-à-dire ne pas perturber celui-ci au niveau de la partie sensible du détecteur. Pour cela, nous avons appliqué une règle empirique : tout objet de dimension L doit être situé au moins à 5L de la partie sensible du capteur. Par exemple, le cadre de 1 mm d'épaisseur se trouve à plus de 5 mm du détecteur. De plus, la partie sensible est située légèrement en amont de l'écoulement par rapport au support.

- **Vue d'ensemble**

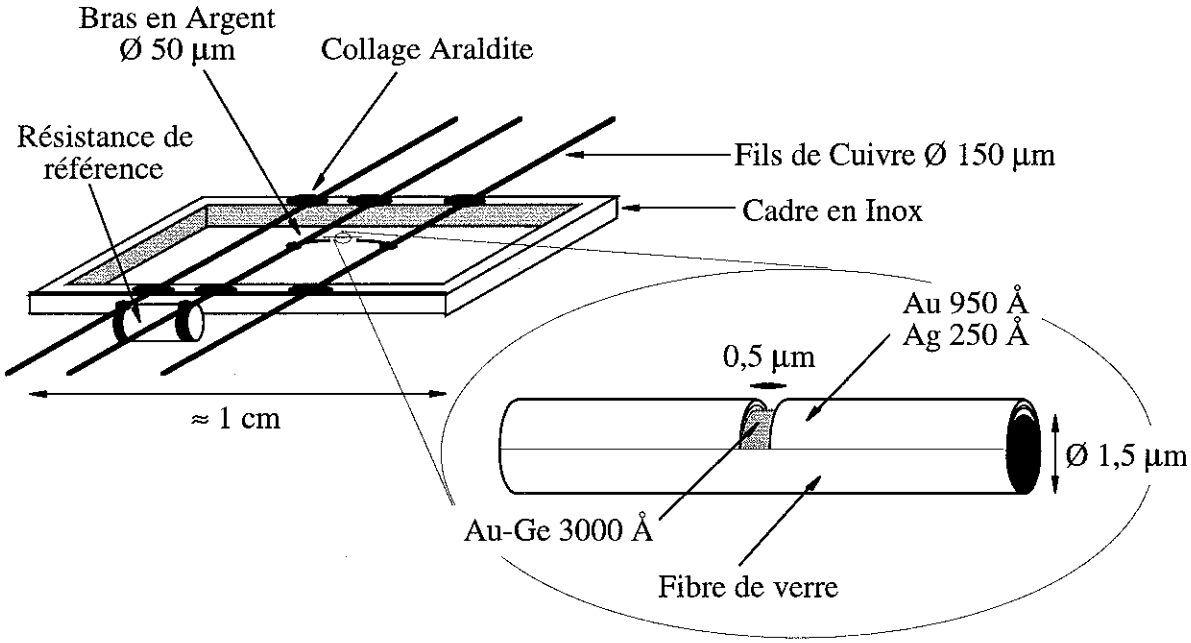


Fig. II.6 : Dessin d'ensemble d'un détecteur AuGe.

La plupart des étapes de fabrication d'un détecteur sont effectuées manuellement à l'aide d'une binoculaire *Olympus* SZ604STR. Avec deux oculaires GSWH 15X, le zoom nous autorise des grossissements variant de 15x à 95x. Cet appareil a été choisi en raison de

sa grande profondeur de champ et d'une distance lentille de sortie/point focal de 100 mm qui nous permet une grande liberté de mouvement.

- **Constitution**

- Cadre :

Le cadre en Inox est de forme rectangulaire, de dimension 12 mm x 18 mm et de section carrée 1 mm^2. Il est mis en forme à partir d'un anneau tronçonné dans un tube ϕ 20 mm. Le cadre viendra se coller, avec du vernis *General Electric*, sur des cordes à piano tendues en travers de la cellule.

- Fils de cuivre vernis :

Trois fils de ϕ 150 µm sont collés sur le cadre avec de l'Araldite standard dégazée : une fois le mélange (résine + durcisseur) préparé, la colle est placée dans une enceinte dans laquelle on réalise un vide primaire à l'aide d'une pompe à palettes, pendant environ un quart d'heure. La colle ainsi dégazée est nettement plus résistante mécaniquement à basse température.

Deux des fils de cuivre sont collés à 2 mm de distance et servent à la fois de support au détecteur et de fils de mesure pour celui-ci.

Le troisième fil et le fil central, distant de 3 mm, sont reliés à l'extérieur du cadre par une résistance de référence (CMS 75 Ω). Cette résistance est placée le plus près possible du détecteur pour minimiser les effets de boucle inductive.

Avant montage, une mesure en 4 fils est effectuée lors de la caractérisation du détecteur de la température ambiante à la température de l'hélium liquide.

- Bras d'argent :

Ils sont constitués de 2 fils d'argent de ϕ 50 µm soudés (soudure Sn-Pb) au milieu du cadre sur deux des fils de cuivre préalablement dénudés et étamés. Les bras sont mis en forme manuellement pour permettre le collage de la fibre de verre. Ils maintiennent le détecteur légèrement en amont de l'écoulement par rapport à l'ensemble du support (2 mm environ).

Les bras d'argent doivent être le plus court possible pour éviter toute vibration lors de manipulations qui risqueraient de casser la fibre de verre, en particulier pour des fibres de 1 µm de diamètre. Ces bras d'argent sont indispensables pour obtenir un bon collage de la fibre de verre.

- Fibre de verre :

La fibre de verre a été choisie comme support pour les différents dépôts en raison de sa nature d'isolant électrique et de sa faible conduction thermique ($K_v \approx 10^{-3}$ W/cm.K vers 4 K). Ce comportement d'isolant thermique limite l'étalement le long de la fibre de la chaleur produite dans la partie sensible et améliore la résolution spatiale.

Les fibres de verre utilisées [II.6] sont de type "E borosilica" avec un diamètre de 5,5 µm. Pour des raisons de sécurité (les particules de l'ordre de 1 µm étant nocives par inhalation), les fibres de verre de plus petit diamètre ne sont pas fabriquées commercialement.

- Nettoyage de la fibre :

Une des principales difficultés réside dans le bon nettoyage de ces fibres de verre. La moindre particule de poussière d'un diamètre de l'ordre du micromètre, risque d'interrompre le contact électrique le long de la fibre après dépôt de l'alliage métallique.

De nombreuses solutions ont été testées (acide sulfochromique, trichloréthylène, mélange d'attaque des PMMA et $SiSiO_2$, ...) et la procédure finalement retenue consiste à plonger la fibre de verre dans un mélange composé de 5 % de RBS-HCW [II.7] dans de l'eau désionisée, le tout chauffé à 60°C et soumis aux ultrasons durant 10 minutes.

Un contrôle de la propreté de la fibre au microscope est indispensable après chaque nettoyage. Notons en outre que toutes les étapes ultérieures doivent être réalisées rapidement, pour minimiser le risque de pollution de la fibre par des poussières, avant et après les dépôts.

- Amincissement de la fibre :

L'opération suivante consiste à amincir la fibre de verre pour se rapprocher de la taille du micromètre. Pour cela, nous avons fabriqué un "microfour résistif".

Celui-ci est composé d'un fil en acier de 150 µm de diamètre ($R \approx 10\ \Omega$) enroulé en hélice (résistance prélevée sur un sèche-cheveux). La fibre de verre, placée sur l'axe de la résistance, est maintenue tendue verticalement à l'aide d'un morceau de scotch d'environ 1 mg fixé à son extrémité. On porte la résistance au rouge à l'aide d'une alimentation continue, avec une puissance de l'ordre de 5,5 W. Par rayonnement, la fibre de verre est chauffée au-delà de son point de transition vitreuse et commence à s'allonger en s'amincissant. On contrôle manuellement l'allongement de la fibre de verre en jouant sur l'alimentation du four. Un chauffage excessif conduit à la rupture de la fibre, qui vient se polluer au contact du four et devient inutilisable. Typiquement, avec une résistance chauffante de 5 mm de hauteur (≈ 10 spires) et 3 mm de diamètre, un allongement de 1 cm de la fibre de verre conduit à un diamètre de 1,5 µm sur quelques millimètres de longueur.

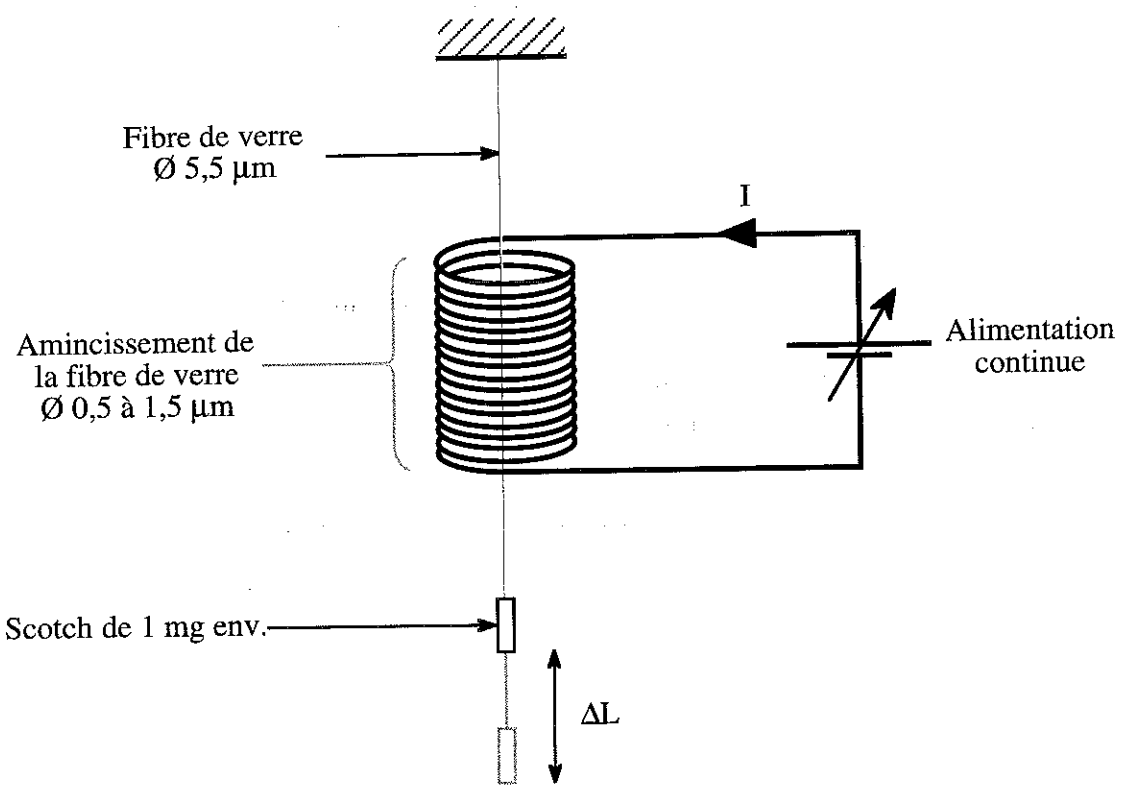


Fig. II.7 : Schéma du "microfour".

- Collage de la fibre :

La fibre de verre, propre et amincie, est collée sur les bras d'argent avec de la laque à l'argent. Cette opération est l'une des plus délicates, car un bon collage est primordial. A l'endroit où la laque à l'argent recouvre la fibre de verre, il ne doit pas y avoir de bourrelet qui risquerait d'ombrer la fibre lors du dépôt métallique et provoquer une discontinuité électrique. Le collage repose sur le coup de main expérimental, et dépend fortement de la consistance de la laque à l'argent. La fibre ainsi collée a une longueur de 300 à 400 µm.

Pour augmenter au maximum les chances d'obtenir un détecteur opérationnel, quatre supports sont réalisés simultanément. Ils sont ensuite fixés sur une plaque en laiton qui s'adapte sur le porte-échantillon du magnétron. Au préalable, un cache est monté au-dessus des supports pour éviter que le dépôt métallique ne court-circuite le détecteur au niveau du cadre.

II.3.2 Dépôts et recuits

II.3.2.1 Comportement de l'alliage Au-Ge

L'alliage Au-Ge utilisé au CRTBT pour des thermomètres à base de Silicium oxydé [II.4] a une concentration atomique de 17 % d'Or pour 83 % de Germanium. Des études antérieures ont montré qu'avec cette concentration on obtenait, après recuit, un comportement semiconducteur avec une forte variation de résistance avec la température.

La variation de résistance avec la température dépend fortement du traitement thermique appliqué comme illustré sur la figure II.8.

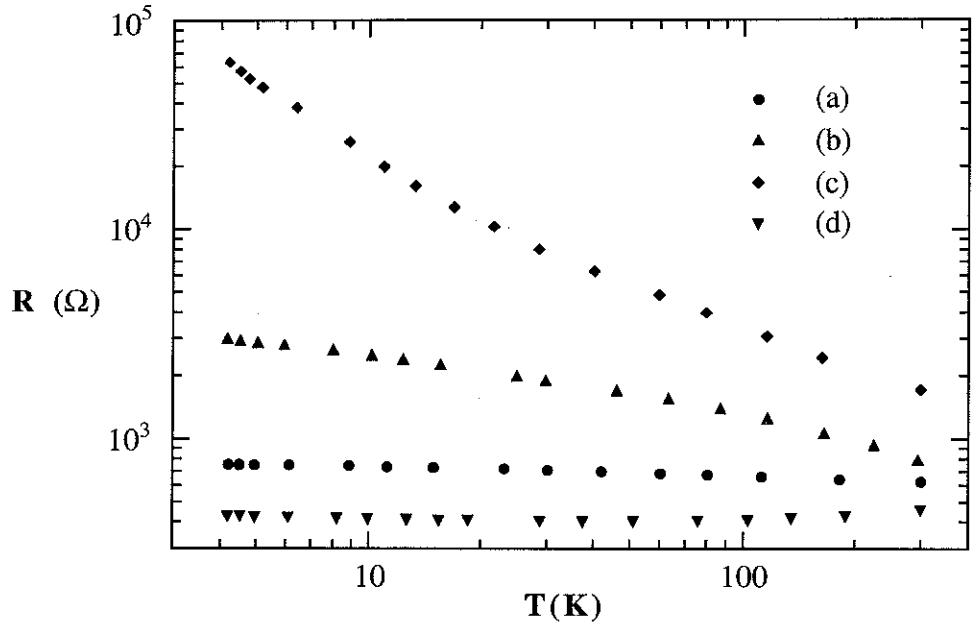


Fig. II.8 : Influence de la température et de la durée du recuit sur la sensibilité de dépôts AuGe de 3000 Å d'épaisseur sur des fibres de 1,5 µm de diamètre. La longueur utile du dépôt AuGe est limitée à 1,5 µm par dépôt d'une couche métallique d'Ag+Au.
a) après dépôt (amorphe) : $\sigma = 0{,}039$
b) recuit 30 mn à 100 °C : $\sigma = 0{,}25$
c) recuit 110 mn à 105 °C : $\sigma = 0{,}96$
d) recuit 130 mn à 105 °C (cristallisé) : $\sigma = 0{,}021$

Après dépôt, l'alliage Au-Ge est dans un état amorphe, hors d'équilibre chimique et cristallin, et ne présente aucune dépendance de résistance en fonction de la température (courbe (a)). Un recuit est nécessaire pour obtenir une bonne sensibilité avec la température. La résistance (de même que la sensibilité) augmente en fonction de la température et de la durée du recuit (courbes (b) et (c)). Au-delà de 110°C, la résistance décroît fortement et la sensibilité redevient nulle (courbe (d)). Ce changement de comportement correspond à la cristallisation du dépôt Au-Ge.

L'Or et le Germanium sont des matériaux insolubles à l'équilibre. Dans l'état amorphe, l'augmentation de résistance lors du recuit est probablement due au regroupement d'atomes d'Or sous forme d'amas, dépeuplant ainsi la matrice de Germanium. Les porteurs d'électrons s'éloignent de plus en plus, ce qui diminue la conductivité électrique par effet tunnel ou saut (hopping). Par contre, dans l'état cristallisé, l'arrangement ordonné des atomes entraîne une bonne conductivité.

Il est à noter que le comportement global de l'alliage Au-Ge (jusqu'à la cristallisation) est semblable sur les fibres de verre à celui étudié sur les wafers de Silicium oxydés [II.4].

Comme on peut le constater sur la figure II.8, la dépendance de la résistance avec la température peut être correctement décrite entre 4 K et 300 K par une loi de puissance de la forme :

$$R=R_0 T^{-\sigma}$$

L'exposant σ détermine la sensibilité de l'alliage Au-Ge comme thermomètre résistif. Il représente la pente de R(T) dans un diagramme log-log.

$$\sigma=-\frac{d\ln R}{d\ln T}=\left|\frac{T}{R}\frac{dR}{dT}\right|$$

II.3.2.2 Dépôt Au-Ge

Les supports sont montés dans une unité magnétron radiofréquence, où l'alliage Au-Ge est déposé par pulvérisation cathodique. Les fibres de verre sont situées à 40 mm d'une cible Au-Ge de 5 cm de diamètre.

Un dépôt de 3000 Å d'épaisseur est effectué avec de l'Argon ionisé sous une pression de 0,37 Pa, à une vitesse de 2,3 ± 0,1 Å/s. Cette vitesse, mesurée par un quartz vibrant, est primordiale pour obtenir un dépôt Au-Ge dans l'état amorphe : la fibre de verre, relativement bien isolée thermiquement du support, n'est pas refroidie lors du dépôt, ce qui peut engendrer au cours même du dépôt la cristallisation de l'alliage. On doit donc faire un dépôt assez lent.

Après dépôt, on contrôle que les couches d'Au-Ge ont une résistance de quelques dizaines de kΩ pour s'assurer que le dépôt est continu sur toute la fibre. La mesure est réalisée en 2 fils avec un détecteur multifonction PIO ou un pont de mesure PS01 [I.15], avec un courant d'environ 10 µA. L'utilisation de multimètres est à proscrire, car ils délivrent plusieurs centaines de µA et risquent d'endommager la couche d'Au-Ge.

II.3.2.3 Recuit

Les recuits sont réalisés au laboratoire avec un four de 50 mm de diamètre intérieur, sous flux d'Argon afin d'éviter toute oxydation. Avant l'introduction des échantillons, le

four est au préalable monté en température et régulé, à l'aide d'un régulateur PID Eurotherm, à la valeur désirée à ± 0,1°C.

Nous avons effectué les premiers recuits vers à 200°C, au-delà de la cristallisation de l'Au-Ge, car les thermomètres sur substrat de Silicium utilisés au laboratoire [II.4] sont réalisés dans ces conditions. En effet, avec un recuit d'une heure à 200°C les dépôts sur Silicium présentent une sensibilité σ d'environ 0,8. De plus, dans l'état cristallisé, ils sont moins sensibles à un "recuit" à long terme à température ambiante que lorsque le dépôt est dans l'état amorphe. Cependant, avec les mêmes conditions de recuit, nous n'avons pas réussi, sur des fibres de verre de 5 µm de diamètre, à obtenir une sensibilité (σ) supérieure à 0,15. Cette différence de comportement est peut-être due à la géométrie des fibres de verre (dimensions et rayon de courbure de la surface couverte) très différente des wafers de Silicium. Nous avons essayé de prolonger la durée du recuit jusqu'à 5 heures et monté la température vers 220°C, mais sans plus de résultat. Il se peut que des températures de recuit supérieures à celles-ci donnent de meilleurs résultats, mais la tenue thermique de la laque Argent et de l'Araldite limite cette possibilité.

Nous nous sommes alors orientés vers des recuits dans l'état amorphe, au seuil de la cristallisation, aux alentours de 100°C.

Pour pouvoir contrôler le recuit en temps réel, nous mesurons en 4 fils, dans le four, la variation de résistance du détecteur. Nous avons réalisé un montage électrique qui nous permet de choisir le courant injecté, en général 10 µA, et nous mesurons la tension correspondante avec un multimètre Métrix MX50. L'utilisation de cet appareillage, malgré sa faible précision, est suffisante pour réaliser ce contrôle, et sa mise en oeuvre est beaucoup plus simple que pour un détecteur multifonction.

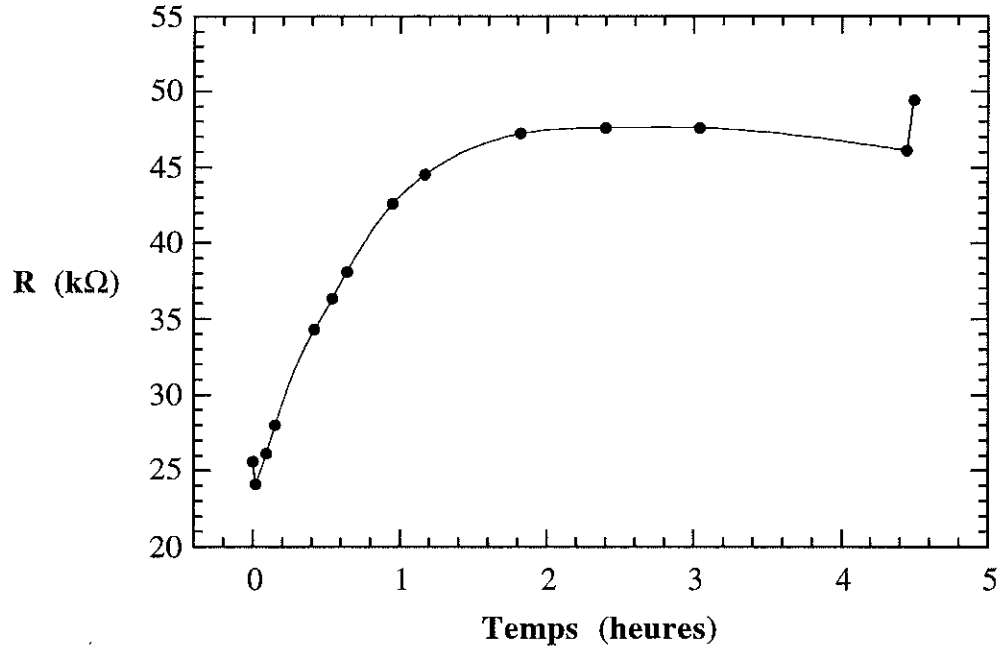


Fig. II.9 : Evolution de résistance d'un dépôt d'Au-Ge sur une fibre de Ø = 5 µm pendant un recuit à 105 ± 1 °C.

La figure II.9 représente une évolution standard de la résistance en fonction du temps de recuit. La résistance commence par croître rapidement en raison de la ségrégation des atomes d'Au, puis elle plafonne au bout d'une heure ou deux avant de diminuer. Cette diminution signe le début de cristallisation de l'alliage Au-Ge. Si l'on avait prolongé le recuit, la résistance serait descendue en dessous de la valeur initiale de 24 kΩ. Les brusques variations de résistance en début et fin de recuit sont dues à l'introduction dans le four et au retrait du détecteur.

Avec cette mesure in-situ, il nous est non seulement possible d'éviter la cristallisation, mais de plus nous pouvons "choisir" la sensibilité du détecteur. Après plusieurs essais, nous avons en effet observé une corrélation entre la sensibilité (σ) et le rapport des résistances entre la fin et le début de recuit, comme illustré sur la figure II.10.

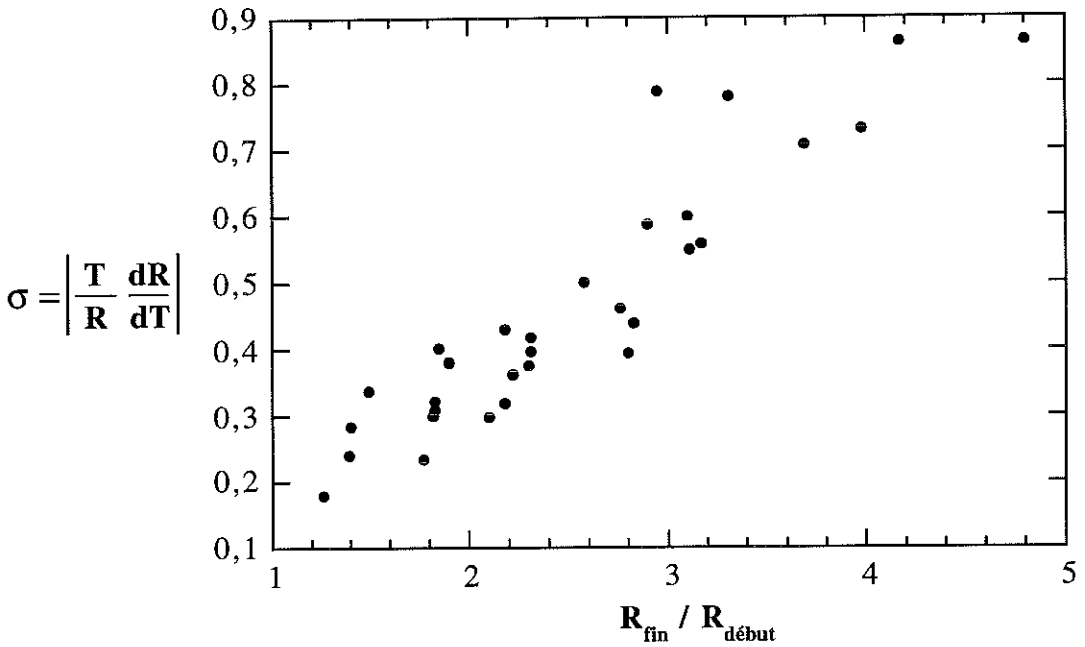


Fig. II.10 : Corrélation entre la sensibilité relative σ (de 4 à 300 K) et le rapport des résistances entre la fin et le début du recuit.

Systématiquement après un recuit, la caractérisation jusqu'à 4,2 K du détecteur en fonction de la température est réalisée. Pour cela on utilise une canne, au bout de laquelle est monté le détecteur, que l'on plonge progressivement dans une bouteille contenant de l'Hélium liquide en équilibre avec sa vapeur stratifiée. Le gradient de température entre le liquide et le col de la bouteille est compris entre 4,2 K et 300 K.

Une résistance carbone Allen-Bradley (≈70 Ω à 300 K) mesurée en 4 fils avec un Siemensmètre [I.15] nous indique la température. Cette résistance a été étalonnée de 10 à 300 K à partir d'une diode modèle DT-470-SD-13 et de 1 à 30 K par rapport à une résistance Germanium modèle Ge-200A-1000. La précision relative en température est $dT/T = 10^{-3}$.

La mesure du détecteur Au-Ge se fait en 4 fils avec un détecteur multifonction PIO (courant de 10 μA et résolution dR/R de 10^{-5}).

Cet étalonnage est nécessaire pour obtenir une première valeur de la sensibilité du détecteur. Si celle-ci n'est pas suffisante, il est toujours possible d'effectuer un deuxième recuit à une température légèrement plus élevée. De plus, connaissant la longueur utile du dépôt Au-Ge, mesurée avec un stéréomicroscope Zeiss (grossissement de 160x), on peut déterminer la largeur du cache pour obtenir, après le dépôt métallique, la résistance souhaitée à basse température.

II.3.2.4 Dépôt Ag-Au

La dernière étape - la plus délicate - consiste à limiter la longueur de la partie sensible pour obtenir une résolution spatiale de l'ordre du micromètre. Pour cela on va court-circuiter avec une couche métallique la quasi totalité du dépôt Au-Ge, excepté au centre de la fibre sur une faible longueur.

Sur le dépôt Au-Ge, on positionne perpendiculairement à la fibre et au centre de celle-ci un cache constitué d'une fibre de verre propre et amincie. Pour des détecteurs de 1,5 µm de diamètre, le fil cache utilisé est aminci jusqu'à 0,5 µm de diamètre. L'emploi d'un cache de si petite dimension nous permet de limiter la résistance à basse température. Au-delà de quelques kΩ et à des fréquences de l'ordre du MHz, on est limité par le temps de réponse RC du thermomètre où C représente la capacité électrique des fils de mesures (C = 5 pF pour des fils basse capacité de 10 cm de longueur). La taille du cache ne doit pas être inférieure à un tiers du diamètre du détecteur sous risque de court-circuiter entièrement le dépôt Au-Ge par la couche métallique.

Le dépôt est réalisé dans un évaporateur sous une pression de 10^{-6} Torr à une vitesse de $1 \pm 0,5$ Å/s. Une première couche d'Argent de 300 Å d'épaisseur est déposée pour obtenir une bonne adhérence. Elle est immédiatement recouverte d'une couche d'Or de 1000 Å qui va offrir une faible résistance et une bonne protection contre l'oxydation. Une vitesse d'évaporation trop élevée entraîne la cristallisation du dépôt Au-Ge, qui est chauffé à la fois par le rayonnement émis par les creusets portés à haute température et par la condensation sur sa surface des atomes d'Argent et d'Or. Pour éviter la cristallisation, on limite la puissance de chauffage des creusets pour maintenir une vitesse d'évaporation inférieure à 2 Å/s. La résistivité de la couche métallique Ag+Au entre 4 K et 20 K est d'environ 4 µΩ.cm (pour une fibre de 1,5 µm de diamètre), ce qui représente environ 100 Ω, soit moins de 6 % de la résistance totale du détecteur à basse température.

Le cache retiré, on mesure la longueur de la partie sensible avec le grossissement maximum du microscope Zeiss. Ce grossissement de 400x est à peine suffisant car une division du micromètre oculaire représente 1,59 µm. Nous avons essayé de mesurer cette longueur avec un Microscope Electronique à Balayage, mais le faisceau d'électron a une fâcheuse tendance à fondre le dépôt d'Au-Ge. La mesure de la longueur nue d'Au-Ge s'avère toutefois indispensable pour s'assurer qu'il n'existe pas plusieurs points sensibles dus à la présence de poussières de quelques micromètres sur la fibre avant le dépôt

métallique. On vérifie donc, qu'avant et après le dépôt Ag-Au, le rapport des résistances à 300 K est égal au rapport des longueurs utiles de la couche d'Au-Ge.

Enfin, on caractérise le thermomètre avec le détecteur multifonction. A partir de ce moment là, il faut faire très attention lors du branchement des fils car le détecteur est extrêmement fragile électriquement. La très petite dimension de la fibre et du point Au-Ge résistif font que le revêtement Au-Ge peut être cristallisé très facilement, voire évaporé par le moindre courant de décharge électrostatique (en touchant les fils avec les doigts ou avec un fer à souder en particulier). On notera aussi que le courant utilisé pour mesurer le détecteur à température ambiante ne doit pas excéder 10 µA pour éviter tout risque de cristallisation. Mises à part les périodes de mesure, le détecteur est en permanence court-circuité pour éviter toute décharge électrique.

La caractéristique résistance/température de la figure II.11 est celle du détecteur que nous avons employé pour les mesures de vitesse présentées dans ce mémoire.

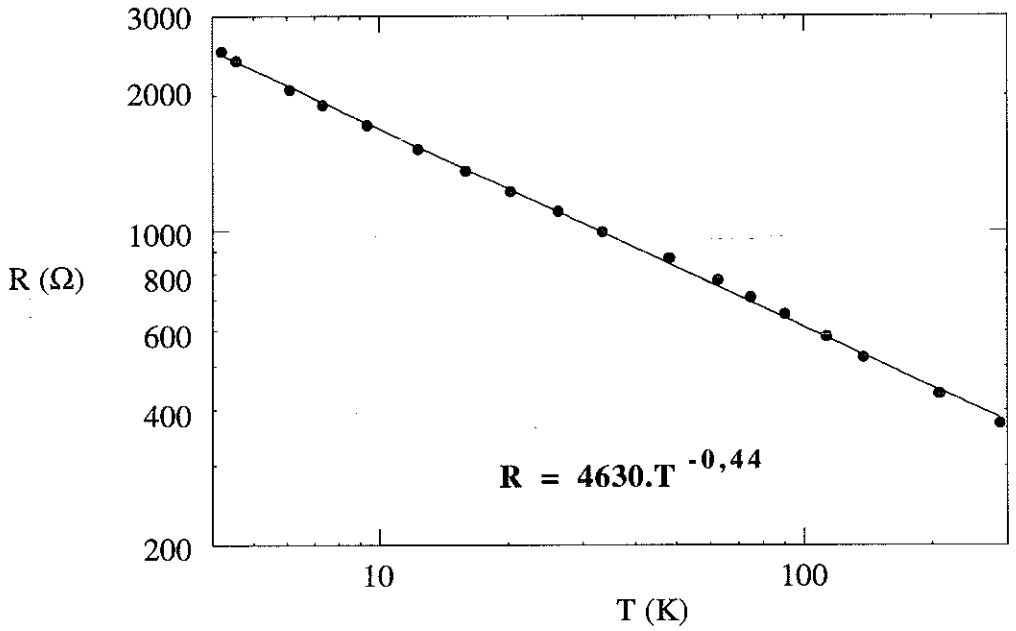


Fig. II.11 : Caractéristique résistance/température du détecteur n° 347

Cette caractéristique est sensiblement linéaire sur toute l'étendue de température (4 K à 300 K), et la sensibilité du thermomètre (σ) est de 0,44 (pente de la droite) pour une résistance à 4,2 K inférieure à 3 kΩ.

II.3.2.5 Reproductibilité

Pour des fibres placées au même endroit dans le système de pulvérisation Au-Ge, la reproductibilité après dépôt de la résistivité dans l'état amorphe est d'environ 15 %.

Au cours d'un même dépôt, de 3000 Å d'épaisseur, sur 4 fibres de verre distantes de 2 à 3 cm de l'axe de la cible, la gamme de résistivité à température ambiante s'échelonne de

70 à 100 μΩ.m pour des fibres Ø = 1,5 μm, et de 40 à 70 μΩ.m pour des fibres Ø = 5,5 μm.

La reproductibilité après un recuit dans les mêmes conditions de durée et de température n'est pas parfaite. La résistivité peut varier de plus de 50 % d'une fibre à l'autre, d'où la nécessité de contrôler le recuit pour chaque détecteur.

Ces écarts de comportement entre détecteurs peuvent s'expliquer par des différences de concentration de l'alliage Au-Ge dues à l'inhomogénéité de la cible Au-Ge et à des fluctuations de température dans le plasma lors du dépôt.

II.3.2.6 Détecteur employé

Je récapitule les caractéristiques du détecteur (n° 347) avec lequel nous avons réalisé toutes les mesures de fluctuations de vitesse présentées dans les chapitres IV et V.

• Caractéristiques :

Longueur totale = 414 μm.
Diamètre = 1,7 μm.
Epaisseur du dépôt Au-Ge = 3350 Å.
Epaisseur du dépôt Ag = 250 Å.
Epaisseur du dépôt Au = 950 Å.
Longueur de la partie sensible = 0,5 μm.
Résistivité du point Au-Ge à 4 K = 2,9 Ω.mm.

• Sensibilité dans le domaine de travail, de 4 à 20 K :

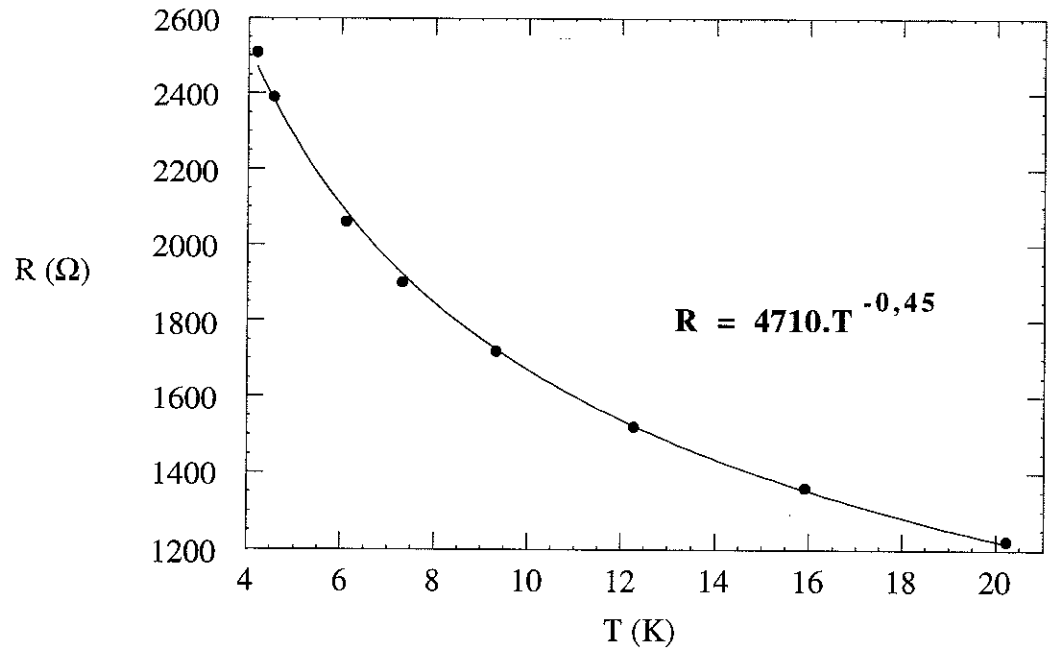


Fig. II.12 : Caractéristique résistance/température entre 4 et 20 K.

• Résolution de la mesure en thermomètre :

Une mesure en 4 fils avec un détecteur multifonction autorise une résolution $\frac{dR}{R} = 10^{-5}$, ce qui nous permet de mesurer des différences de température de 0,1 mK vers 4 K.

• Caractéristique en mode fil chaud :

Pour un courant de 57 µA, la température du point sensible est d'environ 15 K (cf.§ III.1.2).

II.4 Modélisation du comportement en anémomètre

Lors de l'élaboration d'un détecteur Au-Ge, les paramètres essentiels qui définissent ses performances (sensibilité, temps de réponse, résolution spatiale) sont nombreux :

- Diamètre du fil
- Longueur de la partie sensible
- Durée du recuit
- Epaisseur du dépôt Au-Ge
- Epaisseur du dépôt métallique
- Nature du dépôt métallique
- .....

Les performances du détecteur dépendent de tous ces paramètres. Cependant, la durée de fabrication d'un détecteur rend impossible l'étude de l'influence de chaque paramètre pris isolément. Nous avons donc développé une simulation numérique dont l'objectif est de mettre en évidence les domaines d'influence et les paramètres dominants, permettant le développement de capteurs répondant au mégahertz et de taille micronique. Cette simulation est ensuite confrontée aux résultats de mesures expérimentales, en particulier pour les résolutions spatiale et temporelle.

Les mesures présentées dans ce mémoire concernent le signal de vitesse dans le jet. La simulation a donc été développée dans le cadre du mode de fonctionnement en anémomètre.

La première étape consiste à déterminer le profil de température le long de la fibre, en établissant l'équation d'équilibre thermique en régime permanent (§ II.4.1). La simulation d'une perturbation se déplaçant le long de la fibre nous permettra ensuite d'estimer la résolution spatiale (§ II.4.2). En dernier lieu, nous aurons accès au temps de réponse de l'anémomètre en ajoutant un terme de chauffage à l'équation d'équilibre thermique de base (§ II.4.3).

Les calculs sont développés en annexes.

II.4.1 Calcul statique : régime permanent

II.4.1.1 Equation d'équilibre

L'équilibre thermique du détecteur parcouru par un courant I, par unité de longueur au point considéré, est défini par l'équation :

$$RI^2 = \dot{Q}_s + \dot{Q}_g$$

- RI^2 représente la puissance produite par effet Joule.
- $\dot{Q}_g$ est la puissance évacuée par convection dans le gaz environnant.
- $\dot{Q}_s$ est la puissance évacuée par conduction solide dans le fil (verre plus métal).

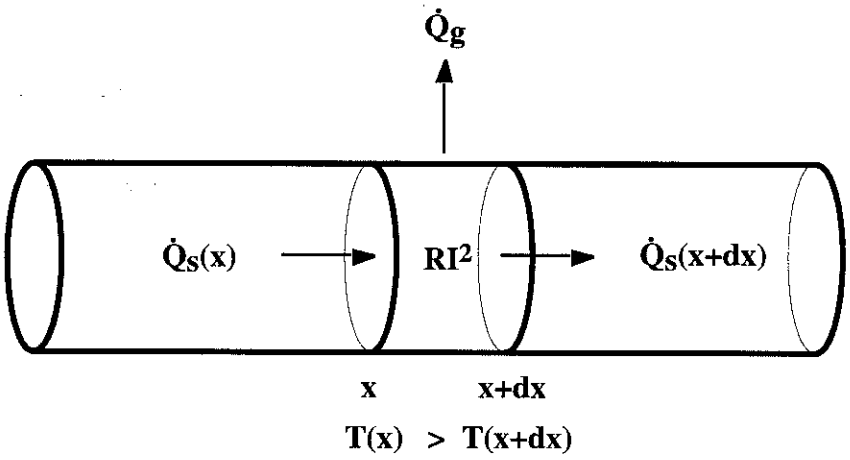


Fig. II.13 : Equilibre thermique du fil chaud dans une épaisseur dx.

L'équation différentielle reliant le courant parcourant le fil à la température (prise constante dans une section du fil), en supposant dans un premier temps la conductibilité thermique du fil constante, s'écrit :

$$RI^2 = -K_M \frac{d^2T(x)}{dx^2} + K_H (T(x) - T_0) \qquad (1)$$

La puissance évacuée par conduction solide est donnée par le terme $-K_M \frac{d^2T(x)}{dx^2}$, où K_M est le produit de la section du fil et des dépôts par la conductibilité thermique du fil (fibre de verre + métal en parallèle).

Le terme $K_H (T(x) - T_0)$ représente la puissance évacuée par convection dans le gaz environnant à température T_0. Le coefficient K_H est égal à πK_{He} si l'on considère que le

gradient thermique radial s'établit sur une distance de l'ordre du rayon r du fil et que l'échange thermique se fait essentiellement sur une demi-calotte du côté du dépôt métallique. K_{He} est la conductibilité thermique de l'Hélium gazeux à basse température.

II.4.1.2 Résolution dans le cas où les résistances sont constantes

Dans l'hypothèse où la résistance R de la section considérée est constante, la solution générale de cette équation différentielle du second ordre est :

$$T(x) = T_0 + \frac{R_i I^2}{K_H} + \Delta_+ e^{x/\lambda_i} + \Delta_- e^{-x/\lambda_i} \qquad (2)$$

où Δ_+ et Δ_- sont les deux constantes d'intégration. R_i est la résistance électrique de la région i du fil considéré par unité de longueur (Figure II.14). $\lambda_i = \sqrt{K_{Mi}/K_H}$ est la longueur caractéristique d'étalement de la température dans la région i, où K_{Mi} est la conductibilité thermique du fil (verre plus métal) multipliée par la section de la région i correspondante.

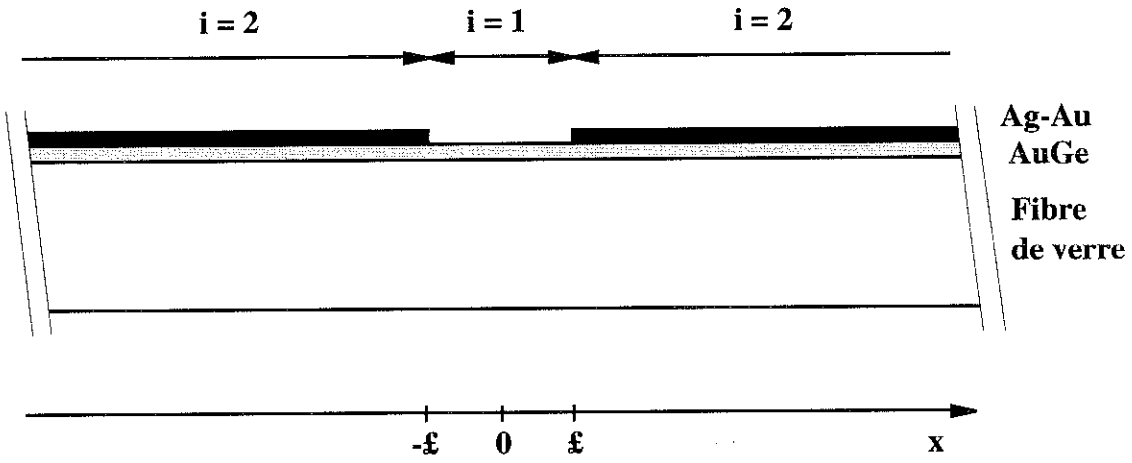


Fig. II.14 : Repérage des différentes zones du fil.

On s'intéresse uniquement à la partie $x \geq 0$ du fil en raison de la symétrie du profil de température. Pour chacune des régions 1 et 2, on peut déterminer la solution exacte de l'équation (2) (cf. annexe I). Pour un courant donné, le profil analytique peut donc être tracé point par point, connaissant les valeurs des résistances R_1 et R_2, du paramètre géométrique £ et de la conductibilité thermique de l'Hélium et du fil.

II.4.1.3 Résolution numérique pour des résistances non constantes

On va s'intéresser ici aux profils statiques.

• Modification de l'équation d'équilibre

L'équation (1) est modifiée pour tenir compte de la variation le long du fil, de la conductivité thermique K_M et du couplage avec l'Hélium K_H :

$$RI^2 = -\frac{d}{dx}\left(K_M(x)\,\frac{dT(x)}{dx}\right) + K_H\,(T(x) - T_0) \quad (2)$$

• Paramètres de calcul

L'évolution des différents paramètres est pris en compte de la façon suivante :

- Couplage avec l'Hélium : K_H

La conductivité thermique par unité de longueur est considérée sur une demi-calotte car les dépôts ne recouvrent qu'une moitié de la fibre :

$$K_H = \pi.K_{He}.Nu$$

où :

- Nu est le nombre de Nusselt. Il varie approximativement comme la racine du nombre de Reynolds [II.8].
- K_{He} est la conductivité thermique de l'Hélium gazeux ($W.m^{-1}.K^{-1}$) dépendant de la température moyenne entre le fil et le gaz environnant :

$$T_m = \frac{T+T_0}{2}$$

K_{He} est calculée à partir de la relation empirique [II.9] :

$$K_{He} = 0{,}0013351 + 0{,}0020546.T_m - 5{,}9013.10^{-5}.T_m^2 + 9{,}1457.10^{-7}.T_m^3$$

- La résistivité électrique dans la région 2 (dépôt métallique) :

Elle est constante le long du fil entre 4 et 20 K (la résistance de la couche Ag-Au est dans la résiduelle) :

$\varnothing_{dét} = 5{,}5\ \mu m \Rightarrow \rho_{AgAu} = 0{,}8\ \mu\Omega.cm.$

$\varnothing_{dét} = 1{,}5\ \mu m \Rightarrow \rho_{AgAu} = 4\ \mu\Omega.cm.$

- La conductivité thermique de la couche métallique (Ag+Au) :

Elle dépend directement de la température par la loi de Wiedemann-Franz :

$$\frac{K_e \rho}{T} = 2{,}445.10^{-8}\ W.\Omega.K^{-2}$$

où K_e est la conductivité thermique (électronique) du matériau ($W.m^{-1}.K^{-1}$), et ρ sa résistivité électrique (Ω.m).

- La résistance électrique de la couche Au-Ge : R_1 :

Elle varie suivant une loi de puissance de T (cf. § II.3.2.1) :

$R_1 = R_0 T^{-\sigma}$ (qui dépend de chaque détecteur)

- La conductivité thermique du dépôt Au-Ge :

Elle est supposée constante en raison de la forte concentration de Ge. La conductivité thermique de la couche Au-Ge est prise équivalente à celle de la fibre de verre (considérée constante) :

$$K_{AuGe} = K_{verre} = 10^{-1}\ W.m^{-1}.K^{-1} \text{ (vers 4 K)} \qquad [II.10]$$

$i = 2$

$R_2 = Cte$

$K_{M2} = K_{verre}S_{verre} + K_{AuGe}S_{AuGe} + K_{AgAu}S_{AgAu}$

où $K_{AgAu} = 2{,}445.10^{-8}\ T / \rho_{AgAu}$

$i = 1$

$R_1 = R_0 T^{-\sigma}$

$K_{M1} = K_{verre}S_{verre} + K_{AuGe}S_{AuGe} = Cte$

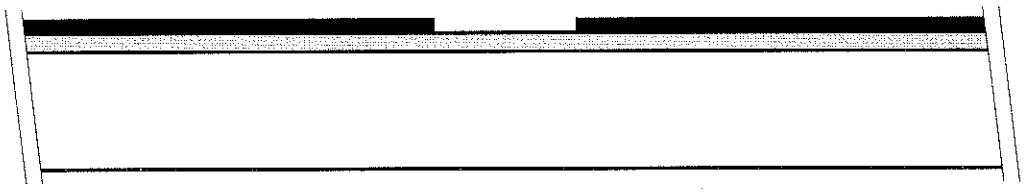


Fig. II.15 : Paramètres de calcul.

Loin du point sensible, et par analogie avec les longueurs caractéristiques obtenues par résolution analytique (cf. § II.4.1.2), on peut définir une longueur caractéristique λ_2 qui dépend directement de K_M : $\lambda_2 = \sqrt{K_{M2}/K_H}$.

Pour un courant donné, il existe un profil de température d'équilibre unique le long de la fibre. Le principe du calcul consiste donc à calculer la température de proche en proche le long du fil (avec un pas δ), en partant d'un point éloigné du point sensible (en x = -L), jusqu'à un point symétrique du point de départ (en x = +L). Le profil obtenu sera validé si la valeur de T en x = +L est très proche de celle prise au départ, en x = -L.

- **Résolution**

Dérivée à l'origine (x=-L)

Le choix d'une valeur de départ sur la température en x = -L permet d'évaluer la dérivée en ce même point. En effet, loin du point sensible (x<<0), la température tend vers une valeur constante T_∞, et K_{M2} est constant. Donc λ_2 = Cte avec un profil exponentiel de la forme :

$$T(x) = T_0 + \frac{R_2 I^2}{K_H} + \Delta_2 \, e^{(x-£)/\lambda_2(x)}$$

On en déduit la dérivée en x = -L :

$$\left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{x=-L} = \frac{1}{\lambda_2(x=-L)}\left(T(x=-L) - T_0 - \frac{R_2 I^2}{K_H}\right)$$

Calcul des points suivants

A partir de T(x=-L) et de $\left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{x=-L}$ on peut calculer la température du point voisin T(x=-L+δ) :

$$T(x=-L+\delta) = T(x=-L) + \delta \left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{x=-L}$$

que l'on peut écrire :

$$T(x=-L+\delta) = T(x=-L) + \delta \frac{1}{K_M(x=-L)}\left(K_M(x=-L) \left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{x=-L}\right)$$

expression qui fait apparaître le produit $K_M \frac{dT}{dx}$ que l'on peut calculer à l'aide de la relation (2).

On peut ensuite calculer T(-L+2δ). On calcule d'abord le produit de $K_M(x=-L+\delta)$ par la dérivée de T en -L+δ :

$$K_M(x=-L+\delta) \left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{-L+\delta} = K_M(x=-L) \left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{-L} + \delta \left.\left(\frac{d}{dx}\left(K_M(x=-L) \frac{dT(x)}{dx}\right)\right)\right|_{-L}$$

Soit, en identifiant avec l'équation de départ (2) :

$$K_M(x=-L+\delta) \left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{-L+\delta} = K_M(x=-L) \left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{-L} + \delta \left[K_H(T(x=-L) - T_0) - RI^2\right]$$

D'où le calcul de T(x=-L+2δ) :

$$T(x=-L+2\delta) = T(x=-L+\delta) + \delta \frac{1}{K_M(x=-L+\delta)} \left(K_M(x=-L+\delta) \frac{dT(x)}{dx}\Big|_{-L+\delta} \right)$$

et ainsi de suite jusqu'à T(x=+L).

Caractérisation de l'évolution du profil

Bien que la conductivité thermique K_{M2} varie avec x, on peut qualitativement caractériser les règles de convergence du profil de température en raisonnant à partir de l'équation (1) que l'on écrira :

$$\frac{d^2T(x)}{dx^2} = \frac{K_H}{K_M} \left[T(x) - T_0 - \frac{RI^2}{K_H} \right]$$

Cette relation montre que, pour ne pas diverger, le profil doit s'inscrire entre les limites $T_0 + \frac{R_i(T)I^2}{K_H}$ (i=1,2) sans les dépasser. Dans le cas contraire, le profil dépasse les limites et s'en éloigne indéfiniment. La figure II.16 représente deux exemples où le profil diverge :

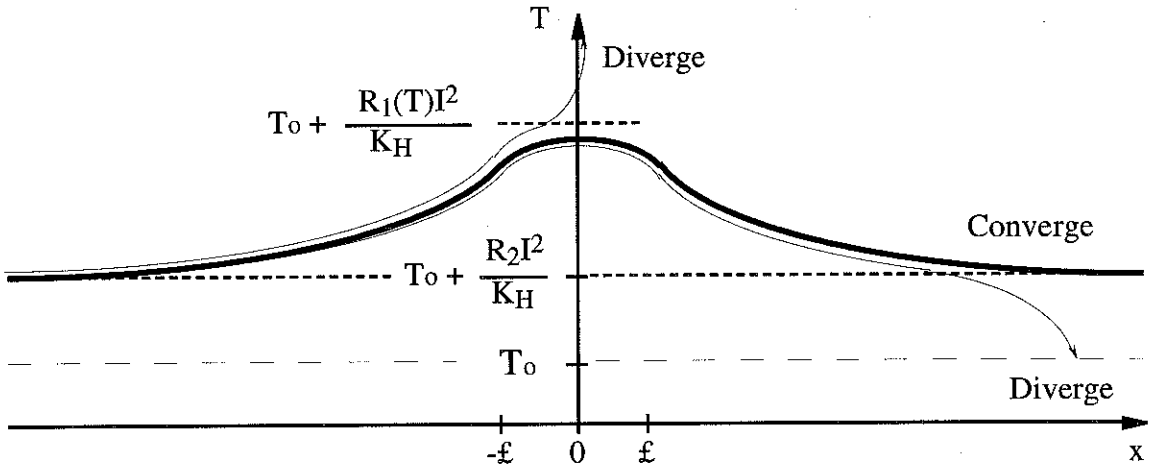


Fig. II.16 : Convergence du profil de température.

Le critère de validité du profil obtenu sera la valeur de l'asymptote de ce profil pour $x \rightarrow +\infty$, qui devra être :

$$\lim_{x \rightarrow +\infty} T(x) = T_0 + \frac{R_2 I^2}{K_H} = T_\infty$$

En pratique, on considèrera que ce critère est satisfait lorsque la valeur obtenue en x = +L sera comprise dans un petit intervalle centré autour de la limite $T_0 + \frac{R_2 I^2}{K_H}$:

$$T_0 + \frac{R_2 I^2}{K_H} - \varepsilon < T(x=+L) < T_0 + \frac{R_2 I^2}{K_H} + \varepsilon$$

Au cours du calcul, on impose une condition simple sur la température à chaque pas de calcul : $T_0 < T(x) < T_{Max}$ (où T_0 = 4,2 K et T_{Max} est prise égale à 30 K par exemple). Si l'une de ces valeurs limites est atteinte, on arrête le calcul, et on rectifie la valeur de départ du tir par dichotomie, soit avec une valeur T(x=-L) plus grande (si la divergence est de type $T(x) < T_0$), soit avec une valeur T(x=-L) plus faible (si la divergence est de type $T(x) > T_{Max}$).

On calcule d'abord le profil entre -L et +£ avec les conditions $T>T_0$ et $T<T_{Max}$, puis entre +£ et +L avec les conditions $T>T_0$ et T<T(x=0) (le point le plus chaud se situe toujours au centre de la fibre par raison de symétrie).

• Validation de la méthode de calcul

On a comparé des profils de température obtenus par cette méthode avec des profils calculés à l'aide d'une solution analytique appliquée dans le cadre des détecteurs supraconducteurs Pb-In [I.14] (cf. § I.2.2). Nous avons ainsi vérifié que les profils de température calculés pour des détecteurs Chrome + Plomb-Indium avec les mêmes hypothèses sont en parfait accord avec les profils obtenus par la méthode de calcul développée ci-dessus.

Il faut noter qu'il n'existe pas de solution analytique pour la résolution des profils des détecteurs Au-Ge, car la résistance dans le point sensible (Au-Ge) dépend fortement de la température, ainsi que, dans une moindre mesure, la conductivité thermique du revêtement métallique Ag+Au, déduite de la loi de Wiedemann-Franz.

• Exemple de profils de température

La figure II.17 représente les profils de température calculés pour deux détecteurs Au-Ge de sensibilité (σ) et de résistance à 4,2 K comparables :

- n°290 : Détecteur non aminci : Ø = 5,5 µm, l = 1,6 µm.
- n°347 : Détecteur aminci utilisé pour les mesures : Ø=1,7 µm, l = 0,5 µm.

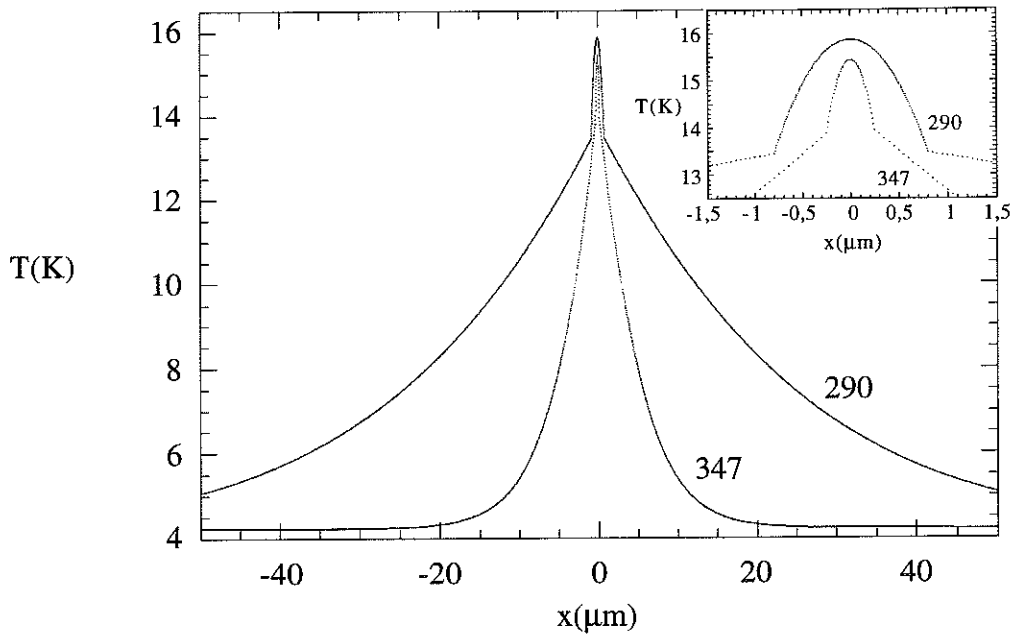


Fig. II.17 : Profil de température de deux détecteurs Au-Ge.

Le profil de température du détecteur n°290 est beaucoup plus étalé que celui du détecteur aminci n°347. Autrement dit, le détecteur n°290 est sensible aux fluctuations de vitesse, qui influent sur le profil de température, beaucoup plus loin du centre de la fibre (x = 0) que le détecteur n°347, ce qui détériore la résolution spatiale. On peut aussi remarquer que l'étalement du profil de température est principalement dû au dépôt métallique situé de part et d'autre de la partie sensible qui a une largeur de 1,6 µm pour le 290 et 0,5 µm pour le 347.

II.4.2 Calcul dynamique : résolution spatiale

II.4.2.1 Principe

Pour déterminer la résolution spatiale, on soumet le détecteur à une perturbation de largeur et position variables. Cette perturbation est caractérisée par un nombre de Nusselt (Nu_1), directement lié au nombre de Reynolds, différent de ce qu'il est sur le reste de la fibre (Nu_0), comme illustré sur la figure II.18. On utilise une perturbation de largeur 2Λ en forme de créneau :

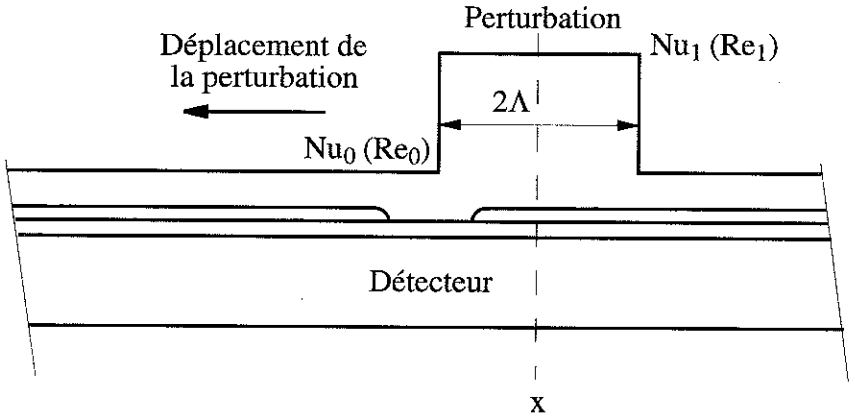


fig. II.18 : Forme de la perturbation ($Nu_1 \geq Nu_0$)

Il faut aussi définir la valeur de la résistance du détecteur R_0, car il s'agit d'un fonctionnement avec asservissement du courant à résistance constante (celle-ci correspond à une température en x = 0 de l'ordre de T(x=0) = 15 K en général). Pour une position donnée de la perturbation (x_0) et un courant fixé arbitrairement au départ, on calcule le profil de température ainsi que la valeur de résistance totale correspondante. Ensuite, par dichotomie, on obtient le courant $I(x_0)$ qu'il faut injecter dans le détecteur pour obtenir la valeur fixée R_0 de la résistance pour une position x_0 de la perturbation donnée. Avec la même procédure, on calcule les courants I(x) pour toutes les positions de la perturbation, variant de $x = x_0$ à 0 (les valeurs de I(x) pour $x < 0$ sont obtenues par symétrie).

Pour caractériser la sensibilité du détecteur, nous avons défini un paramètre $S(l_{pert})$. Ce paramètre est le rapport entre l'intégrale du courant I(x) qu'il faut envoyer dans le détecteur et l'intégrale du courant $I_0(x)$ qu'il faudrait envoyer dans un détecteur "idéal" soumis aux mêmes conditions.

$$S(l_{pert}) = \frac{\int_{-£}^{£} I(x)\,dx}{\int_{-£}^{£} I_0(x)\,dx}$$

Le détecteur "idéal" est défini avec une longueur sensible infiniment petite et une conductivité thermique nulle en dehors de la partie sensible, ce qui donne le profil "idéal" représenté sur la figure II.19.

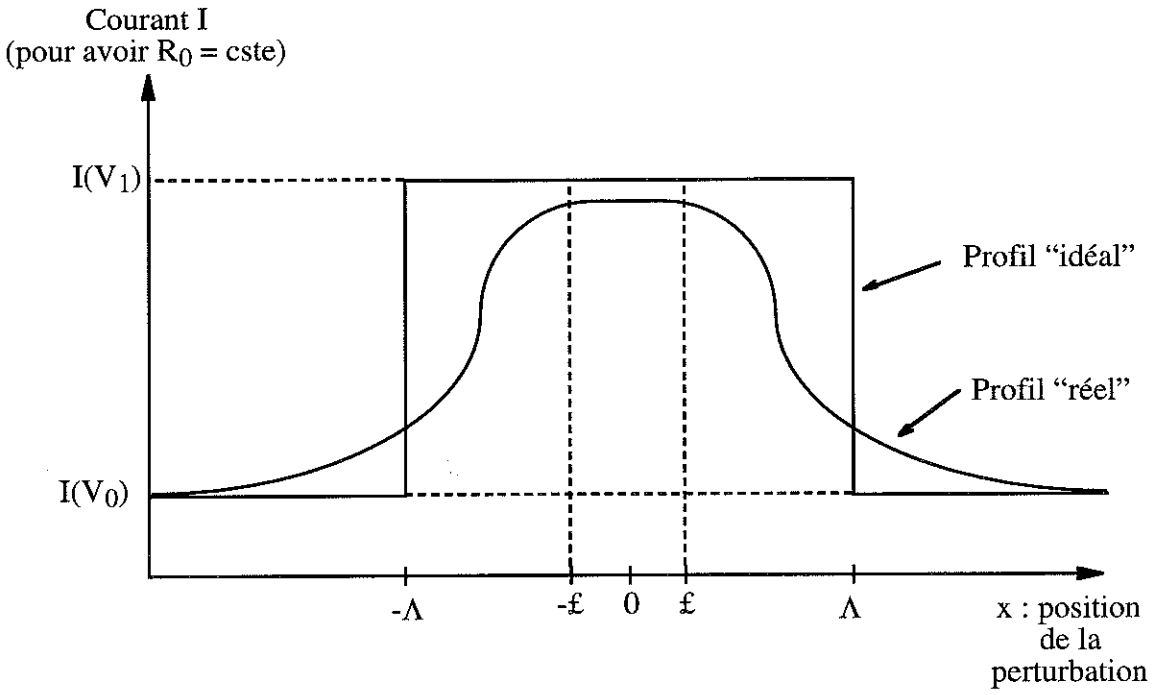


fig. II.19 : Profils de courant ("réel" et "idéal") pour une perturbation de largeur fixe déplacée le long du fil.

Lorsque la perturbation est loin (x >> 0) de la partie sensible du détecteur (délimité entre -£ et +£), le courant d'asservissement est $I(Nu_0)$, car le détecteur est insensible à la perturbation. A l'inverse, si la perturbation est centrée sur la partie sensible (et suffisamment large), le courant d'asservissement correspond à $I(Nu_1)$.

La résolution spatiale du détecteur est obtenue en portant l'évolution du rapport $S(l_{pert})$ en fonction de la largeur de la perturbation :

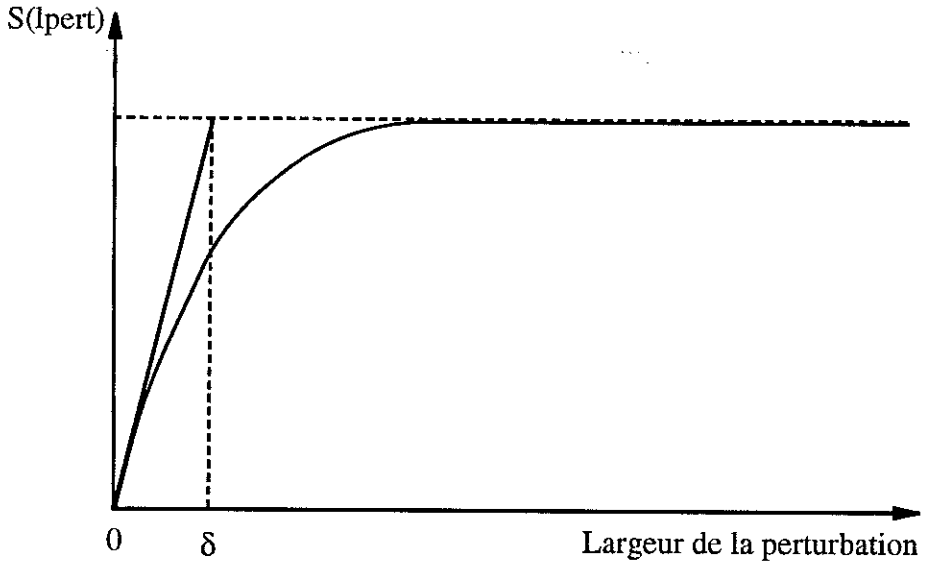


fig. II.20 : Evolution de $S(l_{pert})$ en fonction de la taille des perturbations.

on obtient une loi de forme exponentielle :

$$S(l_{pert}) = A\ (1 - e^{-x/\delta})$$

où δ caractérise la résolution spatiale du détecteur.

En ajustant une loi de ce type sur la courbe numérique, on en déduit une valeur de δ, donc de la sensibilité spatiale du détecteur.

II.4.2.2 Résolution spatiale des détecteurs Au-Ge

La figure II.21 représente le résultat de la modélisation de deux détecteurs Au-Ge existant, avec une perturbation de rapport $\frac{Nu_1}{Nu_0}$=1,3, correspondant approximativement à une perturbation d'intensité double par rapport à l'écoulement moyen ($Re_1 \approx 2.Re_0$) :

- n°290 : Détecteur non aminci.
- n°347 : Détecteur aminci, utilisé pour les mesures.

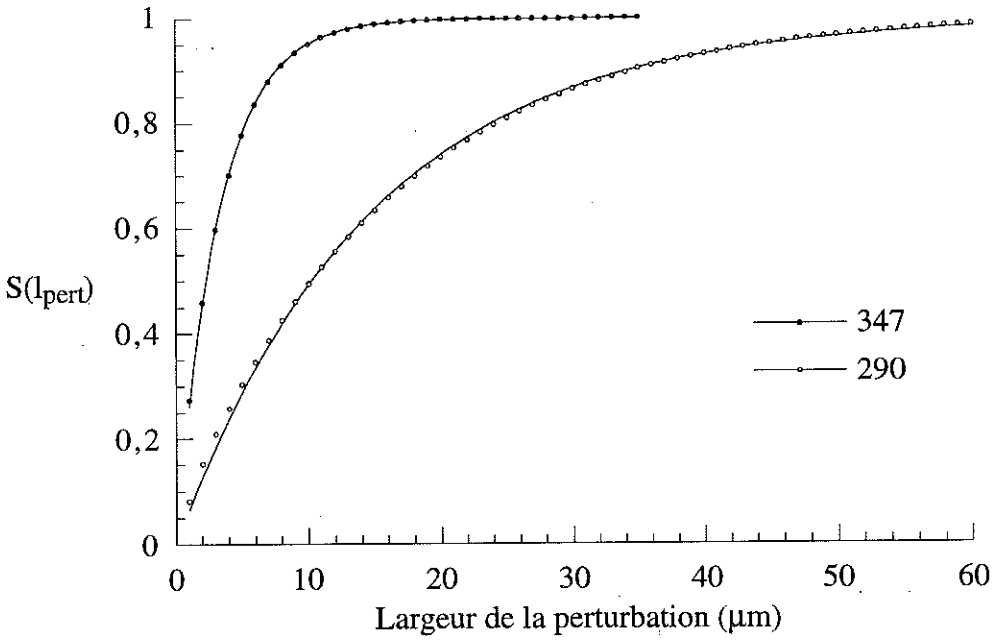


Fig. II.21 : Résolution pour deux détecteurs Au-Ge, avec $Nu_1=1,3.Nu_0$.

On obtient les longueurs caractéristiques suivantes :

- n°347 (Ø = 1,7 µm, l = 0,5 µm) : δ = **3,3 µm.**

- n°290 (Ø = 5,5 µm, l = 1,6 µm) : δ = 14,6 µm.

La différence de résolution spatiale entre les détecteurs 290 et 347 est principalement due à l'étalement des profils de température (cf. fig. II.17). A l'aide de cette simulation, on s'est aperçu que la conductivité thermique de la couche métallique était l'un des paramètres déterminants pour la résolution spatiale, et qu'une amélioration sensible de la résolution passait par une optimisation de l'épaisseur du dépôt Ag+Au.

II.4.3 Régime transitoire : résolution temporelle

II.4.3.1 Modification de l'équation de base

A partir de l'équation d'équilibre (2), on ajoute un terme de chauffage dépendant du temps :

$$RI^2 = K_H(T(x) - T_0) - \frac{d}{dx}\left(K_M(x)\,\frac{dT(x)}{dx}\right) + C\,\frac{dT(x)}{dt} \qquad (3)$$

où C est la capacité calorifique de la fibre de verre supposée constante (on négligera la capacité calorifique des dépôts métalliques) :

Entre deux instants successifs i-1 et i proches, les variations de température sont faibles :

$$RI^2 = K_H(T_i - T_0) - \frac{d}{dx}\left(K_M(x)\frac{dT_i}{dx}\right) + \frac{C}{\tau}(T_i - T_{i-1})$$

où T_{i-1} correspond au profil de température à l'instant précédent.

Dans le temps de réponse intervient la capacité calorifique du fil et la conductivité thermique du gaz vers lequel la chaleur s'écoule. On prendra donc τ de la forme $\alpha\frac{C}{K_H}$:

$$RI^2 = K_H(T_i\,(1+\frac{1}{\alpha}) - \frac{T_{i-1}}{\alpha} - T_0) - \frac{d}{dx}\left(K_M(x)\frac{dT_i}{dx}\right)$$

où α est une constante fixée arbitrairement qui définit le pas de temps.

II.4.3.2 Principe du calcul d'évolution des profils de température

La capacité calorifique du détecteur est prise égale à la capacité de la fibre de verre représentant l'essentiel de la masse :

$C_{verre} = 0{,}4\ J.Kg^{-1}.K^{-1}$ (Quartz Glass vers 4 K) [II.11]

avec $\rho_{fibre\ de\ verre} = 2{,}6\ g.cm^{-3}$ (Verre E) [II.6]

- Les calculs sont effectués à courant constant pour voir l'évolution de la résistance au cours du temps lorsque le détecteur est soumis à une perturbation.

- Pour un courant donné (correspondant à R_0 et Nu_0), on calcule un profil de température initial (sans le terme de capacité calorifique) correspondant à une situation perturbée (perturbation d'intensité Nu_1 s'étendant à toute la fibre, cf § II.4.2), c'est-à-dire hors d'équilibre.

- On calcule ensuite, avec le même courant et sans perturbation (Nu_0), l'évolution au cours du temps des profils de température vers le profil d'équilibre (qui donne R_0 avec Nu_0). Pour cela, on a besoin de garder en mémoire le profil de température au temps i-1. Le calcul des profils de température s'effectue de la même manière que précédemment (cf § II.4.2) mais à courant fixé (et non plus à résistance fixée) et avec un terme de chauffage en plus.

- Les équations sont obtenues avec le même raisonnement que lors du calcul en régime permanent (cf § II.4.1.3 Equations) : voir annexe I.

II.4.3.3 Evolution des profils de température

La figure II.22 représente l'évolution des profils de température au cours du temps pour un détecteur Au-Ge de dimension caractéristique 5 µm x 5 µm.

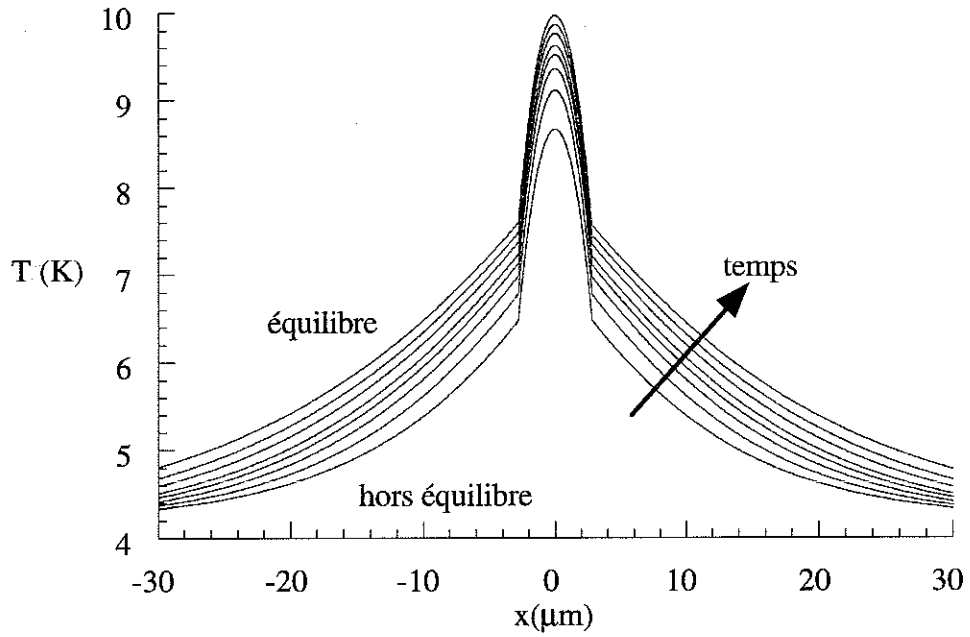


Fig. II.22 : Evolution des profils de température (I = constante) :
à t=0 => Nu=Nu$_1$ > Nu$_0$
à t>0 => Nu=Nu$_0$

Le profil hors équilibre correspond à une situation où le détecteur est mieux refroidi qu'à l'équilibre ($Nu_1 > Nu_0$). Comme on fonctionne à courant constant, sa température moyenne est plus faible et donc sa résistance est plus élevée (cf. fig. II.12). A l'instant d'après, le détecteur est soumis à un écoulement de plus faible intensité (Nu_0), la température moyenne du détecteur va progressivement augmenter au cours du temps et sa résistance diminuer, jusqu'à atteindre sa valeur d'équilibre. Ainsi, on va pouvoir déterminer le temps de réponse de l'anémomètre.

II.4.3.4 Détermination du temps de réponse

Pour chaque profil de température obtenu au cours du temps, on calcule la valeur de la résistance totale correspondante. On porte alors la variation de cette résistance en fonction du temps :

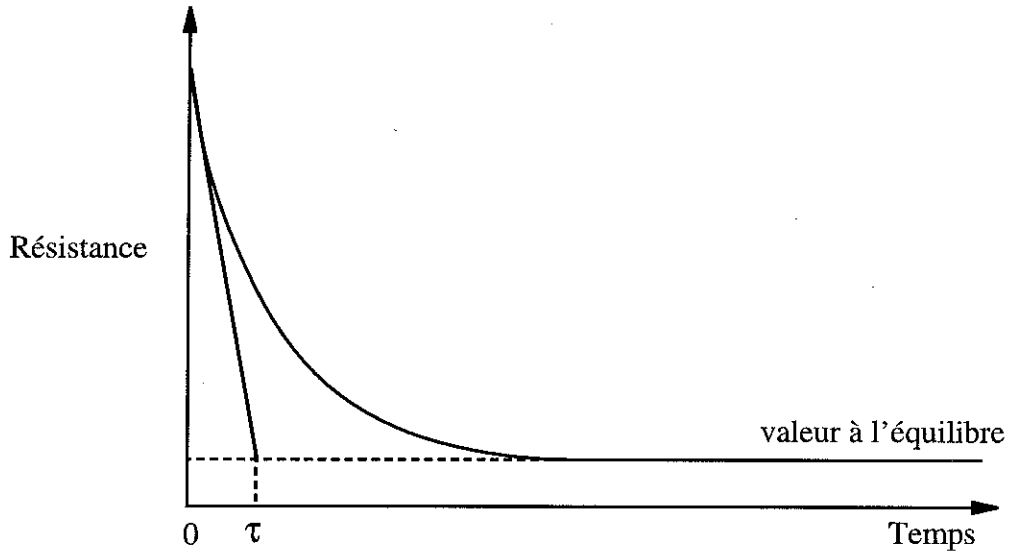


Fig. II.23 : Evolution de la résistance en fonction du temps.

La loi obtenue est de la forme :

$$R = A + B.e^{-t/\tau}$$

où τ caractérise le temps de réponse du détecteur.

L'ajustement d'une loi de ce type sur la courbe numérique permet de déduire une valeur de τ, donc du temps de réponse du détecteur.

II.4.3.5 Temps de réponse des détecteurs Au-Ge

Comparaison entre deux détecteurs Au-Ge de taille différente :

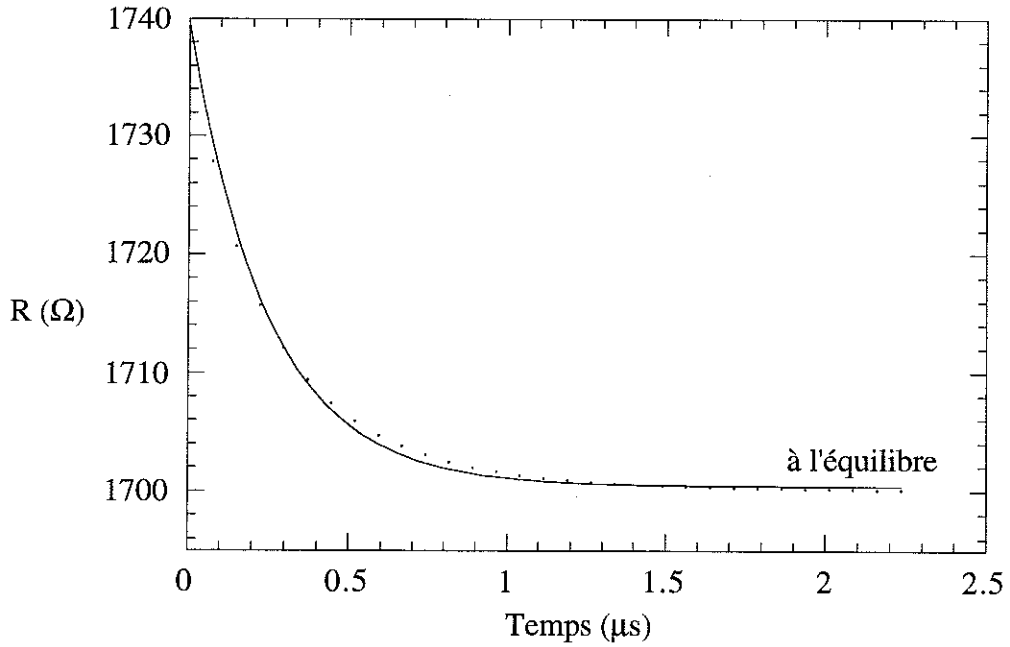


Fig. II.24 : Evolution de la résistance pour le détecteur 347.

On obtient les temps caractéristiques suivants :

- n°347 (Ø = 1,7 µm, l = 0,5 µm) : τ = **0,25** µs.

- n°287 (Ø = 5,5 µm, l = 5,5 µm) : τ = 2,5 µs.

Contrairement aux longueurs caractéristiques qui dépassent le micromètre, les temps de réponse restent voisins de la µseconde, qui est la valeur visée pour les mesures dans l'Hélium.

II.4.4 Apports de la simulation

Cette simulation numérique nous a permis, dans un premier temps, d'estimer la résolution spatiale et le temps de réponse des détecteurs. Elle nous a surtout été utile pour étudier l'influence des différents paramètres de fabrication sur ces caractéristiques :

- diamètre du fil
- longueur de la partie sensible
- épaisseur du dépôt métallique.

Une des principales limitations de la résolution spatiale est due à l'étalement du profil de température autour de la partie sensible. Cet étalement résulte principalement de la conduction par le dépôt métallique, ou plus précisément du produit de sa conductivité thermique par la section correspondante. Paradoxalement, cet étalement serait réduit si la partie sensible était plus importante, car le gradient de température dans la zone sensible est beaucoup plus important que dans la couche métallique (cf § fig. II.17). Mais pour des raisons de limitation de la valeur de résistance à froid (cf § II.3.2.4), nous avons cherché à minimiser cette longueur le plus possible.

L'utilisation d'une fibre de verre amincie joue un double rôle sur la limitation du produit $K_{AgAu} \times S_{AgAu}$. D'une part, la section de la couche mince diminue, et d'autre part la résistivité du dépôt AgAu augmente ($K_{AgAu} = 2{,}445.10^{-8}.T / \rho_{AgAu}$).

On peut aussi jouer sur la section en réduisant l'épaisseur du dépôt métallique, mais on est alors limité par la résistance globale de l'AgAu qui devient non négligeable par rapport à celle de l'AuGe. Ainsi, nous avons réduit de moitié l'épaisseur du dépôt AgAu par rapport aux premiers essais pour l'élaboration du détecteur final.

Une solution (réalisable) serait de déposer la couche métallique avec deux épaisseurs distinctes, comme illustré sur la figure II.25 :

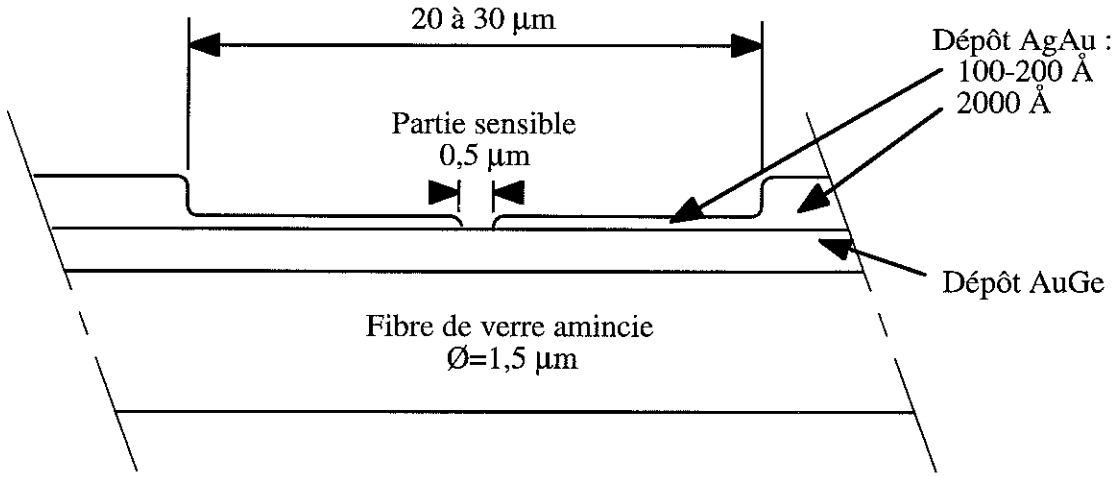


Fig. II.25 : Solution pour limiter l'étalement du profil de température et améliorer la résolution spatiale.

Le premier dépôt est effectué avec un cache de 20 à 30 µm sur environ 2000 Å d'épaisseur. Ensuite, on vient placer un deuxième cache de 0,5 µm de diamètre au centre de la zone AuGe non recouverte (visible à la binoculaire), et on dépose une nouvelle couche métallique de 100 à 200 Å d'épaisseur. Ainsi le profil de température serait très étroit sans pour autant affecter la résistance totale du détecteur.

La simulation d'un tel détecteur (dépôt Ag+Au de 100Å sur 30 µm) avec les mêmes paramètres que ceux utilisés précédemment ($Nu_l=1,3.Nu_0$: cf. § II.4.2.2) donne une résolution spatiale deux fois plus faible que le détecteur utilisé dans le jet (n°347).

III Appareillages et mesures

III.1 Electronique de mesure

Dans un premier temps, nous avons utilisé le détecteur en anémomètre à fil chaud avec un asservissement à résistance constante. Les fluctuations de courant caractérisent ainsi directement les fluctuations de vitesse locales dans l'écoulement. Ce mode de fonctionnement a été préféré à un asservissement à courant constant, car la température du détecteur (directement lié à la résistance) reste constante au-dessus de la température moyenne de l'écoulement. De plus, l'asservissement à résistance constante permet d'obtenir un temps de réponse global (détecteur + asservissement) plus court que celui que l'on obtiendrait en maintenant le courant constant.

Ce mode de fonctionnement a été utilisé avec les détecteurs supraconducteurs, mais l'électronique de mesure qui avait été développée n'a pu être adaptée aux détecteurs Au-Ge, en raison de leurs trop fortes résistances à basse température (quelques kohms comparés à quelques ohms). Une adaptation de l'électronique aurait nécessité, entre autres, le montage d'un pré-ampli différentiel à froid difficile à réaliser.

III.1.1 Principe de fonctionnement

Une électronique entièrement nouvelle a donc été mise au point par le service électronique du CRTBT et plus particulièrement par MM. J.L.Bret et J.P.Faure. Elle repose sur le principe d'un montage en pont avec une détection synchrone à 10 MHz. La tension aux bornes du détecteur est comparée à la tension aux bornes d'une résistance étalon.

La figure III.1 représente le schéma électrique simplifié de l'asservissement. Les courants injectés dans le détecteur et la résistance de référence sont constitués d'une composante alternative à 10 MHz superposée à une composante continue. La composante haute fréquence est de plus grande amplitude ($\approx 31\ \mu A$) que la composante continue ($\approx 26\ \mu A$), ce qui permet une détection synchrone de bon rapport signal/bruit (supérieur à 70 dB sur les spectres de puissance, cf. fig. IV.7).

En présence d'une fluctuation de vitesse, la résistance du détecteur varie, et un signal de déséquilibre apparaît aux bornes du détecteur et de la résistance de référence. Pour annuler ce signal, la boucle d'asservissement agit directement sur l'amplitude de la composante continue, jusqu'à une fréquence de l'ordre du MHz.

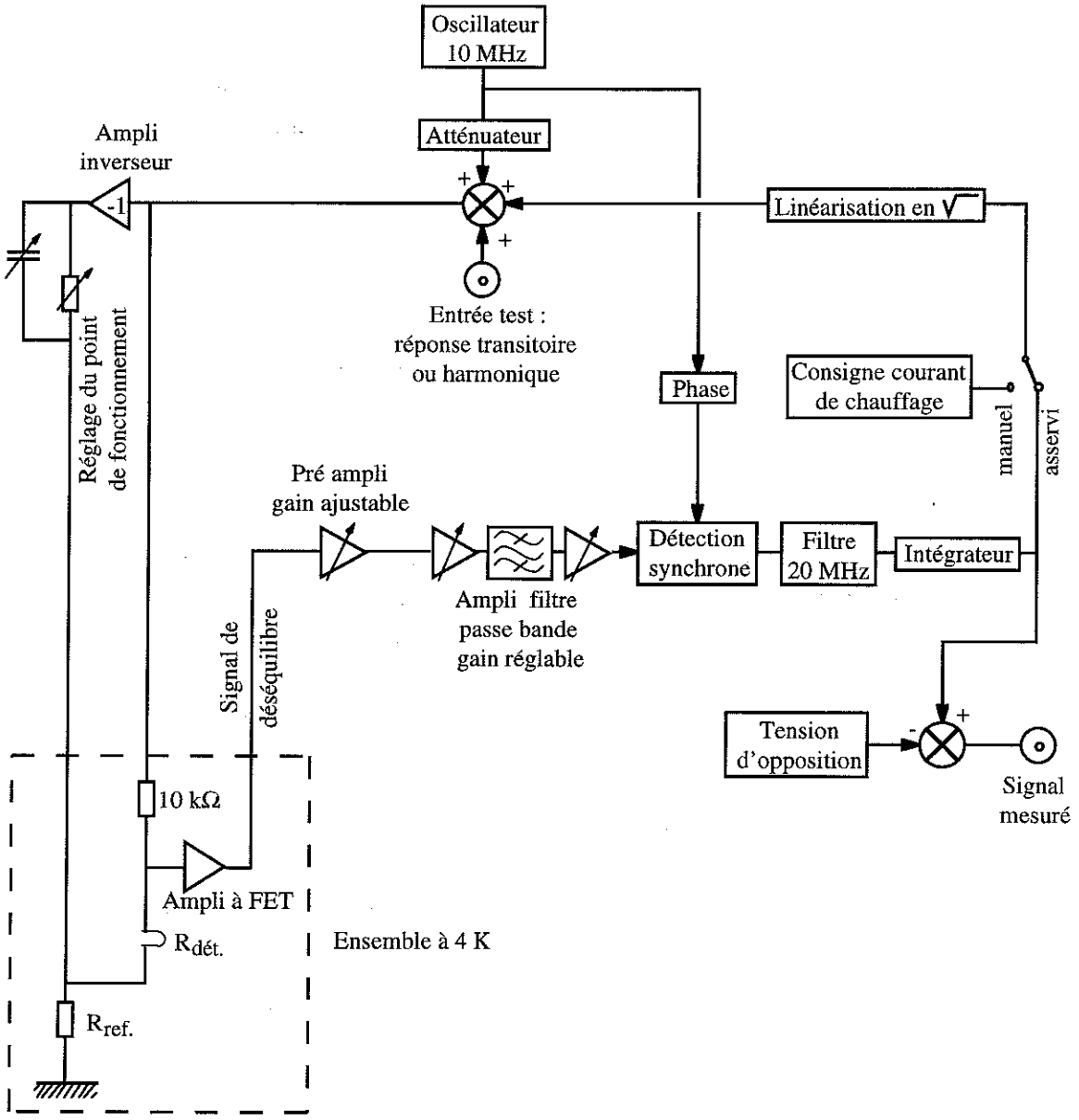


Fig. III.1 : Schéma électrique de la boucle d'asservissement.

Sur la figure III.2, nous avons représenté schématiquement le principe de l'asservissement à résistance constante : sous l'effet d'une fluctuation locale de vitesse ($V_1 > V_2$), la caractéristique courant-tension du détecteur s'incurve légèrement, et l'électronique adapte le courant de polarisation de façon à travailler toujours à résistance (pente de la caractéristique) constante.

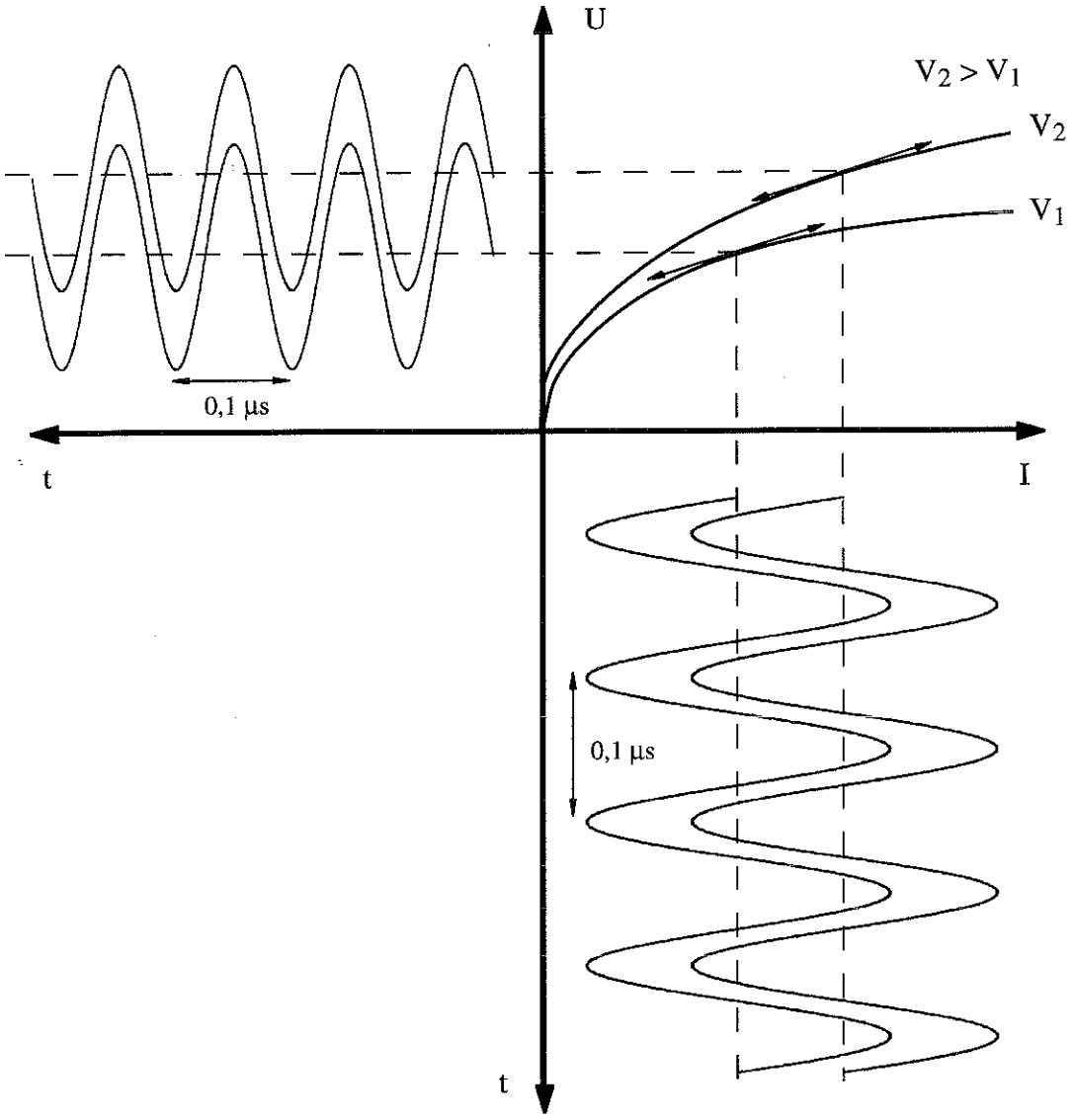


Fig. III.2 : Principe de la détection synchrone à 10 MHz.

La résistance de référence fixe est de type CMS 68 Ω, et elle est montée à proximité du détecteur (cf. fig. II.6) pour minimiser les boucles d'induction. La valeur de cette résistance est nettement plus faible que celle du détecteur (qui est d'environ 1700 Ω à 10 K) car les fluctuations du signal mesuré sont directement proportionnelles au rapport $\frac{dR_{dét}}{R_{dét}+R_{réf}}$. Ceci permet au signal d'être quasiment linéaire avec les variations de résistance du détecteur : $\frac{dU}{U} \approx \frac{dR_{dét}}{R_{dét}+R_{réf}} \approx \frac{dR_{dét}}{R_{dét}}$. Cette faible valeur permet également l'adaptation d'impédance de la ligne entre l'électronique située à température ambiante et le circuit à 4 K.

Un circuit imprimé comportant un transistor à effet de champ est placé à 6 cm du détecteur (Fig. III.3), sur l'anneau support en Aluminium. Ce circuit permet d'amplifier le signal de déséquilibre avant qu'il ne remonte vers l'électronique située à température ambiante. L'utilisation de câbles coaxiaux de très faible capacité (45 pF/m) entre le détecteur et le pré-ampli est indispensable pour limiter le temps de réponse $R_{dét}C_{fils}$ de l'ensemble.

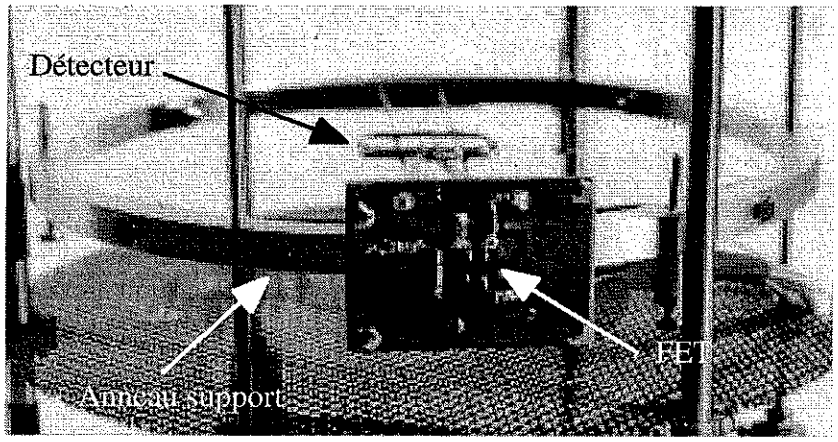


Fig. III.3 : Photo du circuit imprimé.

Le circuit imprimé comporte également une résistance de 10 kΩ, qui constitue la source de courant de l'anémomètre. Plus la valeur de cette résistance est élevée, plus la source de courant est stable. En contrepartie, la tension de polarisation disponible est limitée à 10 V. Afin de maintenir la résistance du détecteur constante même aux plus forts débits, un courant maximal de 1 mA doit pouvoir être délivré, ce qui nous a conduit à choisir une résistance de polarisation de 10 kΩ.

Le signal de déséquilibre, après être passé par un pré-ampli puis un ampli avec filtre passe bande, est modulé par un signal à 10 MHz dans une détection synchrone. Le signal obtenu comporte une composante basse fréquence (0-1 MHz) et une composante à 20 MHz qui est ensuite éliminée. La composante basse fréquence est alors intégrée et linéarisée pour obtenir une dépendance linéaire du gain de boucle en fonction du courant injecté. Enfin, une composante à 10 MHz est ajoutée à ce courant avant qu'il ne soit renvoyé vers le détecteur.

Nous avons la possibilité de passer à un mode de fonctionnement manuel, où l'on peut fixer le courant injecté et régler les paramètres de la détection synchrone : offset, phase, compensation de quadrature, ce qui est nécessaire avant de commencer toute mesure. Cette électronique permet également d'observer la réponse du détecteur (en mode asservis), lorsque celui-ci est soumis à une perturbation (par exemple en créneau : cf. § III.3), et d'optimiser le réglage du gain de boucle.

Pour obtenir le maximum de dynamique sur les fluctuations du signal, sans atteindre la saturation, nous avons la possibilité d'appliquer une tension d'opposition pour compenser la composante continue du signal, correspondant à la vitesse moyenne de l'écoulement.

III.1.2 Point de fonctionnement

Le point de fonctionnement doit être choisi afin que la température de la partie sensible du détecteur - correspondant à une résistance donnée - soit suffisamment élevée par rapport à la température moyenne de l'écoulement pour ne pas être influencée par d'éventuelles fluctuations de température présentes dans le jet.

Le rapport signal de déséquilibre sur bruit sera d'autant plus important que le niveau HF (10 MHz) sera élevé. La composante HF ne doit toutefois pas compenser intégralement la composante continue car celle-ci doit nécessairement rester positive.

Après plusieurs essais, nous avons fixé un point de fonctionnement correspondant à un courant de mesure en régime statique (sans débit) égal à 57 μA. Ceci nous donne une résistance de 1400 Ω, ce qui, d'après l'étalonnage du détecteur (cf. § II.3.2.6), correspond à une température de la partie sensible d'environ 15 K. La dynamique du signal visible sur les spectres de puissance obtenus atteint 80 dB (cf. § IV.1.5).

III.2 Améliorations apportées à l'expérience

III.2.1 Remplacement des fils de mesure

Nous avons remplacé tous les fils de mesures liés à l'électronique par des câbles coaxiaux de basse capacité (100 pF/m). En effet, lorsque l'on travaille à des fréquences de l'ordre du MHz avec des résistances de quelques kΩ, on devient vite limité par le temps de réponse RC du circuit. D'autre part, nous avons employé un câble coaxial rigide pour le signal de déséquilibre, afin de garantir une impédance constante sur toute la bande passante (DC - 10 MHz).

III.2.2 Système de déplacement des détecteurs

III.2.2.1 Motivations

L'amélioration principale que nous avons apportée a été la réalisation d'un système de déplacement in-situ des détecteurs, et ceci pour plusieurs raisons :

- Jusqu'à présent, l'étalonnage des détecteurs nécessitait le réchauffement et le refroidissement de l'expérience pour pouvoir déplacer les détecteurs et les positionner au plus près de la buse. Ceux-ci étant situés dans le cône potentiel du jet, ils sont soumis à un flux laminaire dont la vitesse est stable et peu fluctuante. Cette opération est longue (15 jours) et périlleuse. Outre le risque évident d'une détérioration mécanique, les caractéristiques intrinsèques des détecteurs évoluent au contact de l'air (vieillissement, oxydation, ...). Ceci était déjà le cas pour les détecteurs supraconducteurs où l'on observait une oxydation prématurée du dépôt de Pb-In, avec pour conséquence la diminution de la température critique. Ce problème s'est avéré encore plus critique avec les détecteurs Au-Ge, puisque ceux-ci continuent à recuire dans l'air à la température ambiante, jusqu'à atteindre la cristallisation au bout de quelques heures.

- A ce système de déplacement nous avons joint un court-circuit mécanique du détecteur (cf. § III.2.2.3), fort utile lors des opérations (soudures des fils, ...) effectuées à la température ambiante, qui peuvent occasionner une cristallisation prématurée. Ce n'est que lorsque l'ensemble de la cellule est à basse température que le court-circuit est ouvert.

- Le déplacement longitudinal permet de mesurer les fluctuations de vitesse à n'importe quelle distance de la buse, pour étudier par exemple la transition du régime laminaire au régime de turbulence développée.

III.2.2.2 Réalisation

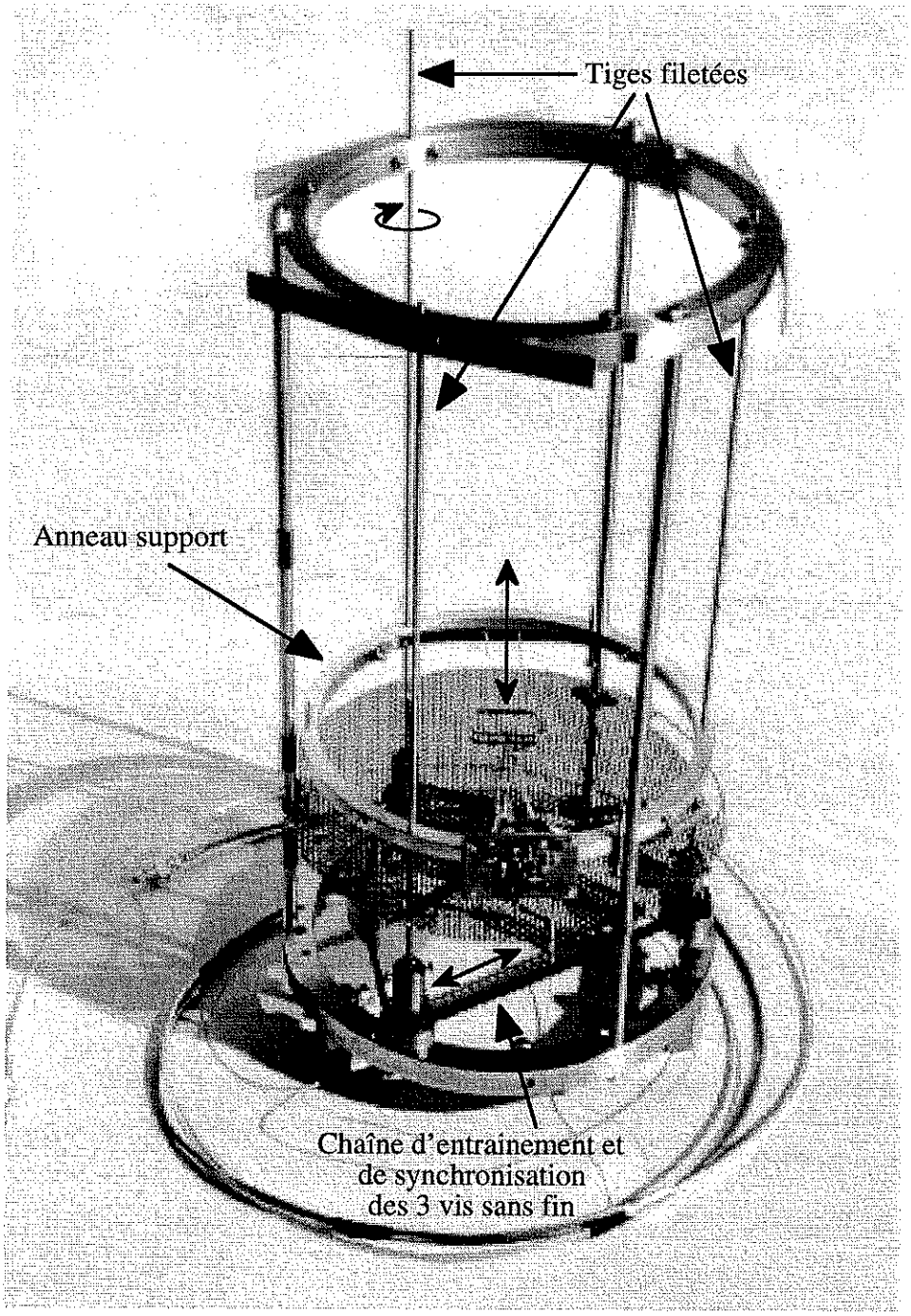


Fig. III.4 : Photo d'ensemble de la cellule.

Nous avons d'abord fait quelques tentatives infructueuses de motorisation de l'anneau support. Mais la puissance limitée des moteurs fonctionnant à 4 K (pour une taille

raisonnable), nous a rapidement convaincu que cette voie était une impasse. Nous nous sommes alors orientés vers un système purement mécanique (cf. fig. I.2 et III.4).

L'anneau supportant le détecteur et le circuit imprimé est translaté à l'aide de trois tiges filetées se comportant comme des vis sans fin. Une chaîne (2 x 4 mm de section), tendue par une lame de Bronze-Bérylium contrainte, couple la rotation des 3 tiges. Le mouvement est imposé par une manivelle, depuis l'ambiante, à travers un passage étanche et entraîne directement l'une des tiges en rotation. Un jeu de trois butées limite le déplacement vers le haut pour ne pas risquer d'écraser le détecteur sur la buse. Les butées, constituées de 3 résistances CMS de 1000 Ω, sont reliées électriquement en parallèle : au fur et à mesure qu'elles viennent toucher l'anneau supérieur, un contact électrique progressif (1000 Ω, puis 500 Ω, puis 300 Ω) s'établit nous renseignant précisément sur la position du détecteur. Ainsi, il est possible d'approcher le détecteur à moins de 1/10 mm de la sortie de la buse.

III.2.2.3 Court-circuit mécanique

Pour réaliser un court-circuit mécanique, nous avons dû modifier le cadre du détecteur en le doublant d'un côté (Fig. III.5) :

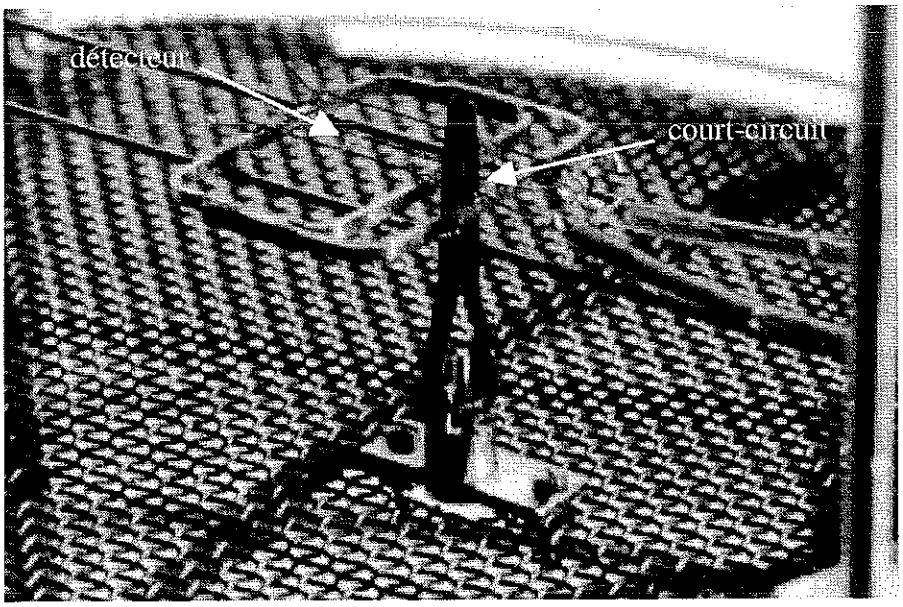


Fig. III.5 : Photo du court-circuit (détecteur en position basse).

Entre les deux armatures du cadre, les fils de mesure du détecteur sont dénudés de sorte que lorsque l'on descend l'anneau support, il s'établit un contact entre ces fils et une lame conductrice repliée qui constitue le court-circuit du détecteur. Cette lame étant fixée sur la grille stabilisatrice du jet, le court-circuit est opérationnel lorsque le détecteur est en position basse.

III.3 Caractéristique dynamique

Si l'on veut mesurer des fluctuations de vitesse des plus faibles aux plus forts débits, l'ensemble de l'asservissement (détecteur plus électronique) doit être capable de répondre sur une gamme de fréquence s'étalant du continu au mégahertz.

Nous avons vérifié le bon fonctionnement de l'ensemble pour toute cette gamme de fréquences. Pour cela, nous appliquons une perturbation sinusoïdale de fréquence variable et d'amplitude constante sur l'entrée test de l'électronique (cf. fig. III.1), et nous observons à l'oscilloscope l'amplitude de la réponse du signal asservi. L'électronique se comporte comme si une fluctuation de vitesse périodique venait exciter le détecteur.

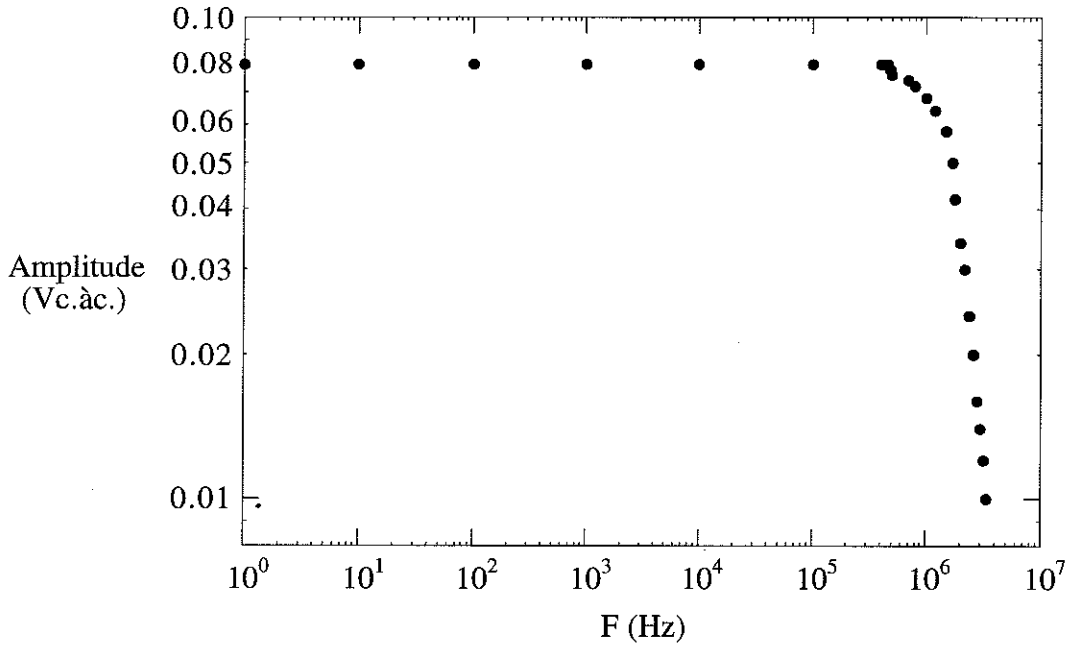


Fig. III.6 : Réponse du détecteur à une perturbation sinusoïdale d'amplitude constante et de fréquence variable.

Sur la figure III.6, on observe la réponse très plate de l'asservissement sur une gamme de fréquence s'étendant jusqu'au mégahertz (légère décroissance à partir de 500 kHz).

Une deuxième méthode pour caractériser le fonctionnement correct de l'asservissement jusqu'aux plus hautes fréquences consiste à observer la réponse du détecteur soumis à une perturbation en forme de créneaux. Sur l'entrée test, on applique un signal périodique en carré de 6 µA d'amplitude crête à crête et de fréquence égale à environ 130 kHz. On règle alors le gain en observant la réponse de l'asservissement à l'oscilloscope. Une réponse transitoire courte et sans dépassement est la signature d'un gain optimal.

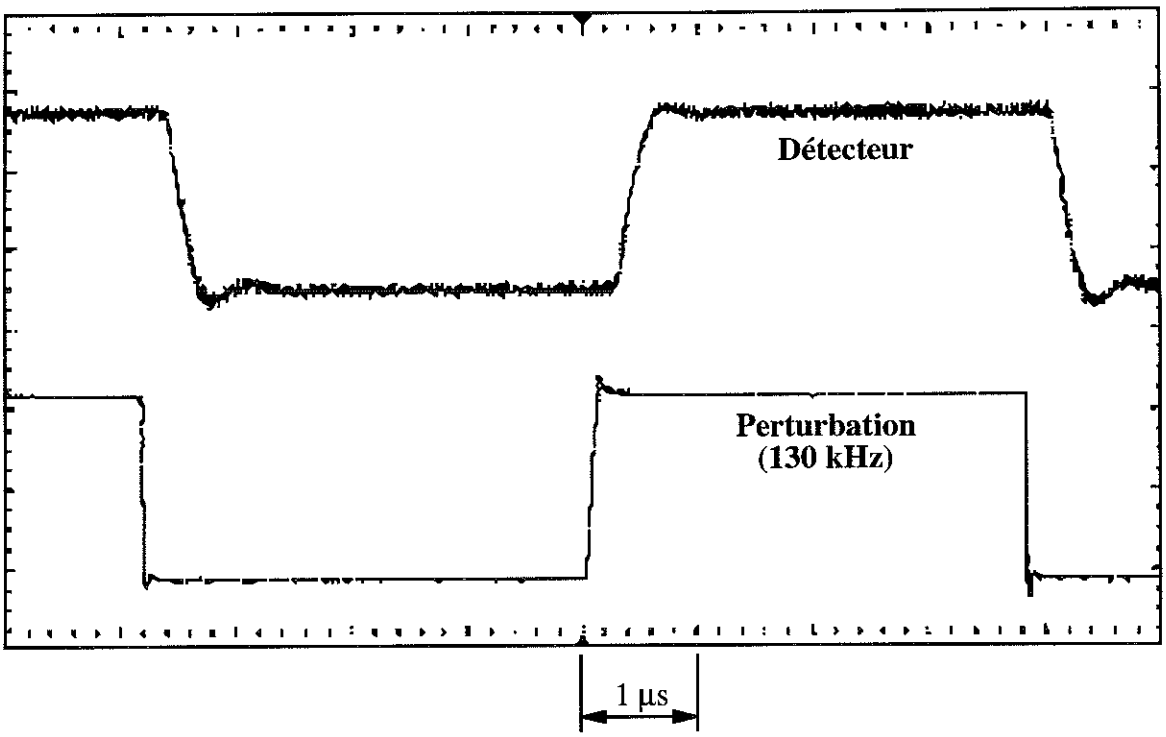


Fig. III.7 : Réponse du détecteur à une perturbation en créneau.

Sur la figure III.7, on peut remarquer que l'asservissement a compensé intégralement la perturbation en moins de 1 µs avec un léger dépassement.

Cette limitation à 1 MHz est vraisemblablement due à l'électronique de mesure et non au détecteur lui-même puisque l'on a pu constater, lors de la détermination du point de fonctionnement, que celui-ci répondait au moins partiellement au signal HF de 10 MHz.

III.4 Acquisition des données

L'électronique de mesure délivre un signal analogique de tension centré autour de zéro, une fois la tension d'opposition correctement réglée. Aux plus forts nombres de Reynolds, l'amplitude des fluctuations est comprise entre ± 1 V avec une tension d'opposition d'environ 4,5 V.

Une première analyse du signal est réalisée avec un analyseur de spectres Hewlett-Packard 3562A. Elle fournit la fréquence de coupure du signal, et permet alors l'enregistrement du signal à l'aide d'un convertisseur analogique/numérique développé au laboratoire.

III.4.1 Analyseur de spectres HP 3562A

L'analyseur de spectres est un outil indispensable pour obtenir en temps réel l'histogramme et le spectre de puissance du signal de tension, jusqu'à des fréquences de 100 kHz.

- L'histogramme nous renseigne sur la présence de possibles instabilités dans le jet.
- Le spectre de puissance est un moyen précieux pour détecter les signaux parasites, engendrés par exemple par un enregistreur, une jauge d'Hélium, un tube néon clignotant dans la pièce voisine, etc... Il nous permet également de déterminer la fréquence de coupure du jet et ainsi de choisir la fréquence d'échantillonnage de l'enregistrement. Pour chaque nombre de Reynolds, nous avons défini la fréquence de coupure en soustrayant le spectre de puissance du bruit (signal enregistré en l'absence d'écoulement) au spectre de puissance du signal.

III.4.2 Convertisseur analogique/numérique

A. Benoit et le service électronique du CRTBT (J.P. Paulin) ont fabriqué le convertisseur, qui utilise un composant analogique/numérique 16 bits de type ANALOGIC ADC 4320 [III.1].

Il possède une résolution en tension de 16 bits (au lieu de 12 bits avec l'enregistreur Hewlett-Packard 5183 utilisé lors des thèses précédentes), et sa fréquence d'acquisition peut varier de 12,2 kHz à 1,47 MHz. Il possède 6 gammes de tension de 0,25 à 10 V. Les signaux sont envoyés sur une carte d'acquisition PCI, développée et programmée par A. Benoit et E. Bonet.

Un PowerMac 7300/200 MHz pilote le convertisseur et la carte PCI. Le programme d'acquisition des données (langage C), mis au point par A. Benoit et L. Puech, permet d'enregistrer des blocs continus de 16 Mpts (2^{24}), limités uniquement par la mémoire vive du PowerMac (64 Mo). Entre chaque bloc, l'enregistrement est interrompu pendant les 8 secondes nécessaires au transfert des données sur le disque dur. Nous avons enregistré en moyenne 6 blocs de 2^{24} points, soit un total 100 millions de points par nombre de Reynolds. Un point (Re=21500) a été enregistré avec 65 blocs, soit 10^9 points.

Si la fréquence de coupure du signal est inférieure à 1,47 MHz (fréquence maximale d'acquisition), nous avons la possibilité de faire, en temps réel, des moyennes sur les données lors de l'acquisition, afin de diminuer le bruit.

III.4.3 Stockage des données

Après l'acquisition de 100 Mpts, pour un débit fixé, les données sont transférées sur des disquettes magnéto-optiques de 650 Mo de capacité. Pour plus de sécurité, un double est gravé sur CD-Rom non-réinscriptible de même capacité.

III.5 Régulation en température de l'électronique

Lors des premiers essais, nous avons constaté que le signal moyen de tension dérivait en phase avec les variations thermiques de la pièce. Nous avons localisé deux parties distinctes de l'électronique sensibles à la température :

- dans un coffret au niveau de l'injection du signal de 10 MHz.
- dans la tête de pont, située sur le cryostat, avant l'injection vers le détecteur.

Dans les deux cas, la variation du signal de sortie (utilisé pour l'acquisition) est de 1% par °C. Avec des variations pouvant atteindre plusieurs °C par jour et 10°C en cours d'année, il est indispensable de réguler en température l'électronique de mesure.

Nous avons installé, en double exemplaire, un régulateur auto-adaptatif P.I.D. WEST 6100 avec sortie linéaire 0-10V nous garantissant une stabilité inférieure à 0,1°C. Deux sondes platines Pt100 (0,4 Ω/°C) sont utilisées pour la régulation en température et le contrôle de la stabilité à l'aide d'un enregistreur multivoies Sefram 8800. La puissance est délivrée à deux résistances chauffantes de 50 Ω - montées en parallèle pour répartir le chauffage - par l'intermédiaire d'un module d'alimentation à courant continu (plutôt qu'à thyristor), pour éviter des perturbations électromagnétiques à 50 Hz.

Du polystyrène expansé isole les éléments sensibles, principalement contre les fluctuations rapides de température (courants d'air,...).

La tête de pont ne comporte pas de refroidissement imposé. Nous avons simplement régulé sa température à 35°C au-dessus de la température ambiante, quelle que soit la période de l'année.

La partie correspondant à l'injection haute fréquence, située dans le coffret, nécessite un circuit de refroidissement car, une fois isolée avec le polystyrène, la température intérieure monte au-delà de 50°C, ce qui ne garantit plus le bon fonctionnement de l'électronique. L'installation d'un système de refroidissement a donc été nécessaire. Il est composé d'une plaque de Cuivre, vissée sur une partie du coffret, sur laquelle un serpentin en Cuivre est soudé. Une circulation d'eau de ville, dont une micro-vanne limite le débit, assure le refroidissement.

Les premiers essais ont montré que de temps en temps de fortes perturbations apparaissaient, compensées intégralement par la régulation au bout de 15 à 20 mn seulement. Ceci peut être très gênant lors d'acquisitions à haut nombre de Reynolds, puisque l'autonomie du bain d'Hélium est alors d'environ 30 mn. Ces perturbations de température sont le résultat de fluctuations aléatoires de la pression en ligne de l'eau de ville. Pour pallier à ce problème, nous avons installé un réservoir tampon en hauteur au-dessus de la manip. Un dispositif à flotteur (type chasse d'eau) maintient son niveau constant. La température de régulation de l'électronique a été fixée à 30°C.

Avec ces deux régulations, les fluctuations de température sont inférieures à 0,1°C, et sont maintenant indiscernables sur le signal de tension. Ces différents problèmes résolus, nous avons pu commencer l'étalonnage.

IV Etalonnage et enregistrements

IV.1 Procédure expérimentale

Tous les enregistrements ont été réalisés avec le détecteur situé à 80 mm de la buse et 80 mm en amont de la grille stabilisatrice. Le régime turbulent au niveau de l'anémomètre est pleinement développé puisque l'on se trouve à 40 fois le diamètre de la buse.

IV.1.1 Etablissement d'un écoulement à un Reynolds donné

Des trois paramètres qui interviennent dans le nombre de Reynolds, seule la longueur caractéristique est fixée, c'est le diamètre de la buse qui est de 2 mm. Nous avons la possibilité de changer la vitesse du jet et la viscosité du gaz, respectivement par l'intermédiaire du débit et de la pression.

Nous avons travaillé à deux pressions différentes : 250 mbar pour les faibles Reynolds et à pression atmosphérique pour les Reynolds élevés avec recouvrement des deux gammes.

IV.1.1.1 Ecoulements à faible pression

Le fait de travailler à 250 mbar augmente la viscosité cinématique de l'Hélium d'un facteur 5 par rapport à la pression atmosphérique, ce qui représente un double avantage pour les faibles nombres de Reynolds :

- Un Reynolds identique est obtenu avec une vitesse d'écoulement 5 fois supérieure, ce qui réduit d'autant le temps d'acquisition.
- L'intensité de la convection naturelle autour du fil chaud est fonction du nombre de Rayleigh. Ce nombre sans dimension est inversement proportionnel au carré de la viscosité, et les perturbations dues à la convection naturelle autour du fil sont d'autant plus faibles que la pression est basse.

Pour établir un écoulement stable, la première étape consiste à baisser la pression dans la cellule jusqu'à la valeur désirée, puis à ouvrir la micro-vanne située à froid au-dessus du bain (cf. fig. IV.1). Le réglage de cette micro-vanne doit être assez rapide pour éviter une trop forte dérive de la pression dans la cellule. Pour cela, on se base sur la valeur moyenne du signal, qui est directement reliée au Reynolds souhaité par la loi d'étalonnage.

Il faut ensuite réguler le débit de pompage, au moyen d'une micro-vanne de "laminarisation" située à l'ambiante (en aval de la chambre), tout en maintenant une pression constante. Le bain est maintenu à pression constante grâce à une régulation de température :

une résistance chauffante, placée au fond du bain d'Hélium, est alimentée par un régulateur multicapteurs TRMC associé à un Epson PX-16 [I.15].

Les débitmètres Brooks installés sur le circuit de récupération de l'Hélium, en amont de la pompe, sont des appareils qui fonctionnent généralement autour de la pression atmosphérique, et ils doivent être étalonnés lorsque l'on travaille à basse pression. Pour cela, nous avons utilisé des compteurs à gaz, fonctionnant à volume constant et à pression atmosphérique, placés au refoulement de la pompe.

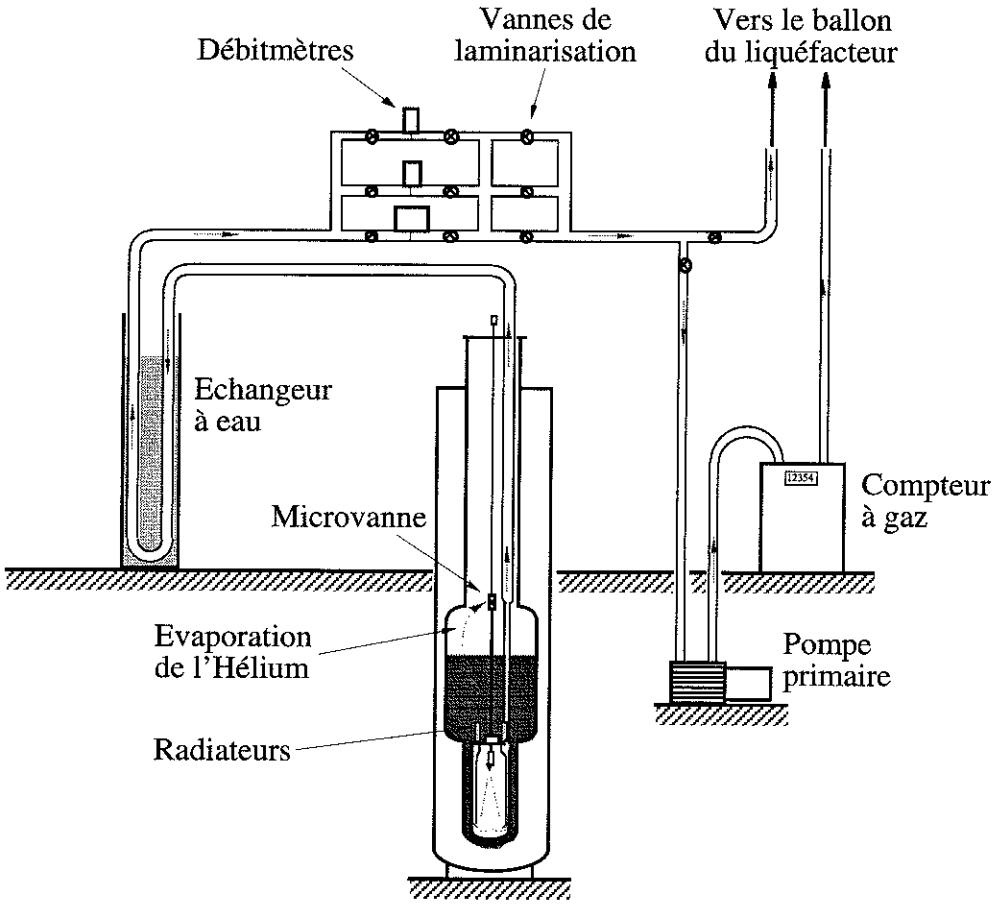


Fig. IV.1 : Schéma de circulation de l'Hélium.

Le fait de pomper sur la cellule nous assure une pression stable indépendante des éventuelles fluctuations présentes sur le circuit de récupération de l'Hélium.

IV.1.1.2 Ecoulements à la pression atmosphérique

Les nombres de Reynolds les plus élevés ne peuvent être obtenus à basse pression en raison du débit maximum admis par la pompe. Celui-ci se situe aux alentours de 2.10^{-4} kg/s, alors qu'un débit 10 fois supérieur est nécessaire pour des Reynolds de 10^6. Le retour de l'Hélium gazeux se fait donc directement vers la récupération d'Hélium (liquéfacteur) à pression atmosphérique.

L'établissement d'un écoulement stable à forts Reynolds nécessite moins de réglages qu'à basse pression. La micro-vanne d'admission de l'Hélium gazeux est complètement ouverte pour minimiser les pertes de charge et limiter la surpression du bain. La pression du bain ne doit pas dépasser 2 bars pour des questions de tenue mécanique du cryostat. De même, les vannes situées sur le retour de l'Hélium gazeux sont pleinement ouvertes pour maintenir la cellule à pression atmosphérique. Le chauffage du bain est assuré en partie par une résistance métallique de 100 Ω immergée au fond du réservoir d'Hélium et maintenue à température constante. Une puissance maximale de 2 watts peut être fournie par le régulateur multicapteurs TRMC et l'Epson PX-16. Le complément de puissance est fourni à 2 radiateurs d'appoint, branchés en parallèle sur une alimentation stabilisée de laboratoire (CNB Electronique type CN7 B 4000) pouvant fournir jusqu'à 50 Watt (nécessaires pour des Reynolds de 10^6).

Un échangeur à eau est placé entre la sortie de la cellule et les débitmètres pour que l'Hélium admis sur ces derniers soit à la température ambiante et que les conditions de fonctionnement correspondent à celles utilisées lors de l'étalonnage des débitmètres.

IV.1.2 Etalonnage des débitmètres

Nous disposons de 3 débitmètres montés en parallèle pour mesurer des débits compris entre 0,01 et 1600 litres d'He par minute.

Les deux débitmètres de faible capacité (Brooks 5850 et 5811) ont été étalonnés en usine en 1990 avec de l'Hélium gazeux à pression atmosphérique. Le troisième débitmètre (Brooks 5813) a été étalonné en 1991 avec de l'air, et un coefficient correctif, correspondant au rapport des chaleurs spécifiques air/Hélium, a été appliqué pour une utilisation avec de l'Hélium gazeux.

Ces étalonnages datant de quelques années nous avons voulu vérifier, avec des compteurs à gaz, s'ils étaient encore fiables.

Au préalable, nous avons comparé entre eux différents compteurs à gaz disponibles au laboratoire pour s'assurer de leur fiabilité. Les mesures ont été réalisées avec les compteurs branchés en série pour un écoulement stabilisé. Les différentes valeurs fournies par les compteurs à gaz restent comprises dans une plage inférieure à 2%.

L'étalonnage des débitmètres est réalisé avec un compteur à gaz Schlumberger modèle G10 de capacité maximale 16 m^3/h - la plus importante disponible au laboratoire - branché en aval des débitmètres. Pour pouvoir atteindre des débits plus importants, un deuxième compteur à gaz Elster Mainz de 10 m^3/h est utilisé en parallèle. Une vérification à faible débit a été faite entre un seul compteur et les 2 compteurs montés en parallèle. Les deux mesures sont équivalentes à 3% près.

Les courbes ci-après présentent les étalonnages à 25°C et pression atmosphérique des deux débitmètres utilisés pour les forts Reynolds en fonction du pourcentage de lecture.

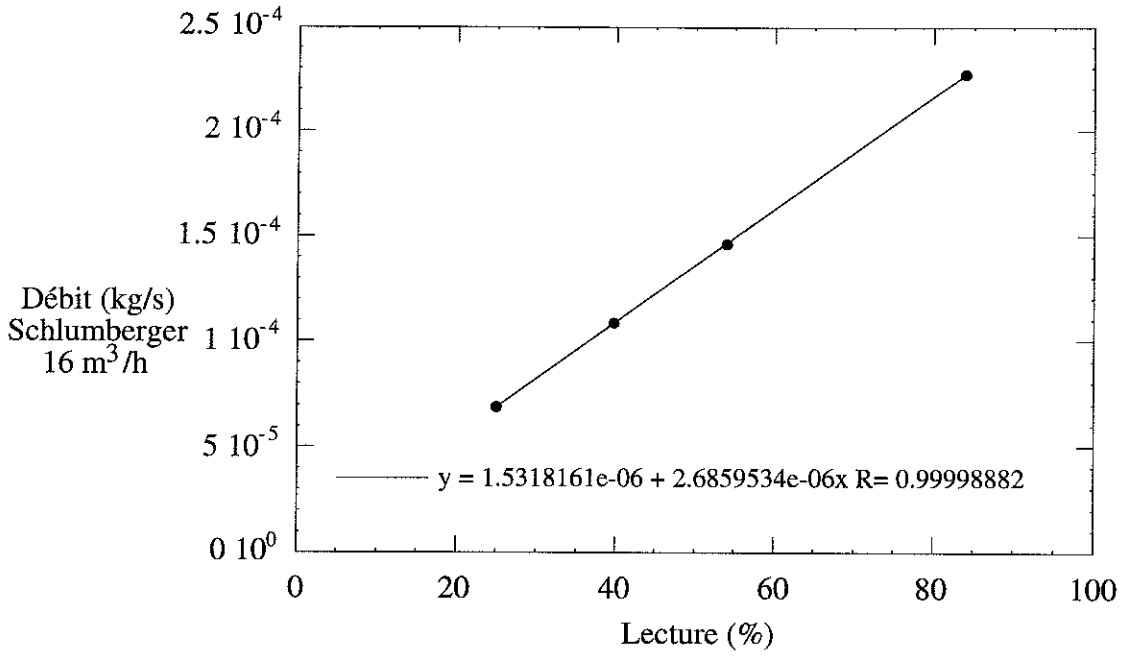


Fig. IV.2 : Etalonnage du débitmètre Brooks 5811.

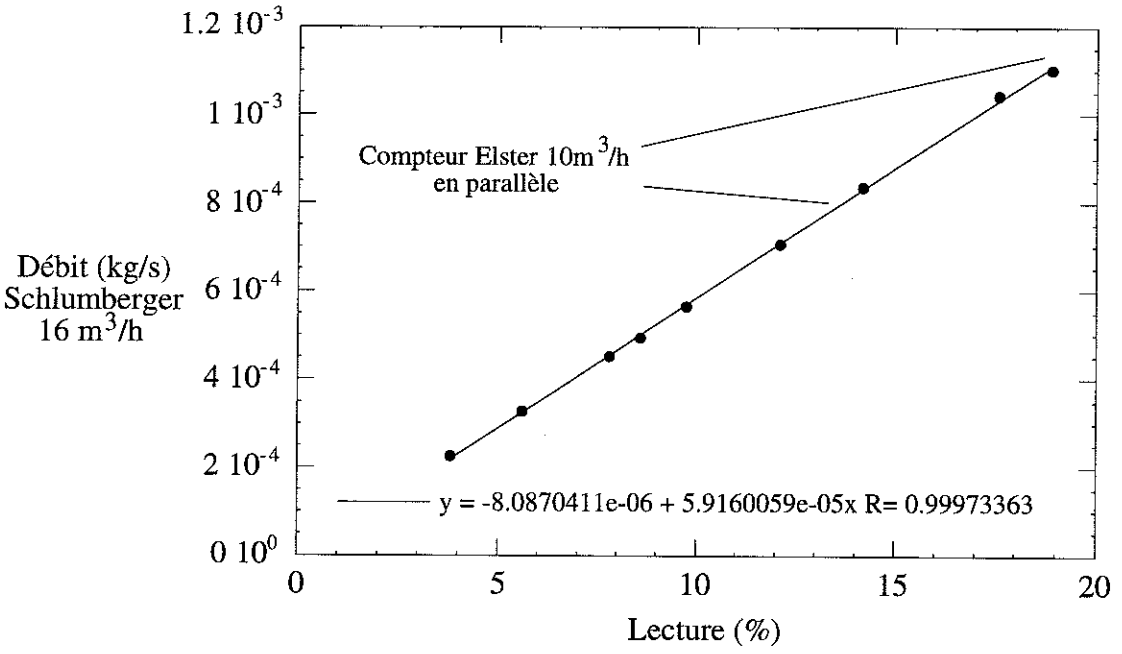


Fig. IV.3 : Etalonnage du débitmètre Brooks 5813.

L'étalonnage étant très linéaire, les valeurs pour des débits plus élevés, jusqu'à 35%, et impossibles à vérifier aux compteurs à gaz, ont été extrapolées à partir du fit linéaire proposé sur la figure IV.3.

Par rapport aux étalonnages de 1990 et 1991, les écarts mesurés pour les débitmètres 5811 et 5813 sont respectivement de 14% et 22% (écarts dont on n'explique pas l'origine).

IV.1.3 Etalonnage des thermomètres carbones

5 thermomètres de carbone (70 Ω à température ambiante) permettent la mesure des températures en divers points de l'expérience. Leur étalonnage est nécessaire à chaque refroidissement de l'expérience, et en particulier pour le thermomètre situé dans la chambre d'expérience, qui nous permet de déterminer la viscosité du jet d'Hélium.

Le principe de l'étalonnage consiste à faire varier la température dans la chambre d'expérience en changeant la pression du bain d'He. Les températures inférieures à 4,2 K sont atteintes en pompant sur le bain et les températures supérieures en chauffant et régulant le bain d'Hélium liquide. Une mesure précise de cette pression nous donne la température de saturation correspondante.

La pression est mesurée avec un baratron différentiel MKS 1000 torrs / 0-10 V associé à un multimètre Keithley 2000. Le baratron est préalablement étalonné entre 50 et 1000 mbar avec un manomètre à mercure dont le niveau est mesuré au cathétomètre. Les valeurs lues sont corrigées de la température et de la pression ambiantes.

Les mesures de pression avec le baratron, en dessous de 1 bar, sont réalisées par rapport à un vide de référence maintenu par une pompe primaire. Les pressions au-dessus de 1 bar sont mesurées en utilisant comme référence la pression atmosphérique déterminée avec le manomètre à mercure. Le bain d'Hélium liquide est brassé, à l'aide d'un chauffage immergé au fond du bain, pour éviter sa stratification en température. La mesure est réalisée lorsque tous les paramètres sont stables. La température de saturation est calculée à partir des équations de coexistence de phase liquide-gaz définies entre 0,5 et 5,1953 K [IV.1].

La figure IV.4 présente l'étalonnage du thermomètre placé au bas de la cellule, entre 3,8 et 4,8 K.

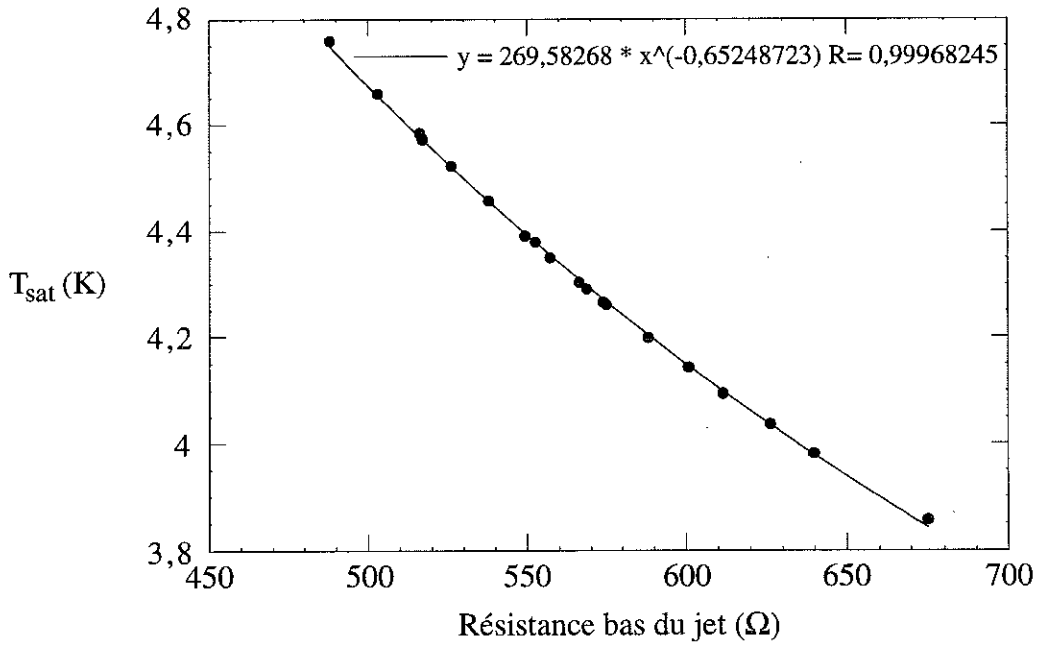


Fig. IV.4 : Courbe d'étalonnage de la résistance carbone située dans la chambre d'expérience.

Cette courbe d'étalonnage peut être assez bien décrite par une loi de puissance de la résistance, comme indiqué dans la figure.

IV.1.4 Conditions de stabilité

Les conditions de stabilité sont atteintes lorsque les différents paramètres mesurables sont stables au cours du temps.

Les variations admises au cours d'un enregistrement (100 Mpts) sont les suivantes :

- débit : $\frac{\Delta D}{D} < 1\ \% \quad \rightarrow \frac{\Delta Re}{Re} < 1\%$

- pressions : $\Delta P \approx 1$ mbar $\rightarrow \frac{\Delta Re}{Re} < 2\%$

- températures : $\Delta T \approx 2$ mK $\rightarrow \frac{\Delta T}{T} \approx 5.10^{-4} \quad \rightarrow \frac{\Delta Re}{Re} < 0{,}1\%$

Au pire, ces variations représentent quelques pour-cent sur la stabilité du nombre de Reynolds durant les mesures. La valeur absolue du Reynolds est toutefois moins précise compte tenu des incertitudes intrinsèques sur la vitesse et la viscosité.

IV.1.5 Mesures

Avant toute mesure, le signal moyen délivré par l'électronique est ramené à zéro, à l'aide d'une tension d'opposition (cf. § III.1.1). Cette compensation permet d'obtenir la meilleure dynamique d'enregistrement des fluctuations du signal autour de sa valeur moyenne.

Les premiers enregistrements de spectre sont réalisés avec l'analyseur HP 3562A.

En absence d'écoulement, le spectre du signal est quasiment plat (figure IV.5), ce qui traduit un bruit gaussien.

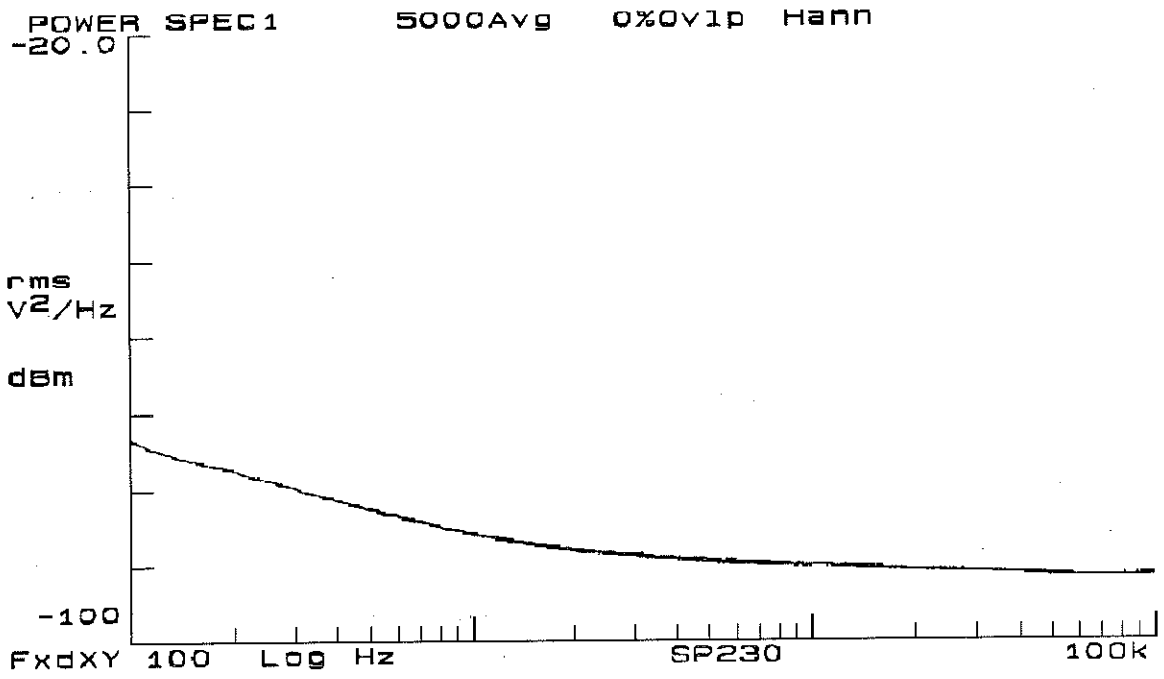


Fig. IV.5 : Spectre de puissance du signal de tension sans écoulement.

En présence d'un écoulement, le spectre de turbulence se superpose au spectre de bruit.

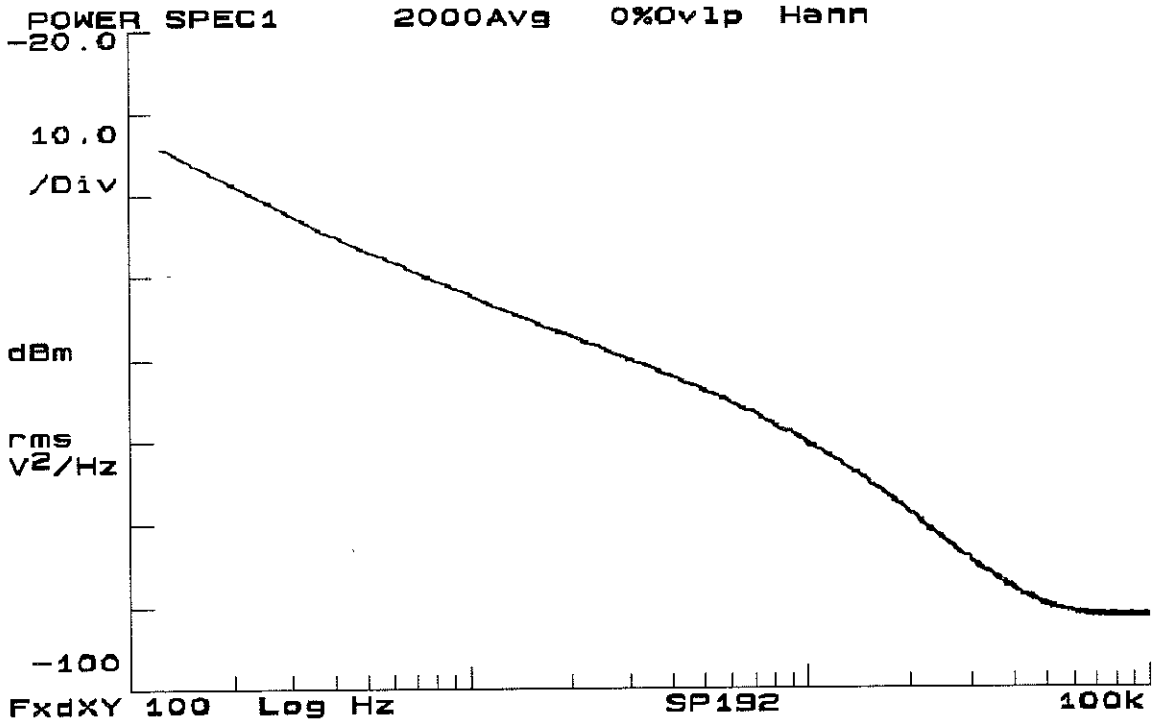


Fig. IV.6 : Spectre de puissance d'un écoulement à Re = 250000.

Pour déterminer la fréquence de coupure du signal (ω_0), on soustrait le spectre de bruit au spectre du signal :

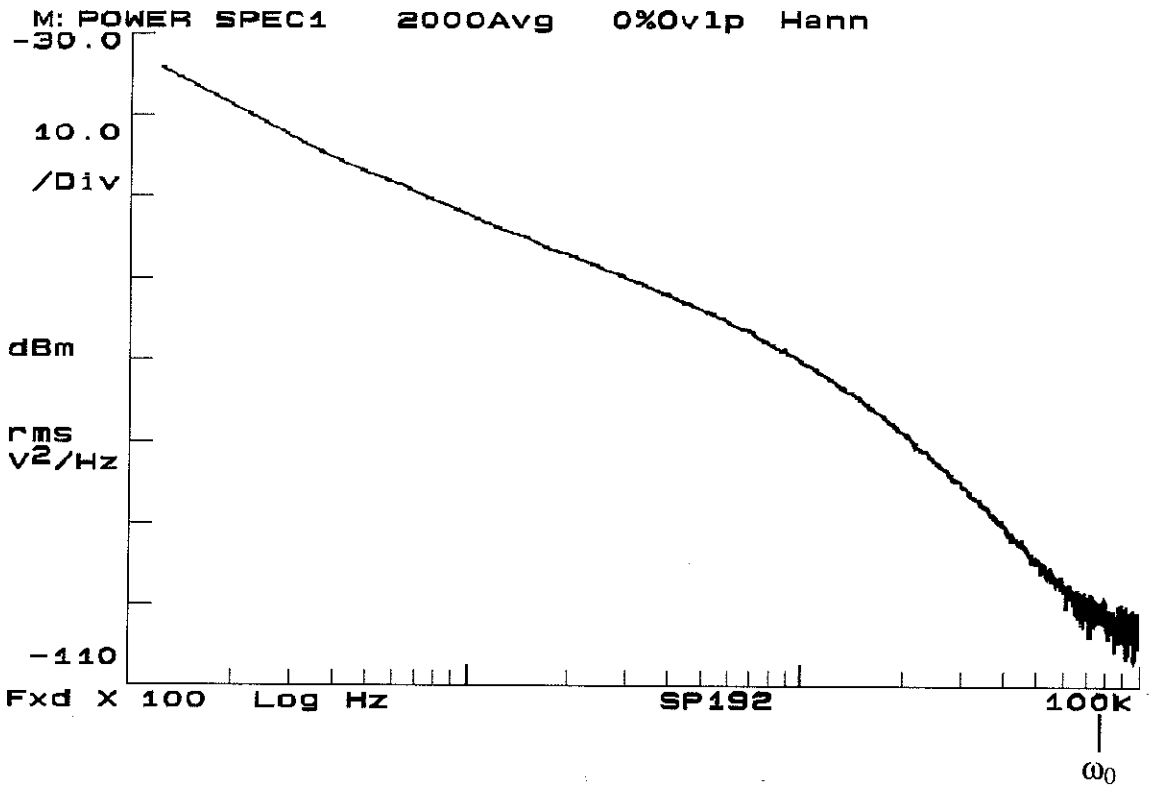


Fig. IV.7 : Spectre du signal (Re = 250000 de la figure IV.6) moins le spectre de bruit.

Lors de l'acquisition, comme le bruit est blanc et gaussien et que le spectre de puissance associé ne présente pas de fréquences parasites, le filtrage du bruit est réalisé en moyennant le signal. On obtient une coupure en $\frac{1}{\omega^2}$, et le bruit devient : $\langle b^2 \rangle = \frac{\langle b_o^2 \rangle}{N}$ où N est le nombre de points moyennés. Nous avons choisi la fréquence d'acquisition la plus élevée disponible avec le convertisseur (1,47 MHz), et fixé la fréquence d'échantillonnage à 3 fois la fréquence de coupure ω_0.

Après avoir réalisé l'acquisition, il nous est possible de tracer les spectres de puissance (cf. fig. IV.8), à partir d'un programme sous PowerMac, sur une très large gamme de fréquence pouvant s'étendre jusqu'à 700 kHz (limitée à 100 kHz avec l'analyseur de spectre HP).

On remarque que la zone inertielle, correspondant à la partie des spectres de pente proche de -5/3, s'étend au fur et à mesure que le nombre de Reynolds progresse. L'étendue de la zone de pente -5/3 atteint pratiquement 4 décades en V^2/Hz, pour le plus haut nombre de Reynolds (Re=846000).

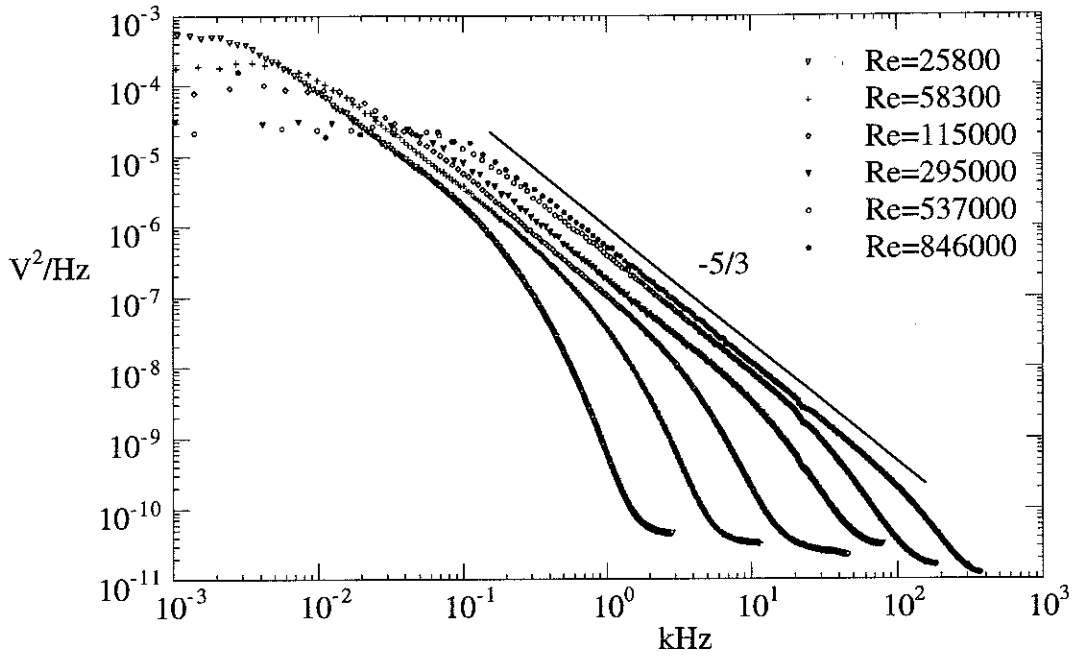


Fig. IV.8 : Spectres de puissance des signaux de tension, pour des nombres de Reynolds s'échelonnant de 25800 à 846000.

On peut noter que le rapport signal/bruit dépasse 70 dB (7 décades en ordonnée) pour les plus faibles Reynolds.

IV.2 Enregistrements

Comme indiqué précédemment, toutes les acquisitions de données ont été réalisées avec la buse de Ø = 2 mm, le détecteur étant placé à 80 mm de celle-ci. Les mesures de vitesse ont été faites à 2 pressions : 250 mbar et la pression atmosphérique. Les fichiers de données sont composés de blocs continus de 16 Mpts (2^{24} données). Les 16 enregistrements effectués sont récapitulés dans le tableau IV.1.

Pour tous les enregistrements, la température dans la chambre d'expérience est comprise entre 4,2 et 4,35 K.

Les vitesses au niveau du détecteur ont été calculées à partir de la relation empirique définie au paragraphe II.4.1.3.

Enregis-trement	Pression (mbar)	Reynolds Re_{buse}	Reynolds R_λ	Fréq. d'échant. (kHz)	Nbre de points (Mpts)	Echelle de Kolmogorov η (µm)	Vitesse moy. au niveau du fil (m/s)
1	252	29800	209	45,9	100	15,8	0,78
2	254	52100	283	152	100	11	1,2
3	246	16900	124	23,0	100	24	0,46
4	250	8500	85	5,74	50	41	0,22
5	258	5000	89	2,87	50	63	0,13
6	253	21500		37,2	1100		0,12
7	1012	58300	352	23,0	67	9	0,31
8	1001	25800	208	5,74	50	18,3	0,14
9	1038	115000	463	91,9	120	5,9	0,62
10	1047	423000	929	368	67	2,3	2,5
11	1003	295000	703	272	84	3,44	1,7
12	1010	537000	985	368	100	1,9	3,2
13	1008	436000	885	368	100	2,35	2,6
14	1011	757000	1181	735	84	1,4	4,3
15	1015	845800		735	120		4,7
16	1020	1050000		1470	170		5,8

Tableau IV.1 : Récapitulatif des enregistrements de vitesse.

IV.3 Etalonnage tension/vitesse

Pour tout fil chaud, la puissance dissipée P est proportionnelle au produit du coefficient d'échange thermique K_H par la longueur effective du détecteur :

$$P \propto K_H \, l_{eff} \, \Delta T$$

K_H est lui-même proportionnel au Nusselt (Nu) qui varie approximativement comme la racine du nombre de Reynolds :

$$Nu \cong 1 + a\sqrt{\mathrm{Re}}$$

Pour un fil chaud classique l_{eff} est fixée. Pour notre fil chaud, sa valeur dépend de K_H qui conditionne l'étalement du profil de température le long de la fibre :

$$l_{eff} \propto \sqrt{\frac{K_{fil}}{K_H}}$$

D'où $P \propto \sqrt{K_H}$ et on doit s'attendre à une loi de la forme :

$$P^2 = A + B\sqrt{\mathrm{Re}}$$

Lors d'essais de déplacement du détecteur dans la chambre à basse température, nous avons constaté qu'il se produisait des interruptions du suivi du signal de mesure. Ceci est probablement dû à un mauvais contact au niveau des câbles coaxiaux qui doivent se déplacer en même temps que le détecteur. Pour cette raison, nous avons évité de trop déplacer le détecteur, et nous avons effectué l'étalonnage dans la même position que les mesures de fluctuations de vitesse. Le détecteur est situé à 80 mm de la buse dans un écoulement pleinement turbulent.

Le calcul de la puissance dissipée dans le fil, pour un Reynolds donné, utilise le signal moyen de tension délivré par l'électronique (avec une tension d'opposition nulle). Ce signal moyen est déterminé sur 16 millions de points. La puissance totale dissipée est la somme de la composante alternative à 10 MHz et de la composante basse fréquence (DC 1 MHz). La puissance due à la composante à 10 MHz est égale à la différence entre le carré du signal moyen mesuré et le carré du signal moyen extrapolé pour une composante HF nulle. Pour effectuer cette mesure, on diminue progressivement l'injection HF et l'on mesure la variation du signal correspondant.

La puissance due à la HF devrait être constante quel que soit le niveau de la composante continue, mais en raison des non-linéarités du circuit électronique, ce n'est pas le cas (cf. fig. IV.9). Cette composante est donc déterminée pour chaque point d'étalonnage.

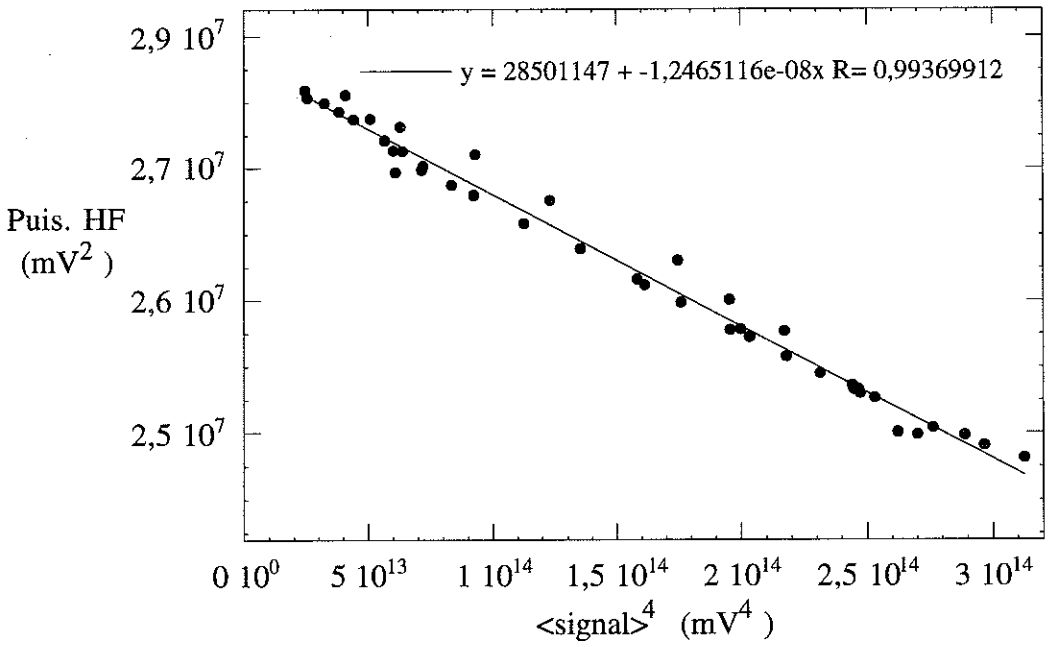


Fig. IV.9 : Puissance fournie par la composante à 10 MHz en fonction du signal moyen.

Nous avons mesuré une cinquantaine de points d'étalonnage aux deux pressions de travail. Les valeurs brutes sont présentées sur la figure IV.10 :

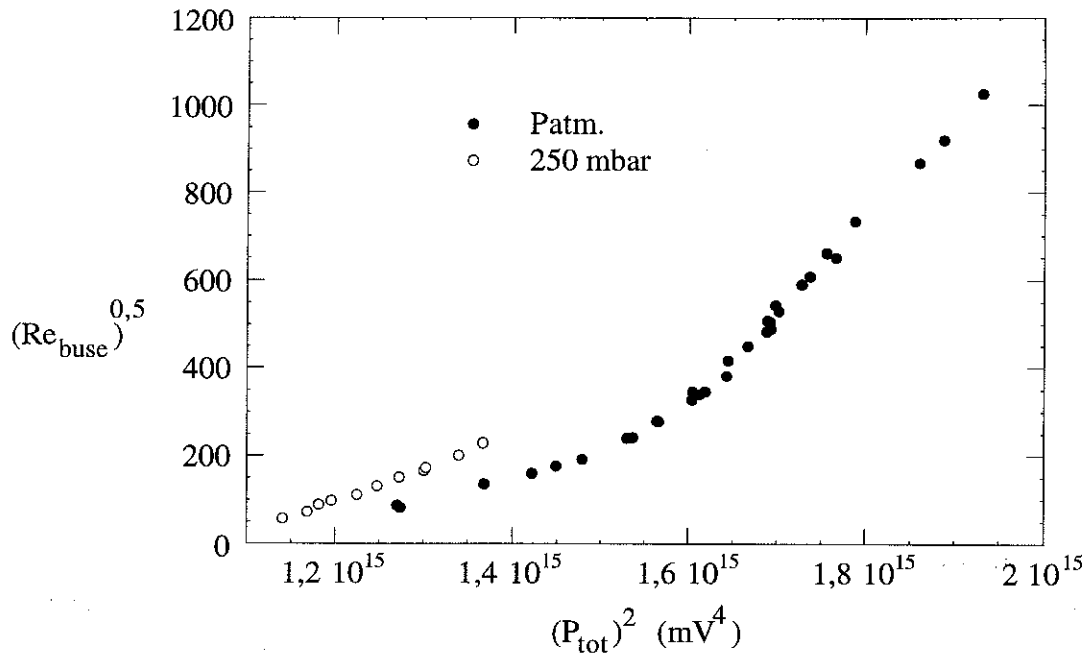


Fig. IV.10 : Courbe d'étalonnage à partir des données brutes.

Tout d'abord, on observe un décalage entre les points mesurés à basse pression et à la pression atmosphérique. Ce décalage s'explique par la différence de conductivité thermique de l'Hélium entre ces deux pressions. Le facteur correctif qui permet un réajustement optimum entre basse et haute pression est égal au rapport des conductivités thermiques prises à une température de 5,3 K. Cette valeur est tout à fait raisonnable comme température moyenne d'échange entre la fibre et l'Hélium gazeux.

Cette correction apportée, on remarque alors que les 2 points mesurés aux plus bas Reynolds à pression atmosphérique se décalent de la courbe, comme si le nombre de Reynolds avait été surestimé. Ces 2 points ont été éliminés pour la raison suivante : le calcul du nombre de Reynolds est basé sur la vitesse moyenne au niveau de la buse et ne tient pas compte de la convection naturelle créée autour du détecteur. La convection a pour effet de diminuer la vitesse moyenne autour du fil. Elle joue un rôle d'autant plus important que le nombre de Reynolds est faible. Sur la courbe d'étalonnage, on voit son influence à partir de vitesses d'écoulement, calculées au niveau du détecteur, inférieures à 40 mm/s.

On peut estimer la vitesse convective à partir de la relation :

$$v = \sqrt{g\alpha\Delta Th}$$

où :

$\Delta T \approx 10$ K, est la différence de température entre la partie sensible du détecteur et le gaz.

$h \approx 0{,}9$ µm, est la longueur d'échange thermique qui est de l'ordre du rayon de la fibre.

$\alpha \approx 0{,}17$ K^{-1} (à 7 K et 1,013 bar) est le coefficient de dilatation thermique considéré à pression atmosphérique et à température moyenne entre le gaz et le détecteur.

On obtient une vitesse convective d'environ 4 mm/s.

Ces points éliminés et les points à basse pression recalés, on obtient la variation représentée ci-dessous :

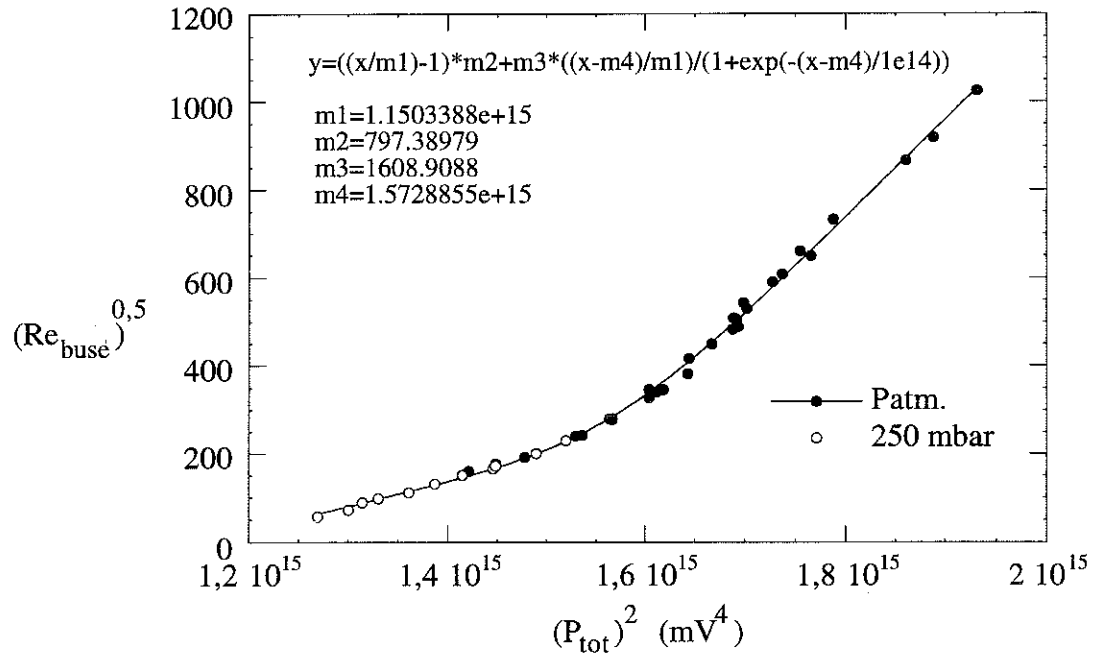


Fig. IV.11 : Courbe d'étalonnage avec correction des points à basse pression.

On peut remarquer la faible dispersion des points bien que cet étalonnage ait été obtenu dans un écoulement turbulent.

Sur la courbe d'étalonnage, on distingue nettement deux parties sensiblement linéaires de pentes distinctes. Cette courbe peut être approximée par une loi de type exponentielle telle que celle présentée sur la figure IV.11, où le coefficient m4 représente le point de changement de régime entre les deux droites et le coefficient m1 la raideur de la transition.

Ce comportement peut s'expliquer par un mode de refroidissement de la fibre différent suivant le nombre de Reynolds, et schématisé sur la figure IV.12 :

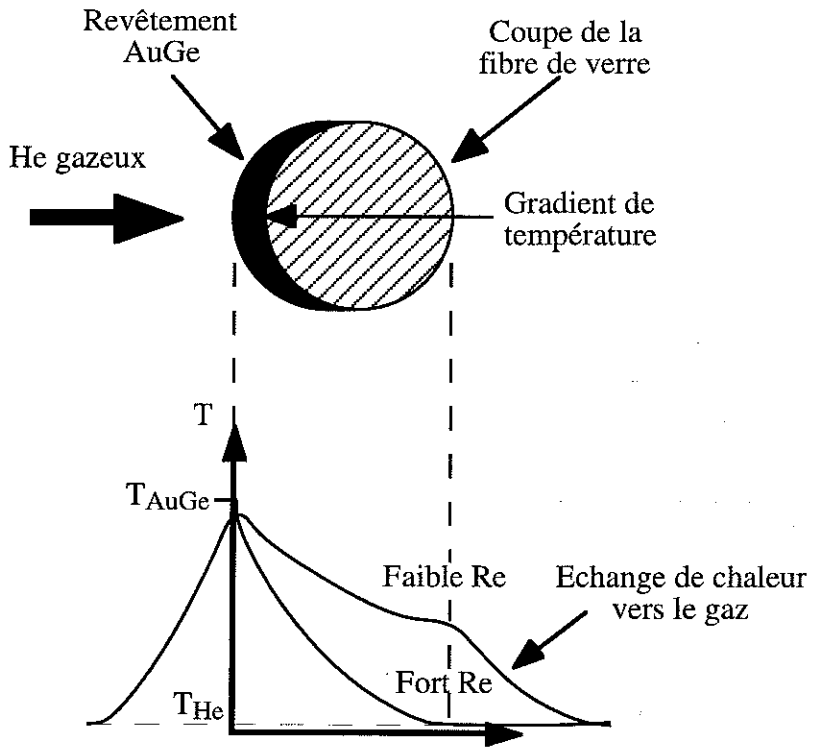


Fig. IV.12 : Gradient de température à travers la fibre de verre en fonction du Reynolds.

Pour des faibles nombres de Reynolds, la face "cachée" de la fibre (par rapport à l'écoulement) est peu refroidie et se trouve à une température plus élevée que l'Hélium ambiant. A fort nombre de Reynolds la partie "cachée" de la fibre est mieux refroidie, et peut même s'accompagner d'instabilités de type Von Karmann [II.8] ; elle se trouve pratiquement à la température du gaz ambiant. Ainsi, la partie du flux évacuée vers l'arrière a atteint sa valeur maximale, et ne peut plus augmenter. Pour des nombres de Reynolds supérieurs, l'excès de chaleur sera évacué par l'avant, sur la moitié de la fibre, ce qui peut expliquer un facteur proche de 4 (expérimentalement 3,5) entre les pentes des droites représentées sur la figure IV.11 en fonction du carré de la puissance. On observe ce changement de comportement pour un Reynolds fil d'environ 12.

IV.4 Nouvelle approche pour la conversion tension/vitesse

L'utilisation d'une loi d'étalonnage unique pour tous les écoulements à faible et haute pression, proposée dans le paragraphe IV.2, conduit à un taux de turbulence fluctuant entre 20 et 25%. D'autre part, malgré la faible dispersion des points d'étalonnage, un changement minime d'un des paramètres de la loi, tels que m3 ou m4, modifie sensiblement l'histogramme des vitesses ainsi que le taux de turbulence de quelques pour-cent.

Afin de contourner ce problème, nous avons choisi une nouvelle approche qui consiste à considérer individuellement chaque enregistrement. La loi de conversion tension/vitesse est déterminée à partir d'une hypothèse sur la forme des histogrammes de vitesse.

Pour chaque fichier, on détermine la loi d'étalonnage qui permet de transformer un histogramme de tension (très dissymétrique à cause de la non linéarité du détecteur) en un histogramme de vitesse gaussien, avec un taux de turbulence de 23%. Cette valeur de 23% correspond à la moyenne des taux de turbulence des histogrammes obtenus avec une loi d'étalonnage unique (cf. § IV.2). De plus, pour tenir compte de la dissymétrie des histogrammes de vitesse (cf. § IV.5 fig. IV.15), nous avons apporté une correction à la distribution gaussienne, basée sur la considération des 3 composantes de la vitesse. L'anémomètre est sensible à la vitesse globale de l'écoulement et non pas uniquement à sa composante suivant l'axe du jet. Ainsi, même s'il arrive que cette composante soit nulle, en raison des fluctuations intenses présentes dans le jet, il est peu probable que les deux autres composantes soit nulles au même instant. Ceci exclut la possibilité de mesurer des vitesses nulles et permet de rendre compte de l'aspect tronqué des histogrammes aux faibles valeurs. En considérant une distribution gaussienne dans les 3 directions (écoulement isotrope), la distribution de chaque composante de la vitesse est :

$$P(v_x)dv_x \propto \exp\left(-\frac{(v_x - V)^2}{2\sigma^2}\right)dv_x$$

$$P(v_y)dv_y \propto \exp\left(-\frac{v_y^2}{2\sigma^2}\right)dv_y$$

$$P(v_z)dv_z \propto \exp\left(-\frac{v_z^2}{2\sigma^2}\right)dv_z$$

V représente la vitesse moyenne dirigée suivant l'axe x et σ l'écart type d'une composante de la vitesse.

La combinaison des 3 composantes pour obtenir la vitesse globale nous donne :

$$P(\vec{v})d^3v \propto \exp\left(-\frac{(v_x - V)^2 + v_y^2 + v_z^2}{2\sigma^2}\right)dv_x dv_y dv_z$$

$$\propto \exp\left(-\frac{v^2+V^2-2v_xV}{2\sigma^2}\right)dv_x dv_y dv_z$$

Le terme croisé ($2v_xV$) n'a d'importance qu'au voisinage de la vitesse moyenne où $v_x \approx v$. On utilise donc l'approximation suivante :

$$P(v)dv \propto \exp\left(-\frac{v^2+V^2-2vV}{2\sigma^2}\right)4\pi v^2 dv$$

$$P(v)dv \propto v^2 \exp\left(-\frac{(v-V)^2}{2\sigma^2}\right)dv$$

Le terme en v^2, par rapport à la seule considération de la vitesse suivant x, diminue fortement la probabilité d'obtenir des vitesses faibles. A partir de cette distribution, on va déterminer la vitesse v_i correspondant à la tension u_i, en incrémentant v_i jusqu'à ce que la probabilité d'avoir obtenu une vitesse inférieure à v_i soit égale à la probabilité d'avoir obtenu une tension inférieure à u_i.

A une valeur de pression donnée, les lois d'étalonnages obtenues pour les différents nombres de Reynolds coïncident suffisamment pour que l'on puisse définir une seule loi d'étalonnage tension/vitesse :

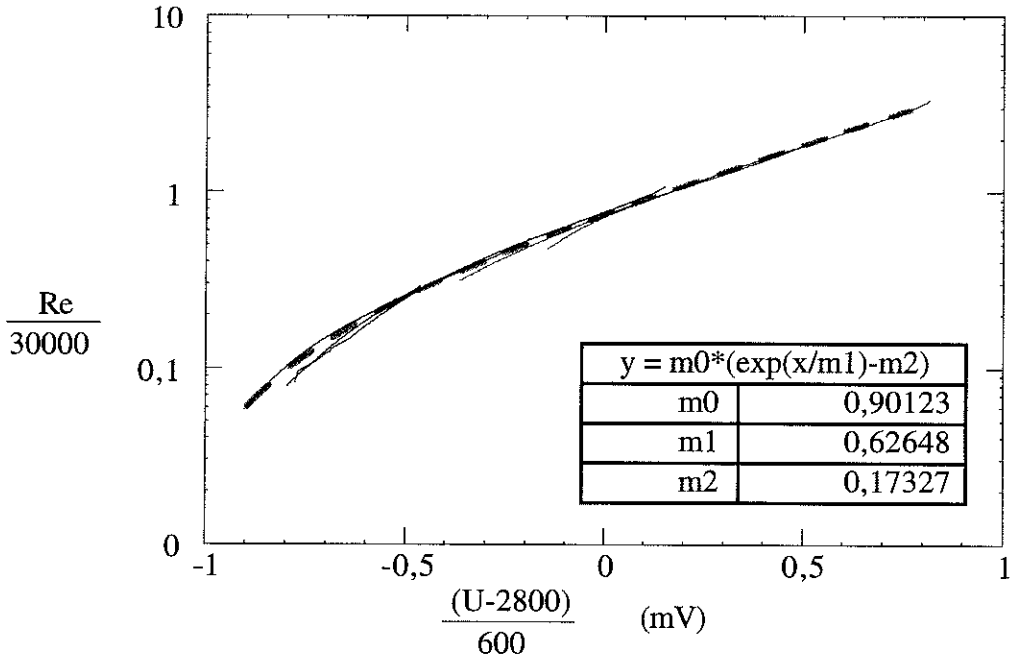


Fig. IV.13 : Superposition des différentes lois d'étalonnages (trait plein), et loi moyenne d'étalonnage (trait pointillé), pour les enregistrements à 250 mbar.

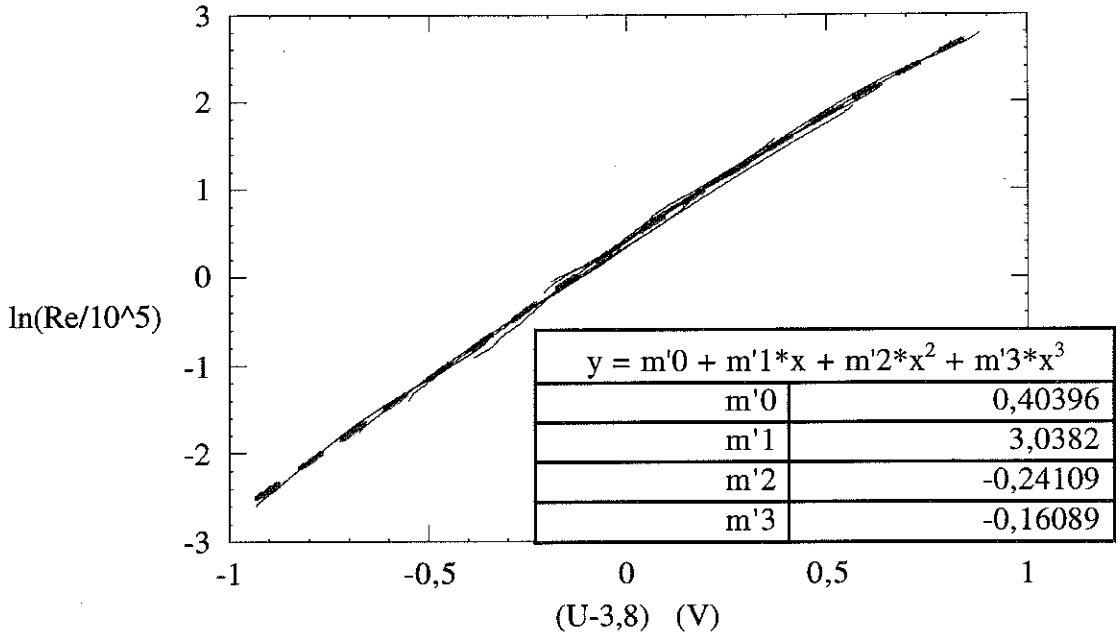


Fig. IV.14 : Superposition des différentes lois d'étalonnages (trait plein), et loi moyenne d'étalonnage (trait pointillé), pour les enregistrements à pression atmosphérique.

Les figures IV.13 et IV.14 représentent les lois d'étalonnages obtenues pour les 2 pressions de travail. Chaque courbe en trait fin continu est une loi d'étalonnage obtenue, pour un nombre de Reynolds donné, à partir de l'hypothèse sur la forme des histogrammes de vitesse. La courbe en trait pointillé est la loi d'étalonnage moyenne valable pour tous les nombres de Reynolds à une pression donnée. L'équation de cette loi est donnée dans les figures.

Par la suite, toutes les analyses de données présentées dans le chapitre V ont été réalisées avec les fichiers de vitesse obtenus avec ces deux lois d'étalonnage.

IV.5 Hypothèse de Taylor instantanée

L'hypothèse la plus fréquemment employée en hydrodynamique expérimentale est l'hypothèse de Taylor ou de "turbulence gelée". Celle-ci s'applique pour des écoulements dont la direction et la vitesse moyenne sont bien définies. Elle permet, à partir d'un signal temporel acquis avec un seul anémomètre, de remonter à une statistique spatiale. Si le temps de retournement d'un tourbillon de dimension r est grand devant son temps de passage au niveau du détecteur, il est légitime de considérer la turbulence comme figée et entraînée à la vitesse moyenne de l'écoulement <v>. Ainsi, les incréments de vitesse peuvent s'écrire :

$$v_r = v(x+r,t) - v(x,t) \approx v(x,t-\tau) - v(x,t)$$

$$\text{avec } \tau = \frac{r}{\langle v \rangle}$$

Cette hypothèse n'est bien vérifiée que si le taux de turbulence $\frac{<(v-<v>)^2>^{1/2}}{<v>}$ est inférieur à 10%. Ceci n'est pas le cas pour un jet axisymétrique, où le taux de turbulence est supérieur à 20%. Dans ce cas, l'emploi de cette hypothèse a pour effet de suréchantillonner les périodes de calme, où la vitesse est faible, au détriment des périodes de forte activité.

On peut améliorer [IV.2] cette hypothèse en considérant, comme vitesse d'advection de l'écoulement à un instant t, la vitesse instantanée v(t) plutôt que la vitesse moyenne <v>. De cette manière, on définit une hypothèse de Taylor instantanée où $\partial x = v(t).\partial t$. Si l'on effectue uniquement cette opération, on obtient un fichier de vitesse distribué irrégulièrement en x, ce qui ne nous permet pas de calculer des histogrammes d'incréments de vitesse à différentes échelles. Nous reconstruisons le fichier de vitesse (v_m) avec un intervalle ∂x constant (Δx), par interpolation linéaire du fichier de vitesse (v_n) à intervalle ∂t constant :

La longueur R_n est définie par :

$$R_n = \sum_{i=1}^{n} v_i \quad (\partial t = 1 \text{ par d finition})$$

Avec :

$$R_{n-1} < m\Delta x < R_n$$

La vitesse v_m est interpolée à partir de v_{n-1} et v_n de la manière suivante ($v_n = R_n - R_{n-1}$) :

$$v_m = v_n - \frac{(R_n - m\Delta x)(v_n - v_{n-1})}{v_n}$$

L'amélioration de l'hypothèse de Taylor est visible sur les histogrammes de vitesse (fig. IV.15). Elle a pour effet de redresser l'histogramme vers les Reynolds plus élevés de manière à se rapprocher d'une distribution gaussienne. Cette transformation du fichier à ∂t constant en un fichier à ∂x constant avec l'amélioration de l'hypothèse de Taylor permet la construction d'histogrammes ni sur- ni sous-échantillonnés.

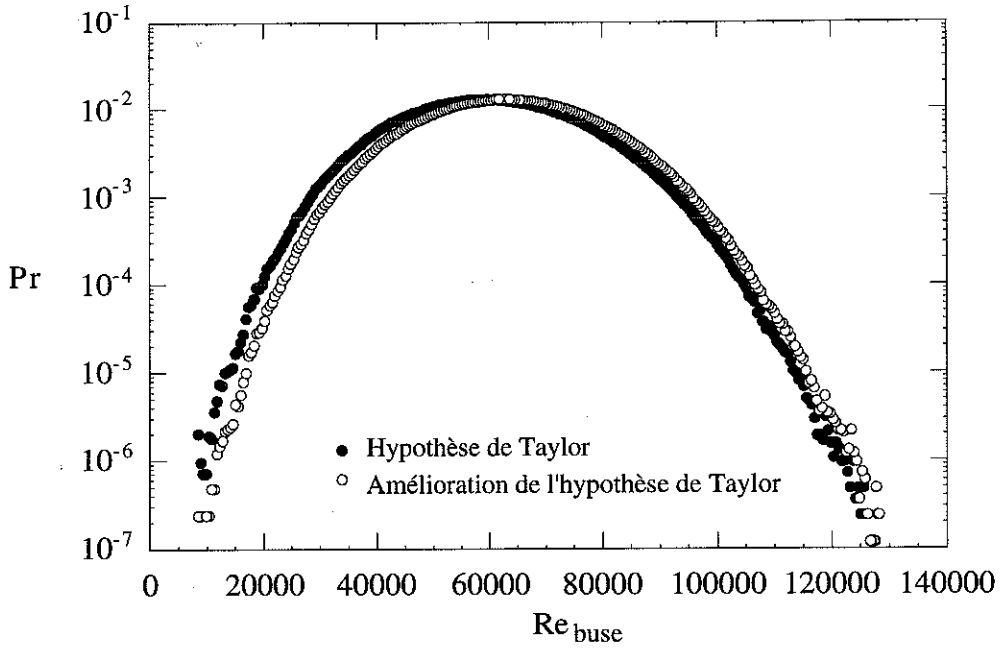


Fig. IV.15 : Effet sur les histogrammes de vitesse du rééchantillonnage à partir de la vitesse instantanée par rapport à l'hypothèse classique de Taylor, pour un écoulement à Re=58000.

Cette amélioration est également visible sur les spectres de puissance calculés grâce aux enregistrements, à partir de la fin de la zone inertielle, comme illustré sur la figure IV.16. Le niveau de spectre plus élevé (obtenu avec l'hypothèse de Taylor habituelle) fait apparaître un bruit supplémentaire dû vraisemblablement à l'utilisation d'une vitesse constante lors de la transformation du fichier temporel en fichier spatial.

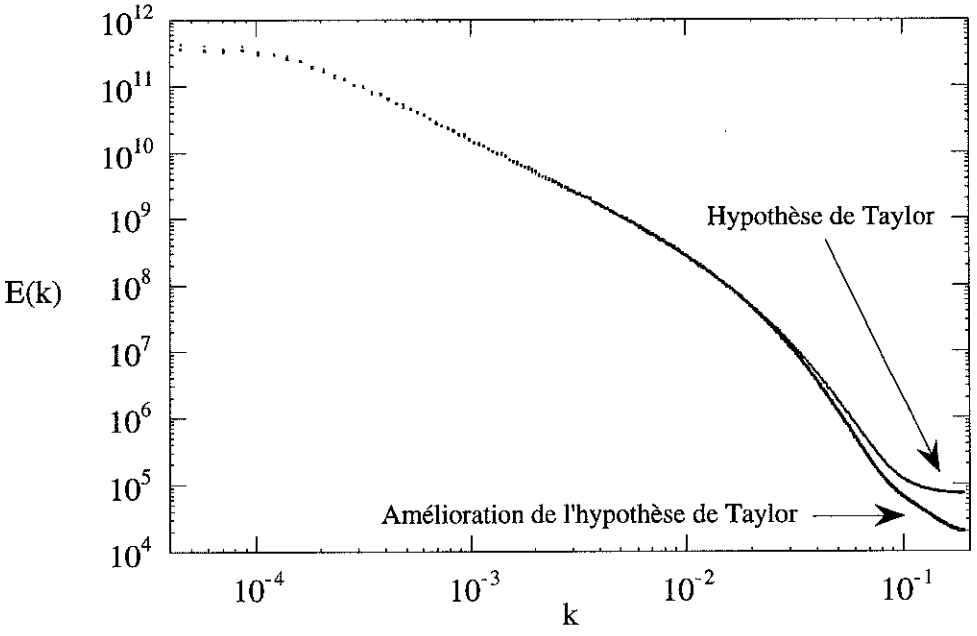


Fig. IV.16 : Comparaison de deux spectres de vitesse obtenus avec l'hypothèse de Taylor et la nouvelle technique de conversion temps/espace, pour Re=58000. k est le vecteur d'onde exprimé en unités pratiques.

Tous les résultats présentés par la suite proviennent des fichiers de vitesse obtenus avec cette nouvelle méthode.

V Analyse des données

Remarque :

Pour caractériser l'évolution fine de différents paramètres en fonction du nombre de Reynolds, en évitant de rajouter le bruit dû au calcul de R_λ, il nous arrivera d'utiliser comme abscisse le nombre de Reynolds au niveau de la buse. Sur la figure V.1, nous avons reporté l'évolution de R_λ avec le nombre de Reynolds buse, d'après le tableau IV.1 :

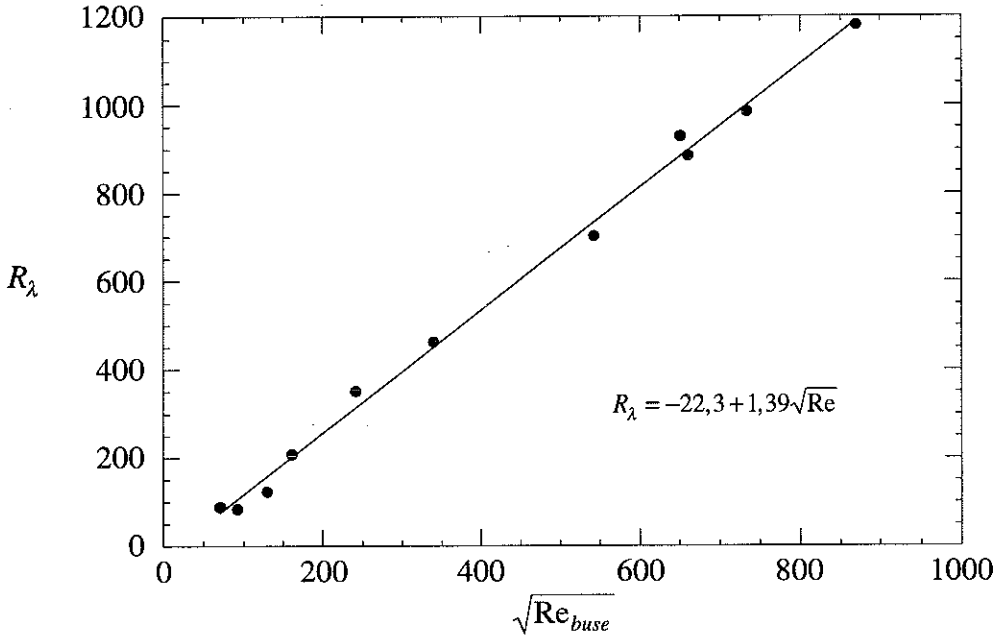


Fig. V.1 : Evolution de R_λ avec Re_{buse}.

La comparaison de nos résultats avec d'autres types d'écoulements pourra être réalisée en utilisant l'extrapolation linéaire présentée sur la figure V.1.

V.1 Correction du bruit sur les moments

Nous avons enregistré à différentes fréquences le signal en absence d'écoulement, la chambre d'expérience étant isolée du bain d'Hélium liquide et du circuit de récupération d'Hélium. Le signal obtenu correspond à un bruit blanc comme on peut le constater sur le spectre de puissance du signal brut (tension) présenté sur la figure IV.5. Ce bruit est gaussien et décorrélé du signal physique. L'influence de ce bruit sur les moments du signal peut être soustraite du signal mesuré.

V.1.1 Correction du bruit au 1er ordre sur les moments

Le signal mesuré (s) est composé du signal physique (x) auquel se superpose le bruit (b).

$$s = x + b$$

avec la relation suivante entre leurs densités de probabilités :

$$P(s) = \int Q(x)G(b)db$$

Elevé à l'ordre p et développé au 2ème ordre en b, on a :

$$s^p = (x+b)^p \cong x^p + p\,x^{p-1}\,b + \frac{p(p-1)}{2}\,x^{p-2}\,b^2$$

Le bruit étant centré, le moment d'ordre p devient :

$$< s^p > \cong < x^p > + \frac{p(p-1)}{2} < x^{p-2} >< b^2 >$$

Pour tout p entier pair, ce développement est équivalent à celui indiqué ci-dessous, qui considère la valeur absolue du signal :

$$< |s|^p > = < |x|^p > + \frac{p(p-1)}{2} < |x|^{p-2} >< b^2 > \qquad (1)$$

Pour les valeurs de p qui ne sont pas des entiers pairs, cette relation sera considérée comme une interpolation.

Le détail de l'estimation du terme correctif et du bruit lui-même est présenté en annexe II.

Cette correction a été utilisée avec des moments d'ordre p ≥ 1,6.

Avant d'appliquer cette correction, il faut disposer d'un signal de bruit avec un incrément spatial constant identique à celui du fichier de vitesse étudié.

V.1.2 Conversion temps/espace du signal de bruit

La loi d'étalonnage (cf. § IV.4) nous donne une relation entre la tension mesurée U et la vitesse de l'écoulement : v = f(U).
Sachant que le bruit est gaussien et décorrélé du signal physique, on peut écrire :

$$\mathrm{v}(U+b) = \mathrm{v}(U) + \frac{dv}{dU}b$$

où le terme $\frac{\mathrm{dv}}{\mathrm{dU}}$ b désigne le signal de bruit converti en vitesse.

La dérivée de la vitesse $\frac{\mathrm{dv}}{\mathrm{dU}}$ à partir de la loi d'étalonnage (cf. § IV.4) nous donne pour les 2 pressions (U en mV) :

- 250 mbar : $\frac{dRe}{dU} = 50 \frac{m_1}{m_2} \exp\left(\frac{U-2800}{600\ m_2}\right)$

- P_{atmos} : $\frac{dRe}{dU} = \frac{m'_1+2m'_2x+3m'_3x^2}{10^3} Re$ avec $x = \frac{U-3800}{1000}$

Pour chaque enregistrement de vitesse, on reconstruit un fichier du bruit correspondant à partir de la dérivée de la vitesse et du signal de bruit en tension ($\frac{dv}{dU}$ b). Par interpolation, ce fichier est rééchantillonné à intervalle spatial constant (cf. § IV.5) à partir du fichier de vitesse.

Lorsque les acquisitions des fichiers de vitesse et de bruit sont faites à la même fréquence, leurs spectres de puissance concordent parfaitement au-delà de la fréquence caractéristique de coupure (fig. V.2).

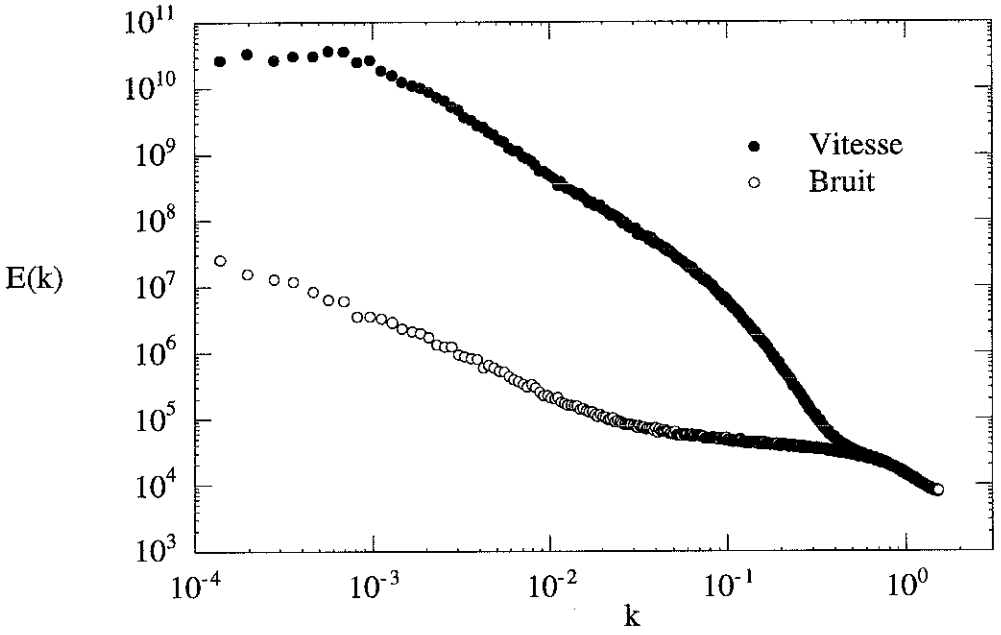


Fig. V.2 : Spectre de vitesse et de bruit avec la correction de l'hypothèse de Taylor (Re=52000).

On peut remarquer que le spectre de puissance du bruit n'est plus plat, vecteur d'onde k proche de 1, en raison de la conversion temps/espace.

Lorsque la fréquence d'acquisition du bruit est différente du fichier de vitesse, les spectres sont décalés. Il faut ajouter un coefficient multiplicateur égal à la racine carrée du rapport des fréquences :

$$v(U+b) = v(U) + \frac{dv}{dU} b \sqrt{\frac{f_{vit.}}{f_{bruit}}}$$

Le coefficient multiplicateur est une racine, car il n'y a que l'écart quadratique qui évolue entre deux fichiers de bruit enregistrés à des fréquences différentes.

On peut donc reconstruire pour chaque fichier de vitesse un fichier de bruit correspondant, et soustraire l'influence de ce bruit sur les moments du signal.

V.1.3 Effets de la correction du bruit

L'amélioration due à la correction du bruit sur les moments est clairement visible sur la courbe λ^2 en fonction du premier cumulant C_1 (cf. § V.5.1) :

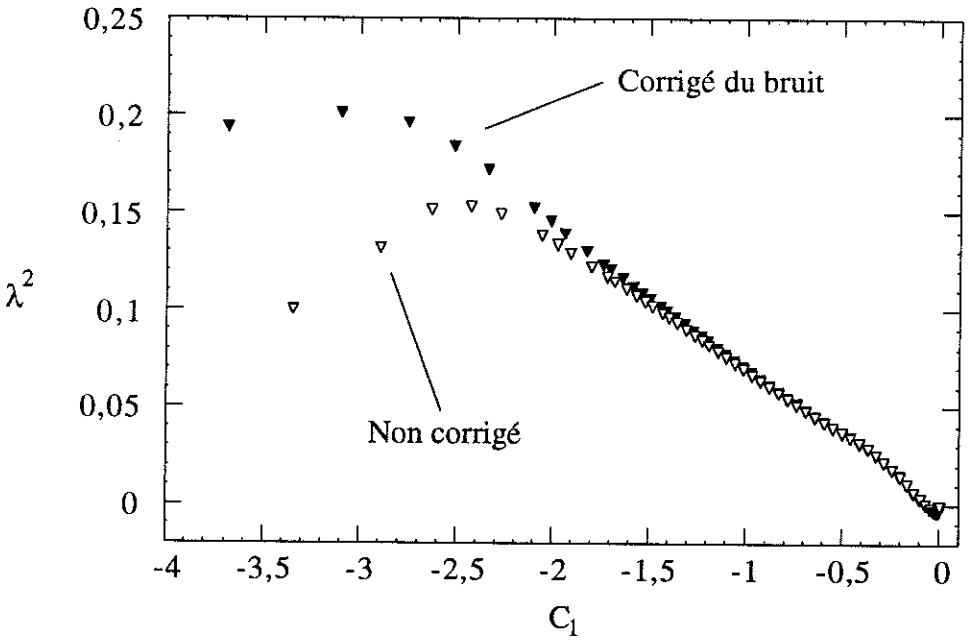


Fig. V.3 : Effet de la correction du bruit pour un signal à R_λ=703.

La variation de λ^2 en fonction de C_1 caractérise l'évolution de la forme des histogrammes en fonction de l'échelle (cf. fig. V.7). Lorsque l'on atteint l'échelle dissipative, faibles valeurs de C_1, cette forme n'évolue plus et λ^2 devient constant. Si le signal de vitesse est bruité, le bruit devient prépondérant au fur et à mesure que l'on descend vers les petites échelles. Ce bruit étant gaussien, les valeurs de λ^2 vont décroître, car $\lambda^2 = 0$ pour un signal gaussien, comme on peut l'observer sur le signal non corrigé. Avec le signal corrigé du bruit, on atteint bien un plateau et la zone de linéarité de λ^2 en fonction de C_1 est plus étendue.

V.2 Etude des spectres compensés

L'étude de l'isotropie locale, proposée par Kolmogorov en 1941, a souvent été réalisée à partir des spectres compensés des fichiers de vitesse [V.1, V.2].

Comme on dispose d'une large gamme de nombres de Reynolds, pour une géométrie donnée, nous avons comparé nos résultats avec les prédictions et les expériences réalisées jusqu'à présent.

Les spectres compensés sont présentés en fonction de $k\eta$ où k est le nombre d'onde ($=2\pi f/V$) et η l'échelle dissipative. Le taux de transfert d'énergie ε est calculé à partir de l'échelle dissipative et de la viscosité cinématique (cf. § I.1.3).

L'étude des spectres est réalisée dans la zone dissipative et la zone inertielle.

V.2.1 Zone dissipative

Dans la zone dissipative, Kraichnan propose en 1959 [V.3] une décroissance exponentielle du spectre d'énergie de la forme :

$$E(k) = A(k\eta)^{\gamma} e^{[-\beta(k\eta)]}$$

En considérant le comportement du spectre de puissance en γ=-5/3, un facteur $\beta \approx 5{,}2$ a été estimé à partir de différentes simulations numériques pour des faibles nombres de Reynolds [V.4, V.5, V.6, V.7], et confirmé expérimentalement à plus fort nombre de Reynolds [V.1].

Nous avons représenté sur la figure V.4 les spectres compensés de la plupart de nos enregistrements :

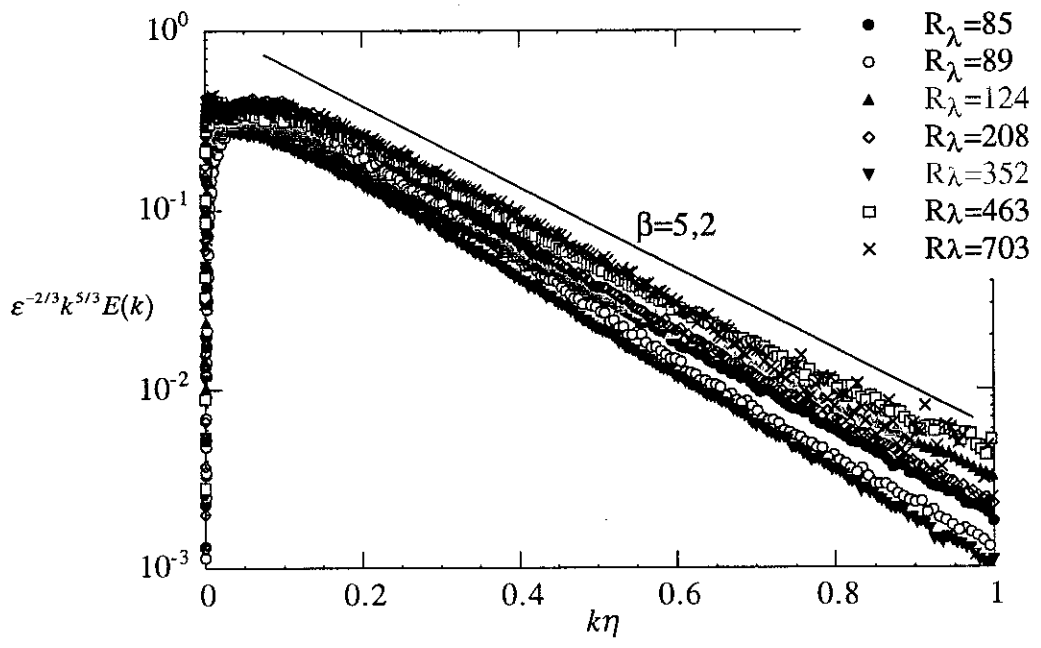


Fig. V.4 : Spectres compensés dans la zone dissipative.

On constate que quelque soit le nombre de Reynolds on obtient bien une décroissance exponentielle du spectre avec un facteur β proche de 5,2. La valeur la plus extrême de β, pour R_λ=358, est de 6,2. On remarque que la dispersion des courbes est indépendante du nombre de Reynolds.

Sur la figure V.4 nous n'avons pas représenté les écoulements dont le nombre de Reynolds est supérieur à 703 car ceux-ci sont affectés par la coupure de notre détecteur (cf. § V.4). Cette coupure est particulièrement visible sur les spectres compensés dans la zone dissipative comme on peut le constater sur la figure V.5 :

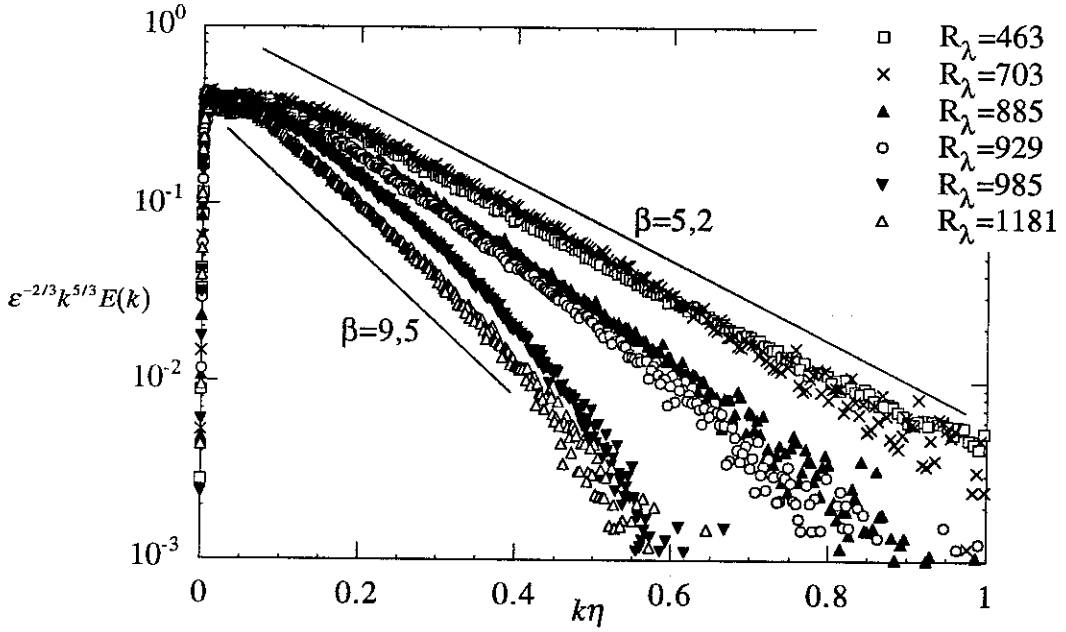


Fig. V.5 : Spectres compensés dans la zone dissipative pour les écoulements où la coupure du détecteur intervient (R_λ > 703).

On remarque que plus le nombre de Reynolds est élevé, et donc que la coupure du détecteur devient importante, et plus le facteur β augmente. Il est à noter que des valeurs élevées de β (≈8,8) ont déjà été mesurées expérimentalement dans cette gamme de kη [V.8].

V.2.2 Zone inertielle

Dans la zone inertielle, l'hypothèse de la turbulence isotrope homogène nous indique que le spectre compensé est indépendant du nombre d'onde k et égal à la constante de Kolmogorov :

$$E(k) = C\varepsilon^{2/3}k^{-5/3}$$

avec une valeur de C=1,5 et, pour le spectre compensé longitudinal, $C_1=\frac{18.C}{55}$ =0,491 [V.9].

La figure V.6 représente les spectres compensés longitudinaux dans la zone inertielle avec la constante de Kolmogorov indiquée.

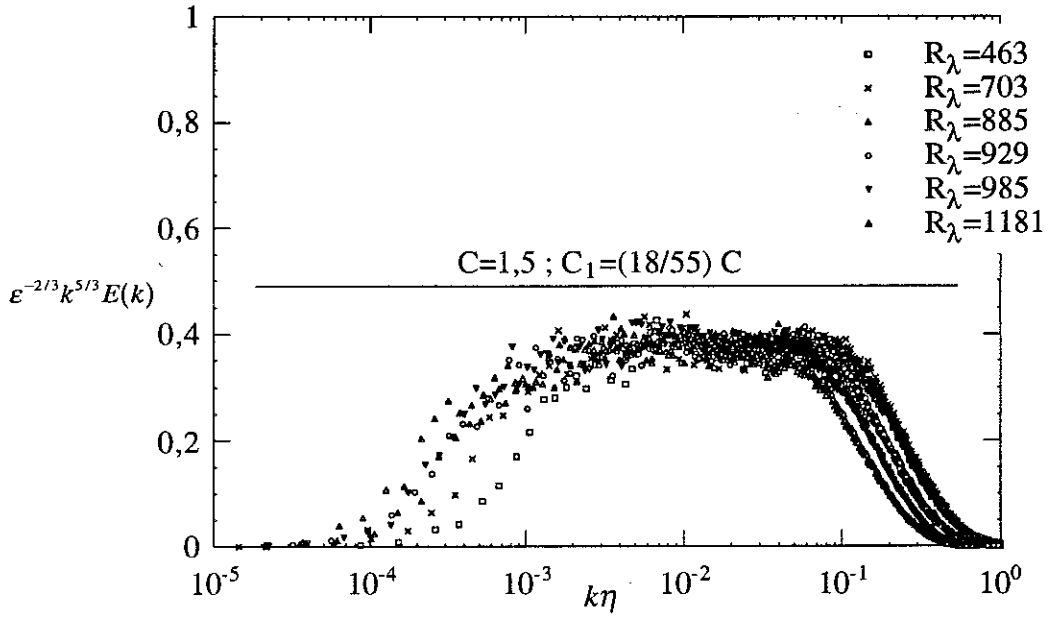


Fig. V.6 : Spectres compensés dans la zone inertielle pour les écoulements à fort nombre de Reynolds

Nous avons représenté les écoulements où le nombre de Reynolds est le plus élevé en raison de la plus grande étendue de la zone inertielle, celle-ci n'étant pas affectée par la coupure de notre détecteur. La valeur de la constante obtenue $C_1 \approx 0{,}38$ est inférieure à la valeur habituelle de 0,491, qui a été aussi mesurée expérimentalement [V.1, V.2]. Aucune dépendance systématique de C_1 avec le nombre de Reynolds ne peut être déduite de ces résultats.

V.3 Profondeur de la cascade

V.3.1 Histogrammes des incréments de vitesse

L'étude des histogrammes des incréments de vitesse permet de caractériser le processus de cascade de la turbulence. Ces histogrammes sont construits avec les fichiers de vitesse obtenus à partir de la loi d'étalonnage tension/vitesse (cf. § IV.4) en utilisant la correction de l'hypothèse de Taylor (cf. § IV.5). On calcule les incréments de vitesse pour différentes échelles, allant de l'échelle intégrale (le centimètre) à l'échelle dissipative (le micromètre) :

$$\delta v_r(x) = v(x+r) - v(x)$$

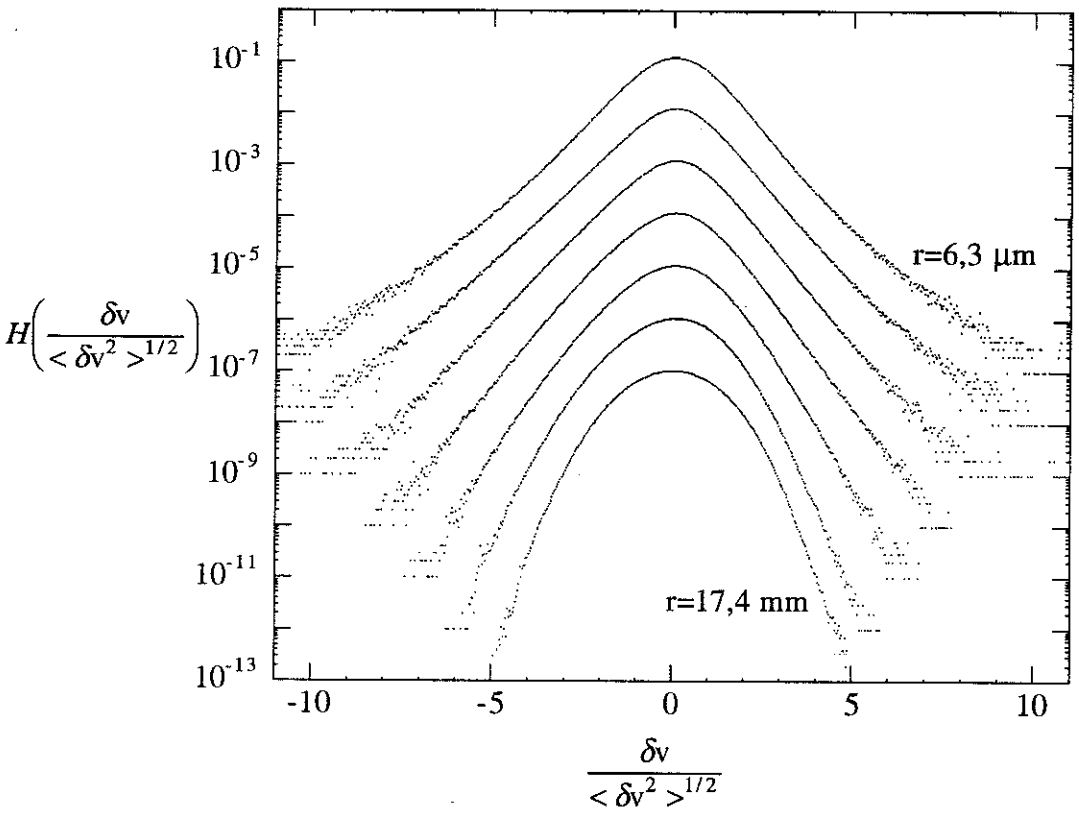


Fig. V.7 : Histogrammes des incréments de vitesse - normalisés à l'écart type - de l'échelle intégrale (17,4 mm) à l'échelle dissipative (6,3 µm), pour un Re_{buse}=757000. Les histogrammes sont décalés d'un facteur 10 pour plus de lisibilité.

Sur la figure V.7, on remarque l'évolution de la forme des histogrammes en fonction de l'échelle, contrairement à la prédiction du modèle de Kolmogorov 41. A grande échelle, la distribution est proche d'une gaussienne avec une légère dissymétrie. Au fur et à mesure que l'on descend dans les échelles, les ailes de la distribution correspondant aux fortes fluctuations de δv_r se renforcent au détriment des fluctuations intermédiaires. Ce

comportement est le reflet de la présence de périodes de relatives accalmies ($\delta v_r \approx 0$) entrecoupées de périodes de fortes agitations. Il caractérise l'intermittence de la turbulence.

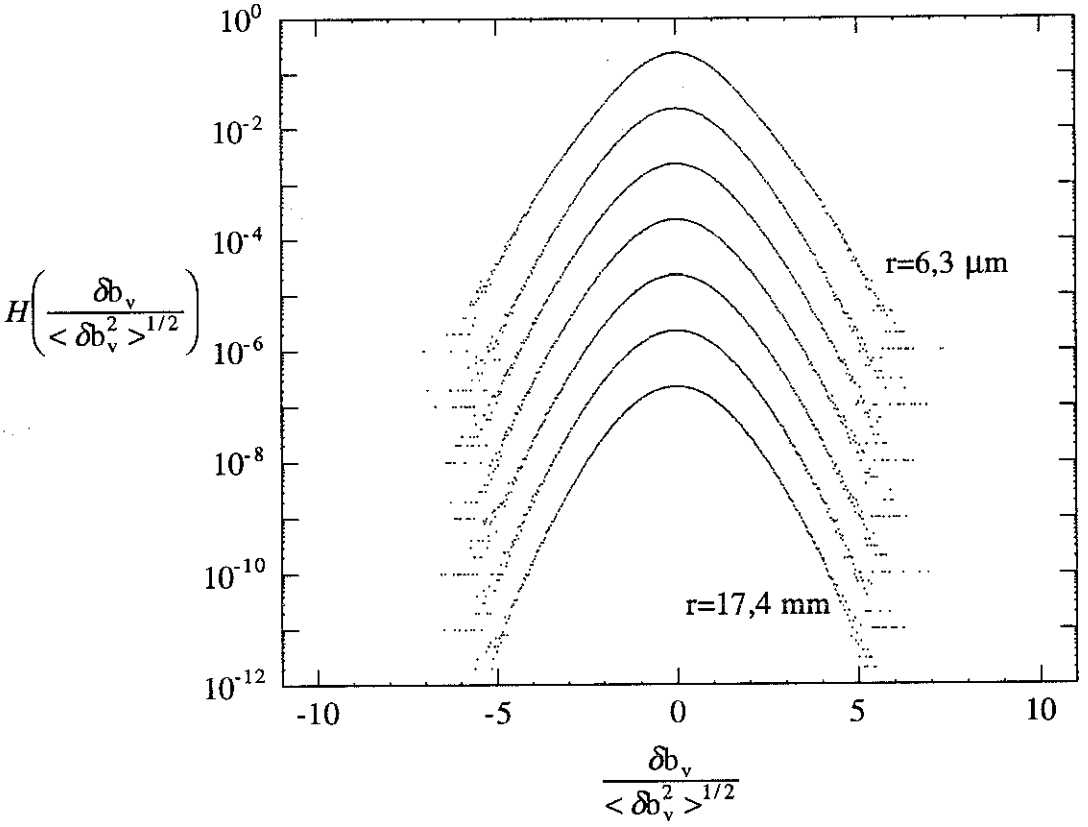


Fig. V.8 : Histogrammes de δb_v correspondant au signal de vitesse pour un Re_{buse}=757000. Echelle variant de 17,4 mm à 6,3 µm.

Dans le cas du bruit de vitesse, $b_v=\frac{dv}{dU}b$, reconstruit par la procédure définie au paragraphe V.1.2, ce comportement est totalement différent et l'on n'observe aucune évolution de la forme des histogrammes en fonction de l'échelle.

V.3.2 Profondeur de la cascade

Pour pouvoir quantifier cette évolution des distributions au fil des échelles, B. Castaing a développé un modèle basé sur le principe variationnel [V.10,V.11]. Ce modèle permet de mesurer ce changement de forme avec un seul paramètre noté λ^2 et appelé "profondeur de la cascade". Il repose sur l'hypothèse que la turbulence est composée de régimes purs où les écarts de vitesse seraient simplement homothétiques, dans un rapport α, de ce qu'ils sont à grande échelle. La densité de probabilité à l'échelle r s'exprime comme la combinaison linéaire des ddp à grande échelle, avec une distribution de facteurs d'homothétie α :

$$P_r(\delta v) = \int \frac{1}{\alpha} G(\ln\alpha) P_L\left(\frac{\delta v}{\alpha}\right) d\ln\alpha$$

P_L représente la ddp à grande échelle des incréments δv et $G(\ln\alpha)$ la ddp du logarithme des facteurs α de ces distributions à grande échelle. La variance de $G(\ln\alpha)$ appelée λ^2 ($= <(\delta\ln\alpha)^2>$) est une mesure de la forme de la distribution à l'échelle r.

Il existe deux méthodes pour mesurer λ^2 : la méthode du "fit" et la méthode des cumulants.

V.3.2.1 Méthode du "fit"

Cette méthode consiste à ajuster l'histogramme calculé à l'histogramme expérimental en ne modifiant que le paramètre λ^2.

Pour calculer l'histogramme à l'échelle r, on fait l'hypothèse que $G(\ln\alpha)$ est gaussien (distribution lognormale) :

$$G(\ln\alpha) = \frac{1}{\lambda\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\ln^2\left(\frac{\alpha}{\alpha_0}\right)}{2\lambda^2}}$$

La distribution à grande échelle P_L est approximée par une distribution symétrique à laquelle est ajoutée un coefficient correcteur a_s pour tenir compte de la dissymétrie des histogrammes de vitesse longitudinaux [V.12] :

$$P_L\left(\frac{\delta v}{\alpha}\right) = \frac{1}{\alpha} e^{-\frac{\delta v^2}{2\alpha^2}\left(1+a_s\frac{\frac{\delta v}{\alpha}}{\sqrt{1+\left(\frac{\delta v}{\alpha}\right)^2}}\right)}$$

La détermination de λ^2 à chaque échelle est obtenue en minimisant l'erreur entre la distribution calculée et la distribution expérimentale. L'ajustement de ces deux distributions donne de bons résultats. De plus, il a été montré [I.13] que les valeurs de λ^2 n'étaient pas trop affectées si l'on considérait une distribution différente de la distribution lognormale pour $G(\ln\alpha)$.

V.3.2.2 Méthode des cumulants

La méthode précédente a l'inconvénient d'imposer a priori la forme de la distribution des δv à grande échelle : histogramme symétrique corrigé. De plus, elle suppose que la densité de probabilité de $\ln\alpha$ est gaussienne, c'est-à-dire que $G(\ln\alpha)$ est une distribution lognormale des facteurs α. En partant du même principe, Castaing a proposé une méthode [V.13] où aucune hypothèse n'est faite sur la forme de l'histogramme à grande échelle, de

même que sur la forme de la distribution de lnα. En contrepartie, on perd l'information sur le caractère dissymétrique des histogrammes car on ne considère que les valeurs absolues des différences de vitesse.

Le fait que la turbulence est supposée être un mélange de régimes à grande échelle nous amène à :

$$< |\delta v_r|^p > = < \alpha^p > < |\delta v_L|^p >$$

Le coefficient multiplicateur α peut s'écrire sous la forme :

$$< \alpha^p > = < e^{p \ln \alpha} >$$

La distribution de α gouverne la forme des histogrammes.

$$< \alpha^p > = \int_0^\infty e^{p \ln \alpha} G(\ln \alpha) d \ln \alpha = \tilde{G}(p)$$

Le développement en série de $\ln \tilde{G}(p)$ nous donne accès aux cumulants :

$$\ln \tilde{G}(p) = C_1 p + C_2 \frac{p^2}{2} + C_3 \frac{p^3}{6} + \cdots = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{p^n}{n!}$$

Les premiers cumulants sont reliés aux moments de la façon suivante (x = lnα) :

$$C_1 = < x >$$
$$C_2 = < (x - < x >)^2 >$$
$$C_3 = < (x - < x >)^3 >$$
$$C_4 = < (x - < x >)^4 > - 3 \left(< (x - < x >)^2 > \right)^2$$

Les cumulants ont la propriété d'être nuls pour n ≥ 3 dans le cas d'une distribution gaussienne de lnα.

Détermination expérimentale des cumulants :

Les cumulants sont déterminés à partir de la fonction F(p) calculée pour toutes les échelles à chaque nombre de Reynolds. Compte tenu de la précision des mesures, nous n'avons accès qu'aux 3 premiers cumulants.

$$F(p) = \frac{1}{p} \ln < \alpha^p > = \frac{1}{p} \ln \left(\frac{< |\delta v_r|^p >}{< |\delta v_L|^p >} \right)$$

or :

$$F(p) = \frac{1}{p} \ln \tilde{G}(p) = C_1 + C_2 \frac{p}{2} + C_3 \frac{p^2}{6} + \cdots$$

F(p) caractérise la distribution de α, donc la forme des histogrammes comme on le verra dans le paragraphe suivant.

Nous avons calculé F(p) à chaque échelle r en faisant varier p de 1,6 à 5,6 avec un pas de 0,2. Nous avons choisi la grande échelle L supérieure à l'échelle intégrale. Les deux premiers cumulants sont déterminés en portant F(p) en fonction de p :

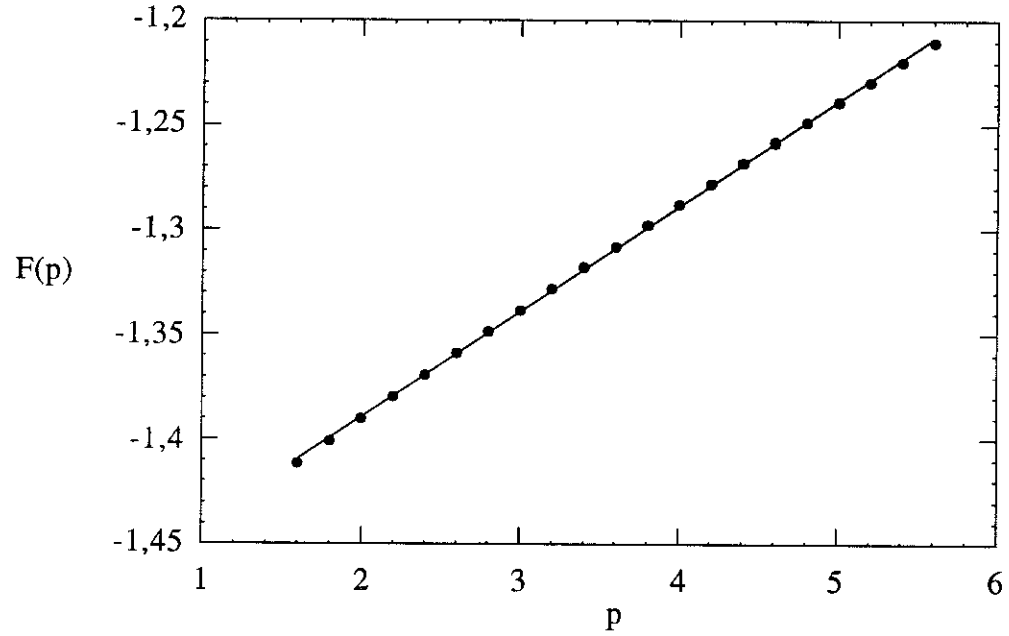


Fig. V.9 : F(p) en fonction de p pour un écoulement à R_λ =703 et r =36η.
(un fit linéaire est représenté sur la courbe)

On obtient une dépendance légèrement courbée due à la non nullité de C_3. Théoriquement, les cumulants doivent être déterminés pour p tendant vers zéro, mais l'erreur sur la fonction F(p) diverge alors. Le cumulant C_2 a été estimé à p = 2 avec une erreur inférieure à 5 % due à C_3. Le troisième cumulant est calculé à partir de $\frac{dF(p)}{dp}$ avec p compris entre 2 et 4.

C_2 représente l'écart quadratique de la distribution G, c'est-à-dire la profondeur de la cascade :

$$C_2 = \lambda^2 = <(\delta \ln \alpha)^2>$$

Physiquement, lorsque l'on descend vers les petites échelles le terme en C_1 représente le décalage de la distribution du logarithme des facteurs α vers les valeurs faibles, décalage responsable du resserrement des histogrammes de δv_r. Le cumulant C_2 a pour effet d'élargir la distribution de $\ln\alpha$, ce qui modifie la forme des histogrammes de δv_r en étirant les ailes et en renforçant le centre. Enfin, C_3 dissymétrise la distribution de $\ln\alpha$, ce qui limite l'étirement des ailes des distributions de vitesse vers les fortes valeurs.

V.4 Evolution du moment d'ordre 3.

Pour étudier précisément l'évolution du troisième moment en fonction de l'échelle et du nombre de Reynolds, nous avons considéré la variable $\frac{d\ln\langle|\delta v|^3\rangle}{d\ln r}$. Nous l'avons tout d'abord portée en fonction de la variable usuelle $\frac{r}{\eta}$:

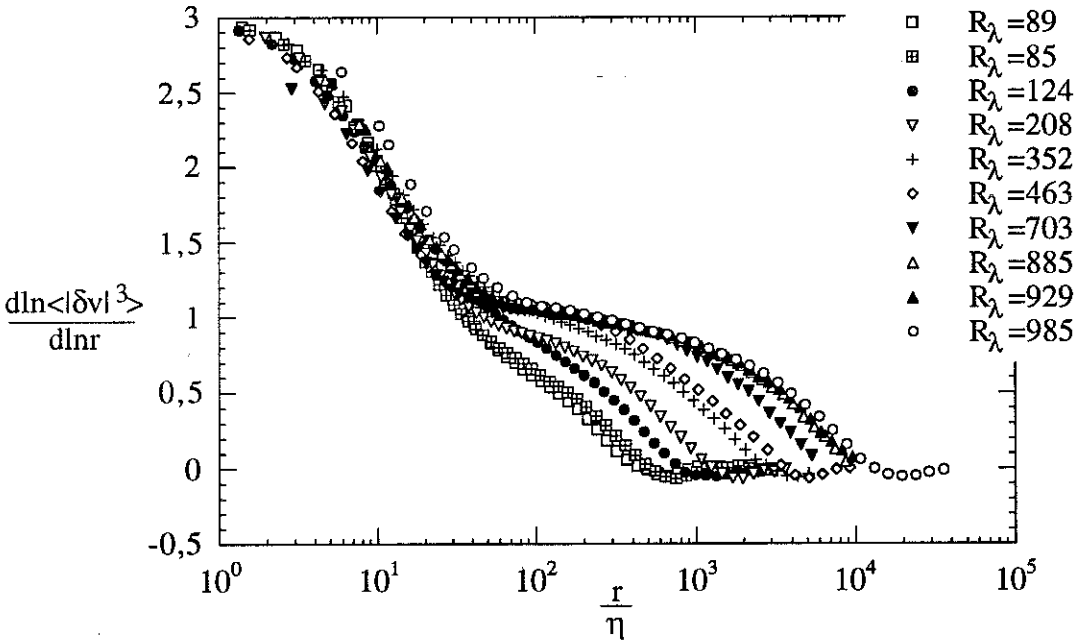


Fig. V.10 : Evolution de la dérivée logarithmique de $|\delta v|^3$ en fonction de R_λ et de l'échelle r compensée par la longueur dissipative η.

On observe bien un comportement universel à petite échelle. On peut aussi remarquer un léger décalage pour R_λ=985 dû vraisemblablement à la coupure de notre détecteur, bien que, dans cette représentation en $\frac{r}{\eta}$, la légère dispersion des courbes à petite échelle ne nous permette pas de distinguer précisément un signal correct d'un signal affecté par la résolution du capteur. Il est à noter que, pour les nombres de Reynolds élevés, la correction du bruit sur les moments a eu pour effet de recaler la saturation à petite échelle vers 3 au lieu de 2-2,3 initialement.

Pour étudier le comportement à grande échelle, nous avons ensuite tracé cette variable par rapport à l'échelle r :

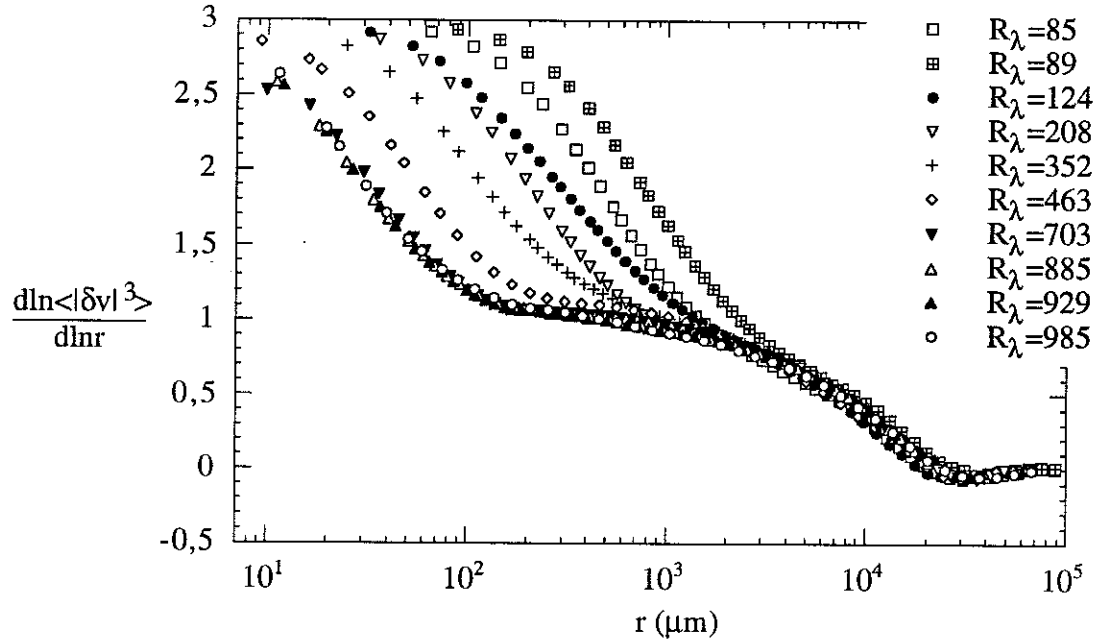


Fig. V.11 : Evolution des dérivées logarithmiques de $|\delta v|^3$ en fonction de l'échelle.

A grande échelle, on observe une légère dispersion due à l'incertitude sur la mesure de l'échelle spatiale r reconstruite (cf. § IV.5). En admettant que l'ouverture du jet n'évolue pas avec le nombre de Reynolds, il est donc légitime de recaler les différentes courbes à grande échelle ($\frac{r}{L}$ =1) :

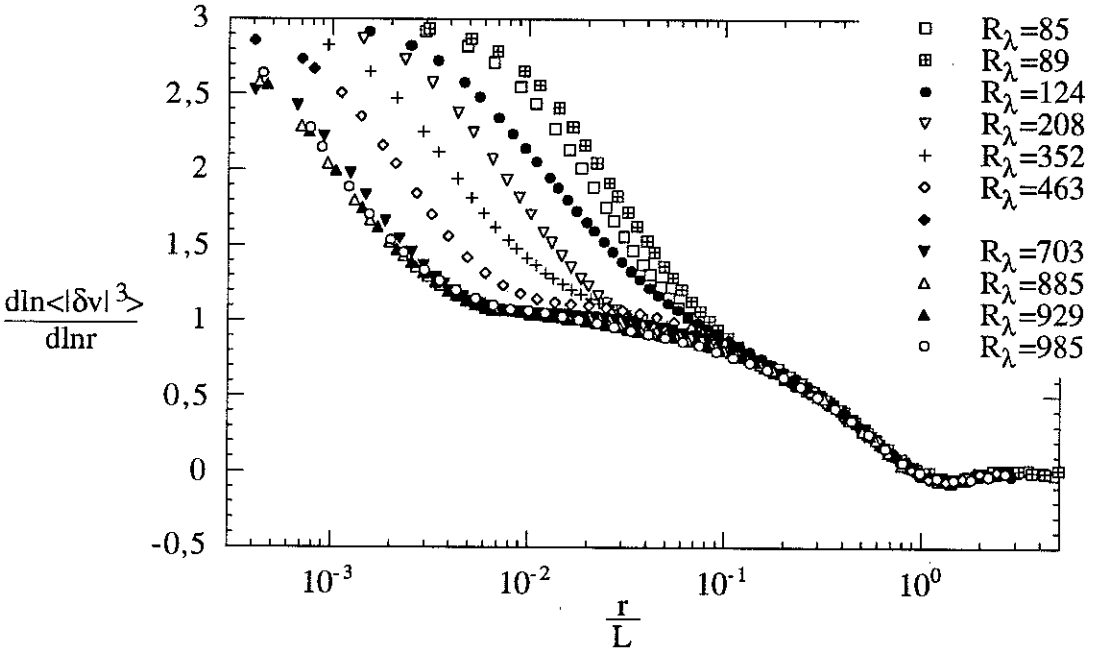


Fig. V.12 : Evolution des dérivées logarithmiques de $|\delta v|^3$ recalées par rapport à L. Pour R_λ=463, nous avons distingué par le symbole ♦ les échelles inférieures à $l(C_2)$ (cf. § V.4).

On peut naturellement interpréter l'évolution des différentes courbes en fonction du nombre de Reynolds comme suit : il existe une courbe universelle, correspondant à Re tendant vers l'infini, de laquelle on se détache plus ou moins tôt suivant R_λ. Aux grandes échelles, toutes les courbes étant confondues, il est impossible de déterminer le nombre de Reynolds. On rejoint ainsi la vision Kolmogorov 41 selon laquelle, quel que soit le nombre de Reynolds le processus de cascade est identique jusqu'à l'échelle dissipative.

En progressant vers les grandes échelles, on peut remarquer que systématiquement toutes les courbes passent par une valeur négative avant de s'annuler.

L'évolution des courbes avec le nombre de Reynolds semble saturer vers les fortes valeurs de R_λ. Pour vérifier s'il s'agit d'un effet lié à la coupure du détecteur ou à une limite intrinsèque aux forts nombres de Reynolds, nous avons demandé à Y. Malécot & al [V.14] de nous fournir leurs données obtenues avec de l'air dans le cas d'un jet libre (R_λ=800) et dans le cas de l'écoulement en soufflerie de l'ONERA à Modane (R_λ=2000) :

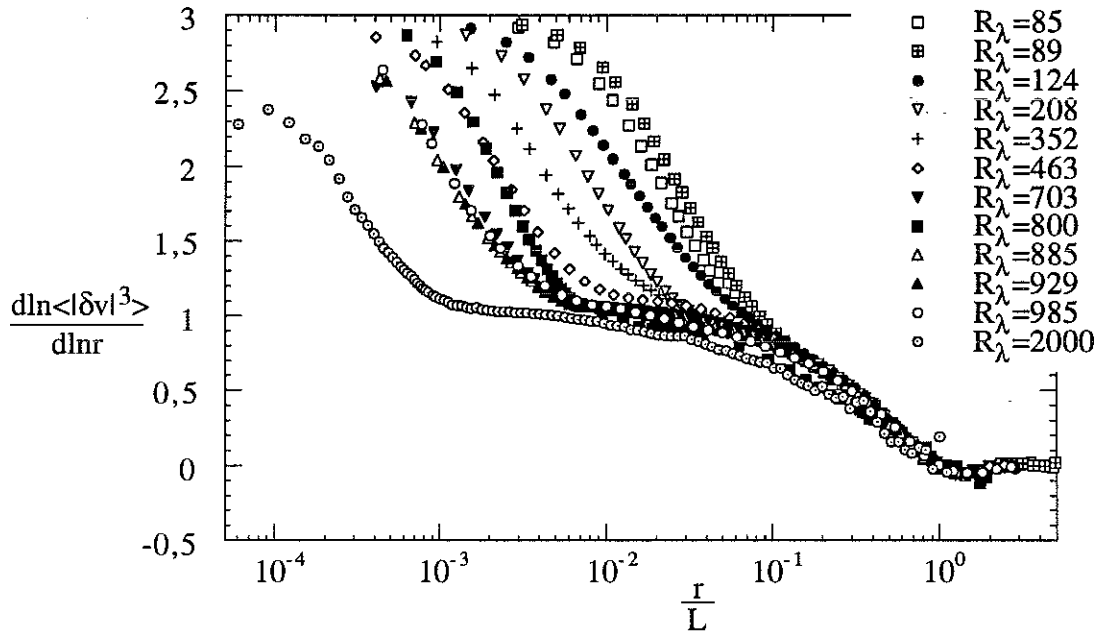


Fig. V.13 : Evolution des dérivées logarithmiques de $|\delta v|^3$ avec l'échelle. Ajout des données du LEGI : Jet (R_λ=800) et soufflerie de Modane (R_λ=2000).

Les données du LEGI [V.14] sont en bon accord avec les nôtres du point de vue de l'évolution du seuil de détachement des courbes en fonction du nombre de Reynolds. On peut toutefois noter un léger décalage de la partie relative à la courbe universelle (à grande échelle), et une évolution plus rapide, vers l'échelle dissipative, des points liés à l'écoulement de jet dans l'air (R_λ=800).

Cette représentation en r/L n'est pas conventionnelle, mais elle permet de mettre en évidence une universalité à grande échelle, ce qui est rarement souligné. Cette universalité n'est pas seulement due au fait que l'on travaille à géométrie fixe puisque les données relatives à la soufflerie de Modane sont en bon accord.

L'effet de saturation aux forts nombres de Reynolds (regroupement des courbes aux petites échelles) est donc bien la conséquence de la coupure de notre détecteur. De façon phénoménologique, on peut lisser convenablement ces courbes pour pouvoir déterminer la longueur sensible de notre détecteur :

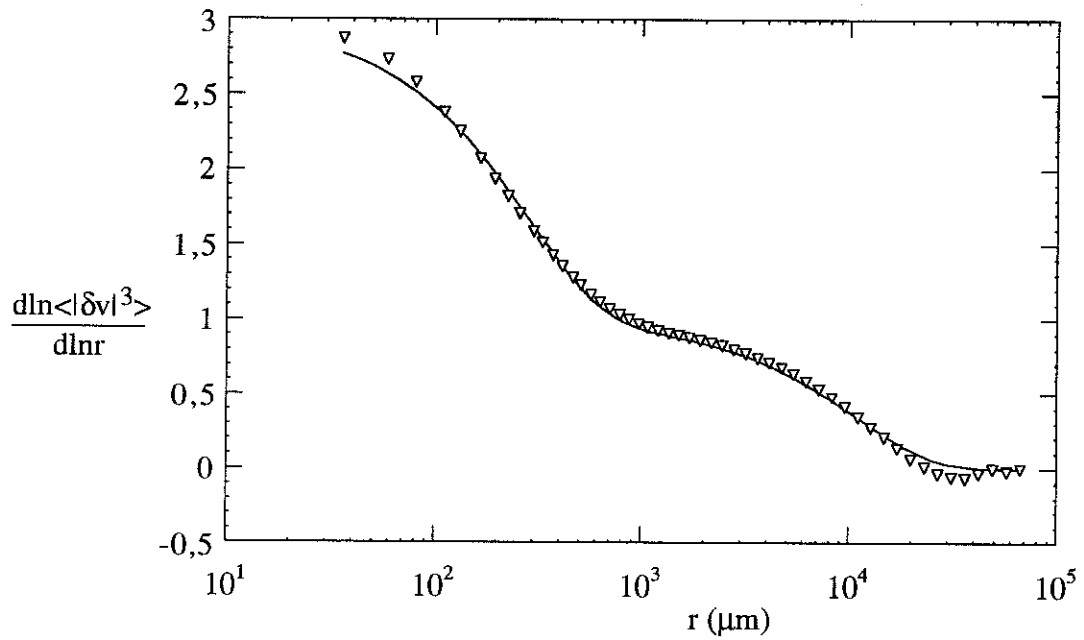


Fig. V.14 : Exemple de lissage pour un écoulement à R_λ=208. m1=152,78 et m2=5899,3 (voir texte).

La figure V.14 représente l'ajustement pour R_λ=208, avec une équation de la forme :

$$y = 2\frac{\left(\frac{x}{m_1}\right)}{\exp\left(\frac{x}{m_1}\right)-1} + \frac{\left(\frac{x}{m_2}\right)}{\exp\left(\frac{x}{m_2}\right)-1}$$

où seulement 2 paramètres restent ajustables : m_1 représentant la petite échelle et m_2 la grande échelle. Nous avons alors reporté la longueur m_1 ainsi que l'échelle dissipative (η) en fonction du nombre de Reynolds :

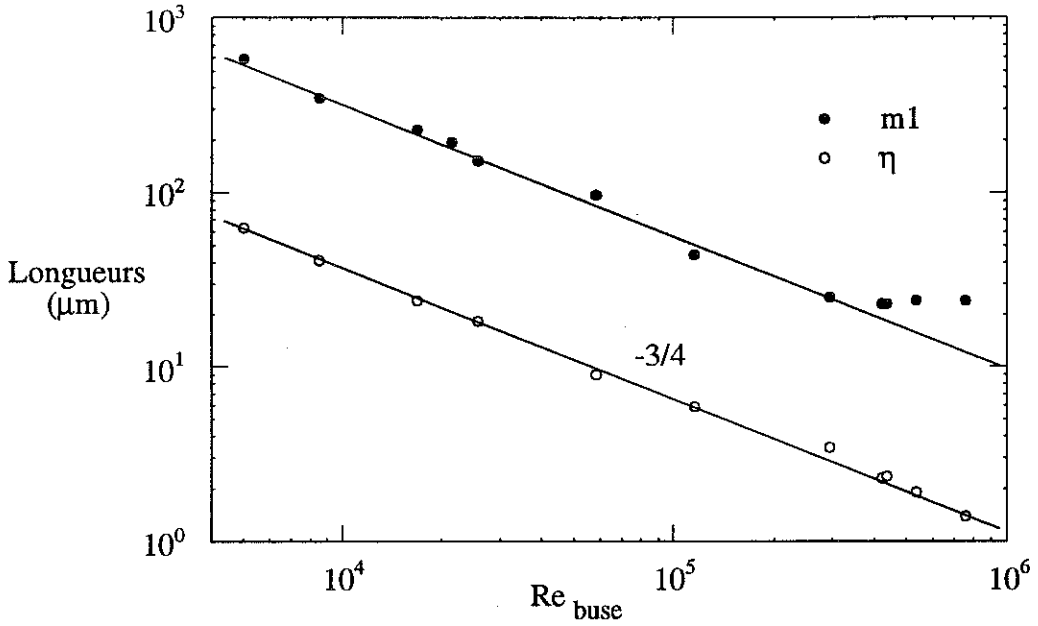


Fig. V.15 : Evolution de la longueur m_1 avec le nombre de Reynolds.

Sur la figure V.15, nous avons reporté l'évolution de la longueur de Kolmogorov (η), calculée à partir de R_λ (cf. § I.1.3), en fonction du nombre de Reynolds. On remarque que cette échelle dissipative varie bien suivant la loi attendue en $Re^{-3/4}$ (cf. § I.1.1).

Le comportement de la longueur m_1 est similaire à η jusqu'à un Reynolds de 3.10^5. Au-delà, on observe une saturation de m_1 (à ≈ 23 µm) due à la coupure du détecteur. Il est à noter que la coupure du détecteur n'intervient pas sur les valeurs de η puisque celles-ci ont été déterminées (cf. § I.1.3), pour les plus grands Reynolds, à partir du 3ème moment en considérant uniquement la zone inertielle, donc bien au-dessus de la résolution du détecteur. Pour déterminer précisément la longueur sensible de notre détecteur, nous avons reconstruit un signal de vitesse moyenné à partir d'un fichier de vitesse existant (Re = 290000). Toutes les valeurs ont été moyennées par 10 de sorte que ce nouveau signal artificiel corresponde à un détecteur ayant une résolution spatiale égale à 10 fois le pas d'échantillonnage du fichier originel (5,7 µm). Le calcul de la longueur m_1 pour ce nouveau signal nous donne une longueur de 98 µm pour une résolution spatiale de 57 µm (10x5,7), ce qui nous donne pour le détecteur :

$$\delta = \frac{57}{98} 23 = 13 \mu m$$

Une autre estimation de la résolution spatiale du détecteur sera présentée au § V.5.2.

V.5 Etude des deux premiers cumulants

V.5.1 Proportionnalité de C_1 et C_2

L'étude de la proportionnalité des cumulants nous renseigne sur le processus de cascade de la turbulence. Sur la figure V.16 nous avons représenté l'évolution du deuxième cumulant (C_2 ou λ^2) en fonction du premier cumulant (C_1) :

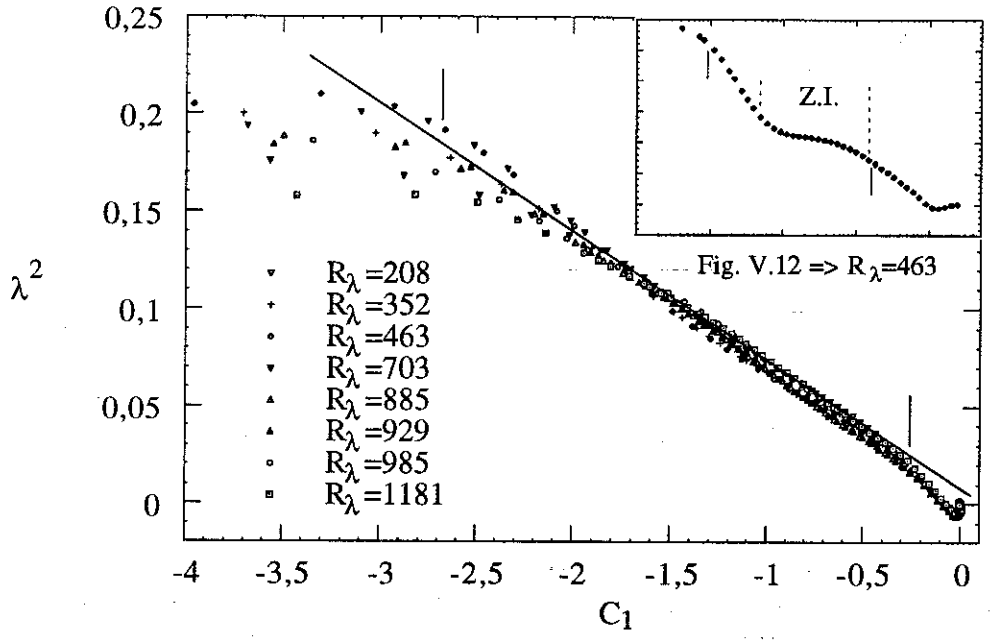


Fig. V.16 : Evolution de λ^2 en fonction de C_1 pour les écoulements à pression atmosphérique. Il est reporté en encart l'évolution de la dérivée logarithmique de $|\delta v|^3$ recalée par rapport à L pour R_λ=463 (cf. fig. V.12).

Le cumulant C_1 définit la largeur des histogrammes des incréments de vitesse. Il décroît lorsque l'on descend dans les échelles. λ^2 est caractéristique de la forme des histogrammes de δv : à grande échelle l'histogramme de δv est comparable à une gaussienne, la valeur de λ^2 est nulle. Au fur et à mesure que l'on progresse vers les petites échelles, λ^2 augmente pour rendre compte de l'étirement des ailes et du piquage de l'histogramme aux faibles valeurs de δv. La valeur de λ^2 sature aux petites échelles (la forme des histogrammes n'évolue plus) lorsque l'on atteint le régime dissipatif ou la limite de résolution du détecteur pour les plus forts nombres de Reynolds.

Sur la figure V.16, on peut constater que λ^2 est bien proportionnel à C_1, quel que soit le nombre de Reynolds, sur une étendue dépassant largement, vers les petites échelles, ce qui est traditionnellement attribué à la zone inertielle. En encart sur la figure V.16, nous avons comparé, pour le fichier à R_λ=463, l'étendue de la zone inertielle (en traits pointillés) par rapport à la gamme d'echelles couverte par la proportionnalité de λ^2 avec C_1 (en traits pleins). La zone inertielle est déterminée à partir de la fonction de structure d'ordre 3 de δv. La proportionnalité de ces cumulants nous indique que le processus de cascade est identique

quelle que soit l'échelle considérée (autosimilarité du processus de cascade). Cette proportionnalité des cumulants est équivalente à ce que Benzi et ses collaborateurs ont appelé l'Extended Self Similarity [V.15]. Si les cumulants sont proportionnels, les moments de $|\delta v|$ varient en loi de puissance les uns en fonction des autres. L'Extended Self Similarity exprime que ces lois de puissance sont valables au-delà d'une dépendance en loi de puissance de l'échelle r pour chaque moment.

La figure V.16 ne présente que les enregistrements réalisés à pression atmosphérique. En descendant vers les petites échelles, les points établis à faible pression (250 mb) se détachent de ceux à hautes pressions assez tôt, puis ils évoluent de façon similaire mais légèrement décalée (fig. V.17) :

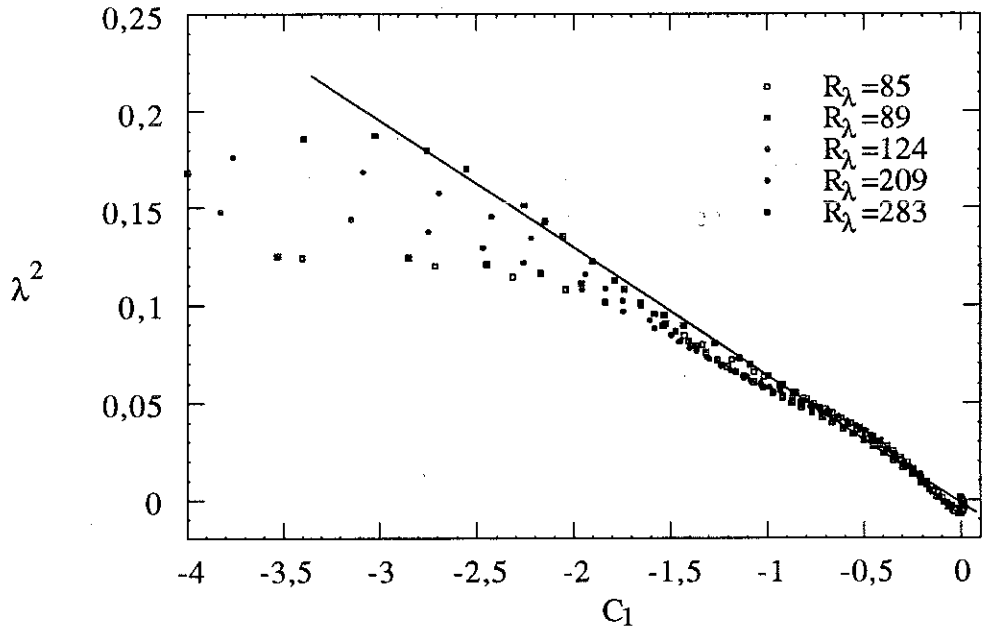


Fig. V.17 : Evolution de λ^2 en fonction de C_1 pour des écoulements établis à basse pression (250 mb). La gamme de Reynolds est comprise entre R_λ=85 et R_λ=280. Nous avons reporté la pente moyenne estimée sur la figure V.16.

Ce décalage entre basse et haute pression s'explique par l'utilisation de deux lois d'étalonnage distinctes (cf. § IV.4). En effet, une loi d'étalonnage légèrement différente entraîne une modification des histogrammes à grande échelle, dont la conséquence est un décalage de λ^2.

Afin de mieux caractériser la proportionnalité entre les deux premiers cumulants, nous avons porté la dérivée $\frac{-dC_2}{dC_1}$ en fonction de l'échelle pour les points à pression atmosphérique :

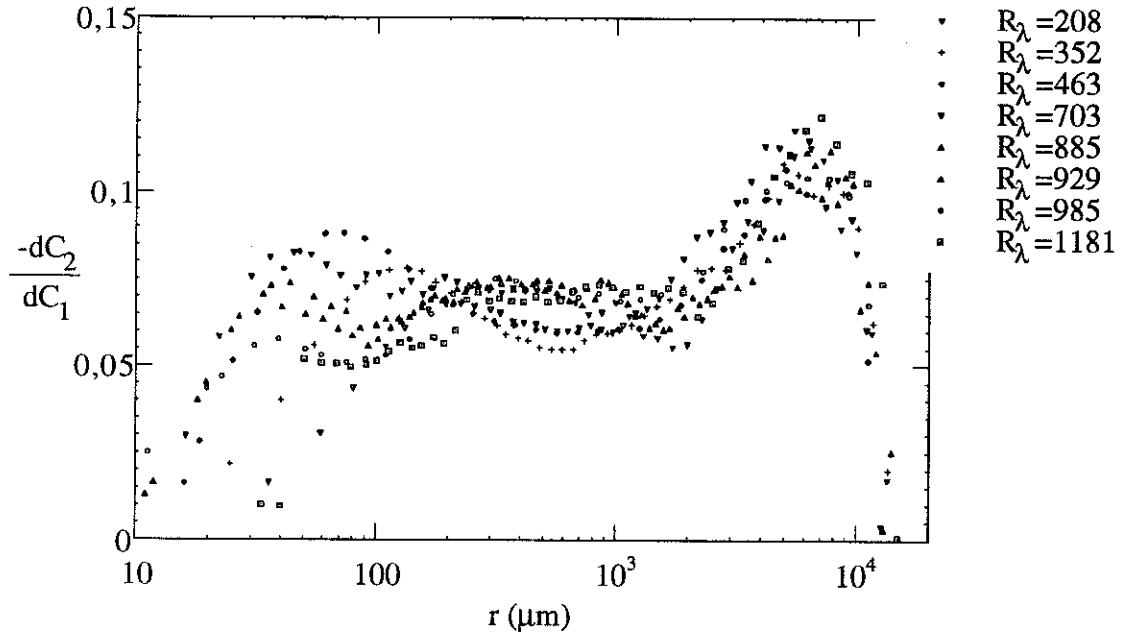


Fig. V.18 : Dérivée du deuxième cumulant par rapport au premier en fonction de l'échelle r (enregistrements à pression atmosphérique).

Sur plus d'une décade en échelle, la dérivée de C_2 par rapport à C_1 est constante indépendamment du nombre de Reynolds. Ce comportement universel entre C_1 et C_2 est la signature d'un phénomène diffusif dans l'espace des $\ln\alpha$. Cette autosimilarité du processus de cascade jusqu'aux échelles dissipatives correspond à la vision Kolmogorov 62.

Aux plus petites échelles, la valeur de la dérivée tend vers 0 lorsque C_2 devient constant. Vers les grandes échelles, un extremum apparaît à la longueur de cohérence équivalente de l'échelle intégrale L. Il pourrait être dû à une correction imparfaite des déviations à l'hypothèse de Taylor : à grande échelle, un temps n'est pas strictement équivalent à une distance car la vitesse a pu changer de direction entre temps.

Comme on vient de le constater avec notre jet, la proportionnalité entre C_2 et C_1 est indépendante du nombre de Reynolds sur une large étendue d'échelles. Mais qu'en est-il avec une géométrie d'écoulement différente ? Pour cela, nous avons comparé nos données avec les données du LEGI [V.14] relatives à l'écoulement en soufflerie de Modane :

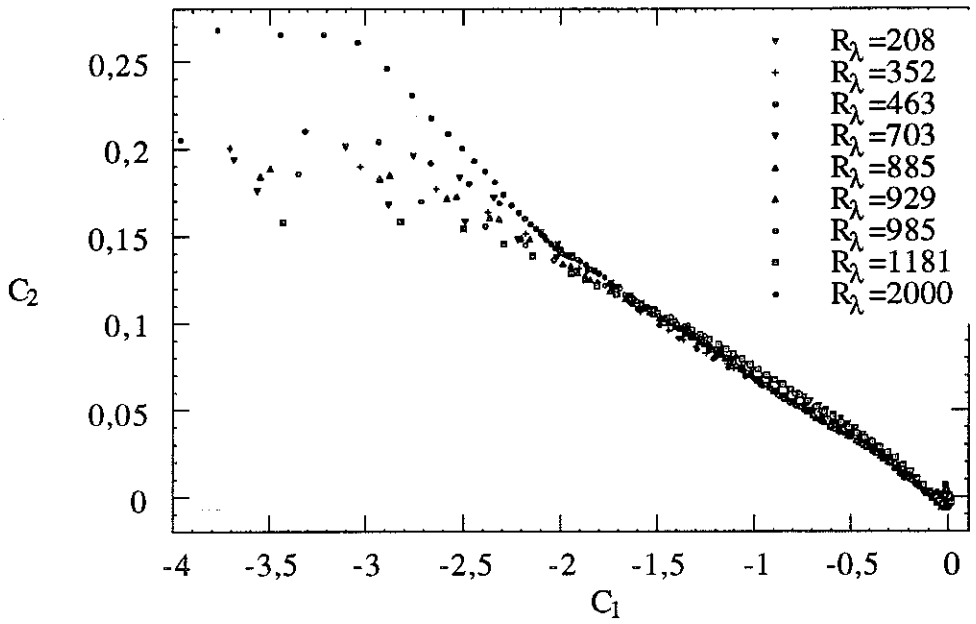


Fig. V.19 : Comparaison entre les différents écoulements établis dans le jet à pression atmosphérique et l'écoulement en soufflerie de Modane (R_λ=2000).

La proportionnalité des deux premiers cumulants est identique pour les données relatives au jet et l'écoulement en soufflerie de Modane, et ceci malgré un nombre de Reynolds bien plus élevé et une géométrie totalement différente. Ceci confirme le caractère universel du processus de cascade. Toutefois on observe, à une valeur de C_1 d'environ -2,1, un changement net de comportement dans le cas de l'écoulement de Modane, qui est peut-être caractéristique des écoulements à fort nombre de Reynolds.

V.5.2 Evolution de la longueur caractéristique de C_2

A partir de l'évolution de C_2 en fonction de C_1 (fig. V.16 et V.17), on peut définir, pour chaque nombre de Reynolds, une longueur caractéristique (notée $l(C_2)$) correspondant à l'échelle où le cumulant d'ordre 2 devient constant. Nous avons comparé l'évolution de $l(C_2)$ avec celle de l'échelle dissipative (η) en fonction du nombre de Reynolds (Fig. V.20) :

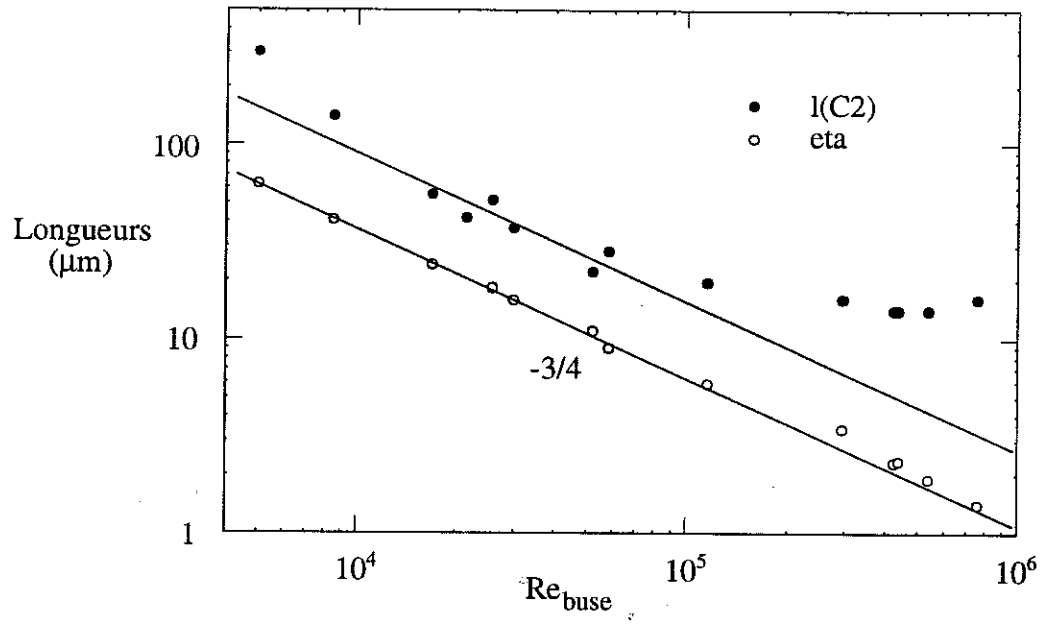


Fig. V.20 : Evolution de $l(C_2)$ et de η en fonction du nombre de Reynolds pour tous les écoulements.

En dessous de $Re=10^4$, l'échelle caractéristique $l(C_2)$ évolue différemment de η. Ceci est peut-être la caractéristique d'une situation où le jet n'est pas pleinement développé. L'évolution de $l(C_2)$ est ensuite semblable à η sur une gamme de Reynolds comprise entre 10^4 et 10^5, avec une valeur égale à 3η. Au-dessus de $Re=10^5$ on observe une saturation de $l(C_2)$ à 13,5 µm due à la coupure du fil. Nous avons procédé de manière équivalente au paragraphe V.4 pour déterminer la longueur sensible du détecteur. Avec le signal moyenné (de résolution spatiale 57 µm), la longueur $l(C_2)$ est de 80 µm. La résolution spatiale de notre détecteur est donc :

$$\delta = \frac{57}{80} 13,5 = 9,5 \mu m$$

Les deux estimations de la longueur sensible du détecteur sont en bon accord, avec une valeur moyenne de 11 µm. Cette valeur est 2 fois plus élevée que le résultat du calcul numérique (cf. § II.4.2.2). Le calcul numérique suppose un détecteur unidimensionnel, avec une longueur de la zone sensible grande par rapport à sa largeur, ce qui n'est pas le cas pour ces détecteurs de partie sensible équivalente au diamètre du fil.

Il sera nécessaire d'optimiser le prochain détecteur en adoptant, par exemple, la solution proposée au § II.4.4.

V.5.3 Remarque sur l'autosimilarité du processus de cascade

Le modèle Obukhov-Kolmogorov 62 présente l'évolution de δv au fil des échelles, comme équivalente à l'évolution du taux de dissipation d'énergie ε. La vérification de cette hypothèse ("Refined Similarity Hypothesis") a suscité bien des controverses jusque récemment [V.16,V.17]. Le point difficile tient dans la mesure, où même la définition, de ε [V.12]. S'agit-il du taux de transfert entre échelles (qui peut être localement négatif !), et qui est quasiment impossible à mesurer dans une expérience, mais éventuellement accessible à une simulation ? S'agit-il du taux de dissipation moyen sur une sphère de rayon r (ou proportionnelle à r, le coefficient restant à déterminer) ? Peut-on se contenter d'une moyenne sur une ligne comme les mesures en un point le permettent ? Le but de ce paragraphe est de montrer, qu'indépendamment de la définition de ε, l'idée pose problème. Concrètement, si l'on suppose que ε et $\frac{\delta v^3}{r}$ sont "équivalents statistiquement", l'évolution de la statistique de ε n'est pas celle d'une cascade autosimilaire comme nous l'avons définie pour la vitesse ; en particulier, elle ne présente pas le phénomène d'autosimilitude étendue (ESS) (proportionnalité des cumulants de $\ln\varepsilon$), comme nous allons le voir :

Si l'on considère un processus multiplicatif sur ε, on écrira :

$$\varepsilon_r = \alpha'^3 \varepsilon_L$$

où ε_r et ε_L sont les taux de dissipation d'énergie respectivement à l'échelle r et L.

L'hypothèse de K62 revient à :

$$\delta v_r = \alpha' \left(\frac{r}{L}\right)^{\frac{1}{3}} \delta v_L$$

$$\Rightarrow \quad <|\delta v_r|^p> = <\alpha'^p> \left(\frac{r}{L}\right)^{\frac{p}{3}} <|\delta v_L|^p>$$

Le développement sous forme de cumulants nous donne :

$$\ln \frac{<|\delta v_r|^p>}{<|\delta v_L|^p>} = \ln <\alpha'^p> + \frac{p}{3} \ln \frac{r}{L}$$

$$\ln \frac{<|\delta v_r|^p>}{<|\delta v_L|^p>} = \left(C'_1 + \frac{1}{3}\ln \frac{r}{L}\right) p + C'_2 \frac{p^2}{2} + C'_3 \frac{p^3}{6} + \cdots$$

L'autosimilarité du processus de cascade de ε conduirait à la proportionnalité entre C'_2 et C'_1, comme on l'a vu pour la vitesse au § V.5.1.

Avec les cumulants déterminés pour un processus multiplicatif sur δv (cf. § V.3.2.2), on a l'équivalence suivante :

$$C_1 \Rightarrow C_1' + \frac{1}{3}\ln\frac{r}{L}$$

$$C_2 \Rightarrow C_2'$$

$$C_3 \Rightarrow C_3'$$

...

Nous avons donc calculé C'_1 à partir de C_1 et comparé l'évolution de λ^2 par rapport à ces deux cumulants :

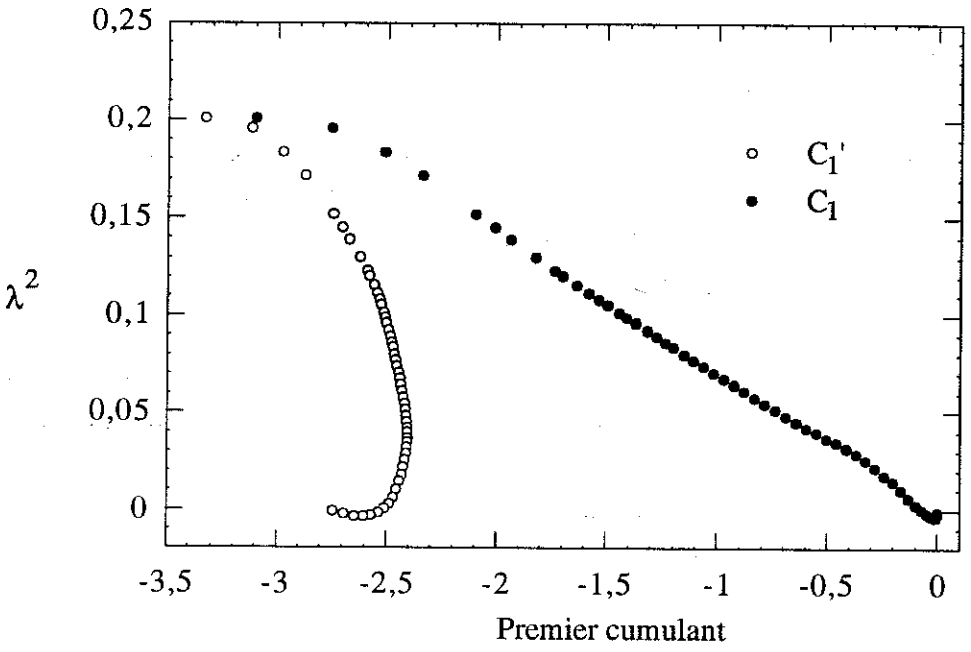


Fig. V.21 : Evolution de λ^2 en fonction des cumulants d'ordre 1 basés sur ε (C'_1) et δv (C_1) (Re=290000).

Cette courbe montre clairement que l'on a donc bien une autosimilarité du processus de cascade sur les incréments de vitesse δv, et non pas par l'intermédiaire du taux de dissipation d'énergie ε.

V.6 Vers un comportement lognormal

Pour tenter d'apporter une réponse concernant le comportement (lognormal, logPoisson,...) du processus de cascade aux forts nombres de Reynolds, nous avons regardé l'évolution de C_3 par rapport à C_1 (cf. fig. V.22) en fonction du nombre de Reynolds. Rappelons que C_3 caractérise l'asymétrie de la distribution de lnα. Un C_3

décroissant (croissant) vers les petites échelles, c'est-à-dire les valeurs négatives de C_1, renforce (atténue) les petites valeurs de α, ce qui donne un histogramme de δv plus pointu (arrondi) au centre et limité (développé) dans les ailes.

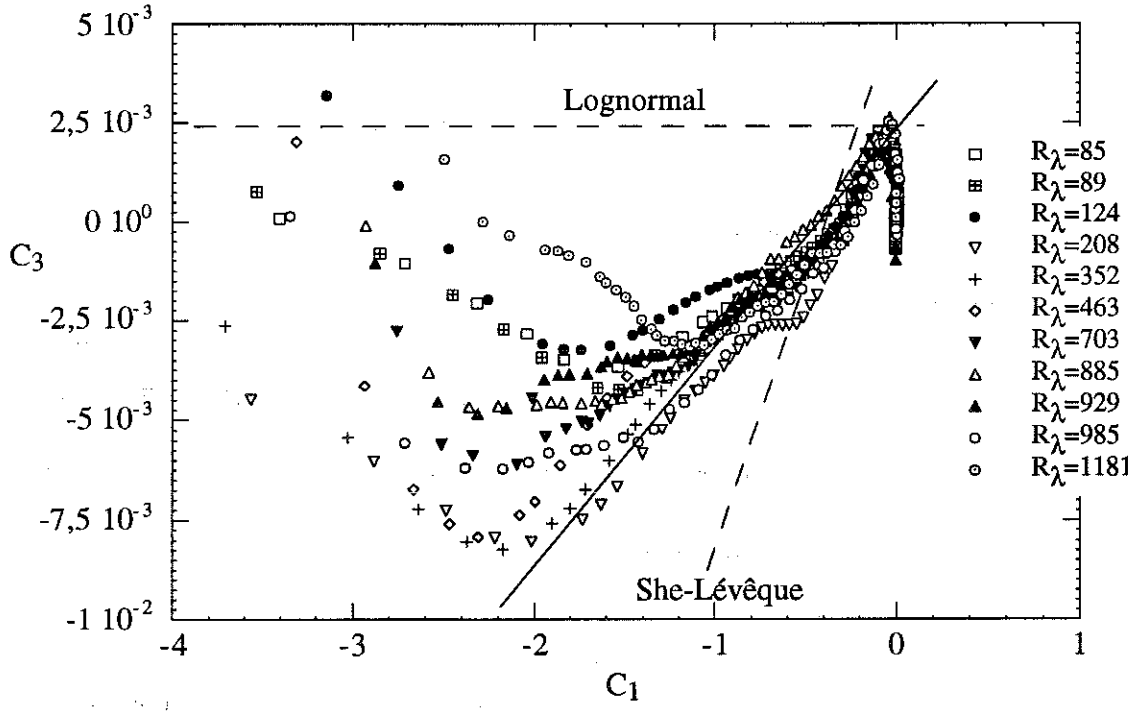


Fig. V.22 : Evolution de C_3 en fonction de C_1 comparé au modèle lognormal et au modèle de She-Lévêque.

Aux grandes échelles, on peut définir un comportement universel à peu près linéaire entre C_3 et C_1. Ce comportement, matérialisé en trait plein sur la figure V.22, a une pente (0,006) différente de la valeur numérique correspondant au modèle de She & Lévêque (proche de 0,013) [I.10]. Néanmoins, l'existence d'un C_3 non nul est cohérente avec l'idée de base de She & Lévêque ou d'autres distributions non lognormales. Elle sous-entend que les coefficients multiplicateurs α varient par sauts rares et finis au fil des échelles à l'opposé d'une variation continue (C_3=0) composée d'une infinité de sauts infinitésimaux [I.8,I.9, V.18].

Pour étudier le comportement du troisième cumulant avec le nombre de Reynolds, nous avons défini une longueur $l(C_3)$ basée sur le minimum de C_3 par rapport à C_1. Cette longueur est bien définie pour tous les écoulements à R_λ<700. Au-dessus de cette valeur, le minimum disparaît au profit d'un plateau (ex. : R_λ=885), suivi d'un changement de comportement avec un décalage du minimum vers les grandes échelles (R_λ=1181). Sur la figure V.23, nous avons reporté la longueur $l(C_3)$ en fonction du nombre de Reynolds, comparée aux longueurs η et $l(C_2)$:

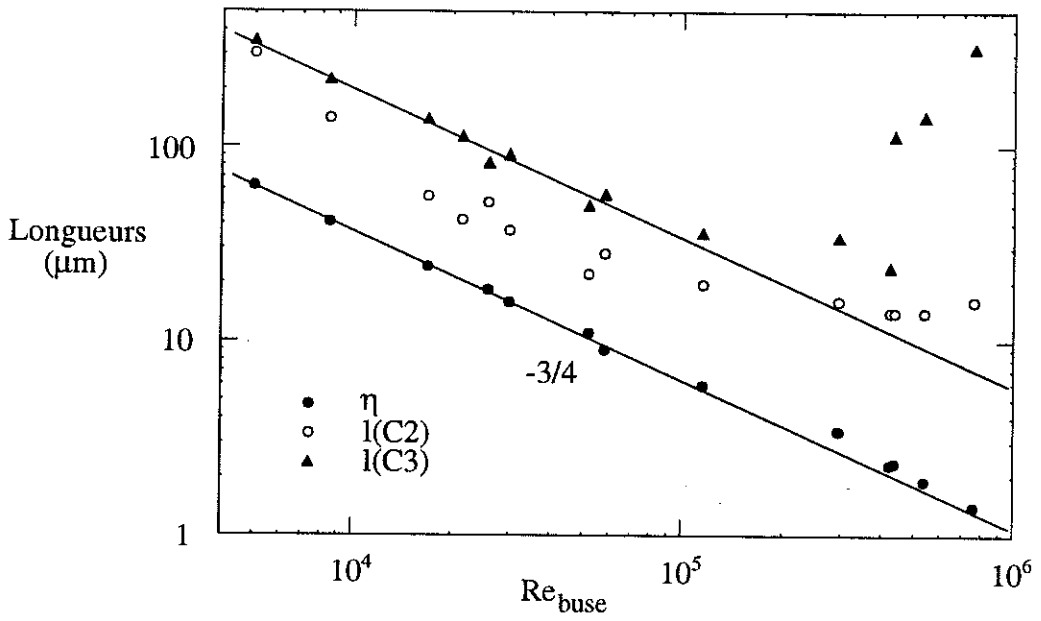


Fig. V.23 : Evolution de $l(C_3)$, comparée à $l(C_2)$ et η, avec le nombre de Reynolds, pour tous les enregistrements.

Le comportement de $l(C_3)$ est similaire à celui de η (c'est-à-dire en $Re^{-3/4}$) jusqu'à $Re=2.10^5$. On a ensuite un comportement totalement opposé avec une forte croissance de $l(C_3)$ avec le nombre de Reynolds. On notera que les valeurs de $l(C_3)$ déterminées pour des $Re>2.10^5$ sont bien supérieures à l'échelle de coupure du détecteur.

Au fur et à mesure que le nombre de Reynolds progresse, le 3ème cumulant tend à disparaître pour laisser place à un régime lognormal matérialisé par l'horizontale présentée sur la figure V.22. On évolue d'un régime où le processus de cascade s'effectue par sauts discrets, variations d'amplitude finie du module de δv, à un régime lognormal où la cascade évolue continûment. Ces résultats sont en accord avec l'analyse en ondelettes des données du LEGI réalisées par Arnéodo [V.19]. Celui-ci a mis en évidence un comportement lognormal dans le cas de l'écoulement en soufflerie de Modane ($R_\lambda=2000$) et un comportement différent pour le jet ($R_\lambda=800$).

V.7 Influence du nombre de Reynolds aux grandes échelles

Une autre controverse existe concernant la "skewness" des distributions de δv $\left(S=\frac{<\delta v^3>}{<\delta v^2>^{3/2}}\right)$ et sa limite à petite échelle qui est la "skewness" du gradient $S(\eta)$. En effet, deux résultats contradictoires ont cours dans la littérature. D'une part, les mesures existantes semblent montrer une croissance de $S(\eta)$ avec le nombre de Reynolds [V.20]. D'autre part, les mesures les plus fines du spectre de vitesse E(k) semblent révéler une forme universelle autour de η [V.1,V.2] :

$$E(k)=\frac{\nu^2}{\eta}f(k\eta)$$

Or cette universalité, associée à la relation de Kolmogorov,

$$<\delta v^3>=-\frac{4}{5}\varepsilon r+6\nu\frac{\partial}{\partial r}<\delta v^2>$$

permet de démontrer l'universalité de $S(\eta)$ [V.21].

Trancher directement ce paradoxe demande des mesures sûres au niveau de l'échelle η sur des écoulements semblables et une grande gamme de nombres de Reynolds. Bien que nous disposions de cette gamme, la résolution de notre capteur ne nous permet pas toujours de résoudre les petites échelles comme on peut le constater sur la figure V.24. Sur la figure V.24, nous avons représenté l'évolution de la "skewness" et de la "flatness" $\left(F=\frac{<\delta v^4>}{<\delta v^2>^2}\right)$ à petite échelle (η) en fonction du nombre de Reynolds.

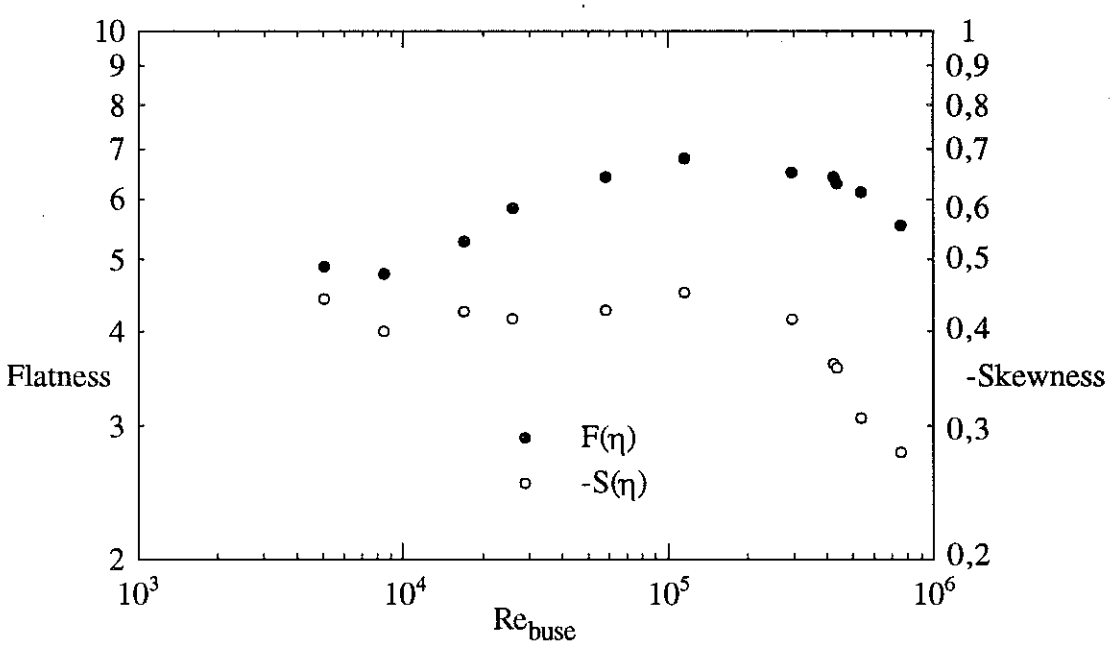


Fig. V.24 : Evolution de la "flatness" et de la "skewness" à petite échelle en fonction du nombre de Reynolds.

On obtient bien une évolution croissante de la "flatness" avec le nombre de Reynolds jusqu'à Re≈2.10^5 (R_λ≈600). En revanche, suivant les points considérés, il est difficile de trancher concernant l'évolution de la "skewness". Au-delà de Re≈2.10^5, nous attribuons la décroissance de la "flatness" et de la "skewness" à la coupure de notre détecteur (cf. § V.4).

Nous allons voir que ce paradoxe peut avoir une répercussion à grande échelle.

Le rapport $F_3 = \frac{<|\delta v|^3>}{<\delta v^2>^{3/2}}$ est égal à $\exp\left(\frac{3C_2}{2}\right)$ dans nos notations, si l'on néglige l'influence du 3ème cumulant C_3. Comme la pente de C_2 en fonction de C_1 semble universelle (cf. § V.5.1), et que la coupure visqueuse correspond à des C_1 croissant en valeur absolue quand Re croît (cf. fig. V.20), nous avons alors démontré que $\frac{F_3(\eta)}{F_3(L)}$ croît avec Re. En effet, la valeur de $F_3(L)$ est celle correspondant à une distribution à peu près gaussienne car F_3 n'est sensible qu'à la partie symétrique de la distribution. $F_3(L)$ ne dépend pas de Re et il est clair que $F_3(\eta)$ croît avec Re. La transposition de ce résultat à la "skewness" dépend donc du rapport de dissymétrie $D = \frac{-<\delta v^3>}{<|\delta v^3|>}$. Est-il réellement constant dans les échelles inertielles comme le supposent Benzi et ses collaborateurs [V.15] ? Si oui, sa valeur dépend-elle du nombre de Reynolds ? Ce sont ces questions que nous allons examiner.

Le rapport D est censé être constant sur toute la gamme inertielle contrairement à la "skewness" qui évolue continûment avec les échelles comme illustré sur la figure V.25.

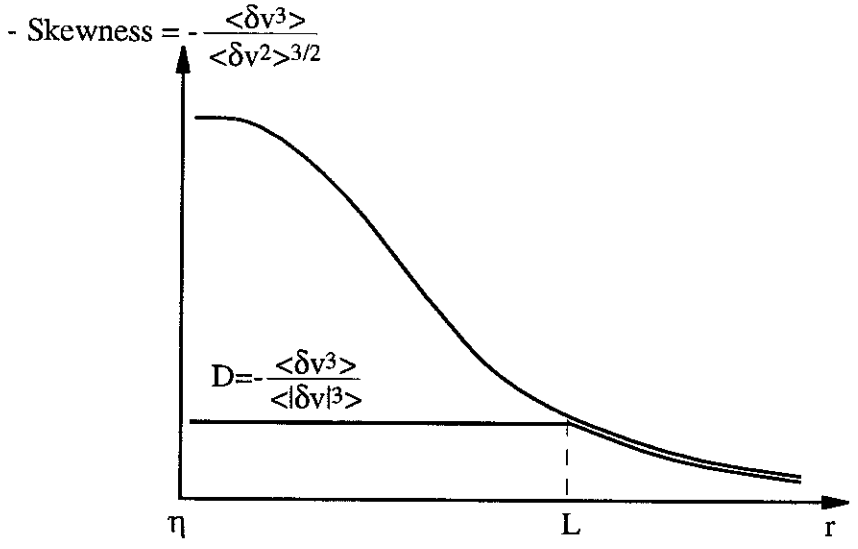


Fig. V.25 : Evolution de la "skewness" et du rapport $D = \frac{-<\delta v^3>}{<|\delta v|^3>}$ *en fonction de l'échelle.*

Sur la figure V.26, nous avons donc reporté l'évolution du rapport D avec l'échelle pour différents nombres de Reynolds.

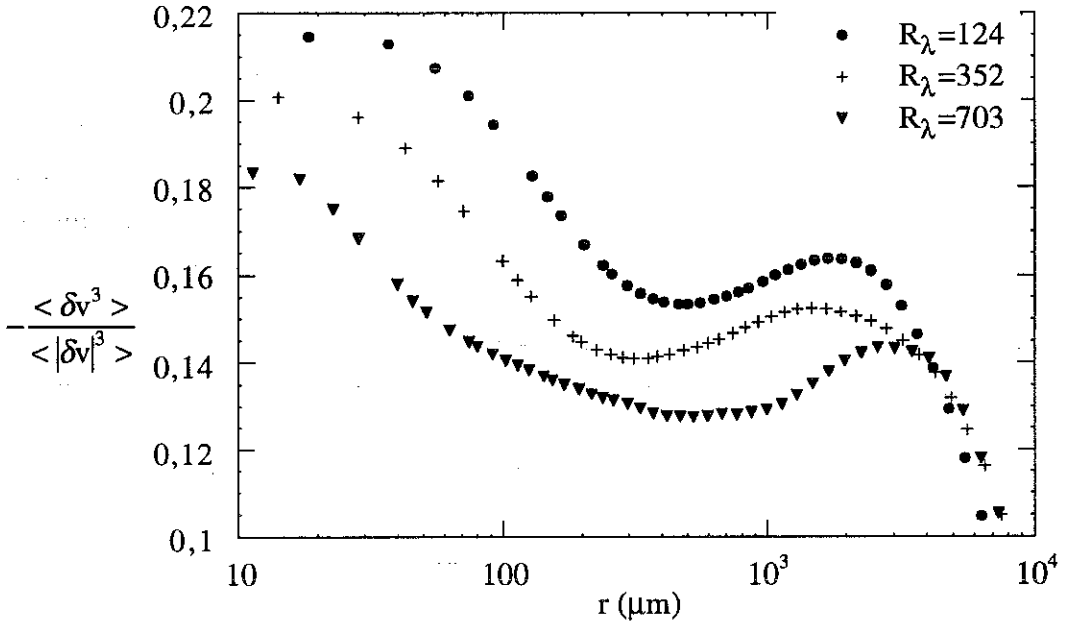


Fig. V.26 : Evolution du coefficient de dissymétrie D en fonction de l'échelle avec le nombre de Reynolds.

La conclusion est mitigée : la dépendance du rapport D avec le nombre de Reynolds est claire, mais sa variation le long des échelles est du même ordre. Pour cette dernière, nous tombons à petite échelle sur les limites du fil chaud. Concentrons-nous donc sur les grandes échelles où un maximum est clairement visible. Nous portons dans le figure V.27 la valeur de ce maximum en fonction du nombre de Reynolds.

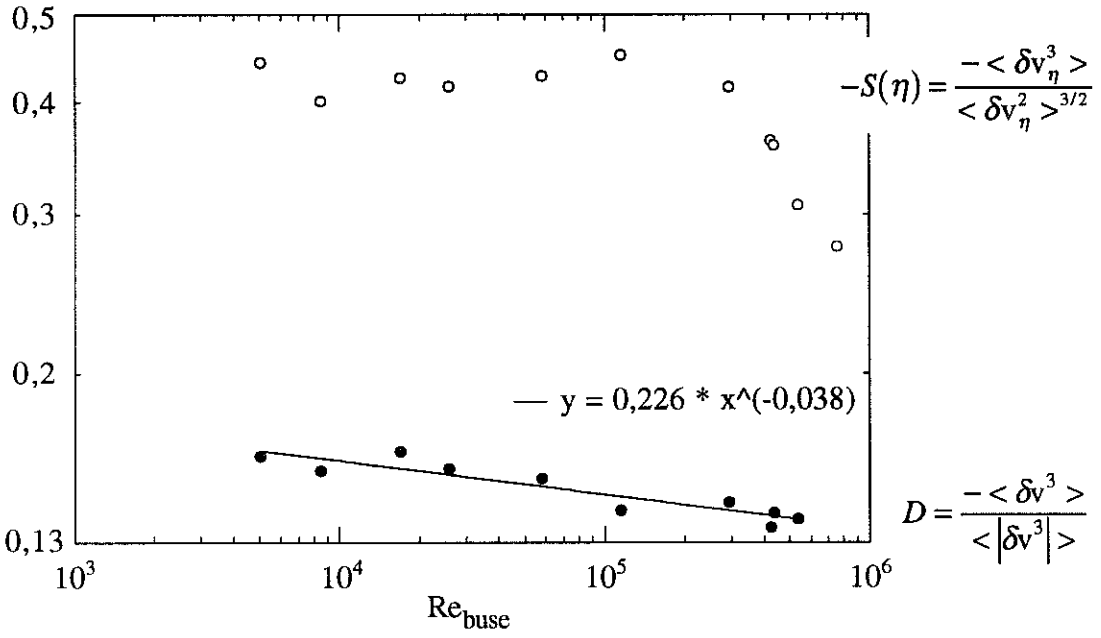


Fig. V.27 : Evolution du coefficient de dissymétrie D à grande échelle et de la "skewness" à petite échelle avec le nombre de Reynolds.

Sur la figure V.27, nous avons reporté l'évolution de la "skewness" à η, dans les mêmes échelles que le coefficient de dissymétrie D, afin de comparer leurs évolutions respectives. La variation du rapport D est faible mais compatible avec une skewness du gradient $S(\eta)$ indépendante de Re. En effet, si D ne dépend pas de l'échelle :

$$S(\eta) = DF_3(\eta)$$

et, d'après ce qui précède, en utilisant pour les moments l'approximation des lois de puissance, avec des valeurs de ζ_3 et ζ_2 respectivement de l'ordre de 1 et 0,7 :

$$F_3(\eta) \propto \left(\frac{L}{\eta}\right)^{\frac{3}{2}\zeta_2 - \zeta_3} \cong \mathrm{Re}^{0,04}$$

La dépendance avec le nombre de Reynolds est compatible avec l'interpolation linéaire portée sur la figure V.27.

Au-delà de la controverse sur la skewness, la variation monotone de D avec Re a une importance conceptuelle grande. On peut en effet écrire :

$$D = \frac{-<\delta v^3>/L}{<|\delta v^3|>/L} \cong \frac{\varepsilon}{V^3/L}$$

Le fait que ce rapport tende vers zéro quand le nombre de Reynolds croît peut s'exprimer qualitativement en disant que la turbulence devient non dissipative à la limite des nombres de Reynolds infinis. C'est en effet l'usage de comparer ε à V^3/L, et nous voyons que leur rapport décroît. Une autre façon de l'exprimer est de dire que la constante de Kolmogorov à grande échelle :

$$C_2 = \frac{<\delta v^2>}{\varepsilon^{2/3} L^{2/3}} \propto \frac{1}{D^{2/3}}$$

croît quand le nombre de Reynolds croît. Cet effet a déjà été observé mais cette dépendance était supposée saturer à grand nombre de Reynolds.

Une dernière conséquence importante du point de vue conceptuel est que le nombre de Reynolds trouve ainsi une signature dans une quantité caractéristique des grandes échelles. On peut donc déterminer le nombre de Reynolds en ne s'intéressant qu'à ces dernières comme dans les Simulations Grandes Échelles.

Conclusion

Une partie importante de ce travail a porté sur l'étude et la réalisation de détecteurs mixtes anémomètre/thermomètre de taille micronique. Ces détecteurs sont constitués d'une fibre de verre amincie sur laquelle est déposé un alliage Or-Germanium présentant une bonne sensibilité de résistance avec la température. Un dépôt métallique, interrompu au centre de la fibre, délimite la longueur de la partie sensible. Le développement d'une procédure rigoureuse permet d'obtenir, avec un minimum de savoir-faire, un détecteur opérationnel en une semaine. Nous avons réalisé un détecteur avec une partie sensible de 1,7 x 0,5 μm^2 et une résolution spatiale d'environ 10 μm déterminée expérimentalement. Lors de la conception, la sensibilité du détecteur, caractérisée par l'exposant $\sigma = \left| \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \right|$, peut être choisie entre 0,2 et 1. Le temps de réponse de ces détecteurs est inférieur à la microseconde. Ces détecteurs ont été testés dans l'Hélium avec succès jusqu'à 5 m/s en mode anémomètre et 100 K en mode thermomètre. Les mesures présentées dans ce rapport ont été réalisées avec un tel détecteur.

La mise au point d'un système de déplacement in-situ permet d'étalonner le détecteur en régime laminaire sans avoir à réchauffer et démonter l'expérience, ce qui était une opération longue et périlleuse pour le détecteur.

Le développement au laboratoire d'une électronique originale et d'un convertisseur analogique/numérique a permis l'acquisition du signal sur 16 bits avec une fréquence d'échantillonnage de 1,5 MHz.

Le taux de turbulence élevé lié à la configuration de jet nous a conduit à effectuer une correction de l'hypothèse de Taylor pour passer d'un signal temporel à un signal spatial. Cette correction, basée sur la vitesse instantanée plutôt que sur la vitesse moyenne d'advection de la turbulence, a permis de corriger les statistiques à petite échelle. De plus, on a pu soustraire l'influence du bruit sur les moments du signal mesuré.

L'étude de la dérivée logarithmique du troisième moment de δv a révélé un comportement universel à Reynolds infini, à partir duquel on se détache plus ou moins tôt suivant le nombre de Reynolds.

L'analyse des données avec la méthode des cumulants a mis en évidence une très bonne proportionnalité des deux premiers cumulants sur une très grande étendue d'échelles, et ce, quel que soit le nombre de Reynolds. Ce comportement est la conséquence d'un processus autosimilaire sur δv de la cascade turbulente à travers les échelles.

L'étude du troisième cumulant en fonction du nombre de Reynolds a fait apparaître une évolution du processus de cascade, où la progression au fil des échelles s'effectue par sauts d'amplitudes finies puis évolue vers un régime continue à Reynolds infini, régime qui correspond au modèle lognormal.

Enfin, l'étude du coefficient de dissymétrie à grande échelle caractérisé par le rapport $-\frac{<\delta v^3>}{<|\delta v|^3>}$, a révélé une dépendance de la dissymétrie des distributions de δv avec le nombre de Reynolds.

Pour affiner ces analyses et explorer des plus grands nombres de Reynolds, il serait nécessaire d'améliorer la résolution spatiale du détecteur. Cela peut difficilement être obtenu par une diminution du point sensible, mais plutôt en optimisant l'épaisseur du dépôt métallique, principal responsable de l'étalement de la zone sensible. Déposer une faible épaisseur métallique autour de la partie sensible ne doit pas poser de difficultés supplémentaires et permettrait d'améliorer sensiblement la résolution. De plus, en éloignant le détecteur de la buse, on doit pouvoir gagner un facteur 2 sur les échelles dissipatives.

Nous avons pu atteindre des nombres de Reynolds de 10^6 ($R_\lambda \approx 1400$) avec cette expérience, mais il s'est avéré qu'avec de tels écoulements, les fils de Cuivre supportant le détecteur entraient en vibration, provoquant le décollement du dépôt métallique. L'étude de ces nombres de Reynolds nécessite le renforcement du détecteur.

A court terme, il est envisagé d'étudier les propriétés de mélange de la turbulence en chauffant localement le jet en amont de la buse. Des essais préliminaires, avec le détecteur utilisé en mode thermomètre, ont montré sa faisabilité. Il est néanmoins nécessaire d'optimiser le rapport signal/bruit en réalisant un détecteur de plus grande sensibilité ($\sigma \approx 1$). Il faudra également définir la procédure optimale permettant d'obtenir un écoulement stable avec un minimum de dérive en température de la cellule.

Annexe I

Résolution de l'équation d'équilibre thermique dans le cas de résistances constantes :

Equation d'équilibre :

$$T(x) = T_0 + \frac{R_i I^2}{K_H} + \Delta_+ e^{x/\lambda_i} + \Delta_- e^{-x/\lambda_i}$$

Dans la région 1 ($x \leq £$), par raison de symétrie, on obtient :

$$T(x) = T_0 + \frac{R_1 I^2}{K_H} + 2\Delta_1 \, ch \, \frac{x}{\lambda_1}$$

Dans la région 2 ($x \geq £$), on doit avoir $\lim_{x \to \infty} T = T_0 + \frac{R_2 I^2}{K_H} = T_\infty$, d'où :

$$T(x) = T_0 + \frac{R_2 I^2}{K_H} + \Delta_2 \, e^{(£-x)/\lambda_2}$$

En écrivant la continuité de la température (a) et du flux thermique (b) en $x = £$, on a :

$$\begin{cases} T(£-\varepsilon) = T(£+\varepsilon) & \text{(a)} \\ K_{M1} \left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{£-\varepsilon} = K_{M2} \left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{£+\varepsilon} & \text{(b)} \end{cases}$$

Ce qui nous donne :

$$\Delta_1 = \frac{(R_2 - R_1) I^2}{2K_H \left(ch \, \frac{£}{\lambda_1} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \, sh \, \frac{£}{\lambda_1} \right)}$$

$$\Delta_2 = \frac{(R_1 - R_2) I^2}{K_H \left(1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \coth \frac{£}{\lambda_1} \right)}$$

Calcul du profil de température en régime transitoire :

Equation d'équilibre(terme de chauffage) :

$$RI^2 = K_H(T_i\,(1+\frac{1}{\alpha}) - \frac{T_{i-1}}{\alpha} - T_o) - \frac{d}{dx}\left(K_M(x)\,\frac{dT_i}{dx}\right)$$

On effectue le même raisonnement que lors du calcul en régime permanent (cf. § II.4.1.3 Equations) :

Dérivée à l'origine (x=-L)

L'hypothèse sur la température en x = -L nous donne $(\lambda_2)^2 = \frac{K_M\,\alpha}{K_H(\alpha+1)}$ = Cte avec un profil exponentiel de la forme (x<<0) :

$$T(x) = \frac{T_o + \frac{R_2I^2}{K_H} + \frac{T_{i-1}}{\alpha}}{1+\frac{1}{\alpha}} + \Delta_2\, e^{(x-£)/\lambda_2(x)}$$

soit

$$\left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{x=-L} = \frac{1}{\lambda_2(x=-L)}\left(T(x=-L) - \frac{T_o + \frac{R_2I^2}{K_H} + \frac{T_{i-1}(x=-L)}{\alpha}}{1+\frac{1}{\alpha}}\right)$$

Calcul des points suivants.

La température du point voisin (T(x=-L+δ)) devient :

$$T(x=-L+\delta) = T(x=-L) + \delta\,\frac{1}{K_M(x=-L)}\left(K_M(x=-L)\left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{x=-L}\right)$$

De même pour T(-L+2δ) :

$$K_M(x=-L+\delta)\left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{-L+\delta} = K_M(x=-L)\left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{-L} + \delta\,[K_H(T_i(x=-L)(1+\frac{1}{\alpha}) - T_o - \frac{T_{i-1}(x=-L)}{\alpha}) - RI^2]$$

D'où le calcul de T(x=-L+2δ) :

$$T(x=-L+2\delta) = T(x=-L+\delta) + \delta\,\frac{1}{K_M(x=-L+\delta)}\left(K_M(x=-L+\delta)\left.\frac{dT(x)}{dx}\right|_{-L+\delta}\right)$$

et ainsi de suite jusqu'à T(x=+L).

Annexe II

Estimation du terme correctif et du bruit :

Relation (1) :

$$<|s|^p>=<|x|^p>+\frac{p(p-1)}{2}<|x|^{p-2}><b^2>$$

Cette relation peut être vérifiée pour Q(x) et G(b) gaussien, ce qui entraîne P(s) gaussien. Si σ_1 et σ_2 sont respectivement les écarts types de Q(x) et G(b), alors l'écart type de P(s) est $(\sigma_1^2+\sigma_2^2)^{1/2}$.

On a pour un signal gaussien d'écart type 1 :

$$<|y|^p>=\frac{2}{\sqrt{2\pi}}\int_0^\infty y^p e^{-\frac{y^2}{2}}dy$$

En posant :

$$t=\frac{y^2}{2}$$

$$<|y|^p>=2\frac{2^{\frac{p-1}{2}}}{\sqrt{2\pi}}\int_0^\infty t^{\frac{p-1}{2}}e^{-t}dt=\frac{2^{\frac{p+1}{2}}}{\sqrt{2\pi}}\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)$$

où $\Gamma(n)$ est la fonction gamma. Le moment d'ordre p de la valeur absolue de x est égal à :

$$<|x|^p>=\frac{2}{\sigma_1\sqrt{2\pi}}\int_0^\infty x^p e^{-\frac{x^2}{2\sigma_1^2}}dx=\sigma_1^p\frac{2^{\frac{p+1}{2}}}{\sqrt{2\pi}}\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)$$

d'après (1) :

$$\frac{2^{\frac{p+1}{2}}}{\sqrt{2\pi}}\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)\left(\sigma_1^2+\sigma_2^2\right)^{\frac{p}{2}}=\sigma_1^p\frac{2^{\frac{p+1}{2}}}{\sqrt{2\pi}}\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)+\frac{p(p-1)}{2}<|x|^{p-2}>\sigma_2^2$$

$$\Rightarrow\quad \left(\sigma_1^2+\sigma_2^2\right)^{\frac{p}{2}}=\sigma_1^p+\frac{p(p-1)}{2}\frac{\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)}{2\Gamma\left(\frac{p+1}{2}\right)}\sigma_2^2\sigma_1^{p-2}$$

or $\Gamma(n+1)=n\Gamma(n)$, d'où :

$$\left(\sigma_1^2+\sigma_2^2\right)^{\frac{p}{2}}=\sigma_1^p+\frac{p}{2}\sigma_2^2\sigma_1^{p-2}$$

Ce qui est bien le développement au 1er ordre en σ_2^2.

En notant que :

$$<|x|^{p-2}>=<|s|^{p-2}>-\frac{(p-2)(p-3)}{2}<|x|^{p-4}><b^2>$$

L'équation (1) devient :

$$<|s|^p>=<|x|^p>+\frac{p(p-1)}{2}<|s|^{p-2}><b^2>-\frac{p(p-1)}{2}\frac{(p-2)(p-3)}{2}<|x|^{p-4}><b^2>^2$$

Le terme en $<b^2>^2$ est négligeable, ce qui conduit à l'équation :

$$<|x|^p>=<|s|^p>-\frac{p(p-1)}{2}<|s|^{p-2}><b^2> \qquad (2)$$

Ainsi, pour le calcul des moments d'ordre supérieur ou égal à 2, on peut soustraire le bruit du signal de vitesse au moyen du calcul du moment d'ordre 2 du fichier de bruit correspondant.

Cas des moments inférieurs à 2 :

Avec le calcul des moments d'ordre inférieur à 2, on privilégie les valeurs faibles des incréments de vitesse (forte probabilité) par rapport aux valeurs fortes (ailes des histogrammes). On va donc considérer le cas où la forme des histogrammes est constante avec un signal (x) gaussien, d'écart type σ_1.

$$<|x|^p>=\sigma_1{}^p A(p)$$

Comme le bruit est gaussien (σ_2) :

$$<|x+b|^p>=\left(\sigma_1{}^2+\sigma_2{}^2\right)^{\frac{p}{2}}A(p)$$

$$\Rightarrow \quad <|x+b|^p>=<|x|^p>\frac{\left(<x^2>+<b^2>\right)^{\frac{p}{2}}}{<x^2>^{\frac{p}{2}}}$$

En développant au 1er ordre :

$$<|x+b|^p>=<|x|^p>+\frac{p}{2}<b^2>\frac{<|x|^p>}{<x^2>}$$

$$\Rightarrow \quad <|x|^p> = <|s|^p> - \frac{p}{2} <b^2> \frac{<|s|^p>}{<x^2>} \qquad (3)$$

On pose :

$$S_{(p)} = \ln <|x|^p> = pF_{(p)}$$

Pour le calcul des cumulants (cf. § V.2.2.2), nous utilisons F et sa dérivée. Nous devons donc avoir continuité en p = 2 de δF(p) (correction du bruit) et $\frac{\partial \delta F}{\partial p}$:

$$\delta F(p) = \begin{cases} \frac{1}{2}(p-1) <b^2> e^{(S(p-2)-S(p))} & (4) \\ \frac{1}{2}(1+g(p-2)) \frac{<b^2>}{<x^2>} & (5) \end{cases}$$

où g est une constante.

$$\frac{\partial \delta F}{\partial p} = \begin{cases} \frac{<b^2><x^{p-2}>}{2} \frac{}{<x^p>} \left(1+(p-1)\left(S'(p-2)-S'(p)\right)\right) & (6) \\ \frac{g}{2} \frac{<b^2>}{<x^2>} & (7) \end{cases}$$

Pour p = 2, l'égalité entre (6) et (7) nous donne :

$$g = 1 + \left(S'(0) - S'(2)\right) = 1 + f'(2)$$

où f'(2) est estimé numériquement à partir des fonctions f(p>2).

Références bibliographiques

Chapitre I

[I.1] L.F. Richardson (1922), Proc. Roy. Soc., A**97**, 354.

[I.2] A.N. Kolmogorov (1941), C.R.Acad. Sci. U.R.S.S. **32**, 16,18
Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence

[I.3] L.D. Landau & E.M. Lifshitz, (1959), Fluid Mechanics, 6, Pergamon Press.

[I.4] A.N. Kolmogorov (1962), J. Fluid Mech., 13, 82
A refinement hypothesis concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number

[I.5] A.M. Obukhov (1962), J. Fluid Mech., 13, 77
Some specific features of atmospheric turbulence

[I.6] G. Parisi et U. Frisch (1985), *On the singularity structure of fully developed turbulence*, Turbulence and Predictability in Geophysical Fluid Dynamics and Climate Dynamics, North-Holland, 84

[I.7] B. Castaing, Y. Gagne (1993) *Turbulence in Spatially Extended Systems*, R. Benzi, S. Ciliberto, C. Basdevant Eds. (Les Houches).

[I.8] B. Dubrulle (1994), Phys. Rev. Lett. , **73**, 959

[I.9] B. Castaing (1996), J. Phys. II , **6**, 105-114
The Temperature of Turbulent Flows

[I.10] Z.-S. She, E. Lévêque (1994) E. 1994, Phys. Rev. Lett., **72**, 336.
Universal scaling laws in fully developed turbulence

[I.11] R.R. Conte (1970), *Eléments de cryogénie* Masson et Cie Editeurs

[I.12] R.D. McCarty and V.P. Arp (1990), *A new wide range equations of state for helium* Advances in cryogenic Engineering, vol.35, pp. 1465-75, Plenum Press

[I.13] A. Naert (1995), thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble
Turbulence dans un jet d'Hélium gazeux à basse température

[I.14] B. Chabaud (1992), thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble
Etude de la turbulence dans un jet d'Hélium gazeux à basse température

[I.15] A.B.B. Barras-Provence, Z.I. Saint-Joseph, 04100 Manosque, France.

[I.16] B. Castaing, B. Chabaud, B. Hébral (1992), Rev. of Sci. Instrum. 63 (9)
Hot wire anemometer operating at cryogenic temperatures

Chapitre II

[II.1] X. Chavanne (1997), Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble
Etude du régime turbulent en convection de Rayleigh-Bénard dans l'helium liquide ou gazeux autour de 5 K

[II.2] Y. Ladam, L. Puech, B. Castaing, O. Chanal, B. Chabaud, B. Hébral, (1997)
Stripping of a liquid helium jet by a coaxial gazeous helium jet
Proc. 2nd Int. Symp. on Turbulence, Heat and Mass Transfer, Delft, pp. 741-748

[II.3] TAAB Laboratories Equipment LTD, 3 Minerva House
Calleva Park, Aldermaston, Berks RG7 8NA, United Kingdom.

[II.4] O.Béthoux, R.Brusetti, J.C.Lasjaunias, S.Sahling (1995), Cryogenics 35, pp. 447
Au-Ge film thermometers for the temperature range 30 mK - 300 K

[II.5] O. Chanal, B. Baguenard, O. Béthoux and B. Chabaud (1997)
Micronic-size cryogenic thermometer for turbulence measurements
Review of Scientific Instruments. Vol. 68, N° 6, June 1997 pp. 2442-2446.

[II.6] Vetrotex - Saint-Gobain, 767 Quai des Allobroges, 73009 Chambery, France

[II.7] Traitements Chimiques de Surfaces, rue Ampère, 59236 Frelinghiem, France.

[II.8] M. Favre-Marinet (1990) *Convection*
Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble

[II.9] d'après les tables de McCarty entre 4,222 K et 25 K à 101325 Pa (cf. [I.12])

[II.10] Y. S. Touloukian et al. (1970), IFI Plenum New-York Washington
Thermophysical properties of matter - The TPRC Data Series - Volume 2
Thermal conductivity - Nonmetallic Solids

[II.11] Y. S. Touloukian, E. H. Buyco (1970), IFI Plenum New-York Washington
Thermophysical properties of matter - The TPRC Data Series - Volume 5
Specific Heat - Nonmetallic Solids

Chapitre III

[III.1] ANALOGIC Data Conversion Products, 360 Audubon Road, Wakefield, MA, USA

Chapitre IV

[IV.1] R.L. Rusby (1990), Physica B, vol **35**, pp. 165-166
New vapor pressure equations for ^4He and ^3He

[IV.2] H. Kahalerras (1997), thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
Etude expérimentale de la profondeur de la cascade de l'intermittence

Chapitre V

[V.1] S. G. Saddoughi & S. V. Veeravalli (1994), J. Fluid Mech., vol. **268**, pp. 333-372
Local isotropy in turbulent boundary layers at high Reynolds number

[V.2] L. Mydlarski, Z. Warhaft (1996), J. Fluid Mech., vol. **320**, pp. 331-368
On the onset of high Reynolds number grid generated wind tunnel turbulence

[V.3] R. H. Kraichnan (1959), J. Fluid Mech., **5**, pp. 497-543
The structure of isotropic turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers

[V.4] S. Kida & Y. Murakami (1987), Phys. Fluids, **A 30**, pp. 2030-2039
Kolmogorov similarity in freely decaying turbulence

[V.5] R. M. Kerr (1990), J. Fluid Mech. **211**, pp. 309-332
Velocity, scalar and transfer of spectra in numerical turbulence

[V.6] T. Sanada (1992), Phys. Fluids A **4**, pp. 1086-1087
Comment on the dissipation-range spectrum in turbulent flows

[V.7] S. Kida, R. H. Kraichnan, R. S. Rogallo, F. Waleffe & Y. Zhou (1992)
Triad interactions in the dissipation range
Proc. Summer Program of the Center for Turbulence Research, CTR-S92, pp. 83-99
Center for Turbulence Research, Stanford University/NASA Ames.

[V.8] K. R. Sreenivasan (1985), J. Fluid Mech. **151**, pp. 81-103
On the fine-scale intermittency of turbulence

[V.9] A. S. Monin & A. M. Yaglom (1975), Vol. 2 MIT Press
Statistical Fluid Mechanics

[V.10] B. Castaing (1989), C.R. Acad. Sci. Paris, **309**, Serie II, 503
Sur la forme des histogrammes en turbulence

[V.11] B. Castaing (1989), J. Phys. France **50** , 147
Conséquences d'un principe d'extremum en turbulence

[V.12] B. Castaing, Y. Gagne, E.J. Hopfinger (1990), Physica D, **46**, 177
Velocity probability density functions of high Reynolds number turbulence

[V.13] A. Naert, B. Chabaud, B. Hébral, B. Castaing, (1996)
Experimental check of infinite divisibility for the velocity cascade in developed turbulence
Proc. 6th European Turbulence Conf., Adv. Turbulence VI, Lausanne, pp. 251-254

[V.14] Y. Malecot, Y. Gagne, H. Kahalerras (LEGI) (24-27 june 1997)
Intermittency and Reynolds number in LES of turbulent flows
Euromech colloquium 364 "Dynamics and Statistics of Concentrated Vortices in Turbulent Flows", Carry-le-Rouet

[V.15] R. Benzi, S. Ciliberto, R. Tripicione, C. Baudet, F. Massaioli, S. Succi (1993)
Extend Self Similarity in turbulent flows, Phys. Rev. E, **48**, R29

[V.16] Y. Zhu, R.A. Antonia, I. Hosokawa (1995)
Phys. Fluids, **7**, pp. 1637

[V.17] B. Castaing, Y. Gagne, M. Marchand (1993), Physica D, **68**, 387
Log-similarity for turbulent flows ?

[V.18] E.A. Novikov (1994) , Phys. Rev. E Rapid Com. 50R3303;

[V.19] A. Arneodo, J.F. Muzy, S. Roux, *Experimental analysis of self-similarity and random cascade processes : application to fully developed turbulence data*

[V.20] P. Tabeling, G. Zocchi, F. Belin, J. Maurer, and H. Willaime, *Probability density functions, skewness, and flatness in large Reynolds number turbulence*
Physical Rev. E, vol **53** n°**2**, pp. 1613-1621, (1996)

[V.21] M. Nelkin (1994), Advances in Physics, vol. **43** n°**2**, pp. 143-181
Universality and scaling in fully developed turbulence

Vers les échelles dissipatives dans un jet d'Hélium gazeux à basse température

L'utilisation de l'hélium gazeux vers 4,2 K permet d'étudier la turbulence développée sur une très large gamme de nombre de Reynolds (10^3 à 10^6) dans un jet de dimension réduite. En contrepartie, les échelles caractéristiques de dissipation de l'énergie atteignent le micromètre. Afin de caractériser les plus petites structures présentes au sein de l'écoulement, j'ai étudié et développé un anémomètre-thermomètre de taille micronique et non perturbatif. J'ai développé une simulation numérique du comportement de ces détecteurs afin d'optimiser leurs performances en jouant sur les différents paramètres de fabrication.

Ce détecteur est constitué d'une fibre de verre amincie (Ø=1,7 µm) sur laquelle est déposé un alliage Au-Ge qui présente, après recuit, une forte dépendance de sa résistance avec la température. Cet alliage est recouvert d'une couche métallique (Ag+Au), excepté sur une faible longueur (0,5 µm), ce qui limite la partie sensible à une zone inférieure à 1 μm^2.

La mise en oeuvre d'une électronique de grande sensibilité, associée à un convertisseur analogique-numérique a permis d'effectuer des acquisitions de fluctuations de vitesse sur 16 bits à des fréquences atteignant le MHz.

L'analyse des résultats a mis en évidence une résolution spatiale de 10 µm et un temps de réponse inférieur à la microseconde. L'étude statistique du signal, à partir des moments corrigés du bruit, a montré une universalité à grande échelle quel que soit le nombre de Reynolds et ce, même avec des écoulements de géométrie différente. La méthode des cumulants a révélé une autosimilarité du processus de cascade sur δv, sur une étendue dépassant la zone inertielle traditionnelle, et une évolution du processus de cascade vers un comportement lognormal à Reynolds infini. Enfin, nous avons observé une réduction de la dissymétrie des histogrammes à grande échelle, ce qui peut s'interpréter comme une réduction relative de la dissipation quand on va vers les grands nombres de Reynolds.

Towards dissipative scales in a gaseous Helium jet at low temperature

Gaseous helium (^{4}He) near 4,2 K is used as a working fluid for developed turbulence at high Reynolds numbers in a jet experiment. Thanks to its very small viscosity (10^{-7} m^2/s), a large range of Reynolds numbers (10^3-10^6) can be explored by varying the pressure in the cell. In counterpart, dissipative length-scales can decrease down to microns. To perform temperature and velocity measurements down to those scales, nonperturbative micron-size sensors have been developed. These detectors consist in a drawn glass fiber (Ø=1,7 µm) coated with a Au-Ge thin film that has been annealed to increase its temperature sensitivity. To limit the sensitive area of the detector, a short-circuiting metallic film (Ag+Au) is deposed all along the fiber except in a 0,5 µm-long central region.

A high performance 10 MHz lock in amplifier detection scheme and an analogic to digital converter have been developed, to mesure and acquire velocity fluctuations up to 1 MHz and with 16 bits of accuracy.

The data analysis shows that a 10 µm space resolution and a sub-microsecond time response was obtained. The statistic analysis of the velocity structure functions after correction of noise sources, shows a universal behaviour at large scales, independent of the Reynolds number and of the experiment geometry. The cumulant method reveals an autosimilarity cascade process of velocity differences, on an extended scale larger than the traditional inertial range. Furthermore, the cascade process converges toward a log-normal behaviour at high Reynolds. Finally, we observe at large scales a decrease in the dissymmetry of probability density functions, that can be explained by a relative reduction of the dissipation with increasing Reynolds numbers.

Mots-clés :

Hydrodynamique	Cryogénie	Détecteur micronique
Turbulence développée	Hélium gazeux	Anémomètre/Thermomètre
Intermittence	Jet	Alliage Au-Ge

Discipline : mécanique des fluides

Centre de Recherches sur les Très Basses Températures,
laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier - Grenoble I
C.N.R.S., 25 avenue des Martyrs, B.P. 166, 38042 Grenoble Cedex 9