HAL
open science

Convection turbulente dans une cellule de Rayleigh-Bénard cryogénique : de nouveaux éléments en faveur du Régime Ultime de Kraichnan

Frédéric Gauthier

To cite this version:

Frédéric Gauthier. Convection turbulente dans une cellule de Rayleigh-Bénard cryogénique : de nouveaux éléments en faveur du Régime Ultime de Kraichnan. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT : . tel-00366089

HAL Id: tel-00366089

https://theses.hal.science/tel-00366089

Submitted on 1 Sep 2009

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I

Discipline : Physique

présentée par :

Frédéric GAUTHIER

Convection turbulente dans une cellule de Rayleigh-Bénard cryogénique : de nouveaux éléments en faveur du Régime Ultime de Kraichnan

---

Soutenue le 8 décembre 2008

Composition du jury :

Olivier BOURGEOIS	(Examinateur)
Bernard CASTAING	(Président)
Chantal MEURIS	(Rapporteur)
Philippe-Emmanuel ROCHE	(Directeur de thèse)
Andreas TILGNER	(Rapporteur)

Thèse préparée à l'Institut Néel, CNRS
Laboratoire associé à l'Université Joseph-Fourier et à l'INPG

à mes grands-parents,
partis beaucoup trop tôt...

Remerciements

Je remercie Alain Fontaine directeur de l'Institut Néel et André Sulpice directeur du MCBT pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je remercie Philippe Roche, mon directeur de thèse, qui m'a accompagné dans ma découverte des expérimentations cryogéniques, pour sa disponibilité et la qualité de son encadrement scientifique. Merci à Bernard Hébral mon directeur de thèse officiel, qui malgré ses responsabilités et un emploi du temps très chargé a su se rendre disponible à de nombreuses occasions.

Je remercie les autres membres de l'équipe hydrodynamique, Benoît Chabaud qui a une maison magnifique avec un barbecue génial et Julien Salort, le nouveau thésard de l'équipe, qui a réalisé une série de mesures présentée dans ce manuscrit.

Je tiens à remercier B. Castaing d'avoir accepté de présider mon jury de thèse et également pour les échanges autour de la convection et des capteurs sur fibre de verre. Je tiens également à remercier C. Meuris et A. Tilgner qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit.

Je remercie l'équipe du Barrel of Ilmenau de la Technische Universität Ilmenau (Allemagne), et plus particulièrement A. Thess et R. du Puits pour la collaboration sur la convection de Rayleigh-Bénard et le partage de données.

L'expérience HePipe n'aurait pu voir le jour sans l'aide de nombreuses personnes. Je tiens à remercier ici les personnes du CERN et en particulier O. Pirotte, R. Pengo et E. Matellon pour leur disponibilité pendant une période où ils étaient très occupés. Merci aussi au SERAS et plus particulièrement à G. Pont pour l'usinage du détecteur de bulles et J-M. Tudela pour la découpe au fil. Enfin, merci au service cryogénique pour leurs conseils et plus particulièrement à Greg d'avoir travailler tout l'été (si si) pour finir l'usinage des différentes pièces.

Le développement des capteurs de température a été une partie très importante du travail réalisé pendant cette période et a nécessité l'implication de nombreuses personnes. Merci à O. Bourgeois de m'avoir initié aux « joies » des dépôts de NbN et d'avoir accepté de faire

partie de mon jury de thèse, P. Lachkar pour avoir accompagné mes premiers pas dans le monde de la nano-fabrication ainsi que J-L. Garden et E. André pour les nombreux échanges et conseils qu'ils m'ont prodigués. Merci également au service nano et plus particulièrement à C. Lemonias, B. Fernandez qui a égayé mes passages en salle blanche et T. Fournier qui m'a enseigné le mystérieux fonctionnement du FIB.

Ma boulimie d'appareils de mesures n'aurait pas pu être rassasiée sans les prêts des chercheurs du laboratoire et plus particulièrement : E. Collin, J-L. Garden, K. Hasselbach, L. Puech et P. Rodière.

Je pense avoir sollicité, à un moment ou à un autre, toutes les personnes des différents pôles du laboratoire. Merci au pôle administratif pour leur grande disponibilité. Je tiens à remercier l'ensemble du service électronique et plus particulièrement J-L. Bret pour ses conseils et M. Grollier pour ses réalisations. Enfin, merci à toutes les personnes du pôle cryogénie : G. Barthelemy, P. Brosse-Maron, P. Chanthib, G. Donnier-Valentin, A. Gerardin, L. Germani, F. Greiner, J-P. Leggeri, H. Rodenas pour les nombreux conseils avisés en cryogénie et leur grande disponibilité.

Ces travaux ont été possibles grâce au financement accordé par la région Rhône-Alpes (programme Emergence 03 014913 02), le Ministère des Affaires Étrangères (programme Procope 17858Y) ainsi que l'Université Joseph Fourier (soutien BQR 2006). Merci à la société Vetrotex France S.A pour l'envoi gracieux d'echantillons de fibres de verre.

Certaines personnes sont devenues de réels amis durant ces trois années. Ces lignes sont l'occasion de les remercier : Merci à Greg, Yannick et Pierre pour tous les bons moments qu'on a partagé (j'espère qu'il y en aura d'autres) et de m'avoir supporté au quotidien. Le café de l'après-midi n'aurait sûrement pas eu le même goût sans la bonne humeur d'Olivier et les interventions incessantes (ah bon !) de Gilbert (quand vas-tu enfin me faire voir un de tes films ?). Merci à Pantxo pour tout (la liste de tout ce que j'ai à dire est bien trop longue), qui avec Fanny ont égayé cette dernière année passée à BJ et qu'on a abandonné lâchement. Courage !

J'en profite également pour adresser un clin d'oeil à Vincent, Yoann (comme promis !) Baptiste, Sabine, Antho, Estelle, Pierrot et tous les autres qui se reconnaîtront, que je n'ai malheureusement pas eu l'occasion de voir aussi souvent que je l'aurais voulu ces trois dernières années.

Je tiens également à remercier mes parents pour leur soutien et Sébastien pour les relectures et ses conseils de rédaction avisés. Bon courage à Alexandre et à Laure pour la suite. Enfin, un très grand merci à Claire pour sont soutien de tous les jours et sa patience...

Table des matières

Nomenclature **11**

Introduction **13**

1 La convection de Rayleigh-Bénard **15**

1.1 Généralités 15

1.1.1 La cellule de Rayleigh-Bénard 15

1.1.2 Nombres sans dimensions 17

1.2 Les régimes de convection 20

1.2.1 Du régime conductif à la turbulence 20

1.2.2 La prédiction de Kraichnan 22

1.3 Polémiques autour du Régime Ultime 23

1.4 Cadre du travail de thèse 27

2 Description des dispositifs expérimentaux **29**

2.1 La convection de Rayleigh-Bénard et les basses températures 29

2.1.1 Expériences et hélium cryogénique 29

2.1.2 Variations du nombre de Rayleigh et du nombre de Prandtl 30

2.2 Dispositif expérimental 31

2.2.1 Vue d'ensemble de l'expérience 31

2.2.2 Détails sur les cellules de Rayleigh-Bénard 32

2.2.3 Thermométrie 34

2.3 Protocole expérimental et transfert thermique 35

2.3.1 Refroidissement de l'expérience 35

2.3.2 Mesures de Nu en fonction de Ra 36

2.3.3 La correction de paroi 40

2.4 Mesures résolues en temps 42

2.4.1 Chaîne de mesure et acquisition 42

2.4.2 Mesures dans le cœur de la cellule 43

2.4.3 Mesures des fluctuations de température de la plaque en cuivre 47

3 Conception et fabrication de capteurs miniatures de température 51
3.1 Thermomètres sur fibre de verre . . . 52
3.1.1 Principe de fonctionnement . . . 52
3.1.2 Fabrication des thermomètres . . . 52
3.1.3 Problèmes et alternatives de fabrication . . . 57
3.1.4 Conclusions : pour quelles applications . . . 60
3.2 Thermomètres sur plots en cuivre . . . 62

4 Fluctuations locales de température 65
4.1 Présentations des mesures . . . 66
4.1.1 Rappels expérimentaux . . . 66
4.1.2 Ra, Pr et Nu des acquisitions pour l'étude de l'effet de taille . . . 66
4.1.3 Pré-traitement des données . . . 67
4.2 Effet de taille des thermomètres . . . 71
4.2.1 Temps de réponse des thermomètres . . . 71
4.2.2 Détermination expérimentale des fréquences de coupure . . . 73
4.2.3 Taille effective de la couche limite d'hélium . . . 75
4.2.4 Taille effective des capteurs . . . 76
4.2.5 Comparaison avec la prédiction théorique de Grossmann et Lohse . . . 80
4.3 La transition autour de $Ra = 10^{12}$ . . . 81
4.3.1 Incréments de température dans le cœur de la cellule . . . 82
4.3.2 Incréments de température proches de la couche limite thermique . . . 84

5 Fluctuations thermiques des plaques : une signature originale 89
5.1 Traitement et validation des données . . . 90
5.1.1 Pré-traitement des données . . . 90
5.1.2 Validation des résultats . . . 91
5.2 Mesure d'une transition . . . 96
5.2.1 Densité spectrale d'énergie . . . 96
5.2.2 PDF des fluctuations de température . . . 99
5.3 Interprétation : instabilité de la couche limite . . . 100

6 Transition et écoulement à grande échelle 105
6.1 Introduction . . . 105
6.2 Caractérisation de l'écoulement à grande échelle . . . 107
6.2.1 Procédure de traitement des données . . . 107
6.2.2 Évolution du vent moyen au passage de la transition . . . 108
6.3 Nombre de Reynolds global . . . 110
6.4 Inclinaison de la cellule . . . 113
6.5 Conclusion . . . 116

Conclusion générale 117

7 Perspective : des très haut Ra aux très hauts Re 119
7.1 Introduction . . . 119
7.1.1 Une opportunité d'expérience . . . 119
7.1.2 Présentation de l'écoulement retenu . . . 120
7.2 Dimensionnement de l'expérience : les pertes de charge . . . 122
7.3 Conception mécanique . . . 125
7.3.1 La conduite de mesures . . . 125
7.3.2 Les techniques d'assemblage . . . 126
7.3.3 HePipe et la cryogénie . . . 126
7.4 Conception instrumentale . . . 127
7.4.1 Capteurs de pression . . . 127
7.4.2 Les accéléromètres . . . 130
7.4.3 Capteur de bulles . . . 130
7.5 Conclusion . . . 132

A Dépendance en Prandtl des fluctuations de température dans le cœur de la cellule 135

B Étude préliminaire : température régulée sur la plaque du bas 143

Bibliographie 149

Résumé 158

Abstract 158

Nomenclature

α	coefficient de dilatation thermique isobare
C_p	capacité calorifique massique à pression constante en J.kg^{-1}.K^{-1}
D	Masse volumique à l'intérieur de la cellule en kg.m^{-3}
ΔT	différence de température entre la plaque supérieure et inférieure en kelvin
δ_{BL}	épaisseur d'une couche limite thermique $\delta_{BL} = h/(2Nu)$
E	densité spectrale d'énergie
h	hauteur de la cellule
g	accélération de la pesanteur (9,81 m.s^{-2})
Γ	rapport d'aspect de la cellule : $\Gamma = \Phi/h$
k	conductivité thermique en W.m^{-1}.K^{-1}
κ	diffusivité thermique de l'hélium : $\kappa = k/\rho.C_p$ en m^2.s^{-1}
λ	conductivité thermique en W.m^{-1}.K^{-1}
Nu	nombre de Nusselt
ν	viscosité cinématique de l'hélium en m^2.s^{-1}
Φ	diamètre de la cellule
Pr	nombre de Prandtl
$\dot{Q}$	flux de chaleur convectif en watt
$\dot{Q}_c$	flux de chaleur conductif en watt
ρ	masse volumique en kg.m^{-3}
Ra	nombre de Rayleigh
Re	nombre de Reynolds
S	surface de la section de la cellule en m^2
T_b	Température de la plaque du bas
T_h	Température de la plaque du haut

T_m	Température moyenne : $T_m = (T_h + T_b)/2$
Θ	Fluctuations de température rms : $\Theta = \sqrt{\overline{(T(t) - \overline{T(t)})^2}}$
θ	Fluctuations de température rms normalisées par ΔT : $\theta = \Theta/\Delta T$
V	vitesse de l'écoulement moyen en m.s^{-1}

Introduction

La convection naturelle est un phénomène extrêmement répandu. Il peut être observé à petite échelle, par exemple dans une casserole d'eau sur une cuisinière, mais aussi à grande échelle, par exemple sur la terre, où l'énergie solaire est absorbée par le sol avant de réchauffer les couches inférieures de l'atmosphère provoquant ainsi des vents thermiques.

La convection de Rayleigh-Bénard correspond à la situation où un volume de fluide, enfermé dans une enceinte, est simultanément chauffé par le bas et refroidi par le haut. Dans le champ de pesanteur, cette configuration est instable en raison du gradient de densité engendré par la différence de température entre le haut et le bas de l'enceinte : le fluide du bas se dilate, devient plus léger que le fluide du haut et tend à s'élever sous l'effet de la poussée d'Archimède. En raison de sa simplicité et du faible nombre de paramètres de contrôle, la convection de Rayleigh-Bénard a fait l'objet de nombreux travaux tant d'un point de vue expérimental que sur un plan théorique.

La plupart des études portent sur la compréhension de l'échange de chaleur entre la source chaude et la source froide. Une question centrale est notamment de savoir comment évolue l'efficacité du transfert thermique avec l'augmentation du nombre de Rayleigh. Le nombre de Rayleigh (Ra) est un paramètre de contrôle du système. Il peut être vu comme la différence de température sans dimension, c'est-à-dire que plus il est élevé, plus l'échange de chaleur est important. Le nombre de Rayleigh, en fonction des écoulements considérés, peut varier sur plusieurs dizaines de décades. À titre d'exemple, dans une casserole d'eau chaude il est de l'ordre de 10^9. En conditions de laboratoire, les nombres de Rayleigh maxima atteignent des valeurs de l'ordre de 10^{17}, alors que dans le cas d'écoulements géophysiques ils sont nettement supérieurs. Par exemple, pour la convection atmosphérique on estime que $Ra \approx 10^{21}$. La compréhension de l'évolution du transfert de chaleur en fonction de Ra est donc indispensable pour pouvoir extrapoler sur plusieurs décades les lois établies à des Ra plus modérés. Nous trouvons cependant sur cette question d'apparence simple de nombreuses théories et expériences parfois contradictoires. Citons notamment la polémique autour du Régime Ultime de la convection prédit en 1962 par R. Kraichnan. Ce régime se caractérise par une augmentation de l'efficacité du transfert thermique, par rapport au régime précédent, pour des grands nombres de Rayleigh. Une telle augmentation a été observée à Grenoble il y a une dizaine d'années autour de $Ra = 10^{12}$ et a été alors interprétée comme la transition vers ce régime. Cependant, d'autres expériences semblent être en contradiction avec ces résultats. La caractérisation de ce régime à partir de mesures de fluctuations de température et de transfert thermique est le point central du travail présenté dans cette thèse.

Ce mémoire de thèse est divisé en six parties. Le premier chapitre est consacré à la présentation de la convection de Rayleigh-Bénard et situe le contexte dans lequel ce travail de thèse a été réalisé. Le second chapitre présente en détail les dispositifs expérimentaux utilisés et notamment les spécificités de l'hélium cryogénique permettant d'atteindre les régimes de convection très intenses. Nous décrivons dans le troisième chapitre la fabrication de thermomètres cryogéniques miniatures pour la réalisation de mesures locales de fluctuations de température. Dans le chapitre suivant, nous utilisons ces thermomètres pour réaliser une étude de l'influence de la taille des thermomètres sur les mesures de fluctuations de température. Nous mettons à profit ces résultats pour valider, d'une part, nos mesures de fluctuations de température qui ont été réalisées dans le cœur de la cellule, et d'autre part, des mesures déjà publiées. Nous présentons dans le chapitre cinq une nouvelle signature de la transition observée sur le transfert thermique. Nous proposons enfin dans le sixième chapitre une étude de l'écoulement macroscopique à l'intérieur de la cellule de Rayleigh-Bénard et regardons sa dépendance avec la transition observée.

Chapitre 1

La convection de Rayleigh-Bénard

Sommaire

1.1 Généralités **15**
1.2 Les régimes de convection **20**
1.3 Polémiques autour du Régime Ultime **23**
1.4 Cadre du travail de thèse **27**

1.1 Généralités

1.1.1 La cellule de Rayleigh-Bénard

C'est Henri Bénard qui à la fin du XIXe siècle est l'un des premiers [1] à mener une étude en laboratoire sur les courants de convection [2]. Dans son article intitulé *Les tourbillons cellulaires dans une nappe de liquide* [Bénard 1900] l'auteur étudie des couches minces de fluides (environ 1 mm) chauffées par en-dessous, la surface supérieure du liquide étant libre. Le dispositif expérimental que nous utilisons actuellement *la cellule de Rayleigh-Bénard* est plus proche de celle définie théoriquement par Lord Rayleigh [Rayleigh 1916]. En effet, contrairement au dispositif expérimental de H. Bénard, il fait l'hypothèse dans son article que le fluide est contenu entre deux plaques planes infiniment grandes. Lors du calcul du seuil d'instabilité du fluide, c'est-à-dire la différence de température pour laquelle le fluide se met en mouvement, l'auteur introduit également une quantité qui deviendra par la suite le nombre de Rayleigh. Rayleigh place lui même son travail dans la continuité de celui de H. Bénard qu'il cite dès la première phrase de son article : « The present is an attempt to examine how far the interesting results obtained by Bénard in his careful and skilful experiments can be explained theoretically. ». En réalité, nous savons maintenant que la

1. Lord Rayleigh dans son article [Rayleigh 1916] fait référence à une étude antérieure sur l'observation des structures décrites par H. Bénard réalisée par James Thomson [Thomson 1881].
2. Pour plus de précision sur des travaux antérieurs à ceux de H. Bénard, voir les références de la première partie de [Bénard 1900].

théorie développée par Rayleigh ne s'applique pas à l'expérience de H. Bénard [3].

En 1900, H. Bénard commente son travail en ces termes : « Je n'est pas la prétention d'avoir épuisé un sujet aussi nouveau : bien des points restent à éclaircir, même sans sortir du point de vue expérimental ; mais je serais heureux si mon travail, tout incomplet qu'il est, contribuait à attirer l'attention des expérimentateurs sur les domaines inexplorés de la Physique moléculaire et de la Mécanique des fluides. ». Il semble que son souhait ait été réalisé : la cellule de Rayleigh-Bénard reste encore aujourd'hui un dispositif d'étude de la convection thermique très utilisé. Il s'agit en effet d'une géométrie simple avec peu de paramètres de contrôles qui peuvent être ajustés indépendamment les uns des autres. Cependant, malgré le grand nombre d'études sur ce sujet, des zones d'ombre persistent, en particulier la compréhension du mécanisme de transport de la chaleur par l'écoulement turbulent à haut nombre de Rayleigh.

Les études menées ces dernières années sur la convection de Rayleigh-Bénard ont permis de mettre en évidence un certain nombre d'éléments sur la structure de l'écoulement à l'intérieur de la cellule.

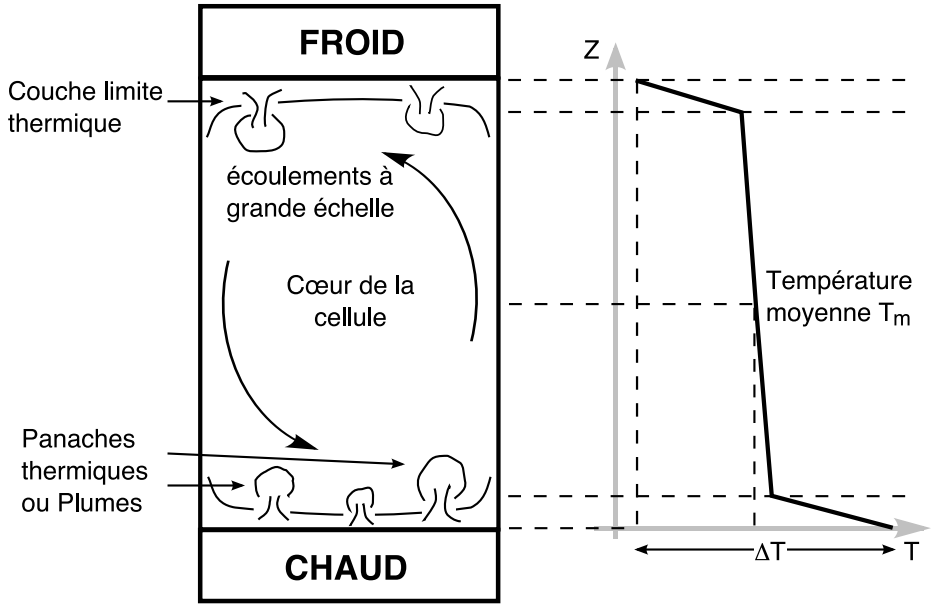


FIGURE 1.1 – Schématisation de l'écoulement à l'intérieur d'une cellule de Rayleigh-Bénard (à gauche). Profil moyen de température suivant la hauteur de la cellule (à droite).

Tout d'abord, dans les régimes d'écoulements turbulents, la température moyenne dans le cœur de la cellule (FIG. 1.1) est relativement homogène. La différence de température ΔT entre la plaque chaude et la plaque froide se concentre essentiellement dans les couches limites thermiques près des plaques. La chute de température dans chaque couche limite est de $\Delta T/2$. Ensuite, des visualisations de l'écoulement dans la cellule ont montré la formation de panaches thermiques (ou plumes) se détachant des plaques. Ces panaches thermiques seraient responsables de l'essentiel du transport de chaleur entre la partie chaude et froide de

3. Dans l'expérience de H. Bénard la tension superficielle du fluide joue un rôle déterminant.

la cellule (voir par exemple [Shang 2003]). Enfin, en s'élevant dans la cellule, ils s'organisent pour former un écoulement à grande échelle. Cet écoulement à grande échelle est aussi parfois appelé rouleau de convection. Dans la suite, nous faisons une distinction entre les deux termes. Nous considérons que l'écoulement à grande échelle n'est un rouleau de convection que si sa durée de vie est supérieure à plusieurs temps de retournement. Un temps de retournement correspond au temps mis par une structure thermique pour faire un « tour » dans la cellule.

Notons également l'existence d'une couche limite de vitesse due au mouvement du fluide dans la cellule. La couche limite de vitesse est une zone de fluide, près des parois, où se concentre l'essentiel du gradient de vitesse [4].

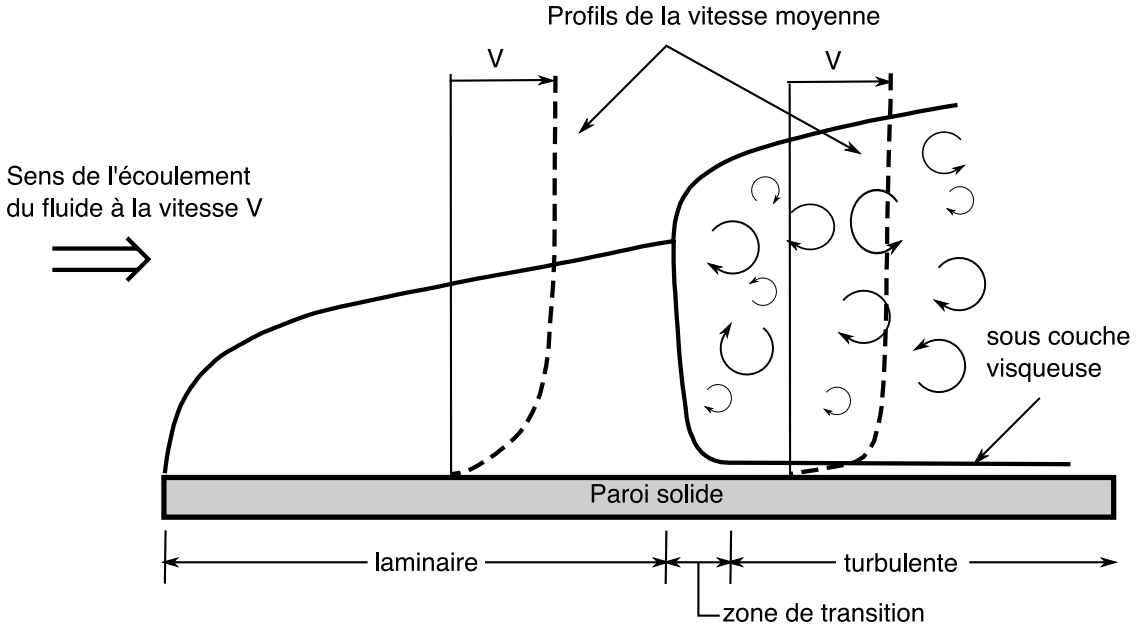


FIGURE 1.2 – Schéma d'une couche limite de vitesse d'un fluide circulant sur une paroi solide.

On fait en général la distinction entre une couche limite de vitesse laminaire et turbulente (FIG. 1.2). Dans le cas où la couche limite de vitesse est turbulente, il subsiste une zone de fluide, près des paroi, dans laquelle le profil de vitesse est linéaire. Cette zone est appelée la sous couche limite visqueuse (ou sous couche limite laminaire). Notons cependant qu'en convection thermique la situation est plus compliquée, notamment à cause des panaches thermiques qui se forment au niveau des plaques.

1.1.2 Nombres sans dimensions

La mécanique des fluides a souvent recours aux nombres sans dimensions pour décrire les systèmes étudiés. En effet, cela permet de s'affranchir des propriétés des fluides et de la géométrie des écoulements, et ainsi de pouvoir comparer des résultats d'expériences réalisées avec des fluides différents. Il est possible de mettre en évidence les différents nombres sans

4. Les forces de viscosité et les forces d'inertie sont du même ordre de grandeur dans cette zone.

dimensions caractéristiques de la convection thermique à partir de la résolution analytique du problème. Cela fait intervenir les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. La résolution de ce type de problème est extrêmement compliquée notamment à cause des termes quadratiques. En 1903, Joseph Boussinesq propose une hypothèse pour simplifier les équations [Boussinesq 1903]. Il l'énonce ainsi : « Il faut savoir que dans la plupart des mouvements provoqués par la chaleur sur nos fluides pesants, les volumes ou les densités se conservent à très peu près, quoique la variation correspondante du poids de l'unité de volume soit justement la cause des phénomènes qu'il s'agit d'analyser. De là résulte la possibilité de négliger les variations de la densité, là où elles ne sont pas multipliées par la gravité g, tout en conservant, dans les calculs, leur produit par celle-ci. » En d'autres termes, il s'agit de négliger la variation de masse volumique du fluide dans les équations sauf dans le terme moteur de l'instabilité. Plus généralement, nous négligeons les variations des propriétés du fluide avec la température et la pression dans la cellule. Nous regroupons ces hypothèses sous le nom *d'approximations de Boussinesq*. Les propriétés du fluide sont donc calculées pour la température moyenne T_m et la pression P dans la cellule. En pratique, nous calculons plutôt les propriétés à partir du couple (T_m, D) où D est la masse volumique de remplissage d'hélium dans la cellule de Rayleigh-Bénard. Sauf mention contraire, les variations des propriétés du fluide entre le haut et le bas de la cellule sont toujours inférieures à 30% [5] pour les points de transfert thermique présentés dans la suite de cette thèse. Ce seuil est arbitraire, cependant, une étude systématique de X. Chavanne [Chavanne 1997a] a montré qu'une valeur de 30% est acceptable. Notons que choisir un seuil de 20%, par exemple, ne changerait pas les conclusions du travail présenté ici. Nous présentons maintenant les principaux nombres sans dimension utilisés dans ce manuscrit.

Le nombre de Rayleigh

Le nombre de Rayleigh Ra est le paramètre de contrôle de la convection thermique. Plus le nombre de Rayleigh est grand, plus la convection est intense. Il s'écrit sous la forme :

$$Ra = \frac{g.\alpha.h^3.\Delta T}{\kappa.\nu}, \tag{1.1}$$

où g est l'accélération de la pesanteur, α le coefficient de dilatation thermique isobare, h la hauteur de la cellule de convection, ΔT la différence de température entre le haut et le bas de la cellule, κ la diffusivité thermique et ν la viscosité cinématique du fluide. Le nombre de Rayleigh peut s'interpréter comme une mesure de l'importance du mécanisme responsable de l'instabilité du fluide (la poussée d'Archimède) par rapport aux mécanismes de freinage (la diffusivité thermique et la viscosité). Il est également possible de voir le nombre de Rayleigh comme la différence de température ΔT adimensionnée.

5. Ce qui correspond à 15% pour chaque couche limite thermique.

Le nombre de Reynolds

Dans le cas d'une cellule de convection nous pouvons définir un nombre de Reynolds caractérisant le champ de vitesse du fluide :

$$Re = \frac{V.h}{\nu}, \tag{1.2}$$

où V est une vitesse caractéristique du fluide. Le nombre de Reynolds est une réponse de l'écoulement à un forçage donné (c'est-à-dire une différence de température dans la cellule). Ce n'est pas un paramètre de contrôle, mais plutôt une « observable » du système. Il a été montré que le nombre de Reynolds est environ proportionnel à $Ra^{0,5}$ (voir par exemple le tableau 1 de [Sun et Xia 2005] pour une compilation de résultats). Notons également que l'épaisseur de la couche limite de vitesse (et aussi de la sous couche limite visqueuse) diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds et donc avec l'augmentation du nombre de Rayleigh.

Le nombre de Prandtl

Le nombre de Prandtl est caractéristique du fluide : c'est le rapport entre la viscosité cinématique (appelée également diffusivité de quantité de mouvement) et la diffusivité thermique :

$$Pr = \frac{\nu}{\kappa}. \tag{1.3}$$

Il représente le rapport entre les deux mécanismes de freinage de la convection. En effet, considérons une poche de fluide chaud qui s'élève dans son environnement : la poche de fluide est freinée d'une part à cause de la viscosité du fluide (diffusion visqueuse) et d'autre part car elle se refroidit par diffusion thermique avec le fluide environnent durant sa montée.

Le nombre de Nusselt

Le nombre de Nusselt [6] caractérise l'efficacité du transfert thermique par convection dans la cellule. C'est le rapport entre le flux de chaleur échangé par convection et le flux de chaleur que nous aurions si le régime était purement conductif. Si $\dot{Q}$ est le flux de chaleur convectif et $\dot{Q}_c = (\lambda.S.\Delta T.)/h$ le flux de chaleur conductif, alors :

$$Nu = \frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_c} = \frac{\dot{Q}.h}{\lambda.S.\Delta T}, \tag{1.4}$$

où λ est la conductivité thermique du fluide et S la surface d'échange. Considérons par exemple une cellule cylindrique : $S = \pi\Phi^2/4$ où Φ est le diamètre de la cellule. Par définition, en absence de convection, l'échange de chaleur est purement conductif et le nombre de Nusselt vaut 1.

6. Ernst Kraft Wilhelm Nusselt (1882-1957) est un physicien allemand qui travailla entre autres sur les coefficients d'échange de chaleur par convection. Le nombre de Nusselt apparaît notamment dans son ouvrage : *The basic law of heat transfert* publié en 1915.

Remarquons qu'en supposant que le transfert thermique est essentiellement diffusif dans chacune des couches limites thermiques, il est possible d'estimer leur épaisseur δ_{BL}. En écrivant le flux de chaleur $\dot{Q}$ en fonction du nombre de Nusselt :

$$\dot{Q} = \frac{2Nu}{h}\frac{\Delta T}{2}\lambda S. \tag{1.5}$$

et comme la chute de température dans chaque couche limite est $\Delta T/2$ alors $\delta_{BL} = h/(2Nu)$.

Le rapport d'aspect

Le rapport d'aspect Γ caractérise la géométrie de la cellule de Rayleigh-Bénard employée. Pour les cellules de Rayleigh-Bénard cylindrique, on définit souvent :

$$\Gamma = \frac{\Phi}{h}, \tag{1.6}$$

Un grand rapport d'aspect correspond donc à une cellule large. C'est souvent dans la limite de $\Gamma \to \infty$ que les modèles théoriques s'effectuent [Rayleigh 1916].

Correction du gradient adiabatique

Pour finir ce paragraphe, notons que la différence de température ΔT pour le calcul du nombre de Rayleigh et du nombre de Nusselt est corrigée par le gradient adiabatique ΔT_{adiab}. Le gradient adiabatique est la différence de température due à la différence de pression hydrostatique entre le haut et le bas de la cellule. Ce terme, de l'ordre de 0,4 mK à 0,8 mK sur une hauteur de 20 cm, n'est pas négligeable dans la limite des faibles ΔT mesurées (une dizaine de mK). Les nombres de Rayleigh et de Nusselt sont alors respectivement égaux à :

$$Ra = \frac{g.\alpha.h^3.(\Delta T - \Delta T_{adiab})}{\kappa.\nu} \text{ et } Nu = \frac{\dot{Q} - \dot{Q}_{adiab}}{\dot{Q}_c\left(\frac{\Delta T - \Delta T_{adiab}}{\Delta T}\right)}, \tag{1.7}$$

avec

$$\Delta T_{adiab} = \frac{h.g.T.\alpha}{C_p} \text{ et } \dot{Q}_{adiab} = \frac{\pi\Phi^2\lambda\Delta T_{adiab}}{4.h}, \tag{1.8}$$

où C_p est la capacité calorifique à pression constante du fluide. Dans la suite de ce manuscrit, seuls les nombres de Rayleigh et de Nusselt corrigés par le gradient adiabatique seront utilisés. Cette correction apparaît naturellement en écrivant les équations hydrodynamique.

1.2 Les régimes de convection

1.2.1 Du régime conductif à la turbulence

La figure 1.3 présente une courbe de transfert thermique (Nu en fonction de Ra) réalisée à partir des données de Chavanne *et al.* [Chavanne 2001]. Le nombre de Rayleigh varie sur

environ 11 décades, du régime diffusif jusqu'à des régimes de turbulence intense. La mise en mouvement du fluide commence à apparaître pour un nombre de Rayleigh critique d'environ $Ra_c = 3{,}5 \times 10^4$. Pour $Ra < Ra_c$ le transfert thermique est purement diffusif et $Nu = 1$. Le seuil de l'instabilité est indépendant de la nature du fluide. Ensuite avec l'augmentation de Ra apparaît un régime de convection stationnaire suivie par une zone dite de « transition vers le chaos » caractérisée par l'apparition d'oscillations périodiques puis instationnaires du champ de température et de vitesse autour de $Ra = 10^6$. Nous distinguons ensuite le régime de turbulence douce et le régime de turbulence dure qui apparaît autour de $Ra = 2 \times 10^8$ pour une cellule de rapport d'aspect 0,5 [Heslot 1987].

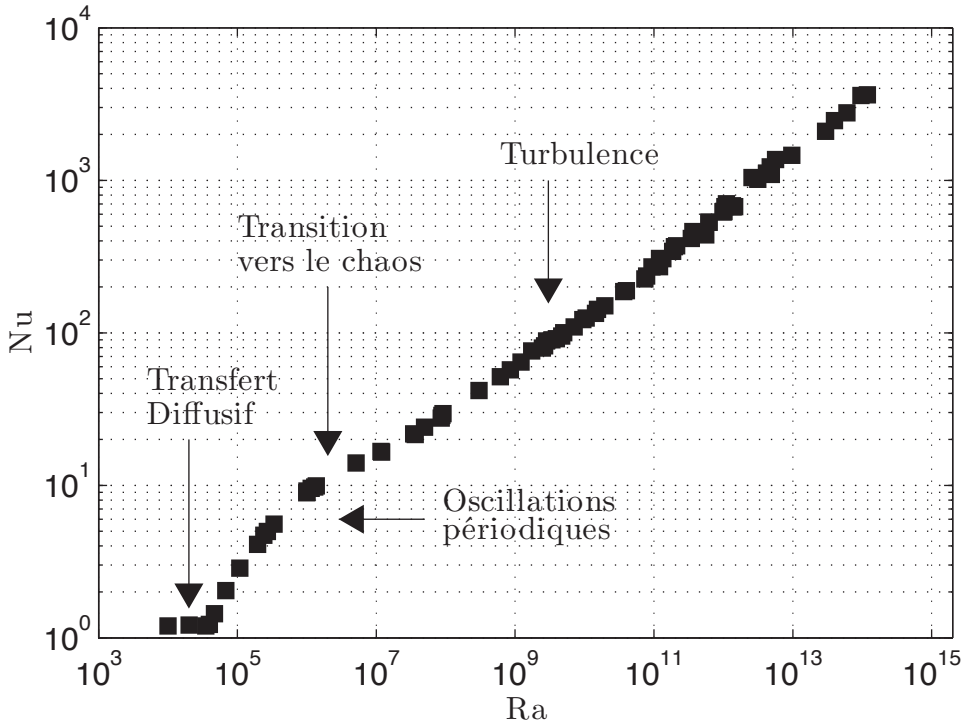


FIGURE 1.3 – Nombre de Nusselt Nu en fonction du nombre de Rayleigh Ra [Chavanne 2001].

Pour les régimes de convection turbulente, un modèle simple [Malkus 1954] consiste à supposer que les couches limites sur les plaques du haut et du bas sont indépendantes l'une de l'autre. Dans ce cas, leur épaisseur $\delta_{BL} = h/(2Nu)$ ne doit pas dépendre de la hauteur h de la cellule. Le seul exposant γ de la loi d'ajustement $Nu \propto Ra^{\gamma}$ qui remplit cette condition est $\gamma = 1/3$. Dans la suite, les courbes de transfert thermique $Nu(Ra)$ sont compensées par $Ra^{1/3}$ pour cette raison.

1.2.2 La prédiction de Kraichnan

Dans les années 1960, Robert Kraichnan[7] prédit l'existence d'un régime de convection très intense (c'est-à-dire un transfert thermique plus efficace que le régime $Nu \propto Ra^{1/3}$) [Kraichnan 1962] pour des nombres de Rayleigh extrêmement élevés : *le Régime Ultime de la convection.*

Avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, et donc du nombre de Reynolds, on s'attend à ce que les couches limites de vitesse deviennent turbulentes sous l'effet croissant du cisaillement de celle-ci par l'écoulement. De la même façon, les couches limites thermiques pourraient devenir instables avec l'augmentation du transfert de chaleur. Comme le suggère alors R. Kraichnan, lorsque le cœur de la cellule ainsi que les couches limites sont turbulents, le transfert de chaleur devient advectif et ne doit quasiment plus être dépendant des termes de diffusion (κ et ν). Cette hypothèse permet de trouver dimensionnellement une dépendance entre le nombre de Nusselt et les nombres de Rayleigh et de Prandtl valable dans la limite où $Re \to \infty$:

$$Nu \propto Ra^m Pr^n. \tag{1.9}$$

En écrivant que :

$$Nu = \frac{\dot{Q}h}{\lambda S \Delta T} \propto Ra^m Pr^n = \left(\frac{gh^3\alpha\Delta T}{\nu\kappa}\right)^m \left(\frac{\nu}{\kappa}\right)^n, \tag{1.10}$$

et que la conductivité thermique λ est fonction de la diffusivité thermique ($\lambda = \kappa C_p D$), nous arrivons à :

$$\dot{Q} \propto \frac{\kappa C_p D S \Delta T}{h} \left(\frac{gh^3\alpha\Delta T}{\nu\kappa}\right)^m \left(\frac{\nu}{\kappa}\right)^n, \tag{1.11}$$

soit :

$$\dot{Q} \propto \kappa^{1-m-n}\nu^{n-m}. \tag{1.12}$$

Pour que le flux thermique soit indépendant de ν et de κ, il faut que $m = n = 1/2$. D'où la variation attendue du nombre de Nusselt pour le Régime Ultime :

$$Nu \propto Ra^{1/2} Pr^{1/2}. \tag{1.13}$$

La relation qui précède ne constitue cependant qu'une limite asymptotique à la loi du transport thermique. Une relation plus exacte devrait prendre en compte la variation de l'épaisseur de la sous couche limite visqueuse avec le nombre de Rayleigh :

$$Nu \propto RePr^{1/2}/(\ln Re)^{3/2} \propto Ra^{1/2}Pr^{1/2}/(\ln Ra)^{3/2} \quad pour \quad Pr \leqslant 1 \tag{1.14}$$

$$Nu \propto RePr^{-3/4}/(\ln Re)^{3/2} \propto Ra^{1/2}Pr^{-3/4}/(\ln Ra)^{3/2} \quad pour \quad Pr \geqslant 1. \tag{1.15}$$

Notons également que la détermination d'un nombre de Rayleigh de transition est relativement difficile et qu'il n'existe pas de prédictions précises. Kraichnan prédit par exemple

7. Robert Harry Kraichnan est né le 15 janvier 1928 et est décédé le 26 février 2008.

un nombre de Rayleigh de transition de 10^{21}, mais insiste fortement sur la grande incertitude concernant la détermination de cette valeur. D'autres estimations d'un Rayleigh de transition ont été proposées avec des valeurs comprises entre 10^{12} et 10^{14}. Ces estimations reposent toutes sur des hypothèses fortes, en particulier dans la majorité des cas l'hypothèse de base est que la transition est provoquée par l'écoulement à grande échelle (voir par exemple [Chavanne 1997a, Niemela et Sreenivasan 2003]).

1.3 Polémiques autour du Régime Ultime

Un nombre restreint d'expériences sont capables d'atteindre des nombres de Rayleigh très élevés ($Ra > 10^{13}$) ; des simulations numériques dans ces gammes de nombres de Rayleigh ont également été rapportées (Tab. 1.1). Historiquement, la première expérience faisant état de $Ra > 10^{13}$ a été réalisée à Chicago avec de l'hélium cryogénique et une cellule de 20 cm de diamètre et 40 cm de hauteur. Les mesures de transfert thermique à Chicago n'ont pas révélé de changement de variation de Nu en fonction de Ra. Sur une gamme de variation de Ra de 10^8 à 10^{14} et des nombres de Prandtl de l'ordre de 1, Wu *et al.* [Wu et Libchaber 1992] trouvent une loi d'ajustement du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour $\Gamma = 0{,}5$ telle que (Fig. 1.4) :

$$Nu = 0{,}17 Ra^{0{,}29 \pm 0{,}005}. \tag{1.16}$$

Notons toutefois que des changements de comportement ont été mis en évidence sur des mesures locales de fluctuations de température dans le cœur de la cellule autour de $Ra \approx 10^{11}$ et près de la couche limite thermique de la plaque du bas[8] autour de $Ra \approx 10^{13}$ [Procaccia 1991]. Notons qu'à l'époque ces changements n'ont pas été interprétés comme une signature du Régime Ultime. Cependant, ces mesures locales de températures ont très tôt été remises en question [Grossmann et Lohse 1993] à cause de la taille des thermomètres. Les auteurs attribuent les transitions observées au temps de réponse élevé des thermomètres, à cause de la couche limite d'hélium présente autour d'eux. Les thermomètres utilisés étaient des cubes de silicium dopé à l'arsenic de 200 μm de côté. Ces mêmes thermomètres utilisés par Chavanne *et al.* [Chavanne 2001] (à Grenoble) dans une cellule deux fois plus petite et de même rapport d'aspect $\Gamma = 0{,}5$ ont également permis de mettre en évidence une transition sur les fluctuations locales de température pour $Ra \approx 10^{12}$.

À Grenoble, ce changement sur les mesures locales de température a été accompagné par l'observation d'une augmentation de l'efficacité du transfert thermique autour du même nombre de Rayleigh ($Ra \approx 10^{12}$). Alors que pour $Ra < 10^{12}$ le nombre de Nusselt est proportionnel à $Ra^{0{,}315}$, pour $Ra > 10^{12}$ la dépendance est $Nu \propto Ra^{0{,}375}$. Les auteurs ont alors interprété cette transition et celle observée sur les mesures locales de température comme étant la transition vers le Régime Ultime de la convection prédit par R. Kraichnan. Remarquons que l'écart de l'exposant 0,375 à 0,5 (exposant prédit pour le Régime Ultime) est dû à la correction logarithmique (Eq. 1.15). D'ailleurs, Roche *et al.* [Roche 2001b] avec une

8. Le thermomètre était placé à 2 mm au dessus de la plaque du bas.

cellule de Rayleigh-Bénard entièrement rainurée trouve une loi d'ajustement pour $Ra > 10^{12}$ de $Nu \propto Ra^{1/2}$ conforme à la prédiction de R. Kraichnan. Les rainures permettent en effet de fixer l'épaisseur de la sous couche visqueuse au passage de la transition et ainsi d'annuler cette correction logarithmique.

Cependant, ces résultats semblent être contradictoires avec ceux obtenus par Niemela *et al.* (Oregon) [Niemela 2000], pour une cellule de rapport d'aspect $\Gamma = 0{,}5$ et 5 fois plus grande que celle de Grenoble. En effet, les auteurs rapportent une loi d'ajustement $Nu = 0{,}0783 Ra^{0{,}323}$ sur une gamme de Ra de 10^7 à 5×10^{15}. Citons également les expériences de Niemela *et al.* réalisées avec des cellules de rapport d'aspect $\Gamma = 1$ et $\Gamma = 4$ [Niemela et Sreenivasan 2003, 2006] pour lesquelles une augmentation du transfert thermique (Fig. 1.4) a été constatée autour de $Ra = 10^{12}$. D'après les auteurs, les points transités ne sont pas valables car ils ne remplissent pas les conditions de Boussinesq.

Références	Types	Γ	Φ (cm)	Ra	Pr
[Wu 1991]	Hélium	0,5	20	7.10^6 à $2{,}7.10^{14}$	0,64 à 1,83
		1		$1{,}7.10^5$ à 6.10^{11}	0,64 à 1,4
(Chicago)	Cryogénique	6,7		456 à 1.10^{10}	0,64 à 1,2
[Chavanne 2001] (Grenoble)	Hélium Cryogénique	0,5	10	10^3 à 2.10^{14}	0,66 à 29
[Niemela 2000]	Hélium	0,5	50	10^6 à 10^{17}	0,67 à 30
[Niemela et Sreenivasan 2003]		1		6.10^6 à 2.10^{15}	0,68 à 13,4
[Niemela et Sreenivasan 2006] (Oregon/Trieste)	Cryogénique	4		10^8 à 3.10^{13}	0,69 à 15
[Ashkenazi et Steinberg 1999] (Rehovot)	$SF_6^{(*)}$	0,72	7,6	10^9 à 10^{14}	1 à 93
[Kenjereš et Hanjalić 2002] (Delft)	Numérique RANS†	8		10^5 à 10^{15}	$Pr = 0{,}71$
[Amati 2005] (Bari)	Numérique DNS‡	0,5		2.10^6 à 2.10^{14}	$Pr = 0{,}7$

Table 1.1 – Expériences et simulations numériques réalisées pour des nombres de Rayleigh supérieurs à 10^{13}. (†) RANS : Reynolds Average Navier-Stokes method. (‡) DNS : Direct Numerical Simulation. (∗) Mesures réalisées dans une cellule rectangulaire.

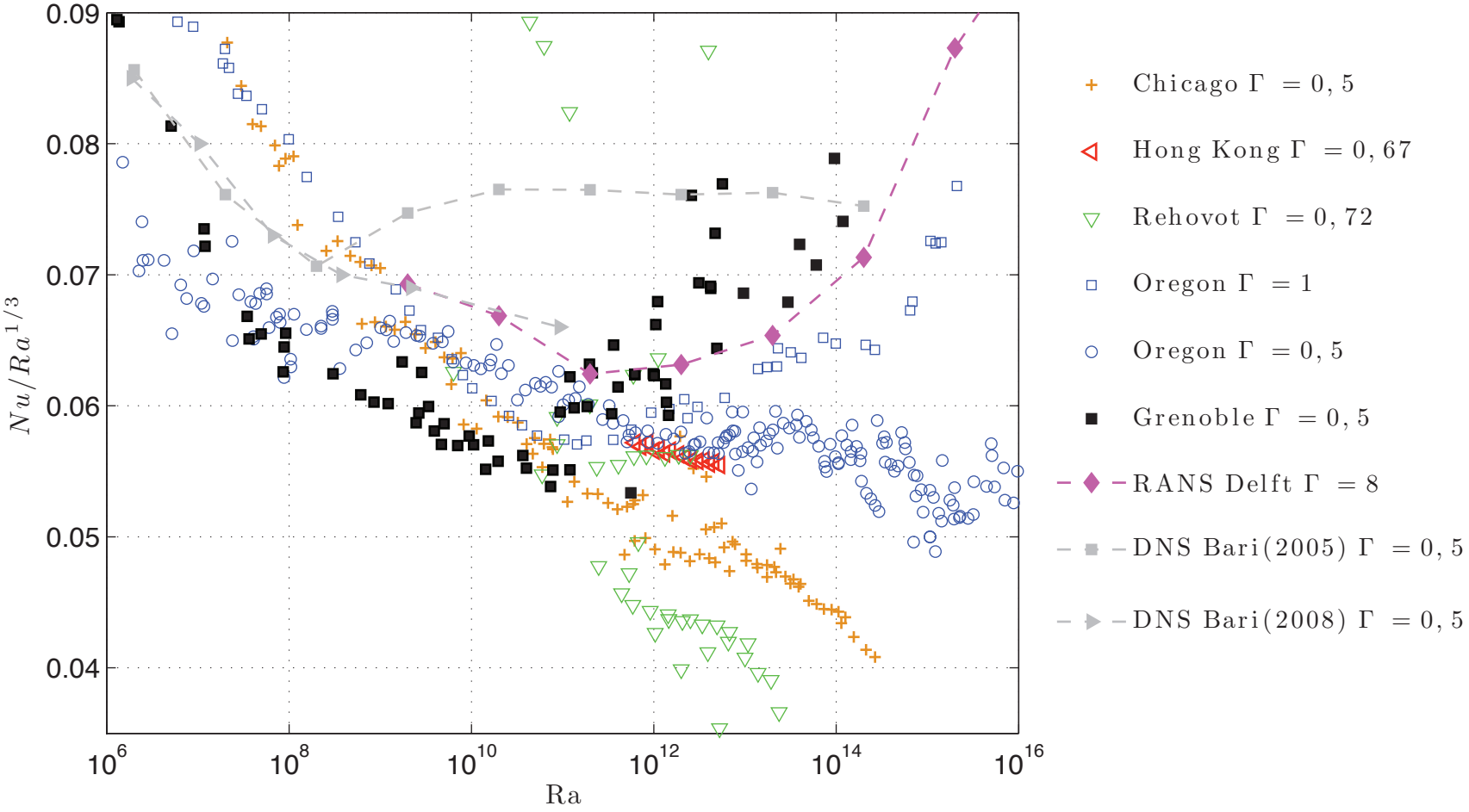


FIGURE 1.4 – Nombre de Nusselt Nu compensé par $Ra^{1/3}$ en fonction du nombre de Rayleigh Ra. Compilation de données de différentes expériences et simulations numériques à haut nombre de Rayleigh. Toutes les expériences sont réalisées avec de l'hélium cryogénique sauf les expériences à Hong Kong et Rehovot qui sont respectivement réalisées avec de l'eau et du SF_6.

Nous avons également représenté sur la figure 1.4 les résultats de trois simulations numériques. Deux d'entre elles [Amati 2005, Verzicco et Sreenivasan 2008] sont réalisées à partir d'une simulation numérique directe (DNS). La différence entre les 2 est la condition aux limites sur la plaque du bas. Pour Amati *et al.*, il s'agit d'une condition aux limites de température locale constante alors que pour Verzicco *et al.*, il s'agit d'un flux de chaleur local constant. Amati *et al.* pour des points de transfert thermique calculés pour $Ra > 10^{12}$ n'observent pas de transition sur Nu mais $Nu \propto Ra^{1/3}$ pour $10^{10} < Ra < 10^{14}$. Une transition de la couche limite est toutefois observée pour $Ra \approx 10^{12}$ sur la base d'une transition observée sur le coefficient de frottement entre les plaques et le fluide. Les résultats d'une autre simulation numérique [Kenjereš et Hanjalić 2002] montrent quant à eux une transition sur le transfert thermique autour de $Ra = 10^{12}$, pour des conditions aux limites de température constante, mais la méthode numérique (RANS) implique plus d'hypothèse que celle utilisée par Amati *et al.* (DNS). Ces résultats sont en accord avec Chavanne *et al.*Comme pour les expérimentations, les simulations numériques offrent des résultats contradictoires.

Le panorama des expériences à haut nombre de Rayleigh serait incomplet si nous ne citions pas les expériences dans l'eau réalisées avec des cellules d'environ 1 m de hauteur. Ces expériences qui peuvent atteindre des nombres de Rayleigh de l'ordre de 5×10^{12} (voir par exemple [Sun 2005] avec une cellule de 1,5 m de hauteur et [Chaumat 2002] avec une cellule de 1 m) ne voient pas de transition sur le nombre de Nusselt. Notons cependant que pour de tels Ra les points de mesure sont fortement non Boussinesq. Par exemple, dans le cas de Sun *et al.*, le ΔT pour un nombre de Rayleigh de 5×10^{12} est de l'ordre de 36 K pour une température moyenne d'environ 313 K. Les variations du coefficient de dilatation thermique α et de la viscosité cinématique ν entre le haut et le bas de la cellule sont alors respectivement de 49% et 86%. Dans l'eau, des artefacts liés à la conductivité finie des plaques peuvent également apparaître pour des régimes de transferts très intenses de chaleur [Chaumat 2002, Verzicco 2004, Brown 2005, Sun et Xia 2007].

Nous remarquons sur la figure 1.4 que pour des $Ra > 10^{13}$ les différences entre résultats peuvent être supérieures à 100%. Des erreurs expérimentales semblent peu probables pour expliquer ces différences. Plusieurs explications ont alors été envisagées, comme par exemple la qualité thermique des plaques utilisées (conductivité thermique) [Chillà 2004b, Roche 2005b], les effets non Boussinesq ou encore les conditions de régulation des plaques [Verzicco et Sreenivasan 2008], mais aucune de ces hypothèses n'a pu être validée malgré de nombreux tests.

1.4 Cadre du travail de thèse

À la vue des résultats contradictoires obtenus par les différentes équipes de recherche, il est possible de dégager 2 questions principales :

- Existe t-il un paramètre caché qui permettrait d'expliquer les différences de résultats à très haut nombre de Rayleigh ($Ra > 10^{13}$) ?
- Est-ce que la transition observée à Grenoble correspond au déclenchement du Régime Ultime de la convection prédit par R. Kraichnan ?

Pour tenter d'apporter une réponse à la première question, des études systématiques ont été réalisées à Grenoble ces dernières années, en testant l'influence de divers paramètres sur la transition. Les paramètres ont principalement été choisis en comparant les dispositifs expérimentaux de Grenoble et d'Oregon/Trieste. Ainsi, plusieurs paramètres ont été testés, comme par exemple l'épaisseur de la paroi latérale, l'influence d'un lest thermique sur la paroi ou l'influence des brides de fixation des plaques. Nous n'avons pas constaté d'effet brutal sur la transition pouvant expliquer les différences expérimentales, mais par contre une certaine sensibilité du seuil et de la « raideur » de la transition ont été observées. Cette question n'est quasiment pas abordée dans cette thèse : nous présentons uniquement une étude préliminaire sur le changement de la condition aux limites de la plaque du bas en annexe de ce manuscrit.

Dans la suite, nous abordons essentiellement la deuxième question. Une des premières motivations de ce travail a été de réaliser des mesures locales de température avec des thermomètres ayant une meilleure résolution spatiale que ceux de Chicago. Ainsi, après le chapitre 2 consacré à la présentation des différents dispositifs expérimentaux utilisés dans cette thèse, nous décrivons dans le chapitre 3 la conception et la fabrication de thermomètres ayant des résolutions de l'ordre de 5 et 17 μm, soit dix fois plus faibles que les thermomètres utilisés pour les mesures de références. Nous présentons ensuite des mesures réalisées avec ces thermomètres et également des thermomètres plus gros (de taille millimétrique) pour étudier l'influence de la taille des thermomètres.

Notons qu'une mesure directe des fluctuations de température dans les couches limites thermiques permettrait sûrement de mettre en évidence la transition laminaire-turbulente accompagnant la transition vers le Régime Ultime. Cette mesure est délicate pour deux raisons : premièrement l'épaisseur de la couche limite thermique δ_{BL} autour de $Ra = 10^{12}$ est de l'ordre de 100 μm et diminue avec l'augmentation de Ra. Il faut donc pour réaliser la mesure, des thermomètres sensiblement plus petits. Deuxièmement, comme l'épaisseur de la couche limite varie avec Ra, il faudrait pouvoir déplacer les thermomètres dans la couche limite, par exemple pour travailler à une hauteur adimensionnée $h^* = z/\delta_{BL}$ (où z est la distance du thermomètre à la plaque) constante. Les difficultés d'une telle mesure ainsi que des difficultés rencontrées lors de la fabrication des thermomètres de 5 et 17 μm, nous ont conduis à privilégier une mesure indirecte des fluctuations de la couche limite. Les résultats de cette étude sont présentés dans le chapitre 5.

Comme nous l'avons déjà évoqué, plusieurs théories supposent que la transition observée sur le transfert thermique est liée à l'écoulement à grande échelle dans la cellule. Nous proposons dans le chapitre 6 une étude de cet écoulement au passage de la transition.

Chapitre 2

Description des dispositifs expérimentaux

Sommaire

2.1 La convection de Rayleigh-Bénard et les basses températures . . 29
2.2 Dispositif expérimental 31
2.3 Protocole expérimental et transfert thermique 35
2.4 Mesures résolues en temps 42

2.1 La convection de Rayleigh-Bénard et les basses températures

La réalisation d'expériences à basses températures est très exigeante mais offre des conditions expérimentales extrêmement intéressantes. Dans les cellules de Rayleigh-Bénard de 20 cm de hauteur utilisées à Grenoble, avec de l'hélium comme fluide de travail, il est possible d'atteindre des nombres de Rayleigh (Ra) de 10^3 jusqu'à $Ra = 10^{14}$ pour des puissances de chauffage inférieures à 1 Watt. Par comparaison, une expérience réalisée avec de l'air [Thess 2001] peut atteindre $Ra \approx 10^{12}$ dans une cellule de 7 m de hauteur et 7 m de diamètre et des puissances de chauffage de l'ordre de 10 kW. Nous voyons donc ici un des intérêts d'un tel dispositif expérimental : l'obtention de très grand nombre de Rayleigh et une variation des paramètres de contrôle sur de très larges gammes en conditions contrôlées de laboratoire.

2.1.1 Expériences et hélium cryogénique

L'utilisation de l'hélium à basse température dans le contexte expérimental étudié présente différents avantages. Premièrement, il est possible de faire varier les propriétés thermodynamiques du fluide, comme par exemple la diffusivité thermique, sur plusieurs ordres

de grandeur en fonction de la masse volumique d'hélium à l'intérieur de la cellule. Cela permet de couvrir une excursion de 11 décades sur le nombre de Rayleigh. De plus, les basses températures permettent d'obtenir un environnement expérimental bien contrôlé : pertes thermiques extrêmement faibles et bien connues (100 nW typiquement) et mesures précises (par exemple bruit Johnson faible ou blindage du cryostat). Enfin, le dispositif expérimental utilisé durant cette thèse est bien connu puisqu'il a été conçu il y a une quinzaine d'années [Chavanne 1996] [1] ; de plus, deux doctorants ainsi que plusieurs stagiaires ont travaillé sur ce sujet. L'expérience a donc bénéficié de nombreuses améliorations (appareillages, automatisation, protocole expérimental, etc.) et a produit une grande quantité de données expérimentales.

2.1.2 Variations du nombre de Rayleigh et du nombre de Prandtl

L'expérience permet donc de couvrir plus de 11 décades de nombres de Rayleigh, depuis des Ra inférieurs à 10^3 (régime diffusif $Nu = 1$) jusqu'à des Ra de l'ordre de 10^{14} (régime turbulent $Nu \simeq 5000$). Les mesures présentées dans ce manuscrit couvrent une plage de Ra d'environ 10^9 à 10^{14} avec la cellule remplie d'hélium gazeux [2]. L'objectif est la caractérisation de la transition autour de $Ra = 10^{12}$. Nous rappelons l'expression du nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{g\alpha h^3}{\kappa\nu}\Delta T, \tag{2.1}$$

où g et h sont des constantes. La différence de température ΔT peut changer d'un facteur 1000, de quelques millikelvins à 1 kelvin. Cependant, pour des différences de température trop élevées les conditions de Boussinesq ne sont plus respectées (le « seuil » dépend de la température moyenne du fluide et surtout de la masse volumique d'hélium dans la cellule). L'essentiel de la variation du nombre de Rayleigh est donc obtenu en faisant varier les propriétés du fluide : α, κ et ν qui dépendent de la température moyenne T_m et de la pression à l'intérieur de la cellule. En pratique, T_m varie seulement de quelques kelvins ($4{,}2\ K < T_m < 6\ K$), par contre, en changeant la masse volumique d'hélium dans la cellule (D) les propriétés thermodynamiques changent fortement. La figure 2.1 présente l'excursion de Ra qu'il est possible d'obtenir pour $\alpha\Delta T = 0{,}3$ dans une cellule de hauteur 20 cm. Le produit $\alpha\Delta T$ est un critère Boussinesq qui correspond au ΔT maximum qu'il est possible d'appliquer si on se permet une variation de ρ d'environ 30% entre le haut et le bas de la cellule. Les iso-valeurs sur la figure sont égales à $log_{10}(Ra)$. De même, la figure 2.2 présente les variations du nombre de Prandtl en fonction de T_m et D. Il est possible de couvrir un peu plus d'une décade de nombres de Prandtl. Les propriétés de l'hélium nécessaires pour le traitement des données sont calculées à partir des résultats de Arp & McCarty [Arp et McCarty 1989] avec des corrections ultérieures [Roche 2001a].

1. Travail effectué au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures (CRTBT).
2. Aucune mesure n'a été réalisée avec de l'hélium liquide à l'intérieur de la cellule.

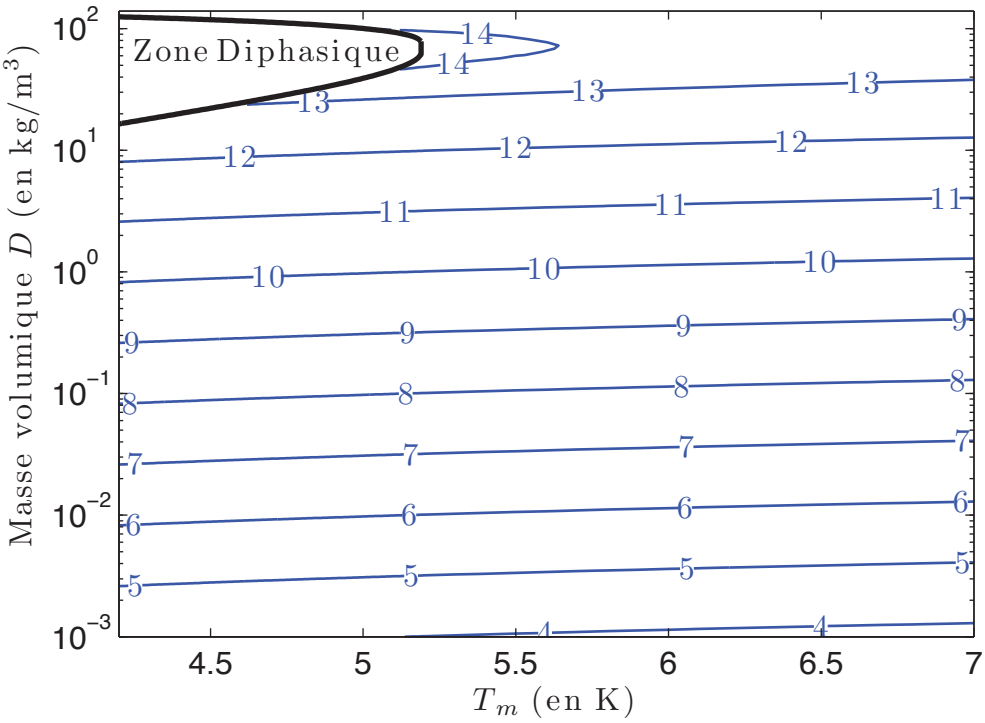


FIGURE 2.1 – Variations du nombre de Rayleigh en fonction de la température T_m et de la masse volumique D pour $\alpha\Delta T = 0{,}3$.

2.2 Dispositif expérimental

2.2.1 Vue d'ensemble de l'expérience

La cellule est montée sur un insert qui est placée dans un cryostat pour être refroidie à 4,2 K (FIG. 2.3). Le cryostat est constitué, de l'extérieur vers l'intérieur, d'un vide d'isolement, d'une garde d'azote liquide, d'un deuxième vide d'isolement, puis du bain d'hélium liquide. L'insert est équipé d'écrans en cuivre pour limiter le rayonnement thermique à 300 K sur le bain d'hélium. La cellule est placée dans un calorimètre à l'intérieur duquel est réalisé un vide cryogénique pour isoler thermiquement la cellule de son environnement. Seul un doigt en cuivre relie la cellule au bain d'helium via une résistance thermique calibrée en laiton. Cette résistance thermique est mesurée pour chaque cycle d'expériences, elle est de l'ordre de 3 K.W^{-1}. Les pertes par rayonnement entre la cellule et le calorimètre sont mesurées pour chaque cycle d'expériences. La conductance entre la cellule et le calorimètre est alors de l'ordre de 0,9 μW/K. Cela représente la plus importante perte thermique (par rapport aux pertes liées aux fils de mesure par exemple). Elle est cependant négligeable devant les puissances de chauffage mises en jeux qui varient d'environ 10 mW à 1 W.

Pour finir, notons que pour les mesures présentées dans ce manuscrit le cryostat et donc la cellule sont inclinés d'un angle d'environ 1,3 degrés par rapport à la verticale.

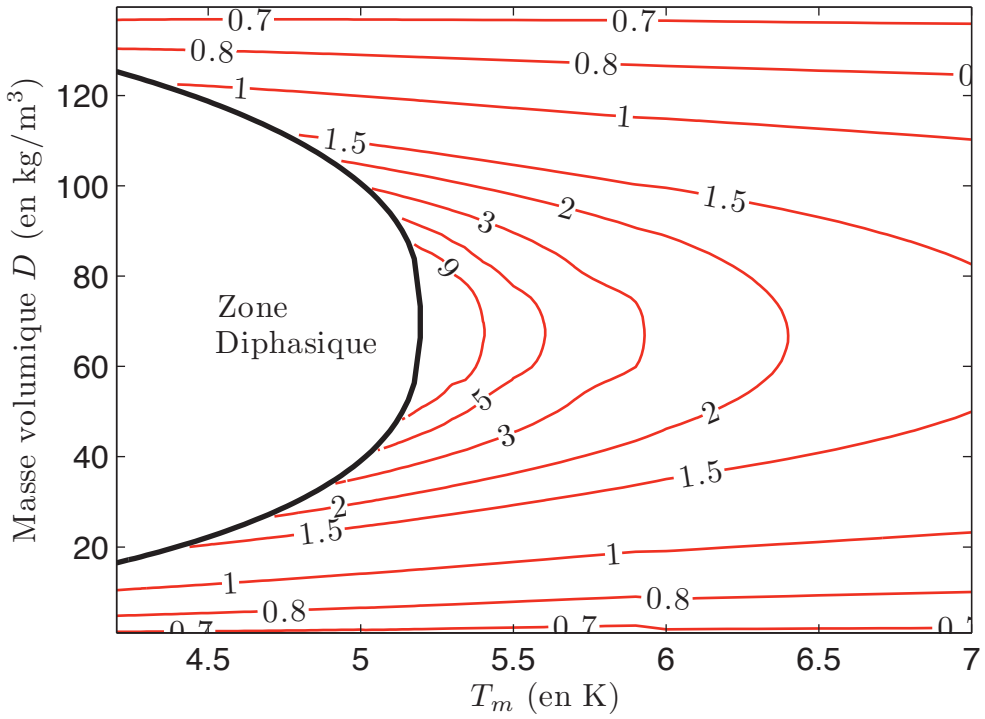


FIGURE 2.2 – Variations du nombre de Prandtl en fonction de la température T_m et de la masse volumique D.

2.2.2 Détails sur les cellules de Rayleigh-Bénard

La cellule de Rayleigh-Bénard utilisée est la même que celle utilisée par X. Chavanne [Chavanne 1997a]. C'est une cellule cylindrique de hauteur $h = 20$ cm et de diamètre $\Phi = 10$ cm (FIG. 2.4). Les deux plaques en cuivre sont vissées sur des brides en inox avec des vis en laiton. L'étanchéité entre les plaques et les brides est assurée par des joints en indium. La paroi, également en acier inoxydable, est soudée aux brides. Elle a une épaisseur de 500 μm et a été usinée dans une ébauche : l'absence de cordon de soudure permet de ne pas briser la symétrie de révolution. La conductance thermique de la paroi est mesurée *in-situ* (en W.K^{-1}) :

$$G_{pf} = -30{,}5 + 64{,}05\ T. \tag{2.2}$$

L'influence de la paroi sur le transfert thermique a été étudiée précédemment par Roche *et al.* [Roche 2001c]. Une paroi de 2 mm d'épaisseur avait alors été fabriquée et des mesures de transfert thermique pour $Ra < 10^{11}$ avaient été effectuées pour valider le modèle analytique de Roche *et al.*Des mesures de Nu avec cette paroi de 2 mm, pour $Ra \in [7 \times 10^9; 7 \times 10^{14}]$, sont présentées au paragraphe 2.3.3. La conductance mesurée de cette paroi est (en W.K^{-1}) :

$$G_{pe} = -226 + 309\ T. \tag{2.3}$$

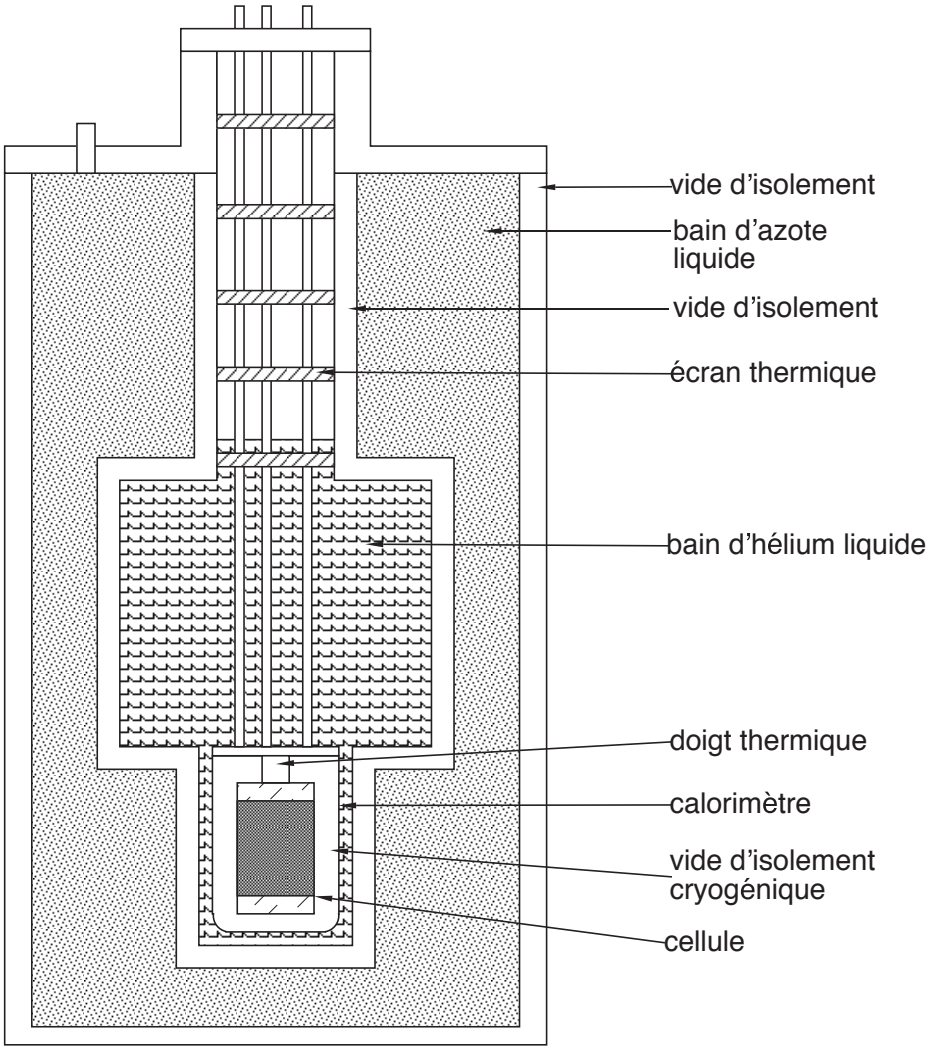


FIGURE 2.3 – Schéma de principe du cryostat utilisé pour les expériences.

Les plaques de la cellule sont en cuivre OFHC[3] d'épaisseur 2,4 cm et de 10 cm de diamètre. La conductivité thermique des plaques, qui a été mesurée grâce à une méthode inductive, est de 1090 W.m^{-1}.K^{-1} à 4,2 K [Gauthier 2007].

Pour maintenir une différence de température ΔT, les plaques sont chauffées avec une résistance faite de fil de constantan[4] d'environ 100 Ω. Ces fils sont fixés par du verni dans des gorges usinées sur chacune des plaques. Les résistances de chauffage sont prolongées par des fils de cuivre eux aussi thermalisés sur les plaques.

3. Oxygen Free High Conductivity
4. Le constantan est une appellation commerciale qui désigne un alliage de cuivre(60 %) et de nickel (40 %).

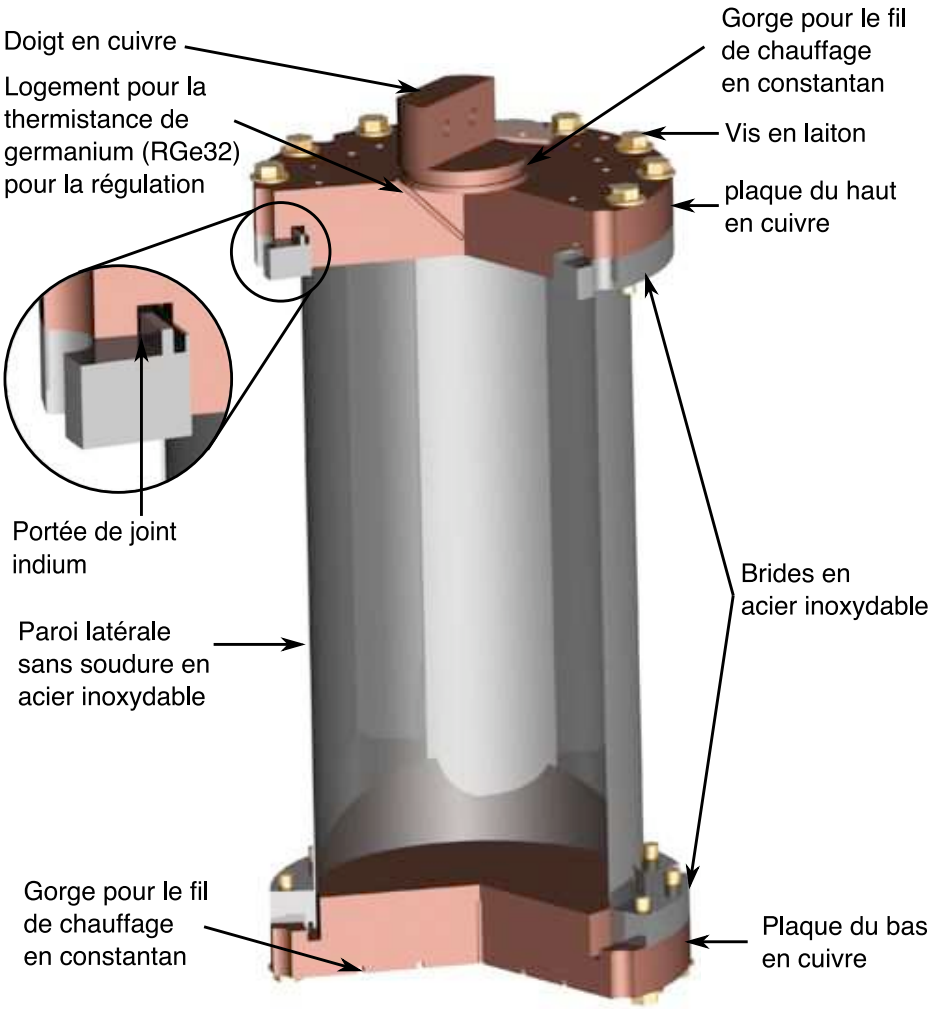


FIGURE 2.4 – Schéma de la cellule de Rayleigh-Bénard utilisée pour les expériences.

2.2.3 Thermométrie

Le thermocouple

Un thermocouple cryogénique développé dans l'équipe (fabriqué par F. Chillà) permet de mesurer directement la différence de température ΔT entre la plaque du haut et celle du bas. Sa fabrication et son fonctionnement sont décrits en détail par Chavanne [Chavanne 1997a]. Le thermocouple, constitué de 16 jonctions AuFe(0.07%)/NbTi [5], présente une sensibilité de $91{,}5 + 2{,}69 \times T$ μV/K entre 4,5 et 6,5 K.

Les extrémités des fils de mesure du thermocouple sont soumis à une forte différence de température : une des extrémités des fils est à la température de l'hélium liquide soit 4,2 K(au niveau de la cellule) et les autres sont à 300 K (connectés à l'appareil de mesure). Ceci induit des tensions thermoélectriques parasites qui viennent s'ajouter à la tension du thermocouple due à la différence de température entre le haut et le bas de la cellule. Pour s'en affranchir, le thermocouple est équipé d'un court-circuit réalisé avec un fil supraconducteur monté en

5. Le nobium-titane est un supraconducteur dont la température critique est d'environ 9,5 K.

parallèle avec les 16 jonctions du thermocouple. La mesure est réalisée en deux temps :

1. mesure de la tension thermoélectrique parasite en court-circuitant le thermocouple (le fil est alors dans son état supraconducteur) ;
2. mesure de la tension du thermocouple plus de la tension thermoélectrique parasite. Pour cela, l'élément supraconducteur est chauffé et devient résistif (sa résistance est environ 1000 fois supérieur à celle des 16 jonctions du thermocouple en série.

La tension du thermocouple est alors obtenues en faisant la différence des deux mesures précédentes. La différence de potentiel est mesurée avec un nano-voltmètre de marque EM-Electronics.

Les thermistances de Germanium

Des thermistances en germanium dopé sont utilisées pour mesurer les températures des plaques en cuivre. Elles sont constituées d'un bloc de germanium encapsulé dans un tube scellé. Typiquement, leur résistance varie de 2 kΩ à 1 kΩ entre 4,2 K et 6 K pour une sensibilité de 8×10^{-4}K/Ω et 3×10^{-3}K/Ω respectivement. Grâce à un étalonnage et une mesure précise de la résistance, il est possible d'obtenir des mesures de température de bonne précision (reproductibilité entre cycles thermiques meilleure que 1 mK).

Les courants de mesure doivent être très faibles (typiquement 1 micro-ampère). Un courant trop important dissiperait de la chaleur par effet joule et perturberait la mesure ainsi que le système étudié. Chaque thermomètre est lu par une électronique de type détection synchrone. La mesure est faite en 4 fils.

La plaque du haut est équipée de 3 thermistances : une pour la régulation de température (RGe32) et deux pour la mesure de température (RGe53 et RGe24). La plaque du bas en compte deux : une située au centre (RGe62) et la deuxième (RGe21) sur la périphérie. La figure 2.5 donne l'emplacement des différentes thermistances sur les plaques.

Les thermomètres sont placés dans des plots en cuivre vissés sur les plaques (la thermistance pour la régulation de température de la plaque du haut, RGe32, est directement glissée dans un trou sous le doigt en cuivre).

2.3 Protocole expérimental et transfert thermique

2.3.1 Refroidissement de l'expérience

Le protocole expérimental de cette expérience a été décrit par [Chavanne 1997a]. De nombreuses améliorations mineures ont été intégrées depuis. Les étapes principales sont les suivantes :

- Mise en place de la cellule dans le cryostat. La cellule est purgée avec de l'hélium et elle est remplie avec une pression de 1 bar d'hélium gazeux à température ambiante. La présence de gaz dans la cellule permet d'accélérer le refroidissement de celle-ci.
- Le calorimètre est pompé pendant environ cinq jours avec une pompe primaire associée à une pompe turbo-moléculaire. Au bout de trois jours de pompage, la garde d'azote liquide est remplie.

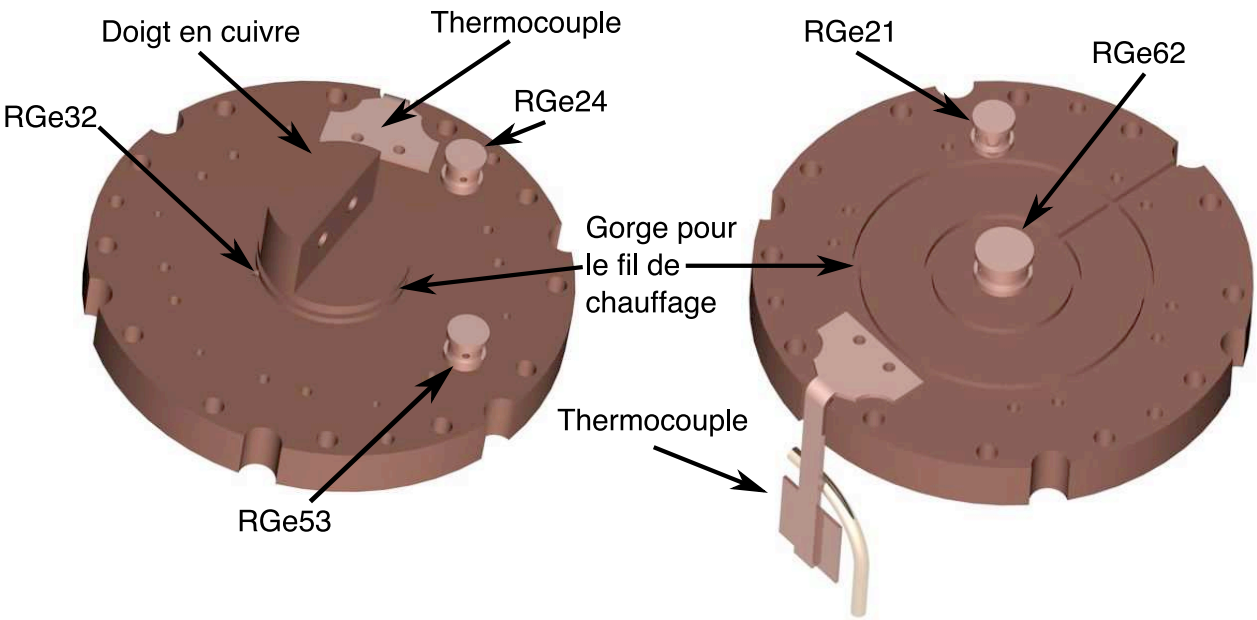


FIGURE 2.5 – Schéma décrivant les emplacements des différentes thermistances de germanium et du thermocouple. À gauche la plaque du haut et celle du bas à droite.

- Quand la cellule a atteint la température de l'azote liquide (77 K), le pompage est arrêté, et le cryostat est rempli avec de l'hélium liquide (4,2 K). Le vide dans le calorimètre s'améliore par cryopompage.

2.3.2 Mesures de Nu en fonction de Ra

Une fois refroidie, la cellule est remplie d'hélium gazeux. Elle est reliée à un réservoir de 173,6 litres se trouvant à température ambiante par l'intermédiaire d'un capillaire de remplissage. Une micro-vanne située dans le cryostat (près de la cellule afin de réduire les volumes morts) permet de fermer ce capillaire. Les mesures sont réalisées avec des masses volumiques d'hélium dans la cellule constantes, plutôt qu'à pression constante, afin de limiter les incertitudes sur les propriétés de l'hélium. La méthode de remplissage de la cellule est la suivante (FIG. 2.6) :

- le réservoir ainsi que tout le circuit pour le remplissage de la cellule est soigneusement purgé avec de l'hélium ;
- le réservoir est rempli d'hélium à une pression P_{r1} mesurée par un transmetteur de pression Keller (série 33X) [6]. L'hélium est prélevé sur une bouteille d'hélium liquide et passe dans un piège à azote puis dans un piège à hélium pour condenser d'éventuelles impuretés présentes dans le gaz. Un peu d'hydrogène ou d'azote par exemple pourrait (à froid) former un bouchon et obstruer le capillaire ;
- le circuit de remplissage du réservoir est alors isolé (fermeture de la vanne 3) et la pression P_{r1} ainsi que la température ambiante (température du réservoir) sont mesu-

6. La précision du transmetteur est de 0,1% (donnée constructeur) sur notre plage de mesure.

rées. La micro-vanne est alors ouverte ainsi que la vanne de remplissage à chaud, ce qui permet le transfert d'hélium ;

- l'hélium est alors aspiré dans la cellule qui est en dépression par rapport au réservoir [7] ;
- lorsque la pression visée au préalable est atteinte, la micro-vanne et la vanne de remplissage sont fermées. La pression dans le réservoir est alors P_{r2} ;

La différence de pression $P_{r1} - P_{r2}$ et la connaissance de la température ambiante permettent de calculer la quantité d'hélium transférée dans la cellule. Cependant lors du transfert d'hélium, une certaine quantité de gaz peut se condenser dans le capillaire de remplissage entre la micro-vanne et la vanne de remplissage. Cet hélium qui n'est pas entré dans la cellule et qui n'est pas non plus dans le réservoir, engendre une erreur sur le calcul de la masse volumique dans la cellule. Pour corriger cette erreur il faut connaître la quantité d'hélium qui n'a pas été transférée. Pour cela, la micro-vanne et la vanne de remplissage étant fermées, le réservoir est vidé. La pression P_{r3} du réservoir est alors relevée. Ensuite, la vanne de remplissage est ouverte pour détendre l'hélium présent dans le capillaire dans le réservoir qui est maintenant à une pression P_{r4}. Il est alors possible à partir des pressions P_{r3} et P_{r4} de calculer la quantité d'hélium non transférée à l'intérieur de la cellule [8]. Cette correction est typiquement inférieure à 1% de la quantité totale d'hélium transférée. La cellule est remplie avec des masses volumiques D proches des expériences précédentes pour permettre la comparaison avec les résultats précédents indépendamment des propriétés de l'hélium.

Après chaque remplissage, le capillaire de remplissage est maintenu sous vide. Il est alors possible de vérifier si la micro-vanne a fui durant les mesures en vérifiant la pression à l'intérieur du capillaire (cela n'est jamais arrivé au cours des différentes campagnes de mesures).

La figure 2.7 présente les points de mesure effectués pour les différentes expériences présentées dans ce manuscrit en fonction de la température moyenne T_m et de la masse volumique D.

La plupart des mesures de transfert thermique sont réalisées de la façon suivante :

- La condition aux limites imposée à la plaque du bas est un flux de chaleur global constant. La puissance de chauffage constante est appliquée par effet joule. La résistance de chauffage est alimentée par une source de courant Yokogawa 7651, dont la stabilité sur 24 heures est meilleure que 0,005% de la valeur de consigne. La tension aux bornes de la résistance de chauffage est mesurée par un multimètre digital de marque Keithley (modèle 2000) pour déterminer la puissance de chauffage [9].

7. Pour atteindre des masses volumiques élevées dans la cellule en maintenant une pression raisonnable (1 bar) dans le réservoir, nous sommes obligés de diminuer la pression dans la cellule. Pour cela, la température de la cellule est diminuée en dessous de 3 K en pompant sur le bain d'hélium liquide.

8. La quantité d'hélium qui est condensée dans le capillaire varie en fonction du niveau du bain d'hélium liquide dans le cryostat. Les remplissages de la cellule sont généralement réalisés avec un niveau d'hélium le plus bas possible dans le bain du cryostat.

9. La valeur de la résistance de chauffage est mesurée à froid en quatre fils.

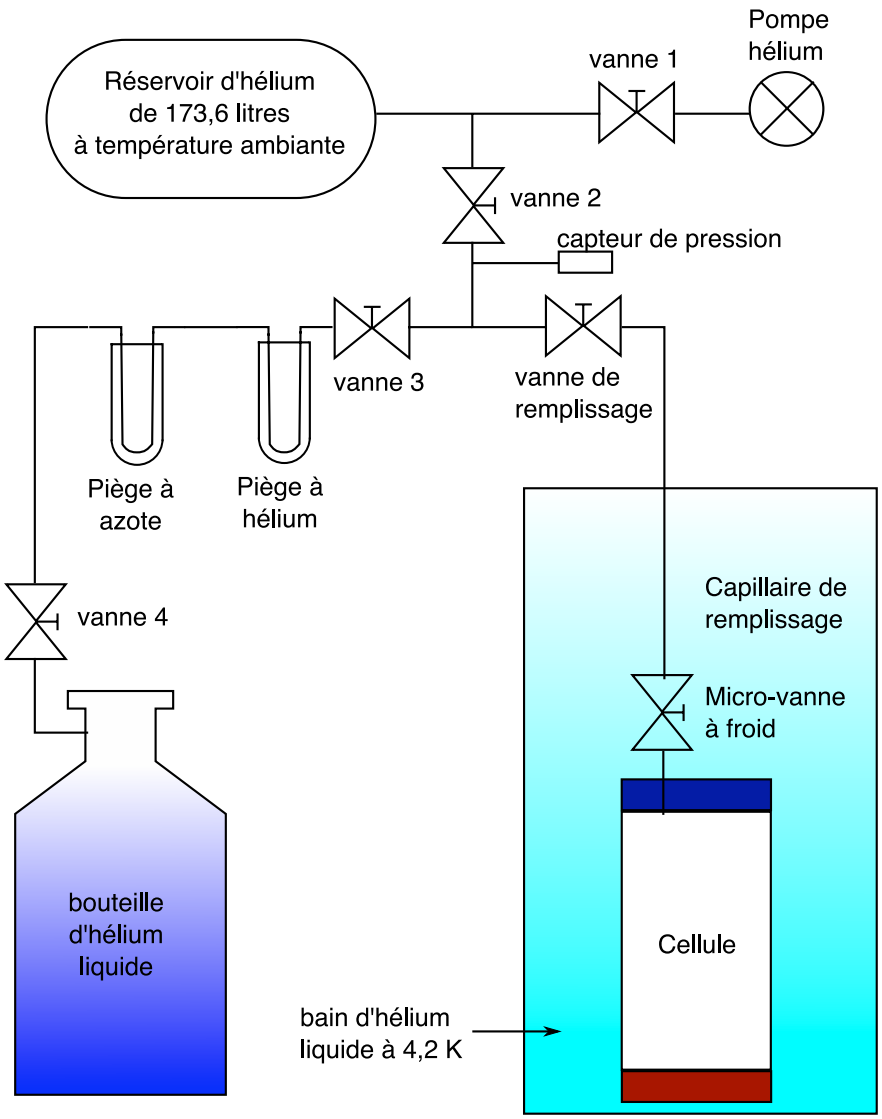


FIGURE 2.6 – Schéma de principe du circuit de remplissage d'hélium dans la cellule (le calorimètre autour de la cellule et le cryostat ne sont pas représentés).

- La plaque du haut est régulée en température. La régulation de température utilisée pour les expériences est un contrôleur PID LakeShore Model 332. La valeur de la résistance de régulation (RGe32) est mesurée par le contrôleur PID avec un courant continu en inversant alternativement le sens du courant à une fréquence de 10 Hz pour s'affranchir des tensions thermoélectriques. Le courant de mesure pour cette thermistance est constant et faible (5 μA) pour éviter l'auto-échauffement.
- La différence de température entre les deux plaques est alors mesurée avec le thermocouple. Les autres thermistances de la plaque du haut permettent de mesurer la température absolue de la plaque pour calculer la température moyenne T_m du fluide. Complétées par celles sur la plaque du bas, elles servent également à contrôler le bon déroulement des mesures.

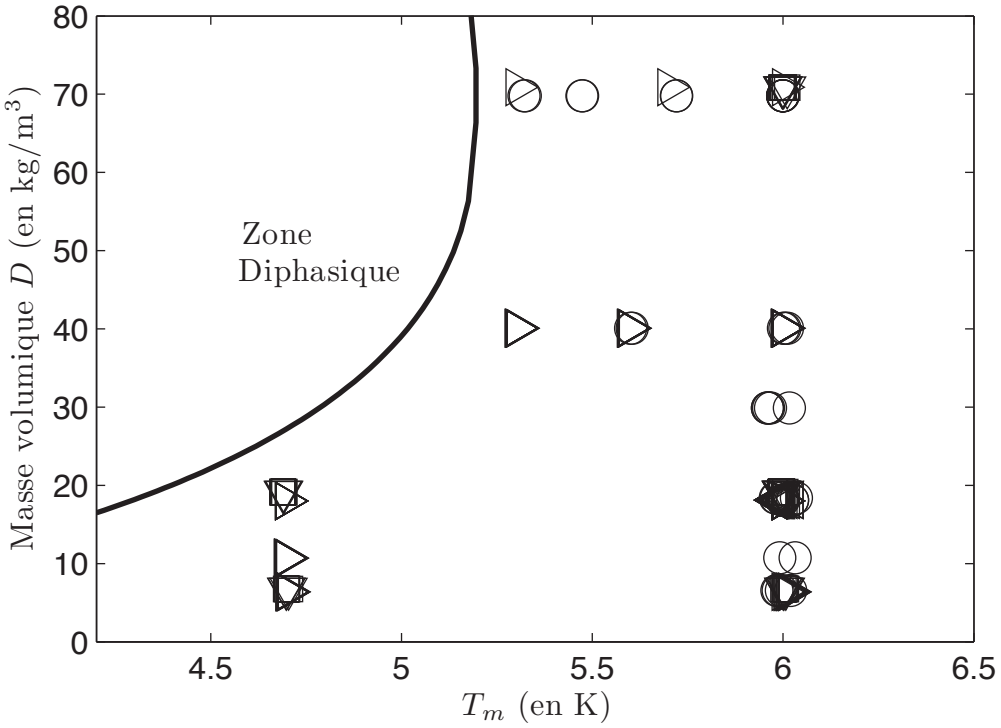


FIGURE 2.7 – Points de mesure pour différentes expériences réalisées dans le cadre de cette thèse en fonction de la température moyenne et de la masse volumique. (▽) : fluctuations de température de la plaque du bas, (○) : fluctuations de température dans le bulk, (▷) : Cellule à paroi épaisse, (□) : conditions aux limites de température constante sur la plaque du bas et (◁) : cellule inclinée.

Des mesures avec une condition aux limites de température « régulée » sur la plaque du bas ont également été réalisées. La régulation de température a été assurée par un contrôleur PID LakeShore identique à celui utilisé pour la régulation de la plaque du haut, associé à la thermistance RGe62. Ces mesures sont présentées dans l'annexe B.

Notons que l'acquisition des points ainsi que le traitement des données sont automatisés (Cf. paragraphe 2.4.1, p.42). Cette automatisation permet d'acquérir un grand nombre de points (environ 2000 par points de transfert thermique) et d'avoir un bon rapport signal sur bruit. L'incertitude sur les valeurs absolues de Ra et Nu est essentiellement due à l'incertitude sur les propriétés de l'hélium, et estimée à quelques pourcents. Pour s'affranchir en partie de ces incertitudes, des « séries » de mesures sont réalisées. Une série est une acquisition de plusieurs points à une masse volumique de remplissage de la cellule D et à une température moyenne T_m données. Pour une série le nombre de Ra varie exclusivement en agissant sur la différence de température ΔT. De cette façon, comme les propriétés de l'hélium sont calculées pour un couple (D,T_m), les erreurs dues à ces propriétés pour chaque point d'une série sont les mêmes. La position relative des points entre eux est donc obtenue avec une précision limitée par la dispersion statistique qui est inférieure à 5‰ . L'exposant effectif de la dépendance Nu(Ra) peut ainsi être déterminé avec une très bonne précision.

2.3.3 La correction de paroi

Dans le calcul du nombre de Nusselt il faut prendre en considération la fraction du flux de chaleur appliqué sur la plaque du bas qui passe par la paroi latérale. Un modèle théorique ainsi qu'une étude expérimentale ont été menés par Roche *et al.* [Roche 2001c]. Des expérimentations et des modèles alternatifs ont été proposés [Ahlers 2000, Niemela et Sreenivasan 2003] et trouvent des corrections du même ordre de grandeur. Une simulation numérique [Verzicco 2002] ont permis de confirmer notre modèle de correction.

Le modèle se base sur le fait que la partie de la paroi latérale en contact avec la plaque du bas est plus chaude que la température moyenne du fluide en contact avec elle (on retrouve le même phénomène sur la plaque du haut où la paroi en contact avec celle-ci est plus froide que le fluide). Dans ce cas, la surface avec laquelle le fluide échange de la chaleur n'est pas juste la surface S de la plaque, mais la surface de la plaque plus une partie de la surface de la paroi latérale. Le nombre de Nusselt corrigé Nu_{corr} est défini par :

$$Nu_{corr} = Nu_{mes} / \left(1 + A\sqrt{2}\left(\frac{W}{\Gamma Nu_{corr}}\right)^{1/2}\right), \tag{2.4}$$

où Nu_{mes} est le nombre de Nusselt déterminé sans correction de paroi, A une constante proche de l'unité et W le nombre de paroi qui est égal à :

$$W = \frac{\dot{Q}_{paroi}}{\dot{Q}_c}, \tag{2.5}$$

où $\dot{Q}_{paroi}$ est le flux de chaleur passant par la paroi latérale par conduction.

Pour valider ce modèle, une paroi latérale épaisse (de 2 mm) en acier inoxydable avait été fabriquée pour remplacer la paroi plus fine de 500 μm. L'étude avait été menée pour des $Ra < 10^{11}$, donc pour des Ra inférieurs à celui de transition. Dans le cadre de cette thèse, des mesures de transfert thermique ont été effectuées en utilisant cette paroi latérale épaisse pour des Ra jusqu'à 10^{14}. La figure 2.8 présente les résultats de cette expérience avec et sans la correction de paroi.

Nous remarquons que la correction de paroi a un effet non négligeable sur les valeurs de Nu, jusqu'à 20% pour les plus faibles Ra. Notons cependant que pour une paroi de 500 μm d'épaisseur, la correction est de 10% sur Nu pour $Ra = 10^{10}$ par exemple. La correction devient ensuite de plus en plus faible avec l'augmentation de Ra (de l'ordre de 7% pour $Ra \approx 10^{12}$). Outre l'influence sur la valeur absolue de Nu, nous remarquons également que la correction a une influence sur la pente de la dépendance $Nu(Ra)$. En posant que $Nu \propto Ra^{\gamma}$, nous relevons l'exposant γ pour $Ra < 10^{12}$ et $Ra > 10^{12}$ pour les points avec et sans correction de paroi (Tab. 2.1).

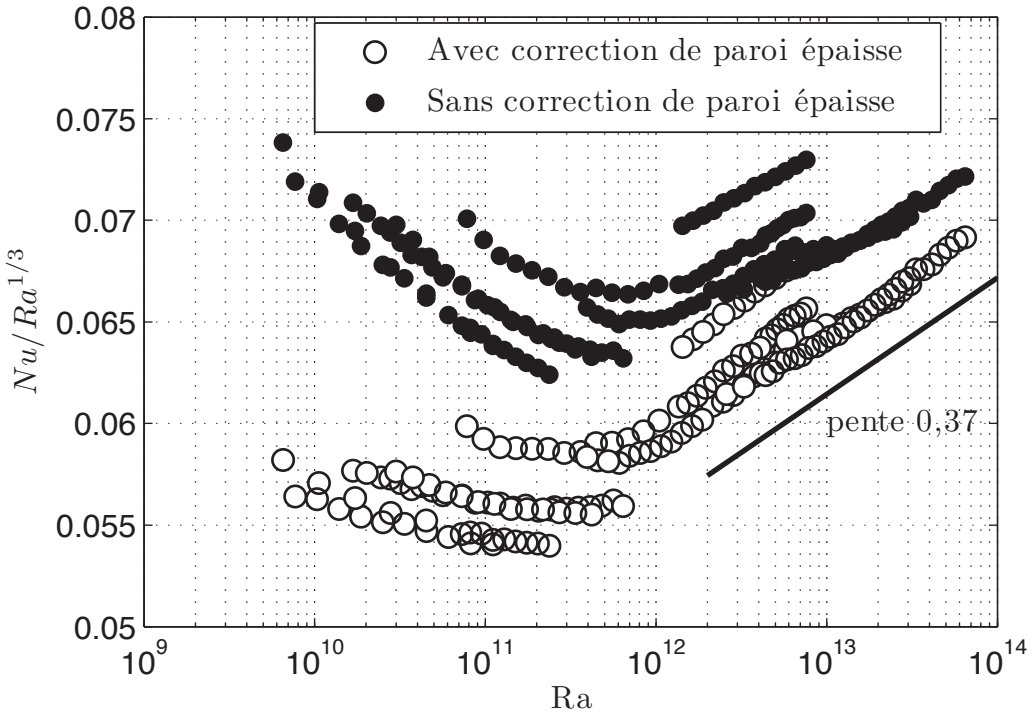


FIGURE 2.8 – Nombre de Nusselt Nu compensé par $Ra^{1/3}$ en fonction du nombre de Rayleigh Ra pour la cellule de Rayleigh-Bénard à paroi épaisse (2 mm), avec et sans correction de paroi.

	γ pour $Ra < 10^{12}$	γ pour $Ra > 10^{12}$
Avec correction	0,315	0,37
Sans correction	0,29	0,365

TABLE 2.1 – Exposant γ de la loi d'ajustement $Nu \propto Ra^{\gamma}$ avec et sans correction de paroi pour la paroi épaisse de 2 mm.

La correction de paroi a donc peu d'influence sur l'exposant γ pour les nombres de Rayleigh les plus grands. La pente de 0,37 observée sur environ 2 décades de nombre de Rayleigh est en accord avec Chavanne *et al.* [Chavanne 2001] qui trouvent, pour $Ra > 2 \times 10^{11}$, une loi de variation de $Nu(Ra)$ de :

$$Nu \approx 300 \times (Ra/10^{11})^{0,375}. \tag{2.6}$$

Ce résultat a été établi dans la même cellule de Rayleigh-Bénard que celle utilisée ici (paroi de 500 μm d'épaisseur). L'épaisseur de la paroi ne semble donc pas avoir d'influence qualitative ni quantitative sur la transition observée.

2.4 Mesures résolues en temps

2.4.1 Chaîne de mesure et acquisition

Mesures des fluctuations

Deux types d'acquisitions de fluctuations de température ont été effectués. Les mesures des fluctuations de température de la plaque de cuivre du bas avec les thermistances en germanium, et des mesures dans le cœur de l'écoulement avec des thermomètres dont la description est donnée au chapitre 3. La chaîne d'acquisition des fluctuations de température est la même pour les deux expériences (Fig. 2.9.)

Le générateur intégré aux détections synchrones est utilisé pour l'alimentation des capteurs. Associé à une résistance de forte valeur (par rapport à la résistance des capteurs), il constitue une source de courant. La mesure est faite en 4 fils. La tension aux bornes des capteurs est alors amplifiée par des pré-amplificateurs bas bruit EPC1-B [10]. Ce signal est comparé à un signal de référence produit par un diviseur de tension. La différence est alors démodulée par la détection synchrone. Le diviseur est constitué d'une boîte à décade inductive pour l'équilibrage en amplitude et d'un circuit RC dont il est possible de modifier la constante de temps avec une résistance variable pour l'équilibrage en phase. Cette méthode de « zéro » permet de travailler avec de faibles gammes sur la détection synchrone et donc d'améliorer la dynamique du signal. Des filtres anti-repliement sont placés avant la carte d'acquisition.

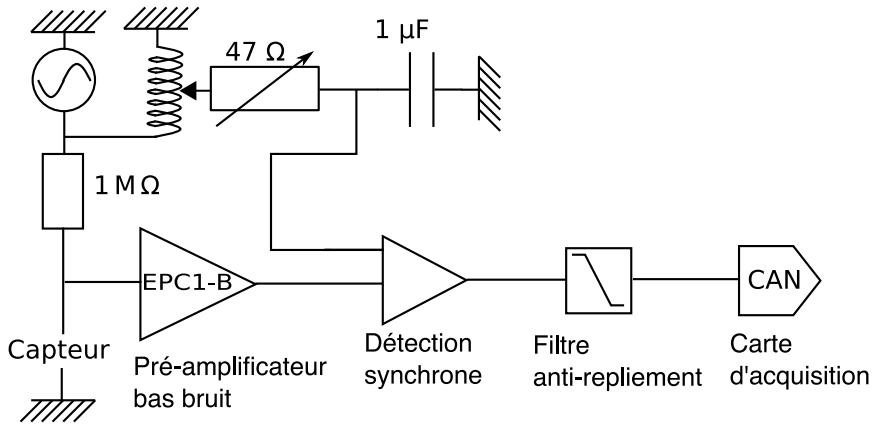


Figure 2.9 – Schéma de la chaîne d'acquisition pour les mesures des fluctuations de température.

Acquisition des données

Les données sont numérisées grâce à une carte d'acquisition National Instrument NI6289. La carte est connectée sur le port PCI d'un ordinateur Apple G4 et dispose de 16 entrées

10. Ces pré-amplificateurs ont été développés au laboratoire. Ils ont un bruit typique de 0,8 $nV/\sqrt{Hz}$ pour un gain de 1000.

différentielles. La carte a une résolution de 18 bits. Le programme d'acquisition et d'enregistrement des données, écrit avec le logiciel Labview®, a été réalisé dans le cadre de cette thèse.

De même, un portage du programme d'acquisition pour les mesures de transfert thermique, anciennement écrit en langage C, a été réalisé avec Labview®. Outre la possibilité de faire fonctionner le programme sur un système « OS X » [11], cela a permis un couplage des acquisitions de transfert thermique avec les acquisitions des fluctuations de température. Cette automatisation d'une partie des mesures constitue un gain de temps, mais elle a aussi ses limites. En effet, une acquisition de fluctuations dure au moins 6 heures et il n'est possible de faire que 3 acquisitions [12] sans avoir à remplir le cryostat d'hélium liquide. De plus, l'équilibrage en amplitude et en phase des signaux nécessite une intervention manuelle lorsque la valeur moyenne de la température des thermomètres change.

2.4.2 Mesures dans le cœur de la cellule

Deux expériences ont été menées avec des thermomètres dans le cœur de la cellule. Pour la première, les thermomètres insérés à l'intérieur de la cellule sont placés à mi-hauteur de celle-ci sur un diamètre de 5 cm, soit à 2,5 cm de la paroi. Sur les cinq thermomètres insérés, quatre sont des thermomètres dits « sur plot en cuivre » dont la fabrication et le fonctionnement sont décrits en détails au paragraphe 3.2 (chapitre 3). Le cinquième est un des thermomètres utilisés par Wu *et al.* [Wu 1990] et Chavanne [Chavanne 1997b] pour leurs expériences. Il s'agit d'un cube de silicium dopé à l'arsenic de 200 μm de côté. Le montage du thermomètre est décrit en détails dans [Chavanne 1997a]. Le détecteur est placé sur le même support « raquette » que ceux présentés au paragraphe 3.1.2 (p. 52 du chapitre 3). Il a une sensibilité d'environ 3 mK/Ω vers 5 K et 1,3 mK/Ω vers 4,2 K. Nous appellerons ce thermomètre T_2 dans la suite.

Pour la deuxième expérience, un thermomètre sur fibre de verre (T_{fv}), de 17 μm de résolution spatiale, a été positionné sur l'axe de révolution de la cellule à 2 mm au dessus de la plaque du bas. La cellule utilisée pour cette expérience est deux fois plus haute, le rapport d'aspect est $\Gamma = 0{,}25$. Les procédures pour l'acquisition des données sont les mêmes pour les deux expériences.

Les thermomètres sont étalonnés *in situ* en utilisant la chaîne de mesure utilisée pour faire les acquisitions. Cela permet de s'affranchir d'éventuelles différences entre la chaîne de mesure pour l'étalonnage et celle pour les acquisitions. En pratique, l'équilibrage des ponts est réalisé pour une masse volumique de remplissage D et pour une température moyenne T_m, c'est-à-dire que l'équilibrage des ponts est le même pour toutes les acquisitions réalisées pour un couple donné (D,T_m). Les thermomètres sont étalonnés autour de la température moyenne T_m pour laquelle sont réalisées les acquisitions. Nous décrivons dans la suite les

11. Le programme en C fonctionnait sur la génération précédente des systèmes d'exploitation Macintosh (« classic » 9).

12. Pour les plus fortes puissances de chauffage ce nombre peut-être seulement de deux voire d'une acquisition.

différentes étapes de réalisation des étalonnages.

1. La plaque du haut est régulée à une température $T_{r1} = T_m + T_1$ (T_1 est égale à plusieurs dizaines de mK). Nous appelons T_{h1} la température mesurée de la plaque du haut avec une thermistance de germanium associée à la consigne de régulation T_{r1}.
2. La plaque du bas est chauffée pour atteindre une température supérieure à T_{h1}. La puissance de chauffage est alors progressivement diminuée jusqu'à une valeur nulle (cette étape dure typiquement une heure).
3. Une fois le chauffage coupé, nous laissons la température de la cellule relaxer pendant environ une heure. La température mesurée de la plaque du bas est alors égale à $T_{b1} = T_{h1} + \Delta T_{erreur1}$ où $\Delta T_{erreur1}$ est de l'ordre de la différence de température associée au gradient adiabatique dans la cellule. $\Delta T_{adiabatique}$ est inférieur à 1 mK.
4. La tension U_1 de déséquilibre des ponts des thermomètres est alors enregistrée dans ces conditions. La température des thermomètres est estimée en faisant la moyenne de la température mesurée de la plaque du haut et du bas $(T_{h1} + T_{b1})/2$.
5. Une nouvelle consigne de régulation de température de la plaque du haut est alors appliquée $T_{r2} = T_m - T_1$ et nous laissons la température de la cellule relaxer pendant une heure. Comme précédemment, nous notons T_{h2} la température mesurée de la plaque du haut.
6. La température mesurée de la plaque du bas est alors $T_{b2} = T_{h2} + \Delta T_{erreur2}$.
7. Une nouvelle valeur de la température moyenne des thermomètres est alors calculée $(T_{h2} + T_{b2})/2$ et la tension U_2 de déséquilibre des ponts de mesure est acquise.
8. Pour finir, le coefficient d'étalonnage des thermomètres C_{etal} est égal à :

$$C_{etal} = \frac{2T_1}{\Delta U} + \frac{\Delta T_{erreur1} - \Delta T_{erreur2}}{2\Delta U} \text{ avec } 2T_1 = \frac{T_{h1} + T_{b1}}{2} - \frac{T_{h2} + T_{b2}}{2}, \tag{2.7}$$

   où $\Delta U = U_1 - U_2$.

À partir des températures mesurées par les thermistances de germanium de la plaque du haut et du bas il est possible d'estimer l'erreur $(\Delta T_{erreur1} - \Delta T_{erreur2})/(2\Delta U)$ faite sur le coefficient d'étalonnage. Elle est toujours inférieure à 1,5 ‰ du coefficient d'étalonnage C_{etal}.

Le montage des thermomètres situés à mi-hauteur dans la cellule est réalisé de la façon suivante : ils sont collés avec du vernis GE [13] sur une armature fabriquée à partir de tiges en acier inoxydable de diamètre 0,8 mm. Cette armature est soudée sur un anneau de cuivre bérylium [14] qui vient se plaquer contre les parois de la cellule. L'anneau portant les capteurs est alors placé à mi-hauteur de la cellule (Fig. 2.10.) La figure détaille également la position relative de chacun des 5 thermomètres : T_2, T_5, T_{10}, T_{10b} et T_{20}. Les indices représentent la taille caractéristique des capteurs en centaines de microns (il y a 2 thermomètres de taille 1 mm).

13. General Electric.
14. Le cuivre-bérylium est un matériau réputé pour ses bonnes propriétés élastiques à basse température.

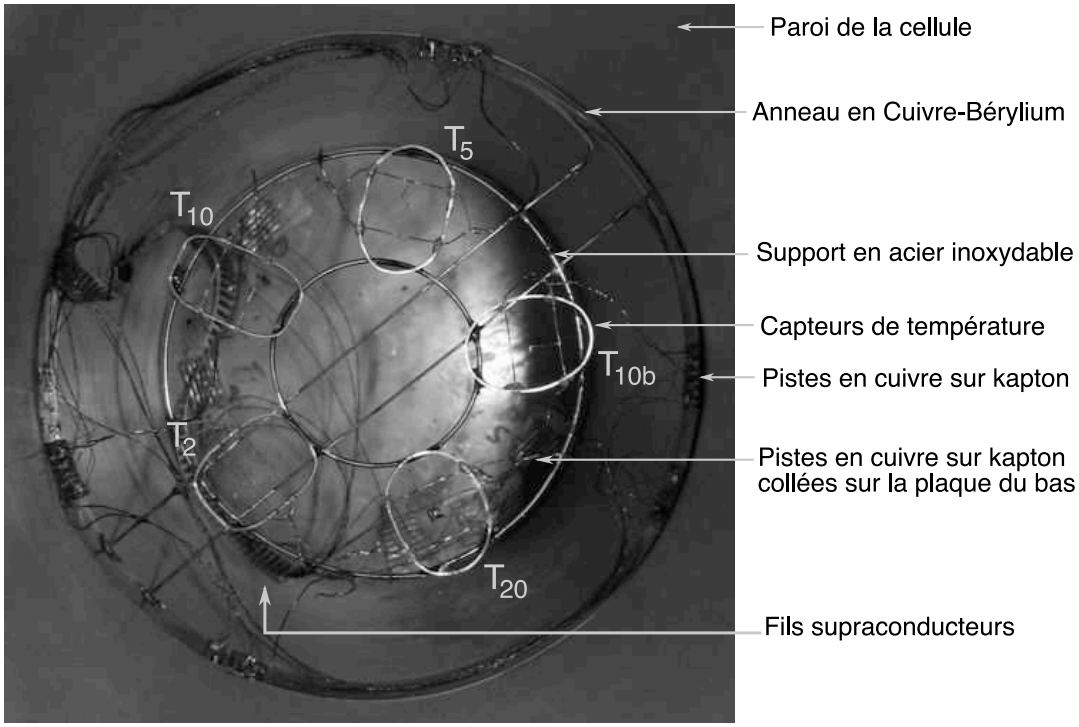


FIGURE 2.10 – Photo de l'intérieur de la cellule avec le montage des thermomètres sur le support en acier inoxydable. Ce support est maintenu par un anneau en cuivre bérilyum.

Les fils des thermomètres sont soudés sur des pistes de cuivre (gravées sur du Kapton®) qui sont collées sur l'anneau en cuivre-bérylium (FIG. 2.11). Le branchement des thermomètres est réalisé en 4 fils à partir de ces pistes d'où partent des fils supraconducteurs « de mesure ». Ces fils sont alors soudés sur des pistes en cuivre collées cette fois sur la surface de la plaque du bas. De tels fils supraconducteurs sont utilisés dans la cellule car ce sont de mauvais conducteurs thermiques ce qui évite de créer des ponts thermiques dans la cellule. La plaque du bas est équipée de passages étanches permettant de faire traverser les fils de mesures. Des fils de cuivre assurent le passage de l'intérieur vers l'extérieur de la cellule. Après les passages étanches, des câbles coaxiaux supraconducteurs assurent l'alimentation des capteurs jusqu'en haut du calorimètre et la mesure est réalisée avec des paires torsadées de fils supraconducteurs [15]. Les fils traversent alors un nouveau passage étanche entre le vide du calorimètre et le bain d'hélium liquide : les fils de mesure sont alors connectés à des paires torsadées de fils de cuivre remontant en haut du cryostat. Pour l'alimentation, ce sont des câbles coaxiaux standards qui prennent le relais derrière le passage étanche. Une résistance de 10 MΩ (qui est dans le bain d'hélium pour limiter son bruit Johnson-Nyquist) est montée en série sur chaque fils d'alimentation. Les capteurs sont polarisés en courant par l'intermédiaire de ces résistances sur lesquelles on applique une tension sinusoïdale de 4 Volts rms (sauf pour T_2 dont la tension d'alimentation est de 5 Volts rms). Les courants de mesure sont donc faibles (de l'ordre de 400 nA) pour éviter tout auto-échauffement sensible

15. L'utilisation de fils supraconducteurs entre le bas et le haut de la cellule du calorimètre permet de limiter les fuites thermiques.

des thermomètres [16] et une éventuelle pollution du signal de température par le signal de vitesse (effet de fils chaud).

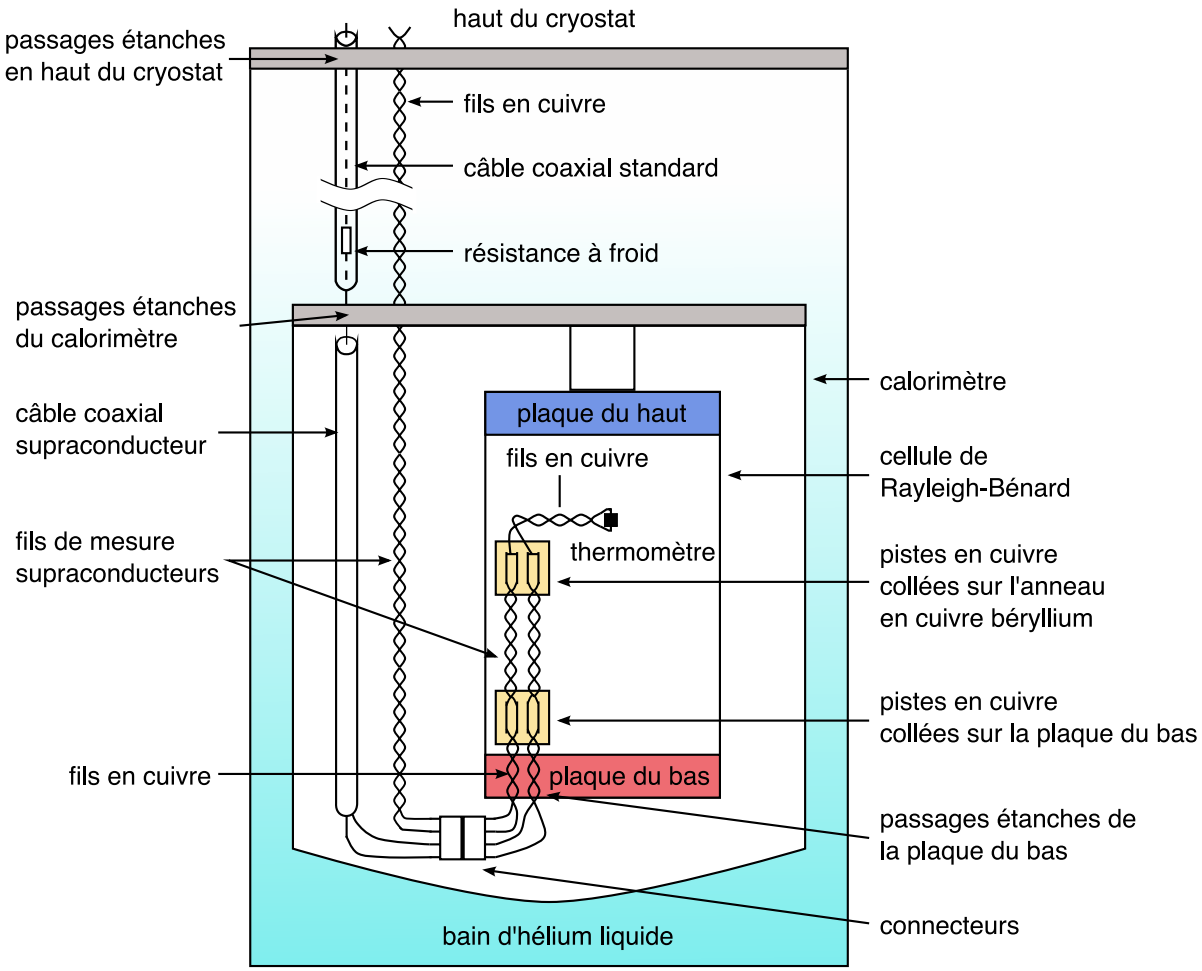


FIGURE 2.11 – Schéma de principe des connections des thermomètres positionnés à mi-hauteur dans la cellule.

Pour le thermomètre sur fibre de verre, les connexions électriques sont quasiment équivalentes. La principale différence est l'utilisation de fils torsadés pour l'alimentation, à la place de câbles coaxiaux. Le thermomètre est monté sur un trépied en bois [17] fixé avec du vernis sur la plaque du bas.

Le choix des fréquences d'alimentation des thermomètres dépend de plusieurs paramètres :

- de la fréquence maximale à résoudre pour les fluctuations ;
- du choix de la constante de temps d'intégration t_{ci} de la détection synchrone.

Les mesures précédemment réalisées montrent que les fréquences jusqu'à 100 Hz doivent être résolues. Une étude des fréquences de coupure en sortie de détection synchrone en fonction

16. L'auto-échauffement des thermomètres commence à apparaître pour des courants de mesure d'environ 2 μA.

17. Le bois est un bon isolant thermique qui permet d'éviter de créer des court-circuit thermique dans la cellule.

de t_{ci} nous a conduit à choisir $t_{ci} = 300$ μs pour les détections synchrones de marque NF et $t_{ci} = 640$ μs pour les modèles Signal Recovery. Pour intégrer le signal sur plusieurs périodes, des fréquences d'alimentation au moins supérieures à $2 \times t_{ci}^{-1}$ ont été choisies. Il faut également que les fréquences d'alimentation de chaque capteur soient suffisamment espacées pour éviter qu'une détection synchrone ne « voie » le signal d'un autre capteur par couplage électromagnétique : un espacement des fréquences d'au moins $t_{ci}^{-1}/2$ (Tab. 2.2) est choisi. Des filtres anti-repliement identiques (un par voie d'acquisition) ont été utilisés pour les deux

	T_{fv}	T_2	T_5	T_{10b}	T_{10}	T_{20}
Marque	NF	NF	NF	NF	Signal Recovery	Signal Recovery
Modèle	LI5640	LI5640	LI5640	LI5640	7265	7265
F (en Hz)	7825	13325	11875	10325	8775	6825
Constante de temps (en μs)	300	300	300	300	640	640

Table 2.2 – Paramètres des détections synchrones pour la mesure du thermomètre sur fibre de verre et des thermomètres au centre de la cellule.

expériences. Ils sont constitués de modules de marque Kemo dont la fréquence de coupure est réglable. Les filtres sont du 8ème ordre (48 dB/oct). Les modules ont été montés sur des circuits développés par le service électronique du laboratoire. Leur fréquence de coupure a été réglée à 200 Hz. La fréquence d'échantillonnage pour l'acquisition des signaux doit être supérieure à deux fois la fréquence de coupure des filtres. Ici, elle a été choisie égale à 530 Hz.

La durée des acquisitions est d'environ $5h30$. Les données sont enregistrées dans des fichiers binaires en simple précision (4 octets) et ont une taille d'environ 200 Mo. Une quarantaine d'acquisitions ont été réalisées, avec les thermomètres positionnés à mi-hauteur, dont trois d'une durée de 11h pour lesquelles la cellule a été inclinée d'un angle de 3,6 $^\circ$. Une série de points de transfert thermique a également été faite dans cette configuration : les résultats sont présentés au chapitre 6. Une dizaine d'acquisitions ont été réalisées avec le thermomètre sur fibre de verre, d'une durée équivalente (5h30). Dans ce cas, la taille des fichiers de mesures est d'environ 70 Mo.

2.4.3 Mesures des fluctuations de température de la plaque en cuivre

Les thermistances de germanium RGe53, RGe24, RGe62 et RGe21 sont mesurées avec la chaîne de mesure décrite au paragraphe 2.4.1. Les thermistances sont alimentées avec un courant faible de 5 μA rms pour éviter un auto-échauffement. Des essais préliminaires ont permis de choisir les fréquences d'alimentation sur le même principe que celui décrit précédemment. Le tableau 2.3 résume les fréquences d'alimentation, les constantes de temps d'intégration des détections synchrones ainsi que leur marque pour chaque thermistance.

Le gain des amplificateurs EPC1-B est de 100. Pour ces acquisitions 2 types de filtre antirepliement ont été utilisés : deux filtres Kemo du 8ème ordre (48 dB/oct) de fréquence

	RGe53	RGe24	RGe62	RGe21
Marque	NF	Signal Recovery	Signal Recovery	Ithaco (NF)
Modèle	LI5640	7265	7265	3961B
F (en Hz)	125	225	175	275
Constante de temps (en ms)	30	20	20	30

TABLE 2.3 – Paramètres des détections synchrones pour la mesure des thermistances de germanium.

de coupure $F_c = 20$ Hz sur les voies de mesure de RGe53 et RGe62, ainsi que deux filtres de marque Multimetrics avec $F_c = 100$ Hz et une atténuation de 24 dB/dec (4ème ordre) pour RGe24 et RGe21. La coupure des filtres Multimetrics étant moins raide, une fréquence de coupure plus grande a été choisie pour ne pas atténuer le signal autour de 20 Hz. La fréquence d'échantillonnage de 230 Hz est réglée pour être supérieure à deux fois la fréquence de coupure des filtres.

En plus des thermistances de germanium plusieurs autres voies sont enregistrées :

- Le thermocouple qui mesure les fluctuations de la différence de température entre les plaques.
- Le déséquilibre (par rapport à la consigne) de température de la régulation de la plaque du haut T_{Ge32}. La fréquence d'échantillonnage de la sortie est de 10 Hz. La plaque est régulée avec la thermistance RGe32.
- La tension de chauffage des plaques du haut et du bas. Les puissances de chauffage associées à ces tensions sont Q_h pour la plaque du haut et Q_b en bas.

Les acquisitions durent environ 5 h (quelques acquisitions durent 10 h). C es données sont enregistrées en simple précision, soit des fichiers de données de 128 Mo pour les 8 voies acquises simultanément. Durant cette expérience 24 acquisitions ont été réalisées.

Le tableau 2.4 résume les paramètres des trois expériences :

- Fluctuations de température de la plaque du bas. Les mesures sont réalisées avec les thermistances de germanium.
- Fluctuations de température dans le cœur de la cellule avec les « thermomètres sur plots en cuivre » et le thermomètre de 200 μm (cube de silicium dopé à l'arsenic). Les thermomètres sont positionnés à mi-hauteur dans la cellule.
- Fluctuations de température dans le cœur de la cellule avec un thermomètre sur fibre de verre. Le thermomètre est positionné sur l'axe de révolution de la cellule à 2 mm au dessus de la plaque du bas.

	Fluctuations de la plaque du bas	Fluctuations dans le cœur de la cellule	
		thermomètres à mi-hauteur	thermomètre sur fibre de verre
Fréquence d'échantillonnage	230 Hz	530 Hz	
Résistances d'alimentation	1 MΩ à chaud (300 K)	10 MΩ à froid (4,2 K)	1 MΩ à chaud (300 K)
Fréquences d'alimentation	entre 125 Hz et 275 Hz	entre 6825 Hz et 13325 Hz	7825 Hz
Tensions d'alimentation	5 V_{rms}	4 V_{rms}	0,5 V_{rms}
Gain des pré-amplificateur	100	1000	

TABLE 2.4 – Récapitulatif des paramètres des trois expériences.

Chapitre 3

Conception et fabrication de capteurs miniatures de température

Sommaire

3.1 Thermomètres sur fibre de verre 52

3.2 Thermomètres sur plots en cuivre 62

Dans ce chapitre, nous présentons la fabrication de thermomètres cryogéniques miniatures pour la réalisation de mesures locales de température à l'intérieur de la cellule de Rayleigh-Bénard. Compte tenu des discussions autour de l'influence de la taille des capteurs sur les mesures précédemment réalisées (Cf. paragraphe 1.3, p.23), nous avons cherché à développer des thermomètres de tailles significativement inférieures à ceux utilisés jusqu'à présent à Chicago, Grenoble et dans l'Oregon (leur taille est d'environ 200 μm) [1]. L'objectif de la fabrication de ces thermomètres est de confirmer ou d'infirmer la transition observée sur les fluctuations de température mesurées dans le cœur de la cellule [Wu 1991, Procaccia 1991, Chavanne 2001].

Dans un premier temps, nous présentons la réalisation de thermomètres sur fibres de verre de 5 et 17 μm de diamètre. Ces thermomètres sont fabriqués à partir d'un dépôt de matériau thermo-sensible, le Nitrure de Niobium (NbN). En plus de leur taille micrométrique, les thermomètres doivent pouvoir mesurer des fluctuations de température dans une gamme de fréquence de 0,01 Hz à 100 Hz et être capables de résoudre des fluctuations de température inférieures à 1 mK. Des difficultées apparues lors de la fabrication de ces thermomètres nous ont conduits à fabriquer en parallèle des thermomètres de diverses tailles millimétriques à partir de thermomètres en germanium du commerce, l'objectif étant de quantifier l'influence de la taille des thermomètres sur les mesures de fluctuations de température et d'appliquer ces résultats aux mesures de Wu [Wu 1991], Procaccia *et al.* [Procaccia 1991] et Chavanne *et al.* [Chavanne 2001].

1. Il s'agit de thermomètres du même type que T_2 présenté au chapitre 2 paragraphe 2.4.2, c'est-à-dire des cubes en silicium de 200 μm de côté dopés à l'arsenic.

3.1 Thermomètres sur fibre de verre

3.1.1 Principe de fonctionnement

L'objectif est de fabriquer des thermomètres avec une zone sensible de quelques micromètres. Le principe des capteurs de température sur fibre de verre est inspiré des anémomètres à fils chauds précédemment développés dans l'équipe hydrodynamique [Castaing 1992, Chanal 1997, Pietropinto 2003]. La figure 3.1 présente le principe de base. Il s'agit de tendre une fibre de verre entre deux électrodes, puis de faire un dépôt de matériaux ayant une forte conductivité électrique (par exemple l'or) avec une discontinuité au centre de la fibre. Un matériau sensible à la température (du NbN) est ensuite déposé. La zone de résistance sensible à la température est alors limitée au milieu du thermomètre, le reste du matériau étant court-circuité (Fig. 3.1).

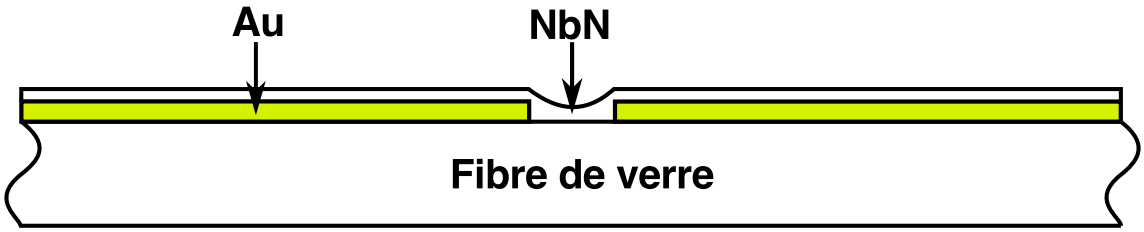


Figure 3.1 – Schéma de principe des thermomètres sur fibre de verre.

Notons que le NbN permet de fabriquer des thermomètres avec un très bon coefficient de sensibilité (2,5 mK à 5 K) pour la gamme de température où nous souhaitons les utiliser (de 4,2 à 7 K). De plus, il a l'avantage de pouvoir être déposé en couche mince et permet ainsi la micro-fabrication des thermomètres. La variation de la résistance électrique du NbN est due à la conduction électrique qui s'effectue dans un régime intermédiaire entre le métal et l'isolant (transition métal-isolant de Mott-Anderson). Plus la température diminue et plus le NbN devient isolant, d'où l'augmentation de la résistance électrique.

3.1.2 Fabrication des thermomètres

Les étapes de fabrication sont résumées sur la figure 3.2.

Dans la pratique, les fibres de verre utilisées ont un diamètre de 5 μm et 17 μm. Il est important de les nettoyer avant de faire les dépôts. La technique employée est la suivante :

1. Nettoyage de la fibre au bain à ultrasons avec du RBS® [2] puis de l'éthanol ;
2. Chauffage de la fibre pour l'étirer légèrement (il y a une légère diminution de diamètre d'environ un demi micro-mètre) afin de lisser les aspéritées ;
3. Second nettoyage de la fibre au bain à ultrasons.

Les fibres sont ensuites fixées sur un support en « U » pour un dépôt de 150 nm d'or. C'est un matériau intéressant pour la fabrication car il a une forte conductivité électrique

2. Le RBS est un dégraissant.

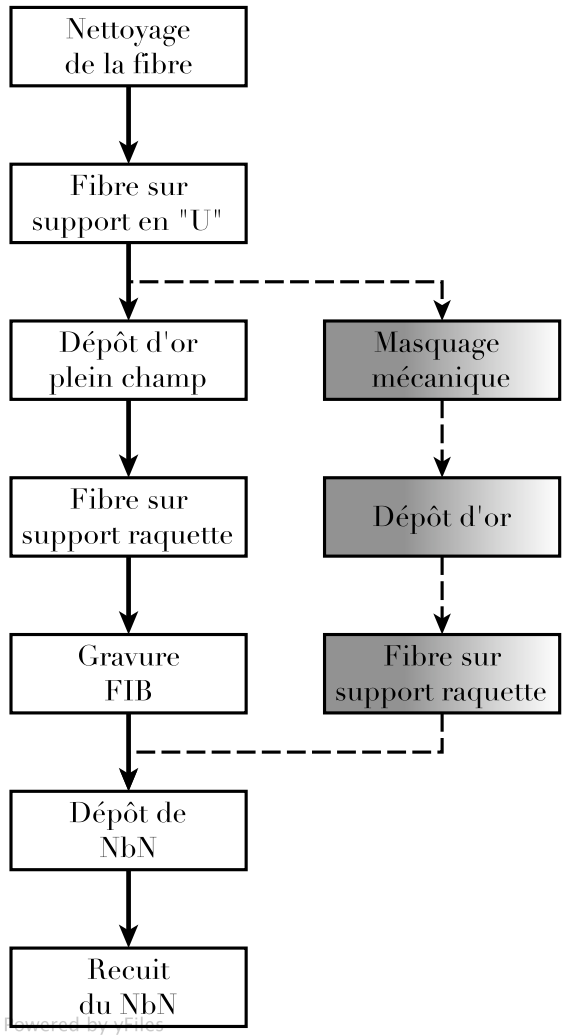


FIGURE 3.2 – Les différentes étapes de fabrication des thermomètres sur fibres de verre. Les zones grisées représentent une procédure alternative.

qui varie peu avec la température entre 4,2 K et 8 K (La résistivité de l'or à 4,2 K est de 3×10^{-11} Ω.m). Il a également l'avantage de ne pas s'oxyder et d'être facile à déposer en couche mince dans des bâtis de dépôt par évaporation. Il est cependant nécessaire de déposer une couche d'accroche en titane d'environ 10 nm d'épaisseur sur la fibre car l'or a une mauvaise adhérence sur le verre. Mais la contrepartie est que l'or a une bonne conductivité thermique. En effet, si l'élément qui court-circuite électriquement le NbN est également un bon conducteur de la chaleur, il va homogénéiser la température autour de la zone sensible du thermomètre. Dans ce cas, la mesure n'est plus locale mais étendue le long de la fibre. C'est pour cela que les épaisseurs de dépôts sont limitées à une centaine de nanomètres pour avoir une résistance thermique élevée. Il est possible d'estimer cette résistance thermique en considérant un dépôt d'or de section rectangulaire dont la hauteur est l'épaisseur du dépôt d'or et dont la largeur est le diamètre de la fibre. Cette valeur est à comparer à la résistance thermique du NbN et à celle de la fibre de verre. Ces trois résistances thermiques étant en parallèle, c'est celle de plus faible valeur qui constituera le facteur limitant. Le tableau 3.1

présente les valeurs des différentes résistances thermiques par unité de longueur.

Matériaux	Sections	λ en W.m^{-1}.K^{-1} à 4,2 K	R_{th} en K.W^{-1}.m^{-1}
Or	rectangulaire $e = 150$ nm et $l = 17$ μm	500	8×10^8
NbN†	rectangulaire $e = 100$ nm et $l = 17$ μm	0,1	6×10^{12}
Verre	circulaire $\Phi_d = 17$ μm	0,1	4×10^{10}

TABLE 3.1 – Comparaison des résistances thermiques R_{th} par unité de longueur pour l'or, le NbN et le verre. Dans le cas d'une section rectangulaire e est la hauteur, l la largeur et Φ_d le diamètre de la fibre. Les calculs ont été faits en considérant une fibre de 17 μm de diamètre. (†) D'après O. Bourgeois, la conductivité thermique du NbN peut être approchée par celle d'un verre à 4,2 K (la contribution des électrons étant négligeable par rapport à celle des phonons pour le NbN à cette température).

On voit que le matériau ayant la plus faible résistance thermique est l'or. Il est donc nécessaire de ne pas avoir des épaisseurs de dépôts trop importantes. Remarquons que l'utilisation d'un matériau supraconducteur avec une température critique supérieure aux températures de travail dans la cellule de Rayleigh-Bénard ($T_c > 10$ K par exemple) à la place de l'or aurait également été un bon choix car en plus d'une excellente conductivité électrique dans l'état supraconducteur, ils ont une faible conductivité thermique. Le niobium qui est un supraconducteur avec une $T_c \approx 9{,}2$ K serait un bon candidat. Le manque de temps ne nous a pas permis de tester cette voie.

L'étape suivante consiste à prendre la fibre de verre du support en « U » et à la fixer sur son support définitif. Ces supports ont été développés précédemment dans l'équipe pour les anémomètres à fils chauds (FIG. 3.3).

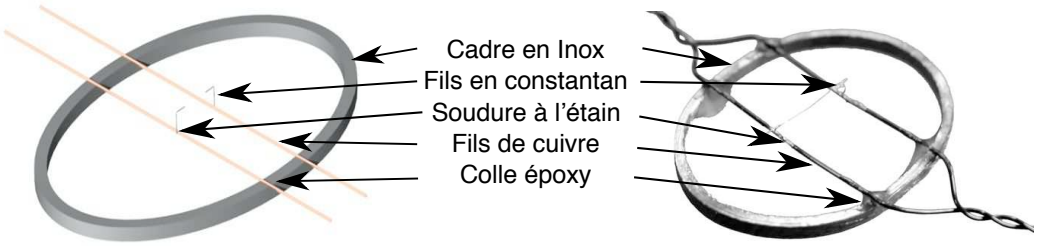


FIGURE 3.3 – Schéma des supports "raquettes" (à gauche) et photo (à droite).

Ils sont fabriqués à partir d'une rondelle en acier inoxydable de 15 mm de diamètre, d'épaisseur 500 μm pour une hauteur d'environ 1 mm. Deux fils de cuivre de diamètre 220 μm sont collés avec de l'araldyte® [3] sur le cadre en inox pour réaliser les amenées de courant. Enfin, un fil de constantan de 50 μm de diamètre est soudé sur chaque fil de cuivre. Les fils de constantan sont coudés et serviront de support pour la fibre. Le constantan qui

3. L'araldite® est une colle époxy.

a une conductivité thermique faible (20 K.W^{-1} à 300 K) permet d'isoler thermiquement la fibre du support. L'avantage de ces supports est leur souplesse : lors du refroidissement cela évite de trop contraindre la fibre et donc de la casser. Ils sont également peu invasifs lorsqu'ils sont placés dans un écoulement. La forme de ces supports ainsi que les fils tendus dessus leur ont valu le surnom de « support raquette ». C'est lors de cette étape de mise en place de la fibre sur le support que les contacts électriques sont réalisés : la fibre est collée sur les bras de constantan avec de la laque argent [4]. A ce stade il est possible de mesurer la résistance du dépôt d'or et de la comparer avec la résistance théorique. Typiquement pour une fibre de 17 μm de diamètre et 3 mm de longueur la résistance électrique est d'environ 50 Ω (et 140 Ω pour une fibre de 5 μm). Ces résistances sont en accord avec les valeurs prédites en utilisant des conductivités électriques tabulées. Remarquons que faire le dépôt d'or avant de mettre la fibre sur le support raquette permet d'avoir un bon contact électrique. En effet, toute la zone de la fibre collée à la laque argent est recouverte d'or.

Ensuite, la gravure de l'or est réalisée pour créer une zone de quelques micro-mètres qui sera la zone sensible du thermomètre. Pour cela, nous utilisons un FIB [5] pour « usiner » le dépôt (Fig. 3.4). La gravure au FIB permet d'avoir une bonne précision sur la largeur de l'ouverture. Il est possible de la faire varier de moins de 1 μm jusqu'à plusieurs microns. Cette largeur est importante car elle détermine la résistance électrique du thermomètre. Il est important de ne pas avoir des valeurs de résistance trop élevées car cela complique les mesures. En effet, la résistance électrique du thermomètre et la capacité électrique des fils de mesure [6] qui descendent dans le cryostat constituent un circuit RC. Plus la résistance des thermomètres est élevée, plus la constante de temps du circuit RC est grande et donc la fréquence de coupure petite. La mesure de résistance des thermomètres étant réalisée avec un courant alternatif, la dynamique de mesure est donc limitée par la valeur de cette résistance car les fréquences d'alimentations devront être inférieures à la fréquence de coupure du circuit RC. D'un autre côté, plus la résistance est grande meilleure est la sensibilité $\mathrm{d}R/\mathrm{d}T$ du thermomètre (typiquement pour une résistance de 4 kΩ à 5 K $\mathrm{d}R/\mathrm{d}T = 600$ Ω/K alors que pour une résistance autour de 150 kΩ, à 5 K $\mathrm{d}R/\mathrm{d}T = 6000$ Ω/K). Le choix de la largeur de l'ouverture est donc un compromis entre ces deux paramètres. Plusieurs tests ont conduit à choisir des ouvertures d'environ 1 μm de largeur pour obtenir des résistances de l'ordre de 3 kΩ.

La troisième phase de fabrication des capteurs est le dépôt de Nitrure de Niobium qui est l'élément thermosensible. Un film de 100 nm de NbN est déposé dans un bâti magnétron. Cette technique de dépôt a été développée au laboratoire par l'équipe Thermodynamique des Petits Systèmes [Bourgeois 2006]. Le NbN est un matériau intéressant car il est possible en changeant les paramètres du dépôt de fabriquer des thermomètres ayant une bonne sensibilité pour différentes gammes de température. Dans notre cas, la température d'utilisation des

4. Grains d'argent en suspensions dans un solvant : l'acétate de butyle. Les grains ont une taille caractéristique d'environ 5 μm.
5. Focused Ion Beam : c'est un canon d'ions gallium.
6. Les fils ont une longueur d'environ 2 m avec une capacité électrique d'environ 100 pF/m.

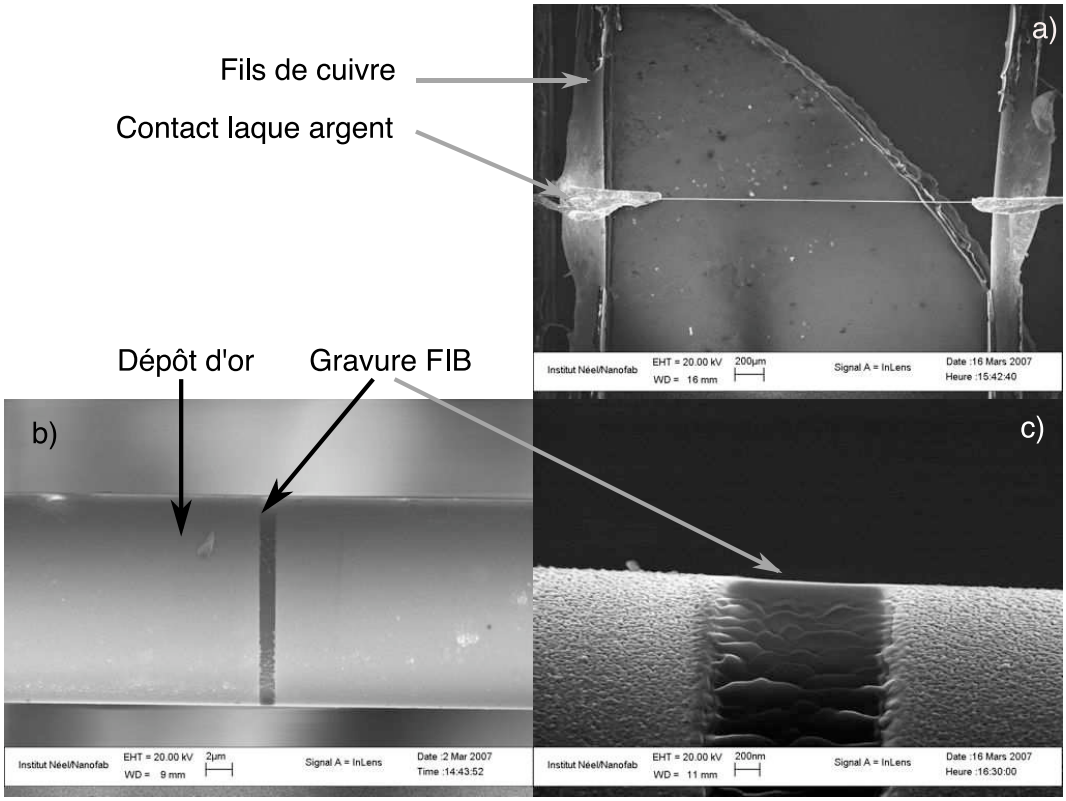


FIGURE 3.4 – Photos d'une fibre de verre réalisées au MEB (Microscope Électronique à Balayage) : a) la fibre est tendue entre les 2 fils de constantan et connectée avec de la laque argent. b) gravure au FIB du dépôt d'or sur une largeur d'environ 1 μm. c) gros plan sur la gravure au FIB : nous distinguons la structure granulaire du dépôt d'or.

thermomètres va varier entre 4,2 K et 7 K. Il est alors nécessaire de régler les paramètres de dépôt avant chaque réalisation de capteur. En pratique, seul un paramètre est ajusté les autres étant fixés. Les thermomètres sont caractérisés par le rapport de résistivité entre leur température d'utilisation et la température ambiante. Il a été constaté que lorsque ce rapport est environ égal à 100, les thermomètres ont une bonne sensibilité autour de 5 K. Dans la pratique pour régler le bâti, des dépôts témoins de NbN sont réalisés sur des plaquettes de saphir. La résistance du dépôt est mesurée à température ambiante puis à la température de l'azote liquide (77 K). Le rapport de résistivité est calculé avec ces deux valeurs. Nous savons que pour obtenir un rapport d'environ 100 entre la résistance électrique à 4,2 K et à 300 K il faut un rapport d'environ 5 entre la résistance à 77 K et à 300 K. Une fois le bâti réglé, le NbN est déposé sur les fibres. Ensuite, il faut faire un recuit de l'échantillon à 150 $^\circ$C pendant environ 10 h pour relâcher les contraintes dans le film de NbN. Ce recuit se fait sous vide.

Une fois la réalisation des thermomètres terminée, leur résistance est mesurée à 300 K, à 77 K et à 4,2 K. Une bonne reproductibilité de la résistance électrique entre les différents thermomètres à 300 K et 77 K a été constatée. Typiquement, les fibres de 17 μm ont une résistance de 90 Ω à 300 K et 220 Ω à 77 K. Par contre, une forte dispersion des valeurs de

résistance à 4,2 K est observée. Cela peut s'expliquer car une petite variation sur le rapport de résistivité (entre 77 K et 300 K) lors du réglage du bâti peut se traduire par une variation importante du rapport à 4,2 K. De plus, le recuit de l'échantillon peut faire varier le rapport de résistivité entre la température ambiante et 77 K jusqu'à un facteur 2, ce qui implique une forte augmentation du rapport de résistivité entre 300 K et 4,2 K (des rapports de résistivité de 1000 ont été mesurés, soit 10 fois plus élevés que ceux attendus).

La figure 3.5 présente une courbe d'étalonnage d'un thermomètre sur fibre de verre. Il s'agit d'une fibre de 17 μm de diamètre.

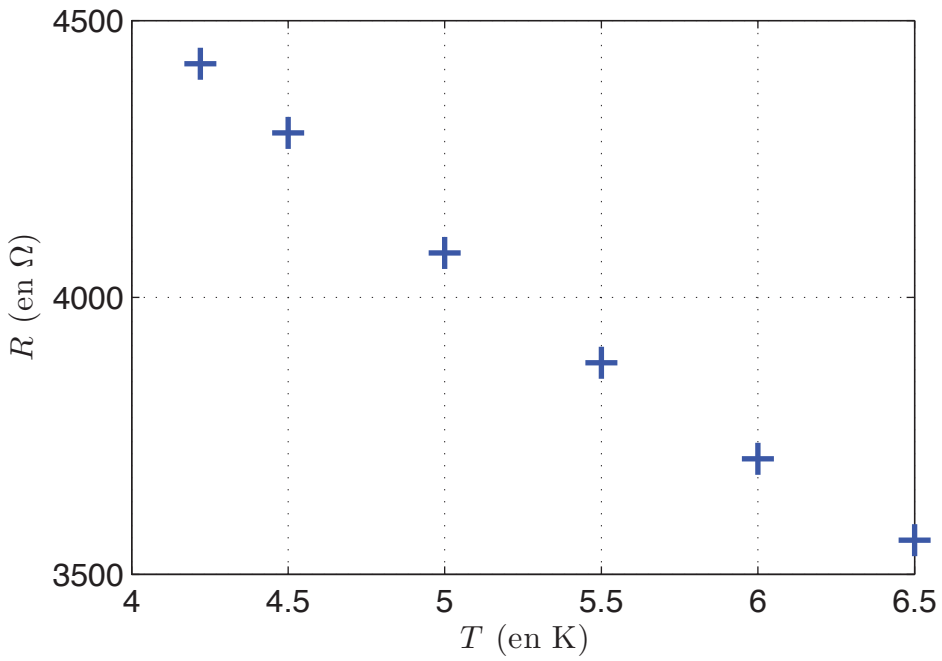


FIGURE 3.5 – Variation de la résistance en Ω d'un thermomètre sur fibre de verre de diamètre 17 μm.

Autour de 5 K le thermomètre a une sensibilité de l'ordre de 2,5 mK/Ω, ce qui est comparable à la sensibilité des thermistances de germanium ou du thermomètre T_2 (cube de silicium dopé à l'arsenic).

3.1.3 Problèmes et alternatives de fabrication

Le refroidissement des capteurs

Lors des premiers tests de refroidissement des capteurs nous nous sommes heurtés à plusieurs difficultés. À 4,2 K (et parfois même avant) les capteurs ont tendance à « casser », c'est-à-dire que leur résistance devient infinie. La figure 3.6 présente une photographie réalisée au microscope électronique à balayage (MEB) de la zone centrale du thermomètre. Nous distinguons le dépôt de NbN sur les bords qui s'est « déchiré » laissant apparaître l'or avec la discontinuité au centre. Deux hypothèses ont été envisagées pour expliquer cette rupture

du dépôt. La première est une surchauffe du NbN due au courant de mesure qui brûlerait le film. Il est en effet possible que la marche au niveau du dépôt de NbN crée une zone de faible section donc une résistance importante et ainsi un point de surchauffe. La deuxième hypothèse est la rupture du film à cause des contraintes mécaniques présentes dans le film de NbN. Lors du dépôt la fibre est en surchauffe : le NbN se dépose donc à une température très élevée par rapport à sa température d'utilisation. Rappelons que le recuit du NbN réalisé après le dépôt a pour but de relâcher les contraintes mécaniques dans le film. Dans le cas où le recuit n'est pas assez efficace, les contraintes exercées lors du refroidissement sont importantes, ce qui conduit au déchirement du film de NbN. Il est également possible d'imaginer un mécanisme mixte : les contraintes exercées sur le film engendrent des fissures et des petits déchirements qui réduisent la section de passage du courant. Localement, il y a apparition de points chauds qui font brûler le film.

Il paraît cependant peu probable que les courants de mesure seuls soient à l'origine du problème car les puissances dissipées par le capteur sont de l'ordre de 1 nW (pour un courant d'injection de 500 nA). Nous nous sommes plutôt orientés vers un problème de recuit. Il est réalisé de la façon suivante : l'échantillon est posé sur une plaque régulée en température à 150 °C. Seuls les fils en cuivre vissés sur la plaque assurent le contact thermique entre la plaque à 150 °C et le NbN. Dans ce cas, une estimation de la résistance thermique entre la plaque et la zone sensible de NbN donne une valeur de l'ordre de 10^7 K/W à 150 °C [7]. De plus, à part la plaque à 150 °C sur laquelle est vissé le thermomètre, la fibre est en regard de l'enceinte du bâti qui est à température ambiante. Nous pouvons alors supposer que la fibre a du mal à se thermaliser et qu'il existe un gradient de température important dans la fibre qui conduit à un recuit non homogène. Nous avons donc fabriqué un four pour le recuit des échantillons. Il s'agit d'un bloc de cuivre placé dans une enceinte sous vide et régulé en température. Le thermomètre est introduit à l'intérieur du bloc. En plus de la contribution des fils pour la mise en température de la fibre, celle-ci est entièrement entourée de cuivre à 150 °C ce qui améliore l'échange thermique par rayonnement. Après l'adoption

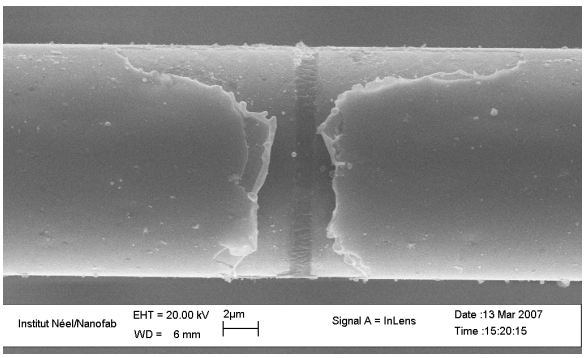


FIGURE 3.6 – Visualisation MEB d'un capteur cassé.

de ce mode de recuit pour la fibre, un taux très faible de casse des thermomètres au cours des refroidissements a été constaté.

7. La résistance thermique qui limite ici est celle du dépôt d'or et de la fibre de verre qui sont du même ordre de grandeur. Les résistances thermiques du cuivre et du constantan sont négligeables.

Bruit de résistance

Le deuxième problème rencontré est un bruit de résistance des capteurs. La figure 3.7 présente la densité spectrale de bruit E_{bruit} (en $K^2.Hz^{-1}$) d'un capteur de 17 μm. La mesure a été effectuée en maintenant la température du thermomètre constante (6 K). Il s'agit d'un bruit de résistance car lorsque le courant de mesure est par exemple modifié d'un facteur 2, alors la densité spectrale (en $V.Hz^{-1/2}$) varie également d'un facteur 2. Il s'agit du bruit associé à la valeur de la résistance et non pas du bruit thermique (bruit Johnson-Nyquist) qui est un bruit blanc généré par l'agitation thermique des électrons. Le bruit thermique qui est de l'ordre de 3×10^{-11} $K^2.Hz^{-1}$ (pour un thermomètre dont la résistance est de 4 kΩ à 6 K) est négligeable[8], dans la bande de fréquences considérée, par rapport au bruit de résistance (Fig. 3.7).

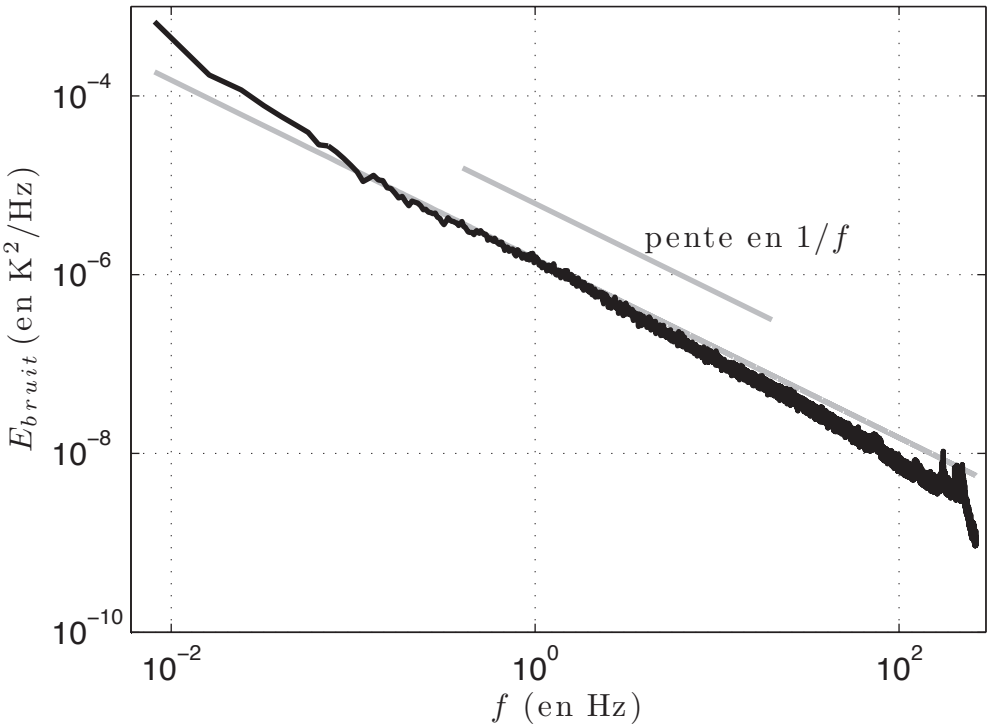


Figure 3.7 – Densité spectrale de bruit d'un capteur sur fibre de verre. La courbe noire est la mesure alors que la ligne continue grise est une approximation de la densité spectrale de bruit telle que $E_{bruit} = 1.5 \times 10^{-6}/f$ où f est la fréquence.

Ce bruit est trop élevé pour les mesures de fluctuations de température dans le cœur de la cellule. Pour s'en convaincre, il est possible d'intégrer E_{bruit} sur une bande de fréquence pour calculer l'écart type des fluctuations de température associées au bruit de résistance.

8. Pour déterminer le bruit thermique b_v exprimé en $V.Hz^{-1/2}$, nous utilisons la relation $b_v^2 = 4k_BRT$ où R est la valeur de la résistance en Ohm, T la température en kelvin et k_B la constante de Boltzmann ($k_B \approx 1{,}3806 \times 10^{-23}$ $J.K^{-1}$).

En intégrant E_{bruit} entre 0,01 Hz et 100 Hz, la valeur rms du bruit Θ_{bruit} est égale à :

$$\Theta_{bruit} = \int_{0,01}^{100} \frac{1.5 \times 10^{-6}}{f} df \approx 4 \text{ mK}. \tag{3.1}$$

Il est alors intéressant de comparer cette valeur à celles des fluctuations de température dans le cœur de la cellule. Elles sont de l'ordre de 1% du ΔT pour des Ra de l'ordre de 10^{11}. Ceci implique que nous pourrons utiliser ces thermomètres pour des ΔT supérieures à 400 mK. En pratique, les ΔT varient de quelques dizaines à quelques centaines de mK. Les thermomètres ont donc un bruit trop important pour pouvoir mesurer les fluctuations de température au centre de la cellule sur toute la gamme de ΔT que l'on souhaiterait explorer. Notons que comme il s'agit d'un bruit de résistance il n'est pas possible de le différencier des fluctuations de température et donc de s'en affranchir.

Plusieurs causes peuvent être à l'origine de ce bruit de résistance :

- charges électroniques sur la fibre de verre (comme par exemple l'implantations d'ions gallium lors de la gravure FIB) ;
- interface entre le dépôt d'or et celui de NbN ;
- structure granulaire des couches minces.

Deux tests ont été menés : une mesure de bruit avec un dépôt de NbN sur du saphir avec des contacts en or et une fabrication de capteur avec un masquage mécanique. Le masquage mécanique consiste à tendre un fil de 2 ou 3 μm de diamètre au dessus et perpendiculairement à la fibre de verre pendant le dépôt d'or. De cette manière, nous créons l'ouverture du dépôt d'or sans passer par le FIB. La figure 3.8 présente une compilation des résultats obtenus pour différents capteurs. Pour comparer les mesures entre elles, la densité spectrale E (en Ω^2/Hz) a été normalisée par la valeur de la résistance du thermomètre : soit la quantité $E' = E/R^2$.

Premièrement, nous remarquons que le masquage mécanique n'a pas d'effet sur le bruit en $1/f$. *A priori*, la gravure FIB n'en est donc pas responsable. De plus, la mesure du bruit d'un dépôt de NbN (à 77 K) sur du saphir n'a pas révélé la présence de bruit en $1/f$ (les autres mesures présentées sur la figure 3.8 ont été réalisée à 4,2 K). Il serait également intéressant de poursuivre l'étude en mesurant le bruit d'un dépôt de NbN sur une plaquette de verre pour voir si le matériau du substrat (fibre de verre) joue un rôle.

3.1.4 Conclusions : pour quelles applications

Les capteurs ne permettent pas actuellement de résoudre les fluctuations de températures sur toute la gamme de Ra qui est explorée à cause de leur bruit de résistance en $1/f$. Ce bruit est gênant pour cette expérience car les fluctuations de température sont faibles (autour de 1 mK) et à basse fréquence (< 100 Hz). Notons cependant que les thermomètres ont pu être mis à profit avec succès à la fin de la thèse. Des mesures dans le cœur de la cellule ont alors été réalisées par Julien Salort (stagiaire en master), en se limitant à des acquisitions dont la différence de température est supérieure à 400 mK. Elles sont présentées au paragraphe 4.3.2 du chapitre 4.

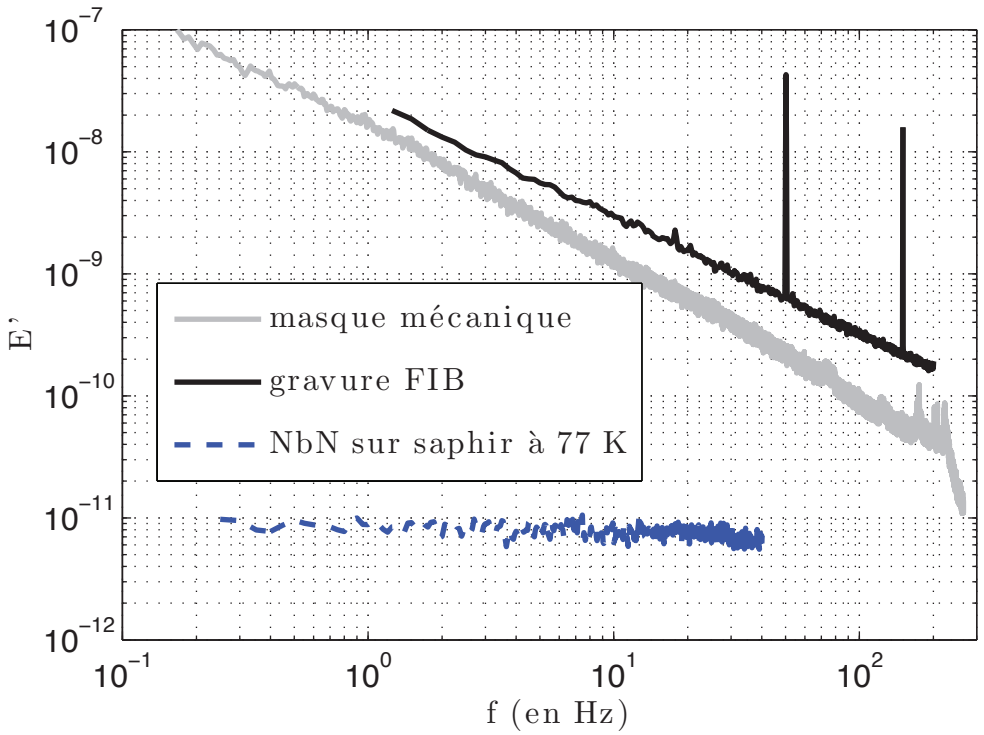


FIGURE 3.8 – Comparaison du bruit de différents thermomètres.

Dans d'autres contextes, ces capteurs peuvent trouver tout leur intérêt. Par exemple, il est possible d'imaginer les utiliser pour mesurer les fluctuations de température dans la couche limite thermique là où elles sont plus importantes (de l'ordre de $\Delta T/2$ contre $\Delta T/100$ dans le cœur de la cellule). La difficulté de la réalisation d'une telle mesure a été évoquée au paragraphe 1.4 du chapitre 1.

Une autre application possible serait d'utiliser les thermomètres comme fils chauds. Lors de mesures nous avons surchauffé les thermomètres avec des courants d'environ 20 μA (les capteurs commencent à surchauffer pour des courants d'environ 1 μA) et observé un signal en faisant bouger la bouteille d'hélium dans laquelle ils étaient plongés. Un des inconvénients de l'utilisation de ces capteurs en fils chauds est leur forte résistance électrique. Cela nécessiterait l'utilisation d'un amplificateur à froid (proche des capteurs) afin de s'affranchir de la capacité des câbles pour avoir une dynamique de mesure assez grande.

Enfin, notons que des thermomètres sur membranes de Kapton® sont également en développement. Le principe de fonctionnement est le même que pour les thermomètres sur fibre de verre. Un matériau conducteur (de l'or) est déposé avec une discontinuité au centre, suivi d'un dépôt de matériau thermosensible (du NbN). La différence principale avec les thermomètres sur fibre de verre se situe au niveau des supports des thermomètres : des fils de Kapton® (de 25 μm d'épaisseur) tendus sur une rondelle de macor® (FIG. 3.9). Cette technique permet d'obtenir un réseau de cinq thermomètres sur un même support. La procédure de fabrication a été mise au point par le pôle Capteurs Thermométriques et

Calorimétrie de l'Institut Néel et la fabrication assurée par Pierre Lachkar. Les thermomètres ont une zone thermosensible de 30 μm de longueur et 30 μm de largeur.

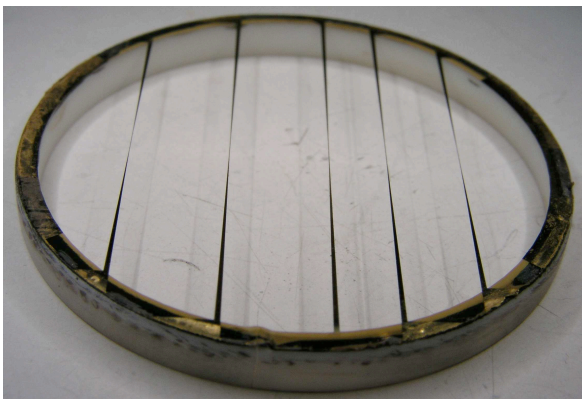


FIGURE 3.9 – Thermomètres sur fils de kapton. Le diamètre de la rondelle de macor est de 2,5 cm.

Leur intérêt est une fabrication « intégrée » en un seul processus depuis l'échelle centimétrique jusqu'à l'échelle micrométrique. Cela ouvre la voie à l'intégration de différents capteurs sur un même support, et la réalisation de mesures d'inter-corrélation entre les thermomètres (ou des fils chauds) ou encore la mesure direct de gradients de température à l'intérieur d'un écoulement.

3.2 Thermomètres sur plots en cuivre

Les problèmes liés aux thermomètres sur fibres de verre nous ont conduit à fabriquer un autre type de thermomètres. L'objectif ici est la fabrication de thermomètres de différentes dimensions et sensiblement plus gros que 200 μm, pour étudier l'influence de leur taille sur les mesures de fluctuations de température. Pour ces capteurs, les éléments thermosensibles sont fabriqués par Microsensor Research & Production Company en Ukraine. Les thermomètres sont fabriqués à partir d'un substrat $AsGa$ sur lequel est déposé un film de Germanium de 5 μm par évaporation [Mitin 1997]. Plusieurs types de thermomètres avec des caractéristiques différentes peuvent ainsi être fabriqués à partir de cette technique. Nous utilisons les thermomètres TTR-G 0.3 optimisés pour une gamme de température de 0,3 à 300 K. Ils ont une résistance d'environ 3500 Ω à 6 K pour une sensibilité de 10^3 Ω/K [Mitin 2007]. Les thermomètres se présentent sous la forme d'une plaquette de 300 μm de côté et 50 μm d'épaisseur. Deux pistes en or sont gravées sur la face où a été fait le dépôt de Ge (FIG. 3.10) pour réaliser les contacts électriques (les motifs sont ajustés pour obtenir la résistance désirée).

Ces plaquettes thermométriques sont ensuite collées sur des plots en cuivre cylindriques de différentes tailles afin d'obtenir une gamme de thermomètres de plusieurs dimensions caractéristiques. La figure 3.11 présente un schéma du montage. La première étape de fabrication consiste à fixer 2 fils de constantan de 50 μm de diamètre sur chacune des pistes d'or

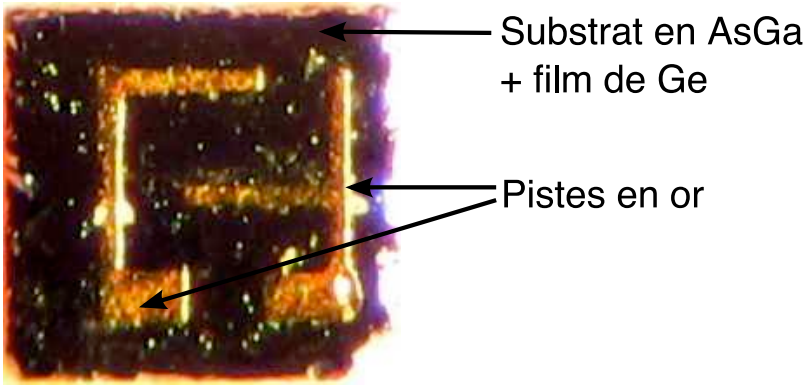


FIGURE 3.10 – Thermomètres de Ge sur substrat AsGa.

pour l'alimentation en courant des thermomètres. Pour cela, les 2 fils sont tendus sur une feuille de papier à cigarette (épaisseur de 6 μm) et la plaquette est glissée entre les 2 fils. Les contacts électriques sont réalisés avec de la laque argent entre les fils de constantan et les pistes en or. La feuille de papier à cigarette permet, quant à elle, d'isoler électriquement la plaquette du plot en cuivre. Une fois la laque à l'argent sèche nous découpons le papier à cigarette autour de la plaquette. Le papier est également enlevé en-dessous des fils. La plaquette est collée sur le plot en cuivre cylindrique avec du vernis General Electrics (GE 7031). Les plots ont un rapport d'aspect de 1, c'est-à-dire que leur diamètre est égal à leur hauteur. Le cuivre est un bon matériau pour faire les plots car c'est un très bon conducteur thermique [9].

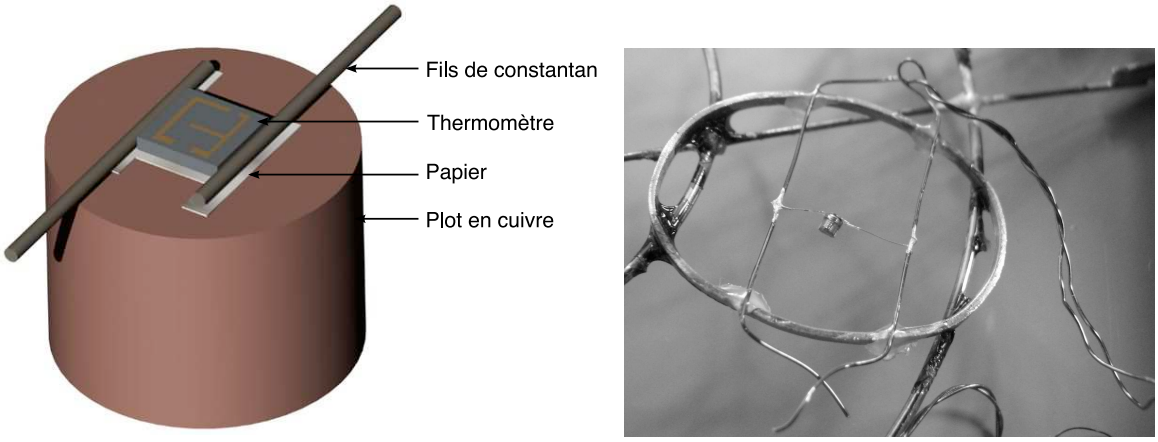


FIGURE 3.11 – Schéma de principe du montage des thermomètres de Ge sur substrat AsGA (à gauche). La laque argent et le vernis ne sont pas représentés sur le schéma. Photo d'un thermomètre de 1 mm à droite.

Pour finir, le thermomètre est monté sur un support raquette du même type que ceux utilisés pour les thermomètres sur fibre de verre (FIG. 3.11). Plusieurs tailles de capteur ont donc été fabriquées ; de 500 μm à 2 mm. Les mesures réalisées avec ces thermomètres sont présentées au chapitre suivant.

9. De plus, le cuivre a été recuit pour encore améliorer la conductivité thermique.

Chapitre 4

Fluctuations locales de température

Sommaire

4.1 Présentations des mesures **66**

4.2 Effet de taille des thermomètres **71**

4.3 La transition autour de $Ra = 10^{12}$ **81**

Les mesures de fluctuations de température dans le cœur de la cellule sont motivées par les travaux précédemment effectués par Wu *et al.* [Wu 1991, Procaccia 1991] et Chavanne *et al.* [Chavanne 2001] dans lesquels ils rapportent l'observation d'un changement quantitatif sur la répartition spectrale de l'énergie des fluctuations locales de température autour de $Ra = 10^{12}$. Ces observations ayant été remises en question en invoquant un effet de taille des capteurs [Grossmann et Lohse 1993], l'objectif initial de ce travail était la conception et la réalisation de thermomètres de taille au moins dix fois inférieure à ceux utilisés précédemment. Les limitations du rapport signal sur bruit de ces thermomètres nous ont conduits à fabriquer des thermomètres de plus grande taille. L'objectif est de quantifier l'influence de cette taille sur les mesures locales de température afin de tester le modèle proposé par Grossmann et Lohse.

Dans un premier temps, nous présentons les mesures réalisées. Ensuite, nous quantifions l'effet de taille des capteurs sur les mesures locales de température. Cette étude permet de déterminer une taille effective de capteur par rapport à sa taille physique. Nous discutons alors des mesures de fluctuations de température ainsi que de la transition rapportée dans la littérature. Enfin, nous présentons des mesures de température effectuées avec un thermomètre sur fibre de verre de 17 μm, soit 10 fois plus petit que les précédents capteurs. Ces mesures ont été réalisées à la fin de cette thèse par Julien Salort, en stage de Master 2.

4.1 Présentations des mesures

4.1.1 Rappels expérimentaux

Le dispositif expérimental est présenté au paragraphe 2.4.2 (p.43). Une description détaillée des capteurs sur plots en cuivre est faite au paragraphe 3.2 (p.62). Les principales caractéristiques des thermomètres sont rappelées dans le tableau 4.1.

Nom	Position dans la cellule	Taille caractéristique	Remarques
T_{fv}	2 mm au-dessus de la plaque du bas	17 μm	NbN sur fibre de verre (Cf. p.52)
T_2	régulièrement espacés	0,2 mm	cube de silicium dopé (Cf. p.43)
T_5	sur un cercle de	0,5 mm	Ge sur plot en cuivre (Cf. p.62)
T_{10}	5 cm de diamètre	1 mm	Ge sur plot en cuivre (Cf. p.62)
T_{10b}	à mi-hauteur	1 mm (bis)	Ge sur plot en cuivre (Cf. p.62)
T_{20}	de la cellule	2 mm	Ge sur plot en cuivre (Cf. p.62)

TABLE 4.1 – Thermomètres présents dans la cellule : nature et tailles caractéristiques.

4.1.2 Ra, Pr et Nu des acquisitions pour l'étude de l'effet de taille

Le tableau 4.2 résume les masses volumiques de remplissage D de la cellule, les températures moyennes T_m ainsi que les nombres de Prandtl, explorés durant une première expérience menée avec les thermomètres de taille supérieure ou égale à 0,2 mm. Le nombre d'acquisitions est précisé pour chaque condition. Une acquisition consiste à mesurer le signal pour chacun des cinq thermomètres (T_2, T_5, T_{10}, T_{10b} et T_{20}) simultanément.

$N°$ série	D (kg/m^3)	T_m (K)	Prandtl	Nombre d'acquisitions
1	6,54	6,0	0,76	4
2	10,73	6,0	0,82	2
3	18,37	6,0	0,97	5
4	29,89	6,0	1,31	5
5	40,08	5,6	2,17	2
6	40,08	6,0	1,72	3
7	69,79	6,0	2,85	4
8	69,79	5,7	4,02	2
9	69,79	5,5	6,88	2
10	18,12	6,0	0,97	3

TABLE 4.2 – Nombres de Prandtl des différentes acquisitions : D, masse volumique et T_m, température moyenne.

La série de mesures numéro 10 est réalisée avec la cellule qui a été plus inclinée (3,6 ° par rapport à l'inclinaison de base de 1,3 °). Pour cette série, le temps d'acquisition est de 11 heures tandis que pour les autres séries il est de 5h30. La figure 4.1 situe les points sur des graphiques présentant le Nu et le Pr en fonction du Ra.

Tous les points ont été représentés sur la figure 4.1 : c'est-à-dire les points réalisés avec de faibles ΔT ainsi que les points ne satisfaisant pas le critère de Boussinesq adopté dans cette thèse (qui est 30% de variation des propriétés de l'hélium entre le bas et le haut de la cellule (Cf. paragraphe 1.1.2, p.17)). Le choix des critères de sélection de ces points pour l'étude présentée dans ce chapitre est discuté dans la suite. Les points couvrent une large gamme de nombres de Rayleigh (environ 5 décades) et les nombres de Prandtl varient de 0,7 à 7 (le nombre de Prandtl est constant pour chaque masse volumique de remplissage D de la cellule). Les ΔT varient, quant à eux de 10 mK à 1,1 K.

4.1.3 Pré-traitement des données

Chaque acquisition représente un fichier de 300 Mo de données enregistrées en simple précision (4 octets). Lors des traitements avec des logiciels de calcul numérique les données doivent être chargées dans la mémoire de l'ordinateur en double précision pour faire les calculs (soit 600 Mo de données pour une acquisition). Pour diminuer la taille des fichiers et donc le temps de calcul, les signaux sont rééchantillonnés. Cela consiste à appliquer un filtre passe bas de fréquence de coupure F_{coup} sur les signaux de température puis de rééchantillonner le signal à une fréquence $F_e = 2 \times F_{coup}$ en ne retenant qu'un point du signal original sur N [1].

Choix des fréquences de coupure. Dans la suite, E désigne la densité spectrale d'énergie qui est égale au carré du module de la transformée de Fourier d'un signal temporel. E est normalisée pour que la racine carrée de l'intégrale sur les fréquences (positives) de $E(f)$ soit égale à l'écart type du signal temporel. La figure 4.2a présente deux spectres de densité spectrale d'énergie des fluctuations de température pour des Ra de $2{,}0 \times 10^{11}$ et de $3{,}6 \times 10^{10}$ qui correspondent respectivement à des ΔT de 888 mK et de 158 mK. Les deux spectres rejoignent le plateau de bruit (à haute fréquence) pour des fréquences différentes. Pour rééchantillonner les signaux, une fréquence de coupure F_{coup} est déterminée pour chaque acquisition ; F_{coup} est la même pour les signaux des différents thermomètres d'une même acquisition. Pour déterminer la fréquence de coupure, nous nous basons sur le thermomètre de plus petite taille (T_2) qui coupe à des fréquences supérieures par rapport aux autres thermomètres. Nous traçons alors la densité spectrale multipliée par la fréquence. En coordonnées semi-logarithmiques (coordonnées linéaires pour l'axe des ordonnées), l'aire sous la courbe représente visuellement l'énergie du signal. Nous pouvons alors avoir une idée de la contribution du plateau de bruit basse fréquence sur l'énergie totale du signal. La fréquence F_{coup} est alors choisie comme étant la fréquence pour laquelle la courbe passe par un minimum pour éliminer le bruit haute fréquence du signal. Par exemple, les fréquences de coupure déterminées pour $Ra = 2{,}0.10^{11}$ et pour $Ra = 3{,}6.10^{10}$ (Fig. 4.2b) sont respectivement égales à 100 Hz et 25 Hz.

1. Si F_e est la nouvelle fréquence d'échantillonnage et $F_{e,old}$ l'ancienne, alors $N = F_{e,old}/F_e$.

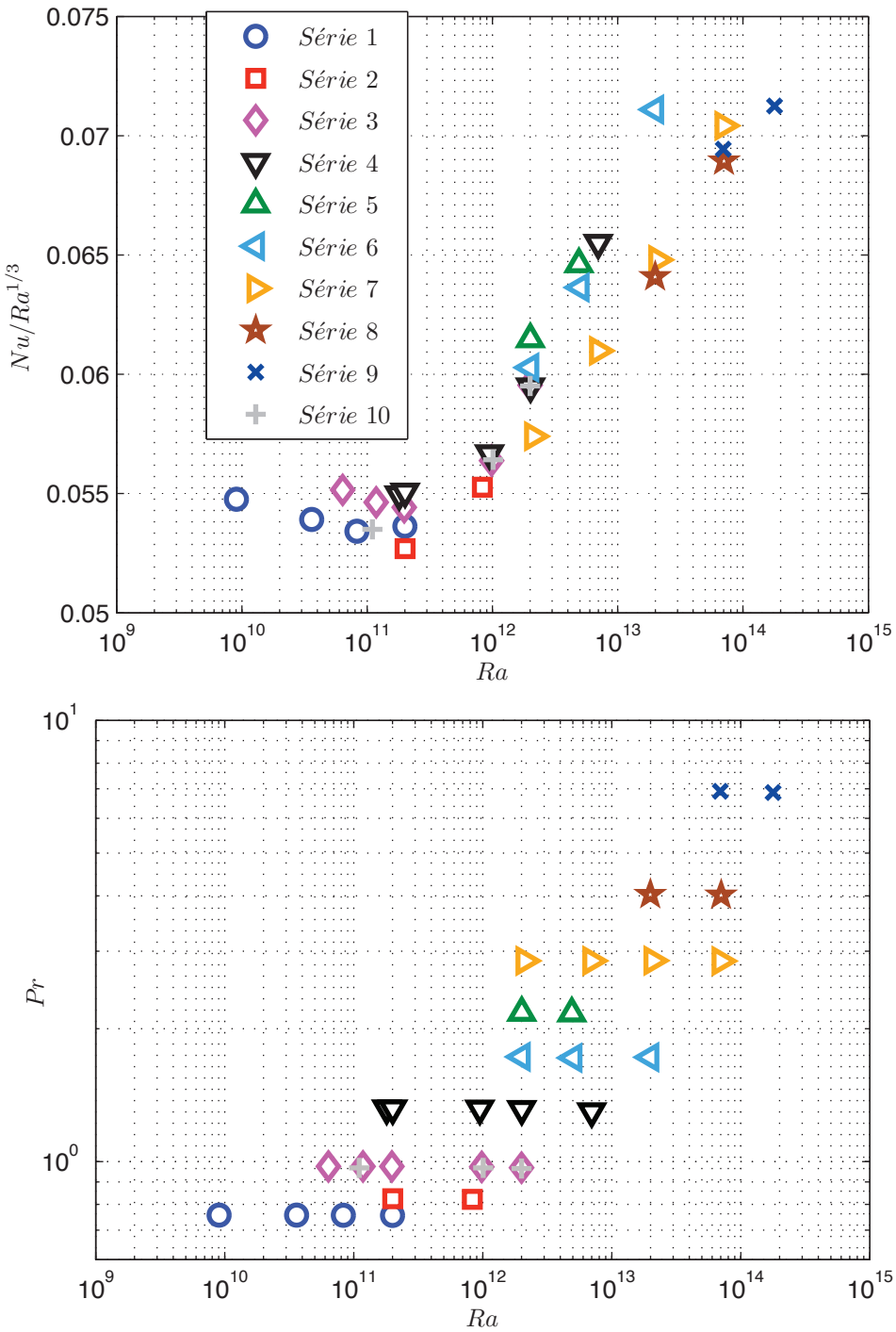


FIGURE 4.1 – Le graphique du haut présente le nombre de Nusselt des points d'acquisition en fonction du nombre de Rayleigh. Celui du bas représente le nombre de Prandtl des mêmes points en fonction du nombre de Rayleigh.

Le rééchantillonnage. Le rééchantillonnage est réalisé à l'aide du logiciel Matlab® et de la fonction *resample* qui fait partie de la *Signal Processing Toolbox*. La figure 4.3 présente le filtre utilisé par la fonction *resample* dans l'espace des fréquences. Le filtrage est obtenu par convolution de la forme temporelle du filtre et du signal dans l'espace des temps. La phase

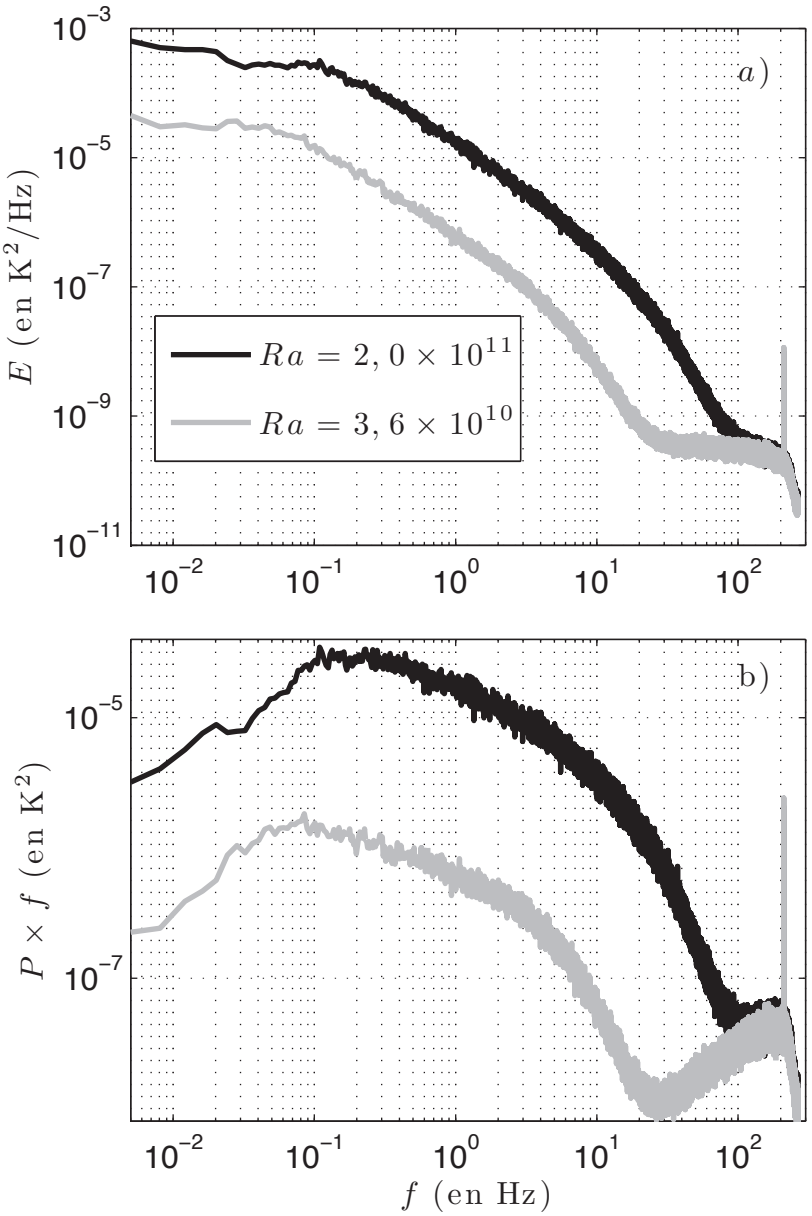


FIGURE 4.2 – (a) : Densité spectrale d'énergie pour deux acquisitions de la série 1 réalisées avec le thermomètre T_2. (b) : Densité spectrale d'énergie multipliée par la fréquence. La représentation est faite en coordonnées logarithmique (et non semi-logarithmique) pour plus de lisibilité.

du filtre utilisé est linéaire et sa coupure est bien raide : l'atténuation est de $-60\ dB$ pour une fréquence égale à $1{,}02 \times F_{coup}$.

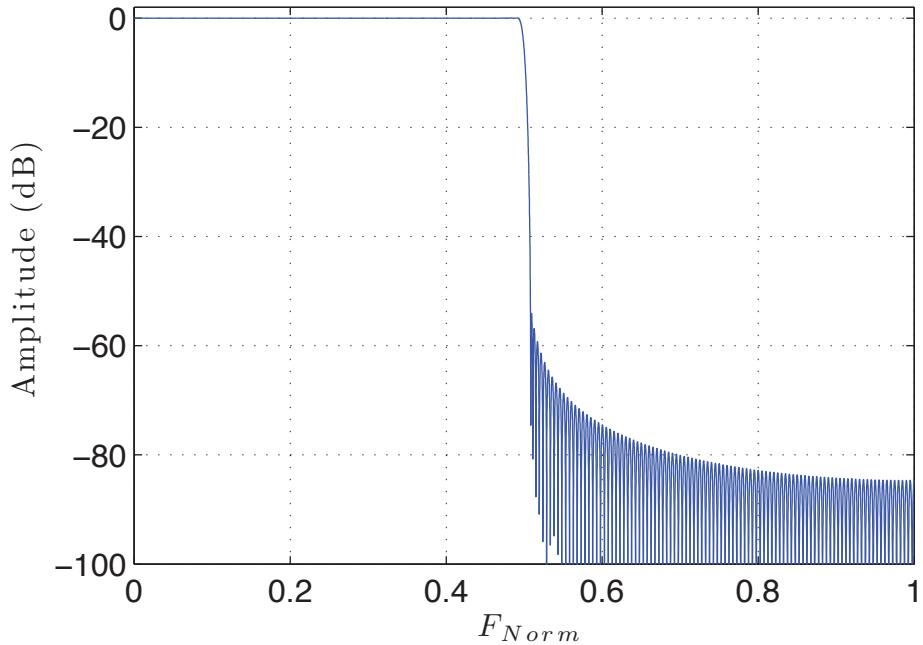


FIGURE 4.3 – Filtre passe bas numérique utilisé pour le rééchantillonnage des données. F_{Norm} correspond à la fréquence normalisée : $F_{Norm} = F/F_{Nyquist}$ où $F_{Nyquist}$ est la fréquence de Nyquist qui est égale à la moitié de la fréquence d'échantillonnage. Dans notre cas la fréquence d'échantillonnage $F_e = 530\ Hz$ donc $F_{Nyquist} = 265\ Hz$. Pour cet exemple, le signal est filtré autour de 115 Hz et la nouvelle fréquence d'échantillonnage est de 230 Hz.

Influence du choix de F_{coup}. Pour quantifier la sensibilité du choix de F_{coup} sur le signal, nous calculons la valeur de l'écart type Θ des fluctuations de température (pour le capteur T_2) :

$$\Theta = \sqrt{\overline{(T(t) - \overline{T(t)})^2}}, \tag{4.1}$$

où $T(t)$ est le signal de température en fonction du temps. Le calcul est réalisé pour un rééchantillonnage avec une fréquence de coupure F_{coup} et un autre réalisé pour $2 \times F_{coup}$ (FIG. 4.4).

La différence entre $\Theta_{F_{coup}}$ et $\Theta_{2F_{coup}}$ est toujours inférieure à 5% et même inférieure à 1,3% pour les acquisitions réalisées pour un $\Delta T > 60\ mK$. Dans la suite, seules les acquisitions dont le ΔT est supérieur à 60 mK seront traitées. Par contre, aucune distinction ne sera faite entre les points considérés comme Boussinesq et ceux non-Boussinesq car le but de l'étude est de comparer les capteurs entre eux. Notons cependant qu'environ 20% des enregistrements ont un $\alpha.\Delta T > 30\%$.

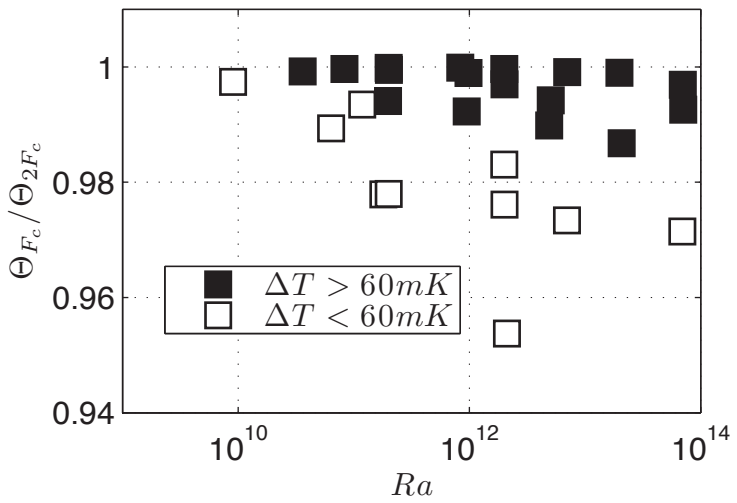


FIGURE 4.4 – Rapport entre les valeurs RMS Θ des fluctuations de température calculées pour un rééchantillonnage des points avec une fréquence de coupure F_{coup} et $2 \times F_{coup}$ en fonction de Ra. Les points représentés sont issus des données enregistrées avec le capteur T_2.

4.2 Effet de taille des thermomètres

4.2.1 Temps de réponse des thermomètres

La figure 4.5 présente les densités spectrales d'énergie des fluctuations de température (E_x, x désignant le capteur) calculées pour les cinq thermomètres durant une même acquisition.

Suivant la taille du capteur, E_x ne coupe pas aux mêmes fréquences. Comme attendu, le capteur le plus petit a une fréquence de coupure plus élevée. Notons également que les 2 capteurs de 1 mm présentent des densités spectrales équivalentes et coupent à une même fréquence.

Pour expliquer la coupure des thermomètres, il est possible de définir plusieurs temps caractéristiques :

- un temps relatif à une fréquence de coupure spatiale : f_s égale à la vitesse de l'écoulement V divisée par la taille caractéristique des thermomètres x_0. C'est le temps que met une structure de taille x_0 pour passer sur un capteur (temps d'advection).

$$f_s = \frac{V}{x_0}. \tag{4.2}$$

- Un temps relatif à une fréquence de coupure temporelle f_t défini comme l'inverse de la somme du temps de diffusion thermique dans le capteur et du temps de diffusion dans la couche limite d'hélium autour du capteur.

$$f_t^{-1} = \frac{x_0^2}{\kappa_0} + \frac{x_c^2}{\kappa}, \tag{4.3}$$

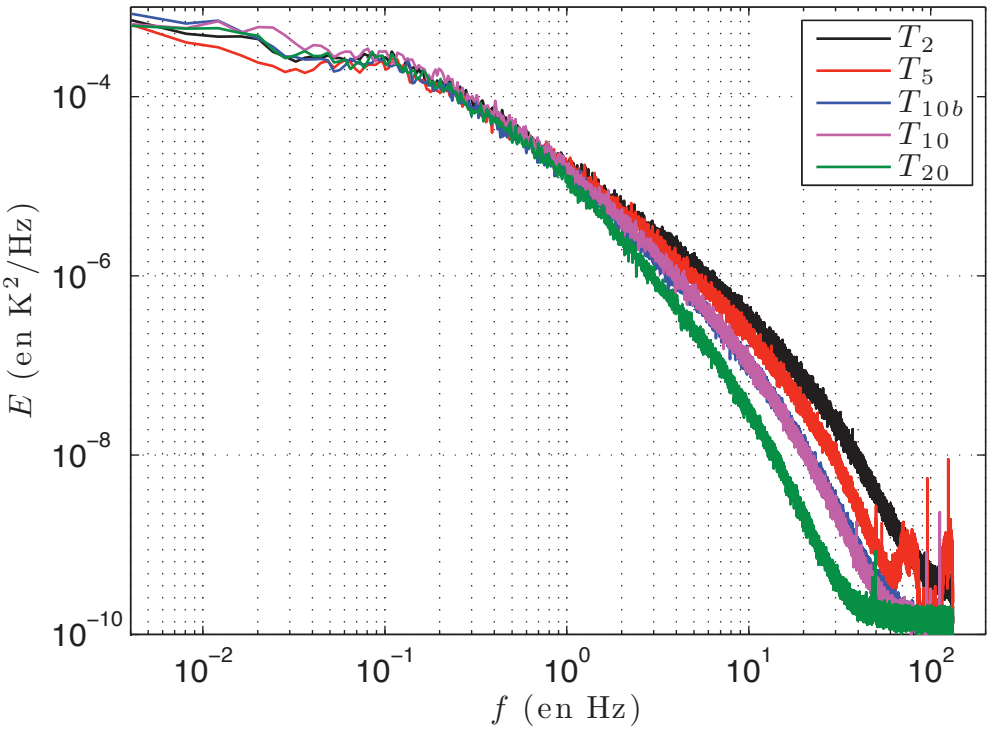


FIGURE 4.5 – Densité spectrale d'énergie des fluctuations de température, pour les thermomètres T_2, T_5, T_{10}, T_{10b}, T_{20}, pour $Ra = 2{,}0 \times 10^{11}$.

où κ_0 est la diffusivité thermique du cuivre, x_c l'épaisseur de la couche limite d'hélium et κ sa diffusivité thermique. Notons que seul le temps de diffusion dans le plot en cuivre a été pris en compte alors que le temps de diffusion dans la plaquette thermométrique est du même ordre de grandeur. Cependant, nous verrons que ces temps sont négligeables par rapport aux autres temps caractéristiques.

Remarquons que la vitesse autour des thermomètres varie en fonction du temps et que cela se répercute sur l'épaisseur de la couche limite avec un temps de réponse visqueux $t_\nu = x_c^2/\nu$. En convection naturelle, les fluctuations de vitesse et de température sont corrélées, et l'effet de ces fluctuations sur la coupure se manifeste en même temps. *A priori*, il faut donc considérer et discuter ce second temps t_ν dans notre analyse. Pour des nombres de Prandtl de l'ordre de l'unité ($Pr = \nu/\kappa$), ce qui est le cas pour nos acquisitions, le temps de diffusion visqueux est du même ordre de grandeur que le temps de diffusion thermique $t_\kappa = x_c^2/\kappa$. De plus, comme nos mesures sont effectuées en conditions réelles d'écoulement, elles intègrent ces deux effets. Dans la suite, nous supposons que la considération d'un seul de ces deux effets, à savoir le temps de diffusion thermique, permet de rendre compte de ces deux phénomènes.

La vitesse V est déterminée à partir de l'ajustement du nombre de Reynolds en fonction de Ra et de Pr établi par Chavanne *et al.* [Chavanne 2001] dans les conditions exactes de

notre expérience :

$$Re = \frac{Vh}{\nu} \simeq 0{,}206 \times Ra^{0{,}49} \times Pr^{-0{,}7}, \tag{4.4}$$

où ν est la viscosité cinématique du fluide. Cette dépendance en Ra et Pr a d'ailleurs été confirmée lors de cette expérience (Cf. paragraphe 6.3, p.110).

Sachant que x_c est toujours inférieur à x_0 et que la diffusivité thermique du cuivre est supérieure d'au moins 6 ordres de grandeur à celle de l'hélium dans les conditions de notre expérience, le facteur limitant dans l'expression de f_t est le temps de diffusion dans la couche limite d'hélium autour du capteur. Le terme x_0^2/κ_0 peut alors être négligé dans l'expression de f_t, d'où $f_t = \kappa/x_c^2$. La coupure des capteurs sera alors dominée par la plus petite des deux fréquences $\min(f_s, f_t)$.

4.2.2 Détermination expérimentale des fréquences de coupure

À partir des acquisitions il est possible de déterminer une fréquence de coupure expérimentale $F_{c,exp}$ pour chacun des capteurs. Pour cela, nous supposons dans un premier temps que le capteur de plus petite taille T_2 n'est pas affecté par les mécanismes de coupure aux plus basses fréquences, c'est-à-dire qu'il a une réponse temporelle parfaite. Nous calculons alors le rapport entre E_2 et E_x (Fig. 4.6) pour x égal à 5, 10, 10b et 20 pour obtenir une fonction de transfert des thermomètres.

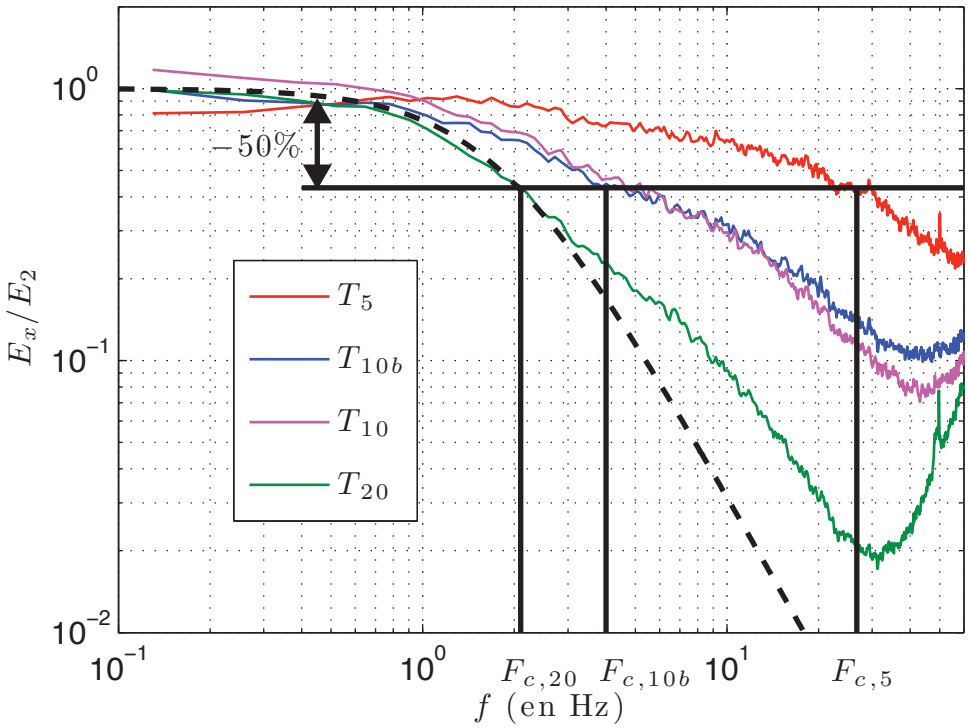


Figure 4.6 – Rapport des spectres de puissance des capteurs en cuivre avec celui de $T2$.

Aux basses fréquences, comme les capteurs répondent aussi bien, le rapport est environ égal à 1. Ensuite, aux plus hautes fréquences, les capteurs sur plots en cuivre coupent à des fréquences plus faibles que celle de T_2. C'est cette fréquence de coupure expérimentale $F_{c,exp}$ que nous souhaitons déterminer à partir des rapports des spectres de puissance.

$F_{c,exp}$ est définie arbitrairement comme étant la fréquence pour laquelle la valeur du rapport (en $K^2.Hz^{-1}$) vaut 50 % de la valeur du rapport aux basses fréquences. Le relevé est effectué pour trois capteurs sur plots en cuivre de la cellule, pour T_{10}, T_{10b} et T_{20}. La fréquence de coupure $F_{c,exp}$ n'est pas relevée pour T_5 car la dimension de ce capteur (500 μm) ne se distingue pas assez de celle du capteur de référence pour permettre de définir précisément une fréquence de coupure pour ce thermomètre.

Il est raisonnable de penser que le facteur limitant le temps de réponse de micro-capteurs cryogéniques est la couche limite d'hélium plutôt que le temps d'advection (voir par exemple [Grossmann et Lohse 1993, Emsellem 1997]). À partir des fréquences de coupure expérimentales $F_{c,exp}$, il est possible de vérifier que f_s est bien supérieure à $F_{c,exp}$ (FIG. 4.7).

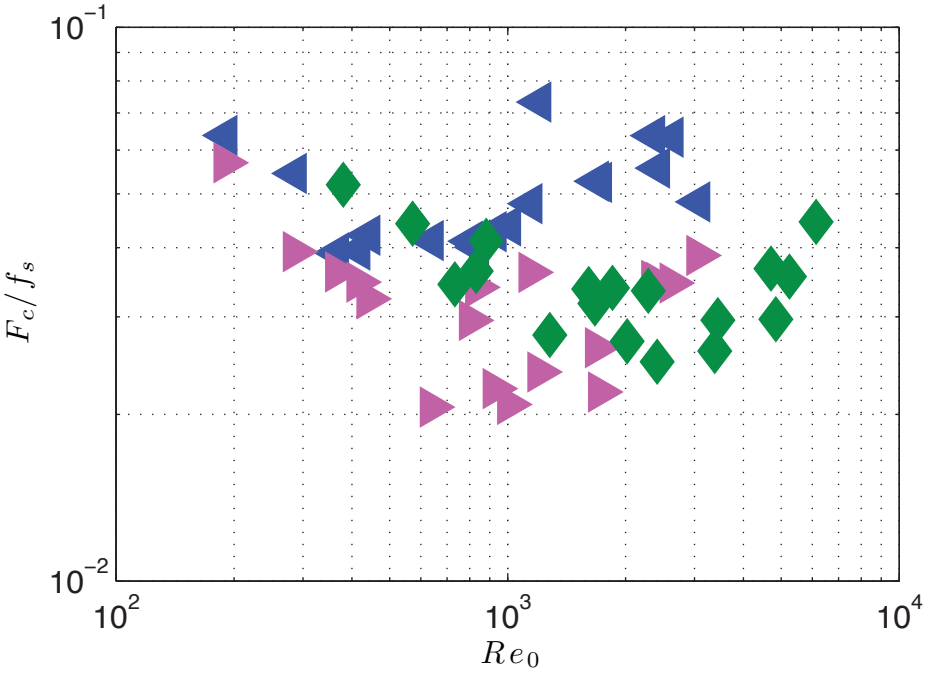


FIGURE 4.7 – Comparaison des fréquences de coupure expérimentales avec la fréquence f_s pour les capteurs T_{10b} (◀), T_{10} (▶) et T_{20} (♦) en fonction de Re_0.

Il y a plus d'un ordre de grandeur entre f_s (calculée pour $x_0 = 2\ mm$) et $F_{c,exp}$. Dans un premier temps, la fréquence de coupure des thermomètres sera donc décrite simplement par $f_t = \kappa/x_c^2$. Cependant, le temps d'advection redevient significatif pour de faibles tailles de capteurs et il sera donc ultérieurement réintroduit afin de pouvoir extrapoler nos résultats dans cette limite.

4.2.3 Taille effective de la couche limite d'hélium

À partir des fréquences de coupure expérimentales $F_{c,exp}$ et de la définition de la fréquence de coupure f_t, il est possible de calculer une taille effective de la couche limite d'hélium x_c autour du capteur, suivant la relation :

$$x_c = \sqrt{\frac{\kappa}{F_{c,exp}}}. \tag{4.5}$$

Nous cherchons alors une loi d'ajustement de x_c en fonction du nombre de Reynolds associé au capteur de température : $Re_0 = (V \times x_0)/\nu$. Avant d'établir cette loi à partir de nos résultats expérimentaux, considérons les points suivant : premièrement, il est bien connu que l'épaisseur d'une couche limite turbulente est proportionnelle à $1/\sqrt{Re_0}$ (voir par exemple [Schlichting 2000]). Deuxièmement, dans la limite où $Re_0 \to 0$, l'épaisseur de la couche limite ne peut pas tendre vers l'infini. Nous cherchons alors une loi d'ajustement de la forme :

$$\frac{x_0}{x_c} = A + B\sqrt{Re_0}Pr^{\alpha}. \tag{4.6}$$

D'après la littérature [Schlichting 2000], l'exposant α du Pr attendu est 1/2 pour $Pr << 1$ et 1/3 pour $Pr >> 1$. D'après le même auteur, pour $Pr \approx 1$ l'exposant α est plutôt égal à 1/3. Nos données permettant difficilement de trancher entre $\alpha = 1/3$ et $\alpha = 1/2$ (Fig. 4.8), nous privilégions dans la suite l'exposant 1/3. Notons cependant que les valeurs de Pr pour lesquelles les mesures ont été réalisées sont proches de l'unité. Le choix de α n'est donc pas critique et la valeur choisie est sans conséquence pour la suite.

La figure 4.8 présente le rapport x_0/x_c compensé par $Re_0^{1/2}$ en fonction de Pr ainsi que la loi d'ajustement retenue (trait plein) avec comme coefficient $A = 1$ et $B = 0{,}16$.

La loi est établie pour $Re_0 \in [100\ ;\ 6000]$ et $Pr \approx 1$. Notons que la forme de cette loi est du même type que celle utilisée pour la détermination du coefficient d'échange convectif entre un fil chaud cylindrique et un écoulement. En effet, la loi de King est de la forme $Nu = A_1 + B_1\sqrt{Re_0}$, avec A_1 et B_1 constants [2]. Considérons maintenant l'expression du flux de chaleur échangé par convection autour du fil chaud en fonction du Nu :

$$Q = \Delta T_w S_c \lambda \times \frac{Nu}{x_0}, \tag{4.7}$$

où ΔT_w est la différence entre la température du fil chaud et la température à l'infini, S_c la surface d'échange entre le fluide et le cylindre et λ la conductivité thermique du fluide. Le flux de chaleur peut être modélisé par un échange conductif sur une épaisseur de couche limite x_c, d'où :

$$\frac{x_0}{x_c} = Nu = A_1 + B_1\sqrt{Re_0}, \tag{4.8}$$

qui est bien de la même forme que l'équation 4.6. Le domaine de validité de ce type de

2. La loi de Kramers [Kramers 1946] établie pour $Pr \in [0{,}7; 525]$ et $Re_0 \in [200\ ;\ 2000]$ fait intervenir une dépendance en Pr. Les coefficients A_1 et B_1 sont alors respectivement égaux à $0{,}42 \times Pr^{0{,}26}$ et $0{,}57 \times Pr^{0{,}33}$.

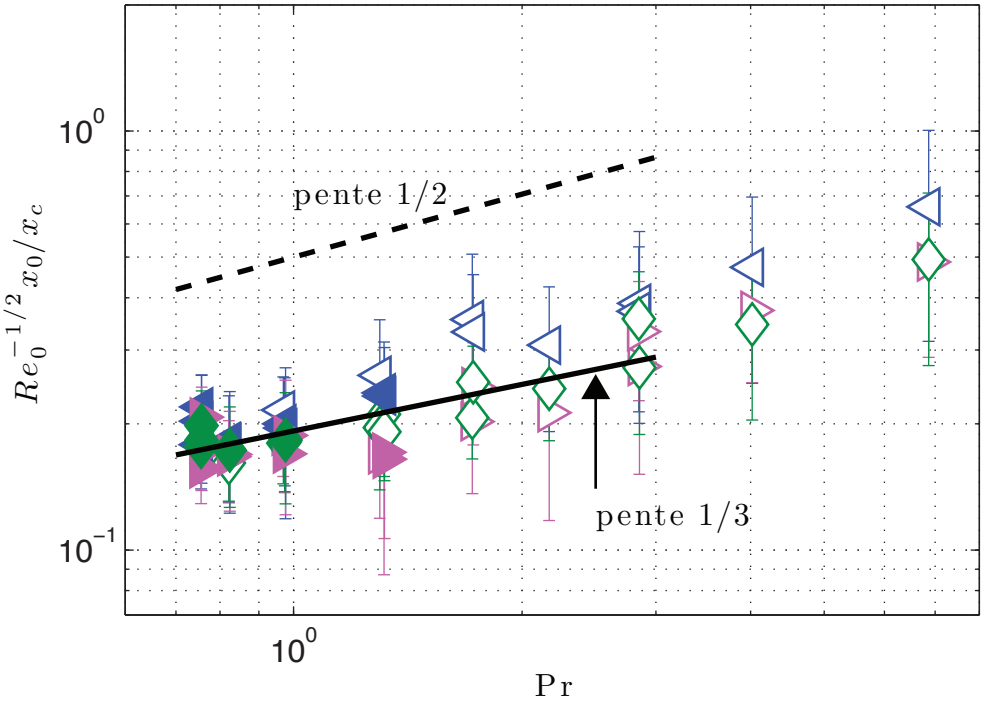


FIGURE 4.8 – Rapport entre la taille caractéristique des capteurs (x_0) et la taille effective de la couche limite d'hélium (x_c) compensé par $Re_0^{1/2}$ en fonction de Pr pour T_{10b} (◀), T_{10} (▶) et T_{20} (♦).

loi est compris entre $Re_0 \approx 20$ et $Re_0 \approx 10^4$ [Welty 1976] et couvre la totalité de la gamme de Re_0 explorée dans cette expérience ($100 < Re_0 < 6000$). Dans la suite nous supposerons que la loi établie pour nos résultats reste valable jusqu'à des Re_0 de l'ordre de 20. Remarquons également que l'ordre de grandeur de la constante A_1 est l'unité comme dans notre ajustement. En effet, lorsque $Re_0 \to 0$ l'échange de chaleur entre le capteur et le milieu extérieur devient conductif (couche limite laminaire) et nous nous attendons ainsi à ce que Nu soit de l'ordre de 1 et donc que l'épaisseur de la couche limite soit de l'ordre de la taille caractéristique du capteur x_0.

À partir des équations 4.5 et 4.6, la fréquence de coupure des capteurs peut être exprimée en fonction de leur taille caractéristique, soit :

$$F_c = \frac{\kappa(A + B\sqrt{Re_0}Pr^{1/3})^2}{x_0^2} \text{ avec } A = 1 \text{ et } B = 0{,}16. \tag{4.9}$$

4.2.4 Taille effective des capteurs

Nous venons d'établir une loi d'ajustement pour la fréquence de coupure d'un thermomètre de taille x_0 en fonction des paramètres de l'écoulement. Cette fréquence de coupure correspond à un temps de diffusion thermique dans la couche limite d'hélium qui se développe autour du thermomètre. Cependant, cette loi est dépendante de la définition prise

pour $F_{c,exp}$. Pour s'affranchir partiellement de cette définition nous définissons dans la suite un capteur modèle de taille x_e (nous appelons x_e la taille effective) dont le temps de réponse est exclusivement limité par le temps d'advection. À tout capteur réel de taille x_0, nous cherchons à faire correspondre un tel capteur idéalisé de taille x_e présentant la même coupure.

Considérons un signal de température $T(x) = \sin(kx)$ où $k = 2\pi/l_\lambda$ est un vecteur d'onde (et l_λ la longueur d'onde). La moyenne glissante $M_{\Delta x}(X)$ de $T(x)$ sur une distance Δx autour de la position X est par définition :

$$\begin{aligned} M_{\Delta x}(X) &= \frac{1}{\Delta x}\int_{X-\Delta x/2}^{X+\Delta x/2} T(x)dx \\ &= \frac{1}{\Delta x}\int_{X-\Delta x/2}^{X+\Delta x/2} \sin(kx)dx \\ &= \mathrm{sinc}\left(\frac{k\Delta x}{2}\right) \times T(X) \end{aligned} \tag{4.10}$$

Ce calcul permet de mettre en évidence le filtrage spatial d'un signal de température par un capteur de taille Δx. Par analogie avec la définition de la fréquence de coupure $F_{c,exp}$ correspondant à une atténuation du signal de température de $1/\sqrt{2}$ (1/2 sur la densité d'énergie), nous cherchons la valeur de $(k_c\Delta x)/2$ telle que $|\mathrm{sinc}((k_c\Delta x)/2)| = 1/\sqrt{2}$, où k_c est le vecteur d'onde de coupure associé à notre définition. Le calcul conduit à $(k_c\Delta x)/2 = 1{,}39$. En remplaçant maintenant k_c par sa définition $k_c = 2\pi/l_{\lambda c}$ ($l_{\lambda c}$ est la longueur d'onde de coupure) l'expression qui relie la taille effective de capteur x_e à la longueur d'onde de coupure (par rapport à la définition adoptée pour $F_{c,exp}$), est :

$$x_e = \frac{1{,}39}{\pi} l_{\lambda c}. \tag{4.11}$$

À partir de l'équation 4.9 une longueur d'onde de coupure est définie telle que $l_{\lambda c} = V/F_c$. L'équation 4.11 permet alors de calculer une taille effective de capteur :

$$\frac{x_e}{x_0} = \frac{1{,}39 Pr^{1/3}}{\pi B^2 (1 + \frac{A}{B\sqrt{Re_0} Pr^{1/3}})^2} + K, \tag{4.12}$$

où K est une constante de l'ordre de 1 (et prise égale à 1) pour rendre compte du fait que lorsque $Re_0 \to 0$ la taille effective x_e du capteur est alors limitée par le temps d'advection de l'écoulement autour du capteur. Rappelons qu'il s'agit d'une loi établie pour des capteurs de rapport d'aspect proche de l'unité et de forme ponctuelle. La gamme de variation de nombres en Prandtl est également relativement faible. Il est alors raisonnable de considérer que la loi est valable pour des nombres de Prandtl proches de l'unité et des nombres de Reynolds de capteur compris entre 20 et 6000 typiquement. Notons que ce résultat reste pertinent pour des expériences non cryogéniques tant que le temps de réponse du matériau constituant le capteur ne devient pas limitant. La figure 4.9 présente la loi d'ajustement de l'équation 4.12

($Pr = 1$) ainsi que les plages de Re_0 pour différentes expériences (pour des Ra compris entre 10^{10} et 10^{14}). L'indication « capteur de 17 μm » renvoie aux mesures présentées au paragraphe 4.3.2 de ce chapitre.

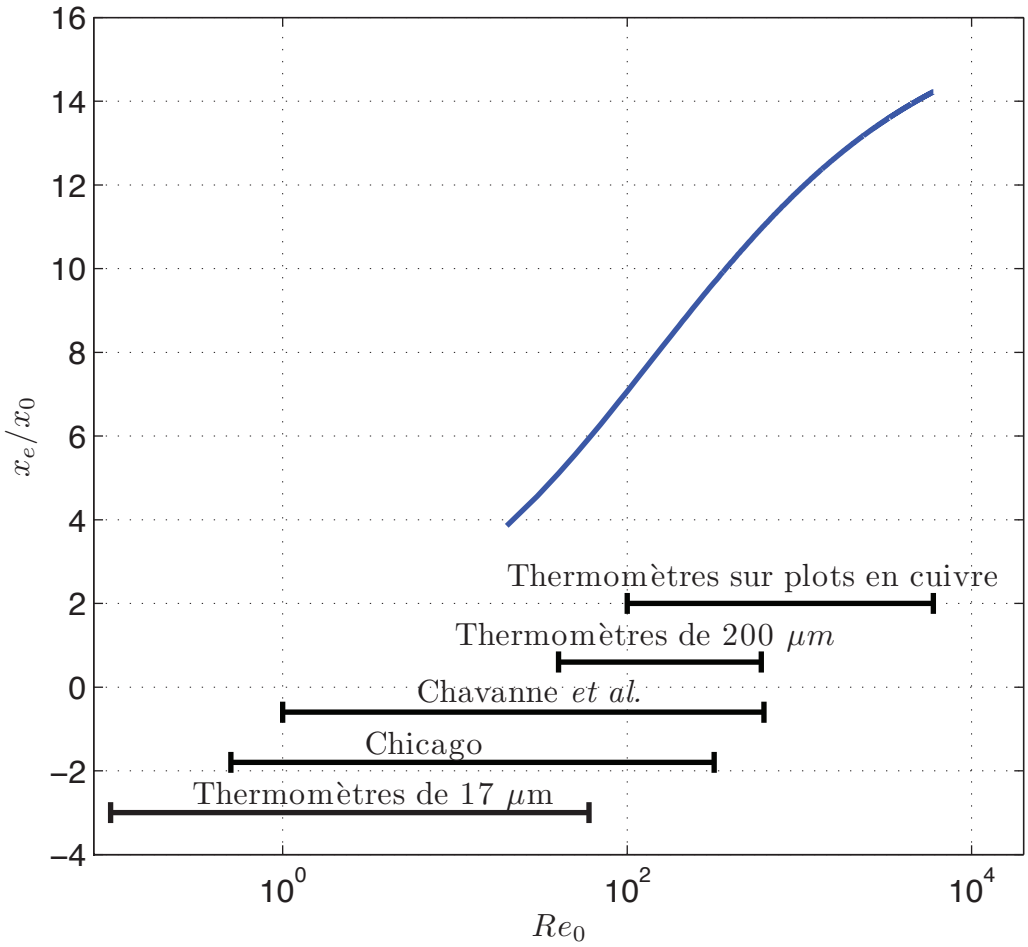


FIGURE 4.9 – x_e/x_0 calculé à partir de l'équation 4.12 pour $Pr = 1$. Les barres représentent la gamme des nombres de Reynolds Re_0 pour différentes expériences et capteurs.

Le modèle présenté ci-dessus permet, en première approximation, de quantifier l'effet de taille des thermomètres sur les mesures de fluctuations de température et de comparer différentes expériences entre elles. L'étude a montré que la taille effective des thermomètres est plus grande que leur taille réelle d'un facteur variant de quelques unités à plus de 10 en fonction du nombre de Reynolds Re_0. Dans la plage de Re_0 correspondant aux expériences cryogéniques, une réduction de la taille des thermomètres de 200 μm d'un facteur 10 (ou une augmentation de la taille de la cellule dans le même rapport) permettrait de gagner près d'un facteur 20 sur la résolution des mesures. Il s'agit de l'ordre de grandeur de l'amélioration apportée par les thermomètres sur fibres de verre par rapport à l'expérience de Chicago. La figure 4.10 présente la fonction de transfert du thermomètre de 2 mm (T_{20}), pour $Ra = 2 \times 10^{11}$, comparée à la fonction de transfert $\mathrm{sinc}(k\Delta x/2)$ (EQ. 4.10). Les deux courbes se croisent pour une fréquence égale à $F_{c,exp}$ et une amplitude de $1/\sqrt{2}$.

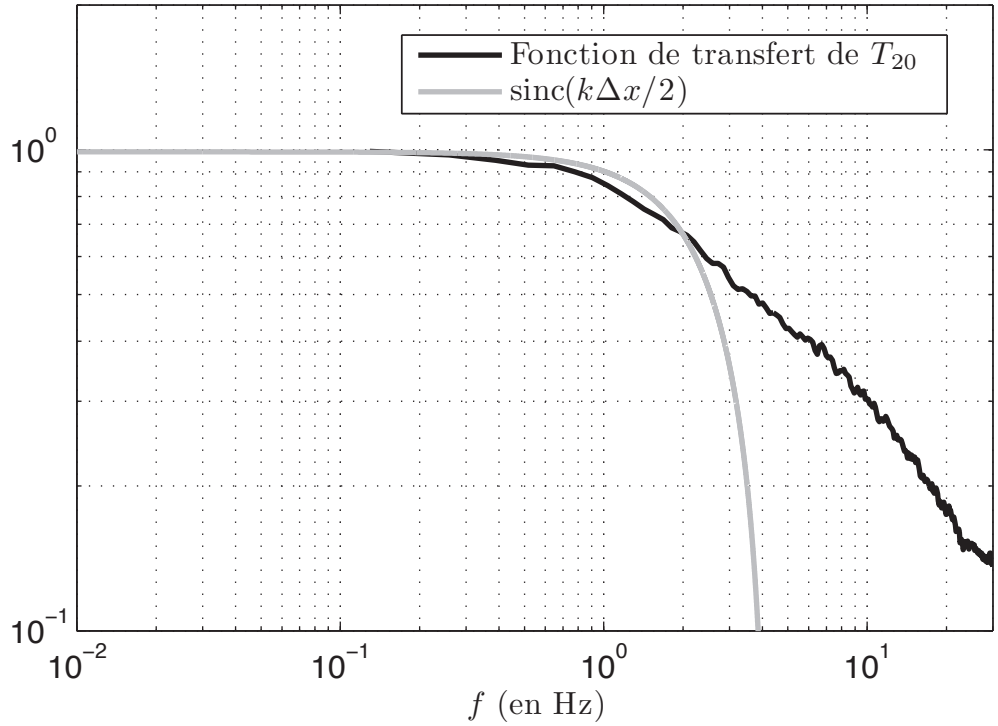


FIGURE 4.10 – Comparaison entre la fonction de transfert du thermomètre de 2 mm T_{20} ($\sqrt{E_{20}/E_2}$) et la fonction de transfert sinc($k\Delta x/2$).

Tout d'abord, nous remarquons que les formes des deux fonctions de transfert sont différentes. Le modèle a une coupure plus raide. Les deux courbes n'étant pas superposées, cette comparaison met en évidence le fait que le résultat de l'équation 4.12 reste partiellement dépendant du choix de la définition de la fréquence de coupure. Cette figure permet de chiffrer l'erreur faite sur le temps de réponse du thermomètre avec notre modèle. Par exemple, si la fréquence de coupure avait été définie par une atténuation du signal de 2, au lieu de $\sqrt{2}$, la taille effective de capteur aurait été trois fois plus petite.

Pour finir, notons qu'il est possible à partir des résultats expérimentaux de déterminer directement une loi d'ajustement simplifiée pour le rapport x_0/x_c si nous nous limitons à des nombres de Reynolds de capteur (Re_0) significativement supérieurs à 100. Nous trouvons dans ce cas une loi du type :

$$\frac{x_0}{x_c} = 0{,}185 \times \sqrt{Re_0 Pr}. \tag{4.13}$$

Sur notre plage de paramètres cet ajustement est satisfaisant et une estimation rapide de la taille effective de capteur x_e en fonction de sa taille réelle x_0 peut-être faite. Nous trouvons :

$$x_e \approx 13x_0. \tag{4.14}$$

Dans son domaine de validité, cette expression est bien en accord avec l'équation 4.12.

4.2.5 Comparaison avec la prédiction théorique de Grossmann et Lohse

Nous avons vu précédemment que les transitions observées à Chicago [Procaccia 1991] autour de $Ra = 3 \times 10^{11}$ et $Ra = 10^{13}$ avaient été attribuées à un effet de taille de capteur par [Grossmann et Lohse 1993]. Dans cet article, les auteurs supposent que le temps de réponse des capteurs est également limité par la couche limite d'hélium. Cette dernière a une épaisseur égale à la taille caractéristique des capteurs pour $Ra \leqslant 2 \times 10^{13}$ et égale à l'épaisseur de la couche limite thermique δ_{BL} des plaques en cuivre pour $Ra > 2 \times 10^{13}$, soit :

$$f_{G.L} = \frac{\kappa}{x_0^2} \quad \text{pour} \quad Ra \leqslant 2 \times 10^{13}, \tag{4.15}$$

$$f_{G.L} = \frac{\kappa}{\delta_{BL}^2} = \frac{\kappa}{h^2} \times 0{,}11 Ra^{4/7} \quad \text{pour} \quad Ra > 2 \times 10^{13}. \tag{4.16}$$

La figure 4.11 représente le rapport x_c/x_0 en fonction de Ra. Dans le modèle de Grossmann et Lohse (G.L) ce rapport est égal à 1 jusqu'à $Ra = 2 \times 10^{13}$ et décroît proportionnellement à δ_{BL} au dessus (ligne en pointillés sur la figure). Le rapport x_c/x_0 a également été calculé pour l'expérience de Chicago à partir de l'équation 4.6. Dans ce cas, la cellule de rapport d'aspect $\Gamma = 1/2$ a une hauteur de 40 cm et le capteur a une taille caractéristique de 200 μm. Le nombre de Reynolds est calculé à partir de la loi d'ajustement déterminée par Chavanne *et al.* dans la cellule de Grenoble pour le même rapport d'aspect. Le choix de G.L de prendre la taille du capteur comme épaisseur de la couche limite d'hélium semble être très surévalué par rapport à nos résultats. Il serait possible de montrer que le rapport x_c/x_0 déterminé expérimentalement dépend de la définition précise prise pour $F_{c,exp}$. Cependant pour retrouver un rapport $x_c/x_0 = 1$ conforme aux prédictions de G.L, il faut diminuer les fréquences de coupures expérimentales $F_{c,exp}$ d'environ un ordre de grandeur, ce qui ne paraît pas raisonnable. Notons également que la variation de x_c constatée en fonction du nombre de Rayleigh diffère significativement de celle prédite par G.L.

Pour finir, notons que l'analyse proposée par G.L a été assez vite remise en cause dès sa parution par B. Castaing. Un des principaux arguments de B. Castaing a été de dire que prendre l'épaisseur de la couche limite d'hélium égale à la taille caractéristique des thermomètres est largement surestimé pour les valeurs de Re de l'écoulement. Ceci est d'ailleurs entièrement conforme à nos résultats (Fig. 4.11).

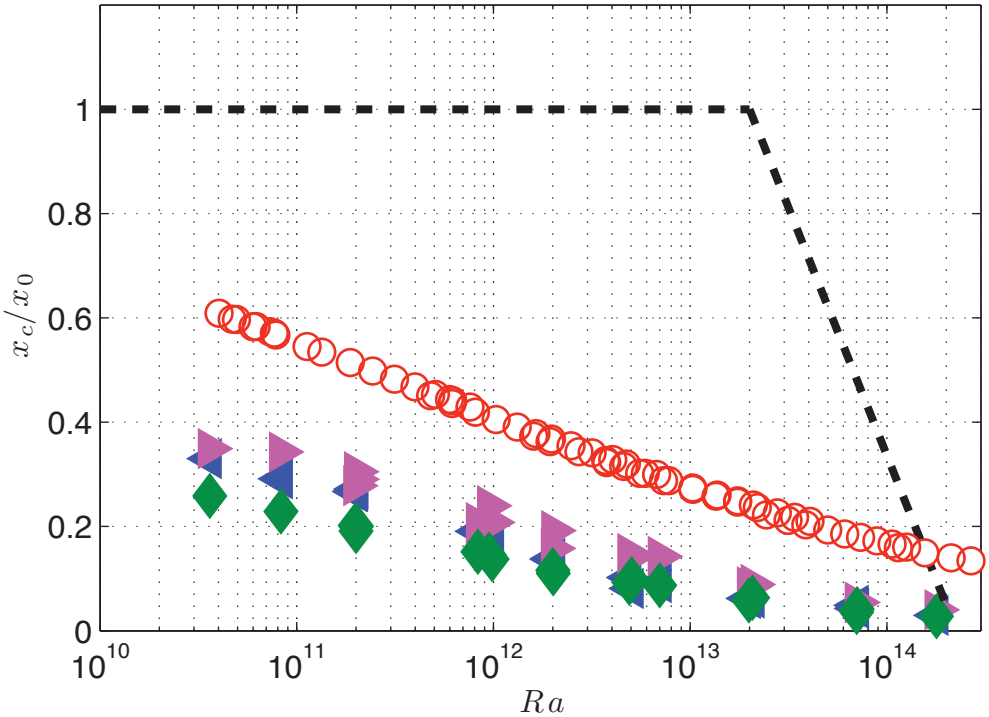


FIGURE 4.11 – x_c/x_0 : Comparaison des prédictions de Grossmann et Lohse (- - -) avec nos mesures, T_{10b} (◀), T_{10} (▶) et T_{20} (♦) et avec l'ajustement (EQ. 4.12) appliqué à l'expérience de Chicago (○).

4.3 La transition autour de $Ra = 10^{12}$

Comme nous l'avons évoqué au début de ce chapitre, la réalisation des mesures de fluctuations de température ainsi que l'étude de l'influence de la taille des thermomètres sur celles-ci ont été motivées par les travaux de X.-Z. Wu, X. Chavanne et leurs collaborateurs. Nous présentons dans ce paragraphe les résultats obtenus à partir de nos mesures en utilisant la même méthode de traitement des données que Chavanne *et al.*, à savoir le calcul des incréments de température d'ordre 2. L'objectif est de déterminer si la transition observée précédemment sur les fluctuations de température peut-être imputée à la taille des capteurs.

Notons que Procaccia *et al.* [Procaccia 1991] utilisent une autre méthode que les incréments de température pour le traitement de leurs données. Les auteurs définissent la quantité $\mathcal{Q}$ par :

$$\mathcal{Q}^2 = \frac{\overline{(\partial T/\partial t)^2}}{\Theta^2 \kappa^2/h^4}, \tag{4.17}$$

avec $\Theta = \sqrt{\overline{(T-\overline{T})^2}}$. Dans notre cas, le calcul de $\mathcal{Q}$ est délicat car c'est une quantité intégrale qui est sensible au bruit de mesure hautes fréquences. Le choix d'un courant de mesure très faible pour éviter un auto-échauffement des thermomètres implique une plus grande sensibilité de nos mesure à ce bruit. De plus, le seuil du bruit varie en fonction de la différence de température ΔT. Nous n'utilisons donc pas cette méthode de traitement des

données dans la suite.

Nous présentons dans une première partie les résultats obtenus pour les mesures de fluctuations de température dans le cœur de la cellule. Nous finissons par une présentation des mesures de fluctuations de température réalisées avec un thermomètre sur fibre de verre de 17 μm.

4.3.1 Incréments de température dans le cœur de la cellule

Dans la suite, nous utilisons les incréments de température d'ordre 2 pour le traitement des signaux de température. Cette quantité qui contient exactement la même information que la densité spectrale d'énergie est définie par :

$$\mathcal{I}_u = \overline{(T(t+\tau_u) - T(t))^2}, \tag{4.18}$$

où τ_u est le temps de retard. Il est également possible d'exprimer $\mathcal{I}_u$ en fonction de la distance r_u définie par $r_u = V \times \tau_u$ (où V est la vitesse). La représentation en fonction de r_u est intéressante car elle permet une comparaison directe avec la taille effective de capteur x_e déterminée au paragraphe 4.2.4. La quantité utilisée dans la suite est la dérivée logarithmique de $\mathcal{I}$, qui représente la pente des incréments de température d'ordre 2, définie par :

$$D \ln \mathcal{I} = \frac{d \ln \mathcal{I}}{d \ln \tau} = \frac{d \ln \mathcal{I}}{d \ln r}, \tag{4.19}$$

où $\mathcal{I} = \mathcal{I}_u / \mathcal{I}'$ avec $\mathcal{I}' = 1$ K^2, $\tau = \tau_u/\tau'$ avec $\tau' = 1$ s et $r = r_u/r'$ avec $r' = 1$ cm.

La figure 4.12 présente la dérivée logarithmique des incréments d'ordre 2 obtenus à partir des mesures du thermomètre T_2 pour différents nombres de Rayleigh.

Les résultats obtenus sont en très bon accord avec les résultats de Chavanne *et al.* (Fig.15 dans [Chavanne 2001]). Nous observons le même changement qualitatif de forme de $D \ln \overline{\mathcal{I}}$ entre les nombres de $Ra < 10^{12}$ et celui supérieur à 10^{12}. C'est cette différence de forme qui a été interprétée comme une signature du changement de la structure de l'écoulement à la transition.

Regardons maintenant l'influence de la taille des thermomètres sur $\mathcal{I}_u$. La figure 4.13 présente $D \ln \mathcal{I}$ pour deux Ra et les thermomètres de 200 μm (T_2) et 500 μm (T_5). Il est intéressant de regarder pour un Ra donné la distance $d_s^{T_5}$ pour laquelle les courbes de T_2 et T_5 se séparent. Il s'agit de la distance limite à partir de laquelle la taille du thermomètre T_5 à une influence sur les mesures des fluctuations de température par rapport à T_2. À un facteur multiplicatif près, nous nous attendons alors à ce que $d_s^{T_5}$ soit de l'ordre de la taille effective du thermomètre T_5 calculée au paragraphe 4.2.4. Pour les courbes présentées sur la figure 4.13, nous définissons $d_s^{T_5}$ comme la distance pour laquelle les valeurs de $D \ln \mathcal{I}$ calculées pour T_2 et T_5 diffèrent de 0,05 pour un Ra donné. Remarquons que l'amplitude du « saut » entre les courbes de la figure 4.12 (interprété comme la transition) est de l'ordre de 0,2. Nous trouvons alors que $d_s^{T_5}$ est de l'ordre de 1,5 cm pour $Ra = 3{,}6 \times 10^{10}$ et de 2,9 cm pour $Ra = 2{,}0 \times 10^{12}$ (Fig. 4.13).

Comparons maintenant $d_s^{T_5}$ à la taille effective $x_e^{T_5}$ du thermomètre de 500 μm. En

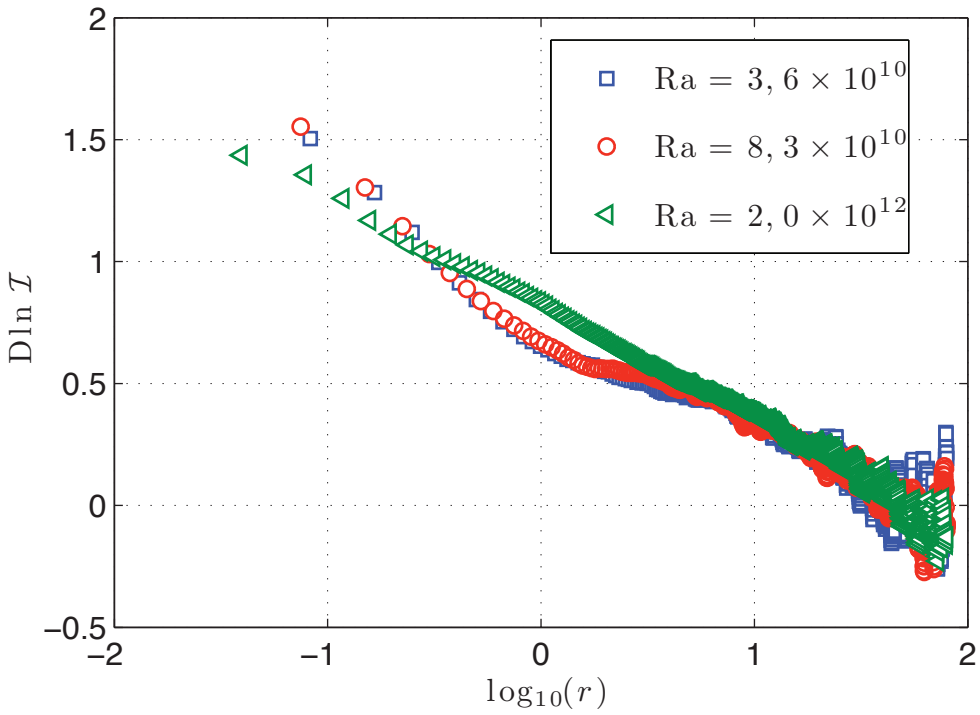


FIGURE 4.12 – Dérivée logarithmique des incréments de température $\mathcal{I}_u$ en fonction de l'échelle $r_u = V \times \tau_u$ exprimée en centimètre.

utilisant l'équation simplifiée (EQ. 4.14) pour le calcul des tailles effectives nous trouvons $x_e^{T_5} = 6{,}5$ mm. Nous remarquons alors qu'il y a des facteurs 2,2 et 4,4 entre $x_e^{T_5}$ et $d_s^{T_5}$ pour $Ra = 3{,}6 \times 10^{10}$ et $Ra = 2{,}0 \times 10^{12}$ respectivement. Cela se comprend en comparant la fonction de transfert des thermomètres avec le modèle (FIG. 4.10). Le changement de forme de la pente des incréments pour T_2 intervenant pour des distances plus faibles que $d_s^{T_5}$, le capteur T_5 ne permet pas de confirmer la transition observée sur la forme des courbes des incréments de température.

Appliquons maintenant ce raisonnement au thermomètre de 200 μm (T_2). Ne disposant pas de thermomètre de plus petite taille que T_2 pour cette expérience, nous utilisons les coefficients calculés à partir du rapport $d_s^{T_5}/x_e^{T_5}$ pour déterminer $d_s^{T_2}$. Cette grandeur correspond à la distance à partir de laquelle la taille du thermomètre de 200 μm influe sur les mesures de fluctuations de température. Nous utilisons également l'équation 4.14 pour calculer $x_e^{T_2}$ ($x_e^{T_2} = 2{,}6$ mm). Nous trouvons alors que $d_s^{T_2}$ est respectivement égale à 0,6 cm et 1,2 cm pour $Ra = 3{,}6 \times 10^{10}$ et $Ra = 2{,}0 \times 10^{12}$. Ces valeurs correspondent aux distances pour lesquelles on observe la transition sur les incréments de température (FIG. 4.12). Nous ne pouvons donc pas conclure sur le fait que la transition observée avec un thermomètre de 200 μm est due à un changement de structure de l'écoulement, un effet de taille des thermomètres ne pouvant pas être complètement écarté.

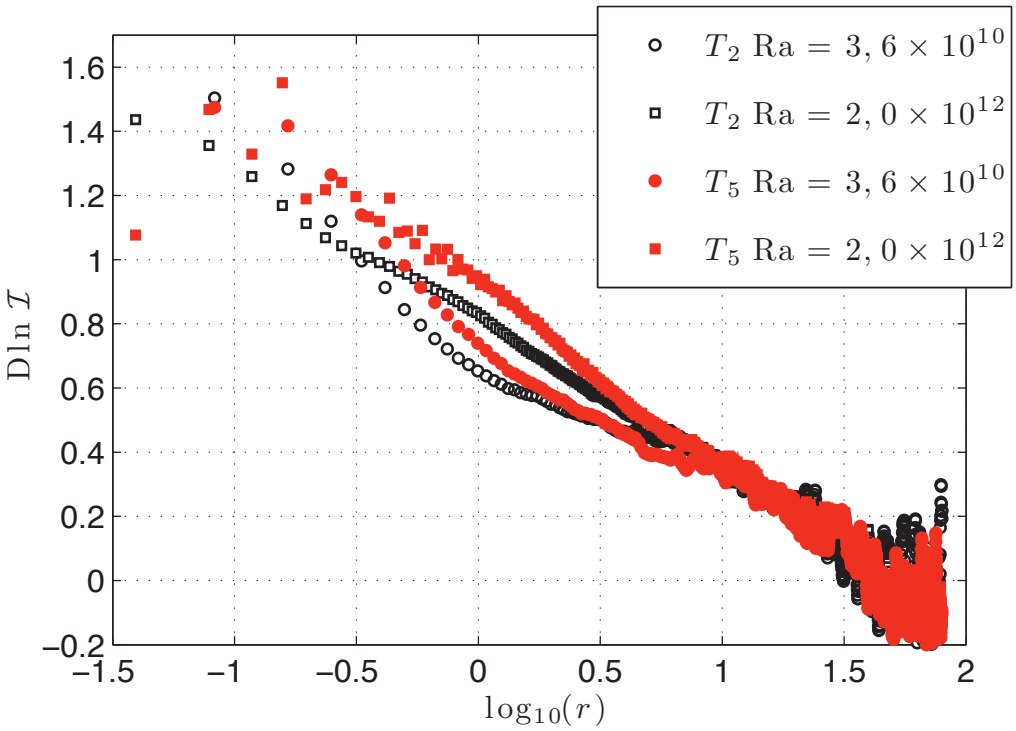


FIGURE 4.13 – Dérivée logarithmique des incréments de température $\mathcal{I}_u$ en fonction de l'échelle $r_u = V \times \tau_u$ exprimée en centimètre pour les thermomètres de 200 μm (T_2) et 500 μm (T_5)

4.3.2 Incréments de température proches de la couche limite thermique

Nous présentons ici des mesures de fluctuations de température réalisées[3] avec le thermomètre sur fibre de verre de 17 μm de diamètre présenté dans le chapitre 3. La cellule de Rayleigh-Bénard utilisée pour ces mesures est deux fois plus haute que celle utilisée pour les expériences présentées dans ce manuscrit (le rapport d'aspect est $\Gamma = 0{,}25$). Le thermomètre se situe sur l'axe de révolution à une distance de 2 mm au dessus de la plaque du bas. Cette distance a été choisie pour que le thermomètre soit toujours en dehors de la couche limite sur la gamme de Ra explorée pour cette expérience ($Ra \in [10^9; 10^{14}]$).

Les mesures de fluctuations ont été réalisées pour Ra variant de $2{,}3 \times 10^{10}$ à $5{,}4 \times 10^{13}$ ($0{,}7 \lesssim Pr \lesssim 4$) et des différences de température $\Delta T > 400\ mK$. Notons que le transfert thermique dans cette cellule présente la même transition que les autres expériences pour un nombre de Rayleigh de l'ordre de 7×10^{12}. La chaîne de mesure et d'acquisition des signaux est la même que celle présentée au paragraphe 2.4.2 (p. 43).

Comme pour les mesures de fluctuations de température dans le cœur de la cellule, nous calculons les incréments de température $\mathcal{I}_u$. Nous avons regardé dans un premier temps, l'influence du bruit en $1/f$ du thermomètre sur le calcul de $\mathcal{I}_u$. Nous avons remarqué que le bruit en $1/f$ tend à modifier la valeur des incréments. Cependant, en supposant que le signal

3. Dans le cadre du stage de Julien Salort

de température $T(t)$ et le bruit de résistance du thermomètre $b(t)$ ne sont pas corrélés et en posant que $T_{mes}(t) = T(t) + b(t)$ alors :

$$\overline{(T_{mes}(t+\tau) - T_{mes}(t))^2} = \overline{(T(t+\tau) - T(t))^2} + \overline{(b(t+\tau) - b(t))^2}. \tag{4.20}$$

En soustrayant les incréments d'ordre 2 du bruit au signal de température mesuré, il est possible de corriger cet effet. Une acquisition de 8 heures du bruit du thermomètre a donc été réalisée dans ce but. Nous avons également vérifié que le bruit n'a pas évolué entre le début et la fin de l'expérience. Plusieurs tests menés par J. Salort ont permis de valider cette méthode de correction.

La figure 4.14 présente les incréments de température du thermomètre de 17 μm en fonction de τ_u normalisé par τ_0. τ_0 est le temps de diffusion thermique sur une épaisseur de couche limite thermique $\tau_0 = \delta_{BL}^2/\kappa$. Il est difficile ici de représenter les incréments en fonction de la distance r_u car nous ne connaissons pas la vitesse du fluide à cet endroit de la cellule. Pour $Ra < 2 \times 10^{12}$, les incréments semblent avoir la même forme. En revanche pour $Ra \gtrsim 10^{13}$, nous observons un changement d'allure des courbes. Ce changement, qui intervient aux mêmes nombre de Rayleigh que la transition sur le transfert thermique, est comparable à celui observé par Chavanne *et al.* De plus, il intervient pour la même échelle de temps τ_u dans les deux cas.

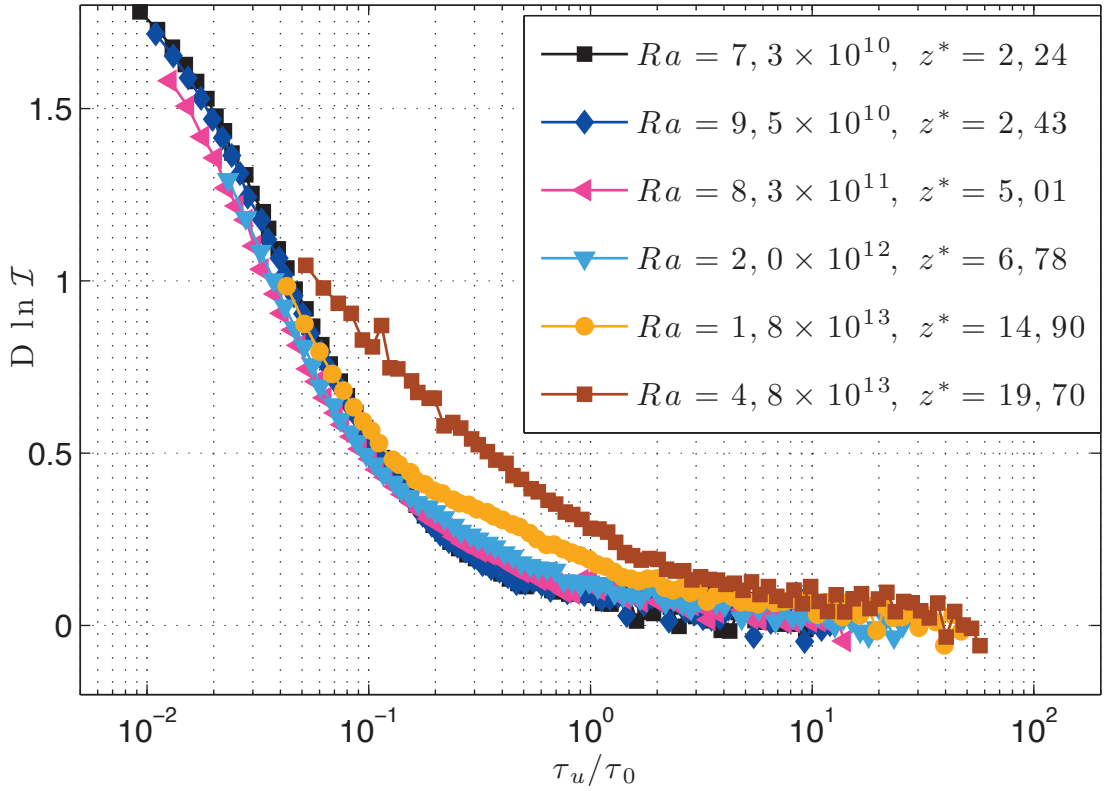


FIGURE 4.14 – Dérivée logarithmique des incréments de température $\mathcal{I}_u$ en fonction de τ_u/τ_0 pour le thermomètre de 17 μm .

Premièrement, comme nous l'avons évoqué précédemment (Cf. paragraphe 4.2.4, p.76), la taille du thermomètre utilisé ici n'est pas une limitation pour les mesures. Un facteur 20 sur la résolution du thermomètre a été gagné par rapport au thermomètre de 200 μm (T_2). Deuxièmement, remarquons qu'avec l'augmentation du nombre de Rayleigh, l'épaisseur de la couche limite thermique δ_{BL} diminue et donc que la couche limite s'éloigne du thermomètre. Nous avons d'ailleurs reporté dans la légende de la figure 4.14 la quantité $z^* = z/\delta_{BL}$ qui correspond à la distance du thermomètre par rapport à la plaque en unité d'épaisseur de couche limite thermique. Il faut donc vérifier que le changement d'allure des courbes des incréments de température n'est pas dû à cet éloignement. Pour cela, nous utilisons des mesures de fluctuations de température réalisées à Ilmenau en Allemagne, dans le cadre d'une collaboration. Leur cellule de Rayleigh-Bénard, fonctionnant avec de l'air, est cylindrique de diamètre 7,15 m et de rapport d'aspect $\Gamma \in [1{,}1\ ;\ 150]$. L'expérience permet d'atteindre des nombres de Rayleigh de l'ordre de 10^{12}. Nous disposons de mesures pour $Ra \in [3.10^{11}\ ;\ 10^{12}]$ et $z^* \in [0{,}16\ ;\ 30]$ pour chaque Ra. À partir de l'étude de ces données, nous avons pu montrer que pour $z^* > 13$ l'allure des courbes ne dépend plus de la distance entre le thermomètre et la couche limite. La différence sur la figure 4.14 entre les courbes pour $Ra = 1{,}8 \times 10^{13}$ et $Ra = 5{,}4 \times 10^{13}$ n'est donc pas liée à un éloignement du thermomètre mais bien à un

changement de structure de l'écoulement.

Ce résultat est donc en accord avec les fluctuations de température mesurées dans le cœur de la cellule. Nous observons une signature, avec deux thermomètres n'ayant pas la même taille, et positionnés à des endroits différents dans la cellule. De plus, ces signatures apparaissent pour les mêmes nombres de Rayleigh que la transition sur le transfert thermique. Nous pouvons donc conclure que l'augmentation de l'efficacité du transfert thermique dans la cellule s'accompagne d'un changement qualitatif des statistiques des fluctuations de température dans le cœur de l'écoulement.

Chapitre 5

Fluctuations thermiques des plaques : une signature originale

Sommaire

5.1 Traitement et validation des données 90

5.2 Mesure d'une transition 96

5.3 Interprétation : instabilité de la couche limite 100

R. Kraichnan prédit une transition laminaire - turbulente des couches limites comme caractéristique du « déclenchement » du Régime Ultime de la convection. Une étude intéressante serait de mesurer les fluctuations de température (ou de vitesse) dans la couche limite pour avoir une observation directe de cette transition. Pour cela, il faudrait des capteurs de température (ou de vitesse) de résolution micrométrique. En effet, l'épaisseur de la couche limite thermique δ_{BL} autour de la transition (soit $Ra \approx 10^{12}$) mesure environ 100 μm dans nos cellules. Nous voyons ici l'intérêt de disposer de capteurs de petite taille pour ne pas être invasif dans l'écoulement. De plus, δ_{BL} étant inversement proportionnelle au nombre de Nusselt ($\delta_{BL} = h/2Nu$), le profil de température de la couche limite est donc dépendant du nombre de Rayleigh. Il faudrait alors un système de déplacement des capteurs dans la couche limite pour pouvoir distinguer les deux dépendances, sans compter que plus le nombre de Rayleigh augmente plus δ_{BL} devient faible ($\delta_T = 25$ μm pour $Ra \approx 10^{14}$). Nous voyons ici les difficultés de mise en œuvre d'une telle mesure.

Comme il est difficile de faire des mesures à l'intérieur de la couche limite, nous avons cherché à accéder indirectement à ces informations. L'idée de base est que les couches limites se développent sur les plaques. Dans ce cas, pourquoi ne pas essayer de mesurer les fluctuations de température des plaques en cuivre ? Ces mesures ont l'avantage d'être réalisables avec le dispositif expérimental actuel. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que les thermistances de germanium positionnées sur les plaques ainsi que les caractéristiques thermiques des plaques de cuivre nous permettent de réaliser ces mesures. Notre choix s'est porté sur les mesures des fluctuations de la plaque du bas. La plaque du haut étant régulée en température, ses fluctuations sont dépendantes des réglages de la régulation.

Nous commençons par présenter les méthodes pour le traitement des données (le dispositif expérimental a déjà été décrit au paragraphe 2.4.3 (p. 47)). Pour valider les mesures, nous regardons ensuite plusieurs paramètres, comme par exemple le temps de réponse de la plaque et des thermomètres ou bien la fonction de cohérence entre deux thermomètres. Enfin, nous présentons les résultats pour finir par une interprétation et une discussion de ceux-ci.

5.1 Traitement et validation des données

Nous effectuons l'acquisition du signal de température de la plaque du bas grâce aux thermistances RGe62 et RGe21 (voir la figure 2.5 au paragraphe 2.2.3 (p.36)). Les fluctuations de température de la plaque du haut sont également enregistrées à l'aide des thermistances RGe53 et RGe24. Dans la suite de ce chapitre, T_{plaque} désigne la température en fonction du temps de la plaque du bas, associée à la thermistance de germanium RGe62. Nous montrerons que cette quantité est bien définie sur la plage de fréquences de cette étude.

5.1.1 Pré-traitement des données

Le tableau 5.1 résume les conditions dans lesquelles ont été réalisées ces acquisitions. Nous rappelons que les mesures sont réalisées avec une condition de flux de chaleur constant sur la plaque du bas.

Masse volumique (kg.m^{-3})	19.15	19.15	70.83
T_m (K)	4.7	6.0	6.0
Pr	1.3	1.0	2.8
Δ (mK)	de 18 à 264	de 18 à 532	de 19 à 241
$\dot{Q}$ (mW)	de 2.6 à 104.6	de 2.2 à 208.5	de 15.5 à 521.8

Table 5.1 – Paramètres de mesure des acquisitions des fluctuations de température sur la plaque du bas.

Dans un premier temps, nous réalisons un ré-échantillonnage des signaux temporels de température afin de réduire la taille [1] des fichiers pour faciliter le traitement des données. Ce ré-échantillonnage est possible car pour une fréquence d'environ 10 Hz les densités spectrales d'énergie des différents thermomètres rejoignent le plateau de bruit haute fréquence [2]. Les signaux sont donc filtrés, pour éviter le problème de repliement, puis ré-échantillonnés en ne gardant qu'un point sur 8. Les paramètres du filtre ont été choisis de la manière suivante :

- une fréquence de coupure autour de 15 Hz car tous les spectres rejoignent le plateau de bruit haute fréquence autour de cette valeur,

1. Chaque fichier de mesure a une taille de 128 Mo.
2. La fréquence d'acquisition des données est de 230 Hz.

– une atténuation inférieure à 1% à 1 Hz,
– une atténuation d'un facteur 1000 (sans remontée) à partir de la fréquence de coupure pour éviter le repliement de spectre.

Le filtre retenu est composé d'un sinus cardinal pondéré par une fenêtre de Blackman (Eq. 5.1) :

$$filtre = (0{,}42 - 0{,}5 \times \cos\left(\frac{2\pi i}{M}\right) + 0.08 \times \cos\left(\frac{4\pi i}{M}\right)) \times \mathrm{sinc}\left(\frac{5\pi(i - M/2)}{M}\right), \qquad (5.1)$$

où M est le nombre de points du filtre moins 1 et i un indice variant de 0 à M. La valeur du sinus cardinal en zéro est prise égale à 1. Le noyau du filtre est composé de 65 points. La fréquence de coupure du filtre est d'environ 14 Hz et la nouvelle fréquence d'échantillonnage $f_e = 28{,}75$ Hz (au lieu de 260 Hz). Nous avons donc divisé par 8 la taille des fichiers de données à traiter.

Les densités spectrales d'énergie, $E_{plaque}(f)$, des fluctuations de température T_{plaque} calculées à partir des signaux ré-échantillonnés sont représentées sur la figure 5.1. Nous remarquons qu'il n'y a pas de systématique dans le positionnement des courbes les unes par rapport aux autres en fonction du nombre de Rayleigh. La normalisation présentée ultérieurement permet de retrouver un caractère monotone de l'évolution des densités spectrales en fonction de Ra.

5.1.2 Validation des résultats

Tout d'abord, nous vérifions que les mesures de transfert thermique sont en accord avec les mesures réalisées précédemment dans la même cellule [Chavanne 2001]. La figure 5.2 présente le transfert thermique compensé ($Nu.Ra^{-1/3}$) en fonction de Ra. À la dispersion des points près, nous observons un bon accord entre les 2 expériences. Notons ici qu'une faute typographique s'est glissée dans l'article dans lequel ces mesures ont été publiées [Gauthier et Roche 2008] : la droite de la figure 1 de cet article correspond à un exposant 0,38 et non 0,36 comme indiqué dans l'article.

Nous vérifions également d'autres points :

1. Est-ce que la coupure des spectres est due au temps de réponse de la plaque ou au temps de réponse des thermomètres ?
2. Est-ce que les deux thermistances de la plaque du bas mesurent le même signal de température ?

Temps de réponse de la plaque

Pour quantifier le temps de réponse de la plaque de cuivre, il est possible de calculer un temps de diffusion $t_{d,Cu}$ sur un diamètre de plaque. Nous posons alors $t_{d,Cu} = \Phi^2/\kappa_{Cu}$ où κ_{Cu} est la diffusivité thermique du cuivre. À 5 K, pour $\Phi = 10$ cm, $t_{d,Cu} \approx 10$ ms soit une fréquence d'environ 100 Hz. D'après les spectres mesurés (Fig. 5.1), le temps de réponse de

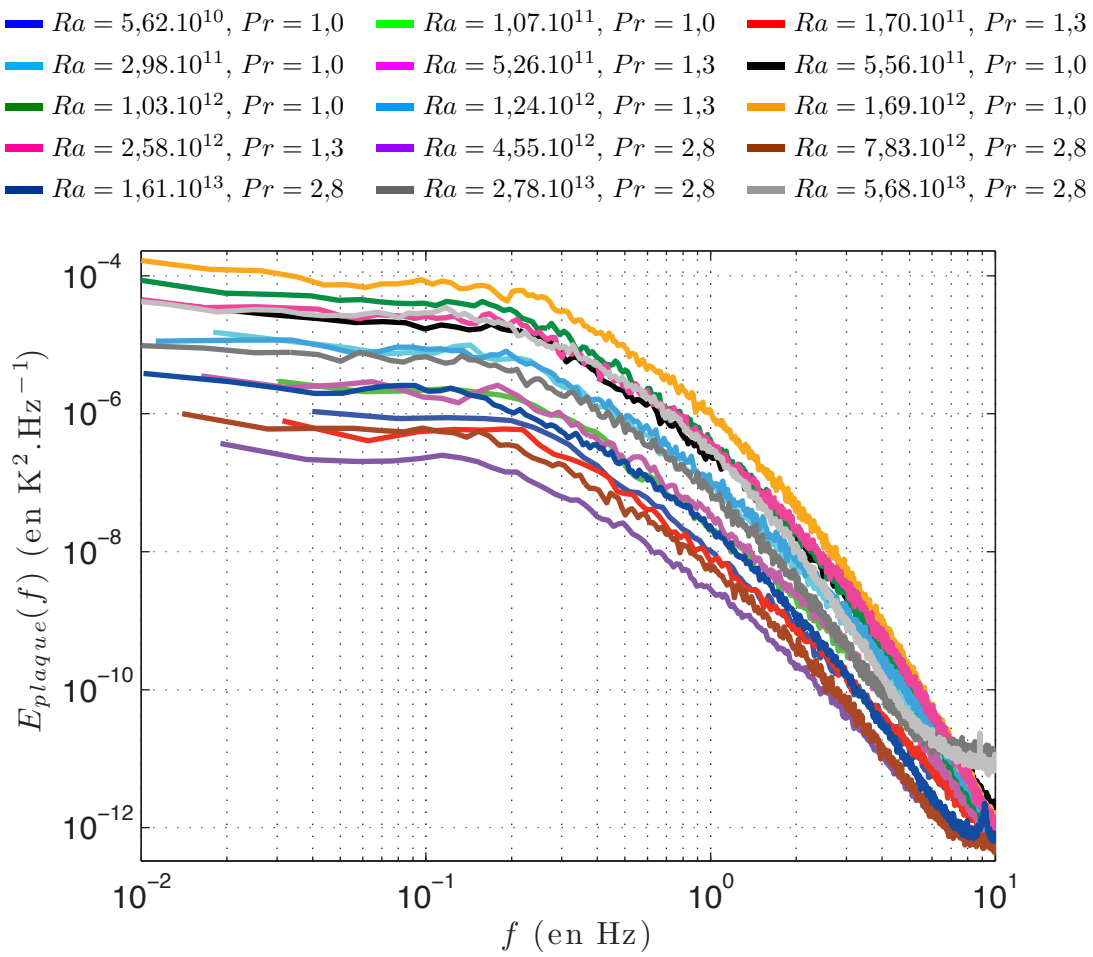


FIGURE 5.1 – Densités spectrales d'énergie E_{plaque} des fluctuations de température de la plaque du bas T_{plaque}.

la plaque n'est donc pas un facteur limitant pour les mesures. Notons que les mesures de fluctuations de température de la plaque seraient difficilement réalisables avec un dispositif expérimental à température ambiante. En effet, le même temps de diffusion (sur 10 cm) à température ambiante est égal à 90 s (11 mHz).

Temps de réponse des thermomètres

Afin de s'assurer que les thermomètres permettent de résoudre toute la dynamique des fluctuations de température de la plaque, nous avons mesuré leur temps de réponse. Nous rappellons que les thermomètres sont placés dans des plots en cuivre vissés sur la plaque. Nous pouvons alors supposer l'existence d'une résistance thermique entre les thermomètres et la plaque. De plus, les thermomètres ont une certaine capacité calorifique. Le schéma de la figure 5.3 présente un modèle électrique équivalent au modèle thermique décrit. T_c est la température du thermomètre et C_c sa capacité calorifique. T_p représente la température de la plaque et R_{th} la résistance thermique entre le thermomètre et la plaque. La température T_c mesurée par le thermomètre est égale à la température T_p de la plaque filtrée par le passe bas constitué de R_{th} et C_c.

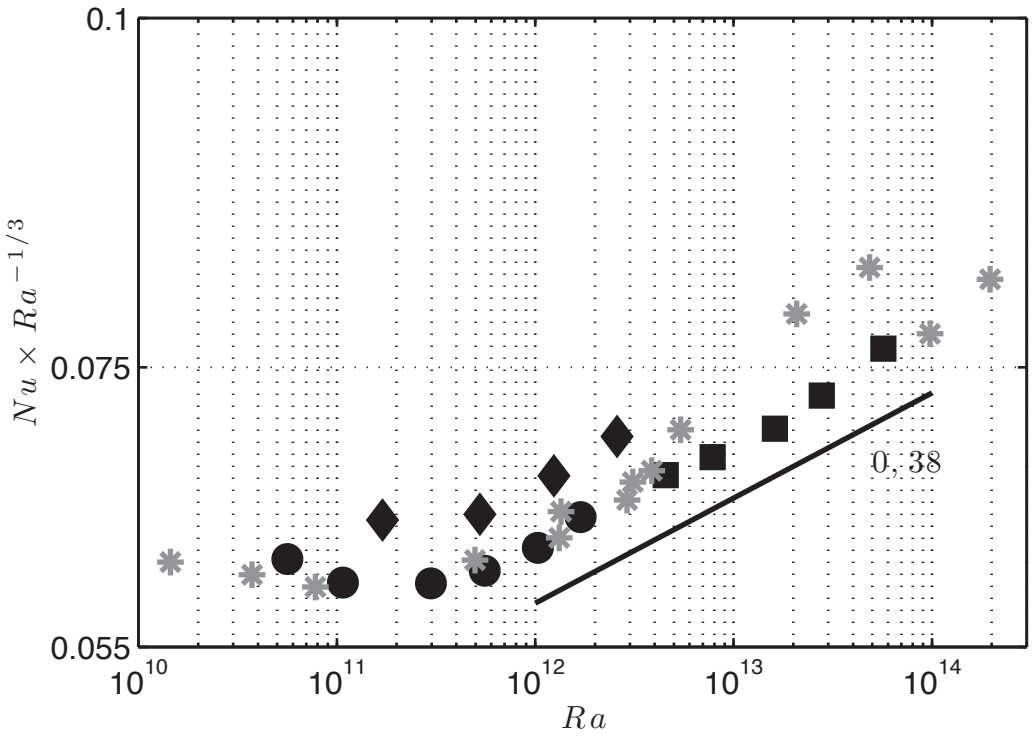


FIGURE 5.2 – Nu compensé ($Nu \times Ra^{-1/3}$) en fonction de Ra. Notre expérience : • : $Pr = 1{,}0$, ♦ : $Pr = 1{,}3$, ■ : $Pr = 2{,}8$. $*$: données de Chavanne [2001].

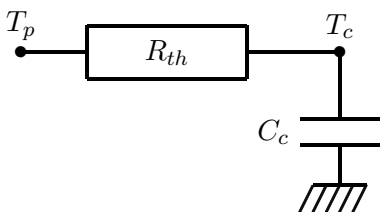


FIGURE 5.3 – Schéma électrique équivalent de la thermalisation des thermomètres aux plaques.

Pour déterminer la fonction de transfert de ce filtre, nous avons utilisé la méthode en 3ω (voir par exemple [Lu 2001]). Cette technique consiste à alimenter le thermomètre avec un courant sinusoïdal i, pour lequel le thermomètre surchauffe. Soit :

$$i = I_0 \sin(\omega t). \tag{5.2}$$

En négligeant la variation de la résistance électrique du thermomètre, la puissance dissipée par le thermomètre est proportionnelle à :

$$i^2 = \frac{I_0^2}{2}(1 - \cos(2\omega t)), \tag{5.3}$$

La température du thermomètre, à cause de l'auto-échauffement, varie alors comme i^2 et

donc la résistance r également. Le calcul de la tension u aux bornes du thermomètre donne alors :

$$u = r \times i = K \times (3\sin(\omega t) - \sin(3\omega t)), \tag{5.4}$$

où K est une constante. Le signal de tension est alors la somme d'un terme principal (qui varie en ω) et d'un terme lié à l'auto-échauffement du thermomètre variant en 3ω. Nous mesurons alors la tension avec une détection synchrone en faisant une détection du 3ème harmonique et en faisant varier la fréquence d'alimentation pour déterminer la fonction de transfert. La mesure est effectuée avec la cellule relaxée à 4,2 K. Le courant d'alimentation est $i_{rms} = 30$ μA, ce qui correspond à une surchauffe des thermomètres d'environ 26 mK. La figure 5.4 présente les fonctions de transfert des 5 thermistances de germanium.

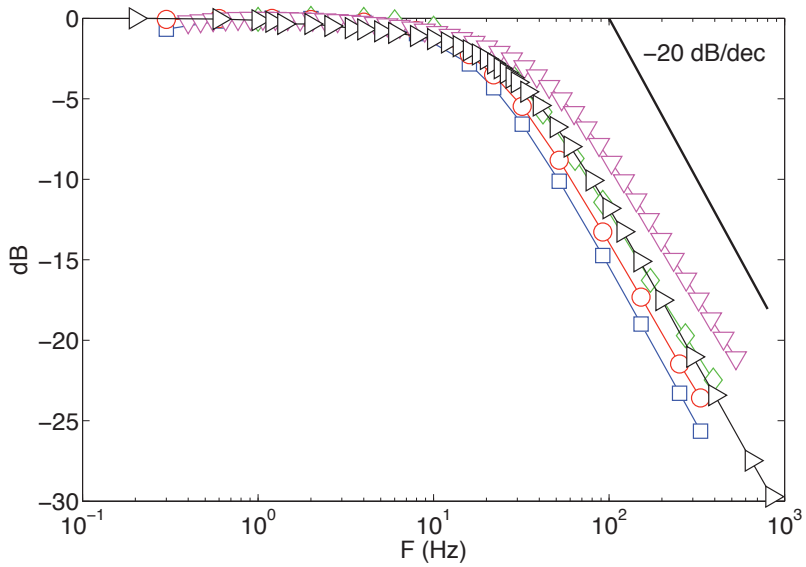


FIGURE 5.4 – Temps de réponse thermique des thermistances de germanium : (▷) au centre de la plaque du bas (RGe62), (◇) sur le bord de la plaque du bas (RGe21), (□) et (○) sur le bord de la plaque du haut (RGe53 et RGe24), (▽) au centre pour la régulation de température (RGe32).

La fréquence de coupure à -3 dB de chaque thermomètre est reportée dans le tableau 5.2. Remarquons que les temps de réponse mesurés sont en accord avec les données du fabricant des thermomètres. En conclusion, les thermistances ont une dynamique de mesure plus grande que les coupures observées sur les densités spectrales d'énergie (E_{plaque}), elles ne sont donc pas un facteur limitant pour la mesure.

	RGe32	RGe53	RGe24	RGe62	RGe21
Fréquences	33 Hz	16 Hz	20 Hz	24 Hz	21 Hz

TABLE 5.2 – Fréquences de coupure à -3 dB des thermistances de germanium.

Cohérence des thermomètres

Nous venons de voir que les plaques et les thermomètres ne limitent pas *a priori* la dynamique de mesure. Une autre vérification possible consiste à regarder si les deux thermomètres de la plaque du bas (RGe62 et RGe21) mesurent les mêmes signaux de température. Pour cela, nous calculons leur fonction de cohérence (Eq. 5.5) pour les différentes acquisitions. Les thermomètres sont à une distance d'environ 5 cm l'un de l'autre. La fonction de cohérence est définie par :

$$C_{xy}(f) = \frac{|E_{xy}(f)|^2}{E_{xx}(f)E_{yy}(f)}, \tag{5.5}$$

où $E_{xx}(f)$ et $E_{yy}(f)$ sont les densités spectrales d'énergie et $E_{xy}(f)$ est la transformée de Fourier de la fonction d'inter-corrélation. Lorsque les deux signaux sont égaux ($x = y$) la fonction de cohérence est égale à 1.

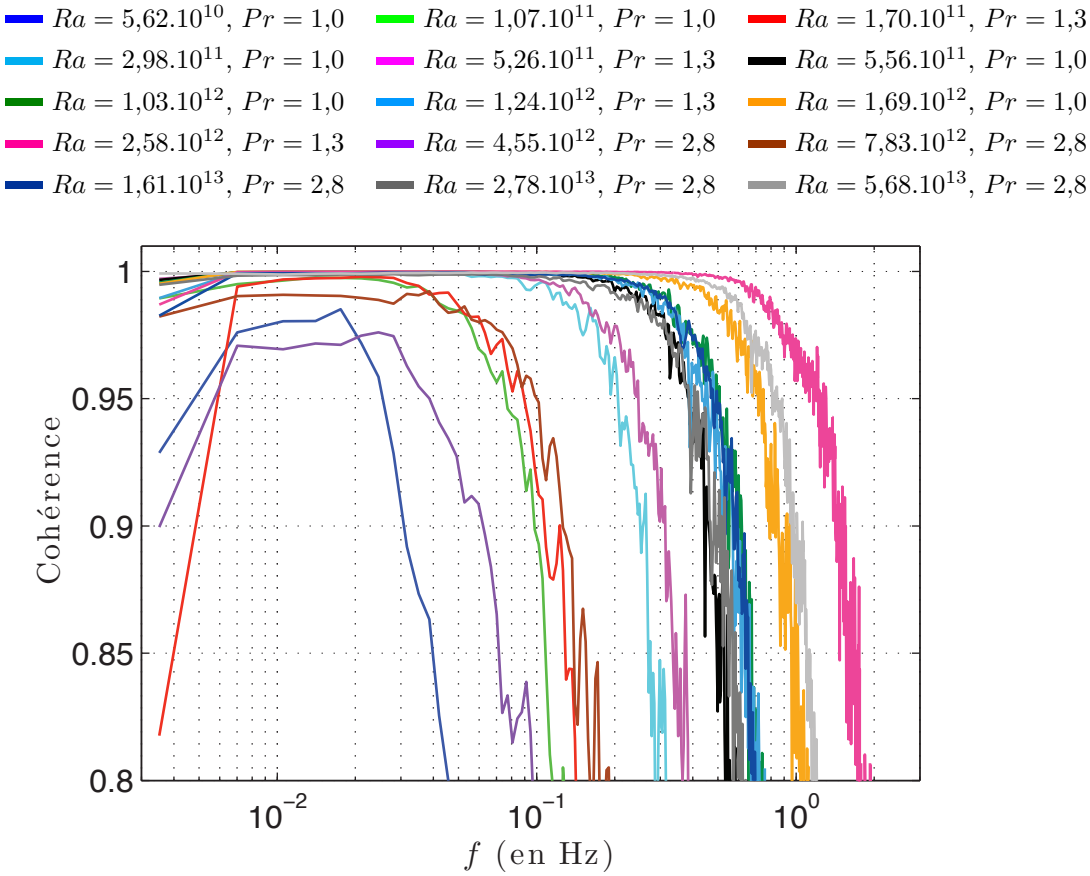


FIGURE 5.5 – Fonction de cohérence entre les signaux de température des thermistances RGe62 et RGe21 (plaque du bas).

Les fonctions de cohérence sont présentées sur la figure 5.5. Dans la plage de fréquence qui nous intéresse, la cohérence est supérieure à 99 % entre les deux thermomètres pour quasiment toutes les acquisitions. Seules 3 acquisitions ont une cohérence comprise entre 97% et 99%. Elles correspondent à des acquisitions effectuées pour des faibles ΔT (inférieurs à 33 mK). Pour les plus hautes fréquences, les spectres rejoignent le plateau de bruit, et

comme les bruits des thermomètres ne sont pas corrélés la valeur de la fonction de cohérence chute à zéro. Deux thermomètres sur une même plaque mesurent donc le même signal de température.

5.2 Mesure d'une transition

5.2.1 Densité spectrale d'énergie

À chaque densité spectrale d'énergie de T_{plaque} nous associons deux quantités :

- la densité spectrale d'énergie du plateau P (ou valeur plateau) qui correspond aux saturations basses fréquences de E_{plaque} ;
- la fréquence de coupure des spectres, définie comme la fréquence pour laquelle E_{plaque} vaut $P/100$; nous la notons F_{20dB}.

En pratique, pour déterminer ces deux quantités, nous choisissons dans un premier temps un spectre de référence pour lequel nous déterminons sa valeur plateau P_{ref} et sa fréquence de coupure $F_{20dB,ref}$. Puis nous transformons chaque spectre pour essayer de le superposer au spectre de référence. Pour cela, nous multiplions d'une part sa densité spectrale d'énergie par un coefficient a_P et d'autre part, la fréquence par a_F. Une fois les coefficients a_P et a_F ajustés, nous en déduisons les valeurs de P et F_{20dB} pour chaque acquisition par :

$$P = \frac{P_{ref}}{a_P} \text{ et } F_{20dB} = \frac{F_{20dB,ref}}{a_F} \tag{5.6}$$

La fréquence de coupure, telle que nous venons de la définir arbitrairement, est difficile à interpréter physiquement. C'est la raison pour laquelle, nous introduisons la fréquence $F_c = 0{,}2 \times F_{20dB}$. Elle correspond approximativement à l'intersection du plateau avec la « pente » de la coupure. La figure 5.6 présente les densités spectrales d'énergie E_{plaque} normalisées en abscisse par leur fréquence de coupure F_c et en ordonnée par P. Tous les plateaux se superposent à $\pm 10\%$ près, ce qui nous donne une estimation de la barre d'erreur sur la détermination de P (la même remarque est valable pour F_c).

À partir de P et de F_c nous définissons les quantités sans dimension P^* et F_c^* associées :

$$P^* = \frac{P.\nu}{h^2 \Delta T^2} \text{ et } F_c^* = \frac{F_c \times h^2}{\nu} \tag{5.7}$$

Nous avons choisi d'adimensionner P et F_c par un temps visqueux h^2/ν. Ce choix est arbitraire et il serait également possible de choisir un temps de diffusion h^2/κ ou un temps dynamique $\sqrt{h/(g\alpha\Delta T)}$. Remarquons que F_c^* peut être vu comme un nombre de Reynolds associé à la distance h et à la vitesse $h \times F_c$.

La figure 5.7 présente F_c^* compensé par $Ra^{0,5}$ en fonction de Ra. Elle illustre le fait que, comme le nombre de Reynolds, F_c^* peut être ajusté par une loi de puissance en $Ra^{0,5}$ pour un nombre de Prandtl donné. Cet exposant se retrouve pour les différents nombres de Reynolds que l'on peut définir dans les cellules de Rayleigh-Bénard.

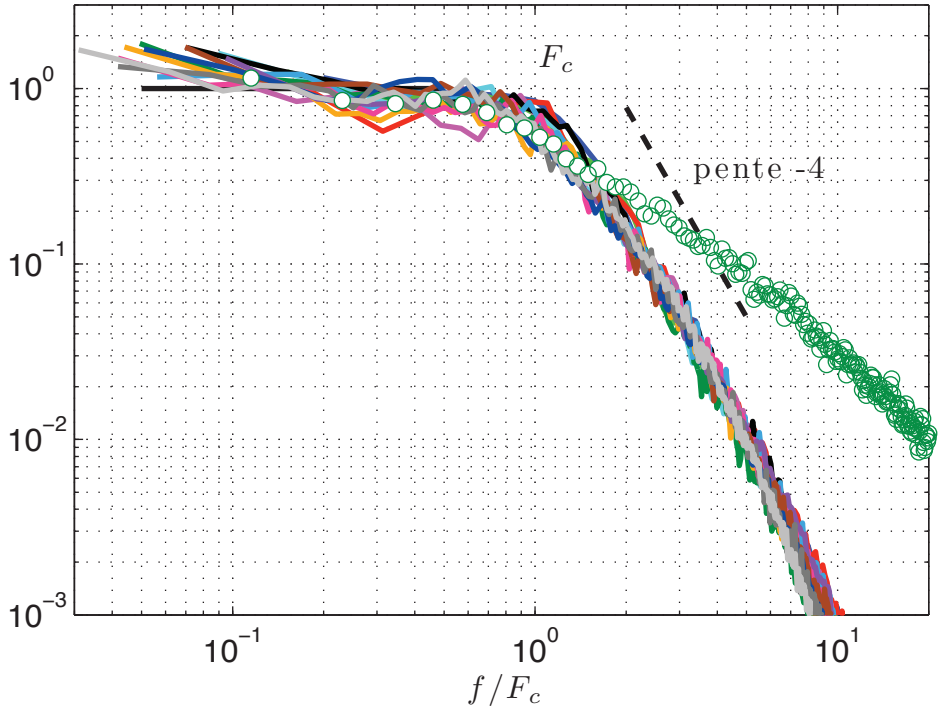


FIGURE 5.6 – Densités spectrales d'énergie E_{plaque} normalisées en abscisse par leur fréquence de coupure F_c et en ordonnée par P. (○) Densité spectrale d'énergie E_b normalisée (voir texte) des fluctuations de température dans le cœur de la cellule pour $Ra = 1{,}53 \times 10^{12}$ et $Pr = 1{,}3$.

La variation de P^* en fonction de Ra est présentée sur la figure 5.8. Pour $Ra < 10^{12}$, les variations de P^* sont compatibles avec une loi de puissance d'ajustement en $Ra^{-2/3}$. Pour $Ra > 10^{12}$, P^* ne semble pas varier en fonction du nombre de Rayleigh. Pour comparaison, nous avons également tracé la valeur P_b^* calculée à partir des enregistrements des fluctuations de température dans le cœur de la cellule. Nous remarquons que pour $Ra < 10^{12}$, P_b^* est du même ordre de grandeur que P^*. Sun *et al.* [Sun et Xia 2007] rapportent la même observation pour $Ra \in [10^{11}\ ;\ 2 \times 10^{12}]$. Au contraire, pour $Ra > 10^{13}$ les valeurs de P_b^* et P^* diffèrent : P_b^* varie en fonction de $Ra^{-2/3}$ sur toute la gamme de Ra.

Notons également que le produit $P^* \times F_c^* = (P \times F_c)/\Delta T^2$ peut donner une estimation de l'écart type θ_{plaque} des fluctuations de température sans dimension de T_{plaque}. Plusieurs expériences ont établi que cet écart type est proportionnel à $Ra^{-0{,}14}$ environ pour les fluctuations de température du cœur de la cellule (voir par exemple [Wu et Libchaber 1992]). Comme F_c^* est proportionnel à $Re \sim Ra^{0{,}5}$ et que $P^* \sim Ra^{-2/3}$, nous trouvons que $\theta_{plaque} \sim Ra^{-0{,}16}$, ce qui est cohérent avec les mesures de l'écart type dans le cœur de la cellule.

La figure 5.9 propose une représentation alternative de P^* : $4P^*Nu^2Pr^{-1}$. Notons que ce type de normalisation fait apparaître un saut entre les séries réalisées pour $Pr = 1{,}3$ et $Pr = 1{,}0$, et celle réalisée pour $Pr = 2{,}8$. Cette quantité peut être vue comme P adimensionnée par ΔT et par le temps de diffusion thermique à travers la couche limite d'hélium d'épaisseur $h/2Nu$. Aux incertitudes près, cette compensation pour P^* annule la dépendance en Ra (et

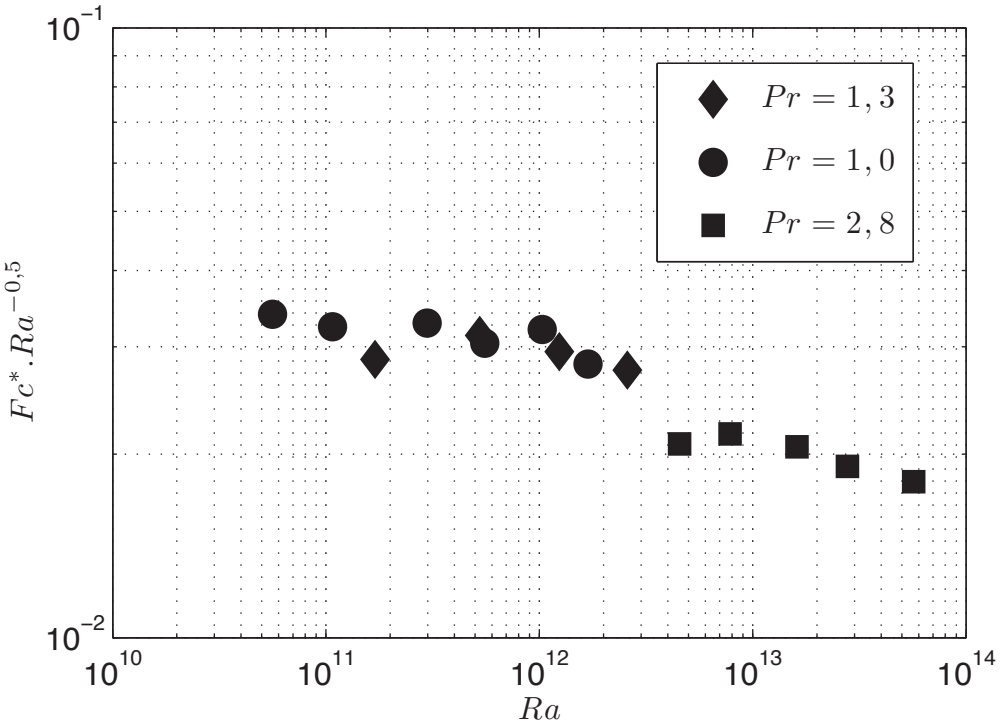


FIGURE 5.7 – F_c^* compensé en fonction de Ra.

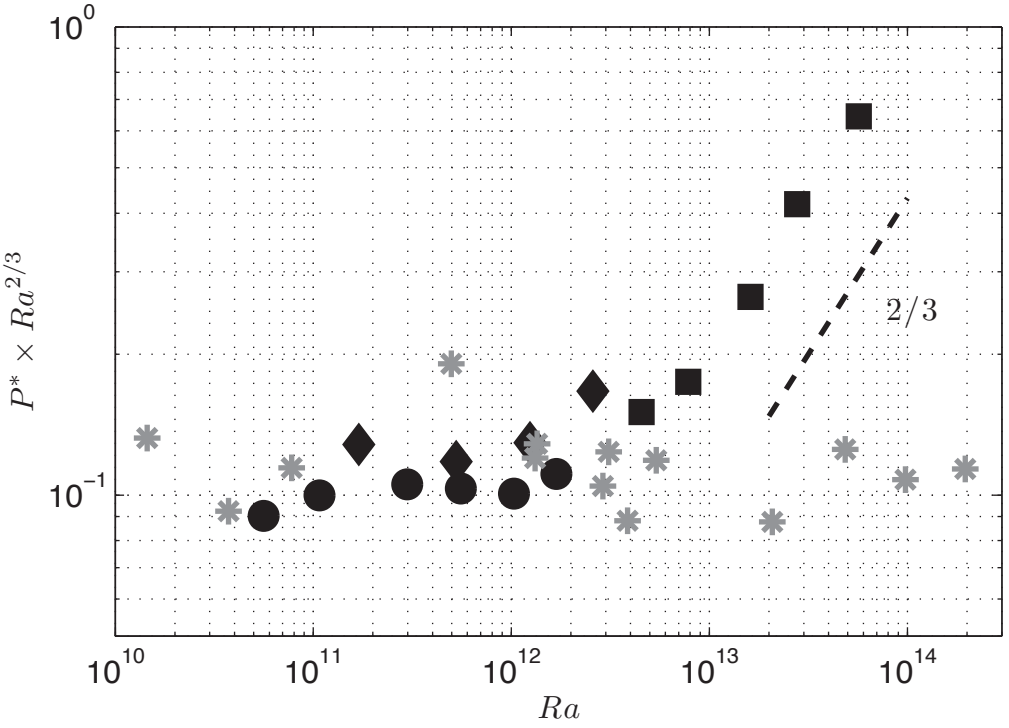


FIGURE 5.8 – P^* (symboles pleins) et P_b^* ($*$) compensé en fonction de Ra.

peut-être aussi en Pr) aux plus faibles Ra ($4P^*Nu^2Pr^{-1}$ semble être constant pour $Ra < 10^{12}$). Cela suggère que la dépendance de P^* en $Ra^{-2/3}$ pourrait être une approximation d'une variation en $(Nu(Ra))^{-2}$. En effet, si nous posons $4P^*Nu^2Pr^{-1} = K$ (où K est une constante) et comme $P^* \sim Ra^{-2/3}$ alors nous trouvons que $Nu \sim Ra^{1/3}$, ce qui correspond à la loi de puissance prédite [Malkus 1954] pour la variation de Nu en fonction de Ra.

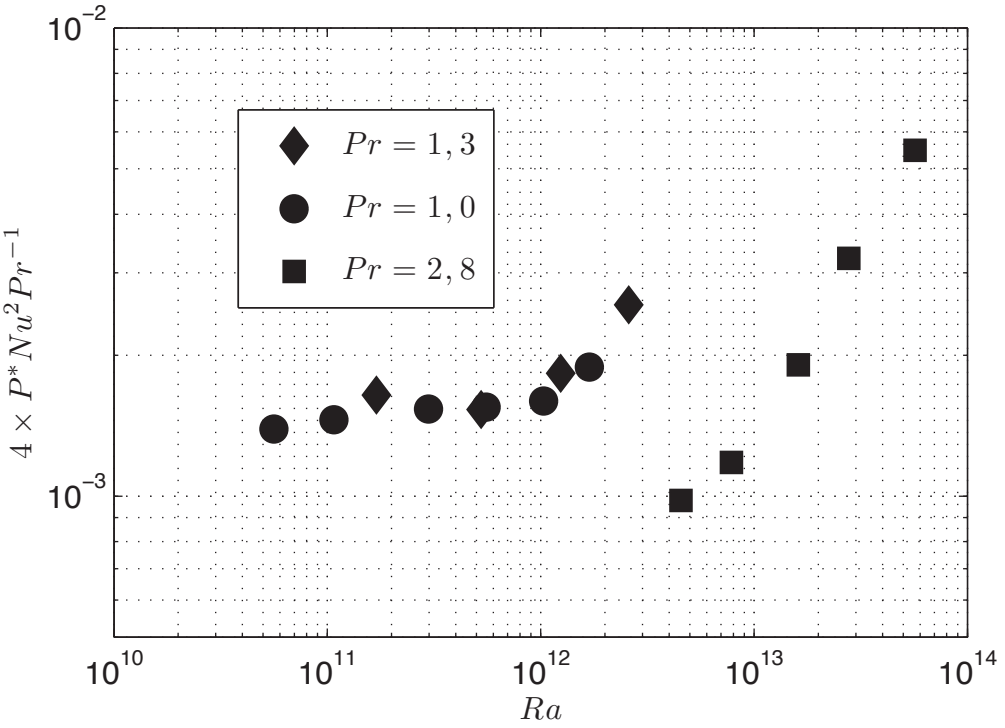


FIGURE 5.9 – Normalisation alternative de P : $4P^*Nu^2Pr^{-1}$ en fonction de Ra.

5.2.2 PDF des fluctuations de température

La figure 5.10 présente pour quelques nombres de Rayleigh, les fonctions de densité de probalité (PDF) de $T_{plaque} - \overline{T_{plaque}}$ normalisées par leur écart type. Les différentes courbes sont décalées en ordonnée par une constante pour faciliter la lisibilité. Le nombre de Rayleigh varie de $5{,}6 \times 10^{10}$ (courbe du haut) à $5{,}7 \times 10^{13}$ (courbe du bas). La ligne continue sur la figure représente une distribution Gaussienne. Nous remarquons que pour des nombres de Rayleigh inférieurs à 4×10^{12}, les PDF sont proches d'une Gaussienne alors que pour des Ra supérieurs les PDF deviennent dissymétriques. Notons que plus le Ra augmente et plus cette dissymétrie est marquée.

Pour quantifier cette dissymétrie, nous traçons la quantité ζ définie par :

$$\zeta = \frac{\overline{(T_{plaque} - \overline{T_{plaque}})^3}}{\overline{(T_{plaque} - \overline{T_{plaque}})^2}^{3/2}}. \tag{5.8}$$

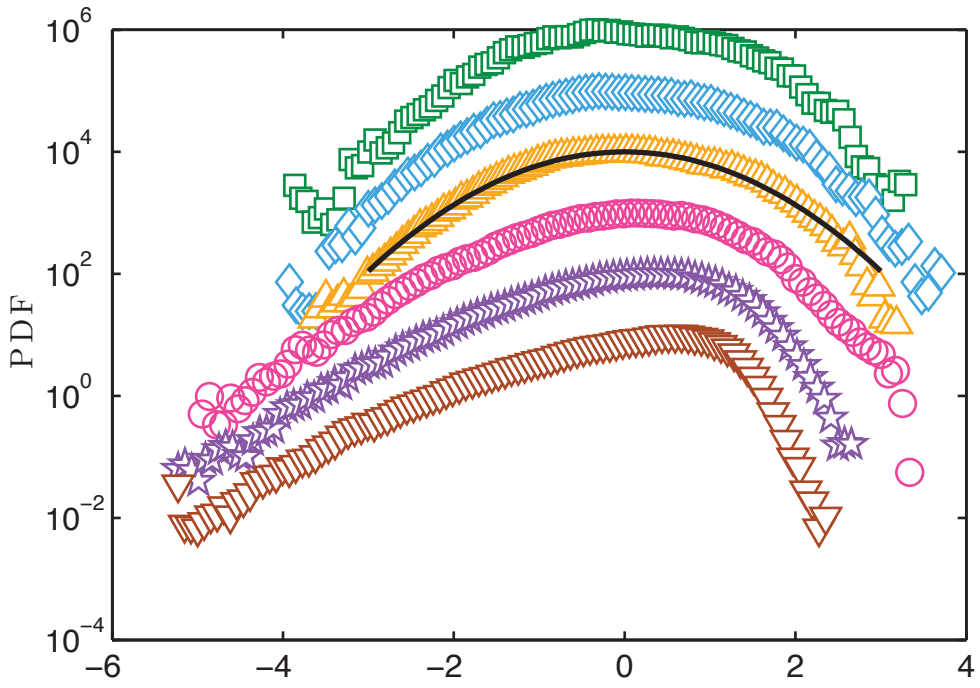


FIGURE 5.10 – Fonctions de densité de probabilité (PDF) de $T_{plaque} - \overline{T_{plaque}}$ normalisées par leur écart type. Chaque PDF est décalée d'un facteur 10 en ordonnée par rapport à la précédente. De haut en bas : (□) $Ra = 5{,}6 \times 10^{10}$,(◇) $Ra = 5{,}5 \times 10^{11}$,(△) $Ra = 1{,}7 \times 10^{12}$,(○) $Ra = 4{,}5 \times 10^{12}$,(⋆) $Ra = 1{,}6 \times 10^{13}$,(▽) $Ra = 5{,}7 \times 10^{13}$. La ligne continue représente une distribution gaussienne.

Une valeur de ζ proche de zéro signifie que la PDF est peu dissymétrique. La figure 5.11 illustre le fait que la valeur absolue de ζ est significativement différentes de zéro pour $Ra \gtrsim 2.10^{12}$. La forme des PDF ainsi que la variation de ζ indiquent alors que lorsque Ra augmente il y a de plus en plus d'événements « très » froids sur la plaque.

5.3 Interprétation : instabilité de la couche limite

La question que nous souhaitons aborder dans ce paragraphe est : comment est-il possible d'interpréter la transition observée sur P^* ? Tout d'abord, remarquons que la condition aux limites sur la plaque du bas est un flux de chaleur global constant. Dans ce cas, la température de la plaque doit être référencée par le fluide situé au dessus d'elle. Nous supposons donc que les fluctuations de température de la plaque peuvent être décomposées en :

- une contribution due aux fluctuations de température du cœur de la cellule $T_b(t)$;
- une contribution due aux fluctuations de température de la couche limite thermique $T_{BL}(t)$.

Par définition $T_{BL}(t)$ est égale à $\delta T_{BL}(t) + \overline{T_b(t)}$ avec $\overline{T_b(t)} = T_m$, où T_m est la température moyenne au centre de la cellule et $\delta T_{BL}(t)$ la différence de température à travers la couche

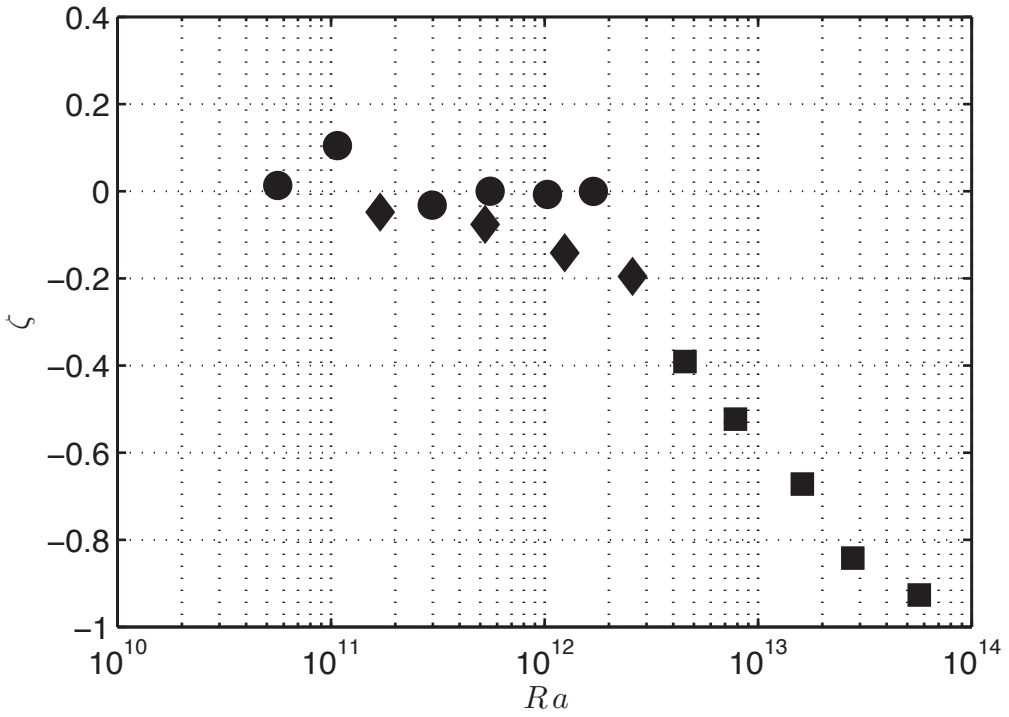


FIGURE 5.11 – Dissymétrie ζ en fonction de Ra.

limite thermique. Notons également que $\overline{\delta T_{BL}(t)} = \Delta T/2$ qui est la chute de température moyenne aux bornes de la couche limite thermique.

Nous posons alors :

$$T_{plaque}(t) = T_b(t) + \delta T_{BL}(t). \tag{5.9}$$

Pour la suite, un point important à vérifier est le temps de réponse de la plaque à une fluctuation de température ayant lieu au centre de la cellule. Pour cela, nous considérons que les variations de température du cœur de la cellule sont filtrées par un circuit RC où C est la capacité calorifique mesurée de la plaque[3] ($C \approx 1$ J/K) et R la résistance thermique dynamique de la couche limite thermique définie par :

$$R = \frac{\partial \Delta T/2}{\partial \dot{Q}}. \tag{5.10}$$

En écrivant le flux de chaleur $\dot{Q}$ traversant la couche limite thermique d'épaisseur $h/(2Nu)$ et en supposant que $Nu \propto Ra^{1/3} \propto \Delta T^{1/3}$, alors $\dot{Q} \propto \Delta T^{1,3}$. La résistance thermique dynamique R peut alors s'écrire :

$$R = \frac{1}{1{,}3}\frac{\Delta T/2}{\dot{Q}}. \tag{5.11}$$

3. La capacité calorifique mesurée de la plaque est supérieure à la capacité calorifique du cuivre car la mesure prend en compte les brides de fixation de la paroi en acier inoxydable.

Nous trouvons que la fréquence de coupure du filtre RC est plus grande que la fréquence de coupure F_c d'un facteur 10. De plus, la capacité calorifique de la plaque est sensiblement plus faible que celle du fluide (à 6 K et pour une masse volumique d'hélium $D = 19$ kg.m^{-3}, $C_{He}/C_{plaque} > 200$). Ceci implique qu'en considérant par exemple un volume de fluide situé au dessus de la plaque de l'ordre de 1/10 du volume total de la cellule, la plaque peut suivre quasiment instantanément les variations de température de ce volume, au « saut de température » à travers la couche limite thermique près.

Nous cherchons maintenant à interpréter la transition observée sur la quantité P^* (Fig. 5.8). Pour $Ra \lesssim 2.10^{12}$, la figure 5.8 suggère que les fluctuations de température de la plaque suivent les fluctuations de température du cœur de l'écoulement (et plus précisément d'une zone de fluide localisée au dessus de la plaque) pour les fréquences inférieures à F_c, d'où :

$$T_{plaque}(t) = T_b(t) + \Delta T/2. \tag{5.12}$$

Cette idée est appuyée par la figure 5.6 qui représente, en plus de E_{plaque} normalisée, la densité spectrale d'énergie (E_b) de $T_b(t)$ pour $Ra = 1{,}35 \times 10^{12}$ et $Pr = 1{,}3$. Notons que E_b a également été normalisée par sa valeur plateau P_b et sa fréquence de coupure $F_{c,b}$ calculée à partir d'une loi d'ajustement déterminée d'après la figure 5.7. Nous remarquons alors que la pente de la coupure de E_b est moins raide que la coupure de E_{plaque}. Ceci est cohérent avec un filtrage spatial des fluctuations de température du cœur de la cellule par la plaque.

D'un autre côté, pour $Ra \gtrsim 2.10^{12}$, nous avons vu que P^* devient beaucoup plus grand que P_b^* (Fig. 5.8). Nous interprétons alors cette augmentation comme étant due à la contribution de $\delta T_{BL}(t)$. Les événements froids de plus en plus intenses avec l'augmentation du Ra suggèrent également que pendant des courtes périodes de temps le contact thermique entre le fluide et la plaque est sensiblement amélioré. Par exemple, nous pouvons imaginer l'existence de « décollements brusques » de la couche limite entraînant un refroidissement de la plaque. Cette observation est cohérente avec la supposition d'une instabilité de la couche limite. Dans ce cas, il est possible d'écrire :

$$T_{plaque} = T_m + \delta T_{BL}. \tag{5.13}$$

Il est maintenant indispensable de vérifier que cette instabilité apparaît bien pour $Ra \approx 2.10^{12}$. En effet, il serait possible qu'elle soit présente à plus bas Ra mais qu'elle soit masquée par les fluctuations du cœur de la cellule. La variation ainsi observé sur P^* serait alors due au croisement de deux courbes : les fluctuations de température $T_b(t)$ d'un côté et les fluctuations $\delta T_{BL}(t)$ de l'autre. Nous présentons plusieurs arguments pour infirmer la possibilité que le changement de variation soit dû a un tel effet de masquage.

Le premier argument consiste simplement à remarquer que l'augmentation de P^* et de l'efficacité du transfert thermique apparaissent pour des Ra proches. En acceptant que ceci n'est pas un hasard, les deux événements doivent avoir pour origine une même cause. Dans ce cas, l'hypothèse de l'effet de masquage n'est pas suffisante pour expliquer les deux phénomènes.

Deuxièmement, la faible dépendance de $P^*(Ra)$ pour $Ra > 2.10^{12}$ semble être en contradiction avec le régime de turbulence dure qui précède le Régime Ultime. En effet, pour le régime de turbulence dure, la taille des échelles caractéristiques de la convection (comme par exemple la taille des plumes thermiques) sont connues pour décroître continûment lorsque Ra augmente, conduisant à une augmentation du nombre de degrés de liberté n du système [Aumaître et Fauve 2003]. Pour les systèmes physiques, nous nous attendons à ce que les fluctuations relatives d'une quantité globale (par exemple la température) décroissent proportionnellement à l'inverse du nombre de degrés de liberté n associés à cette quantité [4], ce qui n'est pas le cas de $P^*(Ra)$ pour $Ra > 2.10^{12}$. Pour illustrer cette contradiction, nous présentons dans la suite un modèle de bruit de la couche limite pour le régime de turbulence dure. Nous verrons que l'appliquer dans la zone des hauts Ra conduit à une contradiction.

Le modèle suppose que les fluctuations δT_{BL} peuvent être décrites par un bruit de grenaille à travers la couche limite. Les plumes sont définies comme des structures indépendantes se détachant de la plaque et qui sont responsables de tout le transfert de chaleur dans la cellule. Nous appelons alors q_0 la quantité de chaleur transportée en moyenne par une plume. Par analogie avec le bruit de grenaille électronique (voir par exemple [Blanter et Büttiker 2000, Roche 2005a]), il est alors possible de décrire le bruit de grenaille des plumes par une source de bruit blanc de flux de chaleur dont la densité spectrale d'énergie est égale à $2q_0\dot{Q}$ en parallèle avec la résistance thermique R de la couche limite. Comme nous l'avons vu précédemment, pour les temps longs (supérieurs à 1 temps de retournement), l'inertie thermique de la plaque peut être négligée ($RCF_c \ll 1$). Nous prédisons alors un spectre de bruit blanc pour δT_{BL} avec une densité spectrale d'énergie $P_{BL} = R^2 2q_0\dot{Q}$. Avec ce modèle, il est alors possible de calculer le nombre de plumes indépendantes n se détachant de la plaque à un instant donné (n peut être vu comme le nombre de degrés de liberté de la couche limite). Nous supposons que q_0 représente une fraction de la chaleur totale Q stockée dans la couche limite, avec :

$$Q = \rho C_p \frac{\Delta T}{4} S\delta_{BL}, \tag{5.14}$$

où $S = \pi h^2/16$ est la surface de la plaque et $\delta_{BL} \approx h/2Nu$ est l'épaisseur de la couche limite dans le régime de turbulence dure. Le nombre de plumes indépendantes n peut alors s'écrire :

$$n = \frac{Q}{q_0} = \frac{2R^2\dot{Q}\rho C_p S\delta_{BL}\Delta T}{4P_{BL}}. \tag{5.15}$$

En négligeant le préfacteur 1/1,3 dans l'expression de R (Eq. 5.11) et en remplaçant les différents termes par leurs expressions respectives, le calcul conduit à :

$$n = \frac{Pr}{16P^*_{BL}Nu^2}, \tag{5.16}$$

4. Par exemple, lorsque le théorème de la limite centrale est applicable la décroissance est proportionnelle à $n^{-1/2}$.

où $P^*_{BL} = P_{BL}\nu/(h^2\Delta T^2)$. Pour $Ra > 2.10^{12}$, nous avons $P^* \sim P^*_{BL}$ et nous rappelons que cette valeur est indépendante de Ra. L'équation 5.16 montre que le nombre de degrés de liberté n décroît alors que Ra augmente. Ceci est en contradiction avec les résultats obtenus pour le régime de turbulence dure [Aumaître et Fauve 2003] (où n augmente quand Ra augmente), et infirme donc l'hypothèse de l'existence du régime de turbulence dure pour $Ra \gtrsim 2.10^{12}$.

Le troisième argument consiste à noter que pour $Ra \gtrsim 2.10^{12}$, les PDF (Fig. 5.10) sont fortement non gaussiennes. Cette observation est en contradiction avec l'augmentation du nombre de degrés de liberté de la couche limite dans le régime de turbulence dure. En effet, nous nous attendrions plutôt à ce que cette augmentation conduise à une convergence des PDF vers une forme gaussienne, ce qui n'est pas le cas ici.

Notons qu'un changement de l'écoulement à grande échelle à l'intérieur de la cellule pourrait être à l'origine d'une augmentation des fluctuations de température de la plaque. Cependant, une étude précédente du nombre de Reynolds [Chavanne 2001] pour $Ra \in [10^7, 10^{14}]$ ne montre pas de changement significatif à l'intérieur de la cellule. Une autre mesure du nombre de Reynolds à partir d'une méthode différente présentée au chapitre 6 confirme également ce résultat et montre plus largement que l'écoulement à grande échelle ne présente pas de changement significatif au passage de la transition.

Les mesures présentées dans ce chapitre mettent donc en évidence l'apparition d'une instabilité de la couche limite autour de $Ra \approx 2.10^{12}$, rejoignant ainsi la proposition de R. Kraichnan sur le Régime Ultime de la convection.

Chapitre 6

Transition et écoulement à grande échelle

Sommaire

6.1 Introduction **105**
6.2 Caractérisation de l'écoulement à grande échelle **107**
6.3 Nombre de Reynolds global **110**
6.4 Inclinaison de la cellule **113**
6.5 Conclusion **116**

6.1 Introduction

Il est maintenant communément admis que les panaches thermiques qui se détachent des plaques s'organisent pour former un écoulement à grande échelle dans les cellules de Rayleigh-Bénard. Dans le cas où cet écoulement est stable et a une durée de vie de l'ordre de plusieurs temps de retournement, il est possible de l'assimiler à un rouleau de convection dont le diamètre est de l'ordre de grandeur de la hauteur de la cellule pour des cellules de rapport d'aspect $\Gamma = 1$. Dans la suite, une distinction est donc faite entre l'écoulement à grande échelle (ou « vent ») et le rouleau de convection. L'observation d'un rouleau de convection est bien établie pour des cellules de Rayleigh-Bénard de rapport d'aspect $\Gamma = 1$ (voir par exemple [Xi et Xia 2008]). Pour des cellules de $\Gamma = 1/2$, l'existence d'un tel rouleau a également été rapportée [Qiu et Tong 2001, Sun 2005, Stringano et Verzicco 2006]. Cependant, il apparaît que dans ce cas le rouleau est beaucoup moins stable que pour $\Gamma = 1$ [Qiu et Tong 2001, Xi et Xia 2008].

Dans ce chapitre nous nous intéressons à la relation possible entre cet écoulement à grande échelle et l'apparition de la transition autour de $Ra = 10^{12}$. Plusieurs résultats ont motivé cette étude :

- La littérature rapporte que l'efficacité du transfert thermique diminue lorsqu'une cellule de rapport d'aspect $\Gamma = 1/2$ est inclinée. L'existence d'un écoulement à grande échelle

avec deux rouleaux superposés a entre autre été avancée pour expliquer ce résultat [Chillà 2004a]. La structure de l'écoulement peut donc influencer le transfert thermique comme cela avait été conclu sur la base de résultats expérimentaux dans [Roche 2002]. Remarquons que pour une cellule de rapport d'aspect $\Gamma = 1$ le transfert thermique ne varie quasiment pas avec l'angle d'inclinaison [Ahlers 2006].

- D'une part, Amati *et al.* [Amati 2005] observent la disparition de l'écoulement à grande échelle pour $Ra > 10^{12}$ avec une simulation numérique (DNS) dans une cellule pour $\Gamma = 1/2$.
- Mais d'autre part, des mesures du nombre de Reynolds local à l'intérieur de la cellule [Chavanne 2001] sur une plage de Ra variant de 10^7 à 2×10^{14} ne montrent pas d'évolution différente du Re avant et après la transition. Ce résultat tend à supposer que l'intensité de l'écoulement à grande échelle n'est pas modifiée au passage de la transition.
- Des mesures de transfert thermique (non publiées) ont été réalisées à Grenoble avec une cellule de Rayleigh-Bénard dont l'intérieur a été équipé de 4 écrans en plastique disposés de façon à bloquer l'écoulement à grande échelle [1]. Aucun changement significatif sur le transfert thermique n'a été observé par rapport aux autres expériences. En particulier, une transition a bien été observée sur le nombre de Nusselt autour de $Ra = 2 \times 10^{12}$.

Certains résultats montrent alors que l'écoulement à grande échelle a une influence sur le transfert thermique. Un changement de comportement de cet écoulement [Amati 2005] pourrait alors expliquer la transition observée sur le transfert thermique. Cependant, d'autres résultats ne montrent pas de sensibilité du transfert thermique à l'écoulement à grande échelle pour $Ra > 10^{12}$ (expérience avec les écrans à l'intérieur de la cellule), ni de changement dans le comportement de l'écoulement à grande échelle (mesure du nombre de Reynolds). Nous présentons dans ce chapitre, une étude de caractérisation de l'écoulement à grande échelle autour de $Ra = 10^{12}$, pour confirmer ou infirmer sa relation possible avec la transition observée sur le transfert thermique.

Nous utilisons pour cette étude les mesures réalisées avec les 5 thermomètres disposés à mi-hauteur dans la cellule. Dans la suite de ce chapitre, nous commencerons par présenter une méthode permettant d'extraire plusieurs informations sur l'écoulement à grande échelle (comme par exemple les directions préférentielles). Nous regarderons alors si des changements de comportement de l'écoulement à grande échelle sont observés au passage de la transition. Ensuite, à partir du calcul de la fonction d'auto-corrélation des signaux de température d'un thermomètre, nous calculons un nombre de Reynolds global. Pour finir, nous présentons des mesures de fluctuations de température et de transfert thermique réalisées avec la cellule inclinée d'un angle $\beta \approx 3{,}6^\circ$ l'objectif étant de verrouiller fortement l'écoulement à grande échelle dans une direction.

1. Chaque écran a une surface égale à environ 33% de la surface des plaques. Ils sont régulièrement espacés (la distance entre deux écrans est de 4 cm) et orientés en « hélice » avec un angle de $\pi/4$ entre deux écrans successifs.

6.2 Caractérisation de l'écoulement à grande échelle

6.2.1 Procédure de traitement des données

La figure 6.1a présente un schéma de la position des thermomètres dans le plan horizontal à mi-hauteur de la cellule. Les thermomètres sont espacés régulièrement d'un angle $2\pi/5$ sur un cercle de diamètre 5 cm. Leur position est repérée par l'angle α et l'origine correspond au thermomètre T_2.

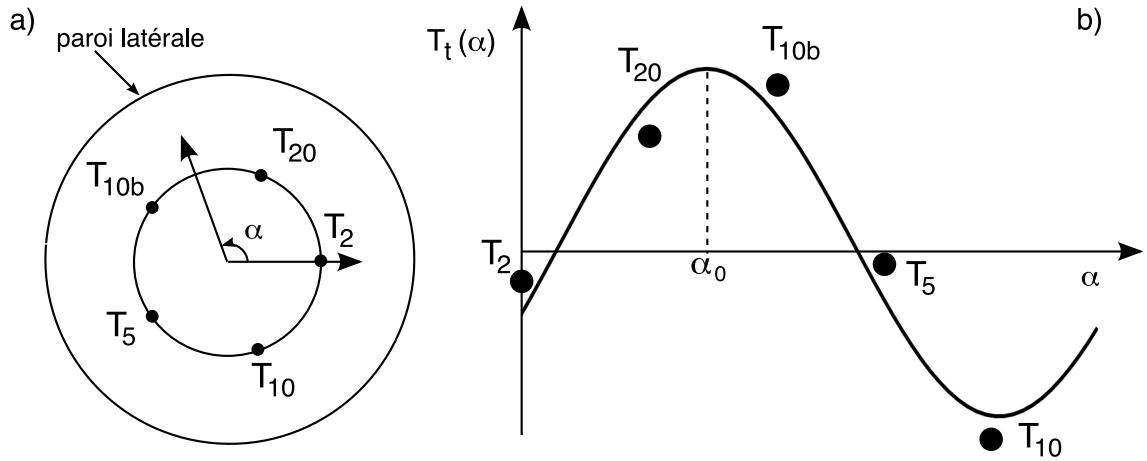


FIGURE 6.1 – a : Schéma de la position des thermomètres à l'intérieur de la cellule (dans le plan horizontal à mi-hauteur). b : exemple de la projection $A\cos(\alpha - \alpha_0)$ (voir texte).

En supposant l'existence d'un écoulement à grande échelle à l'intérieur de la cellule, des structures thermiques chaudes doivent monter d'un côté et des structures thermiques froides doivent descendre de l'autre. Dans ce cas, deux thermomètres diamétralement opposés [2] (ou presque) vont respectivement mesurer des structures de température positive et négative par rapport à la température moyenne au centre de la cellule à un instant t. Nous définissons une fonction $T_t(\alpha_T)$ qui correspond au signal de température mesuré par chacun des thermomètres à la position α_T à un instant t ($\alpha_T = [-4\pi/5\ \ -2\pi/5\ 0\ 2\pi/5\ 4\pi/5]$). Nous supposons que pour deux thermomètres opposés les fluctuations sont également opposées et nous cherchons alors une projection pour $T_t(\alpha_T)$ de la forme $A \times \cos(\alpha_T - \alpha_0)$ où A est l'amplitude et α_0 la direction préférentielle du déséquilibre de température (FIG. 6.1b). Des méthodes similaires ont déjà été utilisées avec succès dans des cellules de Rayleigh-Bénard [Ahlers 2006, Xi et Xia 2008]. Dans la pratique, pour trouver cette projection nous procédons de la même façon qu'une détection synchrone. $T_t(\alpha_T)$ est multiplié par $\cos(\alpha_T) + i\sin(\alpha_T)$ et le résultat est moyenné sur 2π. Le module et la phase du nombre complexe ainsi obtenus sont égaux respectivement à A et α_0. α_0 renseigne sur ce que nous appelons la direction préférentielle du vent (c'est-à-dire la position angulaire de l'écoulement ascendant) et A sur l'amplitude du déséquilibre.

La méthode de détection se base donc sur le déséquilibre de la valeur moyenne de la

2. Nous ne disposons pas de 2 thermomètres strictement opposés dans la cellule.

température de chaque thermomètre, par rapport à la température moyenne T_m au centre de la cellule. Ce déséquilibre est dû à la monté de structures chaudes d'un côté de la cellule et à la descente de structures froides de l'autre. Notons également que le déséquilibre est d'autant plus faible que la différence de température ΔT dans la cellule est faible. Expérimentalement, le point délicat ici est que chaque thermomètre est monté dans un pont d'équilibrage pour centrer sa valeur moyenne le plus près possible de zéro. Il faut donc une mesure de référence du déséquilibre de chacun des thermomètres, l'idéal étant de disposer d'une mesure pour $\Delta T = 0$ (donc sans écoulement à grande échelle). Ne disposant pas d'une telle mesure, nous prenons alors comme référence, pour une série d'acquisitions [3], celle réalisée au plus faible ΔT . Pour le calcul de la projection, seules les acquisitions dont la différence de température ΔT est 9 fois supérieure au ΔT de référence sont retenues. Il reste donc toujours un faible biais dans la détermination de l'amplitude A.

Notons également qu'*a priori* le vent dans la cellule n'est pas toujours présent mais qu'à chaque pas de temps nous calculons quand même une amplitude A et un angle α_0. Pour déterminer une valeur de référence à partir de laquelle nous considérons que A est dû à la présence d'un vent et non à du bruit de fond, nous avons procédé de la façon suivante. Tout d'abord, nous avons considéré que $T_t(\alpha_T)$ pouvait être représenté par la somme d'une fonction cosinus (ayant pour origine le vent) et d'un bruit de fond correspondant à des fluctuations de température. Nous posons alors :

$$bruit = T_t(\alpha_T) - \overline{T_t(\alpha_T)} - A \times \cos(\alpha_T - \alpha_0), \tag{6.1}$$

où la moyenne $\overline{T_t(\alpha_T)}$ est en fonction de α_T et non pas sur le temps. Nous comparons alors l'importance du bruit par rapport à l'amplitude A de la projection. Pour cela, nous calculons le rapport entre A et l'écart type du bruit, soit la quantité $\mathcal{S} = A/\sqrt{\overline{bruit^2}}$. Il s'agit maintenant de déterminer une valeur de référence à partir de laquelle nous considérons l'amplitude A significative par rapport au bruit. Pour déterminer cette valeur, nous avons calculé $\mathcal{S}$ pour cinq signaux générés aléatoirement par ordinateur [4]. Dans la suite, ces signaux sont considérés analogues à des signaux de température. La valeur de référence trouvée est $\overline{A}/\overline{\sqrt{\overline{bruit^2}}} = 1{,}3$. Notons qu'il s'agit seulement d'une valeur moyenne mais que cette procédure permet d'enlever une bonne partie d'arbitraire dans le choix de cette valeur.

6.2.2 Évolution du vent moyen au passage de la transition

Nous présentons dans ce paragraphe les résultats obtenus à partir du traitement des données réalisé avec la méthode décrite précédemment. La figure 6.2 présente la distribution de probabilité (PDF) de α_0 pour $Ra = 2 \times 10^{12}$. Comme attendu, la faible inclinaison de la cellule (environ 1,3 $^\circ$) se manifeste par l'observation d'une direction préférentielle sur la distribution de α_0.

3. Une série correspond à la réalisation de plusieurs acquisitions dans les mêmes conditions de température moyenne T_m et de remplissage de la cellule D.
4. Chaque signal de température ainsi généré a une distribution gaussienne.

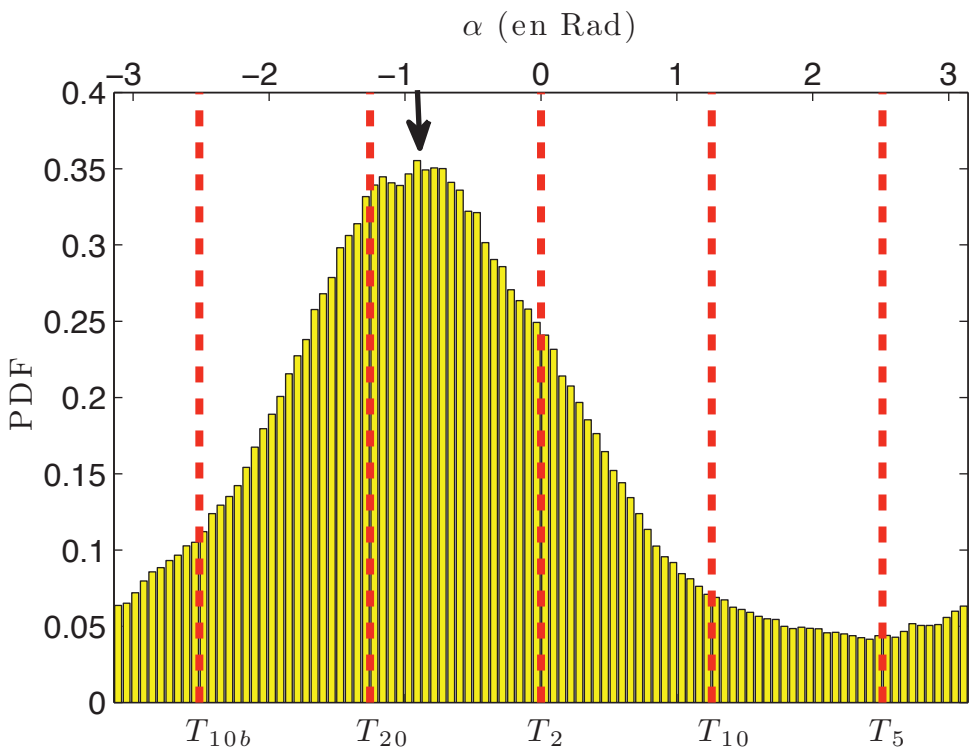


FIGURE 6.2 – Fonction de densité de probabilité de α_0 pour $Ra = 2 \times 10^{12}$ et $Pr = 0{,}97$. Les lignes pointillées indiquent la position des thermomètres. Seuls les points dont le rapport $A/\sqrt{bruit^2}$ est supérieur à 1,3 ont été retenus. La flèche indique la direction préférentielle.

Nous avons constaté que la forme ainsi que la valeur maximale des PDF calculées pour des nombres de Rayleigh variant de $3{,}6 \times 10^{10}$ à 2×10^{12} restent les mêmes (sauf une acquisition pour $Ra = 9{,}8 \times 10^{11}$ où la direction préférentielle est plus prononcée). Notons également que la position de la valeur maximale des PDF (calculées pour la même gamme de Ra) varie de $\pm 60^\circ$ autour de la direction de l'inclinaison de la cellule. Ce point reste mal compris et l'incertitude due à la valeur de référence du déséquilibre de la valeur moyenne de la température des thermomètres entre eux nous empêche de faire une analyse plus fine des résultats. Nous avons également vérifié que la forme des PDF, et par conséquent la détermination de la direction préférentielle, est indépendante de la valeur seuil choisie pour $\mathcal{S}$. Notons cependant qu'aucun changement brusque (comme la disparition de la direction préférentielle) n'a été observé.

Il est également possible à partir de ce traitement, de déterminer le pourcentage de temps pour lequel une direction préférentielle est identifiée. Nous calculons pour cela le nombre de points pour lesquels la valeur de $\mathcal{S}$ est supérieure à la valeur de référence par rapport au nombre de points ne remplissant pas cette condition. La figure 6.3 indique que le vent est présent dans la cellule 70% du temps pour $\mathcal{S} > 1{,}3$ et pour $Ra \in [3 \times 10^{10}; 2 \times 10^{12}]$. Pour $\mathcal{S} > 2$ (valeur choisie arbitrairement), nous remarquons que le pourcentage est significativement modifié (FIG. 6.3). Ceci indique que le taux de présence du vent est dépendant de la définition que nous nous donnons.

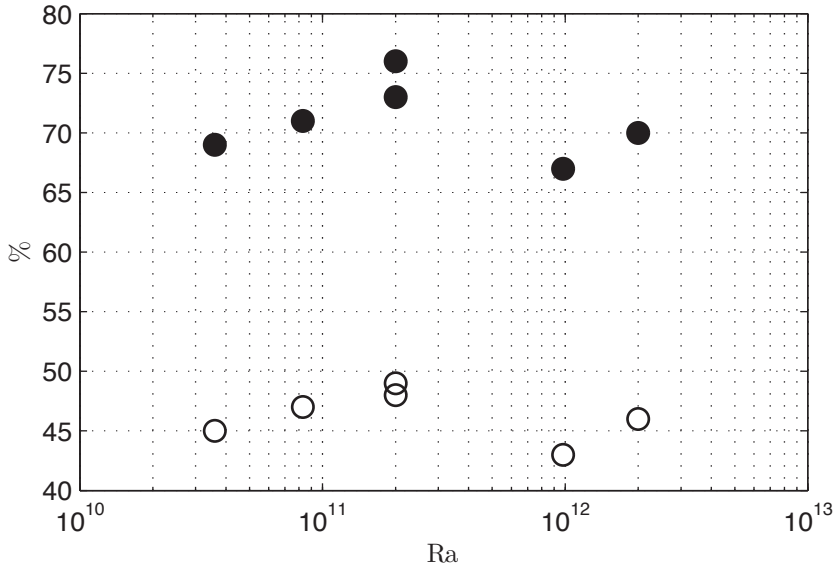


FIGURE 6.3 – Pourcentage du temps où l'écoulement à grande échelle est considéré comme établi dans la cellule pour $\mathcal{S} > 1{,}3$ (•) et $\mathcal{S} > 2$ (∘).

Nous remarquons qu'il n'y a pas de dépendance entre le pourcentage de temps où l'écoulement à grande échelle est ancré dans une direction et le nombre de Rayleigh, quelle que soit la valeur de référence choisie. Comme nous l'avons déjà évoqué, le manque de précision sur la valeur du déséquilibre des thermomètres les uns par rapport aux autres ne permet pas de tirer des conclusions fines sur la dynamique de l'écoulement à grande échelle. Cependant, indépendamment de cette incertitude, aucune différence sur le comportement de l'écoulement dans la cellule avant et après la transition n'a été observée. Dans le paragraphe suivant, nous contournons cette difficulté d'interprétation de la valeur absolue du paramètre A, qui chiffre l'intensité du vent, en définissant un nombre de Reynolds basé sur une méthode d'auto-corrélation.

6.3 Nombre de Reynolds global

Nous présentons dans ce paragraphe la détermination d'un nombre de Reynolds « global » Re_g par opposition au nombre de Reynolds « local » Re_l qui serait déterminé à partir d'une mesure locale de la vitesse. Nous calculons ici la fonction d'auto-corrélation du signal de température d'un thermomètre, ce qui nous renseigne sur le temps mis par les structures thermiques pour faire un tour de cellule. Le temps de vie de ces structures est au moins supérieur à un temps de retournement. La vitesse est calculée par $V = L_p/t_p$ où L_p et t_p sont respectivement la distance parcourue et le temps mis par une structure thermique pour faire « un tour ». Les résultats sont confirmés par l'analyse des fonctions d'inter-corrélation entre deux thermomètres diamétralement opposés [5].

La figure 6.4 présente la fonction d'auto-corrélation $C_{xx}(\tau)$ du thermomètre T_2 (de

5. Dans notre cas l'angle entre les 2 thermomètres n'est pas égal à π mais à $4\pi/5$.

200 μm) et d'inter-corrélation $C_{xy}(\tau)$ entre T_2 et le thermomètre T_{10b} (de 1 mm) pour $Ra = 9{,}8 \times 10^{11}$.

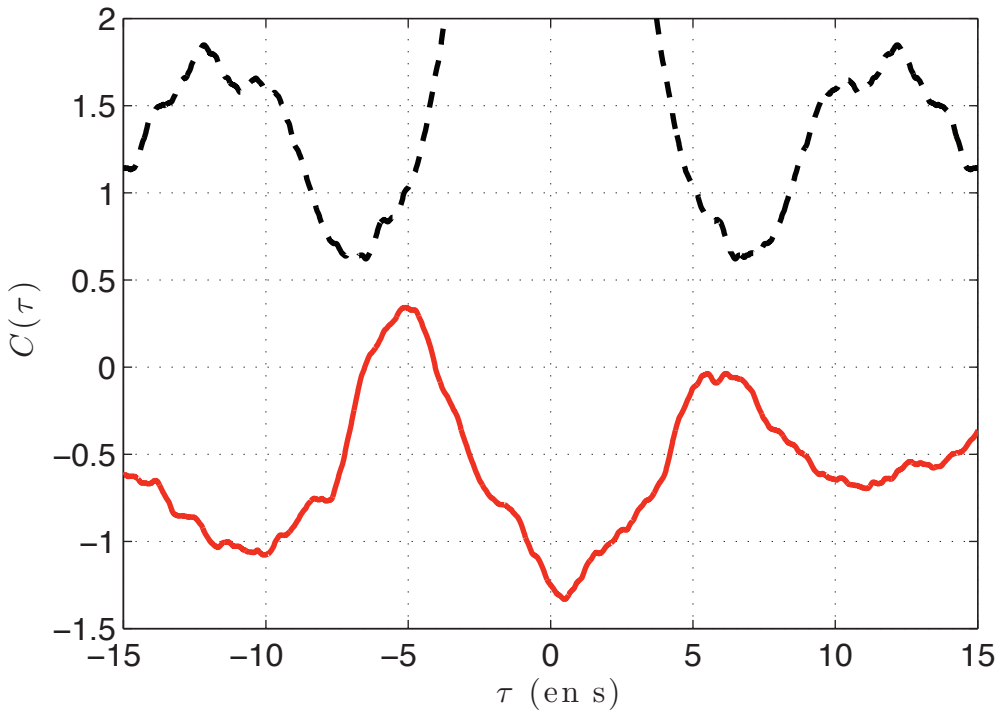


FIGURE 6.4 – Fonction d'auto-corrélation (en pointillés) du thermomètre T_2 (de 200 μm) et d'inter-corrélation (ligne continue) entre T_2 et le thermomètre T_{10b} (de 1 mm) pour $Ra = 9{,}8 \times 10^{11}$.

Pour $C_{xy}(\tau)$ en $\tau \approx 0$ s, nous interprétons le pic d'« anti-corrélation » par le passage de structures thermiques froides d'un côté de la cellule et de structures thermiques chaudes de l'autre au même instant. Ensuite, le premier maximum de $C_{xy}(\tau)$ autour de $\tau \approx 6$ s correspond au temps mis par une structure (froide ou chaude) pour passer d'un thermomètre à l'autre. Pendant ce temps, égal à un demi temps de retournement $t_p/2$, la structure a parcouru une distance égale à un demi tour de cellule $L_p/2$ (dans notre cas : $L_p/2 = h$) (FIG. 6.5). Ce maximum sur $C_{xy}(\tau)$ correspond à un minimum sur la fonction d'auto-corrélation $C_{xx}(\tau)$. En effet, considérons une structure chaude passant sur un thermomètre (que nous appelons T_{T1}) à un instant $t = 0$ et une structure froide passant sur le thermomètre opposé (que nous appelons T_{T2}) au même instant. Au bout d'un demi temps de retournement la structure chaude passe sur le thermomètre T_{T2} et la froide sur T_{T1}. Enfin, le second maximum de $C_{xx}(\tau)$ autour de $\tau \approx 12$ s correspond à un temps de retournement complet t_p. Pour calculer la vitesse nous avons utilisé le premier minimum de $C_{xx}(\tau)$ à $t_p/2$ car il est mieux défini que le pic de corrélation à t_p.

Il a été montré que la distance L_p est dépendante du nombre de Rayleigh [Niemela et Sreenivasan 2003]. Cette dépendance est relativement faible et de l'ordre de $L_p \propto Ra^{0{,}03}$ [Sun et Xia 2005]. Nous supposons dans la suite que L_p est égale à deux fois la hauteur de

la cellule et constante[6]. Nous définissons alors un nombre de Reynolds global par :

$$Re_g = \frac{Vh}{\nu} = \frac{2h^2}{t_p \nu}. \tag{6.2}$$

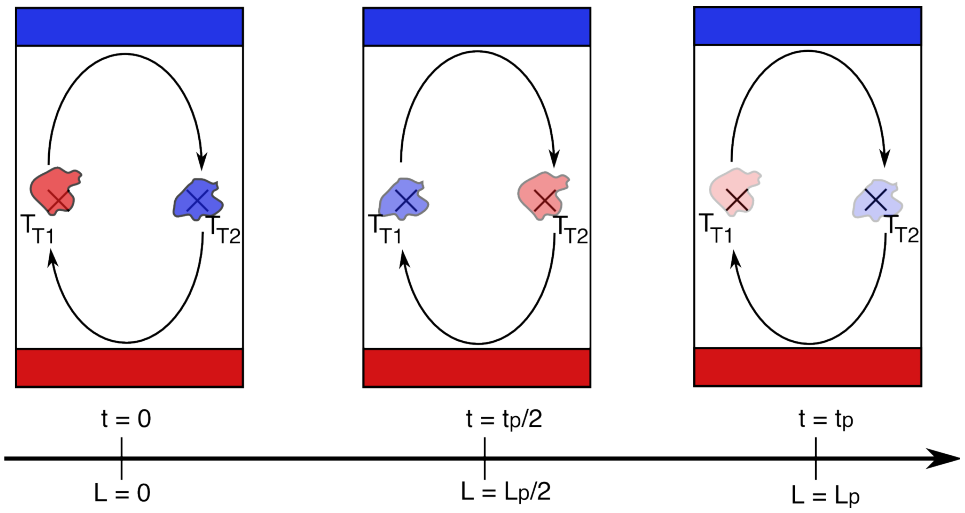


FIGURE 6.5 – Schéma de la distance L parcourue par une structure chaude ou froide au temps t.

La figure 6.6 présente le nombre de Reynolds ainsi déterminé. Il a été possible d'ajuster une loi de Re_g en fonction de Ra et Pr car nous disposons de mesures à Pr constant en fonction de Ra et inversement. Nous trouvons :

$$Re_g \approx 0{,}13 \pm 0{,}03 \times Ra^{0{,}48\pm0{,}02} \times Pr^{-0{,}75\pm0{,}03} \tag{6.3}$$

Nous observons qu'il n'y a pas de changement d'évolution du nombre de Reynolds en fonction du nombre de Rayleigh autour de $Ra \approx 10^{12}$.

Notons que les exposants de Ra et Pr de la loi d'ajustement (EQ. 6.3) sont comparables à ceux trouvés dans la littérature (voir par exemple [Lam 2002, Sun et Xia 2005, Brown 2007]).

La figure 6.6 présente également la loi d'ajustement déterminée par Chavanne *et al.* [Chavanne 2001] pour le nombre de Reynolds local dans cette même cellule. Nous retrouvons à un facteur 2 près le même nombre de Reynolds que celui déterminé à partir de nos mesures. Ce résultat semble satisfaisant compte tenu du fait que la quantité mesurée est différente. En effet, Chavanne *et al.* mesurent une vitesse locale à partir de l'inter-corrélation du signal de température de 2 thermomètres espacés d'une distance de 2,4 mm. Dans notre cas, nous mesurons une vitesse globale et il est raisonnable de penser que cette vitesse n'est pas uniforme dans toute la cellule (par exemple la vitesse verticale peut être supérieure à

6. La dépendance en Ra de L_p a été établie pour des cellules de rapport d'aspect $\Gamma = 1$. Il est alors difficile de l'extrapoler pour $\Gamma = 1/2$ car *a priori* les écoulements n'ont pas la même forme.

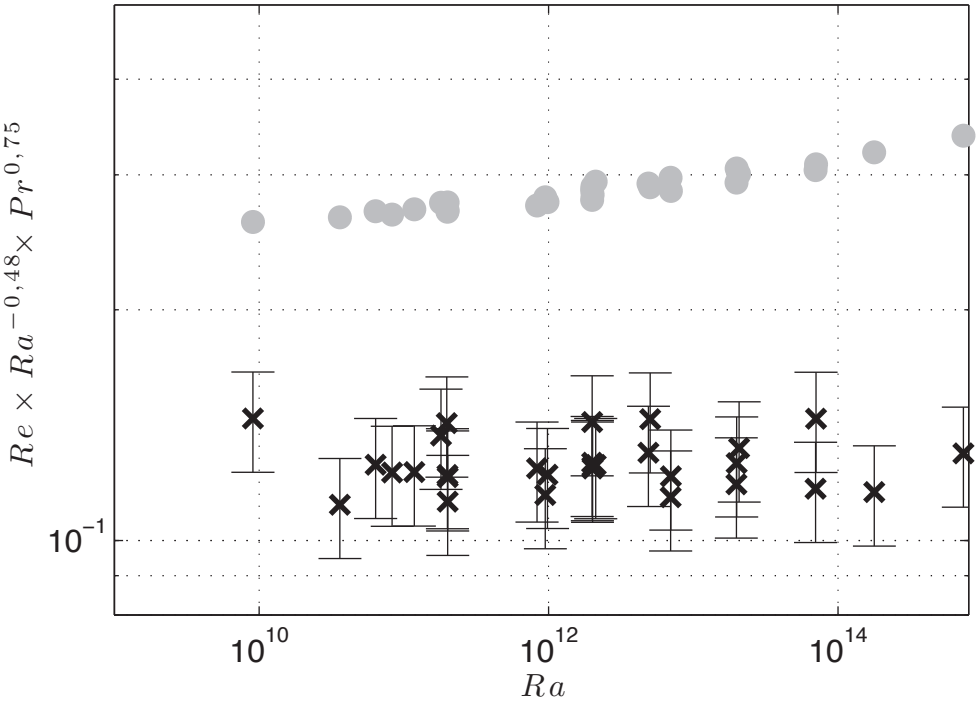


FIGURE 6.6 – Nombre de Reynolds compensé ($ReRa^{-0,48}Pr^{0,75}$) en fonction de Ra. (×) nos points et (•) Re_l calculé à partir de la loi d'ajustement déterminée par Chavanne *et al.* [Chavanne 2001] pour le nombre de Reynolds local dans cette même cellule.

la vitesse horizontale près des plaques). Enfin, alors que nous mesurons un exposant égal à 0,48 pour le Ra (EQ. 6.3), Chavanne *et al.* rapportent un exposant de 0,49. Cet écart peut être facilement expliqué en considérant que la distance L_p augmente en fonction du nombre de Rayleigh.

En utilisant une méthode différente de celle utilisée par Chavanne *et al.* pour la détermination du nombre de Reynolds, nous avons confirmé que l'intensité de l'écoulement à grande échelle n'est pas modifiée au passage de la transition.

6.4 Inclinaison de la cellule

Des mesures de transfert thermique et de fluctuations de température ont été effectuées en inclinant la cellule de Rayleigh-Bénard d'un facteur environ égal à 3 par rapport à l'inclinaison « de base » de 1,3 °. L'objectif de cette expérience est double. Tout d'abord, nous souhaitons contraindre plus fortement l'écoulement à grande échelle dans une direction préférentielle pour valider la méthode de traitement présentée au début de ce chapitre (Cf. paragraphe 6.2.1). Deuxièmement, nous regardons l'influence de l'inclinaison sur le transfert thermique.

Compte tenu du dispositif expérimental, l'inclinaison de la cellule seule n'est pas possible. Nous devons incliner le cryostat entièrement. L'opération est délicate et a été faite à la fin de

la campagne de mesure des fluctuations de température dans le cœur de la cellule. En effet, lors du basculement du cryostat des fuites vers le calorimètre pourraient apparaître à cause du couple exercé par la cellule sur un joint en indium (d'où une rupture du vide d'isolement). La cellule peut également venir toucher le calorimètre et créer une fuite thermique vers le bain d'hélium. Le cryostat a été incliné d'un angle β de $3{,}6 \pm 0{,}15\,^\circ$. Les efforts sur le doigt en cuivre ayant changé, nous avons fait une nouvelle mesure de la résistance thermique en laiton pour voir son évolution. Avant inclinaison la résistance était de l'ordre de 3 K/W, et elle monte à 4,5 K/W avec la cellule plus inclinée. Le vide d'isolement a été surveillé régulièrement durant les mesures pour détecter une éventuelle fuite. Aucun incident n'est survenu pendant toute la durée de l'expérience.

La figure 6.7 présente la PDF de α_0 pour la cellule inclinée d'un angle de $3{,}6\,^\circ$ pour $Ra = 2 \times 10^{12}$. Nous remarquons que comparé à la PDF de α_0 pour la cellule moins inclinée pour le même Ra (Fig. 6.2), le vent est plus ancré dans une direction. L'inclinaison de la cellule a bien eu pour effet de contraindre plus fortement l'écoulement dans une direction particulière (à 15% près cette direction correspond bien à la direction de l'inclinaison de la cellule). Cependant, le pourcentage de temps où le vent est établi dans la cellule (41%) est le même que pour la cellule moins inclinée (qui était de 43%).

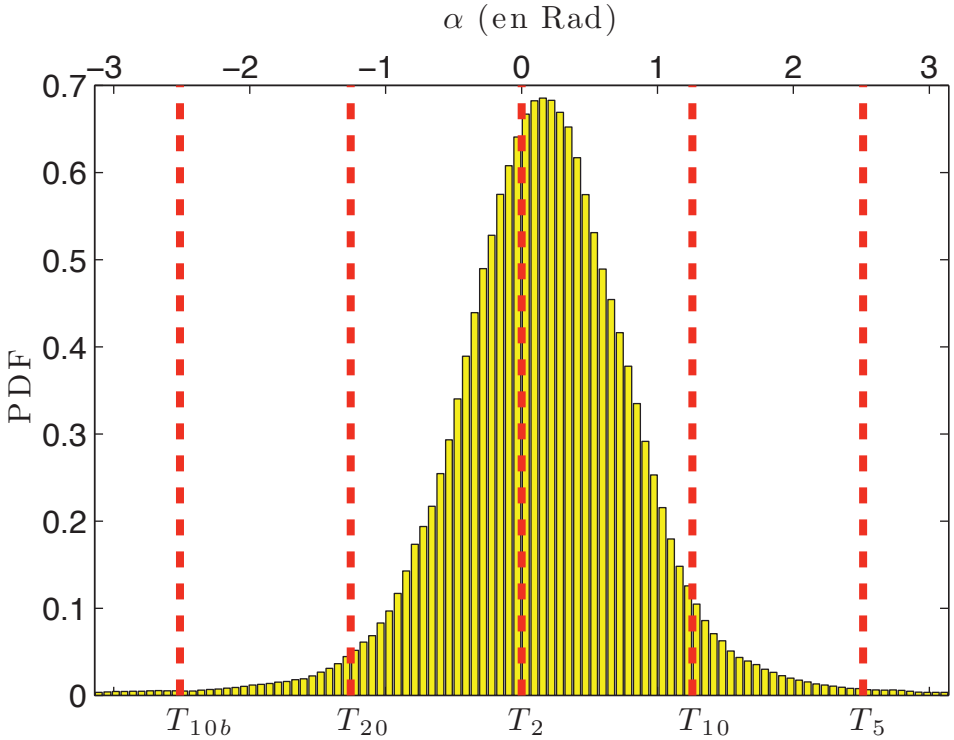


Figure 6.7 – Fonction de densité de probabilité de α_0 pour la cellule inclinée ($\beta \approx 3{,}6\,^\circ$) et pour $Ra = 2 \times 10^{12}$ et $Pr = 0{,}96$. Les lignes pointillées indiquent la position des thermomètres.

Nous présentons maintenant les mesures de transfert thermique réalisées dans ces conditions. Une série de points pour la cellule peu inclinée $\beta \approx 1{,}3\,^\circ$ et une pour la cellule inclinée

$\beta \approx 3{,}6\,^\circ$ ont été réalisées pour une température moyenne $T_m = 6\ K$ et une masse volumique de 18,37 kg/m^3 et 18,12 kg/m^3 respectivement. La figure 6.8 présente les résultats obtenus.

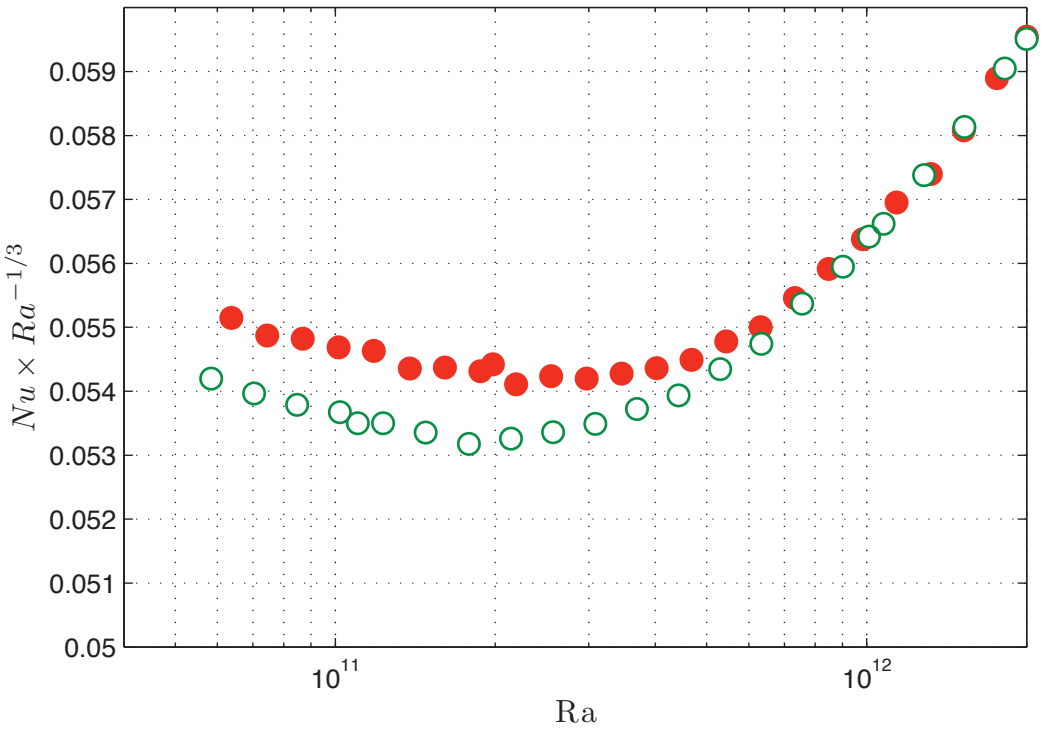


FIGURE 6.8 – Nu compensé par $Ra^{1/3}$ en fonction de Ra pour $T_m = 6\ K$ et une masse volumique d'environ 18 kg/m^3 pour la cellule peu inclinée ($\beta = 1{,}3\,^\circ$) (•) et pour la cellule inclinée d'un angle de 3,6 $^\circ$ (○).

Pour $Ra < 6 \times 10^{11}$ un changement sur l'efficacité du transfert thermique est constaté. Lorsque la cellule est plus inclinée, le transfert thermique est moins efficace. Nous constatons alors jusqu'à 2 % de différence sur Nu. Cette différence n'est plus significative au delà de $Ra \approx 10^{12}$.

Plusieurs expériences avec des cellules de rapport d'aspect $\Gamma = 1/2$ [Chillà 2004a, Sun 2005] montrent également une diminution du nombre de Nusselt avec l'inclinaison de la cellule dans le régime précédent la transition (TAB. 6.1).

Références	Angle d'inclinaison β	Γ	Ra
Chillà [2004a]	de 0 à 1,72 $^\circ$	0,5	de $2{,}6 \times 10^{11}$ à 4×10^{12}
Sun [2005]	2 $^\circ$	0,5	de 3×10^{9} à 7×10^{11}

TABLE 6.1 – Comparaison de quelques expériences ayant effectué des mesures de transfert thermique avec une cellule ($\Gamma = 1/2$) inclinée.

Pour un angle d'inclinaison de 2 $^\circ$ Sun *et al.* [Sun 2005] rapportent une diminution du Nu de 2 à 5% (FIG. 6.9a). Chillà *et al.* [Chillà 2004a] rapporte également une diminution de

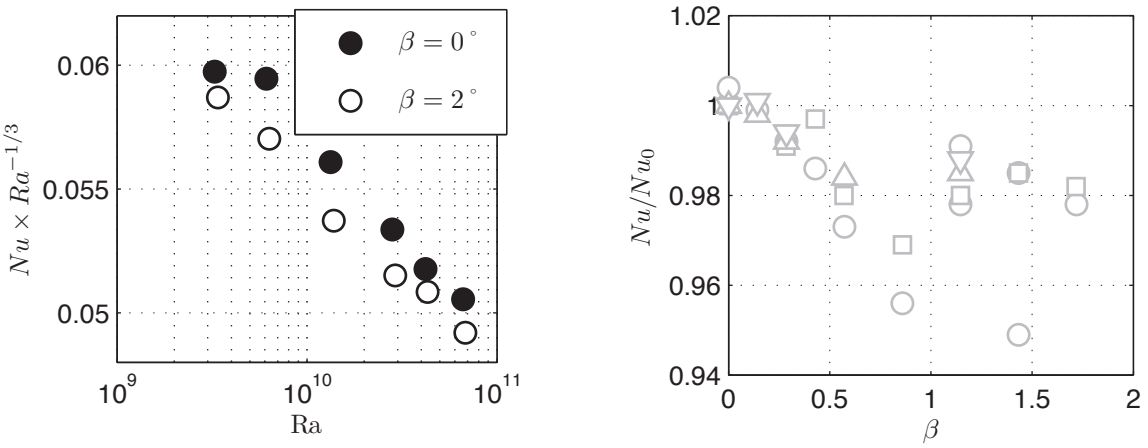


FIGURE 6.9 – (à gauche) Sun *et al.* : (•) cellule verticale et (∘) cellule inclinée de 2 °. (à droite) Chillà *et al.* : Rapport entre Nu lorsque la cellule est inclinée et Nu_0 qui correspond à la cellule parfaitement verticale en fonction de l'angle d'inclinaison β en degrés. (◯) $Ra = 4 \times 10^{12}$, (□) $Ra = 2 \times 10^{12}$, (△) $Ra = 1 \times 10^{12}$, (▽) $Ra = 5{,}2 \times 10^{11}$.

Nu d'environ 2% pour un angle d'inclinaison équivalent (FIG. 6.9b). Ces observations sont en accord quantitatif avec les nôtres pour le régime $Ra < 10^{12}$.

Le résultat le plus fort qui se dégage de cette étude est l'absence de dépendance apparente du nombre de Nusselt avec l'inclinaison pour $Ra \gtrsim 10^{12}$. Cela constitue une nouvelle signature originale et inattendue du régime transité. Ce résultat suggère que le transfert thermique dans le régime transité ($Ra \gtrsim 10^{12}$) est beaucoup moins sensible à l'écoulement à grande échelle que le régime précédent à plus faible Ra.

6.5 Conclusion

Nous avons étudié dans ce chapitre l'évolution de l'écoulement à grande échelle au passage de la transition. Qu'il s'agisse de la direction préférentielle adoptée par l'écoulement ou du temps pendant lequel il semble être établi dans la cellule, aucun changement de comportement n'a été observé. L'étude du nombre de Reynolds a également conduit à la même conclusion. Ces observations complètent le résultat obtenu par Chavanne *et al.* qui ne relevait aucune singularité du nombre de Reynolds local en fonction de Ra dans une cellule horizontale. La transition observée autour de $Ra = 10^{12}$ n'est donc pas associée à une modification de l'écoulement à grande échelle.

Pour finir, notons que les mesures de transfert thermique lorsque la cellule est inclinée nous ont permis de mettre en évidence une signature inattendue du régime transité à travers une apparente insensibilité du transfert thermique avec l'inclinaison dans le régime transité, du moins dans la plage de paramètres explorés.

Conclusion générale

Durant cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'étude de la convection turbulente pour des nombres de Rayleigh (Ra) pouvant atteindre 10^{14} grâce à l'utilisation de l'hélium cryogénique. Outre la possibilité d'atteindre des régimes de convection très intenses en conditions de laboratoire, la réalisation d'expériences cryogéniques permet d'avoir des conditions expérimentales bien contrôlées.

Ce travail est plus particulièrement consacré au régime de convection apparaissant pour des nombres de Rayleigh de l'ordre de 10^{12}. Ce régime, observé il y a une dizaine d'années à Grenoble, se caractérise en particulier par une augmentation de l'efficacité du transfert thermique. Il a alors été interprété comme la transition vers le Régime Ultime de la convection prédit par R. Kraichnan en 1962.

Deux signatures de ce régime avaient alors été observées :

- une augmentation du nombre de Nusselt (Nu) apparaissant autour de nombre de Rayleigh de l'ordre de 10^{12} ;
- un changement qualitatif sur les fluctuations de température dans le cœur de la cellule. Notons que cette signature a été contestée et attribuée à un effet de taille des thermomètres.

L'objectif de cette thèse est la caractérisation de ce régime, à l'aide de mesures de température résolues en temps.

Tout d'abord, nous confirmons la transition déjà observée sur les mesures locales de température dans le cœur de la cellule, à partir de mesures réalisées avec un thermomètre de résolution spatiale de 17 μm, spécialement développé à cet effet. Ce résultat est appuyé par une étude quantitative de l'influence de la taille des thermomètres. Des thermomètres dont les tailles varient de 17 μm à 2 mm ont été fabriqués dans ce but.

Ensuite, nous observons indirectement une instabilité de la couche limite thermique, ce qui est en accord avec les prédictions sur le Régime Ultime de la convection. Cette observation est réalisée à partir de mesures des fluctuations de température de la plaque en cuivre du bas de la cellule. Nous montrons que pour $Ra < 2.10^{12}$, les fluctuations de température de la plaque sont équivalentes à celles présentes dans le cœur de la cellule. Pour $Ra > 2.10^{12}$ nous observons une augmentation significative de ces mêmes fluctuations. Cette augmentation est accompagnée par l'apparition d'une dissymétrie sur la forme des histogrammes de température. Elle intervient également pour les mêmes nombres de Rayleigh que la transition sur le nombre de Nusselt.

Nous écartons ensuite l'hypothèse selon laquelle la transition observée sur le transfert thermique est associée à une transition de l'écoulement à grande échelle dans la cellule. Nous utilisons pour cela les mesures de fluctuations de température réalisées avec 5 thermomètres positionnés à mi-hauteur dans la cellule. Ces mesures nous permettent de montrer qu'aucun changement de la dynamique de l'écoulement à grande échelle n'intervient au passage de la transition. L'étude est appuyée par la détermination d'un nombre de Reynolds « global », qui comme le nombre de Reynolds « local » déterminé par Chavanne dans la même cellule que la nôtre (mais sans inclinaison), ne montre pas de modification de l'écoulement pour $Ra > 10^{10}$.

Enfin, à partir de mesures de transfert thermique avec la cellule plus ou moins inclinée de quelques degrés, nous mettons en évidence une nouvelle signature du régime de convection à haut nombre de Rayleigh. En effet, après la transition, le nombre de Nusselt semble ne plus dépendre de l'inclinaison de la cellule.

Ces résultats confirment donc l'existence d'un régime d'écoulement bien spécifique pour des nombres de Rayleigh supérieurs à 10^{12} et des nombres de Prandtl de l'ordre de l'unité. Ils confortent également l'interprétation qu'il s'agit bien du Régime Ultime de la convection prédit par R. Kraichnan.

Chapitre 7

Perspective : des très haut Ra aux très hauts Re

Sommaire

7.1 Introduction **119**
7.2 Dimensionnement de l'expérience : les pertes de charge **122**
7.3 Conception mécanique **125**
7.4 Conception instrumentale **127**
7.5 Conclusion **132**

Le travail présenté dans ce chapitre n'est pas en lien direct avec le reste du manuscrit. Il a cependant été réalisé pendant les sept premiers mois de thèse et concerne la conception d'une expérience de turbulence cryogénique à très haut nombre de Reynolds. La réalisation de l'expérience n'a pas pu aboutir avant la fin de la thèse pour des raisons indépendantes de notre volonté. Nous présentons donc ici uniquement le travail de conception mécanique. La première partie de ce chapitre est consacrée au contexte de la naissance de ce projet ainsi qu'à la présentation de l'expérience. Nous décrivons ensuite le dimensionnement de l'expérience. La troisième partie est consacrée aux différents points liés à la conception mécanique. La partie suivante présente l'instrumentation envisagée. Pour finir, nous concluons sur l'état actuel du projet et ses perspectives futures. Notons que B. Castaing (ENS Lyon), Y. Gagne (LEGI), O. Pirotte (CERN) et R. Pengo (CERN) ont participé à la conception de cette expérience.

7.1 Introduction

7.1.1 Une opportunité d'expérience

La réalisation de cette expérience est née d'une opportunité offerte par le CERN. Il s'agit de tirer profit d'un circulateur d'hélium liquide équipé d'une pompe pouvant fournir un débit de 1,5 kg/s en régime permanent (soit environ 10 l/s). Cet équipement de test a été

conçu pour la caractérisation de certains éléments du détecteur « ATLAS » du LHC. Compte tenu des délais dans lesquels l'expérience devait être conçue et fabriquée, le choix de réaliser un écoulement de conduite s'est imposé. En effet, cette configuration impliquait peu de modifications par rapport à l'installation existante. Il s'agit ici, comme pour la convection thermique, de tirer profit des propriétés thermodynamiques de l'hélium cryogénique pour atteindre des régimes de turbulence très intenses. L'expression du nombre de Reynolds Re_D en fonction du débit massique $\dot{m}$ et du diamètre D de la conduite est la suivante :

$$Re_D = \frac{4\dot{m}}{\nu\rho\pi D}, \tag{7.1}$$

où ρ est la masse volumique et ν la viscosité cinématique. Pour les conditions de température et de pression à la sortie de la pompe ($T = 4{,}5$ K et $P = 1{,}7$ bars), la viscosité de l'hélium liquide est $\nu = 2.6 \times 10^{-8}$ m^2/s. Pour une conduite de diamètre 40 mm le nombre de Reynolds est de l'ordre de $1{,}6 \times 10^7$ pour un débit $\dot{m} = 1{,}5$ kg/s. Les intérêts de réaliser une expérience avec de tels nombres de Reynolds sont multiples. Par exemple dans le milieu industriel, le dimensionnement des pipelines de gaz naturel [Sletfjerding 1999] est effectué en extrapolant sur plus d'une décade de Re_D les corrélations de pertes de charge de Nikuradse [Nikuradse 1932, 1933] obtenues pour des Re_D maxima de 3.10^6. Dans le milieu académique, la turbulence de conduite est encore considérée comme un problème ouvert, citons notamment la polémique autour du profil moyen de vitesse d'un écoulement de conduite [Cipra 1996]. La compréhension de ce type d'écoulement requiert des mesures propres à des nombres de Reynolds que très peu d'expériences atteignent ($Re_D > 10^6$). Pour finir, notons que l'intérêt de la communauté académique s'est fortement ravivé avec les résultats d'une expérience à hauts Reynolds entreprise il y a bientôt 10 ans : le Superpipe de Princeton [Zagarola 1996, Zagarola et Smits 1998, Morrison 2004, McKeon 2004]. Cette expérience de 25 tonnes et 34 m de long, est un circulateur d'air pressurisé (jusqu'à 187 atm) qui permet d'atteindre des nombres de Reynolds records de $Re_D = 1{,}3.10^7$, et cela sans effet de rugosité de paroi.

Il est également possible d'imaginer d'autres types de mesures. Par exemple des mesures de convection forcée (étude de Nu en fonction de Re), ou des mesures de transport de chaleur dans un écoulement turbulent, en équipant la conduite avec des chauffages et des thermomètres. Dans la suite, nous présentons un exemple d'instrumentation envisagée. Cependant, l'expérience telle qu'elle a été conçue pourra être très flexible et offrir de nombreuses perspectives de mesures.

7.1.2 Présentation de l'écoulement retenu

Lorsque le projet est né, nous disposions d'un budget et d'un temps limité (1 an) pour concevoir et fabriquer l'expérience avant de pouvoir éventuellement réaliser les premières mesures. La réalisation d'une expérience de turbulence de conduite était alors le choix qui impliquait le moins de modification sur l'installation existante.

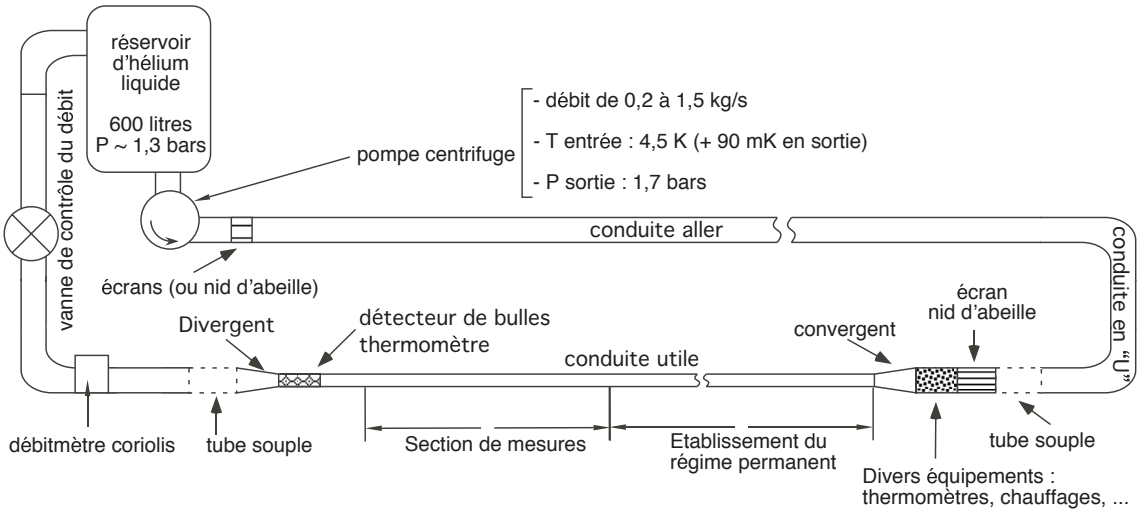


FIGURE 7.1 – Schéma de principe de l'écoulement retenu. Le calorimètre autour de la conduite n'est pas représenté.

La figure 7.1 présente un schéma de l'écoulement retenu. Les différents éléments dans le sens de l'écoulement du fluide sont les suivants :

- Un réservoir d'hélium liquide à 4,5 K et 1,3 bar d'une capacité d'environ 600 litres.
- La pompe centrifuge « ATLAS » qui permet d'assurer la circulation de l'hélium liquide.
- Un écran (ou un nid d'abeille) pour casser les plus grands tourbillons créés par la pompe.
- La « conduite aller » de diamètre intérieur de 70 mm (fixé par le diamètre de sortie de la pompe) qui assure la circulation du fluide jusqu'à la conduite de mesure.
- Une conduite en « U ».
- Un tube souple (soufflet) pour absorber les dilatations différentielles lors du refroidissement de la conduite. Les soufflets permettent également de découpler la conduite utile des vibrations de la pompe.
- Une section démontable équipée de thermomètres, de chauffages et d'un nid d'abeille pour casser les éventuels tourbillons. Cette section se termine par un convergent pour adapter le diamètre de la conduite aller à la conduite utile.
- La conduite utile avec une zone d'établissement du régime permanent (raccordement des couches limites) et une section de mesure. La conduite utile est constituée d'un tube unique.
- Un détecteur de bulles pour détecter une éventuelle cavitation [1] et un divergent. Les chauffages en amont de la conduite utile peuvent servir à créer des bulles dans l'écoulement pour tester le fonctionnement du détecteur de bulles.
- Un autre tube souple.
- Un débimètre Coriolis pour mesurer le débit d'hélium dans la conduite.

1. Apparition de gaz dans le fluide lorsque la pression du fluide est inférieure à sa pression de vapeur saturante.

- Une vanne pour le réglage du débit entre 0,2 et 1,5 kg/s.

Les parties de l'expérience à concevoir sont la conduite aller, la section du convergent et du divergent ainsi que la conduite utile, les autres éléments existent déjà.

7.2 Dimensionnement de l'expérience : les pertes de charge

La pompe « ATLAS » permet d'obtenir un débit maximal de 1,5 kg/s d'hélium liquide à 4,5 K. La pression en sortie de pompe par rapport à celle du réservoir d'hélium liquide est telle que $\Delta P_{pompe} \approx 400$ mbars. Les pertes de charge à la sortie de la conduite utile doivent donc être inférieures à 400 mbars pour éviter l'apparition de cavitation préjudiciable à l'expérience. Les pertes de charge sont liées aux dimensions des conduites, elles interviennent donc dans le dimensionnement de l'expérience. Nous présentons dans la suite une estimation des pertes de charge qui a permis de déterminer les dimensions de l'expérience. Notons qu'en plus des pertes de charge il faut prendre en compte d'autres contraintes :

- la conduite doit se raccorder à une installation existante, les diamètres de sortie de pompe et d'entrée du réservoir sont donc fixés ;
- nous souhaitons atteindre des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^7, ce qui implique un diamètre de conduite D maximum d'environ 60 mm ;
- pour avoir une turbulence développée en fin de conduite utile le rapport d'aspect (L/D) de la conduite doit être supérieur à 150 (pour les nombres de Reynolds d'intérêt) [Ternat 2006] ;
- il faut également tenir compte des dimensions des tubes dans le commerce qui sont normalisées. Ce point est discuté au paragraphe 7.3.1.

Pour le calcul, nous distinguons les pertes de charge linéaires (conduite cylindrique droite) et les pertes de charge singulières (convergent, divergent, ...) qui peuvent s'écrire respectivement sous la forme suivante :

$$J_l = \lambda \rho \frac{U^2}{2}, \tag{7.2}$$

où λ est le coefficient de perte de charge linéaire, et :

$$J_s = K \rho \frac{U^2}{2}, \tag{7.3}$$

où K est le coefficient de perte de charge de la singularité, U la vitesse moyenne du fluide et ρ sa masse volumique. Dans le cas de pertes de charge linéaires, le coefficient λ peut-être calculé à partir de l'approximation de Colebrook - White :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2\log_{10}\left(\frac{\epsilon}{3{,}7D} + \frac{2{,}51}{Re_D\sqrt{\lambda}}\right), \tag{7.4}$$

où ϵ est la rugosité de la conduite, D le diamètre et Re_D le nombre de Reynolds défini par la formule 7.1. Pour les pertes de charge dans les singularités, il est possible de trouver des expressions empiriques pour le coefficient K. Par exemple, pour un coude à 90 degrés

(conduite en U), une expression du coefficient K est :

$$K = 0{,}13 + 1{,}85 \left(\frac{D}{2R_c} \right)^{7/2} \tag{7.5}$$

où R_c est le rayon de courbure du coude. S'il est bien profilé [2], le convergent n'introduit pas de pertes de charge en plus des pertes linéaires. Pour évaluer les pertes de charge du nid d'abeille, nous avons considéré 10 tubes de 22 mm de diamètre en parallèle et estimé la perte de charge linéaire pour chaque tube.

En pratique, un bilan enthalpique est réalisé au passage de chaque élément de l'expérience. C'est-à-dire que nous calculons, en différents points de la conduite, la pression, la température, l'enthalpie ainsi que la pression de saturation P_{sat} du fluide. La pression P du fluide est ensuite comparée à la pression de saturation P_{sat}. Dans le cas où la différence $P - P_{sat}$ est inférieure à zéro, il y a un risque de cavitation.

La figure 7.2 présente le débit maximum en fonction du diamètre de la conduite qu'il est possible d'atteindre avant l'apparition de cavitation. Nous avons également reporté sur la courbe les nombres de Reynolds correspondant à ces débits maxima.

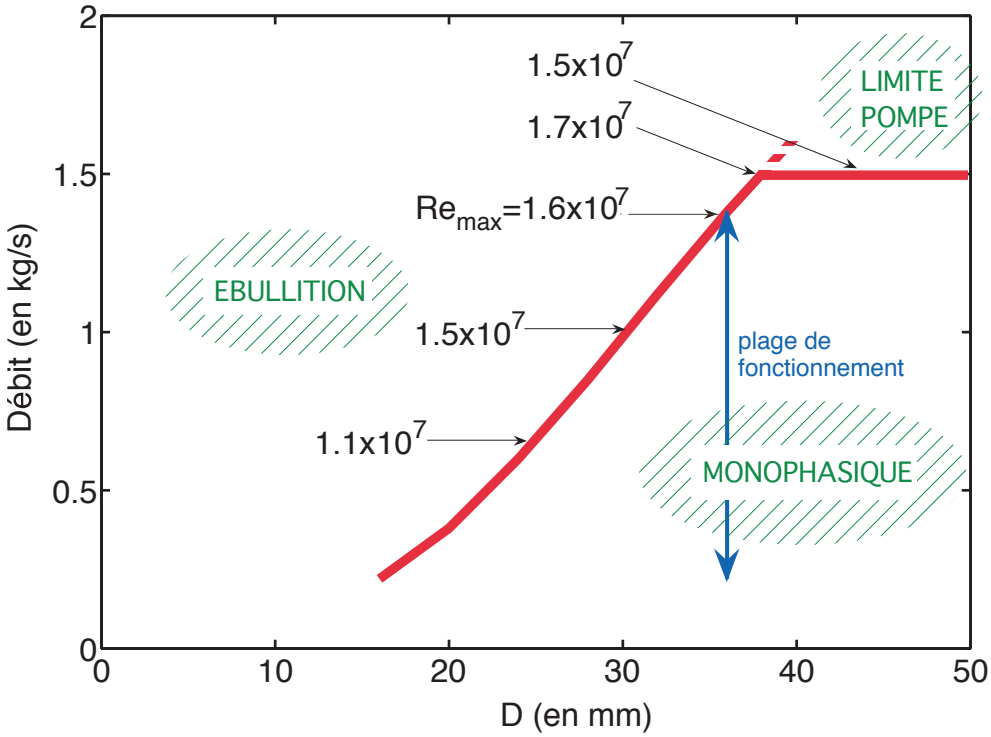


FIGURE 7.2 – Nombre de Reynolds maximum qu'il est possible d'atteindre en fonction du diamètre de la conduite avant l'apparition de cavitation.

Le diamètre de la conduite alors retenu est de 36 mm (pour une longueur de 6,5 m). Ce choix permet de respecter le cahier des charge établi ($Re > 10^7$, $L/D > 150$) et également

2. C'est-à-dire sans angle vif (d'après une loi empirique l'angle du convergent doit être inférieur à 14 °).

d'atteindre $Re > 10^7$ pour un débit inférieur au débit maximum de la pompe. Le tableau 7.1 présente alors en détail le calcul des pertes de charge pour les différents éléments et les dimensions retenues. Remarquons que les pertes de charge les plus importantes sont dues à la conduite utile (elles ont été majorées de 10% par rapport au calcul effectué avec les équations 7.2 et 7.4). Les calculs ont été réalisés pour une rugosité de la conduite utile de 10 μm crête à crête. Notons qu'une rugosité plus élevée (15 μm crête à crête par exemple) augmenterait sensiblement les pertes de charge et dans ce cas il y aurait apparition de cavitation.

Éléments	ΔP de l'élément (mbar)	$P - P_{sat}$ (mbar)	Remarques
Pressurisation hydrostatique	+25	25	2 m d'hélium liquide
Pertes de charge en amont du circulateur	0	25	négligée
Pressurisation par le circulateur	+400	330 (†)	135 W chaleur, 400 W mécanique
Pertes de charge conduite aller	−7	323	$D = 70{,}3$ mm, $L = 6{,}5$ m
Pertes de charge linéaire et singulière du U	−3	320	$D = 70{,}3$ mm, $L = 2{,}3$ m, rayon de courbure = 0,2 m
Pertes de charge du nid d'abeille	−14	309	
Pertes de charge du convergent	−60	260	
Pertes de charge conduite utile	−187	82	$D = 36$ mm, $L = 6{,}5$ m, rugosité 10 μm

TABLE 7.1 – Estimation des pertes de charge de l'expérience pour un débit de 1,2 kg/m^3 et une rugosité de la conduite utile de 10 μm crête à crête. (†) La transformation du fluide n'est pas isotherme au passage de la pompe.

7.3 Conception mécanique

7.3.1 La conduite de mesures

Les calculs des pertes de charge donnent des indications sur le diamètre et la longueur de la conduite. Cependant, d'autres critères interviennent pour son dimensionnement définitif. Elle doit être rectiligne (mieux que le centimètre sur 6 m de longueur) et de diamètre constant (pas de trace d'impacts, d'ovalisation ou de cordon de soudure). Elle est donc nécessairement en une seule pièce. La rugosité de la conduite doit être uniforme, bien caractérisée et la plus faible possible pour atteindre les plus forts Re souhaités.

En plus de ces différents critères, il faut prendre en compte les contraintes suivantes :

- Les dimensions des conduites disponibles dans le commerce sont normalisées. Compte tenu de la faible longueur de conduite utile de l'expérience (environ 6 m), il serait très onéreux de faire fabriquer une conduite sur mesure. Nous devons donc choisir une conduite de taille standard.
- Il existe deux méthodes principales pour la production de tube : l'extrusion et le roulé soudé. La première méthode consiste à laminer un tube à chaud d'épaisseur importante, les autres épaisseurs étant généralement obtenues par un laminage à froid. Cette différence de fabrication est importante car dans le cas d'une extrusion à chaud l'état de surface intérieur du tube est bien plus mauvaise que l'état de surface d'un tube laminé à froid [3]. La deuxième méthode consiste à rouler une tôle pour former un tube. Les différentes dimensions pour ces tubes sont également obtenues par laminage à froid, ce qui a pour effet d'améliorer l'état de surface et de faire disparaitre le bourrelet occasionné par la soudure.
- La solution retenue pour la fixation de capteurs de pression pariétaux (Cf. paragraphe 7.4.1) contraint d'utiliser une épaisseur importante pour la conduite.

Ces différents points ont conduit à choisir une conduite sans soudure (pour éviter le bourrelet), en DN32 et d'épaisseur 3,2 mm soit $\Phi_{ext} = 42{,}4$ mm et $\Phi_{int} = 36$ mm. Le choix de cette conduite permet de répondre à toutes les contraintres sauf à l'état de surface intérieur. En effet, pour une telle conduite la rugosité crête à crête peut atteindre 50 μm. Nous avons alors cherché des solutions pour améliorer l'état de surface intérieur. Une première voie explorée a été la passivation [4] de l'inox. Cette technique n'est pas appropriée dans notre cas car l'état de surface initial du tube est trop médiocre. En effet, cette technique provoque une attaque de seulement quelques microns. Une deuxième solution est le polissage intérieur des tubes. La difficulté ici est de polir régulièrement la surface intérieure du tube sur une longueur de 6 m. Nous avons trouvé une entreprise en Italie qui propose un poli-miroir (c'est à dire une rugosité inférieure à 1 μm crête à crête). Cette solution a donc été retenue. Le polissage a sensiblement amélioré l'état de surface de la conduite et la rugosité est dans l'ensemble

3. Par exemple, pour un tube DN32 (le diamètre extérieur est égal à 42,4 mm) les tubes d'épaisseur 3,2 mm sont extrudés à chaud alors que les tubes d'épaisseur inférieure (mais de même diamètre) sont obtenus par un laminage à froid du tube de base.

4. La conduite est immergée dans un bain d'acide.

inférieure à 1 μm crête à crête. Cependant, le polissage n'a pas pu corriger quelques « gros » défauts présents sur la conduite. Il subsiste alors des creux de plusieurs dizaines de microns de profondeur. Pour des raisons de temps nous avons conservé cette conduite pour de premiers essais sachant qu'elle ne peut pas convenir aux expériences futures. Notons également que la caractérisation de l'état de surface a été faite sur les extrémités de la conduite. Il sera donc important une fois l'expérience réalisée, de découper la conduite pour caractériser avec précision l'état de surface sur toute sa longueur.

7.3.2 Les techniques d'assemblage

L'expérience étant directement reliée au liquéfacteur d'hélium (et donc aux compresseurs), celle-ci va subir, lors du refroidissement, une pression d'environ 20 bars. Les différents éléments de l'expérience sont donc soumis à la directive 97/23./CE du Parlement et du Conseil Européen, datant du 27 mai 1997 et relative au rapprochement des législations des états membres concernant les équipements sous pression. Les installations ayant une pression de fonctionnement supérieure à 0,5 bar sont soumises à cette législation. Les installations doivent donc être certifiées conformes à la directive européenne. Dans notre cas les tests de mise sous pression de l'installation auront lieu au CERN lorsque l'expérience sera entièrement montée. Chacun des assemblages est suivi par un dossier qui comprend :

- le certificat matière des éléments de l'assemblage. Il s'agit de la certification ISO 9001 : 2000 de la matière ;
- les preuves que les soudures ont été faites par des soudeurs certifiés (autorisés à réaliser des soudures sur des équipements sous pressions) ;
- des notes de calculs validant la tenue en pression de l'assemblage.

Pour répondre à ces contraintes, nous avons dû faire appel à une société extérieure pour l'assemblage du convergent et du divergent de l'expérience.

7.3.3 HePipe et la cryogénie

Les différents éléments de l'installation sont raccordés entre eux par des brides UHV (Ultra High Vaccum) dont l'étanchéité est assurée par des joints métalliques en cuivre. Pour isoler thermiquement la conduite, elle est placée dans un tube d'environ 170 mm de diamètre jouant le rôle de calorimètre et elle est maintenue au centre du calorimètre par des espaceurs en résine époxy. En plus de la faible conductivité thermique du matériau choisi pour les espaceurs (environ 0,1 $W.m^{-1}.K^{-1}$), leur forme a été étudiée pour minimiser les pertes thermiques par conduction. La conduite est également entourée d'isolant thermique pour couper le rayonnement entre le calorimètre à 300 K et la conduite à 4,5 K. Enfin, un vide secondaire est réalisé dans l'enceinte. Les pertes thermiques entre la conduite et l'extérieur ont été mesurées sur l'installation existante et sont de l'ordre de 2 W par mètre de conduite.

7.4 Conception instrumentale

Tout d'abord, notons que l'expérience est très flexible, la conduite utile pouvant être changée facilement. Il est alors possible de disposer de plusieurs conduites, par exemple de différentes rugosités, équipées chacune d'une instrumentation particulière. Dans un premier temps, afin de valider l'installation, nous avons envisagé de placer des capteurs de pression autour de la conduite. C'est ce dispositif qui est présenté dans la suite.

7.4.1 Capteurs de pression

Pour choisir les capteurs de pression il faut estimer l'amplitude du signal de pression que nous nous attendons à mesurer. Considérons par exemple, une structure de taille D (diamètre de la conduite) qui présente une vitesse relative dv de 0,1% de la vitesse moyenne $v \sim 10$ m/s (vitesse estimée pour un débit de 1,5 kg/s et un diamètre de conduite $D = 36$ mm). Le passage de cette structure provoque une fluctuation de pression dynamique $\Delta(1/2.\rho.(v + dv)^2) \approx \rho.v.dv = 12$ Pa. Une étude de marché des capteurs de pression susceptibles de fonctionner à basse température et ayant la sensibilité requise pour notre application a été réalisée avant le début de ma thèse. Des essais ont également eu lieu. Ceci a conduit à choisir des capteurs commerciaux de la marque PCB piezotronics (modèle M116B02) que nous devons compléter avec une électronique à froid originale, celle du constructeur étant trop bruyante.

Les capteurs de pression doivent être placés sur la conduite pour la mesure. La conception doit alors répondre à différents critères :

- Il faut pouvoir démonter les capteurs de la conduite.
- Il faut réaliser l'étanchéité entre le capteur et la prise de pression sur la conduite.
- Il faut dimensionner la prise de pression pour avoir une bonne dynamique de mesure.

La figure 7.3 présente le schéma de la solution retenue. L'assemblage peut-être décomposé en deux parties disctinctes : la première est constituée de deux demi-bagues qui assurent le positionnement du capteur de pression sur la conduite. Le deuxième ensemble assure l'étanchéité entre le capteur de pression et la conduite.

Notons que l'expérience est refroidie par une circulation d'hélium sous pression dans la conduite. La conduite va donc se refroidir plus vite que les deux demi-bagues et se contracter davantage. Dans ce cas, la bague ne va plus serrer la conduite et le contact thermique conduite/bague va se dégrader. Une autre conséquence est le relachement de la pression sur le joint assurant l'étanchéité et donc des risques de fuite. La solution consiste à assembler les deux demi-bagues avec des vis s'appuyant sur des rondelles bellevilles. Ces rondelles ont la particularité d'agir comme des ressorts et ainsi de maintenir les demi-bagues plaquées contre la conduite lors du refroidissement.

Ensuite, l'étanchéité entre le capteur de pression et la conduite est réalisée en deux points : entre le capteur et la pièce assurant le guidage du capteur de pression, et entre la conduite et cette même pièce. La première étanchéité est réalisée par un joint en cuivre. Pour la seconde,

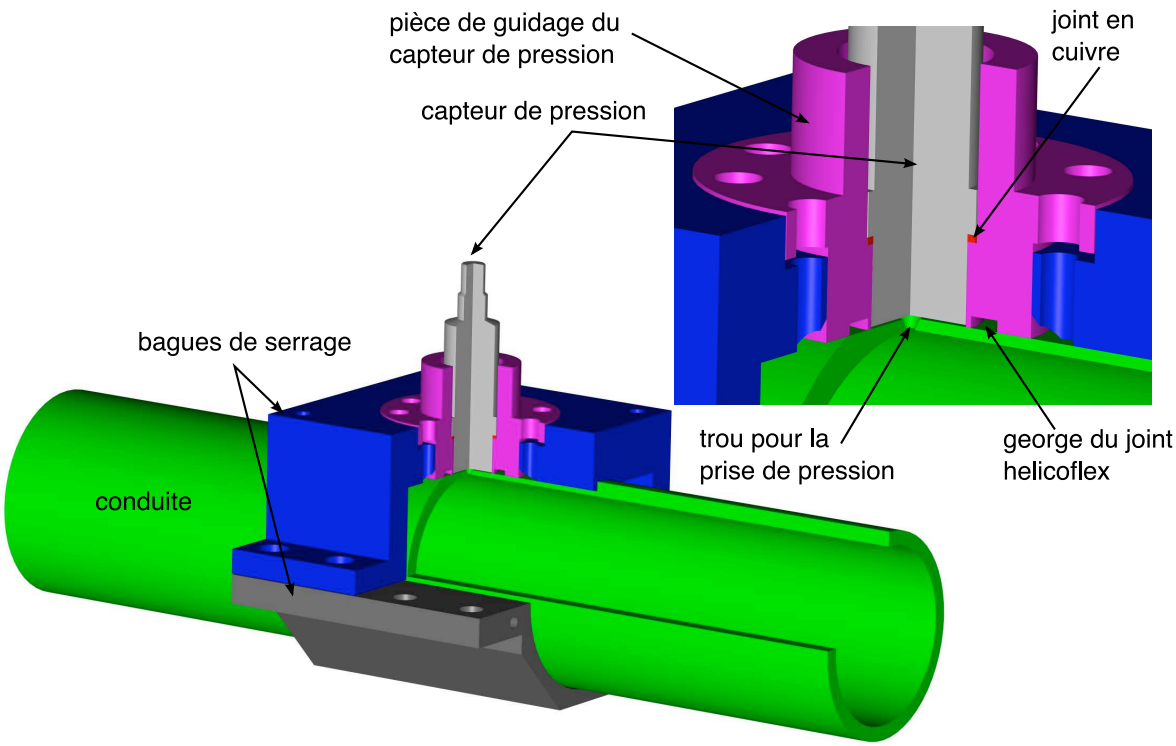


FIGURE 7.3 – Dessin du montage des capteurs de pression sur la conduite. La bague assurant le serrage du capteur de pression sur le joint en cuivre n'est pas représentée.

nous avons envisagé deux possibilités : la première consiste à utiliser un joint en indium et la deuxième un joint helicoflex® [5]. Dans les deux cas le montage des capteurs nécessite de faire un méplat sur la conduite. Il faut donc une conduite épaisse pour disposer d'un méplat assez grand sans trop diminuer l'épaisseur de la conduite. C'est pour cette raison qu'une conduite d'une épaisseur de 3,2 mm a été choisie. Dans un premier temps, les deux solutions ont été retenues et un assemblage test des deux a été fabriqué. Lors des essais le joint helicoflex® s'est révélé plus facile à manipuler. À l'inverse, nous avons même déformé le tube lors du serrage du joint indium. Le serrage du joint helicoflex® est plus reproductible (serrage des vis à l'aide d'une clé dynamométrique [6]) et permet de mieux contrôler le volume mort entre la conduite et le capteur qui, comme nous le verrons ensuite, joue un rôle important pour la mesure. Malgré un coût important, nous avons donc retenu la solution des joints helicoflex®. Un échantillon de la conduite a subi un cyclage en pression à 20 bars accompagné d'un test de fuite au « renifleur ». Le montage a finalement été validé sous vide en testant les fuites au spectromètre de masse.

Idéalement, les capteurs de pression devraient pouvoir résoudre les temps courts qui correspondent aux temps d'homogénéisation de la pression sur un diamètre : D/v_{son} de l'ordre de 4,5 kHz. Un autre temps caractéristique de l'écoulement est le temps de passage

5. Joints métalliques.
6. Une clé dynamométrique permet de régler le couple de serrage et ainsi de serrer toutes les vis de la même façon.

d'une structure de taille D devant un capteur. Pour le plus fort débit la fréquence de passage est de 280 Hz. Le facteur limitant la réponse des capteurs est l'effet de cavité résonante. La fréquence de résonance d'une cavité de volume V_{cavite} raccordée au fluide via un tube de longueur l_t et de volume V_{tube} (FIG. 7.4) peut être estimée par :

$$f = \frac{v_{son}}{2\pi l_t \sqrt{0{,}5 + \frac{V_{cavite}}{V_{tube}}}} \approx \frac{v_{son}}{2\pi l_t \sqrt{\frac{V_{cavite}}{V_{tube}}}} \tag{7.6}$$

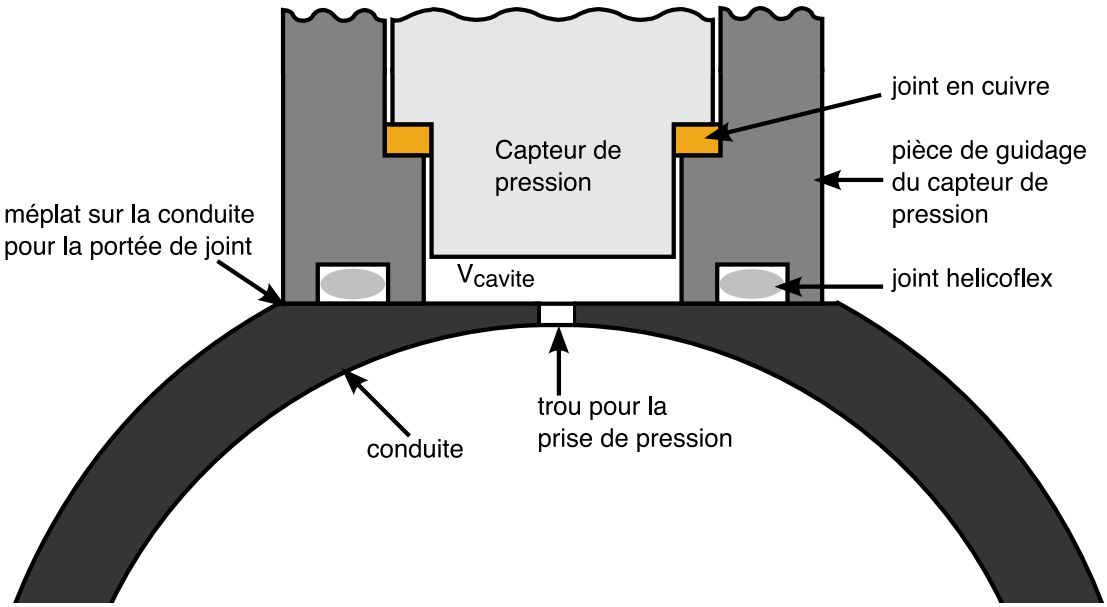


FIGURE 7.4 – Schéma de principe du montage des capteurs de pression sur la conduite.

Le choix d'une prise de pression de 1 mm de diamètre, de 1 mm de longueur et une hauteur de cavité d'environ 0,2 mm permet d'obtenir une fréquence de résonance d'environ 5,3 kHz, ce qui est suffisant compte tenu de la dynamique que nous souhaitons résoudre. De plus, la réalisation mécanique d'un trou de 1 mm est aisée. Deux points délicats doivent cependant être pris en compte.

Premièrement, lors de la réalisation du trou de 1 mm, il ne faut pas de bavures qui dépassent dans la conduite. En effet, celles-ci pourraient avoir une influence sur l'écoulement juste à l'endroit de la mesure de pression. Une solution aurait alors été de réaliser le polissage de la conduite après le perçage du trou. Notre objectif étant la réalisation d'une première expérience de validation à court terme, cette solution n'a pas été retenue pour des questions de temps. Deux solutions ont été testées :

- le perçage traditionnel avec un forêt ayant une vitesse de rotation très élevée, de l'ordre de 7500 tr/min, pour avoir une bavure à l'intérieur du tube la plus petite possible ;
- le perçage par électro-érosion par enfonçage.

Cette dernière solution n'a pas été retenues car des tests ont montré que lors de l'amorçage de l'arc électrique ainsi qu'à la fin du perçage, l'arc électrique crée d'importantes brûlures

(et donc des aspérités) sur les surfaces autour du trou. Nous avons retenu le perçage avec un forêt pour les prises de pressions. Des mesures de la hauteur des bavures ont alors été réalisées sur des échantillons de conduite. Une sur-épaisseur d'environ 40 μm sur une largeur d'environ 40 μm a été mesurée autour du trou.

Deuxièmement, le montage doit permettre d'avoir une hauteur de cavité fixe et reproductible. Ce problème a été résolu en même temps que le choix des joints helicoflex. En effet, le positionnement de la pièce qui accueille le capteur de pression est toujours le même après serrage (la surface de la pièce vient en contact de la surface plane du tube). La seule inconnue est l'écrasement du joint en cuivre. Des essais ont montré que cet écrasement est négligeable par rapport à la hauteur de cavité choisie qui est de 0,2 mm.

7.4.2 Les accéléromètres

Nous avons choisi de placer des accéléromètres sur la conduite pour effectuer un contrôle de l'environnement extérieur. En effet, le fonctionnement de la pompe ou du liquéfacteur d'hélium peuvent engendrer des vibrations de la conduite malgré le découplage par des tubes souples. L'environnement extérieur (l'expérience aura lieu dans un hangar) peut également être une source de vibrations. Les accéléromètres vont permettre de les quantifier. Notre choix s'est porté sur des accéléromètres mono-axe piézo-électriques de la marque PCB. À la différence des capteurs de pression les accéléromètres sont équipés d'une électronique interne qui fonctionne à froid et qui permet de mesurer directement un signal de tension (le bruit de mesure n'étant pas critique ici). La conduite sera équipée de 3 accéléromètres (un capteur par direction) qui seront montés sur une bague serrée autour du tube comme pour les capteurs de pression.

7.4.3 Capteur de bulles

Pour détecter une éventuelle cavitation dans la conduite, nous avons décidé de placer un capteur de bulles à la fin de la section de mesure [7]. Plusieurs solutions ont été envisagées : une première solution consiste à placer deux LED émettrice et réceptrice à l'intérieur de la conduite et de détecter la lumière diffusée par les bulles. Nous avons également pensé utiliser un capteur à effet Dopler. Finalement, nous avons retenu une méthode capacitive. Le principe consiste à faire passer l'écoulement entre les deux armatures d'un condensateur. Nous mesurons alors la variation de capacité du condensateur engendrée par la variation de la constante diélectrique du fluide dû à la présence de bulles. Une contrainte importante pour ce capteur est d'éviter un encombrement de la section de la conduite trop important. En effet, une réduction de section entraînerait une accélération du fluide, donc des pertes de charge qui pourraient conduire à l'apparition de bulles. Compte tenu de ces contraintes, nous avons choisi de positionner le capteur de bulles à l'intérieur du divergent à la fin de la section de mesure. En effet, il est possible de calculer le profil de l'armature centrale du

7. Dans le cas où nous souhaiterions réaliser un écoulement diphasique, le détecteur de bulles pourrait servir à caractériser la fraction de vapeur présente dans le liquide.

capteur pour garder une section constante et donc une vitesse constante du fluide au passage du capteur. La figure 7.5 présente un schéma de principe de ce détecteur.

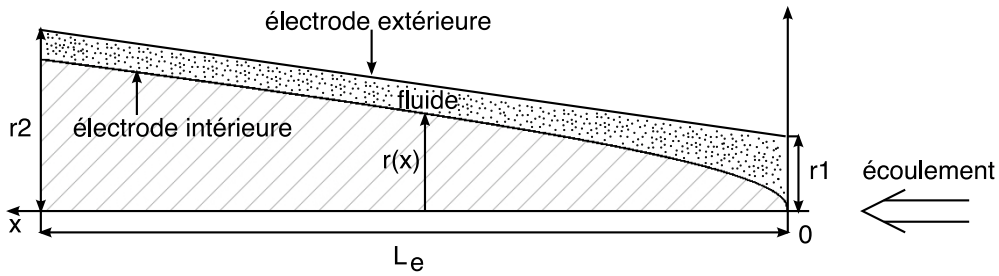


FIGURE 7.5 – Schéma de principe du détecteur de bulles. L'axe x est l'axe de révolution de la conduite.

En utilisant les notations de la figure 7.5 le profil de l'armature centrale du condensateur est donné par :

$$r(x) = (A^2x^2 + 2Ar_1x)^{1/2} \text{ avec } A = (r_2 - r_1)/L_e. \tag{7.7}$$

Soit $C(x)$ la capacité linéique de deux disques concentriques, alors une approximation au premier ordre de la capacité C_t du condensateur est :

$$\begin{aligned} C_t &= \int_0^{L_e} C(x)dx & (7.8)\\ &= 2\pi\epsilon_0\epsilon_r \int_0^{L_e} \frac{dx}{\ln(R/r)} & (7.9)\\ &= 2\pi\epsilon_0\epsilon_r \int_0^{L_e} (\ln(Ax + r_1) - \frac{1}{2}\ln(A^2x^2 + 2Ar_1x))^{-1}dx. & (7.10) \end{aligned}$$

Pour de l'hélium liquide à 4,5 K comme diélectrique, le calcul donne une capacité d'environ 40 pF. Avec l'électronique envisagée [8], nous pensons pouvoir mesurer des variations de capacité de l'ordre de 10^{-7}. Cela permettrait de détecter un filet de bulles de 400 μm de diamètre.

La figure 7.6 représente le détecteur de bulle. L'électrode intérieure a été fabriquée en acier inoxydable et usinée à l'aide d'un tour numérique pour obtenir le profil calculé [9]. Elle est positionnée au centre du divergent par des espaceurs (en matériau isolant) et maintenue grâce à la pression exercée par un ressort. L'électrode extérieure est isolée de la conduite par des plaques de téflon. La contre-électrode permet d'éviter un changement trop brusque de diamètre. Elle est fabriquée en permawood® qui est un matériau isolant électrique et résistant aux basses températures. Pour finir, notons qu'un trou a été percé au nez de l'électrode intérieure du détecteur pour pouvoir y placer un capteur de pression et éventuellement réaliser des mesures au niveau du point d'arrêt.

8. Mesure avec un pont capacitif.
9. Nous remercions le SERAS et plus particulièrement Gilles Pont pour la réalisation de cette pièce sensible.

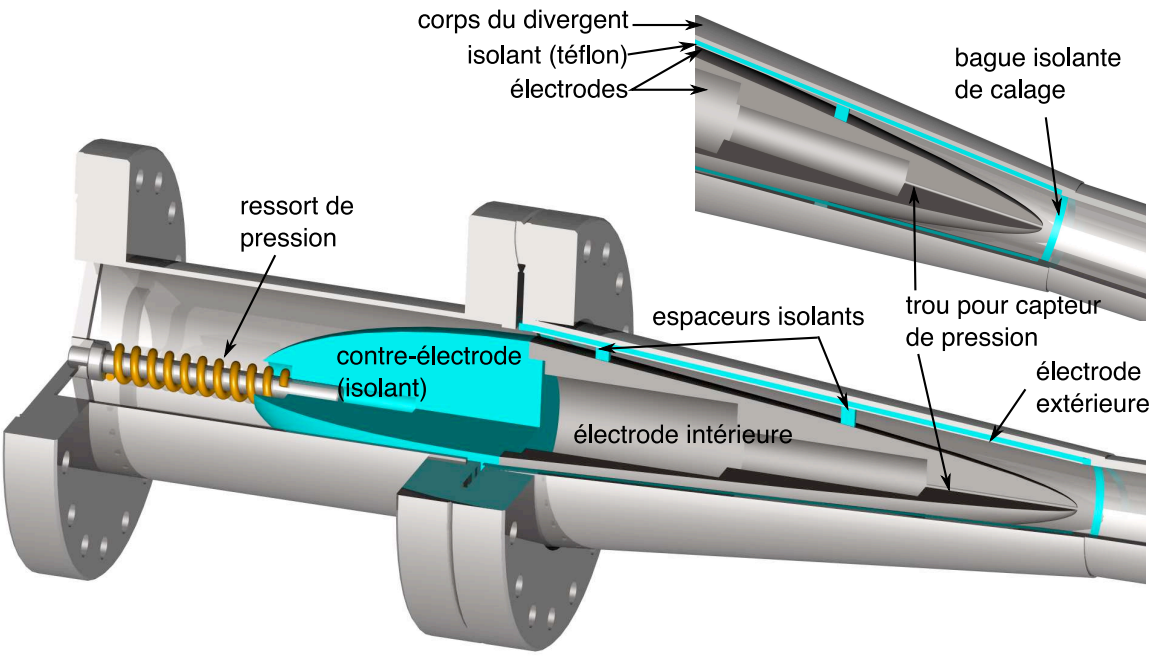


FIGURE 7.6 – Dessin du détecteur de bulles.

7.5 Conclusion

À ce jour la conception mécanique a été finalisée. La plupart des pièces mécaniques ont également été fabriquées, comme la conduite utile, les supports des capteurs et une partie du détecteur de bulles (FIG. 7.7). Au moment où ce manuscrit est rédigé aucun calendrier prévisionnel pour le lancement de l'expérience n'a été établi. Notons cependant la perspective du projet européen « EuTuCHe [10] » (qui sera soumis en 2010) dont un des objectifs est de créer une plateforme expérimentale ouverte sur le thème de la turbulence cryogénique. Il est prévu que l'expérience présentée ici fasse alors partie de cette structure. La conception de l'expérience en différentes sections démontables en fait alors un banc expérimental polyvalent s'insérant parfaitement dans un tel projet.

10. European Turbulence with Cryogenic Helium.

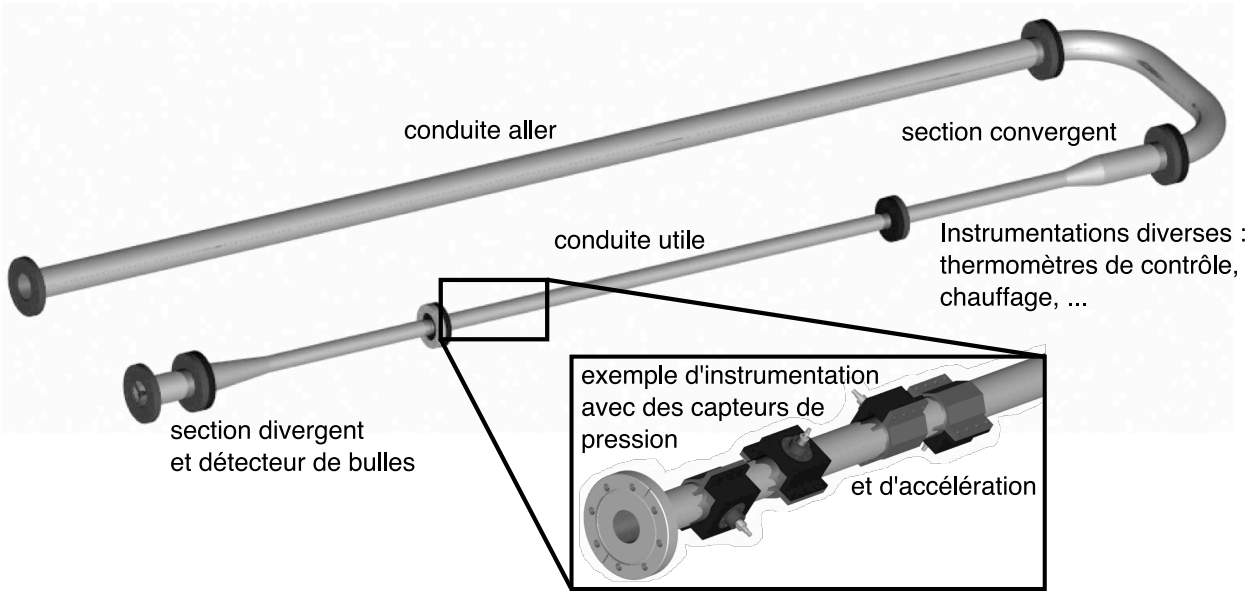


FIGURE 7.7 – Dessin en 3-Dimensions de l'écoulement tel qu'il a été conçu.

Annexe A

Dépendance en Prandtl des fluctuations de température dans le cœur de la cellule

De nombreuses études des fluctuations de température dans le cœur des cellules de Rayleigh-Bénard ont déjà été menées. Nous nous intéressons ici plus précisément à la valeur rms des fluctuations et on définit θ comme l'écart type d'un signal temporel de température, normalisé par la différence de température ΔT :

$$\theta = \frac{\sqrt{\overline{(T(t) - \overline{T(t)})^2}}}{\Delta T} \tag{A.1}$$

Le tableau A.1 présente certaines de ces études. Il est possible de faire plusieurs remarques à partir de ces résultats. Premièrement, seules deux expériences établissent une loi de variation de θ pour $Ra > 10^{12}$ [Wu et Libchaber 1992, Niemela 2000]. Celles-ci sont des expériences cryogéniques avec des cellules de rapport d'aspect $\Gamma = 0{,}5$. Les lois de puissance ajustées pour la variation de θ sont de la forme $\theta = a' \times Ra^{\gamma}$. Les valeurs de γ pour les deux expériences sont quasiment égales alors que les valeurs de a' diffèrent d'environ 20%. Cette différence peut venir du fait que le nombre de Pr varie avec le nombre de Ra (il y a un facteur 4 sur Pr entre les plus hauts et les plus bas Ra). Cette variation de Pr se répercute donc sur la détermination de l'exposant γ et sur le pré-facteur a' de la loi. Notons également qu'il n'est pas fait état d'une forte différence de variation de θ avant et après $Ra = 10^{12}$, même si l'étude présentée dans le chapitre 4 laisse présager des effets au second ordre.

À notre connaissance, une seule étude expérimentale [Daya et Ecke 2002] a établi une loi de variation des fluctuations rms de température θ en fonction de Pr et de Ra indépendamment (Tab. A.2). En posant $\theta = aRa^{\gamma}Pr^{\delta}$, ce travail montre que les exposants γ et δ ne sont pas constants et qu'ils varient en fonction de Pr et Ra respectivement ($\gamma = \gamma(Pr)$ et $\delta = \delta(Ra)$). Cette variation des exposants implique que θ ne peut pas être simplement décrit par une loi de puisance. Ce résultat qualitatif semble être en accord avec la théorie de

Grossmann et Lohse (GL) [Grossmann et Lohse 2000, 2004] qui trouvent que la variation de θ en fonction de Pr et Ra n'est pas une pure loi de puissance. Cependant, d'un point de vue quantitatif, les valeurs de δ prédites par la théorie de GL et celles mesurées par Daya et Ecke sont en fort désaccord. D'après GL [Grossmann et Lohse 2004] p. 4470 : « All these dependences [il s'agit ici des dépendances de θ en fonction de Pr] are much weaker than the exponent $-0{,}38 \pm 0{,}04$ which had been found in the experiments by Daya and Ecke for (large) Pr between 2 and 12. We have no explanation for this discrepancy. »

Le manque de données expérimentales sur la dépendance de θ en fonction de Ra et de Pr ainsi que le désaccord entre les mesures de Daya et Ecke et la théorie de GL ont motivé l'étude présentée dans cette annexe.

Référence	Fluide	Γ	Position du thermomètre	Pr	Ra	Loi de variation de θ
[Castaing 1989]	He	1	au centre à 1/2 rayon de la paroi	0,65 à 1,5	4×10^7 à 10^{12}	$\theta = (0{,}36 \pm 0{,}04) Ra^{-0{,}147 \pm 0{,}005} (\flat)$
[Wu et Libchaber 1992]	He	0,5 1 6,7	centre	0,7 à 1,9 0,7 à 1,4 0,7 à 1,2	10^8 à 10^{14} 4×10^7 à 10^{11} 10^8 à 4×10^9	$\theta = 0{,}46 Ra^{-0{,}144 \pm 0{,}005} (\flat)$ $\theta = 0{,}23 Ra^{-0{,}14 \pm 0{,}01} (\flat)$ $\theta = 1{,}9 Ra^{-0{,}20 \pm 0{,}01} (\flat)$
[Xia et Lui 1997]	eau	1	centre	≈ 7	2×10^8 à 2×10^{10}	$\theta = (0{,}29 \pm 0{,}01) Ra^{-0{,}145 \pm 0{,}004}$
[Niemela 2000]	He	0,5	centre	0,7 à 3	10^8 à 10^{15}	$\theta = 0{,}37 Ra^{-0{,}145} (\flat)$
[Du et Tong 2001]	eau	0,5 1	centre	5,4	6×10^9 à 7×10^{10} 8×10^8 à 8×10^9	$\theta = a Ra^{-0{,}14}$ $\theta = a Ra^{-0{,}14}$
[Daya et Ecke 2002]	eau eau + glycérol	0,79	centre	2,99 à 7,22 5,46 à 12,32	2×10^8 à 7×10^9	$\theta \sim Ra^{\gamma} Pr^{\delta}$ cf. tableau A.2 pour γ et δ

TABLE A.1 – Tableau présentant les résultats de quelques études des fluctuations rms de température à l'intérieur d'une cellule de Rayleigh-Bénard. Toutes les cellules des expériences citées dans le tableau sont de forme cylindrique. Dans la majorité des cas, le thermomètre est placé au centre de la cellule, c'est-à-dire qu'il est à mi-distance entre la plaque du haut et du bas et sur l'axe de révolution de la cellule. ($\flat$: la dépendance en Pr n'est pas résolue.)

Pr	Ra	γ	δ
3,25	10^9 à 7×10^9	$-0{,}05 \pm 0{,}02$	
9,99	2×10^8 à 3×10^9	$-0{,}19 \pm 0{,}02$	
2,99 à 12,32	2×10^9		$-0{,}38 \pm 0{,}04$
	$1{,}15 \times 10^9$		$-0{,}34 \pm 0{,}06$
	3×10^9		$-0{,}53 \pm 0{,}05$

Table A.2 – Quelques valeurs des paramètres γ et δ ($\theta \sim Ra^{\gamma} Pr^{\delta}$) tirés de [Daya et Ecke 2002].

Les mesures de fluctuations de température réalisées dans le cadre de ce travail de thèse permettent de calculer θ pour $4.10^{10} \lesssim Ra \lesssim 10^{14}$ et $0{,}7 \lesssim Pr \lesssim 4$ (Fig. A.1.) Comme indiqué précédemment (Cf. paragraphe 4.1.3, p.67), seules les acquisitions dont le ΔT est supérieur à 60 mK et dont les variations des propriétés de l'hélium sont inférieures à 30% entre le haut et le bas de la cellule sont prises en compte. L'étude est réalisée avec les signaux de température enregistrés avec le thermomètre de 200 μm (T_2) car il présente la plus grande dynamique signal/bruit. Nous appellerons θ_{T_2} les fluctuations de température rms sans dimension associées à T_2.

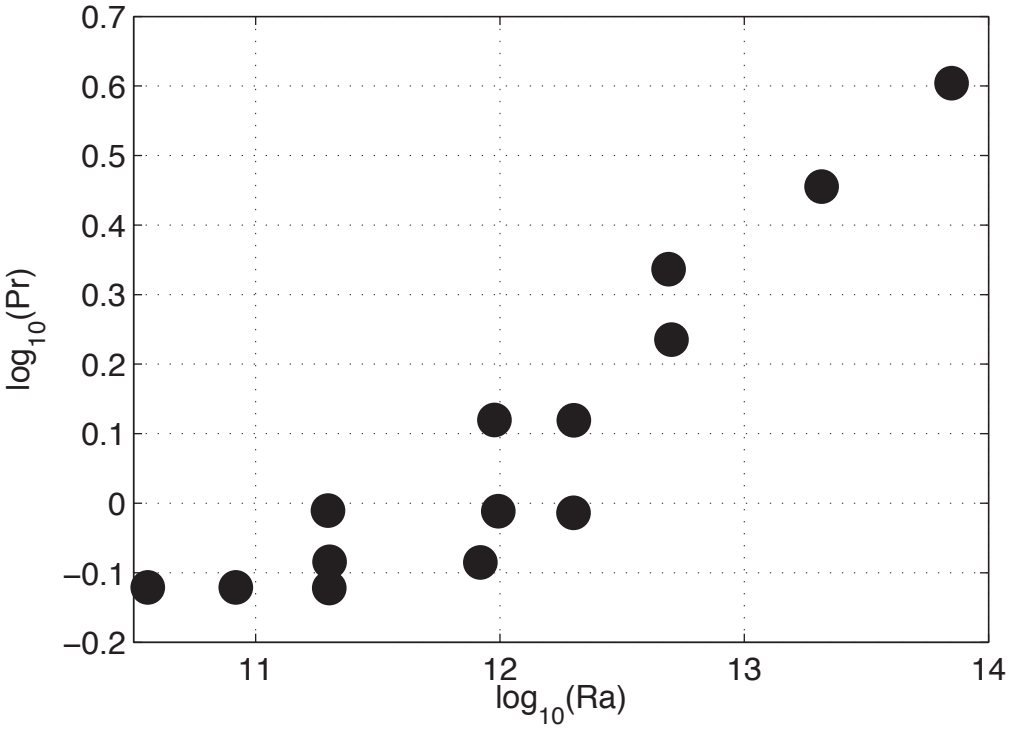


Figure A.1 – Répartition des points de mesure dans le diagramme Ra, Pr.

La figure A.1 montre que la plage de Prandtl accessible est limitée et varie avec le nombre de Rayleigh. Ceci implique qu'il est délicat de déterminer les exposants γ et δ

indépendamment l'un de l'autre avec nos mesures. Néanmoins, en supposant que γ est connu, le nombre de Prandtl variant quasiment d'un facteur 6 sur la gamme de Ra, il est alors possible de comparer la variation de θ_{T_2} en fonction de Pr avec la théorie de G.L et les mesures de Daya et Ecke.

Pour comparer nos résultats à ceux de Daya et Ecke, nous utilisons un ajustement de leurs mesures pour une gamme de Pr et Ra identique à la nôtre [Roche 2007].

$$\theta_{D.E} = 0{,}3Ra^{-0{,}13}Pr^{-0{,}5} \tag{A.2}$$

De même, dans le cas de G.L, nous nous sommes servis des figures 3 et 4 de [Grossmann et Lohse 2004] pour réaliser une approximation d'une loi d'ajustement de θ pour $Pr \gtrsim 1$ et $Ra \gtrsim 10^{10}$. Notons cependant que la théorie est basée sur des cellules de rapport d'aspect $\Gamma = 1$. De plus, les auteurs séparent la contribution du fond turbulent de celle des plumes. Pour le fond turbulent :

$$\theta_{bg} \approx 2{,}8Ra^{-0{,}15}Pr^{-0{,}24}, \tag{A.3}$$

et pour les plumes :

$$\theta_{pl} \approx 1{,}0Ra^{-0{,}09}Pr^{0{,}01}. \tag{A.4}$$

La valeur rms des fluctuations de température est alors déterminée à partir de la relation 2 de [Grossmann et Lohse 2004] :

$$\theta_{G.L} = \sqrt{\theta_{bg}^2 + \theta_{pl}^2}. \tag{A.5}$$

La figure A.2 (et la figure A.3 qui est un agrandissement de la figure A.2) présente les résultats obtenus. Les deux ajustements ci-dessus A.2 et A.3-A.5 ont été utilisés avec les couples (Ra,Pr) correspondant à nos mesures. Notons que cela suppose une extrapolation de l'ajustement de Daya et Ecke à des Ra allant au delà de leurs points de mesure. Cette extrapolation implique que nous ne faisons pas de distinction entre le régime pour $Ra < 10^{12}$ et celui pour $Ra > 10^{12}$. Notons que l'effet de la transition sur les fluctuations de température est très faible, et donc au premier ordre cette approximation paraît légitime.

Nous trouvons, pour nos données, une variation de θ_{T_2} en fonction de Pr d'environ $\theta_{T_2} \propto Pr^{-0{,}29}$, en supposant une variation de θ_{T_2} en $Ra^{-0{,}13}$. Cette dépendance de θ_{T_2} en fonction de Pr est plus faible que celle observée par Daya et Ecke ($Pr^{-0{,}5}$). En revanche, elle semble plus proche de la dépendance prédite pour le fond turbulent θ_{bg} par la théorie de G.L. Cependant, dans notre cas, le thermomètre étant positionné à mi-hauteur de la cellule entre le centre et la paroi, la contribution la plus importante devrait être celle des plumes. En effet, les plumes qui se détachent de la plaque sont entraînées par l'écoulement à grande échelle et sont donc localisées près de la paroi [Xi 2004]. La valeur de θ_{pl} variant en $Pr^{0{,}01}$ nos résultats sont donc plus proches de ceux de Daya et Ecke.

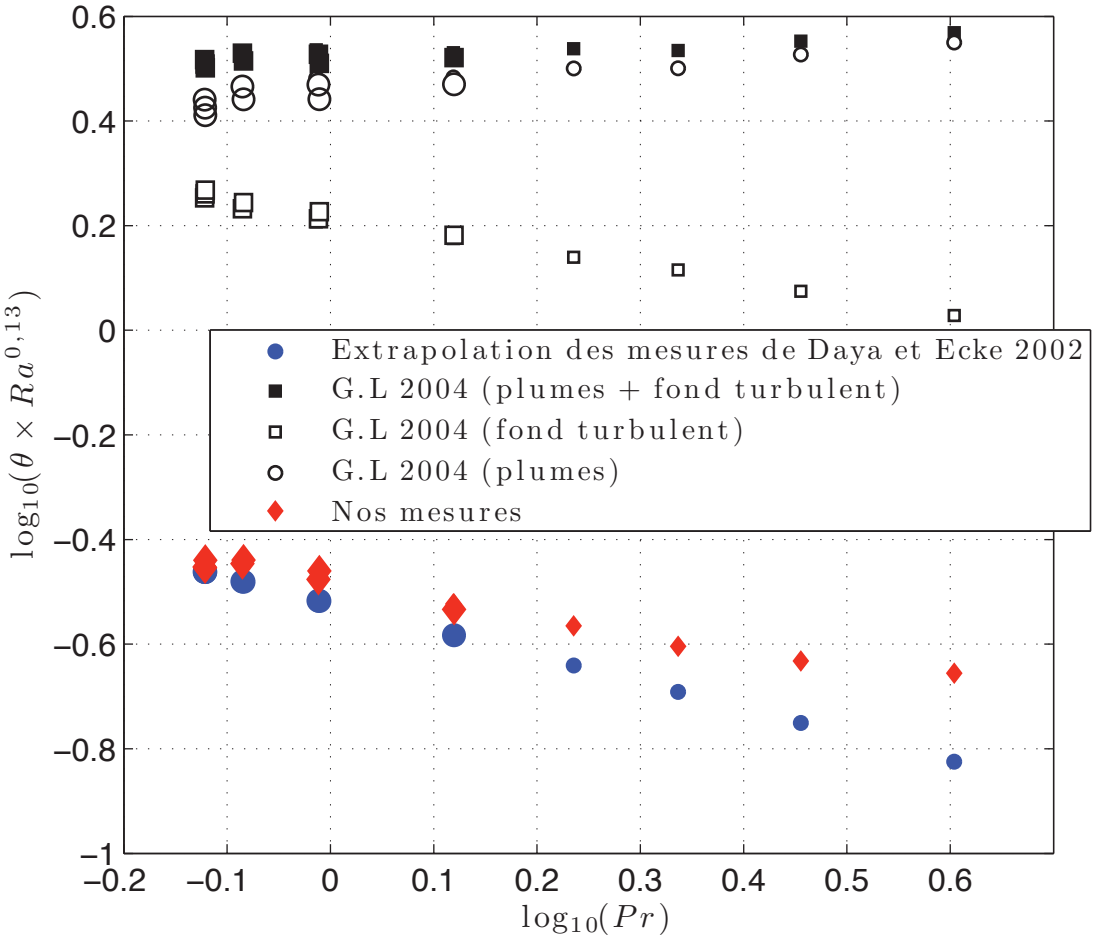


FIGURE A.2 – Fluctuations de température rms compensées par $Ra^{0,13}$ en fonction de Pr. Comparaison entre les mesures réalisées avec le thermomètre de 200 μm (T_2), une extrapolation des mesures de Daya et Ecke et la théorie de Grossmann-Lohse. Les points de plus petites tailles correspondent aux $Ra > 10^{12}$.

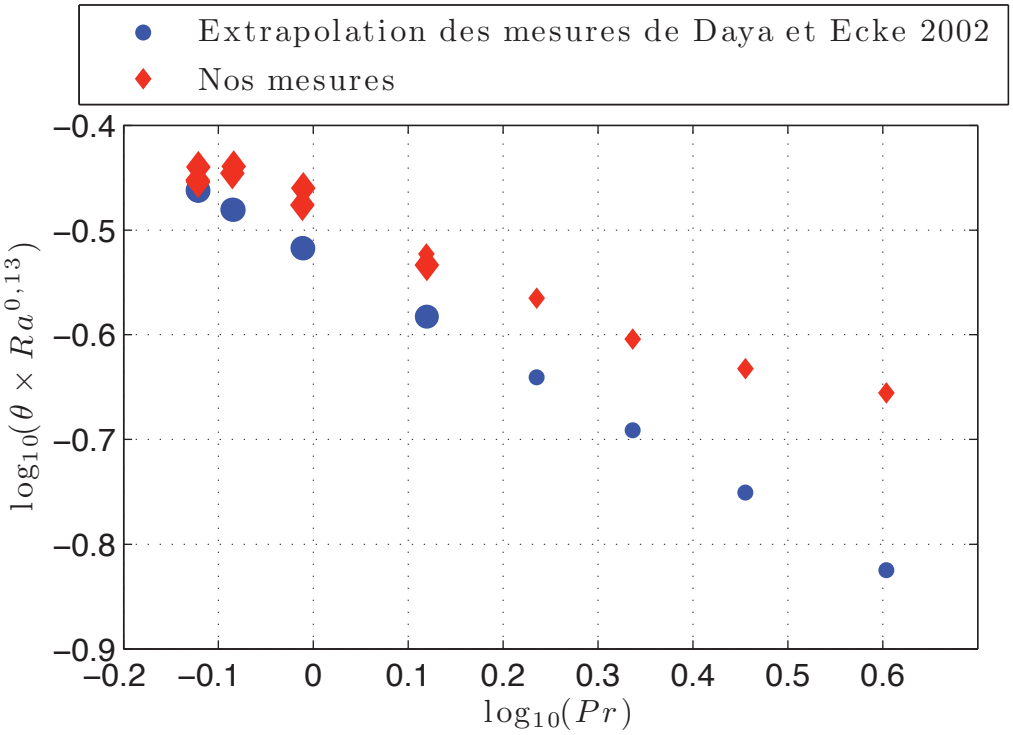


FIGURE A.3 – Agrandissement de la figure A.2 : fluctuations de température rms compensées par $Ra^{0,13}$ en fonction de Pr. Comparaison entre les mesures réalisées avec le thermomètre de 200 μm (T_2) et une extrapolation des mesures de Daya et Ecke. Les points de plus petites tailles correspondent aux $Ra > 10^{12}$.

Annexe B

Étude préliminaire : température régulée sur la plaque du bas

Nous présentons dans cette annexe les résultats d'une étude préliminaire concernant le changement de la condition aux limites sur la plaque de cuivre du bas. Il s'agit d'une piste pour tenter de comprendre les différences observées sur les mesures de transfert thermique entre diverses expériences (Cf. paragraphe 1.3, p.23). D'ailleurs, des études théoriques [Chaumat 2002, Chillà 2004b] et une étude numérique [Verzicco 2004] ont montré que la conductivité thermique et la capacité calorifique finies des plaques pourraient avoir des conséquences sur les mesures de transfert thermique.

Le modèle proposé par Chillà *et al.* a pour but d'expliquer pourquoi la transition vers le Régime Ultime a été observée à Grenoble alors qu'elle ne l'a pas été dans l'Oregon (pour le rapport d'aspect $\Gamma = 0{,}5$). Une expérience récemment réalisée à Grenoble [1] [Roche 2005b] a cependant invalidé ce modèle.

L'étude menée par R. Verzicco permet de rendre compte des différences observées sur le transfert thermique à plus bas Ra ($Ra < 10^{12}$) entre les expériences réalisées avec de l'hélium, de l'eau et également de l'air [2]. Une des conclusions de l'étude de R. Verzicco est que les expériences avec de l'hélium offrent des conditions expérimentales intéressantes et ceci pour plusieurs raisons. Premièrement, le Ra à partir duquel la conductivité finie des plaques a une influence sur le transfert thermique est supérieur à 10^{15} (il est de l'ordre de 10^8 pour l'eau). Deuxièmement, la température des plaques est beaucoup plus homogène pour les expériences avec de l'hélium cryogénique. En effet, le temps de diffusion sur un diamètre de plaque $t_d = \phi^2/\kappa_{Cu}$ (avec $\phi = 10$ cm) est environ 10 ms à une température de 5 K. En comparaison, le même temps de diffusion pour une plaque de cuivre à température ambiante est de l'ordre de 90 s. Il est alors intéressant de remarquer que pour une condition de flux de chaleur constant sur la plaque du bas, les expériences réalisées avec de l'eau (ou de l'air) et celles avec de l'hélium n'ont pas les mêmes conditions aux limites.

1. Cette expérience a été réalisée dans le cadre de mon stage de 2ème année d'école d'ingénieur.
2. Des mesures de transfert thermique [Brown 2005] réalisées avec des plaques en cuivre puis des plaques en aluminium dont la conductivité thermique est deux fois plus faible (391 $W.m^{-1}.K^{-1}$ pour le cuivre et 161 $W.m^{-1}.K^{-1}$ pour l'aluminium) ont, d'après les auteurs, validé le modèle proposé par R. Verzicco.

Une simulation numérique récente [Verzicco et Sreenivasan 2008] a ravivé l'intérêt de l'étude des conditions aux limites sur les plaques. Dans cet article, les auteurs comparent des résultats de transfert thermique obtenus pour des conditions aux limites (CL) de flux de chaleur local constant et de température constante sur la plaque du bas (voir par exemple [Amati 2005] pour la simulation à température constante). Il est important de noter que dans le cas de la simulation numérique la CL est une condition de flux de chaleur local constant, contrairement aux expériences où la CL est un flux de chaleur global constant et filtré par les plaques. Les deux simulations montrent une différence de variation du nombre de Nusselt en fonction de Ra. Les simulations ont été menées par les mêmes chercheurs. Elles sont faites pour une cellule de Rayleigh-Bénard de rapport d'aspect $\Gamma = 1/2$ et un nombre de Prandtl constant et égal à 0,7. Le nombre de Rayleigh varie de 2×10^6 à 1×10^{11} dans le cas d'une CL de flux de chaleur local constant et de 2×10^7 à 2×10^{14} pour une CL de température constante. Pour une CL de flux de chaleur local constant les résultats obtenus sont proches des résultats obtenus pour les expériences. D'un autre côté, pour une CL de température constante, il y a un accord entre les résultats jusqu'à $Ra \approx 10^9$. Ensuite une différence significative apparaît sur le nombre de Nusselt et la pente des points pour $Ra > 10^{10}$ est de 1/3 [3].

Pour résumer ce qui vient d'être dit, entre les expériences et les simulations numériques, plusieurs types de conditions aux limites ont été explorées : flux global constant pour les expériences avec des différences suivant les combinaisons des matériaux des plaques/fluides utilisées, flux local constant [Verzicco et Sreenivasan 2008] et température constante [Amati 2005] pour les simulations numériques.

Nous présentons ici des mesures préliminaires réalisées avec une CL différente de celles mentionnées ci-dessus : une CL de température régulée sur la plaque du bas. Pour cela, la température de la plaque du bas est régulée grâce à un contrôleur PID LakeShore identique à celui utilisé pour la régulation de température de la plaque du haut. Le principe de la mesure de transfert thermique reste cependant le même. Nous mesurons la tension aux bornes du chauffage de la plaque [4] et la différence de température pour calculer Ra et Nu. Dans la suite, nous noterons avec un indice Q et T les grandeurs relatives à une CL respectivement de flux de chaleur constant et de température régulée (par exemple, ΔT_Q et ΔT_T pour la différence de température et $\dot{Q}_Q$ et $\dot{Q}_T$ pour le flux de chaleur moyen).

Notons également que la régulation de température de la plaque du bas est possible grâce au temps de réponse particulièrement rapide (≈ 10 ms) de la plaque aux basses températures. Le facteur limitant dans notre cas va plutôt être le temps de réponse des thermomètres ainsi que celui de l'appareil de régulation. Au chapitre 5 nous avons vu que les fréquences de coupure des thermomètres étaient de l'ordre de 20 Hz. De plus, la fréquence de la boucle de régulation du contrôleur PID LakeShore est de 10 Hz, ce qui semble être une limitation

3. Remarquons que l'exposant 1/3 pour le nombre de Rayleigh est celui prédit par [Malkus 1954]. Il est alors possible de penser que l'écart entre les expériences et la théorie (l'exposant trouvé est plutôt 0,31) peut être expliqué par les conditions aux limites.

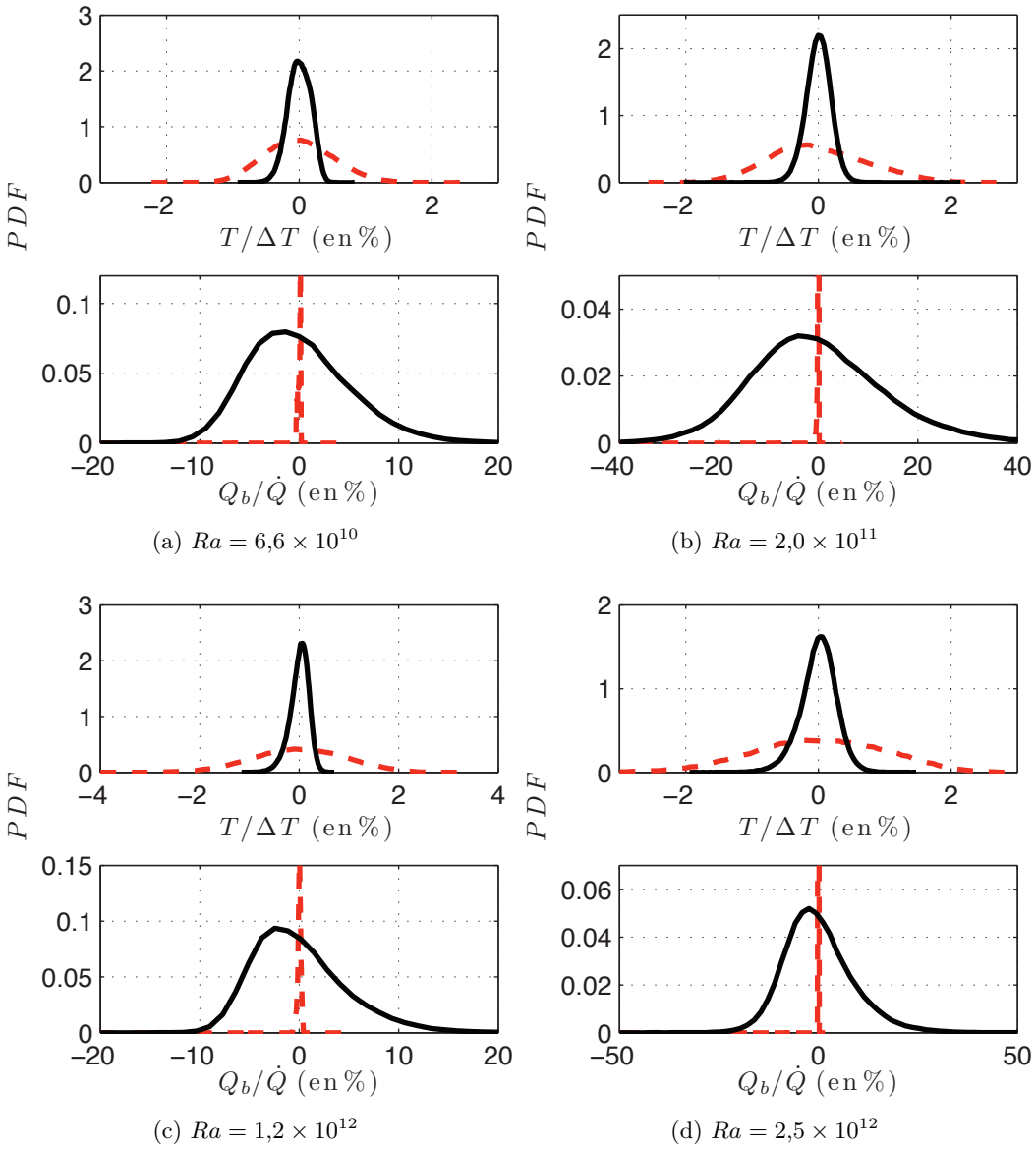
4. Un enregistrement temporel de la tension de chauffage est réalisé. Ensuite la puissance est calculée à partir du signal de tension et de la résistance du chauffage. Nous calculons ensuite le flux de chaleur moyen.

compte tenu des mesures de fluctuations de température de la plaque du bas (voir par exemple la figure 5.1 du chapitre 5). Rappelons cependant qu'il s'agit d'une étude préliminaire et que des efforts pour avoir une meilleure régulation de température devront se porter sur l'utilisation d'un contrôleur PID plus rapide.

Tout d'abord, il est intéressant de savoir dans quelle mesure les fluctuations de température ont été diminuées par rapport aux fluctuations de température de la plaque lorsque le flux de chaleur est constant. Pour cela, nous comparons les histogrammes des fluctuations de température de la plaque du bas $T_Q(t)$ et $T_T(t)$ ainsi que les histogrammes des fluctuations du flux de chaleur $\dot{q}_Q(t)$ et $\dot{q}_T(t)$. En abscisse, la température a été normalisée par la différence de température ΔT et le flux de chaleur par le flux de chaleur moyen (dans les 2 cas les valeurs sont multipliées par 100 pour obtenir un pourcentage). Les ordonnées des histogrammes sont normalisées par le nombre de points total et le pas des subdivisions de l'axe des abscisses afin d'obtenir une densité de probabilité (PDF). La figure B.1 présente ces courbes pour quatre Ra différents : $Ra = 6{,}6 \times 10^{10}$, $Ra = 3{,}0 \times 10^{11}$, $Ra = 1{,}2 \times 10^{12}$ et $Ra = 2{,}5 \times 10^{12}$.

Premièrement, nous remarquons logiquement que pour les mesures à flux constant, les fluctuations de $\dot{q}_Q(t)$ sont extrêmement faibles. En effet, aucun étalement des histogrammes n'est constaté. La condition de flux global constant est donc bien respectée. Intéressons-nous maintenant aux fluctuations de température. Une première remarque générale sur les quatre PDF de température est que pour une CL de température constante les fluctuations de $T_T(t)$ sont plus faibles par rapport aux fluctuations de $T_Q(t)$. La réduction de largeur des histogrammes à mi-hauteur n'est cependant que d'un facteur 2 environ. Dans le cas où la température est régulée, celle-ci n'est donc pas constante mais se distingue néanmoins significativement de l'autre condition aux limites.

La figure B.2 présente les résultats des mesures de transfert thermique. Les points des deux simulations numériques ont également été reportés sur la figure ainsi que les points de X. Chavanne. Aucune différence sur le nombre de Nusselt pour nos mesures n'est constatée entre une CL de flux constant ou de température régulée. Notons qu'à notre connaissance il s'agit de la première étude expérimentale de ce type. Comme nous l'avons déjà évoqué, ce travail préliminaire peut être amélioré et les efforts devrons se concentrer sur le temps de réponse de la régulation de température.



(a) $Ra = 6{,}6 \times 10^{10}$

(b) $Ra = 2{,}0 \times 10^{11}$

(c) $Ra = 1{,}2 \times 10^{12}$

(d) $Ra = 2{,}5 \times 10^{12}$

FIGURE B.1 – PDF des fluctuations de température et des fluctuations du flux de chaleur sur la plaque du bas pour 4 nombres de Rayleigh différents. Les lignes continues représentent les PDF pour une CL de température régulée et les lignes pointillées une CL de flux de chaleur constant.

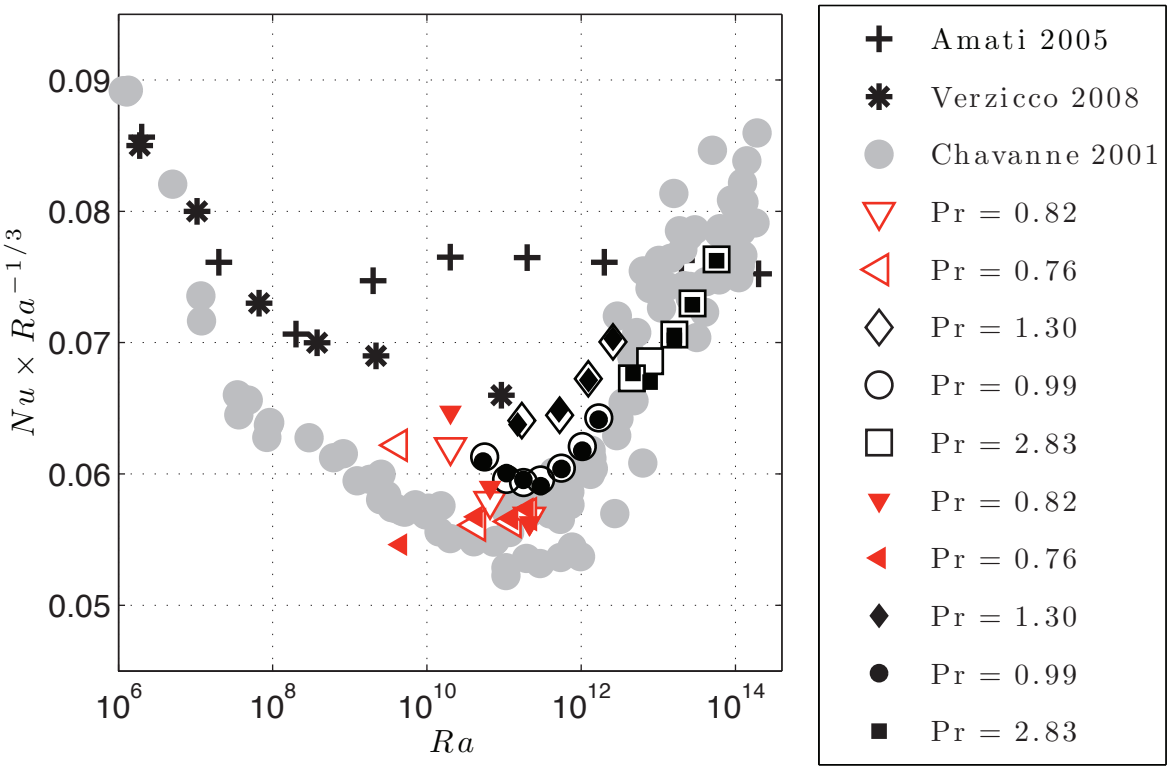


FIGURE B.2 – Nu compensé par $Ra^{1/3}$ en fonction de Ra. Pour nos points de mesure une distinction est faite en fonction de Pr. Les symboles vides correspondent à une CL de flux de chaleur constant et les symboles pleins à une CL de température régulée. [Amati 2005] : CL de température constante. [Verzicco et Sreenivasan 2008] : CL de flux de chaleur local constant.

Bibliographie

Ahlers, G. (2000). Effect of sidewall conductance on heat-transport measurements for turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review E*, 63(1):015303.

Ahlers, G., Brown, E. et Nikolaenko, A. (2006). The search for slow transients, and the effect of imperfect vertical alignment, in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 557:347.

Amati, G., Koal, K., Massaioli, F., Sreenivasan, K. R. et Verzicco, R. (2005). Turbulent thermal convection at high Rayleigh numbers for a Boussinesq fluid of constant Prandtl number. *Physics of Fluids*, 17(12):121701.

Arp, V. P. et McCarty, R. D. (1989). Thermophysical properties of 4He from 0.8 K to 1500 K with pressures up to 2000 MPa. Rapport technique, NIST.

Ashkenazi, S. et Steinberg, V. (1999). High Rayleigh number turbulent convection in a gas near the gas-liquid critical point. *Physical Review Letters*, 83(18):3641–3644.

Aumaître, S. et Fauve, S. (2003). Statistical properties of the fluctuations of the heat transfer in turbulent convection. *Europhysics Letters*, 62(6):822–828.

Bénard, H. (1900). Les tourbillons cellulaires dans une nappe de liquide. *Revue générale des sciences*, xii:1261.

Blanter, Y. M. et Büttiker, M. (2000). Shot noise in mesoscopic conductors. *Physics Reports*, 336:1.

Bourgeois, O., Andre, E., Macovei, C. et Chaussy, J. (2006). Liquid nitrogen to room-temperature thermometry using niobium nitride thin films. *Review of Scientific Instruments*, 77(12):126108.

Boussinesq, J. (1903). *Théorie analytique de la chaleur*. Gauthier-Villars.

Brown, E., Funfschilling, D. et Ahlers, G. (2007). Anomalous Reynolds-number scaling in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Journal of Statistical Mechanics : Theory and Experiment*, 10:5.

Brown, E., Nikolaenko, A., Funfschilling, D. et Ahlers, G. (2005). Heat transport in turbulent Rayleigh-Bénard convection : Effect of finite top- and bottom-plate conductivities. *Physics of Fluids*, 17(7):075108.

Castaing, B., Chabaud, B. et Hebral, B. (1992). Hot-wire anemometer operating at cryogenic temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 63(9):4167–4173.

Castaing, B., Gunaratne, G., Kadanoff, L., Libchaber, A. et Heslot, F. (1989). Scaling of hard thermal turbulence in Rayleigh-Bénard convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 204:1–30.

Chanal, O., Baguenard, B., Béthoux, O. et Chabaud, B. (1997). Micronic-size cryogenic thermometer for turbulence measurements. *Review of Scientific Instrument*, 68(6):2442–2446.

Chaumat, S., Castaing, B. et Chillà, F. (2002). Rayleigh-Bénard cells : influence of the plate properties. Dans Castro, I. P. et Hancock, P. E., éditeurs : *Advances in Turbulence IX*, Proceedings of the 9th European Turbulence Conference, pages 159–162, Southampton, UK. CIMNE (Barcelona).

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

Chavanne, X., Chillà, F., Castaing, B., Hébral, B., Chabaud, B. et Chaussy, J. (1997b). Observation of the Ultimate Regime in Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review Letters*, 79:3648–3651.

Chavanne, X., Chillà, F., Chabaud, B., Castaing, B., Chaussy, J. et Hébral, B. (1996). High Rayleigh number convection with gaseous helium at low temperature. *Journal of Low Temperature Physics*, 104(1/2):109–129.

Chavanne, X., Chillà, F., Chabaud, B., Castaing, B. et Hebral, B. (2001). Turbulent Rayleigh-Bénard convection in gaseous and liquid he. *Physics of Fluids*, 13(5):1300–1320.

Chillà, F., Rastello, M., Chaumat, S. et Castaing, B. (2004a). Long relaxation times and tilt sensitivity in Rayleigh-Bénard turbulence. *European Physical Journal B*, 40:223.

Chillà, F., Rastello, M., Chaumat, S. et Castaing, B. (2004b). Ultimate Regime in Rayleigh-Bénard convection : The role of plates. *Physics of Fluids*, 16(7):2452–2456.

Cipra, B. (1996). A new theory of turbulence causes a stir among experts. *Science*, 272:951.

Daya, Z. A. et Ecke, R. E. (2002). Prandtl-number dependence of interior temperature and velocity fluctuations in turbulent convection. *Physical Review E*, 66(4):045301.

Du, Y.-B. et Tong, P. (2001). Temperature fluctuations in a convection cell with rough upper and lower surfaces. *Physical Review E*, 63(4):046303.

Emsellem, V., Kadanoff, L. P., Lohse, D., Tabeling, P. et Wang, Z. J. (1997). Transitions and probes in turbulent helium. *Physical Review E*, 55(3):2672–2681.

Gauthier, F., Hébral, B., Muzellier, J. et Roche, P.-E. (2007). Ultimate Regime of convection : search for a hidden triggering parameter. Dans Palma, J. et Silva Lopes, A., éditeurs : *Advances in Turbulence XI*, volume Springer Proceedings in Physics 117 de *Proc. 11th EUROMECH European Turbulence Conference, June 25-28, 2007, Porto, Portugal*, page 645. Springer (Heidelberg).

Gauthier, F. et Roche, P.-E. (2008). Evidence of a boundary layer instability at very high Rayleigh number. *Europhysics Letters*, 83(2):24005 (6pp).

Grossmann, S. et Lohse, D. (1993). Characteristic scales in Rayleigh-Bénard turbulence. *Physics Letters A*, 173:58–62.

Grossmann, S. et Lohse, D. (2000). Scaling in thermal convection : a unifying theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 407:27–56.

Grossmann, S. et Lohse, D. (2004). Fluctuations in turbulent Rayleigh-Bénard convection : The role of plumes. *Physics of Fluids*, 16(12):4462–4472.

Heslot, F., Castaing, B. et Libchaber, A. (1987). Transitions to turbulence in helium gas. *Physical Review A*, 36(12):5870–5873.

Kenjereš, S. et Hanjalić, K. (2002). Numerical insight into flow structure in ultraturbulent thermal convection. *Physical Review E*, 66(3):036307.

Kraichnan, R. H. (1962). Turbulent thermal convection at arbitrary Prandtl number. *Physics of Fluids*, 5(11):1374–1389.

Kramers, H. (1946). Heat transfer from spheres to flowing media. *Physica*, 12:61–80.

Lam, S., Shang, X.-D., Zhou, S.-Q. et Xia, K.-Q. (2002). Prandtl number dependence of the viscous boundary layer and the Reynolds numbers in Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review E*, 65(6):066306.

Lu, L., Yi, W. et Zhang, D. L. (2001). 3ω method for specific heat and thermal conductivity measurements. *Review of Scientific Instruments*, 72:2996–3003.

Malkus, W. V. R. (1954). Discrete transitions in turbulent convection. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 225(1161):185–195.

McKeon, B.-J., Li, J., Jiang, W., Morrison, J.-F. et Smits, A.-J. (2004). Further observations on the mean velocity distribution in fully developed pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 501:135–47.

Mitin, V. F., McDonald, P. C., Pavese, F., Boltovets, N. S., Kholevchuk, V. V., Nemish, I. Y., Basanets, V. V., Dugaev, V. K., Sorokin, P. V., Konakova, R. V., Venger, E. F. et Mitin, E. V. (2007). Ge-on-GaAs film resistance thermometers for cryogenic applications. *Cryogenics*, 47:474–482.

Mitin, V. F., Tkhorik, Y. A. et Venger, E. F. (1997). All-purpose technology of physical sensors on the base of Ge/GaAs heterostructures. *Microelectronics Journal*, 28(6-7):617–625.

Morrison, J., McKeon, B. J., Jiang, W. et Smits, A. J. (2004). Scaling of the streamwise velocity component in turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 508:99–131.

Niemela, J. J., Skrbek, L., Sreenivasan, K. R. et Donnelly, R. J. (2000). Turbulent convection at very high Rayleigh numbers. *Nature*, 404:837–840.

Niemela, J. J. et Sreenivasan, K. R. (2003). Confined turbulent convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 481:355–384.

Niemela, J. J. et Sreenivasan, K. R. (2003). Rayleigh-number evolution of large-scale coherent motion in turbulent convection. *Europhysics Letters*, 62:829–833.

Niemela, J. J. et Sreenivasan, K. R. (2006). Turbulent convection at high Rayleigh numbers and aspect ratio 4. *Journal of Fluid Mechanics*, 557(-1):411–422.

Nikuradse, J. (1932). Gesetzmassigkeiten der turbulenten stromumg in glatten rohren. *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens*, 38 (Traduit en anglais dans NACA TT F-10, 359, 1966):1–36.

Nikuradse, J. (1933). *Forschungsheft 361 vol B*, volume B (Traduit en anglais dans NACA TM 1292, 1950), chapitre Strömungsgesetze in rauhen Rohren. VDI Verlag.

Pietropinto, S., Poulain, C., Baudet, C., Castaing, B., Chabaud, B., Gagne, Y., Hébral, B., Ladam, Y., Lebrun, P., Pirotte, O. et Roche, P.-E. (2003). Superconducting instrumentation for high Reynolds turbulence experiments with low temperature gaseous helium. *Physica C : Superconductivity*, 386:512–516.

Procaccia, I., Ching, E. S. C., Constantin, P., Kadanoff, L. P., Libchaber, A. et Wu, X.-Z. (1991). Transitions in convective turbulence : The role of thermal plumes. *Physical Review A*, 44(12):8091–8102.

Qiu, X.-L. et Tong, P. (2001). Large-scale velocity structures in turbulent thermal convection. *Physical Review E*, 64(3):036304.

Rayleigh, L. (1916). On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the underside. *Philosophical Magazine*, 32(192):529–546.

Roche, P.-E. (2001a). *Convection thermique turbulente en cellule de Rayleigh-Bénard cryogénique.* Thèse de doctorat, Université Joseph-Fourier.

Roche, P.-E. (2007). Applicability of boussinesq approximation in a turbulent fluid with constant properties. *arXiv : 0710.3497.*

Roche, P.-E., Castaing, B., Chabaud, B. et Hébral, B. (2001b). Observation of the 1/2 power law in Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review E*, 63:045303(R) 1–4.

Roche, P.-E., Castaing, B., Chabaud, B. et Hébral, B. (2002). Prandtl and Rayleigh numbers dependences in Rayleigh Bénard convection. *Europhysics Letters*, 58:693–698.

Roche, P.-E., Castaing, B., Chabaud, B., Hébral, B. et Sommeria, J. (2001c). Side wall effects in Rayleigh Bénard experiments. *European Physical Journal B*, 24:405–408.

Roche, P.-E., Derrida, B. et Douçot, B. (2005a). Mesoscopic full counting statistics and exclusion models. *European Physical Journal B*, 43:529–541.

Roche, P.-E., Gauthier, F., Chabaud, B. et Hebral, B. (2005b). Ultimate Regime of convection : Robustness to poor thermal reservoirs. *Physics of Fluids*, 17(11):115107.

Schlichting, H. (2000). *Boundary-Layer Theory.* Springer, New York, 8th ed. édition.

Shang, X.-D., Qiu, X.-L., Tong, P. et Xia, K.-Q. (2003). Measured local heat transport in turbulent Rayleigh-Bénard convection. *Physical Review Letters*, 90(7):074501.

Sletfjerding, E. (1999). *Friction factor in smooth and rough gas pipelines.* Thèse de doctorat, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway.

Stringano, G. et Verzicco, R. (2006). Mean flow structure in thermal convection in a cylindrical cell of aspect ratio one half. *Journal of Fluid Mechanics*, 548:1.

Sun, C., Ren, L.-Y., Song, H. et Xia, K.-Q. (2005). Heat transport by turbulent Rayleigh-Bénard convection in 1 m diameter cylindrical cells of widely varying aspect ratio. *Journal of Fluid Mechanics*, 542:165.

Sun, C., Xi, H.-D. et Xia, K.-Q. (2005). Azimuthal Symmetry, Flow Dynamics, and Heat Transport in Turbulent Thermal Convection in a Cylinder with an Aspect Ratio of 0.5. *Physical Review Letters*, 95(7):074502–+.

Sun, C. et Xia, K.-Q. (2005). Scaling of the Reynolds number in turbulent thermal convection. *Physical Review E*, 72(6):067302.

Sun, C. et Xia, K.-Q. (2007). Multi-point local temperature measurements inside the conducting plates in turbulent thermal convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 570:479.

Sun, C., Xia, K.-Q. et Tong, P. (2005). Three-dimensional flow structures and dynamics of turbulent thermal convection in a cylindrical cell. *Physical Review E*, 72(2):026302.

Ternat, F., Amielh, M., Anselmet, F., Boiron, O., Boyer, P. et Pietri, L. (2006). Région de développement des écoulements turbulents de tube. Dans *Journées Activités Universitaires de Mécanique*.

Thess, A., Busse, F., Du Puits, R., Resagk, C. et Tilgner, A. (2001). The barrel of Ilmenau : a novel facility for experiments on high Rayleigh number convection. *APS Meeting Abstracts*, pages J13+.

Thomson, J. (1881). On a changing tesselated structure in certain liquids. *Proceedings of the Glasgow Philosophical Society*.

Verzicco, R. (2002). Sidewall finite-conductivity effects in confined turbulent thermal convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 473:201.

Verzicco, R. (2004). Effects of non-perfect thermal sources in turbulent thermal convection. *Physics of Fluids*, 16(6):1965–1979.

Verzicco, R. et Sreenivasan, K. R. (2008). A comparison of turbulent thermal convection between conditions of constant temperature and constant heat flux. *Journal of Fluid Mechanics*, 595(-1):203–219.

Welty, J., Wilson, R. et Wicks, C. (1976). *Fundamentals of Momentum, Heat, and Mass Transfer*. Johm Wiley & Sons, Inc, New York, 2nd edition édition.

Wu, X.-Z. (1991). *Along a road to developed turbulence : free thermal convection in low temperature Helium gas*. Thèse de doctorat, University of Chicago.

Wu, X.-Z., Kadanoff, L., Libchaber, A. et Sano, M. (1990). Frequency power spectrum of temperature fluctuations in free convection. *Physical Review Letters*, 64(18):2140–2143.

Wu, X.-Z. et Libchaber, A. (1992). Scaling relations in thermal turbulence : The aspect-ratio dependence. *Physical Review A*, 45(2):842–845.

Xi, H.-D., Lam, S. et Xia, K.-Q. (2004). From laminar plumes to organized flows : the onset of large-scale circulation in turbulent thermal convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 503:47.

Xi, H.-D. et Xia, K.-Q. (2008). Flow mode transitions in turbulent thermal convection. *Physics of Fluids*, 20(5):055104.

Xia, K.-Q. et Lui, S.-L. (1997). Turbulent thermal convection with an obstructed sidewall. *Physical Review Letters*, 79(25):5006–5009.

Zagarola, M. (1996). *Mean-flow scaling of turbulent pipe flow*. Thèse de doctorat, Princeton University.

Zagarola, M.-V. et Smits, A.-J. (1998). Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 373:33–79.

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude de la convection turbulente pour des nombres de Rayleigh (Ra) pouvant atteindre 10^{14} grâce à l'utilisation de l'hélium cryogénique. Nous nous intéressons plus particulièrement au régime de convection apparaissant pour $Ra \approx 10^{12}$. Ce régime a été observé et interprété à Grenoble il y a une dizaine d'années, comme la transition vers le Régime Ultime de la convection prédit par R. Kraichnan en 1962. Deux signatures de ce régime avaient alors été observées : une augmentation du nombre de Nusselt (Nu) ainsi qu'un changement qualitatif sur les fluctuations de température dans le cœur de la cellule, cette dernière signature ayant été contestée en invoquant un effet de taille de capteurs.

Dans un premier temps, nous confirmons la transition déjà observée sur les mesures locales de température, à partir de mesures réalisées avec un thermomètre dix fois plus petit. Ce résultat est complété par une étude de l'influence de la taille des thermomètres sur les mesures. Des thermomètres dont la taille varie de 17 μm à 2 mm ont été fabriqués dans ce but. Ensuite, nous observons indirectement une instabilité de la couche limite thermique, en accord avec les prédictions sur le Régime Ultime. Cette observation est réalisée à partir de mesures des fluctuations de température de la plaque inférieure de la cellule. Cette transition et celle sur Nu interviennent pour le même Ra. Enfin, nous écartons l'hypothèse selon laquelle la transition observée sur le transfert thermique serait associée à une transition de l'écoulement à grande échelle dans la cellule, grâce à une caractérisation de cet écoulement avant et après la transition.

Mots-clés : convection naturelle, convection de Rayleigh-Bénard, transfert thermique, Régime Ultime, régime de convection de Kraichnan, mesures locales de température, écoulement à grande échelle, thermométrie cryogénique, cryogénie, hélium.

Abstract

This thesis deals with turbulent Rayleigh-Bénard convection for Rayleigh numbers (Ra) up to 10^{14}, thanks to the use of cryogenic helium. We focused on the convection regime appearing at $Ra \approx 10^{12}$. This regime has been observed and interpreted 10 years ago in Grenoble, as the transition to the R. Kraichnan Ultimate Regime of convection (1962). Two signatures of this regime had been reported : an increase of the Nusselt number (Nu) and a qualitative change of the temperature fluctuations in the bulk of the cell. This last signature has been questionned by invoking a size effect of the sensors.

First, we confirm the transition previously observed, with local temperature measurements, using a thermometer ten times smaller. This work is complemented with a study of the probe size effect on the temperature measurement. Thermometers, whose size ranges from 17 μm to 2 mm, were designed for this purpose. Then we indirectly observe an instability of the thermal boundary layer, which is in agreement with predictions on the Ultimate Regime. This observation is based on temperature fluctuations measurements of the bottom plate of the cell. This transition and the one observed on the heat transfer occur at the same Ra. Finally, we exclude the hypothesis that the transition observed on the heat transfer is due to a transition of the large scale circulation in the cell, thanks to the characterization of this circulation before and after the transition.

Keywords : natural convection, Rayleigh-Bénard convection, heat transfer, Ultimate Regime, Kraichnan convection regime, local temperature measurement, large scale circulation, cryogenic thermometry, cryogeny, helium.