

N° d'ordre : 2007-23

Année 2007

# THÈSE

présentée devant

**L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON**

**École doctorale MEGA**

pour obtenir

**le titre de DOCTEUR**

**Spécialité : Mécanique et Énergétique**

par

**Elena Sanz García**

---

**Influence de la micromorphologie de surface  
dans les échanges thermiques convectifs.**

---

**Soutenue le 12 octobre 2007 devant la Commission d'Examen**

Jury :	Mmes.	L.	Danaila	- <i>Examineur</i>
		D.	Escudié	- <i>Présidente du jury</i>
	MM.	J.-N.	Gence	- <i>Directeur de Thèse</i>
		J.	Jiménez	- <i>Examineur</i>
		D.	Maillet	- <i>Rapporteur</i>
		P.	Paranthoën	- <i>Rapporteur</i>
		F.	Plaza	- <i>Co - Directeur de Thèse</i>



*La ciencia consiste en sustituir el saber que parecía seguro por una teoría, o sea, por algo problemático.*

José Ortega y Gasset

# Remerciements

Ce travail est le fruit d'une collaboration entre plusieurs équipes et laboratoires. Beaucoup des personnes se sont investies dans la réalisation de ce travail, aussi bien à l'intérieur que à l'extérieur du LMFA. Sans eux, le présent document n'aurait pas pu exister, et je tiens à les remercier vivement.

Je remercie en premier lieu et très spécialement Christian Nicot, qui a mené à terme, avec grand investissement, la plupart des développements techniques de ce projet. Je te remercie pour ta patience, ta disponibilité et ton sens de l'humour. Merci de m'avoir autant aidée.

Je remercie mon encadrant de thèse, Frédéric Plaza, qui a su me transmettre sa passion pour la recherche et m'a apporté une grande partie des connaissances scientifiques montrées dans cette thèse. Merci pour tout le temps dédié à ce travail, pour tes explications toujours pédagogiques, pour les longues discussions sur la vie et la science.

Merci Jean-Noël Gence pour ton investissement dans les corrections du manuscrit, et la préparation à la soutenance, ainsi que pour m'avoir apporté ton avis éclairé lors des nombreuses difficultés théoriques et expérimentales rencontrées pendant ce travail.

Je remercie les rapporteurs et les autres membres du jury d'avoir accepté de participer à la révision et la soutenance de cette thèse. Merci à Denis Maillet et à Pierre Paranthoen de s'être investi dans les corrections du manuscrit et pour tous les avis et conseils transmis. Merci à Dany Escudié, Luminita Danaila et Javier Jiménez de s'être déplacé, d'avoir écouté attentivement mon exposé et d'avoir critiqué de façon constructive le travail présenté.

Je remercie fortement Pierre Cremilieu et Jean-Louis Leclercq de l'Institut de Nanotechnologies de Lyon (INL) pour l'intérêt porté sur ce projet et la mise à disposition des moyens de la plateforme microtechnologique où l'on a réalisé l'évaporation sous-vide des dépôts métalliques.

Merci à Thomas Mathia du Laboratoire de Tribologie et Dynamiques des Systèmes (LTDS) pour l'intérêt porté tout au long de ce travail, et à Bertrand Houx de la plateforme d'usinage de précision ISYMECA pour la réalisation du support profilé du système. Je remercie aussi Dany Escudié et — pour le prêt de la camera infrarouge utilisée dans le chapitre 2.

Merci à Remy Point et Michel Téssieux pour leur implication dans ce projet, la conception et le développement du système électronique de contrôle et mesure. Merci pour la bonne ambiance et les petites réparations collatérales.

Je remercie toute l'équipe du bureau d'études et de l'atelier, spécialement Patrick Dutheil et Alain Effernelli, qui ont rendu possible la conception, la réalisation et le montage des divers systèmes mécaniques. Merci Alain pour ta disponibilité et tes discussions sur l'humain et le divin.

Merci aussi à Audray Escalon, avec laquelle j'ai eu la chance de travailler pendant son stage au laboratoire et qui a apporté sa collaboration lors de mesures dynamiques de température montrés dans le chapitre 5.

Merci également à tout le personnel technique du laboratoire, en particulier merci à Nathalie Grosjean, à Patrick Mejean et à Emmanuel Jondeau pour le prêt du matériel, leur assistance technique et leur grande disponibilité. Merci, Joëlle Kreiss de ton efficacité dans la recherche bibliographique et d'amener Falco à la bibliothèque, cela m'a toujours fait grand plaisir.

Je remercie très spécialement Dominique Echampard de m'avoir dépanné des fois innombrables avec le matériel et les montages. Je te remercie de ta bonne humeur et ta grande qualité humaine.

Merci à tous les membres du groupe Turbulence et Stabilité et en particulier à Philippe Carrière, Faouzi Laadhari, Benoît Pier et Mikael Gorokovski pour leur intérêt et les réponses à des nombreuses questions formulées pendant mon travail. Merci aussi à Jean-Pierre Bertoglio et Liang Shao.

Je remercie fortement Michel Lance, directeur du laboratoire de m'avoir donné la possibilité de travailler dans cette équipe, et d'avoir soutenu humaine et financièrement ce nouveau projet expérimental.

Merci aussi à toute l'équipe d'enseignement de mécanique des fluides et à l'équipe d'énergétique, qui m'ont aidée et accompagnée dans ma mission de monitrice à l'École Centrale. Je remercie spécialement Isabelle Trebinjac, André Vouillarmet, Julian Scott, Lionel Soulhac, Gilles Robert, Jean-Marc Vignon et Michel Geron.

Je remercie l'ensemble du personnel du LMFA pour l'accueil, l'amabilité et la bonne ambiance lors de pots et célébrations, j'ai beaucoup profité de ces années passés au laboratoire. Merci aux membres du CDG pour les nombreuses pauses gourmandes de 16h, plus spécialement à Fabien Godeferd pour sa bonne main avec les gâteaux et à Florence Raynal pour sa bonne humeur et ses histoires.

Merci enfin à tous les collègues qui sont devenus amis, merci à Cecile, Juliane, Jean-Christophe, Aurelien, Delphine, Julia, Yannick, Pietro, Valeria, Massimo, Fabrizio, Yohann, Lukas et beaucoup d'autres avec lesquels j'ai partagé les repas, les pauses, les peines et les rigolades.

Je remercie aussi ma famille, qui m'a soutenue dans la distance, parfois sans être facile, merci d'avoir été toujours avec moi.

Merci Wouter, merci d'être ici.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>4</b>
<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Couche limite turbulente et rugosité</b>	<b>12</b>
1.1 Transfert thermique par convection forcée . . . . .	12
1.1.1 Augmentation du transfert thermique . . . . .	14
1.2 Structure de la couche limite turbulente pour une surface lisse . . . . .	16
1.3 Influence de la rugosité . . . . .	24
1.4 Un cas particulier : les riblets . . . . .	29
1.4.1 Analogie de Reynolds . . . . .	30
1.4.2 Diminution de frottement avec riblets . . . . .	31
1.4.3 Augmentation du transfert avec des riblets : mise en question de l'analogie de Reynolds . . . . .	35
1.4.4 Autres configurations avec riblets . . . . .	36
1.5 Le pas vers la microfluidique . . . . .	41
1.6 Conclusion . . . . .	42
<b>2 Protocole et installation expérimentale</b>	<b>43</b>
2.1 Anémométrie par fil chaud à température constante (CTA) .	43
2.2 Capteur de flux thermique par couche mince . . . . .	48
2.2.1 Introduction . . . . .	48
2.2.2 Conception et développement du capteur de flux ther- mique à température constante . . . . .	50
2.2.3 Évaporation sous-vide des dépôts métalliques . . . . .	54
2.2.4 Choix de motifs rugueux . . . . .	57
2.3 Conception et construction du support profilé . . . . .	60
2.4 Connexions et calibration . . . . .	65
2.4.1 Connexions électriques . . . . .	65
2.4.2 Étalonnages en température . . . . .	66
2.5 Contrôle électronique de rétroaction . . . . .	70
2.5.1 Électronique d'un CTA . . . . .	70
2.5.2 Application à la mesure de flux thermique . . . . .	72
2.6 Thermographie infrarouge . . . . .	74
2.7 Réponse en fréquence du capteur . . . . .	75

2.7.1	Temps caractéristiques . . . . .	77
2.7.2	Approche théorique . . . . .	77
2.7.3	Approche expérimentale . . . . .	80
2.8	Conclusions . . . . .	81
<b>3</b>	<b>Effet de la micromorphologie de surface</b>	
	<b>sur les grandeurs globales</b>	<b>82</b>
3.1	Installation et protocole expérimental . . . . .	82
3.2	Le transfert thermique global . . . . .	86
3.3	Profils moyens de vitesse . . . . .	100
3.3.1	Rapport avec les mesures thermiques . . . . .	112
3.4	Profils de vitesse fluctuante longitudinale . . . . .	114
3.5	Conclusions . . . . .	120
<b>4</b>	<b>Étude de la transition laminaire-turbulente</b>	<b>122</b>
4.1	Introduction . . . . .	122
4.2	Résultats pour une surface lisse . . . . .	123
4.3	Effet de la micromorphologie de surface sur la transition . . .	130
4.4	Conclusions . . . . .	133
<b>5</b>	<b>Étude dynamique</b>	<b>135</b>
5.1	Introduction . . . . .	135
5.1.1	Corrélation et autocorrélation . . . . .	139
5.1.2	La cascade d'énergie. Étude spectrale de la turbulence	141
5.2	Deux types d'écoulement turbulent : le jet à buse carré et le jet plan . . . . .	143
5.2.1	Introduction . . . . .	143
5.2.2	Étude du jet carré . . . . .	143
5.2.3	Étude du jet plan . . . . .	146
5.3	Corrélations croisées de vitesse, flux thermique et température	153
5.3.1	Résultats avec le jet carré . . . . .	156
5.3.2	Résultats avec le jet plan . . . . .	159
5.4	Étude spectrale . . . . .	161
5.4.1	Résultats avec le jet carré . . . . .	163
5.4.2	Résultats avec le jet plan . . . . .	169
5.5	L'influence de la rugosité en présence d'une turbulence exté- rieure . . . . .	176
5.5.1	Introduction . . . . .	176
5.5.2	Le transfert thermique global . . . . .	178
5.5.3	Les indicateurs statistiques . . . . .	179
5.6	Conclusions . . . . .	179
	<b>Conclusion</b>	<b>185</b>
	<b>A Précision des mesures</b>	<b>189</b>
	<b>B Le potentiel complexe</b>	<b>192</b>

# Introduction

Les transferts de chaleur constituent la base de nombreux procédés industriels et ils sont aussi très présents dans la vie quotidienne. L'amélioration de ces échanges et l'augmentation du rendement sont une préoccupation majeure des industriels, des organismes de réglementation mais aussi de la société dans son ensemble, qui prend conscience de l'épuisement progressif des ressources fossiles et qui se soucie de l'avenir en matière énergétique. Le défi technologique réside dans le développement des nouvelles sources d'énergie, mais aussi dans une meilleure utilisation des ressources classiques. Des économies d'énergie sont possibles dans tous les secteurs industriels, mais cela demande de grands efforts en matière de recherche et développement. La compréhension des phénomènes physiques mis en jeu à un niveau fondamental est importante pour l'innovation au niveau des applications pratiques.

Dans ce travail, on s'est intéressé aux échanges thermiques entre un solide chauffé et un fluide réfrigérant en convection forcée, à nombre de Reynolds élevé. Tel est le cas des échangeurs de chaleur, qui transfèrent la chaleur entre deux fluides (souvent l'eau et l'air). L'efficacité de cet échange dépend de la somme de résistances thermiques de convection et conduction. Dans la plupart de cas, c'est la convection dans l'air qui constitue l'étape limitante de ce processus de transfert, puisque sa conductivité thermique est plus faible que celle de l'eau, et les changements de phase ne sont pas possibles. Il est donc nécessaire d'approfondir l'étude des échanges entre l'air et la surface, et concrètement, dans la couche limite qui se développe sur cette dernière, et dans laquelle les forts gradients de vitesse et de température déterminent le processus de transfert.

La structure de la couche limite turbulente est ainsi la clef des lois des transferts thermiques convectifs, dans la majorité des situations courantes de convection forcée. Un écoulement turbulent possède des aspects stochastiques, et sa description complète ne peut se faire que par des indicateurs statistiques, soit une série de moments statistiques (moyenne, écart-type, distribution fréquentielle, etc.) soit une distribution de probabilité. Une description générale de la structure de la couche limite turbulente est l'objet du chapitre 1 de cette thèse. On peut déjà avancer que dans cette région, l'on trouve une très fine couche de fluide où les effets visqueux sont très importants, appelée *sous-couche visqueuse*.

Une autre caractéristique des écoulements turbulents de paroi est leur dépendance vis-à-vis de l'état de la surface. Le fluide proche de la paroi est soumis à de fortes contraintes de cisaillement, ce qui génère une forte production turbulente. Ces structures turbulentes (*streaks*, vortex en épingle à cheveux et autres) sont responsables du transport de la quantité de mouvement et de la température. La rugosité agit directement à l'endroit où les structures naissent et peut potentiellement modifier leur comportement de façon importante. Cependant, la *sous-couche visqueuse* n'a pas été suffisamment explorée, et les effets de la rugosité dans cette région ont été longtemps négligés. L'analyse de l'effet de la rugosité dans une couche limite est aussi compliquée par le fait que la géométrie et les échelles des éléments rugueux varient beaucoup.

À l'heure actuelle des techniques nouvelles permettent de contrôler l'état de surface d'un solide jusqu'au nanomètre. D'autre part, l'approche usuelle pour étudier l'interaction entre l'écoulement et la rugosité est essentiellement bidimensionnelle : un élément rugueux d'une surface solide, un pic ou une vallée par exemple, interagit avec ou génère, seulement des tourbillons de même taille [1]. Cette affirmation peut être correcte pour certains cas de rugosité, comme dans les travaux de Nikuradse, où la rugosité est essentiellement isotrope et gaussienne. Cependant, la disposition ordonnée et tridimensionnelle d'un motif rugueux semble importante si l'on veut créer ou contrôler les structures qui peuvent apparaître dans la sous-couche visqueuse. Dans cette thèse on présente un travail expérimental qui prétend montrer l'existence d'un effet de la micro-structuration de surface sur le transfert thermique dans la sous-couche visqueuse de la couche limite turbulente. Les applications sont nombreuses, avec un exemple clair portant sur le futur de la microfluidique. La tendance à la miniaturisation continue, et une compréhension et expérimentation de ces types de phénomènes sera demandée, spécialement en ce qui concerne le rôle de la rugosité dans des mini et micro canaux [2]. Aussi, la miniaturisation en microélectronique doit accompagner le développement des micro-systèmes thermiques, pour un contrôle efficace de la température opérationnelle des microcircuits [3].

Pour atteindre cet objectif nous avons développé et mis en place un système de mesure du flux thermique, adapté et spécifique, qui sera décrit en détail dans le chapitre 2. Il se caractérise principalement par la grande taille de la surface sensible, comparée à d'autres types de capteurs commerciaux. Cet aspect est intéressant pour réaliser une mesure globale dans l'espace mais locale en temps, applicable au cas de la rugosité de surface, mais aussi à l'étude des grandes structures isolées comme des vortex, des gouttes ou des bulles, où encore des écoulements turbulents avec une échelle intégrale de la même taille que le capteur. Les résultats concernant l'influence d'une rugosité immergée dans la sous-couche visqueuse sont décrits dans le chapitre 3. On verra que le capteur développé possède aussi un temps de réponse satisfaisant, ce qui permet de réaliser des études statistiques du flux ther-

mique, et ajouter des éléments à l'étude des couches limites turbulentes et de l'injection de scalaire passif. Ces aspects seront présentés dans le chapitre 5.

Dans cette thèse, je présente toute l'évolution d'un travail purement expérimental, de la conception et développement d'un système de mesure original, jusqu'à l'obtention de résultats et leur analyse, ainsi qu'une synthèse des connaissances que j'ai acquises pendant les trois dernières années.

# Chapitre 1

## Couche limite turbulente et rugosité

L'objectif de ce chapitre est de situer et cerner le travail réalisé dans un contexte scientifique bien défini, de montrer l'intérêt de cette étude et d'établir le point de départ et les bases acquises à l'origine de ce travail.

Dans un premier temps on résumera quelques concepts théoriques qui seront utilisés de façon récurrente le long de ce travail, pour passer ensuite à une étude plus approfondie de la recherche bibliographique que l'on a réalisée.

### 1.1 Transfert thermique par convection forcée

*Convection* : "Transfert de chaleur accompagné d'un transport de matière à l'état de fluide".

Le transfert thermique par convection correspond aux processus de transport de chaleur par un écoulement fluide. Dans ces situations, bien que la diffusion d'énergie par le mouvement aléatoire des molécules du fluide contribue aussi au transfert thermique, le phénomène dominant est le mouvement global des particules de fluide. L'étude de la convection se trouve donc à l'interface entre deux grandes disciplines scientifiques : la *Thermique* et la *Mécanique des Fluides*. C'est grâce à une certaine symbiose entre ces deux branches que la connaissance de phénomène de convection s'est développée au fil des 100 dernières années.

Le transfert de chaleur par convection se classe selon la nature de l'écoulement : si celui est généré par des moyens externes qui imposent une certaine vitesse moyenne (comme, par exemple, un ventilateur) on parle de *convection forcée* tandis que si le mouvement du fluide est due aux forces d'Archimède induites par des différences de masse volumique dans un ambiance soumise à la force de la pesanteur, il s'agit de *convection naturelle ou libre*. Dans

ce travail on a uniquement étudié des situations de transfert en convection forcée.

En particulier, on s'est intéressé au transfert de chaleur entre une surface solide et un fluide en mouvement qui ont des températures différentes. Une conséquence de l'interaction fluide-surface est le développement d'une région dans le fluide dans laquelle la vitesse varie de sa valeur nulle à la surface à la valeur finie de l'écoulement extérieur. Cette région est appelée la *couche limite hydrodynamique*. De plus, si les températures de la surface et du fluide sont différentes, il y aura aussi une région dans le fluide à travers laquelle la température du fluide variera entre sa valeur à la paroi et celle de l'écoulement externe. Cette région correspond à la *couche limite thermique*.

À la paroi, la vitesse du fluide est nulle et donc, la chaleur se transmet uniquement par diffusion moléculaire. Ce phénomène perd progressivement de l'importance à mesure que l'on s'éloigne de la surface et c'est le mouvement macroscopique du fluide qui contrôle le processus de transfert. La structure de la couche limite hydrodynamique conditionne le transfert thermique en proche paroi et sa compréhension est la clef de la maîtrise des échanges thermiques par convection forcée. Pour cette raison, une description plus détaillée de la structure de la couche limite sera l'objet de la section 1.2.

Le modèle utilisé pour décrire un problème général de convection est connu comme la *loi de refroidissement de Newton*,

$$Q = hS(T_s - T_\infty), \quad (1.1)$$

où  $Q$ , le flux de chaleur échangée par convection (W), est proportionnel à la surface d'échange  $S$  et à la différence de température entre la surface ( $T_s$ ) et le fluide ( $T_\infty$ ). La constante de proportionnalité  $h$  (W/m<sup>2</sup>K) s'appelle *coefficient de transfert de chaleur par convection*. Il dépend des propriétés de la couche limite, concrètement de la géométrie de la surface, de la vitesse et la nature du mouvement du fluide et de propriétés thermiques du fluide. A partir d'une analyse dimensionnelle des équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible et un fluide aux propriétés constantes dans la couche limite hydrodynamique et thermique, on obtient une solution pour le coefficient de convection  $h$  [4]. Pour le cas d'un fluide de nombre de Prandtl de l'ordre de l'unité, ce qui implique une épaisseur de la couche limite thermique ( $\delta_T$ ) comparable à celui de la couche limite hydrodynamique ( $\delta$ ), la solution pour  $h$  pour une couche limite laminaire prend la forme adimensionnelle suivante

$$Nu_x \sim Pr^{1/3} Re_x^{1/2} \quad (1.2)$$

Cette expression introduit trois nombres adimensionnels qui caractérisent les échanges thermiques par convection forcée :

- Le nombre de Nusselt,

$$Nu_L = \frac{hL}{k_f}, \quad (1.3)$$

est l'expression adimensionnelle du coefficient  $h$ , et il peut s'interpréter comme le rapport du flux thermique par convection sur le flux thermique de conduction dans le fluide ;  $L$  est la longueur caractéristique du problème, et  $k_f$  (W/m K) représente la conductivité thermique du fluide.

- Le nombre de Prandtl,

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha}, \quad (1.4)$$

est le rapport entre les diffusivités de quantité de mouvement, i.e. la viscosité cinématique, et de chaleur. C'est une propriété thermodynamique du fluide, et pour l'air, dans les conditions normales de température et pression, il a une valeur de 0.7. Il représente l'efficacité relative du transport de quantité de mouvement et de chaleur par diffusion.

- Le nombre de Reynolds,

$$Re_L = \frac{UL}{\nu}, \quad (1.5)$$

fait intervenir la vitesse  $U$  de l'écoulement et la viscosité  $\nu$  du fluide. Il est interprété couramment comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Cette interprétation perd son sens quand on se place dans la couche limite, parce que dans cette région il y a toujours un bilan entre forces d'inertie et de friction, alors que  $Re_L$  peut attendre des valeurs de  $10^5$  [4]. L'interprétation physique du nombre de Reynolds dans ce cas serait plutôt

$$Re^{1/2} = \frac{L \text{ (longueur caractéristique)}}{\delta \text{ (épaisseur de la couche limite)}}. \quad (1.6)$$

C'est la racine du nombre de Reynolds qui a un sens physique, comme paramètre géométrique de la couche limite. De plus, on pourrait montrer facilement que l'épaisseur de la couche limite grandit selon  $x^{1/2}$  si l'écoulement est laminaire [4].

### 1.1.1 Augmentation du transfert thermique

L'amélioration des rendements de procédés exothermiques ou d'évacuation de chaleur est une préoccupation technologique qui nécessite un progrès scientifique continu. Les échangeurs de chaleur sont présents dans multitude de secteurs industriels, comme les moteurs, les turbines, l'industrie chimique et alimentaire, l'aéronautique, les systèmes de réfrigération, etc. Le problème auquel ces industries ont été confrontées depuis longtemps est la diminution de la masse et de la taille de ces systèmes. Un exemple clair de cette miniaturisation est le refroidissement des composants électroniques. Pour cela, une augmentation du coefficient de convection se révèle indispensable.

Les méthodes d'augmentation de transfert thermique se classifient entre méthodes actives, passives et composées [5]. Les méthodes actives ont besoin d'un apport externe de puissance, tandis que les méthodes passives n'en ont pas besoin. Par exemple, on utilise des surfaces avec une géométrie spéciale ou des additifs fluides. Les méthodes composées utilisent de façon simultanée deux techniques ou plus, pour produire une augmentation plus grande que la somme de deux techniques individuelles. Quelques exemples de ces techniques sont donnés dans le tableau suivant :

Méthodes passives	Méthodes actives
Surfaces traitées	Aides mécaniques
Surfaces rugueuses	Vibration des surfaces
Surfaces étendues	Vibration du fluide
Dispositifs déplacés	Champs électrostatiques
Promoteurs de turbulence	Champs acoustiques
Tubes enroulés	Jets impactants
Additifs pour les fluides	Succion ou injection

Avec ces quatorze techniques (plus les techniques composées) et tous les modes de transfert par convection (avec ou sans changement de phase, naturelle ou forcée) il est clair que les sujets de recherche dans cette discipline sont très vastes. Des articles très exhaustifs, qui englobent une grande partie de la production scientifique dans ce domaine, se trouvent dans [5, 6, 7, 8]. Il est estimé que, chaque année, 400 articles et rapports sont publiés en relation avec ce sujet [8].

Cependant, la plupart de ces travaux possèdent un caractère extrêmement empirique. Bien que l'expérimentation soit indispensable pour la résolution directe de phénomènes de transport dans des géométries complexes, il est nécessaire d'approfondir la compréhension physique fondamentale de ces mécanismes.

Parmi ces travaux, un intérêt particulier est porté sur la technique d'augmentation du transfert par promoteurs de turbulence (générateurs d'écoulements secondaires). Il s'agit de protubérances installées sur la surface d'échange qui génèrent des paires de vortex dans l'écoulement. Ces études indiquent que le transfert est localement augmenté dans la région où deux vortex voisins induisent un écoulement vers la surface. Au contraire, dans les régions où l'écoulement est dirigé vers l'extérieur de la couche limite, on trouve une diminution du coefficient de transfert. Selon Jacobi [5], l'interprétation met en jeu la diminution de l'épaisseur de la couche limite associée aux écoulements secondaires qui est considérée comme responsable de cette augmentation de transfert. D'autres façons de réussir cette augmentation seraient l'interruption de l'écoulement, comme c'est le cas des surfaces striés perpendiculaires à l'écoulement qui seront décrites dans la section 1.4 et l'augmentation du gradient de vitesse près de la paroi.

Une tentative de donner une explication à ces observations grâce à la proposition d'un mécanisme inhérent universel est présenté par Tao *et al.* [9, 10, 11]. Cette équipe a proposé un nouveau concept pour expliquer l'augmentation du transfert thermique : la réduction de l'angle d'intersection entre la vitesse et le gradient de température. Ce principe est appelé par les auteurs *le principe de synergie de champ* ("field synergy principle"). Pour une couche limite qui se développe sur une paroi chaude, l'équation de l'énergie prend la forme :

$$\rho c_p \left( u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left( k \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right) \quad (1.7)$$

Si l'on intègre cette équation sur l'épaisseur de la couche limite thermique et qu'on impose  $(\partial T / \partial y)_{y=\delta_T} = 0$ , on obtient :

$$\rho c_p \int_0^{\delta_T} (\vec{U} \cdot \text{grad}T) dy = -k \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = q_w \quad (1.8)$$

Le terme convectif est transformé en le produit scalaire de la vitesse et du gradient de température, et le terme à droite dans l'équation 1.8 est le flux thermique entre la paroi et le fluide. Le produit scalaire s'écrit  $|\vec{U}| |\text{grad}T| \cos\theta$ , où  $\theta$  est l'angle d'intersection entre les deux vecteurs. Donc, la réduction de cet angle fera augmenter le transfert thermique. Le flux thermique convectif dépendrait alors non seulement de la vitesse et du gradient de température, mais de la synergie entre les deux.

Avec l'utilisation de ce principe, les auteurs ont réussi à donner une explication pour les trois mécanismes trouvés dans la littérature comme responsables des augmentations de transfert [11], à savoir,

- La diminution de l'épaisseur de la couche limite (comme dans le cas d'un tourbillon dirigé vers la paroi).
- L'interruption de l'écoulement ou décollement de la couche limite.
- L'augmentation du gradient de vitesse à la paroi.

Cependant, les limitations de cette théorie sont évidentes puisqu'elle a été uniquement prouvée de façon numérique pour des écoulements laminaires bi-dimensionnels.

## 1.2 Structure de la couche limite turbulente pour une surface lisse

Dans l'année 1904, L. Prandtl montra que, pour un fluide newtonien qui bouge au contact d'un corps solide, les effets de la viscosité affectent seulement une couche très fine du fluide très près de la surface, et que c'est le développement de cette couche qui est responsable de la majeure partie de la

résistance du solide envers le fluide [12]. Cette région fut appelé *Couche Limite*. Très tôt il fut découvert que l'écoulement dans cette couche pouvait être laminaire ou turbulent, puisqu'une couche limite laminaire devient instable à une certaine distance de son origine, en fonction de la vitesse de l'écoulement externe, de l'état de surface de la paroi et des perturbations comme les variations de pression ou de température. Un grand nombre d'études théoriques, numériques et expérimentales ont été développées, et pourtant, le problème basique de la couche limite turbulente dans un écoulement incompressible est loin d'être résolu [12].

En effet, la couche limite turbulente est l'un des problèmes les plus importants de la mécanique des fluides d'un point de vue pratique, puisqu'elle est présente dans une multitude d'applications industrielles et environnementales. Cependant, il existe encore de nombreuses questions sur les caractéristiques structurelles des couches limites turbulentes. Un aspect qui continue à attirer l'attention des chercheurs expérimentaux et numériques est l'effet de la rugosité de surface dans le transport de quantité de mouvement dans la couche limite. Cet aspect fera l'objet de la section 1.3, mais, avant, on décrira la structure de la couche limite turbulente sur une surface lisse.

Une conclusion générale des premières études sur la structure de la couche limite turbulente sur une surface lisse est que l'on peut considérer l'existence de deux régions, interne et externe de la couche limite [13].

La **région interne** est beaucoup plus petite que la région externe, avec un épaisseur de l'ordre de 10 à 20 % du total ( $\delta$ ). Dans cette région il est supposé que la distribution de vitesse moyenne,  $U$ , est complètement déterminée par la contrainte de cisaillement  $\tau_w$ , la masse volumique du fluide  $\rho$ , la viscosité  $\mu$  et la distance  $y$  à la paroi [13]. L'expression (1.9) ci-dessous est connue comme *la loi de paroi* ("the law of the wall") :

$$U^+ \equiv U/U_\tau = \phi_1(y^+). \quad (1.9)$$

Ici,  $U_\tau = (\tau_w/\rho)^{1/2}$  est la vitesse de frottement, qui constitue la vitesse caractéristique; l'échelle de longueur est donc  $\nu/U_\tau$ . Le paramètre  $y^+$ , qui représente le nombre de Reynolds basé sur la vitesse et la longueur caractéristiques de la couche limite, est défini comme  $y^+ = yU_\tau/\nu$ . Les variables adimensionnalisées avec ces paramètres se mesurent en unités de paroi, et sont marquées avec l'indice +.

La distribution moyenne de vitesse  $\phi_1(y^+)$  dépend du type de surface, comme on le verra plus tard. La région interne se divise elle même en trois parties qui correspondent de façon approximative à :

- La *sous-couche visqueuse* :  $y^+ < 5$ ,
- La région de transition ou *région tampon* :  $5 < y^+ < 30$ ,

- La région complètement turbulente, ou *zone logarithmique* :  
 $30 < y^+ < 100$ .

La sous-couche visqueuse se retrouve complètement collée à la paroi, et à l'intérieur les fluctuations sont relativement petites et les efforts de frottement visqueux prédominant. Cette région n'est pas uniforme, ni dans le temps ni dans l'espace, mais, pour chaque section, l'on peut définir une épaisseur moyenne en temps,  $\delta_s$ , qui est très petite, de l'ordre de 1 % ou moins de l'épaisseur totale  $\delta$ . Donc, pour  $y < \delta_s$ , l'écoulement est considéré comme dominé par le frottement. Dans cette région la vitesse moyenne est pratiquement linéaire avec  $y$  et la contrainte de cisaillement est égale à sa valeur à la paroi [14]. On peut donc écrire

$$U^+ = y^+. \quad (1.10)$$

Dans la région  $y > \delta_s$ , l'effet du frottement visqueux dans le transfert moyen de quantité de mouvement dans l'écoulement diminue de façon graduelle avec la distance à la paroi, et finalement on arrive à une région où l'écoulement est complètement turbulent et les effets visqueux deviennent négligeables. Il s'agit de la région complètement développée ou turbulente, où il existe une large gamme de tailles de tourbillons et de fréquences. La région intermédiaire, où les effets visqueux et turbulents ont la même importance s'appelle région tampon (on utilisera cette dénomination pour éviter des confusions avec la transition laminaire - turbulente). Les tailles respectives de la sous-couche visqueuse et de la région tampon sont très petites comparées à celle de la partie développée.

Deux concepts ont été introduits comme premières tentatives de modélisation de la turbulence de la couche limite. L'hypothèse de Boussinesq et "la longueur de mélange" de Prandtl. Ces deux théories sont expliquées dans [12, 13, 14] et elles amènent à une distribution logarithmique de la vitesse moyenne dans la partie développée :

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) + B. \quad (1.11)$$

L'équation (1.11) est connu comme *la loi logarithmique* de la couche limite. La constante de Von - Karman  $\kappa$ , a une valeur universelle de 0.41, tandis que  $B$  varie entre 5.0 et 5.5.

La **région externe** de la couche limite turbulente s'étend sur 80 à 90% de l'épaisseur totale de la couche limite. La distribution moyenne de vitesse dans cette région ne dépend plus du nombre de Reynolds et elle suit la *loi de défaut de vitesse*, ou "*velocity-defect law*", (1.12) [13]. Les grandeurs caractéristiques sont toujours  $U_\tau$  pour la vitesse, mais la longueur caractéristique est maintenant l'épaisseur de la couche limite,  $\delta$ , qui fixe la taille des structures turbulentes. La loi de défaut de vitesse relie la différence entre la vitesse

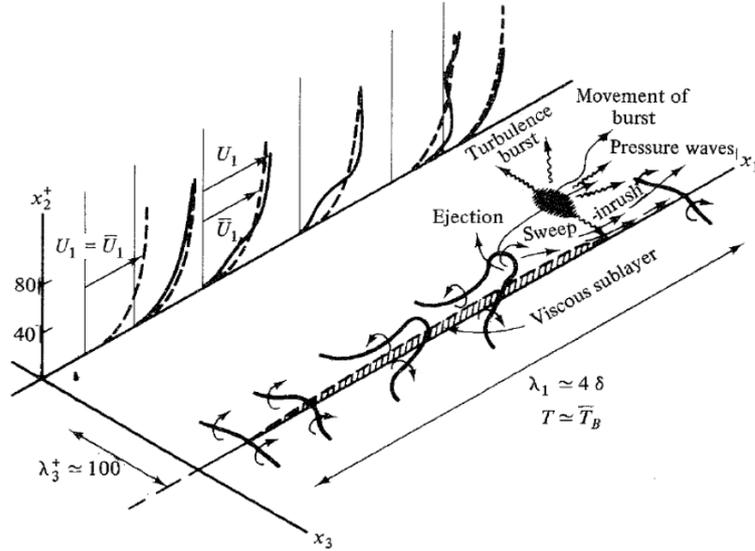


FIG. 1.1 – *Modèle pour la génération de l'énergie turbulente à la paroi selon un processus cyclique d'éjection - balayage - explosion [16].*

extérieure à la couche limite et la vitesse locale, à la distance à la paroi et au gradient de pression extérieure [15] :

$$U_{ext}^+ - U^+ = f\left(\frac{y}{\delta}, \text{grad}P\right), \quad (1.12)$$

Il est nécessaire de remarquer que ces régions n'ont pas des frontières définies, et qu'elles peuvent interagir entre elles, avec une épaisseur qui peut varier en fonction de la pression extérieure ou du nombre de Reynolds. Une analyse d'ordre de grandeur des termes des équations de Navier-Stokes pour une couche limite turbulente [13], montre que dans la région interne le processus de changement d'énergie est un état proche de l'équilibre, parce que la production locale d'énergie et la dissipation locale d'énergie se compensent, avec une dynamique gouvernée par les conditions locales. Dans la région externe, les termes dominants sont dus à la convection et la dissipation. Dans cette partie de la couche limite l'écoulement turbulent dépend non seulement des conditions locales mais aussi de l'histoire de l'écoulement en amont.

De nombreuses expériences ont confirmé l'existence d'une séquence cyclique, liée à la production de la turbulence, qui relie les régions externe et interne [17, 18]. Ainsi, l'écoulement proche de la paroi est constitué d'un ensemble de lanières longitudinales alternées à faible et à plus grande vitesse

(streaks), comme l'on peut observer dans les figures 1.2 et 1.3. Ces photographies correspondent aux travaux de Kline *et al.* en 1963 [19], qui montrent l'existence de structures fluides organisées spatialement et temporellement dans la sous-couche visqueuse d'une couche limite turbulente. Les visualisations ont été faites dans un canal à eau grâce à une technique de bulles d'hydrogène. On observe un écoulement fortement turbulent et tridimensionnel dans la région logarithmique, et la perte d'homogénéité très près de la paroi, avec l'apparition des structures de caractère longitudinal. On pourrait interpréter ces structures à partir d'un schéma de tourbillons contrarotatifs. Ces tourbillons existent dans les régions de fort cisaillement, induisant des régions à forte et faible vitesse [17]. Ces structures, appelés streaks, avaient déjà été observés avec des techniques de visualisation dans les années 50 par Ferrel *et al.*, ou Hama, voir [20].

Pendant les dernières décennies, des nombreuses études ont été réalisées pour comprendre le comportement et l'origine de ces structures. D'un point de vue cinématique, ce sont des régions de basse vitesse. La figure 1.4 (a) montre une visualisation de la vitesse longitudinale instantanée à une distance de la paroi de  $y^+ = 5.6$ . Les zones foncées correspondent aux basses vitesses.

Les streaks sont universels car ils sont toujours observés dans les écoulements turbulents près des parois. Leurs dimensions caractéristiques exprimées en unités de paroi sont toujours les mêmes : la longueur est autour de 1000 unités de paroi et la période transversale entre deux streaks est de 100 unités. Ces dimensions ne dépendent pas du nombre de Reynolds mais de la distance à la paroi [20]. En effet, La distance entre les streaks augmente avec la distance à la paroi, mais les streaks deviennent de moins en moins discernables [21]. L'importance des streaks est fondamentale pour le développement de la turbulence en proche paroi. Ainsi, des études numériques ont montré que la suppression des streaks provoque une réduction significative de l'intensité turbulente [21]. Les streaks interagissent ensuite avec la région extérieure de la couche limite à travers un processus de séparation de la paroi, oscillation, explosion et finalement éjection [19], qui est représenté sur la figure 1.1. Ce phénomène particulier a lieu dans la zone tampon et il est responsable de la génération de la plus grande partie de l'énergie turbulente. Ainsi, la turbulence de la couche limite est maintenue par un cycle d'auto-régénération qui a lieu entre  $y^+ = 20 - 60$  et qui peut survivre sans aucune entrée de l'extérieur de la couche [18]. Comme on peut voir dans la figure 1.4 (b) le profil de vitesse normal à la paroi dans une couche limite est convexe, tandis que les profils de vitesse pour les streaks parallèles à la paroi ont des points d'inflexion [21]. Les perturbations grandissent beaucoup plus vite en présence d'un tel profil. Il est donc généralement accepté que les streaks contribuent à la génération de l'énergie turbulente. Cependant, les mécanismes de génération des streaks est toujours un sujet de discussion. Ils ont été expliqués pendant longtemps comme dépendant uniquement des

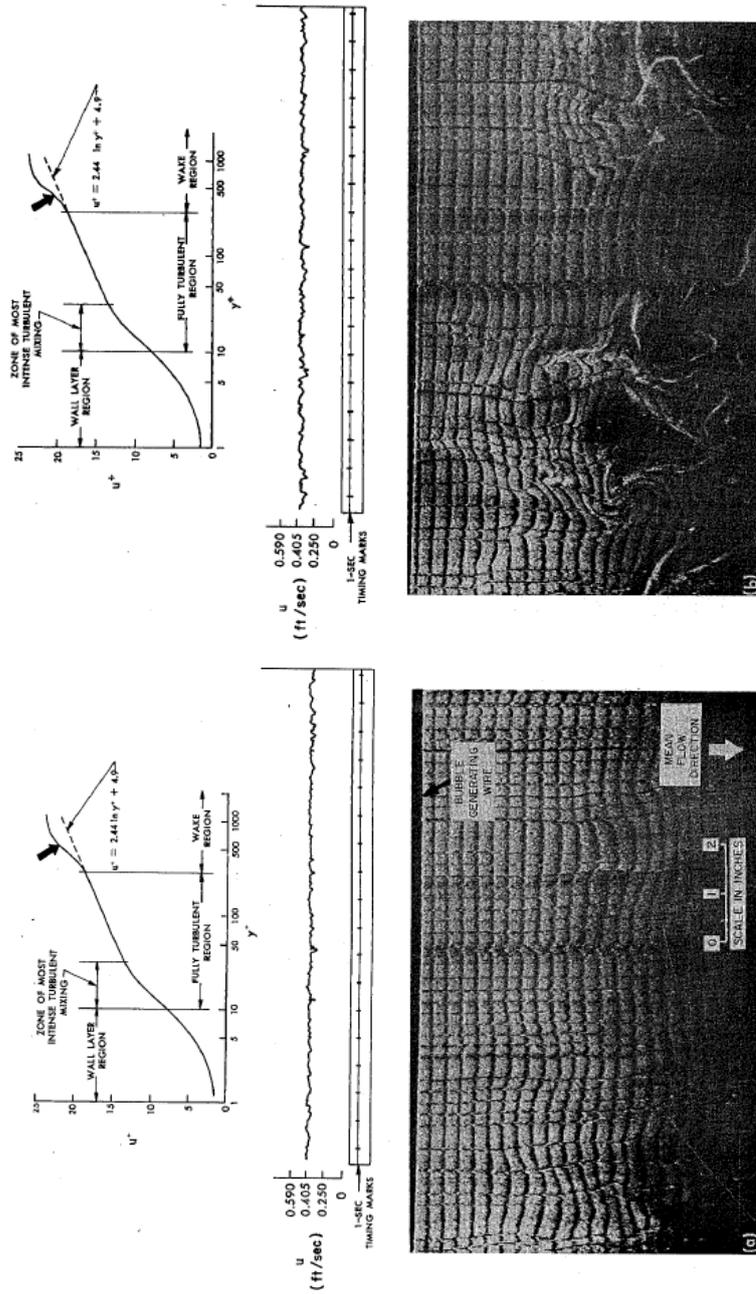


FIG. 1.2 – Structure de la couche limite turbulente dans la zone externe. Les flèches indiquent la position du traceur [19].

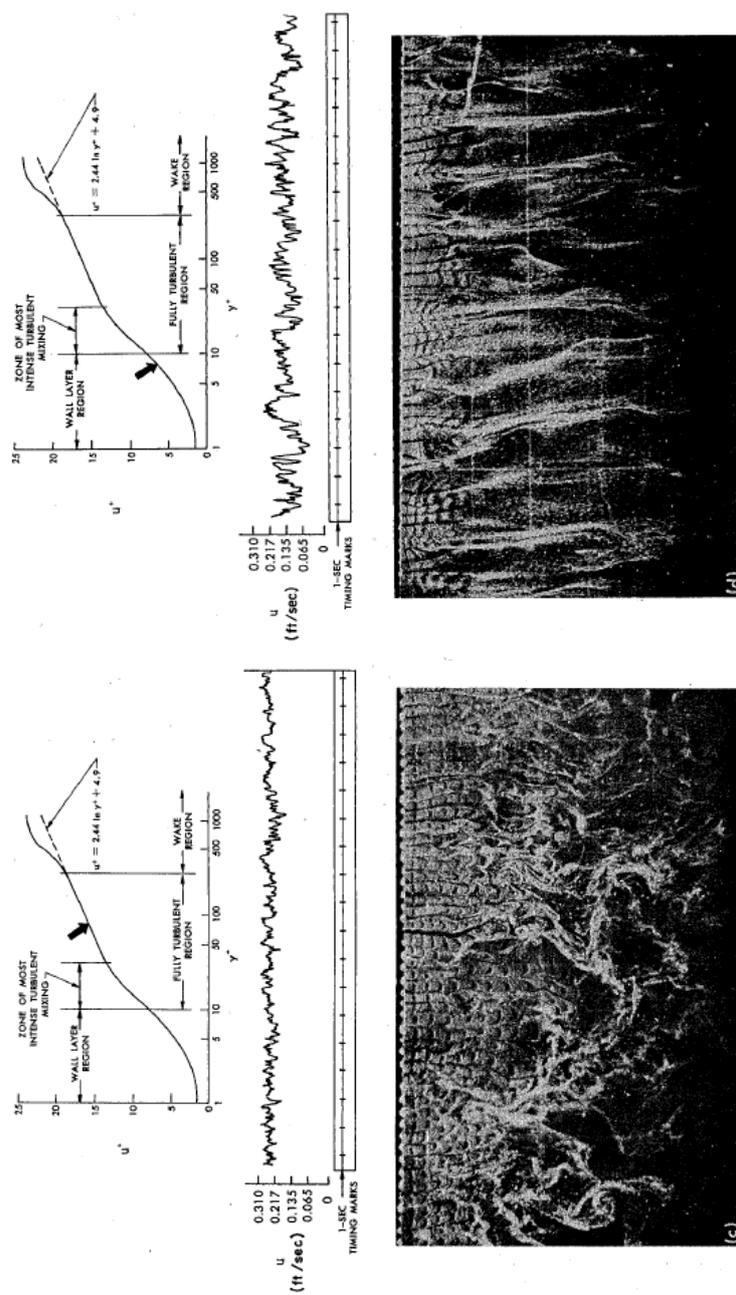


FIG. 1.3 – Structure de la couche limite turbulente dans la zone logarithmique et la sous-couche visqueuse. Les flèches indiquent la position du traceur [19].

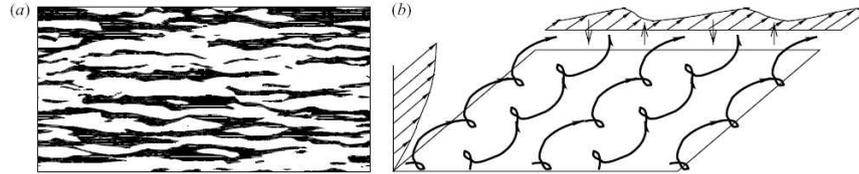


FIG. 1.4 – (a) Visualisation de streaks dans une couche limite turbulente à  $y^+ = 5.6$  et (b) mécanisme hypothétique de formation des streaks par des vortex longitudinaux [21]

caractéristiques du mouvement normal à la paroi, qui serait structuré d'une certaine manière. Un modèle pour ce mouvement est celui des vortex longitudinaux, comme dans la figure 1.4 (b). Ce sont des filaments de vortécité dans la direction de l'écoulement moyen qui tournent dans des sens alternés et qui capturent le fluide pour l'advecier vers la paroi ou l'éloigner de celle-ci. Les particules fluides qui étaient près de la paroi et qui sont advectées vers l'extérieur bougent plus lentement que la moyenne à cette distance, et inversement, ce qui génère des bandes de plus grande et plus petite vitesse. Les vortex longitudinaux extraient l'énergie de l'écoulement moyen et ils créent des streaks qui, à leur tour, génèrent des vortex selon un processus qui se répète de façon cyclique, et qui est connu sous le nom de "bursting". Les éjections ("bursts", fluide à faible vitesse vers l'extérieur) et les balayages ("sweeps", fluides à vitesse élevée vers la paroi) constituent les deux contributions essentielles de l'activité turbulente [17]. La figure 1.1 reprend les différents étapes de cette phase de production turbulente.

Une autre façon d'expliquer l'existence de streaks, toujours en fonction des mouvements normaux à la paroi, consiste en la création de vortex en épingle à cheveux, qui ne sont pas longitudinaux à la base, mais qui se déforment avec le mouvement moyen longitudinal jusqu'au processus final d'éjection [16], comme sur la figure 1.1. Cependant, selon Jimenez le cycle des streaks est indépendant des vortex en épingle à cheveux [18].

Les études autour de cette problématique sont nombreuses, et récemment, une idée alternative pour l'explication de l'origine des streaks a été proposée par Chernyshenko et Baig [21]. Selon eux, ce ne serait pas la façon dont les mouvements verticaux s'organisent qui serait responsable de la structure des streaks, mais plutôt une action combinée des oscillations aléatoires de vitesse normale, du frottement moyen et de la diffusion visqueuse.

Il a été argumenté que l'instabilité de ces streaks de basse vitesse est responsable du cycle de création turbulente à la paroi [22]. Aujourd'hui il est

accepté que le mécanisme de transfert en proche paroi dans une couche limite turbulente est dirigé par les structures qui produisent les streaks dans la sous-couche visqueuse et les vortex en fer de cheval qui se développent à partir de la région logarithmique et à travers de la région externe [23]. Ces structures sont associées avec les "bursts" et les "sweeps" qui participent au transfert thermique et à la friction. En effet, des études expérimentales montrent qu'il existe une séquence auto-entretenu de la turbulence de proche paroi dans la couche limite. Parmi ces activités turbulentes, les "sweeps" et les éjections ont une grande importance. Ainsi, les "sweeps" sont responsables de la génération de la contrainte de paroi turbulente [22]. L'interruption du cycle des streaks permet une grande diminution de la traînée et, parfois, la "relaminarisation" de l'écoulement. Pour résumer, ces structures déterminent le niveau de turbulence de la couche limite et contrôlent, donc, en grande partie le transfert d'énergie dans celle-ci ainsi que les efforts de cisaillement. En conséquence, la plupart de mécanismes étudiés pour la réduction du frottement à la paroi se basent sur le contrôle de ces structures. Tel est le cas des riblets qui sera décrit dans la section 1.4.

### 1.3 Influence de la rugosité

Dans la section 1.2, on a traité des caractéristiques des couches limites qui se développent sur une surface lisse. Cependant, la plupart des écoulements réels sont des écoulements turbulents qui se développent sur des surfaces rugueuses. La rugosité d'une surface non seulement augmente le frottement à la paroi mais elle a une influence importante sur le transport de quantité de mouvement, de masse et de chaleur dans l'écoulement. Pour cette raison, l'effet de la rugosité dans la structure de la couche limite turbulente a été étudié de façon intensive depuis la moitié du XIX<sup>ème</sup> siècle, mais ces écoulements restent parmi les phénomènes les moins bien compris de la physique classique [1].

La rugosité d'une surface fut identifié comme un paramètre important de la mécanique des fluides dès le XIX siècle par Darcy et Fanning [2]. L'un de plus importants travaux expérimentaux sur le sujet est celui de Nikuradse en 1933 pour le coefficient de frottement en fonction de la rugosité de la paroi dans des conduites [24]. Il décrit la dépendance du coefficient de friction dans des conduites avec le nombre de Reynolds et la rugosité de la paroi. Depuis, il est accepté que le coefficient de frottement d'une paroi rugueuse devient indépendant du nombre de Reynolds pour des valeurs suffisamment grandes de ce dernier et dépend uniquement du rapport entre la taille de la rugosité et le diamètre du conduit. On peut trouver des descriptions détaillées sur ce sujet dans [24] ou [12]. Dans ces travaux, la rugosité d'une surface est considérée comme une répartition gaussienne et complètement désordonnée, due aux irrégularités dans l'état de surface d'un certain matériau. Dans les expériences, la rugosité correspond aux grains de sable d'une certaine taille

collés sur une paroi. Ces éléments rugueux augmentent la contrainte de cisaillement du fluide, parce qu'ils agissent comme des générateurs de vortex artificiels qui affectent le mouvement turbulent en proche paroi. L'effet de la rugosité est déterminé par la longueur caractéristique  $k_r$ , la taille moyenne du grain. Il est accepté que l'influence directe de la rugosité se fait sentir seulement très près de la paroi, et qu'un peu plus loin, dans la région développée, l'écoulement est indépendant de la rugosité. Le seul effet est alors un déplacement  $\Delta U^+$  dans le profil logarithmique de l'équation (1.11), qui s'écrit

$$U/U_\tau = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) + B - \Delta U^+, [13]. \quad (1.13)$$

L'effet de la rugosité sur le profil de vitesse moyenne dépend donc de la taille des éléments rugueux. Mais, que ce passe-t-il si la taille des éléments rugueux est très petite? L'idée communément acceptée, que l'on retrouve dans tous les références pour la couche limite, [24], est que **la rugosité ne cause pas une augmentation du frottement quand les protubérances sont trop petites, c'est-à-dire, quand elles sont contenues dans la sous-couche visqueuse**. Il est donc nécessaire, de considérer trois régimes en fonction de la taille  $k_r$  des éléments rugueux [12] :

1. *Hydrauliquement lisse* ( $0 \leq k_r U_\tau / \nu \leq 5$ ) : les éléments rugueux sont complètement immergés dans la sous-couche visqueuse. La viscosité est dominante et aucun effet de la rugosité n'est observé. Dans la plupart de cas, la sous-couche visqueuse est extrêmement fine et, donc, les éléments rugueux doivent être très petits pour que la surface soit considérée comme hydrauliquement lisse.
2. *Rugosité de transition* ( $5 \leq k_r U_\tau / \nu \leq 70$ ) : la constante  $\Delta U^+ (k_r U_\tau / \nu)$  dans l'équation 1.13 commence à diminuer avec  $k_r U_\tau / \nu$ .
3. *Complètement rugueux* ( $k_r U_\tau / \nu \geq 70$ ) : l'écoulement devient indépendant de la viscosité et la distribution de vitesse est

$$U/U_\tau = \frac{1}{\kappa} \log(y/k_r) + C_r, \quad (1.14)$$

ou la constante  $C_r$  dépend du type de rugosité [12].

La limite à partir de laquelle la surface est considérée comme hydrauliquement lisse a été expliquée par l'existence d'une hauteur critique de la rugosité (et donc, d'un nombre de Reynolds critique  $k^+ = k_r U_\tau / \nu$ ) qui varie entre  $k^+$  égal à 2.25 et 5 [25]. Cependant, selon Bradshaw il n'existe pas de support physique pour le concept de "hauteur critique rugueuse". Il propose que l'effet de la rugosité, quand  $k^+$  est d'ordre 1, doit varier de façon quadratique avec le nombre de Reynolds rugueux, et donc, son effet devient de plus en plus petit jusqu'à devenir négligeable [25]. La région dans laquelle les effets de la rugosité ont été considérés comme appréciables pendant longtemps se prolonge jusqu'à 5 ou 6 fois la taille de la rugosité et elle est appelée

*sous-couche rugueuse* [26] ; elle joue le même rôle que la *région tampon* pour le cas d'une surface lisse [27]. Dans cette sous-couche rugueuse, les éléments rugueux interagissent fortement avec les vortex longitudinaux qui sont près de la paroi, et donc, la région interne est modifiée de façon importante en comparaison avec une surface lisse.

En ce qui concerne la région externe, la taille caractéristique est l'épaisseur de la couche limite  $\delta$ , et la longueur adimensionnelle qui caractérise l'effet de la rugosité devient  $k_r/\delta$ . Comme l'on a vu dans la section 1.2, cette région est étudiée généralement avec la loi de défaut de vitesse, équation 1.12. La fonction  $f(y/\delta)$  est la même pour une surface rugueuse que pour une surface lisse, puisque il est considéré que l'écoulement dans cette région n'est pas affecté par le mécanisme qui produit la turbulence dans la région interne, de telle sorte que les effets de la rugosité soient confinés uniquement à cette dernière partie. Cette hypothèse est connue comme l'hypothèse de *similarité de paroi*, ou hypothèse de Townsend.

En particulier, le profil complet de vitesse peut s'écrire selon l'équation 1.15 [15] :

$$U/U_\tau = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) + B - \Delta U^+ + \frac{\Pi}{\kappa} W(y/\delta), \quad (1.15)$$

où  $\Delta U^+$  est le décalage par rapport au cas lisse,  $\Pi$  est le paramètre de sillage de Coles et  $W$  est une fonction universelle qui dépend de  $y/\delta$  et qui représente l'effet de la région externe. Ce terme est négligeable en dessous de  $y/\delta \approx 0.15$ , ce qui est considéré comme la limite supérieure de la région logarithmique [28]. Pour une surface rugueuse,  $y$  est définie à partir d'un origine virtuelle  $\epsilon$  qui est fonction de la rugosité [15]. Plusieurs modèles ont été proposés pour le terme de sillage de l'équation (1.15), comme ceux de Hama ou Krogstad. Un résumé des ces formulation se trouve dans [15].

La description de l'effet de la rugosité dans l'écoulement a été donc réduite dans le passé à une augmentation du coefficient de frottement qui est ressentie uniquement dans la région interne de la couche limite, avec un déplacement du profil moyen de vitesse, mais sans que la vitesse moyenne ou la contrainte turbulente de la région externe ne soient affectées. Cela voudrait dire que la structure de la turbulence dans une partie importante de la couche limite ne changerait pas avec des altérations importantes de l'état de surface.

Ces connaissances "acquises" ont été mises en question à plusieurs reprises, et, aujourd'hui, la notion que les effets rugueux soient confinés à la sous-couche rugueuse n'est plus acceptée universellement. Une raison de ce désaccord est le fait que dans le passé la rugosité d'une surface a toujours été considérée comme une distribution gaussienne du relief de la surface, et décrite à partir d'un seul paramètre,  $R_a$ , la moyenne arithmétique de la

hauteur des éléments rugueux. Cependant, il existe beaucoup d'autres paramètres qui peuvent jouer dans le comportement d'une surface face à un écoulement fluide, comme la forme, l'espacement ou la périodicité des éléments, si le profil n'est pas gaussien. Par exemple, Jimenez [28] soulève la problématique existante au sujet de la forme et de la dimension caractéristique de la rugosité, avec deux cas différenciés : la rugosité de type- $K$  et de type- $D$ . Dans les cas où la nature de l'écoulement peut s'exprimer avec une seule longueur caractéristique, la hauteur des protubérances, la rugosité est de type- $K$ . Par contre, si l'écoulement est insensible à cette taille  $k$ , mais dépend d'une autre grandeur globale de l'écoulement, il s'agit d'une surface de type- $D$  [29]. Un exemple de surfaces de type- $D$  sont les surfaces cannelés avec des cavités étroites [15]. Il est donc nécessaire d'introduire le concept de *morphologie de surface* face au concept de *rugosité*, ce qui ouvre de nombreuses possibilités de recherche.

Dans la section 1.2 on a parlé de l'existence des vortex en forme d'épingle à cheveux qui sont générés à la paroi et qui grandissent et s'introduisent dans la zone tampon et la région extérieure. Il est donc possible de penser que la rugosité de la surface puisse influencer la forme de ces structures, leur nucléation ou leur dynamique. Un autre effet possible est l'interaction des événements turbulents extérieurs à la couche limite avec la surface rugueuse [28].

Une attention particulière doit être portée aux travaux de P.-Å. Krogstad et R.A. Antonia entre 1992 et 2001 [30, 31, 32, 33]. Ces auteurs ont étudié la structure d'une couche limite turbulente pour différents surfaces rugueuses, avec des motifs ordonnés de type maille ou barreaux, dans une soufflerie avec gradient de pression nul. Le principal résultat obtenu est que l'effet de la rugosité ne se réduit pas à une région très proche à la surface (sous-couche rugueuse), mais aussi à la région externe, ce qui suggère une interaction importante entre la paroi et la zone externe. D'autres conclusions intéressantes sont :

- Les différences les plus importantes se trouvent pour la composante  $\overline{v^2}$  du tenseur de Reynolds et pour le spectre de puissance de  $v$ . Cela veut dire que l'influence de la rugosité est surtout importante pour la composante normale de la vitesse [30].
- Les événements d'éjections et de balayages, analysés avec la méthode des quadrants, sont toujours plus importants pour la surface rugueuse que pour la surface lisse [30].
- La rugosité induit une inclinaison des structures de la couche limite dans la direction normale, ce qui explique que les corrélations en deux points suggèrent une réduction de la longueur des échelles dans la direction longitudinale [31].
- Les valeurs des composantes normale et transversale de vorticité sont beaucoup plus grandes pour la surface rugueuse. De plus, la rugosité

génère de nouvelles structures de vorticité dont les échelles sont comparables à celles des éléments rugueux [31].

- La rugosité change la forme du mouvement des grandes échelles, et elle augmente aussi son amplitude [31].
- La comparaison entre deux surfaces de motifs rugueux différents (maille, 3D, ou barreaux, 2D) qui produisent le même déplacement du profil logarithmique moyen ( $\Delta U^+$ ) montre des différences très importantes dans les contraintes turbulentes normales à la paroi,  $\overline{v^{+2}}$ , et  $\overline{u^+v^+}$ . L'effet sur  $\overline{u^{+2}}$  est seulement visible dans une couche très fine près de la paroi. Cette grande sensibilité aux conditions de frontière suggère que le mouvement actif doit beaucoup dépendre de la géométrie de la paroi [32].

Antonia et Krogstad concluent finalement que l'on ne peut pas dissocier les effets tridimensionnels de la rugosité. La classification classique des parois rugueuses en fonction de leur effet sur la vitesse moyenne est insuffisante. Il est donc nécessaire de trouver une nouvelle classification en terme de structures de la turbulence [31]. Ces résultats ont été en partie confirmés par Tachie, Bergstrom et Balachandar, qui retrouvent un paramètre de sillage qui varie de façon significative selon le type de surface [15, 26]. Ce travail montre aussi une augmentation du niveau de turbulence dans la région externe de la couche limite rugueuse par rapport au cas lisse. Aussi, les résultats de Keirsbulck *et al* [34] concernant les moments d'ordre trois des fluctuations de vitesse montrent une communication entre la région de paroi et la région externe, qui met encore en question l'hypothèse de similarité de paroi.

Cependant, d'autres travaux récents comme celui de Schultz and Flack [35] confirment l'hypothèse de similarité pour la région externe, et montrent que au delà de  $y > 5k$  la structure de la couche limite ne dépend pas des conditions de paroi. Les résultats de Krogstad en 2005 [36, 37] dans un canal avec les deux surfaces rugueuses indiquent aussi que la région externe est très peu affectée par la rugosité, ce qui est en opposition avec beaucoup de ses recherches dans la dernière décennie, et qui suggère que les effets de la rugosité dans la région extérieure d'une couche limite doivent dépendre fortement du type d'écoulement. Concrètement, il conclut que les canaux rugueux symétriques et les conduites sont de meilleurs candidats pour suivre l'hypothèse de similarité de paroi que les écoulements asymétriques.

En ce qui concerne les études réalisées sur l'effet de la rugosité dans le transfert thermique, il existe plus de 700 études publiées, mais un traitement unifié est encore inexistant [8]. Un manque de communication entre les communautés de la thermique et de la mécanique de fluides est peut-être à l'origine de ces difficultés. Quelques uns de ces travaux seront commentés dans ce manuscrit, notamment dans la section 1.4.

Dans la même ligne que les travaux décrits précédemment, l'équipe d'Antonia s'est aussi intéressée au transfert thermique dans des surfaces rugueuses [38]. Ils insistent sur l'importance et le besoin d'une étude détaillée sur les caractéristiques du transfert de chaleur dans une couche limite turbulente sur une paroi rugueuse. La conclusion de leur travail est que les flux thermiques longitudinaux et normaux à la paroi sont très supérieurs dans le cas d'une surface rugueuse par rapport au cas lisse à partir de  $y/\delta > 0,1$ . Très près de la paroi la rugosité diminue l'anisotropie [39] et donc, la corrélation entre vitesse et température diminue par rapport au cas lisse.

En conclusion, l'importance de l'état de surface dans la compréhension des phénomènes turbulents et de transfert a été relevée par beaucoup de chercheurs comme Antonia, Choi ou Jimenez et elle est toujours d'actualité. Des travaux récents de Gioia [1, 40] et Goldendeld [41] montrent encore que l'étude de la rugosité est un élément clef dans la recherche d'une description théorique propre de la turbulence. Ainsi, Gioia se sert des résultats de Nikuradse pour montrer la cohérence de la théorie de Kolmogorov avec les données expérimentales des écoulements en proche paroi [1]. Goldenfeld, montre que les écoulements turbulents sont très analogues aux phénomènes critiques [41]. Cependant, bien que la couche limite rugueuse ait été très étudiée, en particulier ce qui concerne la communication entre la région interne et externe, il existe un point très important qui n'a pas été suffisamment relevé, au moins à notre connaissance. Comme on l'a dit précédemment, il existe le principe suivant admis par la communauté scientifique : quand la taille des éléments rugueux est plus petite que 5 unités de paroi, c'est-à-dire, quand la rugosité est immergée dans la sous-couche visqueuse, il n'existe pas d'effet sur la structure de la couche limite turbulente. Cette hypothèse n'a pas été étudiée de façon intensive, sans doute à cause des difficultés rencontrées pour réaliser des mesures très près de la paroi. Cependant, il existe aujourd'hui des techniques avancées qui peuvent être utilisées pour ce genre d'études. C'est justement cet aspect de la structure d'une couche limite rugueuse qui constitue le sujet de ce travail de recherche.

## 1.4 Un cas particulier : les riblets

Dans cette section on présente de façon résumée un type de surface rugueuse caractéristique qui a été l'objet des nombreuses études en mécanique des fluides et en thermique. Il s'agit des surfaces rainurées avec des canaux longitudinaux dans le sens de l'écoulement, appelées "riblets". Ces surfaces ont la caractéristique de diminuer le frottement à la paroi en même temps qu'elles apportent une augmentation du transfert thermique. Pour cette raison, avant de rentrer dans le détail des riblets, on fait un rappel sur l'analogie de Reynolds.

### 1.4.1 Analogie de Reynolds

L'analogie de Reynolds fournit une relation simple entre le flux thermique et la friction à la paroi pour un écoulement turbulent, à partir de l'hypothèse que les processus de transport pour ces deux grandeurs sont équivalents, et donc la diffusivité turbulente de la chaleur est égale à celle de quantité de mouvement, [42],

$$\epsilon_h = \epsilon_m. \quad (1.16)$$

La diffusivité turbulente de quantité de mouvement  $\epsilon_m$  est un facteur de proportionnalité utilisé pour modéliser la fermeture des équations de Navier-Stockes en régime turbulent, qui est défini comme [42] :

$$\overline{u'v'} = -\epsilon_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}. \quad (1.17)$$

De la même façon, la diffusivité turbulente de la chaleur est définie par

$$\overline{t'v'} = -\epsilon_h \frac{\partial \bar{t}}{\partial y}. \quad (1.18)$$

L'affirmation (1.16) implique, par définition, que le nombre de Prandtl turbulent vaut l'unité.

$$Pr_t = \frac{\mu_t c}{k_t} = \frac{\epsilon_h}{\epsilon_m} = 1. \quad (1.19)$$

La conséquence principale de cette affirmation est que, dans le cas d'un écoulement avec un nombre de Prandtl moléculaire  $Pr$  égal à l'unité,  $U_\infty$  égal constante et  $T_\infty - T_p$  égal constante, on obtient :

$$St \equiv \frac{h}{\rho U c_p} = \frac{Nu}{Re Pr} = \frac{C_f}{2} \quad (1.20)$$

où  $St$  est le nombre de Stanton et  $C_f = \frac{\tau}{\rho U^2/2}$  est le coefficient de frottement de la surface. Plus de détails sur la dérivation des expressions (1.19) et (1.20) se trouvent dans [42]. Cependant, il existe de nombreuses restrictions à l'application de ce résultat, puisqu'il dépend de la validité des approximations des équations de la couche limite, de la valeur du nombre de Prandtl et du gradient de pression, qui doit être nul. L'analogie de Reynolds modifiée, ou analogie de Chilton-Colburn, propose une correction qui tient compte de la variation du nombre de Prandtl par rapport à l'unité [43] :

$$St Pr^{2/3} = \frac{C_f}{2}. \quad (1.21)$$

Bejan [4] propose un support théorique à cette expression, qui avait été déduite de façon complètement empirique par Colburn, basée sur l'idée d'une densité des zones de contact laminaires dans la sous-couche visqueuse.

L'analogie de Reynolds décrit correctement le comportement d'une couche limite laminaire, mais souvent elle a été mise en question pour le cas turbulent. Cependant, beaucoup de chercheurs continuent à l'utiliser, notamment pour les systèmes de mesure de frottement avec des méthodes thermiques. Cependant, Charnay, Mathieu et Comte-Bellot ont montré, dès 1976 à partir d'un bilan d'énergie cinétique turbulente, qu'il n'y a pas une relation simple entre les processus de diffusion turbulente et la contrainte de cisaillement [44]. Seidel [45] rapporte dans ces calculs DNS une diminution du frottement et une augmentation de transfert de chaleur pour un jet de paroi laminaire, due à l'effet des grandes structures turbulentes. Finalement, les riblets constituent un troisième exemple de la rupture de l'analogie de Reynolds, comme on le verra dans la suite.

### 1.4.2 Diminution de frottement avec riblets

Dans la section 1.2 on a indiqué la présence des zones de haute et basse vitesse du fluide dans la région de proche paroi. Ces structures (streaks) grandissent dans la direction de l'écoulement principal, puis oscillent, et finalement peuvent s'éloigner de la surface. Les contraintes de cisaillement générées pendant ce processus d'éruption représentent une fraction importante de la production totale de la contrainte de Reynolds dans la couche limite turbulente. Le contrôle de ces structures est à la base de la création des "riblets" à la NASA [46]. Il s'agissait au départ des rainures rectangulaires (plus tard elles deviendront triangulaires) longitudinales qui contrarient le mouvement de la région de paroi et parviennent à diminuer la contrainte de frottement global entre le fluide et la paroi (figure 1.6).

Compte tenu de la grande importance de la réduction de frottement pour l'industrie aéronautique, de nombreuses études se sont succédées ces dernières décades, pour, d'une part, trouver les paramètres optimaux de ces surfaces, et d'autre part, approfondir la compréhension physique du phénomène. Cependant, il existe de grandes disparités dans les résultats, et les chercheurs continuent à montrer de l'intérêt pour la compréhension de ces dispositifs.

Sur la figure 1.5 on peut identifier la forme caractéristique des riblets triangulaires. Une succession de nervures dans le même sens que l'écoulement couvre la surface. Deux paramètres sont importants : la hauteur  $h$  des nervures et la séparation  $s$  entre deux éléments. Ils existent de très nombreuses études sur la dimension de riblets en termes d'efficacité dans la diminution de la traînée [46]. Les dimensions typiques sont :

- $h/s \approx 1$  ;
- réduction de la traînée pour  $s^+ < 30$  ;
- augmentation de la traînée pour  $s^+ > 30$  ;
- typiquement,  $h \approx 100 \mu\text{m} - 5 \text{ mm}$ , ou, en unités de paroi,  $h^+ \approx 15$  .

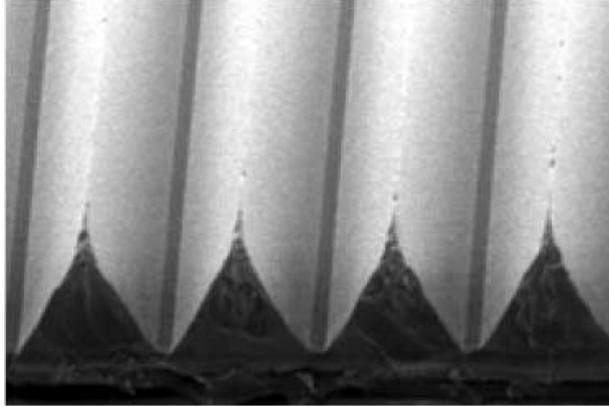


FIG. 1.5 – Image du film de riblets commercialisé par 3M [47].

L'explication acceptée communément consiste à supposer que les riblets empêchent le mouvement latéral des streaks. La taille  $d^+$  de ces structures est de l'ordre de 30 - 40 unités de paroi, et son espacement de l'ordre de 100 unités [46]. Quand la séparation entre deux nervures est supérieure au diamètre des streaks (1.6 b), ces dernières touchent les parois des cavités, et le frottement augmente. Cependant, si la séparation  $s$  est légèrement plus petite que le diamètre des streaks, ils restent bloqués dans les cavités sans toucher complètement la surface, comme on peut le voir sur la figure 1.6 a. Les parois contraignent le mouvement dans la direction transversale, et provoquent des éclatements tourbillonnaires prématurés de courte durée et intensité [48]. Dans cette situation, seulement les extrémités des riblets sont exposées à une grande contrainte de frottement.

D'un autre côté, il a été trouvé que le coefficient de frottement  $C_f$  diminue dans les fonds des vallées, tandis qu'il augmente sur les pics [46]. Pour cette raison, la configuration initiale des riblets rectangulaires a été remplacée par les riblets triangulaires. Cependant, beaucoup d'autres formes et géométries ont été testées, comme c'est le cas de riblets en forme de U ou avec des tailles et des séparations différentes. Dans la figure 1.7 l'on peut voir quelques exemples de ces géométries.

Les valeurs maximales de réduction de la traînée avec des riblets, qui sont en général mesurées avec des balances ou à partir du profil de vitesse, ont augmenté depuis les premières valeurs données par Walsh, qui estiment entre 6 et 8 % de réduction [46]. Il est considéré aujourd'hui que le maximum atteignable est de 10% de réduction et ceci correspond à des riblets triangulaires de  $h/s = 1$  et  $s^+ = 15 - 20$  [46, 48, 50, 17].

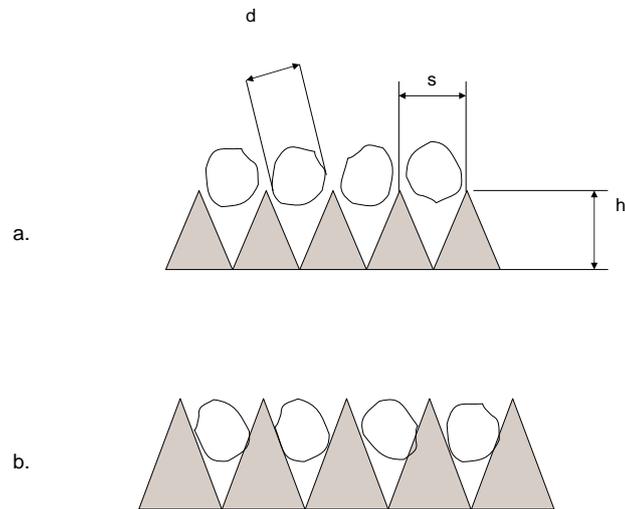


FIG. 1.6 – Explication schématique de l'effet de riblets pour la réduction du frottement dans la couche limite. Les structures tourbillonnaires représentent les streaks qui se développent à proximité de la paroi.

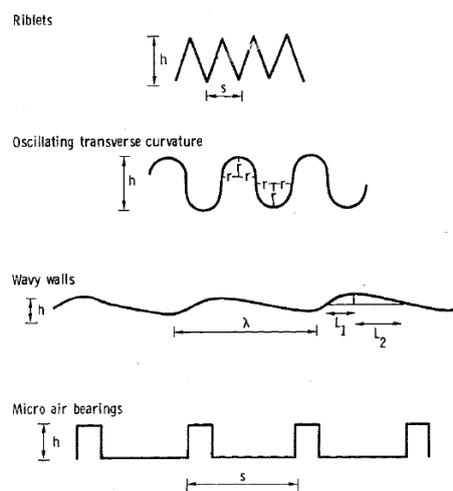


FIG. 1.7 – Différentes formes testées de riblets [49].

Les effets des riblets sur les propriétés de la couche limite turbulente peuvent se résumer de la façon suivante [46, 48] :

- Il existe un déplacement de la région logarithmique  $\Delta U^+$  qui est négatif. Cette caractéristique est propre aux surfaces qui diminuent le frottement, contrairement à une rugosité classique.
- Il existe un épaissement de la sous-couche visqueuse qui provoque une réduction de la production turbulente dans la couche limite, due à la dissipation visqueuse.
- Pour  $s^+ < 30$  l'intensité turbulente longitudinale et la contrainte de Reynolds diminuent, avec une réduction maximale autour de  $s^+ = 16$ .
- Pour  $s^+ > 30$  la contrainte de Reynolds augmente mais l'intensité turbulente longitudinale reste pratiquement constante ou diminue.
- Les fluctuations normales et transversales  $v'$  et  $w'$  diminuent très légèrement.
- Il n'existe pas de changement dans la fréquence d'éruption des streaks, mais le nombre d'éjections dans chaque éruption est plus grande [51].
- Il n'existe pas de longueur de développement. L'effet de diminution de la traînée apparaît depuis le début du contact entre l'écoulement et la surface.
- L'angle d'incidence des riblets par rapport à l'écoulement,  $\alpha$ , ne joue pas d'effet pour  $\alpha < 15^\circ$ . Pour  $\alpha = 25^\circ$  à  $30^\circ$  le frottement augmente.

Il existe moins de résultats concernant l'effet de riblets dans un écoulement laminaire, et il n'y a pas d'accord absolu sur ce sujet. Les données obtenues à la NASA [46] affirment qu'il n'y a pas d'effet sur la traînée et que la transition vers la turbulence est avancée par les riblets. Les simulations numériques de Liandrat en 1988 indiquent une diminution de 4% de la traînée, [46], contrairement aux calculs de H. Choi *et al.* [52] et de Stalio et Nobile [53], qui montrent une augmentation de la traînée pour les riblets dans un cas laminaire. Djenidi *et al.* montrent que le frottement n'est pas augmenté par les riblets malgré l'augmentation de surface par rapport au cas lisse [54]. Ceci est dû au fait que le champ de vitesse est fortement modifié par les effets visqueux. Ainsi, très près des extrémités des riblets le champ de vitesse se caractérise par des régions de fort frottement, tandis que, dans la vallée, les gradients de vitesse diminuent énormément par rapport à une surface lisse. La compensation de ces effets avec l'augmentation de surface fait que la traînée totale reste pratiquement la même. Il a été aussi montré que la transition vers la turbulence d'une couche limite laminaire qui est excitée de façon externe est retardée de façon importante avec la présence des riblets [51, 55].

Ces effets visqueux semblent être aussi présents pour le cas turbulent, malgré les modifications engendrées dans la structure de la turbulence, qui restent assez faibles [56]. Ces observations indiquent que la réduction de la traînée obtenue est une conséquence de la combinaison des effets visqueux,

qui compensent l'augmentation de surface, et des modifications turbulentes, qui sont confinées à la région de très proche paroi. Concrètement, dans le cas où les riblets diminuent les frottement, les fluctuations d'énergie turbulente sont petites dans la sous-couche visqueuse ( $y^+ < 5$ ), et dans la région externe ( $y^+ > 30$ ) elles sont légèrement plus basses que pour une surface lisse [57]. C'est donc dans la région tampon que se concentre la plus grande partie de l'énergie cinétique turbulente.

L'effet du gradient de pression extérieure sur le comportement des riblets a aussi été étudié. DeBisschop et Nieuwstadt ont montré qu'avec un gradient adverse, la réduction de la traînée pouvait augmenter jusqu'à 13% [51].

Finalement, les simulations numériques de Goldstein et Tuan pour un canal avec des riblets confirment que l'effet de riblets se détériore quand on augmente la séparation  $s$  entre eux. Ceci est dû à la création des écoulements secondaires qui sont associés au mélange vertical. Pour cette raison, des applications au transfert thermique sont envisageables avec ces configurations [58].

### 1.4.3 Augmentation du transfert avec des riblets : mise en question de l'analogie de Reynolds

Les surfaces rugueuses conventionnelles augmentent en même temps la traînée et le transfert thermique. De façon classique, il a été défini un facteur d'efficacité de transfert thermique qui correspond au facteur de l'analogie de Reynolds, c'est-à-dire  $2St/C_f$ . Ce facteur représente l'efficacité d'une surface pour le transfert de chaleur par rapport au changement des contraintes visqueuses. Il est voisin de 1 pour une surface lisse et inférieur à l'unité pour une surface rugueuse du type grains de sable (le frottement augmente plus que le transfert de chaleur) [49]. Dans la section antérieure on a vu qu'il existe des surfaces non lisses qui permettent de diminuer la traînée tout en augmentant leur surface. Les surfaces couvertes de riblets sont donc des candidats potentiels à une possible rupture de l'analogie de Reynolds. Pour cette raison, les études sur le transfert thermique en présence de riblets se sont développées en parallèle à celles portant sur la diminution du frottement, et beaucoup de résultats sont aujourd'hui disponibles.

Walsh, dès 1979 a trouvé des coefficients de transfert pour des riblets 10% supérieurs à ceux des surfaces lisses, toujours dans la région de diminution de la traînée (voir [53]). Lindemann, en 1985, a mesuré le facteur de l'analogie de Reynolds pour plusieurs configurations, et la valeur maximale trouvée correspond aux riblets triangulaires de  $s^+ \approx 16$  et  $h^+ \approx 24$ , avec  $2St/C_f \approx 1.5$ , avec une dépendance du nombre de Reynolds [49].

Plus récemment, les résultats de Choi et Orchard [48] dans une soufflerie à basse vitesse, indiquent une augmentation du coefficient de transfert

thermique de 10% par rapport à une surface lisse. Cette augmentation est obtenue dans le régime de diminution du frottement, ce qui montre une rupture apparente de l'analogie de Reynolds, et elle va jusqu'aux 30 % pour le régime d'augmentation de la traînée ( $s^+ > 30$ ). En ce qui concerne les caractéristiques de l'écoulement, l'épaisseur de la sous-couche visqueuse thermique se réduit, ce qui indique que le gradient de température près de la surface augmente, d'où l'augmentation du transfert thermique. Aussi, l'effet des riblets s'étend plus loin dans l'écoulement en ce qui concerne la couche limite thermique par rapport à la couche limite dynamique. La conclusion principale est donc que **le mécanisme de transport turbulent de la chaleur dans les surfaces avec riblets est très différent de celui de la quantité de mouvement** [48]. Un autre résultat important est l'observation que lorsque la hauteur des riblets est de l'ordre de l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, le facteur de l'analogie de Reynolds augmente. Néanmoins, le cas de riblets complètement immergés dans la sous-couche n'a pas été testé, à notre connaissance.

Les résultats de Choi sont contredits par l'étude numérique de Stalio et Nobile [53]. Les calculs DNS pour la diminution de frottement sur quatre configurations de riblets différentes reproduisent bien les résultats classiques de diminution de frottement, mais nient l'existence d'un effet bénéfique dans le transfert thermique de riblets longitudinaux. Les profils de température montrent cette fois une épaissement de la sous-couche de conduction, contrairement à Choi. Les auteurs justifient ce désaccord du fait que les incertitudes expérimentales sont grandes et le développement des couches limites thermiques est peut-être incomplet, ce qui donne des épaisseurs plus faibles, mais il faut aussi tenir compte de la grande sensibilité des résultats au maillage autour des pics et des vallées. L'étude théorique développée par Katoh, Choi et Azuma pour comprendre la relation entre les mécanismes d'augmentation de transfert et de frottement sur des parois rugueuses amène à la même conclusion [59]. Cela voudrait dire que l'observation expérimentale d'une rupture dans l'analogie de Reynolds pour les riblets pourrait être due aux inhomogénéités des flux de chaleur sur les riblets dans les étapes initiales du développement de la couche limite thermique [59].

#### 1.4.4 Autres configurations avec riblets

Bechert et son équipe ont mené des études basées sur l'observation de la peau des requins. Ils se sont lancés dans la construction et l'étude de riblets tridimensionnelles. En effet, la peau des requins possède un motif strié tridimensionnel qui est censé diminuer le frottement dans l'eau (voir figure 1.8). Ces motifs sont discontinus, avec une variation transversale et longitudinale de  $h$  et de  $s$ . L'hypothèse de base de son fonctionnement est selon Bechert que les écailles alternées pourraient "couper" les vortex longitudinaux [50]. Les résultats de ses expériences montrent que la réduction de la traînée obtenue avec des riblets 3D est de 7.3% par rapport au cas lisse, donc inférieur

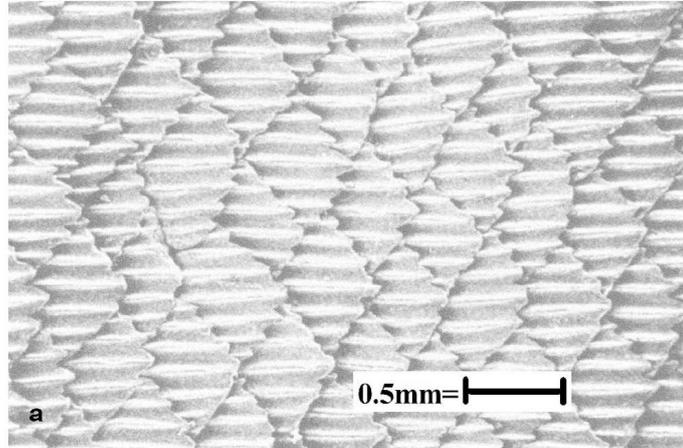


FIG. 1.8 – Photographie de la peau du requin rapide (*Carcharhinus falciformis*) [60]

au rendement de riblets 2D (jusqu'à 10%).

Une autre caractéristique de la peau de requins est la présence de zones avec riblets convergents et divergents. Cette configuration a aussi été étudiée en laboratoire, par Koelzsch *et al.* [47]. Un conduit cylindrique recouvert à l'intérieur d'un film de riblets de taille  $h^+ = s^+ = 19$ , incliné à  $45^\circ$  et  $-45^\circ$ , de façon à obtenir d'un côté un motif convergent et de l'autre, un divergent. Les mesures réalisées avec un fil chaud montrent les résultats suivants sur le champ de vitesse (voir figure 1.9)

- La vitesse moyenne est réduite sur la ligne de convergence, et les fluctuations de vitesse longitudinales augmentent pour le cas de riblets convergentes.
- Au contraire, la vitesse moyenne est augmentée et les fluctuations de vitesse diminuent sur la ligne de divergence.

Les études que l'on vient de décrire ont soulevé un certain intérêt dans la communauté thermique, avec un grand nombre de travaux concernant le transfert thermique en surfaces striées du type riblets. Beaucoup d'autres configurations ont été étudiées, comme les riblets convergents, divergents, transverses, de profil triangulaire, carré, tridimensionnel... La bibliographie est étendue, mais la taille de ces éléments rugueux est toujours de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite, et non pas de la sous-couche visqueuse.

La plupart de ces travaux a été réalisée pour des canaux, ou des souffleries dans lesquelles un gradient de pression est souvent présent. Les riblets sont de section carrée, et sont largement séparés entre eux, de l'ordre de dix fois la hauteur (figure 1.10). L'augmentation du transfert thermique pour ce

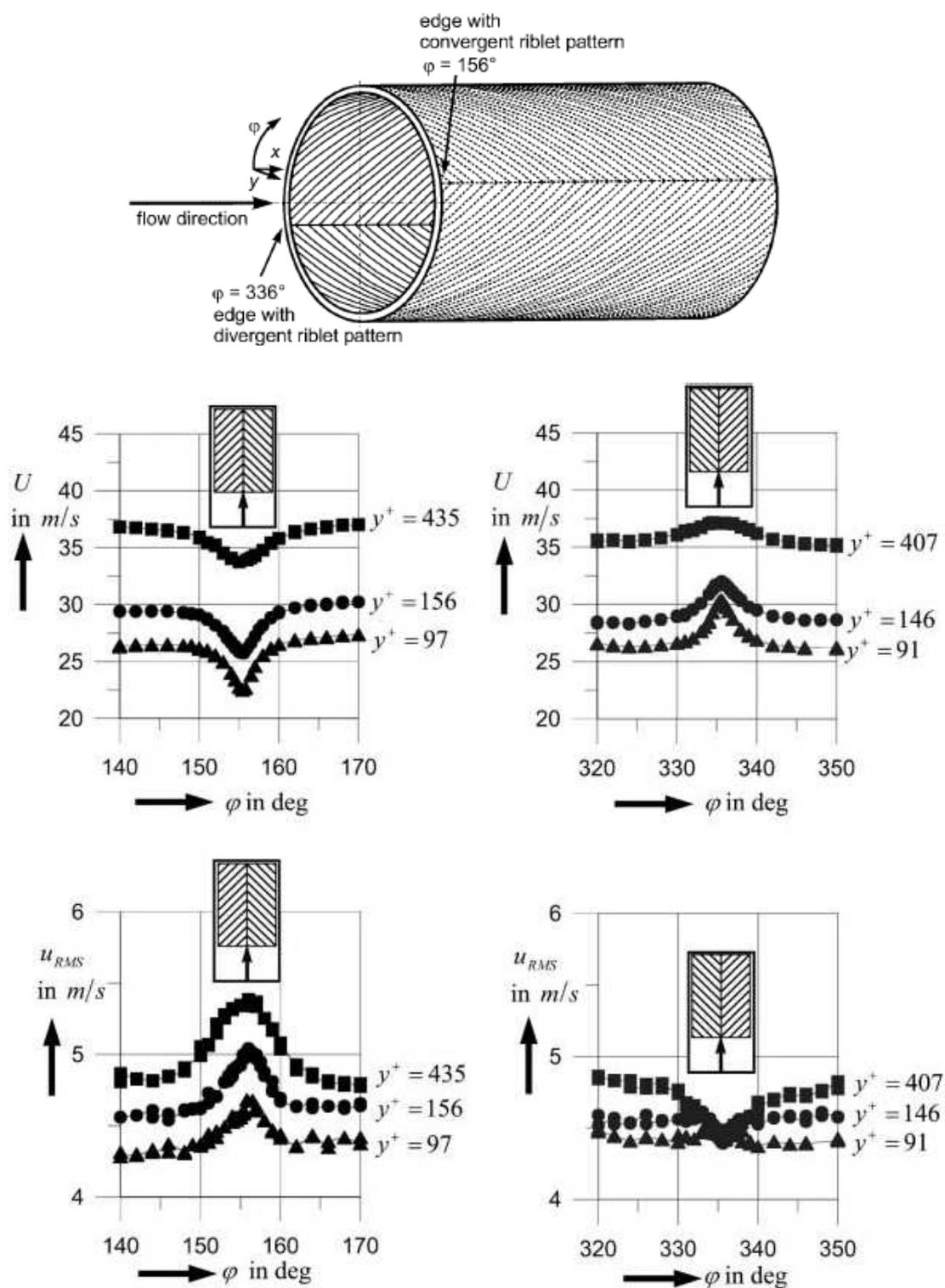


FIG. 1.9 – Distribution de vitesse moyenne et rms dans la ligne d'union des riblets convergents et divergents [47]

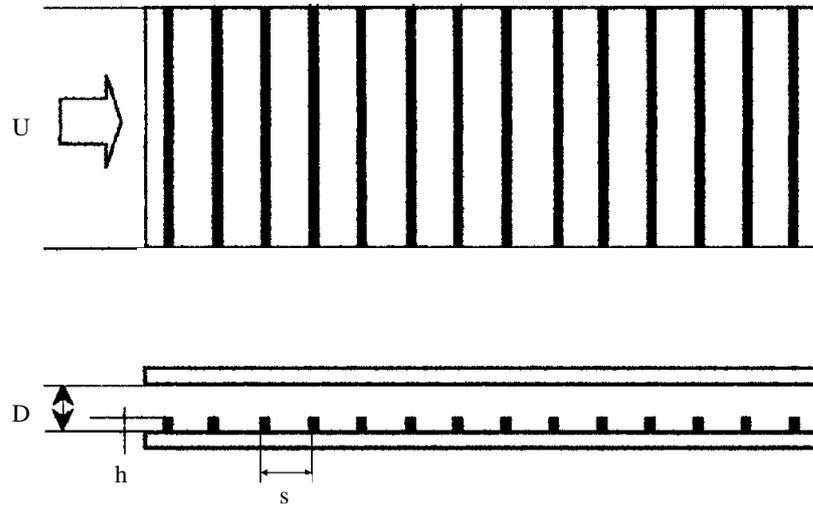


FIG. 1.10 – Configuration typique pour les études du transfert thermique sur des surfaces avec des riblets.

type d'écoulement est entre 2 et 3.5 fois celle d'un canal lisse [61]. Dans ces systèmes il y a deux mécanismes identifiés comme cause de l'augmentation du transfert thermique : l'augmentation des fluctuations turbulentes et le transport convectif entre la paroi et l'écoulement externe dû aux écoulements secondaires. La pénétration des riblets inclinés dans la couche limite cause le redéveloppement de celle-ci, la génération de fluctuations turbulentes et la création de grandes structures secondaires [61]. Il a été trouvé que la forme de riblets influence grandement le frottement, mais de façon plus modeste le transfert thermique. Dans ces configurations, la présence d'écoulements secondaires est un important mécanisme pour la redistribution de la quantité de mouvement et de la température. Aussi, la séparation entre les riblets est très importante, pour contrôler l'état de développement ou le décollement de la couche limite [62]. D'autre part, on a remarqué le caractère tridimensionnel des structures locales se développant sur les riblets transverses [63].

En général, le transfert thermique obtenu avec des riblets de section carrée en chevrons (comme dans la figure 1.11, d et e) est supérieur au cas des riblets perpendiculaires à l'écoulement grâce à la formation d'écoulements secondaires [64]. L'angle d'inclinaison qui offre un transfert mais aussi un frottement maximal est de  $60^\circ$  [65]. La performance des riblets convergentes et divergentes a été étudiée à plusieurs reprises, mais les résultats ne sont pas cohérents. Les paramètres géométriques qui gouvernent ce rendement sont l'espacement des riblets, leur hauteur, l'angle d'incidence par rapport à l'écoulement, le rapport d'aspect du canal et le nombre de Reynolds [61]. Les travaux de Han et Park [66] ou de Liuo *et al.* [67] trouvent des corrélations

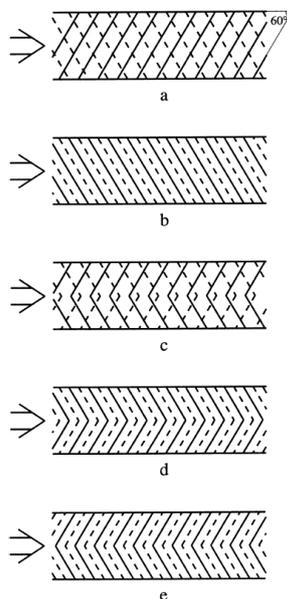


FIG. 1.11 – *Différents configurations avec des riblets dans un canal. Les deux parois opposées sont couvertes de riblets. Les flèches indiquent le sens de l'écoulement*[63]

reliant le transfert thermique et le frottement avec ces paramètres.

Selon Taslim la configuration convergente est plus performante que le cas divergent pour des nombres de Reynolds entre  $5 \cdot 10^3$  et  $3 \cdot 10^4$  [64], mais les résultats de Han *et al* et de Olsson et Sundèn diffèrent [63]; ils trouvent un plus grand coefficient de transfert pour les riblets divergents que pour les convergents. Dans la figure 1.11 on peut observer les différents types de géométries étudiées par Olsson. Il conclut que pour de bas nombre de Reynolds, ( $Re \approx 1100$ ) la plus grande augmentation de transfert est obtenue avec (d). Le frottement est aussi fortement augmenté. A partir de  $Re > 4000$  c'est la configuration de riblets divergents (e) qui présente le plus grand transfert. Dans tous ces cas, l'augmentation de surface est la même, et donc, les variations de performance sont dues uniquement aux diverses configurations. Une explication possible est la présence d'un vortex transversal qui parcourt la surface et qui est étiré par un obstacle en forme de chevron divergent et, donc, une diminution de la taille de la couche limite; le contraire se produit pour l'obstacle convergent [63].

Le travail de Gao et Sunden montre des mesures du nombre de Nusselt local, grâce à la mesure du champ de température avec une technique de cristaux liquides. La conclusion est que cette fois, ce sont les riblets conver-

gents qui favorisent le plus le transfert de chaleur et aussi la friction, mais ils offrent aussi le meilleur rapport entre les deux [68]. En particulier, les riblets convergents ont un meilleur transfert sur les cotés qu'au centre, et le contraire est vrai pour les riblets divergents. Si l'on compare ces résultats avec l'étude de Koeltzsch (figure 1.9) on pourrait déduire qu'une diminution de la vitesse moyenne accompagnée d'une augmentation de fluctuations réduit le coefficient de transfert thermique (cas convergent), tandis qu'une augmentation de la vitesse moyenne accompagnée d'une diminution de fluctuations augmente de coefficient de transfert thermique (cas divergent).

D'autre part, des études thermiques avec des écailles 3D réalisés par Chang et al [61] montrent une amélioration des performances quand l'écoulement externe est laminaire par rapport au cas turbulent, et que la performance augmente avec le nombre de Reynolds. Ces résultats s'opposent aux études de riblets 2D avec des écoulements laminaires, et indiquent une fois de plus l'importance de la structure tridimensionnelle de la surface.

Les différences entre les surfaces rugueuses de type-K et de type-D ont été aussi retrouvées dans des études thermiques avec des riblets transversales [69]. Pour les surfaces de type-K, le transfert de chaleur augmente avec la hauteur des éléments, mais le frottement aussi, et le bilan total est négatif par rapport à une surface lisse. Cependant, si l'on diminue la hauteur, le frottement diminue plus que le transfert, et la performance totale est supérieure au cas lisse. En revanche, les surfaces de type-D ne présentent pas une bonne performance thermique, même en augmentant la taille de riblets.

Finalement, il est aussi intéressant de remarquer que la plupart de ces études sont réalisées avec des conditions aux limites à flux thermique constant, et non pas à température constante. Des différences dans les lois de refroidissement pour ces deux cas sont pourtant bien connues [4], et de nouvelles études méritent d'être réalisées. Seul le travail de Olsson a été réalisé avec une température de surface constante, mais le système, avec une réfrigération d'eau en contre-courant, a peut-être une trop grande inertie thermique, de telle sorte que des mesures dynamiques n'ont pas été réalisées.

## 1.5 Le pas vers la microfluidique

La microfluidique constitue l'axe de recherche relatif à tout ce qui concerne les écoulements dans des structures mettant en jeu des dimensions caractéristiques de l'ordre du micromètre [3]. La plupart des études en microfluidique se centrent dans les écoulements internes, principalement les mini canaux (épaisseur plus grand que  $100 \mu\text{m}$ ) ou les micro canaux (épaisseur plus petit que  $100 \mu\text{m}$ ). Ces écoulements se caractérisent par de très bas nombres de Reynolds, où les effets visqueux deviennent dominants. Dans ces conditions, l'écoulement est laminaire et unidirectionelle [70].

Le travail de Stroock *et al.* [70] montre la possibilité d'augmenter le mélange dans des micro canaux grâce à l'introduction des motifs ordonnés à la paroi qui génèrent un mélange chaotique.

On peut penser que l'écoulement visqueux autour des éléments rugueux de taille micrométrique puisse garder des similitudes avec les écoulements rencontrés en microfluidique. Ainsi, Stroock affirme que des écoulements chaotiques peuvent aussi exister dans une couche limite laminaire qui se développe sur une surface avec les mêmes motifs utilisés que pour le mélangeur chaotique pour les microcanaux [70]. La sous-couche visqueuse étant dominée par les effets visqueux, pourrait-elle être influencée par ce type de phénomène ?

## 1.6 Conclusion

Dans ce chapitre on a montré le cadre scientifique dans lequel s'inscrit ce travail, les connaissances acceptées par la communauté ainsi que les sujets de désaccord dans la recherche de la couche limite turbulente et du rôle de la rugosité de la paroi. La conclusion principale est que le sujet est loin d'être compris [28], et qu'il est nécessaire de poursuivre les recherches. Cette thèse trouve donc ça place dans l'une de préoccupations scientifiques partagées par les disciplines de la turbulence et la thermique.

## Chapitre 2

# Protocole et installation expérimentale

La méthode de mesure décrite dans ce chapitre et avec laquelle on a pu obtenir la plus grande partie des résultats de cette thèse, a été développée au LMFA, en collaboration avec l'Institut de Nanotechnologies de Lyon (INL), à l'École Centrale de Lyon. L'objectif de ce développement est la maîtrise complète du système de mesure pour le flux thermique, ainsi que l'adaptabilité à la configuration considérée. Dans le principe, cette technique est analogue à l'anémométrie à fil chaud à température constante. C'est pour cette raison, et aussi parce que le fil chaud a été utilisé constamment pour la mesure de vitesse dans ce travail, que l'on présente d'abord une brève description de cette technique.

### 2.1 Anémométrie par fil chaud à température constante (CTA)

Le principe de tous les anémomètres thermiques est la mesure de la vitesse d'un fluide à partir de celle de transfert thermique pour un élément sensible, chauffé de façon électrique, qui est exposé à un fluide en mouvement. Généralement, ils ont une très petite taille afin d'obtenir une très bonne réponse en fréquence, ce qui en fait un système adapté spécialement à l'étude des écoulements turbulents [71].

Il existe deux types de capteurs qui fonctionnent selon ce principe : le fil chaud et le film chaud. Dans l'anémométrie à fil chaud, l'élément sensible est un fil métallique très fin (0.5 à 5  $\mu\text{m}$  environ de diamètre) généralement en platine ou en tungstène. Sa longueur varie entre 0.4 et 2.2 mm. Le matériau doit suivre les caractéristiques suivantes :

- Coefficient  $\alpha$  élevé de variation de la résistance avec la température.
- Résistivité élevée.
- Bonne résistance mécanique.

- Conductivité thermique faible, pour réduire la conduction vers le support.
- Matériau ductile, pour pouvoir être étiré en fils de petits diamètres.

D'autre part, la longueur et le diamètre du fil doivent être choisis de façon à avoir une résolution maximale, et de très faibles pertes vers les broches pour pouvoir obtenir une distribution uniforme de la température le long du fil. Pour cela, le rapport entre la longueur du fil et son diamètre doit être le plus grand possible (normalement  $l = 100D$ ).

Le fil chaud est adapté à la mesure de vitesse dans les gaz. Pour la mesure dans les liquides ou dans les gaz avec particules, on utilise le film chaud. C'est un film métallique très mince (de  $0.1 \mu\text{m}$  d'épaisseur) en nickel ou en platine déposé sur un support en quartz, de forme conique ou cylindrique, recouvert d'une couche mince isolante. Ces sondes ont une résistance mécanique beaucoup plus élevée, et elles sont donc utilisées dans des conditions plus dures que les fils.

Chauffé par un courant électrique, l'élément sensible est refroidit par l'écoulement incident. La réponse qu'il fournit dépend principalement de la vitesse et de la température de l'écoulement. Dans les situations considérées dans cette thèse, la température du fluide, sa composition et la pression sont constantes, et ainsi la seule variable qui affecte le transfert thermique est la vitesse. On peut donc relier le signal de sortie de l'anémomètre avec la vitesse du fluide à travers une loi d'étalonnage. Quand les autres paramètres varient aussi, la mesure précise de la vitesse devient plus complexe, et il est nécessaire de tenir en compte de ces variations dans la loi d'étalonnage et dans la mesure, comme c'est le cas notamment pour la température du fluide.

Sur la figure 2.1 on observe le principe de l'anémométrie par fil chaud. Si l'on suppose une relation linéaire entre la température du fil et sa résistance (ce qui est vrai pour le platine), la résistance  $R_f$  du capteur est

$$R_f = R_r [1 + \alpha (T_f - T_r)], \quad (2.1)$$

où  $R_r$  est la résistance du fil à la température de référence  $T_r$ ,  $T_f$  est la température du fil et  $\alpha$  est le coefficient de variation de la résistance avec la température, caractéristique du matériau.

La valeur du coefficient  $\alpha$  est très importante, parce qu'elle conditionne la sensibilité du capteur. Plus  $\alpha$  est grand, plus la résistance du fil varie avec la température, plus la sensibilité du fil sera grande. La valeur de ce coefficient dépend de la température de référence utilisée, qui normalement est celle du fluide [72].

## 2.1 Anémométrie par fil chaud à température constante (CTA) 45

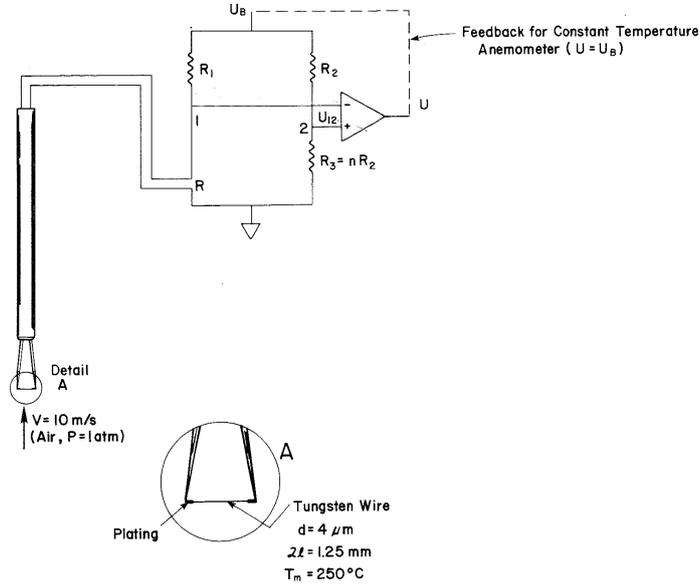


FIG. 2.1 – Éléments de base d'un anémomètre à fil chaud [72].

Sur la figure 2.1 le fil, de résistance  $R$ , fait partie d'une des branches d'un pont de Wheatstone. Il est traversé par un courant électrique  $I$  qui le chauffe par effet Joule. Une augmentation du refroidissement du fil fait diminuer sa résistance et donc la tension  $U_{12}$  et la sortie  $U$  de l'amplificateur. Si le transfert de chaleur diminue, l'effet est contraire. Quand les variations de taux de transfert sont dues aux variations de vitesse du fluide on peut ainsi mesurer la vitesse de l'écoulement. Le résultat est un anémomètre thermique. Le fil chaud est donc, avant tout, un capteur de flux thermique.

Il existe deux modes différents de régulation du circuit électronique : l'anémométrie à courant constant (CCA) et l'anémométrie à température constante (CTA). Dans les deux cas, la tension de déséquilibre du pont est une mesure de la vitesse du fluide. Ici, on va traiter uniquement le cas à température constante, puisqu'il est le plus communément utilisé et que le capteur de flux thermique développé dans ce travail se base sur le même principe. Une description plus détaillée sur l'électronique de ces systèmes est donnée dans la section 2.5.1.

On a vu dans le chapitre 1 que lorsque les échanges thermiques se font par convection forcée, le nombre de Nusselt dépend uniquement des nombres de Reynolds et de Prandtl,  $Nu = f(Re, Pr)$ . À partir de la loi de Newton, (1.1), et si on considère que la seule variable qui dépend de la vitesse est le

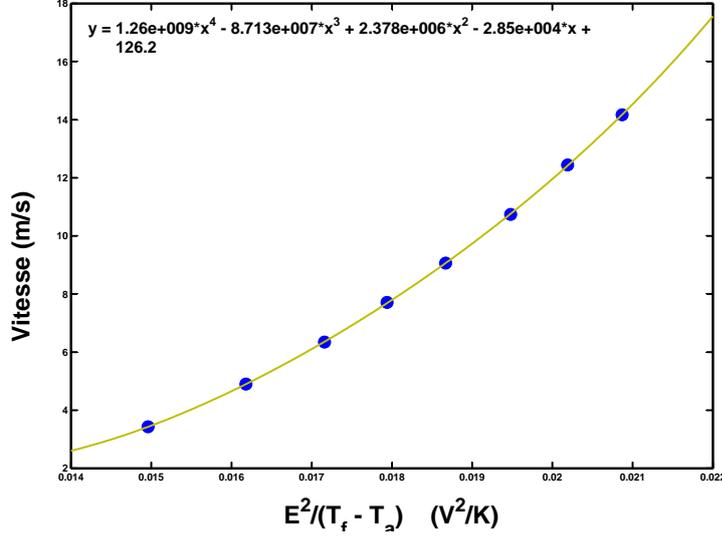


FIG. 2.2 – Étalonage d'un fil chaud. Les points expérimentaux sont ajustés avec un polynôme d'ordre 4.

coefficient de convection  $h$ , on peut en déduire

$$UI = \frac{E^2}{R_f} = hS(T_f - T_\infty) \Rightarrow v = f\left(\frac{E^2}{T_f - T_\infty}\right). \quad (2.2)$$

De cette façon on peut tenir compte des variations de température dans l'écoulement entre l'étalonnage et la mesure. Un exemple typique d'étalonnage pour un fil chaud de paroi de  $4 \mu\text{m}$  de diamètre est montré dans la figure 2.2. La mesure de la vitesse a été faite avec un tube de Pitot connecté à un manomètre optique à colonne d'eau, d'une précision de  $0.01 \text{ mm H}_2\text{O}$ , soit  $0.1 \text{ Pa}$ .

Il existe différents modèles pour la loi d'échange entre le fil chaud et l'écoulement. Bien que le nombre de Nusselt dépende d'une grande quantité des paramètres, l'hypothèse de convection forcée (qui implique fluide incompressible, gaz non-raréfié et absence d'écoulement dû aux forces d'Archimèdes créées par les inhomogénéités de température) permet une simplification importante, et le nombre des paramètres nécessaires pour décrire la loi du nombre de Nusselt diminuent considérablement. Le modèle le plus utilisé est la Loi de King, qui, aux petits surchauffes prend la forme simplifiée [72] :

$$Nu = (A + BRe^{0.5}) \quad (2.3)$$

où  $A$  et  $B$  sont des constantes qui se déterminent de façon expérimentale. Cette loi est vérifiée pour un fil de longueur infinie dans un écoulement

## 2.1 Anémométrie par fil chaud à température constante (CTA) 47

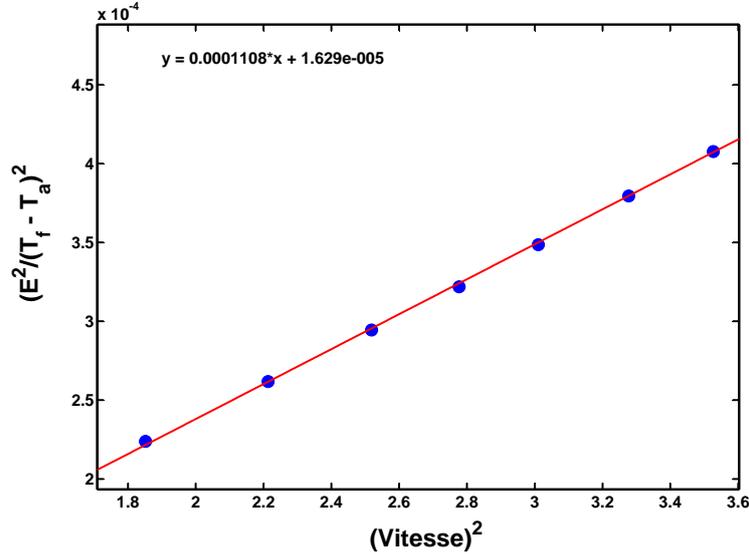


FIG. 2.3 – Étalonage d'un fil chaud selon la Loi de King.

potentiel. Pour un fil réel, l'exposant du nombre de Reynolds est aussi un résultat empirique qui est associé à l'épaisseur de la couche limite, et il a une valeur voisine de 0.5 [73]. La même courbe d'étalonnage que la figure 2.2 est représentée selon la loi de King dans la figure 2.3. Même si la Loi de King est dotée d'un sens physique, nous avons utilisé en général pour nos mesures la loi d'étalonnage de type polynomial. Ceci a l'avantage d'introduire une erreur plus petite (les données expérimentales s'ajustent mieux à l'interpolation pour 2.2 que pour 2.3), et aussi on diminue le temps de calcul de l'ordinateur, ce qui est important pour l'acquisition d'un signal temporel de vitesse si l'on veut éviter le posttraitement.

Le fonctionnement de l'anémométrie à température constante est le suivant : le fil ou le film est chauffé électriquement par effet Joule de façon à compenser les pertes thermiques par convection dans l'écoulement, par conduction dans les broches et par rayonnement. Une rétroaction électronique fournit à chaque moment la puissance électrique nécessaire pour maintenir la résistance, donc la température du fil toujours constante face aux variations de vitesse de l'écoulement. Si l'on considère que les termes de conduction et de rayonnement sont constants, et qu'ils ne dépendent pas de la vitesse du fluide, on peut retrouver la loi de dépendance du signal de sortie du fil avec la vitesse (loi d'étalonnage). De plus, aux surchauffes généralement utilisées pour le fil  $((R_f - R_r)/R_r \leq 0.8)$ , l'énergie cédée par le fil sous la forme de rayonnement est négligeable [73].

L'avantage principal de ce système est que la réponse en fréquence n'est pas limitée par l'inertie thermique du fil, puisque sa température ne varie pas (à la différence du CCA). La fréquence de coupure peut aller jusqu'à plus de 100 kHz. D'autres avantages du CTA face au CCA sont [74] :

- La compatibilité avec les capteurs de film, qui ont une réponse en fréquence complexe.
- Le capteur ne peut pas se détruire face au changements brusques de vitesse qui induirait une surchauffe trop grande.
- Bien que le processus soit dans l'ensemble non-linéaire, il est possible de linéariser la sortie autour du point de fonctionnement du capteur.
- Il fournit directement une sortie DC, sans correction manuelle comme pour le cas du CCA.

Cependant le CTA a aussi des désavantages, comme par exemple :

- Le temps de réponse de la boucle de réalimentation est fonction du gain de l'amplificateur, mais le système peut rentrer en oscillation si sa valeur est trop élevée.
- Il est nécessaire d'ajuster l'équilibre du pont de Wheatstone.

Toutes ces caractéristiques du système d'anémométrie à température constante ont été prises en compte lors de la conception de notre capteur de flux thermique à température constante par couche mince.

Dans ce travail les mesures de vitesse ont été réalisées par anémométrie à fil chaud à température constante, avec des spécifications techniques qui seront décrites plus loin. Plus de détails sur la technique de mesure de vitesse par fil chaud se trouvent dans [71, 72].

## 2.2 Capteur de flux thermique par couche mince

### 2.2.1 Introduction

Pour étudier l'effet d'une rugosité donnée sur le transfert thermique convectif à la paroi, nous avons besoin d'un système de mesure non-intrusif (afin de ne perturber ni la structure de l'écoulement ni la rugosité à étudier), global dans l'espace (pour mesurer l'effet d'une rugosité tridimensionnelle) et local dans le temps, c'est à dire avec une résolution en fréquence rapide, pour étudier le comportement statistique du transfert de chaleur.

La mesure du flux thermique convectif nécessite l'installation d'un dispositif de chauffage et de positionnement d'un capteur, au plus près des échanges thermiques. De plus, les instruments de mesure peuvent être développés soit pour étudier le régime stationnaire, soit pour étudier le régime transitoire. Dans ce dernier cas, ils doivent être petits ou minces, pour que leur temps de réponse soit court comparé aux variations de flux thermique [75]. Ces

systèmes, dits "thermiquement minces" se caractérisent pour un nombre de Biot faible. Les échanges sont caractérisés par le coefficient  $h$  de l'équation (1.1). En général, il est supposé que  $h$  reste constant avec le temps, et donc que le flux thermique varie quand les conditions de la surface ou de l'écoulement varient. Cependant, les capteurs commerciaux ne sont pas toujours appropriés aux surfaces rugueuses. Les jauges de flux thermique, bien que très performantes en terme de réponse temporelle, ne peuvent pas se placer directement sur la surface rugueuse. Il s'agit de capteurs à multi-couches métalliques qui mesurent un gradient de température, et en dérivent un flux conductif [76, 77]. Si ce capteur est placé sous une plaque comportant une surface rugueuse, la réponse sera limitée par le temps de conduction à travers cette plaque : on obtiendra une résolution de l'ordre de quelques Hz. Des techniques récentes, basées sur des mesures de la température de surface, par cristaux liquides ou thermographie infrarouge, pourraient s'adapter à une surface rugueuse mais ne permettent pas d'atteindre des fréquences très élevées, seulement de l'ordre de 0.5 Hz [78, 79].

Une autre technique qui se révèle très flexible par rapport au choix des matériaux, leur taille ainsi que la conception et l'intégration à des circuits électroniques de contrôle, est constituée par les capteurs de "couche épaisse" (thick-film sensors). Il s'agit d'amalgames de matériaux semi-conducteurs avec des poudres céramiques sur un substrat isolant. Ils sont souvent utilisés dans les circuits hybrides intégrés [80], mais ils présentent des problèmes d'in-homogénéité des propriétés physiques dus aux défauts de la couche (grains, porosité) et aux impuretés ajoutées pour améliorer l'agglomération à basse température. Ceci provoque une diminution de la sensibilité du capteur, qui peut être améliorée seulement par une augmentation de son épaisseur [81]. Aussi, l'épaisseur importante de ces couches (10 - 20  $\mu m$ ) diminue considérablement leur réponse en fréquence. Cependant, son application est intéressante pour des cas où une réponse en fréquence élevée n'est pas nécessaire, comme dans certaines études de convection [82] et de mesures de frottement [83].

Il existe aussi d'autres types de capteurs de flux thermique, dits capteurs de "couche mince". Cette appellation recouvre un vaste domaine d'épaisseurs : de quelques couches atomiques (typiquement un nanomètre) jusqu'à quelques micromètres. Ces applications sont larges, mais leur intérêt actuellement est surtout centré dans la miniaturisation des composants microélectroniques [84]. Cependant, la technique de couche mince métallique (thin-film sensors) pour des études de transfert thermique convective a été largement utilisée dans des applications aérodynamiques depuis plus de cinquante ans [85], mais en général comme un moyen de mesure de l'histoire de la température à la paroi, et non pas du flux thermique de façon directe [86].

Par ailleurs, il existe des capteurs de frottement de paroi, qui sont en fait des capteurs de flux thermique, et qui utilisent l'analogie de Reynolds pour

mesurer la contrainte de cisaillement. Il s'agit d'un film métallique mince, dont la résistivité varie avec la température. Il est maintenu à résistance, donc à température constante par un conditionnement électronique. La mesure de la puissance dépensée pour effectuer cette opération donne directement les fuites thermiques dans l'écoulement, comme pour le cas d'un fil chaud. Ces capteurs sont aussi très rapides (ils peuvent atteindre la dizaine de kHz), mais ne donnent des informations que sur des surfaces très réduites, de l'ordre de  $0,01 \text{ mm}^2$  [87, 88]. On ne peut donc pas en tirer des conclusions sur le comportement global du flux thermique en présence d'un type de rugosité donné.

Nous avons adapté cette technique pour l'utiliser sur des surfaces notablement plus grandes, de l'ordre de quelques  $\text{cm}^2$ . Un exemple d'application de la technique de couche mince pour la mesure de flux thermique sur une surface étendue est donné par Granger [89]. Il montre comment un film métallique mince attaché fermement à une substrat isolé peut fonctionner en même temps comme élément chauffant et thermomètre résistif. Chauffé de façon uniforme mais sans rétroaction qui maintient sa température constante, il fournit une mesure moyenne de la température, intégrée sur toute la surface.

Si l'on fait le raisonnement contraire et qu'on maintient la température de la surface homogène et constante, on pourra obtenir une mesure globale du flux thermique échangé par cette surface. Dans ce travail, un film métallique a été déposé directement sur une surface rugueuse, de façon à mesurer l'effet de la rugosité sur la dynamique du transfert thermique dans la couche limite turbulente. La mesure de flux thermique se fait directement par chauffage par effet Joule de la surface à étudier, avec une rétroaction qui maintient la température du film constante. Dans la section suivante on décrit le développement du capteur ainsi que ses caractéristiques techniques.

### 2.2.2 Conception et développement du capteur de flux thermique à température constante

L'originalité principale du capteur de flux thermique développé, par rapport à un capteur de frottement, est sa taille, de l'ordre de plusieurs  $\text{cm}^2$ . Cet aspect est intéressant pour l'étude de l'effet global d'une rugosité tridimensionnelle, mais il comporte plusieurs difficultés. La plus importante est l'homogénéité de la température. De plus, se pose le problème de la réponse en fréquence. Pour comprendre le phénomène de transfert d'énergie dans une couche limite turbulente, il est nécessaire de connaître le comportement dynamique du signal de flux thermique, ce qui impose une bonne réponse en fréquence du capteur. Pour le cas d'un fil chaud, cette réponse dépend du diamètre de fil, et dans le cas d'un film l'épaisseur est déterminante [90]. Il est donc avantageux de diminuer l'épaisseur du film métallique.

Matériau	Chaleur Spécifique $c_p$ (J/(Kg K))	Masse thermique $\rho c_p$ (J/(m <sup>3</sup> K))	Sensibilité $\alpha$ (K <sup>-1</sup> )	Résistivité $r$ (m $\Omega$ )	Cond. thermique $\lambda$ (W/(mK))
Or	128	24.70 10 <sup>5</sup>	3.4 10 <sup>-3</sup>	2.2 10 <sup>-8</sup>	317
Platine	130	27.42 10 <sup>5</sup>	3.6 10 <sup>-3</sup>	10.35 10 <sup>-8</sup>	71.6
Nickel	440	39.20 10 <sup>5</sup>	6.3 10 <sup>-3</sup>	6.99 10 <sup>-8</sup>	90.7
Cuivre	380	33.82 10 <sup>5</sup>	4.5 10 <sup>-3</sup>	1.7 10 <sup>-8</sup>	401
Titane	520	33.40 10 <sup>5</sup>		40 10 <sup>-8</sup>	21.9

TAB. 2.1 – Constantes physiques caractéristiques de différents métaux



FIG. 2.4 – Film de platine évaporé sur une plaque de circuit imprimé (support en résine epoxy.) [91].

Le métal choisi pour faire les dépôts a été le platine, à partir d'un compromis entre différents critères :

- La valeur élevée de son coefficient de variation de la résistance avec la température  $\alpha$ , ce qui augmente la sensibilité du capteur,
- Sa chaleur spécifique n'est pas très élevée, ce qui permet de l'amener à une température de fonctionnement notable avec une puissance électrique correcte,
- Il ne s'oxyde pas à l'air ambiant.

Pour obtenir une bonne homogénéité de température sur toute la surface du film, on place, avant évaporation, deux électrodes conductrices, de chaque côté, de façon à obtenir une nappe homogène de courant à l'intérieur du film

de platine et donc un échauffement homogène. Les premiers essais ont été réalisés en 2003 avec une plaque de circuit imprimé epoxy - cuivre. Le support était donc une résine epoxy sur laquelle on avait révélé deux bandes en cuivre (circuit imprimé) d'une longueur de 1 cm et séparées entre elles de 3 cm. Ensuite, on procédait à une évaporation sous vide d'une couche de platine, pour obtenir des dépôts métalliques de 1 x 3 cm dont la résistance électrique est de l'ordre de 30  $\Omega$  (figure 2.4). Les détails techniques de ce travail se trouvent en [91]. Cette configuration a mise en évidence plusieurs lignes d'amélioration :

- Pour réussir l'accrochage du platine sur la résine, il est nécessaire de déposer avant une couche de titane de 0.1  $\text{Å}$ , ce qui augmentait les résistances de contact et compliquait la réponse du capteur.
- Les dépôts ainsi obtenus étaient trop résistifs pour pouvoir assurer la stabilité du circuit électronique de contrôle, due aux grandes résistances de contact avec les électrodes de cuivre et au mauvais état de surface du support en résine epoxy. La résistance électrique d'un fil métallique est définie selon :

$$R = r \frac{L}{S} \quad (2.4)$$

où  $r$  est la résistivité du métal ( $\text{m}\Omega$ ),  $L$  la longueur du fil (m), et  $S$  la section perpendiculaire à la direction du courant électrique. Pour un film on obtient

$$R = r \frac{L}{e l} \quad (2.5)$$

ou  $e$  est l'épaisseur du film et  $l$  sa largeur. Pour diminuer la résistance électrique il est donc nécessaire d'augmenter la section du film. Comme l'épaisseur  $e$  doit être très réduite pour avoir une bonne réponse en fréquence, il reste seulement la possibilité d'augmenter la largeur.

- Le support en résine n'est pas stable thermiquement et il fond avec l'échauffement du dépôt métallique, en provoquant une évolution de la résistance du dépôt avec le temps (invalidation de l'étalonnage) et un échauffement non-homogène.
- L'implantation d'une certaine rugosité contrôlée sur un support de ce type n'offrirait pas de solutions satisfaisantes.

La solution adoptée a été le pas vers une technologie sur substrat céramique avec sérigraphie en silice, en gardant toujours le platine comme dépôt métallique. La fabrication des substrats a été réalisée par la société ELMA-TEK à Grenoble. Le support est une plaque de céramique Kyocera<sup>TM</sup>, pour des raisons de stabilité thermique, d'une épaisseur de 0.6 mm. De plus, le platine présente un bon accrochage sur l'alumine, et il n'est plus nécessaire d'introduire une couche supplémentaire de titane.

On prépare un substrat comportant deux bandes d'un alliage palladium-argent, sérigraphiées de part et d'autre d'un carré de céramique Kyocera<sup>TM</sup> de 2.42 cm de côté (on augmente ainsi la largeur du dépôt). Les électrodes en cuivre sont remplacées par des électrodes palladium-argent, plus stables et résistantes à l'oxydation (les alliages palladium-argent sont souvent utilisés dans les prothèses dentaires). Le substrat est soit lisse, soit rugueux, avec un motif rugueux réalisé par sérigraphie en verre (non conducteur). Le choix des motifs rugueux et sa description précise sera le sujet de la section 2.2.4. On obtient ainsi des morphologies de surface d'une profondeur de 15 à 20 micromètres. Un film de platine d'une épaisseur de 1000 Å (0.1 μm) est évaporé sous vide sur ce substrat par la technique d'évaporation par canon d'électrons. Le dépôt est ensuite recuit 12 heures à une température de 100 °C sous courant d'azote, pour assurer une bonne stabilité de sa résistance. On obtient des valeurs de résistance de 5 à 10 Ω. Pour réduire aux maximum ces valeurs de résistance les bandes de palladium-argent ont été nettoyées et poncées soigneusement, afin de diminuer la résistance de contact avec le film déposé. Les connexions sont réalisées sur les électrodes latérales par soudure à basse température, et le schéma de câblage est à quatre fils, ce qui impose deux connexions par électrode. Le fait de séparer les fils d'alimentation (qui vont se réchauffer au passage du courant électrique) et les fils de mesure, permet une meilleure précision, puisque cela permet de tenir compte de la résistance des fils lors de la mesure de la puissance électrique. Plus de détails sur la connectique seront donnés dans la section 2.4.

Sur la figure 2.5 on observe à gauche le support céramique lisse avec les deux électrodes sérigraphiées de chaque côté, avant l'évaporation du platine. Les fils électriques sont soudés aux électrodes à l'arrière de la plaque. À droite, un film de platine de 1000 Å a été évaporé sur toute la surface. Quand on applique un voltage entre les deux électrodes, une nappe de courant s'établit dans le dépôt et un chauffage uniforme a lieu. L'uniformité de la température a été testée par thermographie infrarouge (section 2.6).

Pour compléter la conception du capteur on a déposé par sérigraphie sur l'autre face du support céramique une sonde de platine (Pt100) pour mesurer la température de la plaque. La sonde est sérigraphiée en forme de serpent. Sur la figure 2.6 on peut trouver les côtes des plaques céramiques et les détails de leur fabrication. A partir d'un pavé de 2" x 2" on découpe quatre plaques de 2.42 x 2.42 cm<sup>2</sup>. Chacune dispose de deux électrodes en palladium - argent et d'une sonde Pt100 sérigraphiées. Sur chaque plaque (sauf pour le cas lisse) un motif en verre est sérigraphié avec des cotes assez précises. Pour cela, des masques ont été réalisés à partir d'un fichier électronique comportant tous les données. Le résultat est montré sur la figure 2.8.

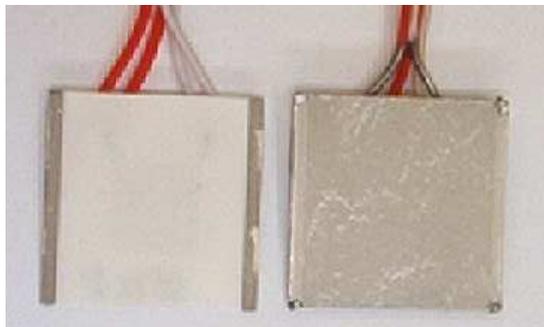


FIG. 2.5 – vue des capteurs de flux thermique, avant et après évaporation d'une couche de platine. On distingue avant l'évaporation les deux bandes d'alliage palladium-argent permettant une nappe de courant homogène dans la couche métallique.

### 2.2.3 Évaporation sous-vide des dépôts métalliques

Les dépôts métalliques qui constituent la base de notre technique de mesure ont été réalisés à l'Institut de Nanotechnologies de Lyon (INL), dans les locaux situés à l'École Centrale de Lyon. Les équipements nécessaires se situent dans un environnement propre et contrôlé (salle grise). Dans cette section on décrit les principaux aspects de cette technique.

La technique de la métallisation sous vide consiste à provoquer l'évaporation d'un métal dans le vide en le chauffant jusqu'à sa température de vaporisation. Les atomes métalliques se propagent alors en ligne droite et se fixent sur la surface froide de l'objet à traiter (substrat). On réalise ce dépôt sous vide car une diminution de pression dans l'enceinte entraîne un abaissement de la température de sublimation du métal. De plus, le vide doit être suffisamment poussé (en général de  $10^{-5}$  à  $10^{-7}$  Torr) afin que les atomes évaporés ne rencontrent pas de molécules de gaz pendant leur trajet jusqu'au substrat. Il permet aussi de suivre avec précision et en temps réel la croissance de la couche [84].

L'INL possède un bâti de métallisation sous vide avec lequel il est possible de déposer une couche de métal avec une précision de quelques angströms, grâce à la technique du canon à électrons (e-beam). Un échantillon de métal à évaporer est soumis à un intense faisceau d'électrons qui le réchauffe jusqu'à l'évaporation. L'échantillon à traiter est placé au-dessus. La source d'électrons est un filament de tungstène chauffé, et le matériau à évaporer est placé dans un creuset refroidi par un circuit de circulation d'eau. Finalement, une balance à quartz mesure la vitesse de dépôt ainsi que l'épaisseur des films déposés. Cette méthode prévaut pour les évaporations de métaux à haut point de sublimation, comme le platine, qui a une température de

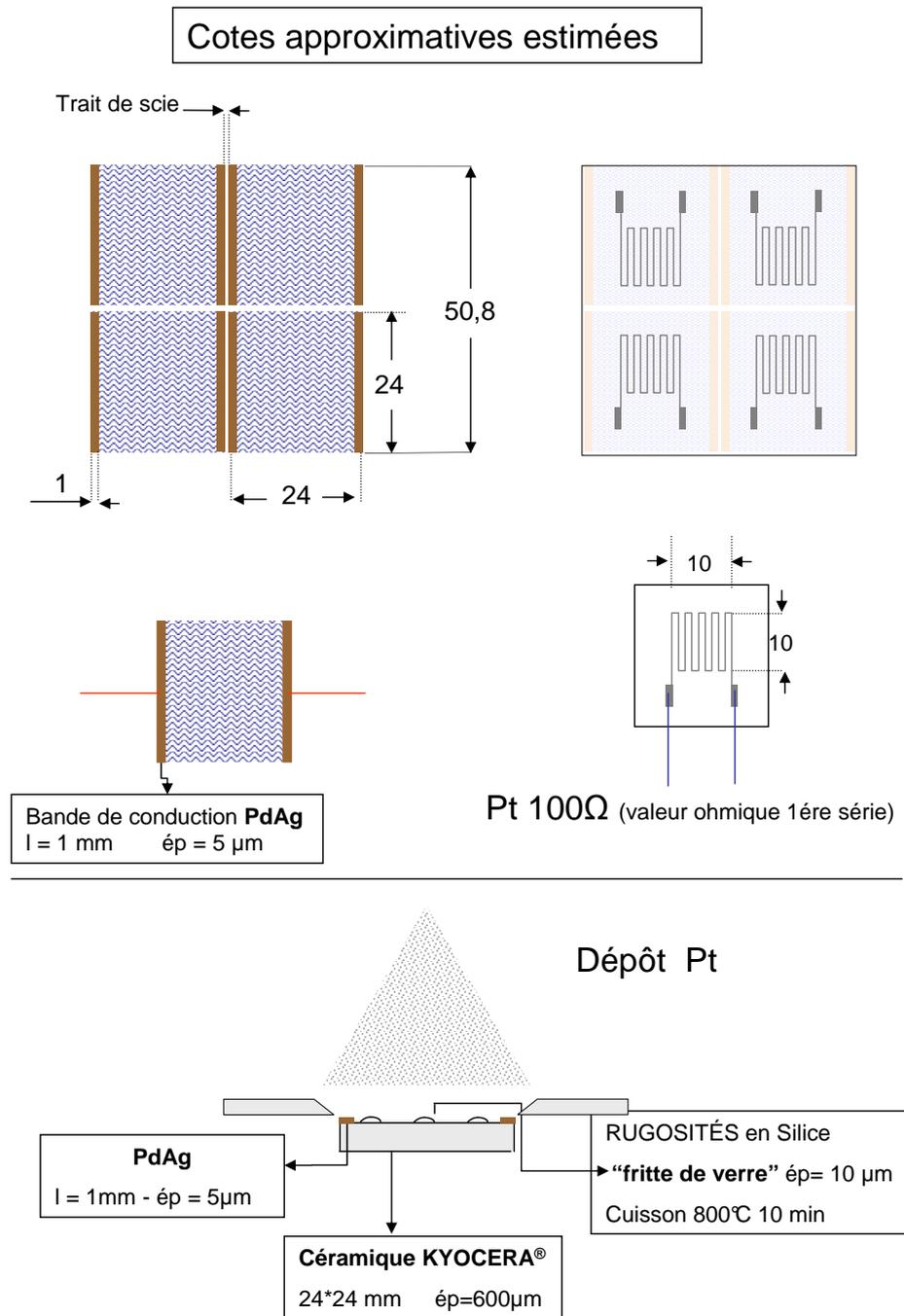


FIG. 2.6 – Schéma de cote (en mm) et différentes parties de la structure du capteur avant évaporation. La représentation n'est pas à l'échelle.

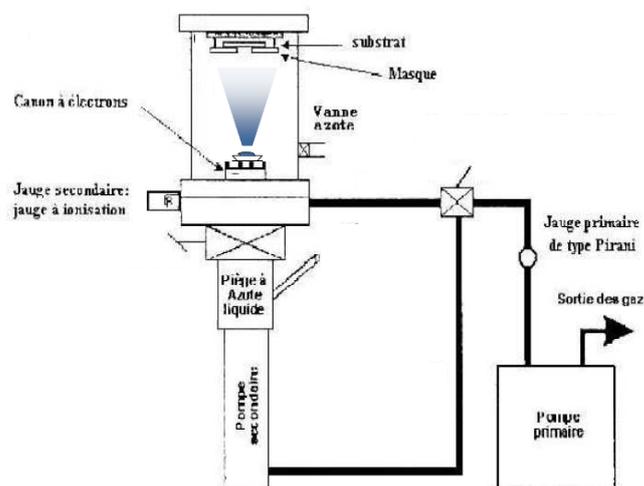


FIG. 2.7 – Bâti de métallisation sous vide de l'INL. L'évaporation du métal à déposer sur le substrat est réalisée grâce à un canon à électrons.

1192°C pour une pression de  $10^{-5}$  Torr.

La figure 2.7 montre les différentes parties du système d'évaporation. Il se compose principalement d'une enceinte à vide, de deux pompes, qui communiquent avec l'enceinte et entre elles par l'intermédiaire de vannes, et de jauges qui contrôlent l'état du vide dans l'enceinte. Le système de pompage pour générer le vide à l'intérieur de l'enceinte où l'évaporation a lieu est formé par deux pompes. Une pompe à palettes permet d'atteindre une pression de  $10^{-2}$  à  $10^{-3}$  Torr (vide primaire). Pour améliorer le vide ainsi obtenu on utilise une pompe turbo cryogénique, qui permet d'obtenir un vide de l'ordre de  $10^{-8}$  Torr (vide secondaire).

On place les échantillons à métalliser à 20 cm environ du canon. Pour cela, il faut que le libre parcours moyen des molécules d'air dans l'enceinte soit bien supérieur à la distance qui sépare le faisceau d'électrons du substrat. Il faut réaliser un vide meilleur que  $10^{-4}$  Torr pour que le libre parcours moyen soit supérieur à 1 m.

On a travaillé avec une pression résiduelle de  $6 \cdot 10^{-6}$  Torr. Les atomes sont projetés dans toutes les directions et atteignent l'échantillon. Ils se déposent un par un sur le substrat céramique et l'épaisseur du film grandit de façon homogène avec le temps, à une vitesse autour de  $1.8 \text{ \AA}/\text{sec}$ . Cela prend quelques minutes jusqu'à obtenir une épaisseur de 1000 Å. Une fois l'évaporation finie et après un temps de refroidissement, le dépôt est retiré du bâti de métallisation et il est introduit dans un étuve de recuit. Il reste 12 heures à

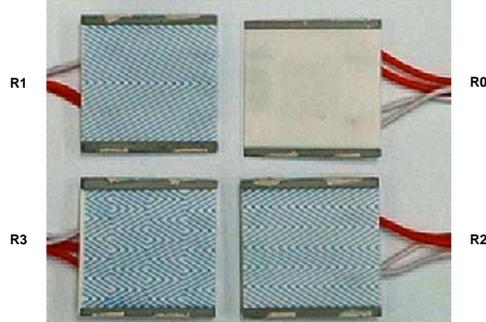


FIG. 2.8 – vue des supports céramiques avant évaporation. De droite à gauche et de haut en bas :  $R0$ ,  $R1$ ,  $R2$  et  $R3$ .

la température de consigne de 100 °C, sous un courant d'azote de 120 l/h. Le résultat est un dépôt stable, dont les propriétés ne varient pas avec des changements de température au dessous de 100 °C.

#### 2.2.4 Choix de motifs rugueux

On a travaillé avec quatre types de surfaces différentes, une lisse et trois rugueuses, avec une rugosité ordonnée et tridimensionnelle. Sur la figure 2.8 on peut observer la géométrie des trois pavés rugueux qui vont être comparés à la surface lisse. Sur le substrat céramique, on a déposé par sérigraphie des chevrons ordonnés en verre fritté selon trois motifs différents.

Le premier motif, que l'on appellera désormais  $R1$ , le dépôt lisse étant  $R0$ , est constitué par un chevron simple. Le deuxième,  $R2$ , est une succession de trois chevrons convergents et divergents et le troisième ( $R3$ ) est une modification de  $R2$  : on a coupé trois bandes du deuxième motif et on les a décalées transversalement d'un pas. La hauteur de chaque élément rugueux est de 20  $\mu m$ , identique pour les trois types. La surface lisse ( $R0$ ) utilisée pour comparer les résultats présente une rugosité gaussienne de l'ordre du micromètre. La rugosité d'une surface  $R_a$  est définie comme l'écart moyen de la surface à son plan moyen, c'est-à-dire la hauteur moyenne des pics ou la profondeur moyenne des vallées présents sur la surface. D'autres paramètres importants pour la description de l'état de surface sont  $R_q$ , la valeur  $rms$ , et  $R_t$ , la hauteur maximale du profil.

Le choix des motifs rugueux avec lesquels on a réalisé tout ce travail a été basé sur les critères suivants :

- Une étude bibliographique assez complète sur les travaux réalisés avec des surfaces rainurées (riblets), qui a été résumée dans la section 1.4, et des considérations sur les écoulements en microfluidique. En effet,

dans les écoulements très visqueux, comme ceux rencontrés en microfluidique, il est admis que les rainures en forme de chevron convergents génèrent une composante de vitesse normale à la paroi, qui favorise le mélange dans les microcanaux, où les dimensions typiques sont les mêmes qu'une sous-couche visqueuse [70].

- La taille des éléments rugueux doit être suffisamment petite pour qu'ils soient complètement immergés dans la sous-couche visqueuse de la couche limite turbulente. L'évolution de l'épaisseur de la couche limite turbulente en fonction du nombre de Reynolds est [4]

$$\frac{\delta}{x} = 0.37 \left( \frac{U_\infty x}{\nu} \right)^{-1/5}. \quad (2.6)$$

D'autre part, la sous-couche visqueuse occupe entre 0.1 % et 1% de l'épaisseur totale de la couche limite. Ceci implique que, pour une vitesse d'entre 5 m/s et 40 m/s et une longueur de développement de l'ordre de 10 cm, la taille de la rugosité doit être entre 4  $\mu\text{m}$  et 40  $\mu\text{m}$  pour être complètement immergée dans la sous-couche visqueuse.

- Les éléments rugueux ne doivent pas comporter des bords droits pour assurer la continuité du film de platine une fois déposé sur la surface rugueuse.
- La structure tridimensionnelle est fortement influencée par les limitations de la technique de sérigraphie. En particulier, la largeur de chaque chevron est fixée à 200  $\mu\text{m}$  et les espaces entre deux chevrons doivent être notablement supérieurs à cette distance.

Les trois motifs rugueux ont été choisis en conciliant toutes ces conditions. Ils sont présentés sur la figure 2.8 et leurs dimensions précises apparaissent sur la figure 2.9. Les deux motifs *R1* et *R2* ont été choisis avec l'idée qu'ils pourraient engendrer un guidage des structures turbulentes de la couche limite (streaks ou autres) ou bien la création de structures verticales vers l'extérieur dans les points de confluence de chevrons. Le motif *R3* présente les mêmes dimensions que *R2* mais avec un découpage par bande d'un motif décalé d'un quart de phase. Il est différent des deux autres parce qu'il a été pensé de façon non pas à créer ou guider les structures mais plutôt à les déformer ou les détruire, et peut-être à faire intervenir des phénomènes d'advection chaotique.

Le lot de fabrication dont on a disposé pour toutes nos expériences comprend cinq échantillons de chaque type. Sur ces échantillons on a réalisé plusieurs essais, avec différents temps d'évaporation et différentes techniques pour les connexions et les résistances de contact. Finalement on a choisi un lot de quatre dépôts (*R0*, *R1*, *R2* et *R3*) avec des caractéristiques similaires pour réaliser la plupart de nos mesures.

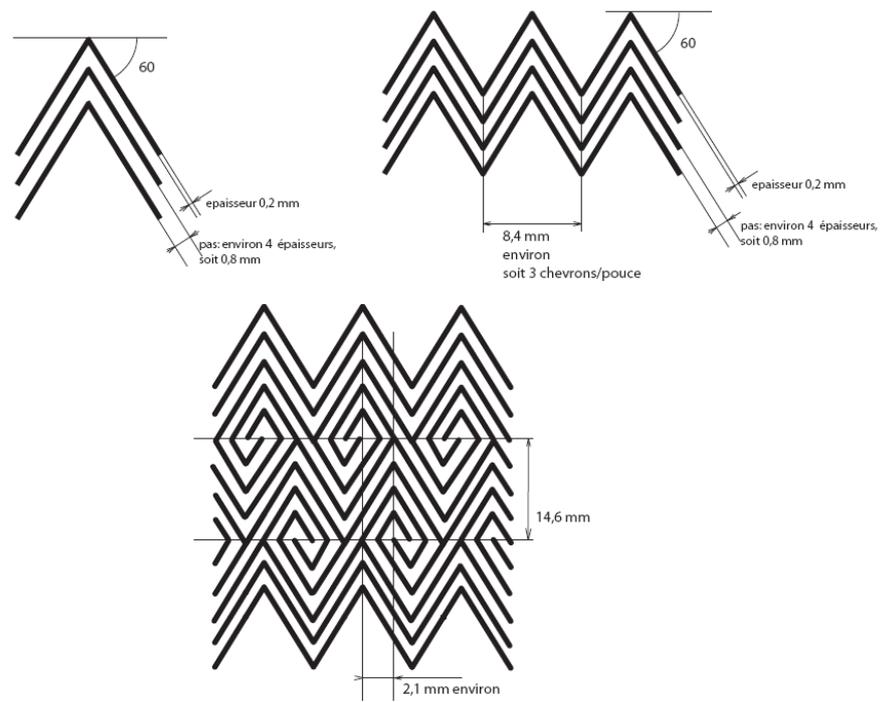


FIG. 2.9 – Schéma de cotes des éléments rugueux pour R1 (en haut à gauche), R2 (en haut à droite) et R3 (en bas).

Pour vérifier les cotes de nos éléments rugueux avant l'évaporation du film métallique, on a réalisé des profils de rugosité avec un profilomètre de contact à l'INL. Des exemples de profils de rugosité obtenus sont montrés sur la figure 2.10. Ces mesures fournissent les paramètres rugueux de nos surfaces. Ainsi, pour le dépôt  $R\theta$  on obtient  $R_a = 0.37 \mu\text{m}$  et  $R_q = 0.71 \mu\text{m}$ . Pour les trois autres surfaces on a  $R_a = 2.26 \mu\text{m}$ ,  $R_q = 7.43 \mu\text{m}$  et  $R_t = 20 \mu\text{m}$ . L'augmentation totale de surface due à la présence du motif rugueux est autour de 0.8 % pour les trois cas, par rapport à la surface lisse.

L'état de surface de la céramique avant sérigraphie et après sérigraphie est montré dans la figure 2.10. On peut constater la grande séparation entre deux chevrons, qui est due aux limitations de la technique de sérigraphie. En bas de la figure on peut voir, à côté d'un élément rugueux, la taille d'une des bandes de palladium - argent, d'une hauteur d'environ  $12 \mu\text{m}$ . Finalement, on observe dans la figure 2.11 un exemple des capteurs rugueux après la métallisation.

## 2.3 Conception et construction du support profilé

Dans cette section on va décrire le positionnement des capteurs sur la surface d'essai et les caractéristiques du montage.

La presque totalité des études expérimentales menées sur la couche limite turbulente se développant sur une surface rugueuse ont été réalisées dans des conduites, des canaux ou dans de grandes souffleries à très bas taux de turbulence. Les couches limites sont donc complètement développées et elles sont influencées par la présence de parois latérales. Cependant, dans beaucoup de situations réelles les couches limites n'ont pas la distance nécessaire pour se développer, comme c'est le cas des ailes d'avions, aubes de turbines ou encore de plaques dans les échangeurs de chaleur. C'est pour cette raison que nous avons décidé d'installer nos capteurs de flux thermique sur un profil droit au bord rond qui sera soumis à un écoulement extérieur, un jet libre, qui pourra être soit laminaire (sortie de la buse, partie potentielle du jet) soit turbulent (partie complètement développée du jet libre).

Les quatre capteurs ont été installés sur le même profil pour assurer la même structure de l'écoulement dans tous les cas. Un schéma du support profilé est montré sur la figure 2.13. Le support a été usiné sur la plateforme d'usinage de précision ISYMECA de l'E.C.L. La machine d'usinage numérique dont l'on dispose permet un très bon état de surface et des cotes définies à  $3 \mu\text{m}$  près. Les premiers prototypes avaient été réalisés en balsa, puisque ce matériau est léger et de faible conductivité thermique, ce qui limite donc les pertes thermiques. L'inconvénient est qu'il est facilement déformable et

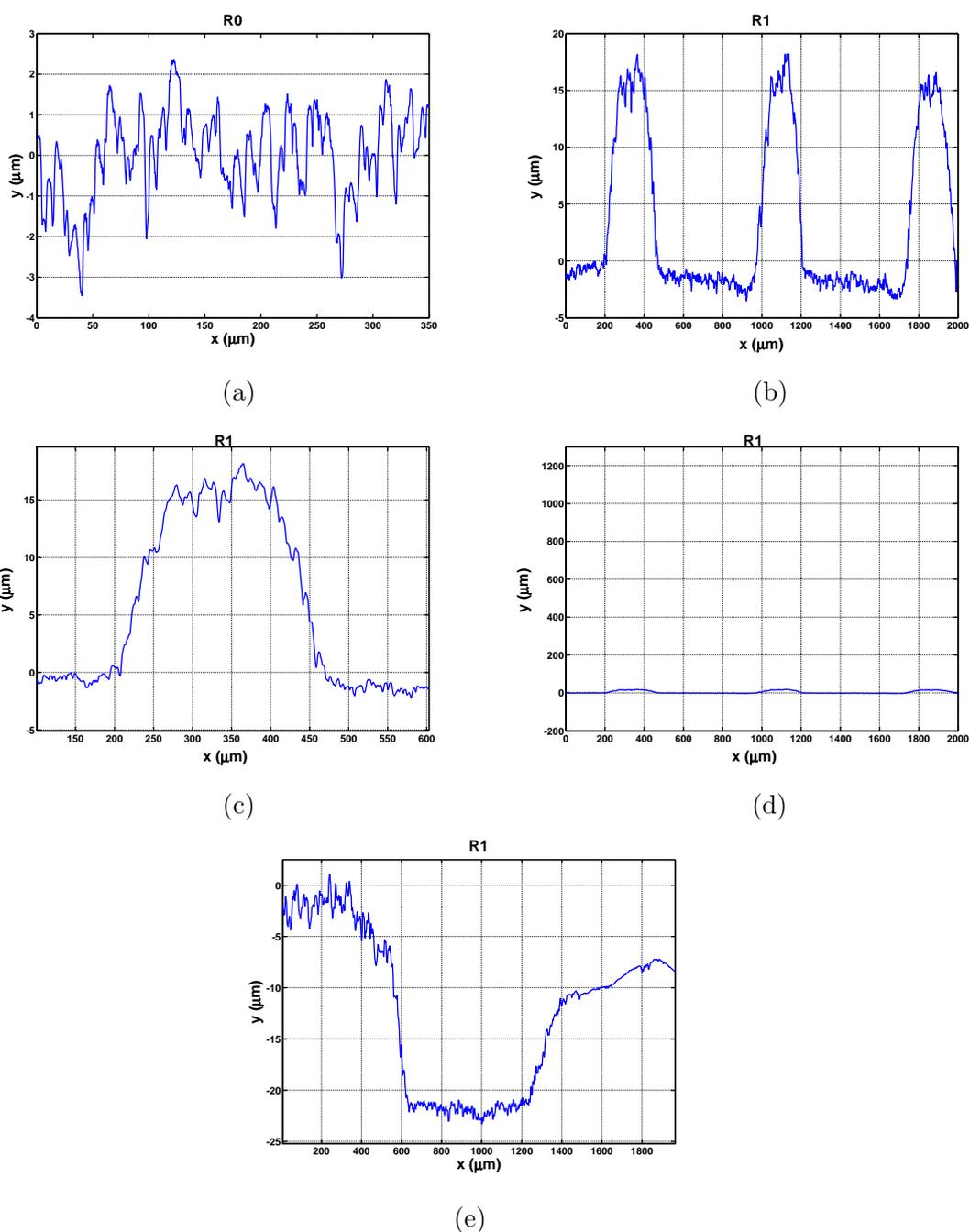


FIG. 2.10 – Profils de rugosité pour la surface lisse R0 (a), et pour la surface R1 (b),(c),(d) et (e). La figure (e) montre un élément rugueux à côté d'une des bandes de palladium-argent.

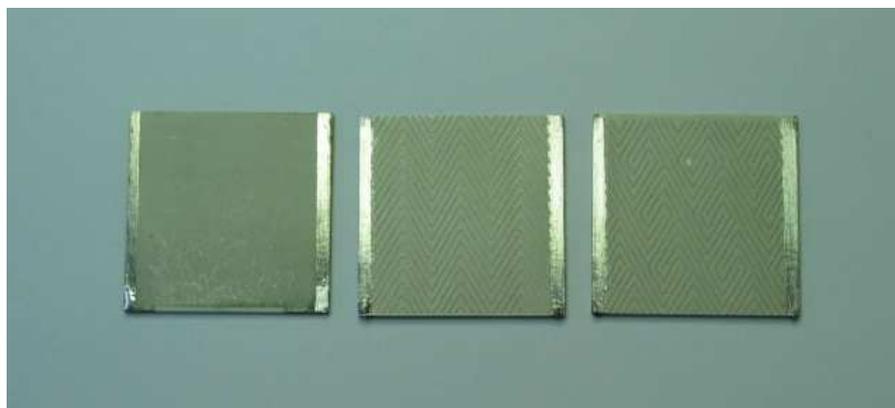


FIG. 2.11 – Image de trois des capteurs après déposition d'un film de platine.

qu'il a un mauvais état de surface. Le matériau choisi finalement est une résine usinable, le Cibatool<sup>TM</sup>, qui a aussi une conductivité thermique assez basse.

Les emplacements pour les capteurs ont été conçus de façon scrupuleuse afin de concilier plusieurs besoins :

- La différence de côte entre la surface de Cibatool<sup>TM</sup> et le dépôt de platine doit être réduite au maximum en dessous de la taille des éléments rugueux, pour être sûr de mesurer vraiment l'effet de la rugosité et non un effet de marche.
- Pour diminuer les pertes thermiques par conduction dans le support une fois que les dépôts seront chauffés, il est nécessaire de créer une isolation thermique sous chacune de plaques céramiques. Un espace de 1 cm de hauteur est usiné, puis rempli de laine de roche à cette effet.
- Les fils électriques qui connectent les dépôts et les résistances de platine sérigraphiées au circuit électronique de contrôle doivent pouvoir être accessibles mais jamais interférer avec l'écoulement d'air.
- L'étanchéité est essentielle à l'intérieur de la cavité, car la moindre fuite d'air pourrait perturber la structure de la couche limite.
- Le positionnement et le collage des capteurs doit pouvoir se faire depuis le bas du support puisque tout contact physique sur la surface métallique risque de perturber les caractéristiques du dépôt.

Sur la figure 2.13 est présenté le plan du profil que le bureau d'études du LMFA a réalisé. Le bord d'attaque est arrondi pour empêcher le décollement de la couche limite. Cependant la présence du point d'arrêt provoque la transition vers une couche limite turbulente. La longueur non chauffée  $\xi$

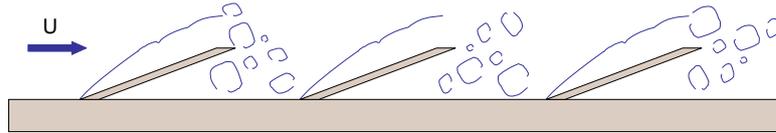


FIG. 2.12 – Développement des couches limites dans un échangeur de chaleur à plaques avec persiennes.

entre le bord d'attaque du support et le dépôt est de 10 cm. Cette longueur a été fixée à partir d'estimations de l'épaisseur de la couche limite pour les vitesses de travail, l'objectif étant toujours que la sous-couche visqueuse soit plus grande que la taille de la rugosité ( $20 \mu\text{m}$ ). Sur la figure 2.15 on montre le système complet de plusieurs points de vue, une fois que les quatre capteurs ont été installés dans le support profilé. La figure 2.14 montre une coupe transversale du support, une fois le capteur monté, et la présence de la laine de roche isolante, la sonde de température Pt100 au dos de la plaque céramique, ainsi que un thermocouple à l'intérieur de la cavité.

Avec ce système, il est clair qu'une couche limite qui se développe sur notre support rencontre soudainement, et, au même endroit, un changement de rugosité de la surface et de sa température. La couche limite rugueuse ne sera donc pas complètement développée, ainsi que la couche limite thermique. Cet aspect, qui est dû aux limitations de la technique expérimentale, n'est pas cependant gênant pour l'objectif de ce travail, qui est justement de mettre en évidence un effet, lorsqu'on introduit une perturbation dans la sous-couche visqueuse d'une couche limite turbulente. D'autres auteurs ont aussi utilisés ce type de configuration avec des résultats intéressants, comme Avelino et Freire [29], qui se servent des changements brusques de rugosité et température pour mettre en défaut l'analogie de Reynolds. De plus, dans beaucoup de situations pratiques de transfert thermique, les couches limites ne sont pas complètement développées, comme c'est le cas des circuits électroniques ou des persiennes présentes dans les plaques des échangeurs de chaleur (figure 2.12), avec des décollements et re-développements de la couche limite de façon continue.

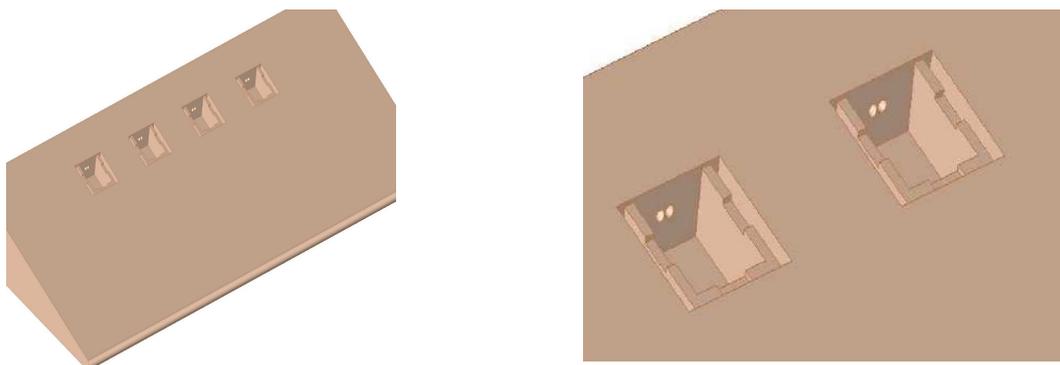


FIG. 2.13 – Schéma du support profilé avant l'installation des capteurs.

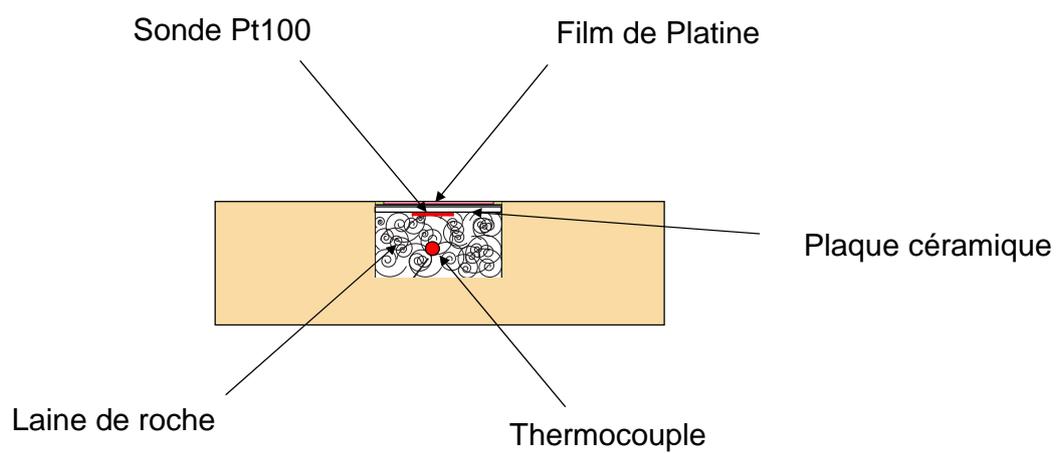


FIG. 2.14 – Schéma du support profilé avant l'installation des capteurs.

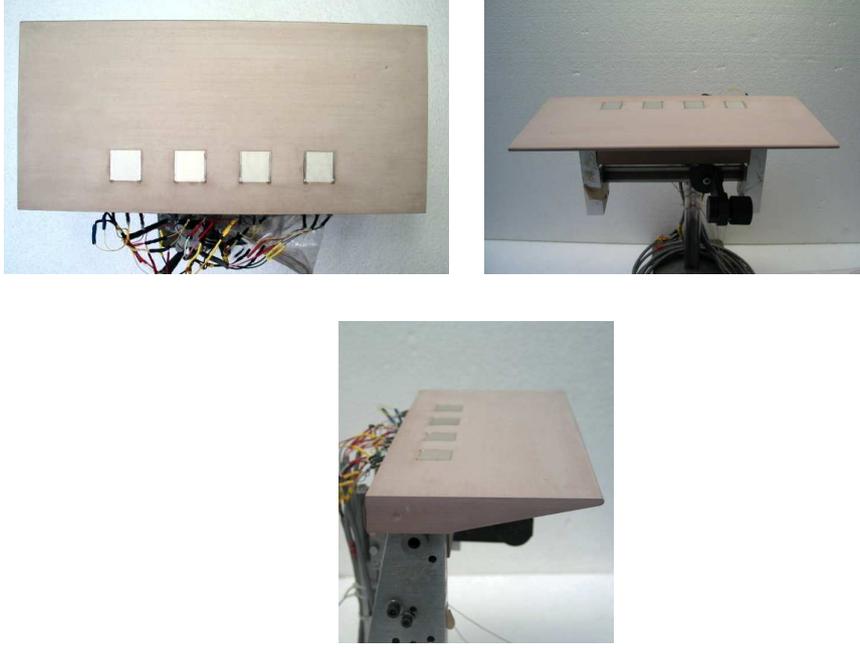


FIG. 2.15 – Images du support profilé sur lequel quatre capteurs de flux thermique avec différentes rugosités ont été implantés.

## 2.4 Connexions et calibration

### 2.4.1 Connexions électriques

La résistance électrique des dépôts de platine est la somme de trois résistances en série : la première bande Pd-Ag, le film de platine et la deuxième bande Pd-Ag. Les conductivités électriques des trois matériaux sont

$$K_{Pl} = 9.60 \cdot 10^6 \text{ (m}\Omega\text{)}^{-1} = \frac{1}{r}, \quad r = 1.042 \cdot 10^{-7} \text{ m}\Omega \quad (2.7)$$

$$K_{Ag} = 63 \cdot 10^6 \text{ (m}\Omega\text{)}^{-1} = \frac{1}{r}, \quad r = 1.59 \cdot 10^{-8} \text{ m}\Omega \quad (2.8)$$

$$K_{Pt} = 9.66 \cdot 10^6 \text{ (m}\Omega\text{)}^{-1} = \frac{1}{r}, \quad r = 1.035 \cdot 10^{-7} \text{ m}\Omega. \quad (2.9)$$

On peut faire une estimation de la valeur de chaque résistance à partir de l'équation (2.5) et des dimensions des bandes et du film. En particulier on prend la résistivité du palladium (plus élevée que celle de l'argent) pour les électrodes, car on ignore les propriétés physiques de l'alliage et qu'on cherche uniquement un ordre de grandeur. On obtient

$$R_{bande} = r \frac{L}{e l} = 1.042 \cdot 10^{-7} \frac{2 \cdot 10^{-3}}{10 \cdot 10^{-6} \cdot 2.42 \cdot 10^{-2}} = 8.6 \cdot 10^{-4} \Omega \quad (2.10)$$

$$R_{platine} = r \frac{L}{e l} = 1.035 \cdot 10^{-7} \frac{1}{1000 \cdot 10^{-10}} = 1.035 \Omega. \quad (2.11)$$

La somme de ces deux quantités est nettement inférieure aux valeurs obtenues pour la résistance de nos dépôts, ce qui montre encore les propriétés particulières des films métalliques. En effet, la conductivité d'un film mince de platine est plus petite que celle du matériau dans son état naturel [92], et donc sa résistivité est plus grande. D'un autre côté, les résistances de contact entre les bandes de Pd-Ag et le film de platine peuvent aussi faire augmenter la valeur totale de manière significative.

Pour caractériser l'impédance totale de nos dépôts on a aussi mesuré leur capacité électrique. Si on alimente notre dépôt résistif avec une source de tension constante et si soudainement on coupe cette tension, on obtient une réponse de type exponentielle. La tension accumulée par la capacité est relâchée dans un temps  $\tau$  égal au produit  $RC$ , où  $R$  c'est la résistance du capteur ( $\Omega$ ) et  $C$  sa capacité ( $F$ ). Dans notre cas, ce temps est de l'ordre de 600 ns, et avec une résistance de l'ordre de 8  $\Omega$ , on obtient  $C \approx 75 nF$ .

La résistance totale du dépôt est conditionnée aussi par les fils électriques d'alimentation et les connexions que les relient. Une précaution spéciale a été donc prise pour la réalisation des connexions électriques entre les dépôts et le circuit électronique d'alimentation et de contrôle. Plusieurs montages ont été testés, et finalement on a choisi un montage à quatre fils, avec des soudures à l'étain. Deux fils monobrins sont soigneusement soudés à chaque bande Pd-Ag, une paire alimente le dépôt en courant et l'autre récupère la valeur de la tension. Ces fils traversent la cavité remplie de laine de roche du support et n'interfèrent pas avec l'écoulement d'air. Ils sont ensuite soudés à des fils multibrins, plus résistants mécaniquement, et finalement, chacun est soudé à une fiche banane mâle de petite taille. La même procédure est utilisée pour les sondes de platine. Le système avec des fiches bananes permet le changement de dépôt dans le circuit de façon facile et sécurisée, l'objectif étant toujours que les résistances de tous les éléments ne soient pas perturbées pendant les manœuvres et l'utilisation. Ceci est fondamental pour préserver la validité des étalonnages en température.

### 2.4.2 Étalonages en température

Un étalonnage de la résistance des dépôts en fonction de la température est nécessaire pour pouvoir caractériser le fonctionnement du capteur, connaître sa sensibilité ainsi que la température de la surface chaude. Les étalonnages ont été réalisés pour chaque dépôt et sa résistance de platine correspondante dans une étuve avec régulation de température entre 20 et 90°C. À l'intérieur de l'étuve on place aussi un ventilateur qui brasse l'air afin de maintenir une température homogène et d'éliminer les gradients internes de température. On place deux thermocouples de type K pour mesurer la température. L'un d'entre eux est placé près de la surface du dépôt et l'autre à l'intérieur de la cavité isolante en laine de roche (sous la plaque céramique). On acquiert les valeurs de la résistance grâce à une source de courant de précision à 1 mA

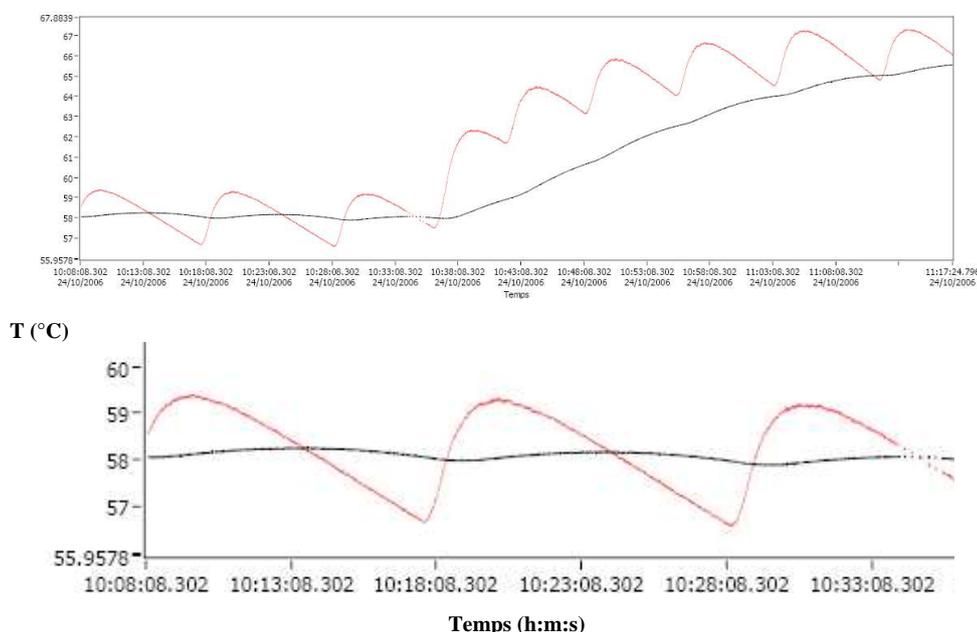


FIG. 2.16 – Évolution de la température à l'intérieur de l'étuve, pendant l'étalonnage.

(Kethley 6220) et un multimètre de précision (Agilent 34401A); un courant de 1 mA est suffisamment faible pour négliger l'effet d'échauffement du dépôt par effet Joule. Les signaux temporels de température sont envoyés sur une carte d'acquisition National Instrument<sup>TM</sup> USB - 9211A à une fréquence de 12 kHz. Cela permet de connaître l'évolution temporelle de la température et prélever les points de mesure quand elle est homogène partout, c'est à dire, quand la température à l'extérieur et à l'intérieur de la cavité isolante est la même. On peut voir les cycles de régulation de température de l'étuve sur la figure 2.16. La ligne rouge représente les oscillations de température à l'intérieur de l'étuve, autour d'une moyenne (température de consigne) tandis que la ligne noire représente la température dans la cavité sous le dépôt. L'isolation en laine de roche amortit les oscillations de température dues à la régulation de l'étuve. Les points de mesure sont pris à l'instant de l'intersection des deux courbes. Ensuite, on augmente la température de consigne pour acquérir le point suivant. Entre deux points de mesure on laisse un temps d'environ six heures pour que le régime permanent soit établi.

Les résultats de ces étalonnages sont montrés sur les figures 2.17 et 2.18. Les dépôts et les sondes de température montrent un comportement linéaire caractéristique de métaux pour ces intervalles de température. A partir de ces graphiques il est évident que :

- Les valeurs de résistances des dépôts varient entre 5 et 10  $\Omega$ , ce qui est du principalement aux différences dans les résistances de contact.

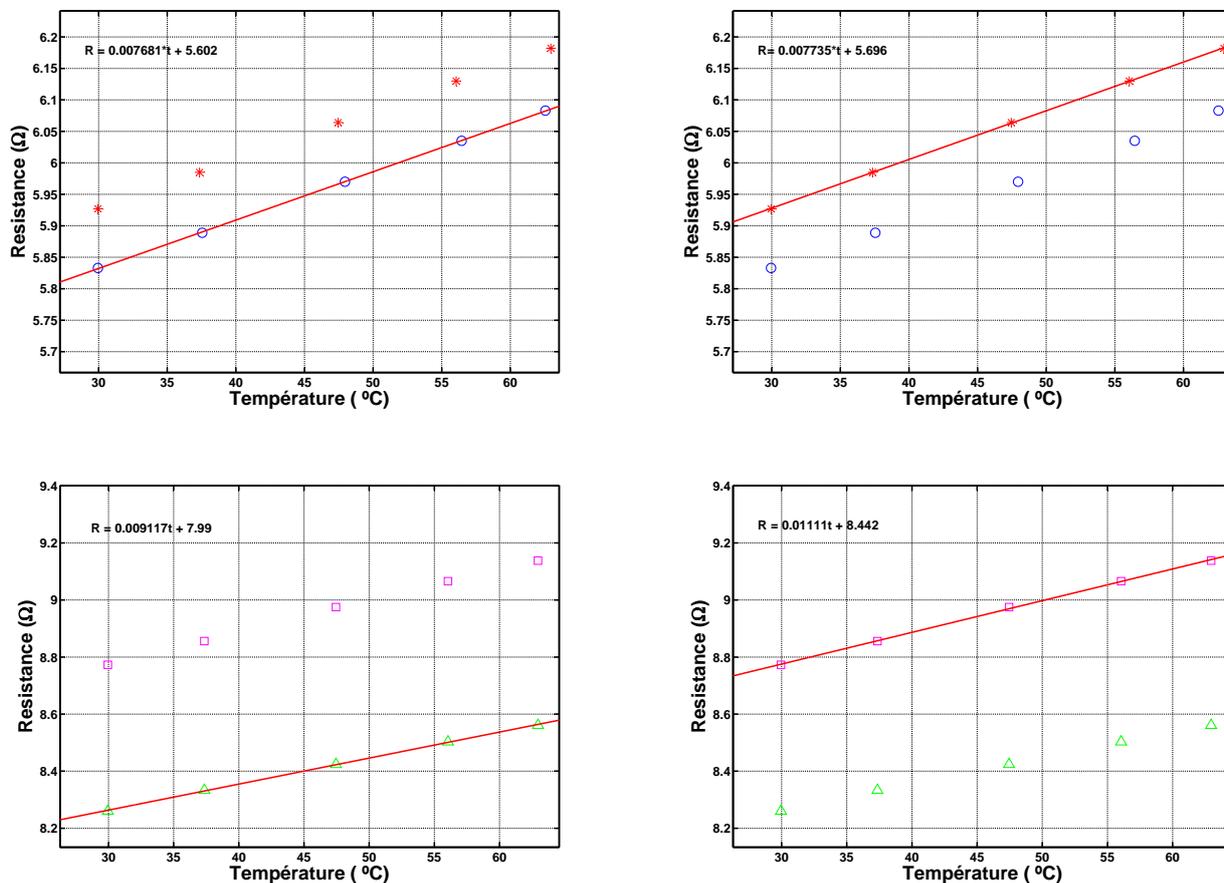


FIG. 2.17 – Étalonnage des résistances des dépôts en fonction de la température ; R0 (○), R1 (\*), R2 (△), R3 (□)

- Les quatre dépôts ont un comportement similaire face aux variations de température, c'est-à-dire, que leurs lois d'étalonnage sont pratiquement parallèles.
- Les valeurs de résistances des sondes de platine Pt100 varient entre 100 et 130 Ω à 25 °C, ce qui est dû au procédé de fabrication par sérigraphie.
- La pente de la loi d'étalonnage (équivalent au coefficient  $\alpha$ ) est notablement supérieure pour les sondes de platine sérigraphiées (Pt100) que pour les dépôts évaporés. Ceci est dû à la structure cristalline particulière des couches minces métalliques, différente de celle du matériau massif. Les propriétés physiques sont aussi différentes.

A partir des lois d'étalonnage de la figure 2.17 on peut calculer la valeur du coefficient  $\alpha$  pour chaque dépôt et chaque sonde Pt100. La valeur typique pour les dépôts est  $\alpha = 1/R (dR/dT) \approx 0.001 K^{-1}$ , tandis que les sondes

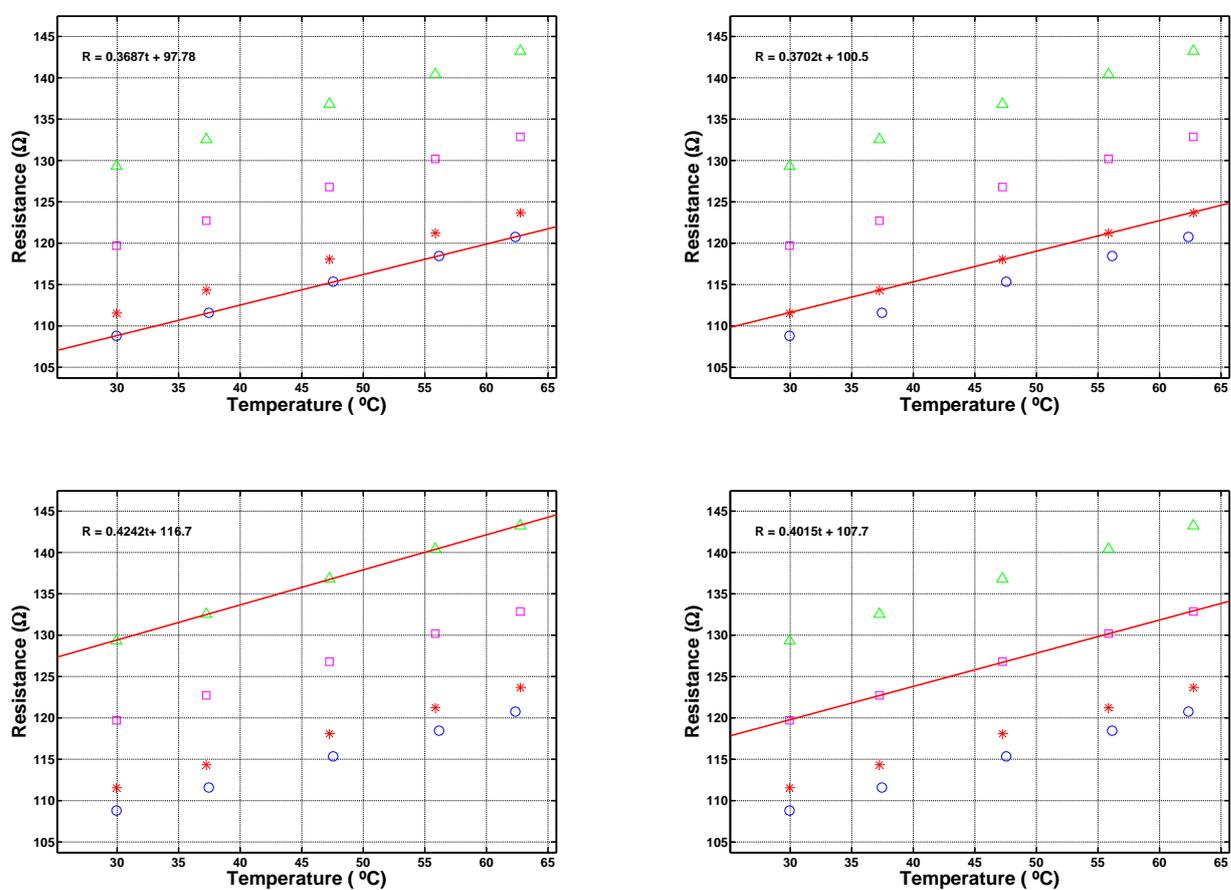


FIG. 2.18 – Étalonnage de la résistance en fonction de la température pour les sondes de platine; Pt-R0 (○), Pt-R1 (\*), Pt-R2 (△), Pt-R3 (□)

Surface	$\alpha_{25^{\circ}C}(\text{dépôt})$	$\alpha_{25^{\circ}C}(\text{Pt100})$
R0	$1.3210^{-3} K^{-1}$	$3.4410^{-3} K^{-1}$
R1	$1.3110^{-3} K^{-1}$	$3.3410^{-3} K^{-1}$
R2	$1.1110^{-3} K^{-1}$	$3.3310^{-3} K^{-1}$
R3	$1.2710^{-3} K^{-1}$	$3.4110^{-3} K^{-1}$

TAB. 2.2 – Valeurs du coefficient  $\alpha$  de variation de la résistance avec la température en conditions normales, pour les dépôts et les sondes de platine sérigraphiées

sérigraphiées possèdent le coefficient standard du platine,  $\alpha \approx 0.0036K^{-1}$ . Ainsi, la valeur de  $\alpha$  est trois fois plus petite pour les dépôts métalliques. Cette méthode montre une bonne reproductibilité de la mesure de ce coefficient, ce qui indique aussi l'efficacité de la phase de recuit. Les valeurs obtenues sont montrées dans le tableau 2.2.

Finalement, il est important de tenir compte du fait qu'une fois les étalonnages réalisés, aucune modification ne peut être faite dans les soudures et les connexions des dépôts et Pt100. Autrement, les étalonnages seraient invalidés.

## 2.5 Contrôle électronique de rétroaction

Une fois créé un écoulement extérieur, on fait circuler un courant électrique dans le dépôt à étudier, qui sera ainsi chauffé par effet Joule. La mesure de la tension aux bornes du dépôt et du courant qui y circule permettent de calculer la puissance électrique dissipée par effet Joule. Le dépôt doit être ensuite conditionné par un circuit électronique qui maintient sa résistance et donc sa température à une valeur constante. Comme l'on a dit précédemment le système à réaliser s'apparente aux systèmes d'anémométrie à fil chaud à température constante (CTA). Pour cette raison, on présente un bref résumé de l'électronique de ces systèmes.

### 2.5.1 Électronique d'un CTA

La figure 2.19 montre un montage classique simplifié d'un anémomètre CTA. La sonde, de résistance  $R_s$ , est placée dans une des branches d'un pont de Wheatstone alimenté par un générateur de courant (ou de tension) piloté par la tension de déséquilibre  $e$  du pont. Toute variation de la température du fil (donc de résistance), due à des fluctuations de vitesse de l'écoulement, est immédiatement compensée par une variation de l'intensité du courant qui parcourt le fil. La résistance du fil est ainsi maintenue constante. C'est la variation nécessaire d'intensité, pour revenir à l'équilibre du pont, qui mesure la fluctuation de vitesse de l'écoulement.

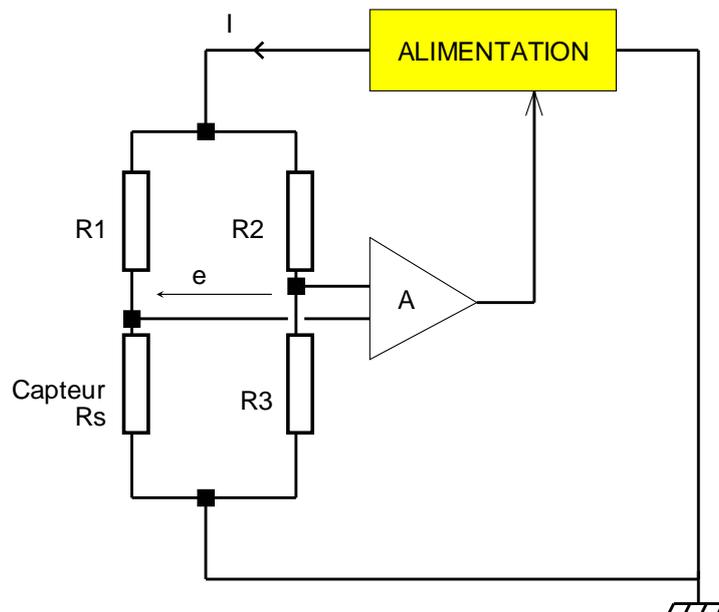


FIG. 2.19 – Montage simplifié avec un pont de Wheatstone (quart de pont) pour un CTA classique.

Pour utiliser ce système en tant qu'anémomètre, il est nécessaire de maintenir le fil à une certaine température avec un asservissement électronique réalisé par un pont de Wheatstone, en configuration "quart de pont" (figure 2.19). Il faut donc mesurer la tension de déséquilibre du pont, l'amplifier, puis asservir la tension, ou le courant, d'alimentation du pont avec le signal obtenu.

Le pont de Wheatstone existe depuis plus d'un siècle (1843). Les premiers systèmes d'anémométrie à température constante utilisaient des tubes électroniques pour asservir l'alimentation du pont. Puis les transistors sont apparus et enfin les circuits intégrés (amplificateurs différentiels, amplificateurs opérationnels).

### 2.5.2 Application à la mesure de flux thermique

Les dépôts métalliques développés ont des caractéristiques spécifiques, qui rendent impossible l'adaptation d'un circuit CTA commercial pour leur régulation. Pour cette raison, un système électronique de contrôle a été complètement développé par l'équipe d'électronique du LMFA.

Afin d'obtenir une très bonne précision dans la mesure du flux thermique, on impose que la résistance du dépôt soit maintenue à une valeur constante, avec une précision de  $1 \text{ m}\Omega$ . D'après les étalonnages en température, ceci équivaut à maintenir la température à  $0.1 \text{ }^\circ\text{C}$  près. Le circuit doit posséder deux sorties, l'une donnant la tension aux bornes du dépôt, l'autre le courant. On peut ainsi remonter directement à la puissance d'alimentation du dépôt, qui sera de l'ordre de  $3 \text{ W}$ , pour porter les dépôts à une température autour de  $45 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Au départ, on a réalisé plusieurs prototypes de circuits basés sur l'utilisation d'un pont de Wheatstone. Les résultats obtenus, bien qu'encourageants, n'atteignaient pas les performances fixées. Le pont de Wheatstone présente de nombreux avantages lors de la mesure précise de résistances, ou, lors de mesures utilisant des capteurs résistifs (pont de jauges, par exemple). Les courants qui circulent dans les branches du pont sont souvent choisis faibles, pour éviter les problèmes de dérive thermique. Cependant, dans notre application, les courants vont être élevés (de l'ordre de  $500 \text{ mA}$ ) car il faut réussir à chauffer le dépôt, qui sert aussi de capteur, à une température autour de  $20^\circ\text{C}$  supérieure à celle de l'air ambiant. D'un autre côté, la tension de déséquilibre du pont ne va pas uniquement représenter les variations de résistance du dépôt, mais aussi les variations des autres résistances constituant le pont. En outre, les valeurs des résistances vont effectivement évoluer, du fait des courants importants qui vont provoquer des élévations de température, à moins d'avoir des composants ayant des coefficients de température très faibles, ou, à moins de maintenir tout le système à une température constante.

On a donc décidé une autre approche basée sur l'utilisation, de circuits amplificateurs d'instrumentation (AD524, INA118, INA128 ...). Ces circuits présentent des caractéristiques très intéressantes pour notre application : de faibles dérives thermiques, de faibles tensions de décalage, de forts TRMC, etc... De plus, les circuits choisis disposent de gains internes de 1, 10, 100, 1000, précâblés, qui ne nécessitent donc pas l'ajout de composants externes.

Un schéma simplifié du circuit réalisé est montré sur la figure 2.20. La sonde (le dépôt), en série avec une résistance fixe ( $R_{fixe}$ ), est parcourue par un courant  $i$  délivré par un générateur de courant constant, piloté en tension. La mesure de la tension  $U$  aux bornes de la sonde se fait via un amplificateur INA118, de gain unité. Le générateur de courant utilise la tension aux bornes d'une résistance  $R_g$  (égal à  $0,1 \Omega$ ) pour sa régulation. Cette tension amplifiée par un amplificateur de mesure AD524, avec un gain de 10, donne une tension représentative du courant  $i$  qui circule dans la sonde.

La résistance  $R_g$  a un coefficient de température de  $150 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ . On aura donc une variation de la résistance de  $0,015 \text{ m}\Omega/^\circ\text{C}$ , ce qui est satisfaisant pour les performances attendues. De plus, même avec un courant relativement élevé (500 mA) que l'on va utiliser, les pertes par effet Joule sont très faibles dans les résistances de faibles valeurs :  $0,25 \text{ W}$  pour  $R_{fixe}$ ,  $0,025 \text{ W}$  pour  $R_g$ .

La résistance  $R_{fixe}$  est de faible valeur,  $1 \Omega$ , et a également un coefficient de température faible, de  $150 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ . La tension aux bornes de  $R_{fixe}$  est amplifiée par un amplificateur INA118, à gain réglable. Cette tension, amplifiée, est ensuite soustraite de la tension aux bornes du capteur. La valeur de résistance dans le potentiomètre  $G_v$  est réglée pour obtenir une tension  $e = 0$  (phase d'équilibrage), et on a donc

$$R_s i = R_{fixe} G_v i \quad (2.12)$$

Comme le produit  $R_{fixe} G_v$  reste constant, lorsque  $R_s$  varie, la tension d'erreur  $e$  va varier. Cette tension  $e$ , après passage dans un correcteur PI (Proportionnel, Intégral) et un filtre passe-bas (fréquence prévue au départ :  $1000 \text{ Hz}$ ) modifie la consigne appliquée au générateur de courant pour ramener  $R_s$  à sa valeur initiale.

La tension permettant de fixer un courant initial non nul est élaborée à partir d'un circuit ICL8069 (circuit compensé en température, fournissant une tension de référence de  $1,2 \text{ V}$ ) présentant une excellente stabilité. La tension obtenue est appliquée à un pont diviseur formé d'une résistance fixe et d'un potentiomètre, en face avant, qui permet le choix de la consigne fixant le courant initial.

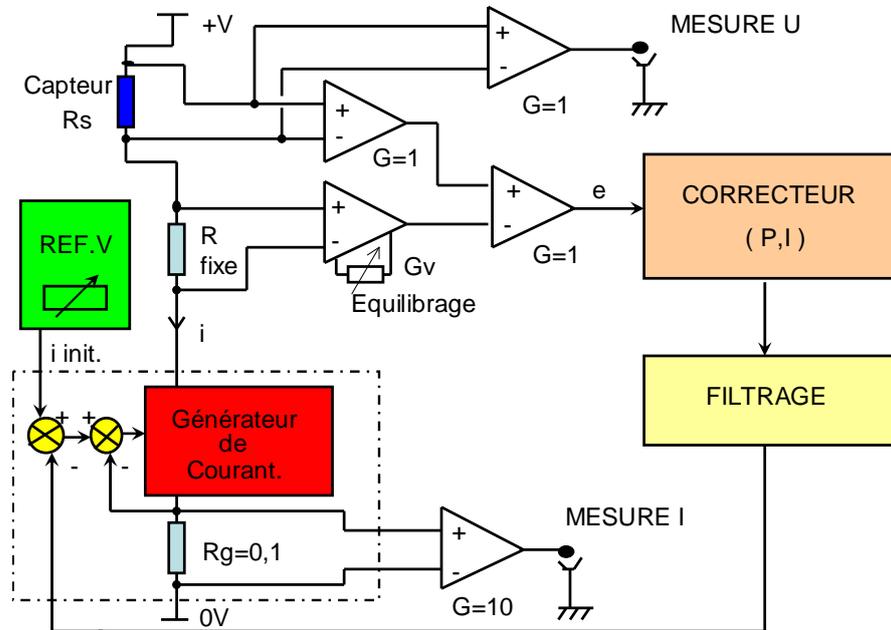


FIG. 2.20 – Schéma simplifié du circuit électronique de contrôle.

En conclusion, on peut dire que l'on a remplacé la soustraction passive, effectuée par le pont de Wheatstone, par une soustraction active, réalisée par un amplificateur d'instrumentation. L'équilibrage ne se fait plus en agissant sur une résistance située dans une des branches du pont, mais par le réglage du gain d'un amplificateur, à l'aide d'un potentiomètre qui n'est donc pas parcouru par un courant élevé (d'où une bonne stabilité). Avec des amplificateurs d'instrumentation, de bonne qualité, les résultats obtenus correspondent tout à fait à notre attente.

## 2.6 Thermographie infrarouge

Comme l'on a dit précédemment il est essentiel pour la mesure correcte de flux thermique que la température sur toute la surface du dépôt de platine soit homogène. Les deux bandes latérales de palladium - argent, plus conductrices que le film de platine, jouent le rôle d'électrodes qui assurent une distribution homogène du courant à travers le dépôt et donc un chauffage homogène de la surface. Ceci a été testé à l'aide d'une caméra infrarouge Thermacam SC300 du laboratoire CETHIL à Lyon. Les résultats sont montrés sur les figures 2.21, 2.22 et 2.23. Les images infrarouges ont été prises perpendiculairement à la surface plane où les dépôts sont installés. On fait

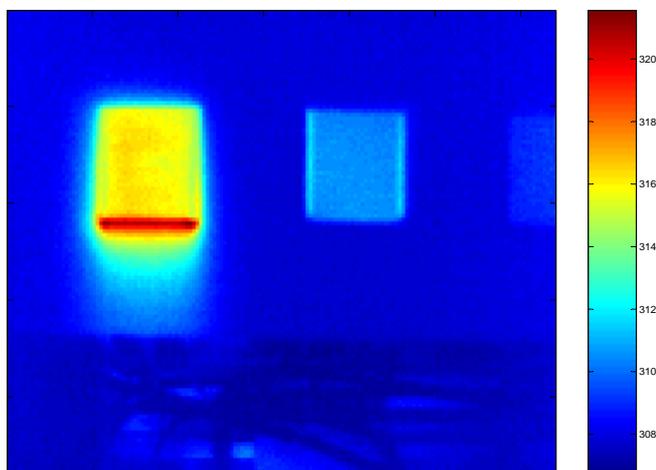


FIG. 2.21 – *distribution de température des dépôts placés sur leur support. Un écoulement d'air est établi du haut vers le bas. Le dépôt à gauche est chauffé avec rétroaction, le dépôt à droite est à température ambiante.*

se développer un écoulement laminaire sur notre support (du haut de la figure vers le bas), et on compare la distribution de température pour le dépôt chauffé (à gauche sur la figure 2.21 et non-chauffé (à droite)).

La section transversale de l'image montrée sur la figure 2.22 révèle l'hétérogénéité de la température; les écarts de température observés sont inférieurs à  $1^{\circ}\text{C}$ . D'autre part, il a été testé que l'inclinaison de la plaque par rapport à l'axe de la camera est important pour la précision de l'image infrarouge. La petite tache légèrement plus chaude du côté gauche du dépôt s'explique par ce phénomène. Dans la section longitudinale, c'est à dire, dans le sens de l'écoulement, on peut observer un grand pic de température juste après le dépôt chauffé 2.23. Cela correspond non pas à la température de la plaque mais au sillage d'air qui est chauffé pendant son passage sur la paroi chaude et qui chauffe ensuite le support.

## 2.7 Réponse en fréquence du capteur

Pour étudier la statistique du flux thermique il est nécessaire de connaître la réponse dynamique du capteur. Le problème est complexe, puisque différents phénomènes interviennent, comme la qualité de la régulation électronique, la géométrie et l'inertie thermique du système. Une première approche du problème consiste à calculer l'ordre de grandeur des temps caractéristiques associés au capteur. Ensuite, une étude bidimensionnelle est réalisée,

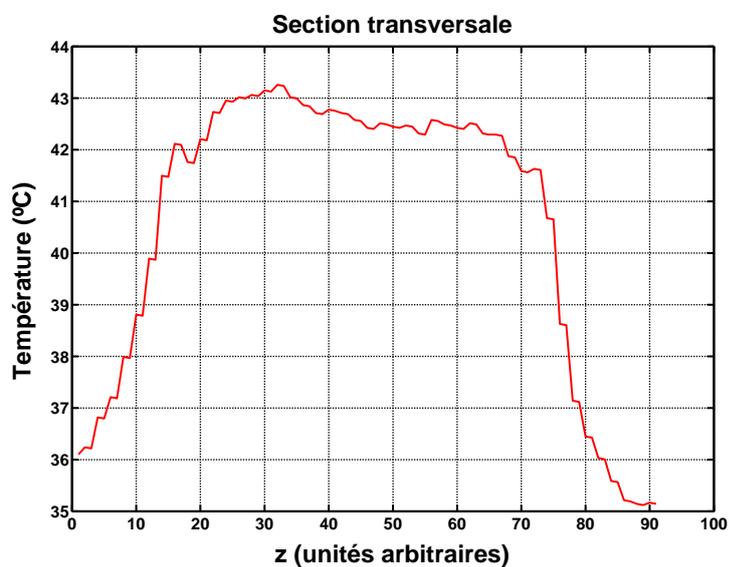


FIG. 2.22 – distribution de température de la surface du dépôt selon une section transversale. Le dépôt est compris entre  $z = 15$  et  $z = 65$ .

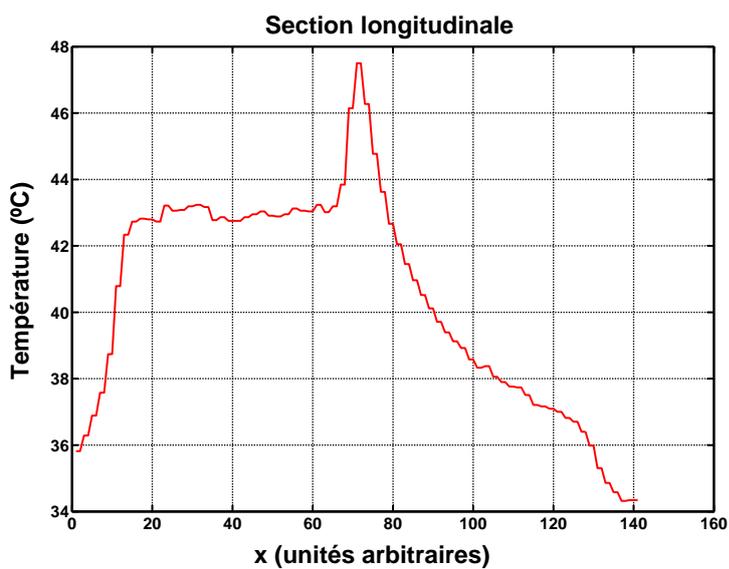


FIG. 2.23 – distribution de température de la surface du dépôt selon une section longitudinale. Le dépôt est compris entre  $x = 15$  et  $x = 65$ .

basée sur la méthode des quadripôles. Finalement, l'approche expérimentale permet d'obtenir la valeur maximale des fluctuations de température dans le film de platine.

### 2.7.1 Temps caractéristiques

Une surface chauffée jusqu'à une certaine température et refroidie ensuite par un écoulement possède deux temps caractéristiques liées aux échanges thermiques.

- Le temps de diffusion, ou temps nécessaire pour que tout le solide s'adapte à la température du fluide

$$\tau_d = \frac{e^2}{\alpha} \quad (2.13)$$

où  $e$  est l'épaisseur de la surface et  $\alpha$  sa diffusivité thermique.

- Le temps lié aux échanges convectifs

$$\tau_{cv} = \frac{\rho c_p e}{h} \quad (2.14)$$

où  $\rho c_p$  est la capacité calorifique du solide et  $h$  le coefficient de transfert thermique par convection.

Si on applique ces définitions au film de platine et à la plaque céramique, on obtient :

- Film de platine :

$$\tau_d \approx 4 \cdot 10^{-10} \text{ s} \Rightarrow f \approx 2.7 \cdot 10^9 \text{ Hz} \quad (2.15)$$

$$\tau_d \approx 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ s} \Rightarrow f \approx 730 \text{ Hz} \quad (2.16)$$

- Film de platine :

$$\tau_d \approx 0.04 \text{ s} \Rightarrow f \approx 24 \text{ Hz} \quad (2.17)$$

$$\tau_d \approx 8 \text{ s} \Rightarrow f \approx 0.12 \text{ Hz} \quad (2.18)$$

Le calcul des temps caractéristiques se complique lorsque la rétroaction électronique entre en jeu et que la température du film de platine est maintenue constante.

### 2.7.2 Approche théorique

On considère le problème bidimensionnel de la figure 2.24. Le film de platine, à une température  $T_s$  constante grâce à la rétroaction électronique, est alimenté avec une puissance surfacique  $w(t) = (RI^2)/S$  variable dans le temps. Cette puissance se partage entre les termes de convection dans l'écoulement  $\varphi_g(t)$  et de conduction dans la céramique  $\varphi_s(t)$ . Les températures de l'air et de la cavité remplie de laine de roche, suffisamment loin de la surface,

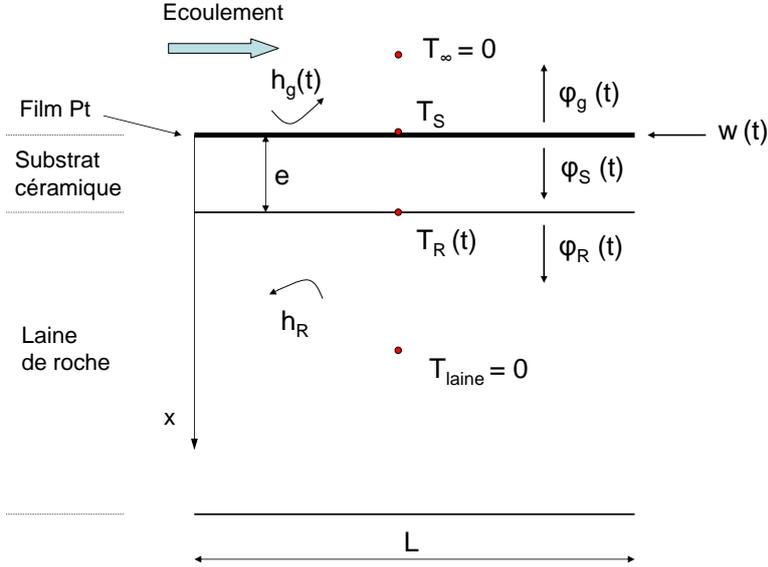


FIG. 2.24 – Schéma des flux thermiques et des températures pour une approche bidimensionnelle du problème.

sont égales. On fixe la référence de température en prenant  $T_\infty = T_{\text{laine}} = 0$ .  $T_R(t)$  est la température de la face arrière du substrat, qui, à priori, dépend du temps. Les coefficients  $h_g(t)$  et  $h_R$  sont respectivement les coefficients d'échange paroi-écoulement et cavité (ce dernier est constant). Finalement on a l'épaisseur  $e$  du substrat céramique, sa conductivité thermique  $\lambda$  et sa chaleur volumique  $\rho c$ .

On écrit l'équation de la chaleur dans le substrat (transfert unidimensionnel) pour un régime modulé (en fonction de l'entrée  $w(t)$ )

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.19)$$

avec  $\alpha$  égal à la diffusivité thermique

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c} \quad (2.20)$$

Les conditions limite sont

$$T(x = 0, t) = T_s = \text{constante} \quad (2.21)$$

$$\phi(x = e, t) = \phi_R = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=e} = h_R(T_R(t) - 0) \quad (2.22)$$

Pour résoudre ce problème on utilise la méthode des quadripôles, qui permet l'étude du transfert thermique dans des géométries complexes, en passant par

un domaine transformé (Laplace ou Fourier) [93]. Puisque la signal d'entrée  $w(t)$  est une fonction du temps, on passe à l'espace de Fourier en posant

$$\theta(x, j\omega) = F[T(x, t)] \quad (2.23)$$

$$\phi(x, j\omega) = F[\varphi(x, t)] \quad (2.24)$$

avec les conditions

$$\theta_s(\omega = 0) = T_s \quad (2.25)$$

$$\theta_s(\omega \neq 0) = 0 \quad (2.26)$$

car il n'y a pas de fluctuations de la température de surface du platine. On peut montrer, en utilisant la méthode des quadripôles [93] (page 192), que

$$\begin{bmatrix} \theta(0, j\omega) \\ \phi(0, j\omega) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta(e, j\omega) \\ \phi(e, j\omega) \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

avec

$$A = \cosh(ke) = D \quad (2.28)$$

$$B = \frac{1}{\lambda k} \sinh(ke) \quad (2.29)$$

$$C = \lambda k \sinh(ke) \quad (2.30)$$

$$k = \sqrt{j\omega/\alpha} \quad (2.31)$$

L'équation (2.27) peut s'écrire

$$\begin{bmatrix} \theta_s \\ \phi_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_R \\ \phi_R \end{bmatrix}, \quad (2.32)$$

et l'équation (2.22) devient

$$\begin{bmatrix} \theta_R \\ \phi_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_R \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.33)$$

Si on combine (2.32) et (2.33) on obtient

$$\begin{bmatrix} \theta_s \\ \phi_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ h & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_R \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.34)$$

que avec la condition limite (2.26) s'écrit

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \phi_s \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \theta_R \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.35)$$

où  $M$  est le produit des deux matrices. Cette résultat implique

$$\theta_R(\omega \neq 0) = \phi_s(\omega \neq 0) = 0 \quad (2.36)$$

et comme les flux de chaleur suivent le rapport

$$\varphi_g(t) = w(t) - \varphi_s(t) \quad (2.37)$$

on conclue que

$$\phi_g(\omega \neq 0) = w(\omega \neq 0). \quad (2.38)$$

Le comportement fréquentiel du signal de puissance  $w(t)$  est le même que celui du flux thermique convectif  $\phi_g(t)$ , le terme de conduction dans le support  $\phi_s(t)$  n'ayant qu'une composante permanente. Tout ce développement repose sur l'hypothèse que la régulation joue bien son rôle, et donc  $T_s$  est bien constante. On peut corroborer cet aspect en étudiant le comportement dynamique de la résistance du dépôt,  $R_d = U/I$ .

### 2.7.3 Approche expérimentale

Le circuit électronique de contrôle a été développé afin de maintenir la résistance électrique du dépôt de platine constante. Pour vérifier le bon fonctionnement de la rétroaction, on place le dépôt lisse  $RO$  dans la région turbulente du jet, à une vitesse moyenne d'environ 12 m/s. Le dépôt est alimenté avec un courant d'environ 500 mA, et la température de la surface est de 48°C. Dans ces conditions, on acquière, avec une carte National Instrument<sup>TM</sup> PCI-4452, qui possède 4 voies indépendantes, l'évolution temporelle de la tension et du courant au bornes du dépôt, et on réalise le rapport entre les deux pour obtenir la résistance  $R_d = U_d/I_d$ . On obtient les valeurs suivantes pour la résistance moyenne et son écart-type :

- $\overline{R_d} = 5.94 \Omega$ .
- $R_{rms} = 4.65 \cdot 10^{-4} \Omega$ .

Ces variations de résistance électrique ne correspondent pas uniquement aux variations de la température du film de platine, mais aussi au bruit électronique du circuit de contrôle et au système d'acquisition. Aussi, ces variations ont une répartition en fréquence que l'on ne connaît pas. Cette valeur peut servir uniquement comme ordre de grandeur des fluctuations maximales de la température avec le temps.

Le coefficient de variation de la résistance avec la température pour le film de platine a été mesuré dans la section 2.4.2, et il a une valeur  $\alpha = 1.32 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . On peut écrire

$$\alpha R_0 = \frac{dR}{dT}, \quad (2.39)$$

et donc

$$dT_{max} = \frac{dR}{\alpha R_0} = 0.06 \text{ K} . \quad (2.40)$$

La température de la surface de platine est donc maintenue constante avec des variations maximales de l'ordre de 0.06 K, qui peuvent générer un flux conductif dépendant de la fréquence, qui n'a pas pu être déterminé.

En effet, l'étude complète de la réponse en fréquence du système capteur-circuit nécessite un montage particulier dans lequel on mesure précisément les fluctuations de température du film en opération (inaccessibles avec le montage actuel), ainsi qu'une analyse complète de la dynamique du circuit de rétroaction ou avec un circuit réalisant un test de type signal carré comme en anémométrie par fil chaud [94]. Cette étude n'a pas pu être réalisée. Cependant, on a ébauché dans le chapitre 5 une étude exploratoire de la dynamique du flux thermique qui a permis de produire certaines observations physiques.

## 2.8 Conclusions

Dans ce chapitre on a effectué une description détaillée de la technique de mesure développée spécifiquement pour la mesure du flux thermique convectif sur une paroi rugueuse. Les travaux de développement, installation, mise au point et caractérisation des performances constitue une grande partie des efforts consacrés à ce travail de recherche.

Le résultat est un système performant qui satisfait les deux contraintes principales imposées : l'homogénéité et la stationnarité de la température de surface. Le dépôt de platine agit en même temps comme une source de chaleur et comme élément sensible, installé sur une surface plane et complété par la présence d'un capteur de température de type sonde de platine, serigraphiée au dos du support céramique.

Avec cet ensemble on a réalisé plusieurs manipulations expérimentales qui ont abouti à des résultats, et qui sont décrits et discutés dans les chapitres qui suivent.

## Chapitre 3

# Effet de la micromorphologie de surface sur les grandeurs globales

On présente dans ce chapitre les résultats expérimentaux qui mettent en évidence l'existence d'un effet sur les caractéristiques thermiques et hydrodynamiques d'une couche limite turbulente, engendré par une micromorphologie de surface totalement immergée dans la sous-couche visqueuse. On cherche ici à mesurer l'effet global sur le transfert thermique et sur la structure de la couche limite. Les grandeurs thermiques mesurées seront donc des valeurs moyennées en temps et en espace.

La démarche suivie consiste à étudier dans un premier temps le cas d'une couche limite turbulente se développant dans un écoulement externe laminaire, ce qui constitue l'objet de ce chapitre. L'effet d'une turbulence extérieure sur la couche limite turbulente sera traité dans un deuxième temps, dans le chapitre 5.

### 3.1 Installation et protocole expérimental

Dans le chapitre 2 on a décrit les caractéristiques des dépôts métalliques qui vont servir en même temps comme élément chauffant, capteur de flux thermique et surface rugueuse sur laquelle une couche limite se développe. Pour cela, les dépôts sont installés sur un profil usiné qui est soumis à un écoulement d'air. Puisqu'on est intéressé par deux types d'écoulement (laminaire et turbulent) il est pertinent d'utiliser comme écoulement extérieur celui d'un jet libre.

#### Le jet libre

Un jet libre est l'écoulement produit par l'injection d'un débit de fluide dans un fluide au repos, à travers un orifice [95]. Ceci est le cas, par exemple,

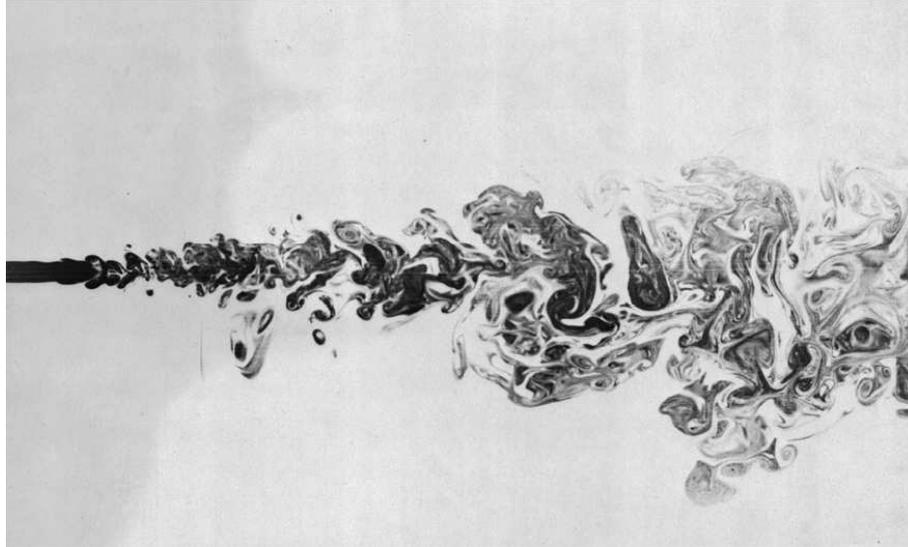


FIG. 3.1 – Image tomographique de la répartition d'un colorant dans un jet [95]

à l'aval de la buse de sortie d'une soufflerie. Selon la géométrie de cette buse, certaines caractéristiques du jet vont changer, mais la structure générale reste commune. Si la buse a la forme d'une fente allongée, le jet est bidimensionnel (jet plan). Si la sortie est circulaire, le jet est axisymétrique ou circulaire.

L'écoulement du jet est caractérisé par sa vitesse de sortie  $U_0$  et par la dimension caractéristique de la buse, constituée par la largeur de la fente pour le jet plan, ou par le diamètre pour le jet circulaire. Le fluide ambiant est supposé au repos en dehors du jet. Sur la figure 3.1 on peut voir la structure d'un jet libre, qui est représentée de façon schématique sur la figure 3.2. Un jet est composé de quatre zones distinctes dans la direction axiale. À la sortie de la buse l'écoulement est laminaire. Cependant, le fort cisaillement entre le bord du jet et l'écoulement extérieur génère des instabilités qui se développent de façon proportionnelle à la distance par rapport à la sortie. Pour cette raison, l'écoulement laminaire, qui n'est pas influencé par les instabilités extérieures est connu sous le nom de *cône potentiel*. La région extérieure constitue la *zone de mélange*. Dans le cône potentiel la vitesse est uniforme et les fluctuations sont de faible intensité. Typiquement, le cône potentiel a une longueur de 4 à 5 fois le diamètre de la buse pour le cas d'un jet circulaire.

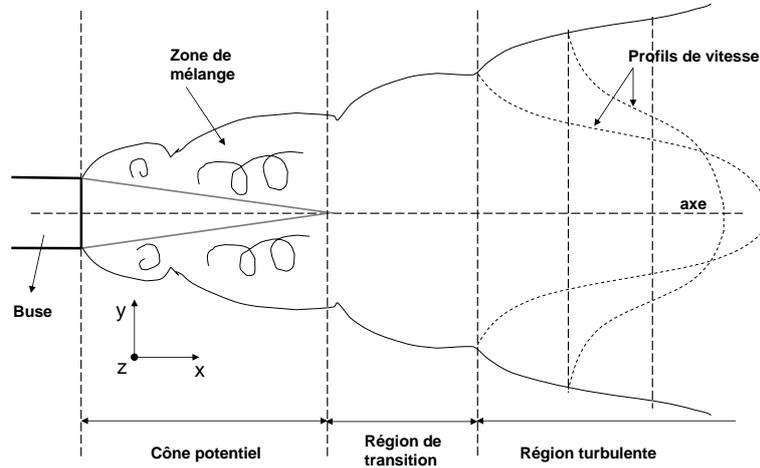


FIG. 3.2 – Schéma de la structure d'un jet libre.

Après le cône potentiel laminaire on observe une *zone de transition* jusqu'à la partie complètement développée du jet, ou *région turbulente*. Cette région se caractérise pour une forte intensité de turbulence, qui peut aller jusqu'à 60 %. Les jets utilisés dans ce travail présentent des taux de turbulence autour de 20%. Dans cette région l'écoulement est établi, et les profils de vitesse sont autosimilaires : la vitesse à une position  $y$  donnée dépend uniquement du rapport  $y/x$  ( $x$  est la distance transversale par rapport à l'axe du jet) et de la vitesse axiale au centre de jet  $U_c$  [95].

$$\frac{U}{U_c} = f\left(\frac{y}{x}\right) \quad (3.1)$$

Pour réaliser des mesures dans une couche limite turbulente avec un écoulement externe laminaire, on a placé le support profilé dans la sortie laminaire d'un jet carré de section 12.5 cm x 12.5 cm. La forme carrée de la section de la buse n'influence pas les études laminaires, puisque à l'intérieur du cône l'écoulement est toujours potentiel. De plus, la section de sortie est suffisamment grande pour assurer un écoulement laminaire autour du support profilé. Sur la figure 3.3 on peut voir la sortie du jet utilisé. L'écoulement est créé par un ventilateur centrifuge. Il traverse ensuite une zone de tranquillisation, passe à travers une série de grilles et de nids d'abeille, et finit par sortir par le convergent à section carrée. Ces éléments éliminent les structures turbulentes générées par le ventilateur et laminarisent l'écoulement dans la section de sortie. Sur la figure 3.4 on peut voir la longueur du cône potentiel du jet carré. Le taux de turbulence dans cette région est autour de 4%. La zone potentielle se termine à une distance  $x$  correspondant sensiblement à 5 fois la taille de la buse, c'est-à-dire ici à environ 60 cm de la sortie.



FIG. 3.3 – Image de la soufflerie utilisée pour les mesures avec un écoulement laminaire.

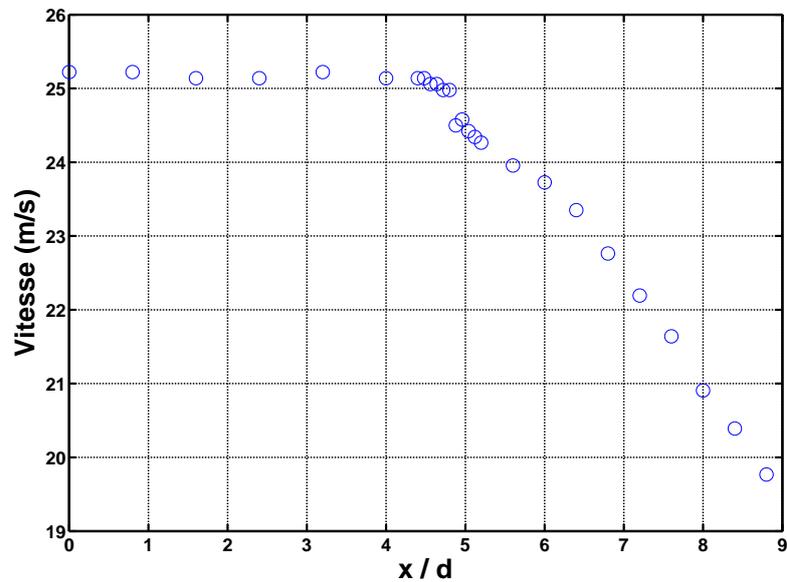


FIG. 3.4 – Longueur du cône potentiel du jet issu d'une buse de section carrée. La distance à la buse  $x$  est adimensionnée avec la longueur  $d$  du côté de la section de sortie.

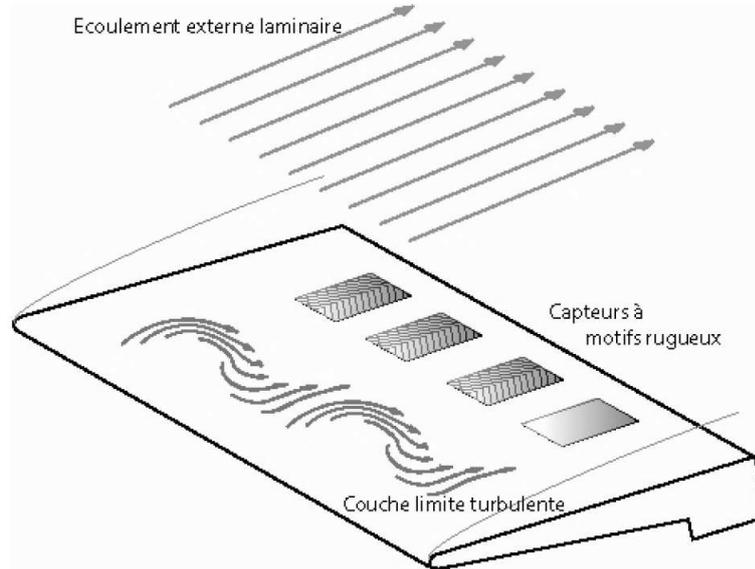


FIG. 3.5 – Positionnement du profil dans l'écoulement laminaire à la sortie du jet. Une couche limite turbulente se développe sur la surface supérieure.

### 3.2 Le transfert thermique global

Le support profilé contenant les quatre capteurs de flux thermique est placé dans la sortie du jet carré. Le bord d'attaque du profil provoque la transition de la couche limite, et une couche limite turbulente se développe sur la surface supérieure. En effet, les profils de vitesse réalisés au-dessus des dépôts avec un fil chaud de paroi révèlent une structure de couche limite turbulente (section 3.3). La figure 3.5 montre la configuration de l'écoulement sur le profil. Pour s'assurer que l'écoulement externe soit bien laminaire et se défaire des possibles effets de bord, chaque dépôt est placé dans l'axe du jet pour réaliser les mesures correspondantes. Dans cette situation, chaque dépôt est placé dans les mêmes conditions d'écoulement.

Chaque dépôt est chauffé, jusqu'à une température de  $45^{\circ}\text{C}$ , avec une puissance de l'ordre de 3 W. La température ambiante, du support et de l'écoulement est de  $20^{\circ}\text{C}$ , mesurée avec une thermistance. Une fois que le circuit électronique atteint l'équilibre, la rétroaction compense les changements de vitesse en injectant plus ou moins de puissance électrique. Pour mesurer les différences de transfert thermique entre le trois dépôts rugueux et le dépôt lisse, on mesure le nombre de Nusselt global sur chaque surface, et plus précisément, son évolution avec le nombre de Reynolds. Pour préciser le contexte, il est nécessaire de réaliser un bilan d'énergie de la surface chauffée. La puissance totale fournie par le circuit est utilisée pour compenser

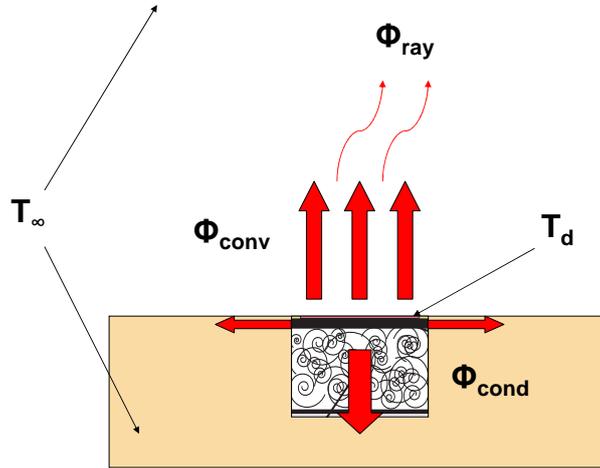


FIG. 3.6 – Représentation des flux de chaleur par convection, par conduction dans le support et par rayonnement.

les pertes thermiques par convection, par conduction dans le support et par rayonnement, comme c'est schématisé sur la figure 3.6. En effet, il existe un phénomène de conduction entre le film de platine, la plaque céramique et le support en résine, ce qui fait augmenter la température sous le dépôt. Ainsi, quand le dépôt de platine est alimenté, il existe un régime transitoire avant que la température à l'intérieur de la cavité isolante ne devienne constante. Cette température est mesurée grâce à un thermocouple qui est inséré dans la cavité, à l'intérieur de la laine de roche. Le bilan d'énergie total pour chaque dépôt a la forme :

$$U I = R_d I^2 = h S (T_d - T_\infty) + \frac{(T_d - T_\infty)}{R_t} + \epsilon \sigma S (T_d^4 - T_\infty^4). \quad (3.2)$$

Ici  $U$  est la tension au bornes du dépôt,  $I$  le courant électrique qui le traverse,  $R_d$  sa résistance (rapport entre  $U$  et  $I$ ),  $S$  la surface couverte de platine,  $T_d$  la température du dépôt et  $T_\infty$  la température ambiante, qui correspond à la température de l'air et aussi à celle du support. Les termes de convection, conduction et rayonnement sont caractérisés respectivement par le coefficient de convection  $h$ , la résistance thermique du support  $R_t$  et l'émissivité  $\epsilon$  de la surface. On peut donc estimer un nombre de Nusselt moyen ramené à la surface du capteur comme :

$$Nu = \frac{R_d I^2 L}{\lambda S (T_d - T_\infty)} - \frac{L}{S R_t \lambda} - \epsilon \sigma \frac{(T_d^4 - T_\infty^4) L}{(T_d - T_\infty) \lambda}, \quad (3.3)$$

où  $L$  est la longueur du côté du dépôt et  $\lambda$  est la conductivité thermique de l'air à la température de film  $T_f = (T_d + T_\infty)/2$ .

Dans l'expression (3.3) les seules variables que l'on peut mesurer de façon directe sont  $U$ ,  $I$ ,  $L$ ,  $S$  et  $T_\infty$ . On calcule ensuite  $R_d = U/I$ . Pour connaître la température du dépôt métallique  $T_d$  on pourrait utiliser la loi d'étalonnage présentée dans la section 2.4.2, à partir du valeur de  $R_d$ . Cependant, le coefficient  $\alpha$  de variation de la résistance avec la température est trop faible pour que cette mesure soit suffisamment précise. Si l'on calcule le nombre de Biot du substrat céramique, définit comme le rapport entre la résistance à la conduction dans le solide sur la résistance à la convection dans le fluide, on obtient

$$Bi = \frac{h e}{\lambda_k} \approx 0.0001 \ll 1, \quad (3.4)$$

ou  $e$  est l'épaisseur de la plaque céramique,  $\lambda_k = 24 \text{ W/(mK)}$  sa conductivité thermique, et  $h$  est un coefficient de convection équivalent à l'intérieur de la cavité remplie de laine de roche ; il est calculé à partir de  $h = \lambda_{lr}/p$ , ou  $\lambda_{lr}$  est la conductivité thermique de la laine de roche et  $p$  l'épaisseur de la même. On obtient  $h \approx 4$ . Ceci signifie que la température du substrat céramique est pratiquement la même que celle du dépôt de platine, et nous permet de considérer la température de la sonde Pt100 sérigraphiée au dos de la plaque (dont le coefficient  $\alpha$  est trois fois plus grand) comme la température moyenne de la surface métallique.

Cependant, on ne connaît pas les termes de conduction dans le support et ceux de rayonnement. Si on ne tient pas compte de ces deux termes, on obtient comme résultat de la mesure du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour le dépôt lisse  $Ro$  la courbe de la figure 3.7. Le dépôt est maintenu à une température de l'ordre de  $45^\circ\text{C}$  et la vitesse varie entre 3 et 40 m/s. Le nombre de Reynolds est basé sur la longueur non-chauffée  $\xi$ , entre le bord d'attaque et le bord amont du dépôt, et la vitesse est mesurée avec une sonde à fil chaud de paroi conditionnée par un système CTA DANTEC Streamline. On mesure la puissance dissipée dans le dépôt, nécessaire pour maintenir sa température constante, en fonction de la vitesse et on calcule le nombre de Nusselt à partir du premier terme du côté droit dans l'équation (3.3). Les points expérimentaux sont représentés conjointement avec la loi classique pour le nombre de Nusselt d'une couche limite turbulente sur une plaque plane avec une longueur non chauffée [43],

$$Nu_x = \frac{0.0296 Re_x^{4/5} Pr^{1/3}}{\left[1 - \left(\frac{\xi}{x}\right)^{9/10}\right]^{1/9}}, \quad (3.5)$$

obtenue à partir de l'analogie de Reynolds et d'une forme standard pour l'épaisseur de la couche limite turbulente [43]

$$\delta = 0.37 x Re_x^{1/5}. \quad (3.6)$$

On intègre l'expression du nombre de Nusselt (3.5) par rapport à  $x$  le long du dépôt pour obtenir une expression en fonction de la vitesse uniquement.

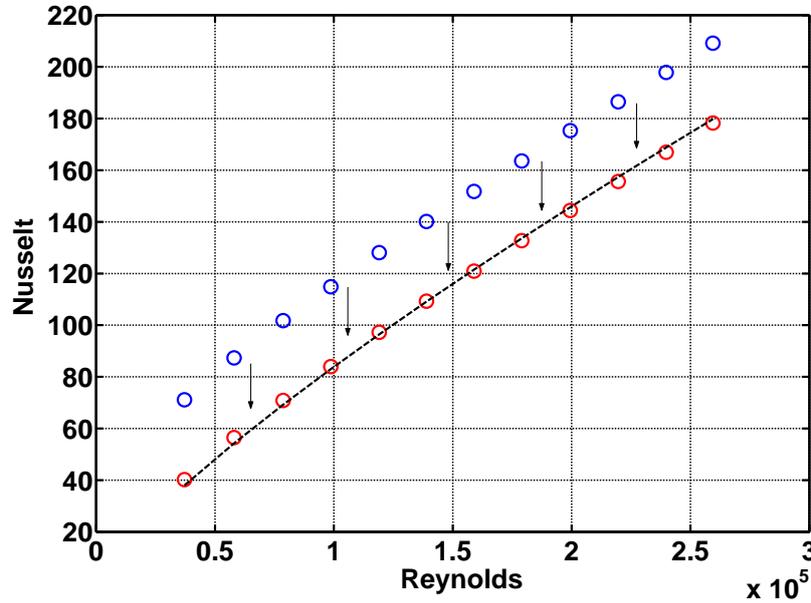


FIG. 3.7 – Évolution expérimentale du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds pour la surface lisse R0 (○, bleu, en haut). La ligne noire représente la loi théorique (3.5). Les points rouges (en bas) résultent de la correction de l'erreur systématique due aux termes de conduction et de rayonnement.

A partir de la figure 3.7 on observe que les deux courbes sont parallèles, avec un décalage constant. Cet écart correspond aux deux derniers termes de l'équation (3.3), qui eux ne dépendent pas de la vitesse de l'écoulement. Cette quantité constitue l'erreur systématique de notre mesure, indépendante du Reynolds, et que l'on peut soustraire pour retrouver la loi (3.5) avec une précision de  $\pm 1$  unité sur le nombre de Nusselt, soit 0.5%.

La figure 3.7 montre la validité de notre méthode de mesure pour le flux thermique convectif et explicite un protocole d'étalonnage pour mesurer le nombre de Nusselt. On applique le même protocole aux trois autres dépôts, avec la même erreur systématique attribuée à la géométrie du support. La température d'échauffement est la même pour chacun d'entre eux.

Avant d'analyser les résultats concernant l'évolution du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds pour les quatre surfaces, il est très important de vérifier le bon fonctionnement de notre système de régulation, et d'étudier l'évolution de toutes les températures impliquées. Sur la figure 3.8 on observe l'évolution des résistances des dépôts pendant l'expérience. Il existe une très légère tendance à la décroissance, qui est de l'ordre de  $0.03 \Omega$  pour un intervalle de vitesse de 40 m/s, ce qui correspond de façon approximative

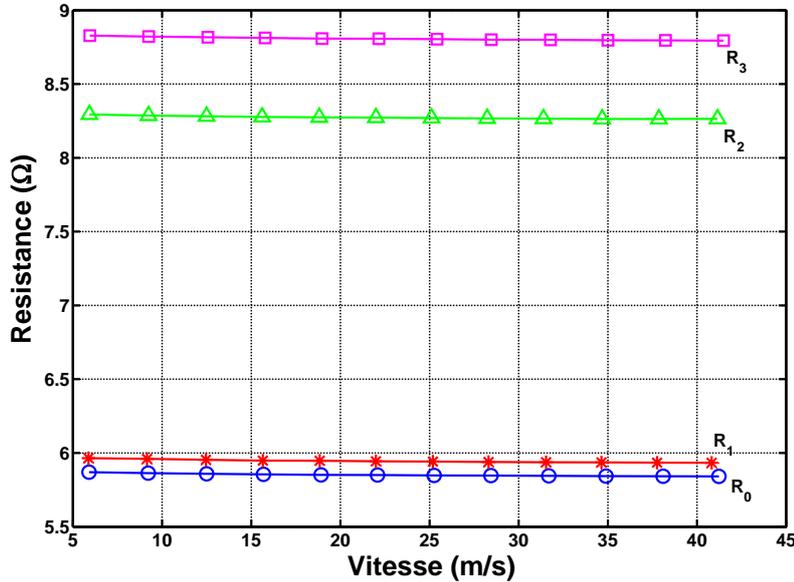


FIG. 3.8 – Évolution de la résistance électrique des dépôts avec la vitesse du fluide incident. R<sub>0</sub> (○, bleu), R<sub>1</sub> (\*, rouge), R<sub>2</sub> (△, vert), R<sub>3</sub> (□, magenta).

à une variation autour de 3.5 °C dans la température des dépôts. En effet, le circuit électronique de rétroaction arrive très bien à compenser les petites fluctuations de vitesse autour d'une valeur moyenne de l'écoulement turbulent, mais face à une très grande variation de vitesse, et à cause de l'inertie thermique de l'ensemble, on constate un léger décalage du point d'équilibre. Cependant, ceci n'introduit pas d'erreur dans la mesure du nombre de Nusselt, puisque les températures sont mesurées pour chaque point. La figure 3.9 montre les valeurs de puissance et de courant électrique qui traversent les dépôts métalliques. Évidemment, ces valeurs augmentent avec la vitesse, parce que le coefficient de transfert thermique convectif  $h$  augmente. Le circuit doit ainsi fournir plus de puissance pour compenser les pertes et maintenir la température constante. Les différences entre les quatre dépôts sont dues aux différentes valeurs de leur résistance électrique.

Les évolutions des température des dépôts (mesurée par les sondes Pt100, serigraphiées sous les dépôts) et de la température à l'intérieur des cavités isolantes (mesurée par thermocouple), selon le schéma de la figure 2.14, sont représentées sur les figures 3.10 et 3.11. On observe que les dépôts sont chauffés à la même température à basse vitesse, et que cette température diminue quand la vitesse augmente, en cohérence avec les résultats présentés dans la figure 3.8; la diminution de température totale est de l'ordre de 3.5°C, comme prévue à partir de la diminution de résistance. On observe aussi que

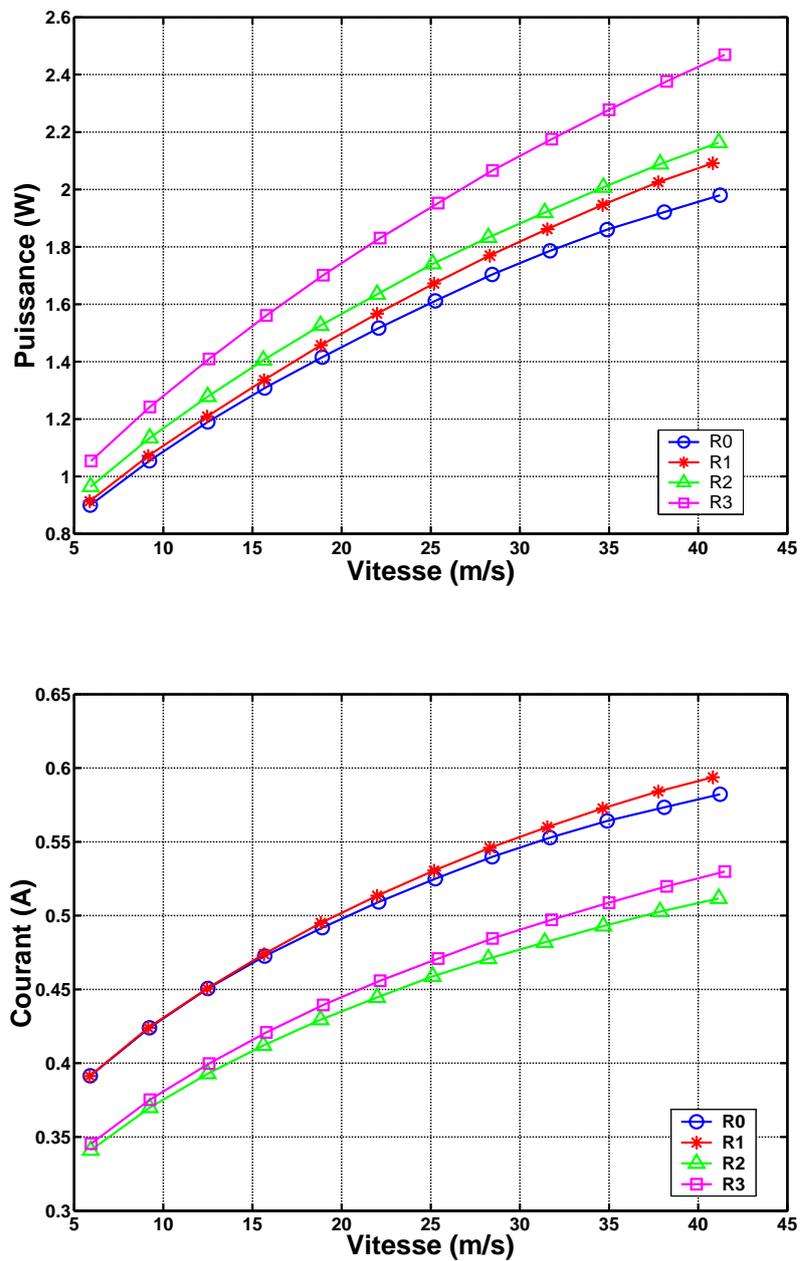


FIG. 3.9 – Variation de la puissance électrique et du courant fournis par le circuit de rétroaction électronique, en fonction de la vitesse. R1 (\*, rouge), R2 ( $\Delta$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

les quatre températures ne suivent pas exactement la même évolution, avec des différences inférieures à 1.5°C pour la plus grande vitesse. Ceci est dû au processus manuel de réglage du point d'équilibre du circuit électronique, ce qui conditionne l'efficacité du circuit à maintenir la température de consigne. En ce qui concerne la température à l'intérieur de la cavité, qui est représentée sur la figure 3.10, en bas, on aperçoit aussi des différences selon les dépôts.

Ces incertitudes introduisent des questions par rapport aux résultats concernant le nombre de Nusselt. En effet, si la température de la surface et de la cavité ne sont pas les mêmes pour les quatre dépôts, on pourrait penser que le terme de conduction verticale à l'intérieur de la cavité peut aussi être différent, et on ne pourrait pas être sûr que l'erreur systématique des pertes, due aux différences dans l'isolation thermique, soit la même pour les 4 emplacements. Pour contredire cet argument, on réalise une estimation des termes de pertes par rayonnement et par conduction normale à la paroi à partir des données et des mesures disponibles :

- Le terme de rayonnement a la forme :

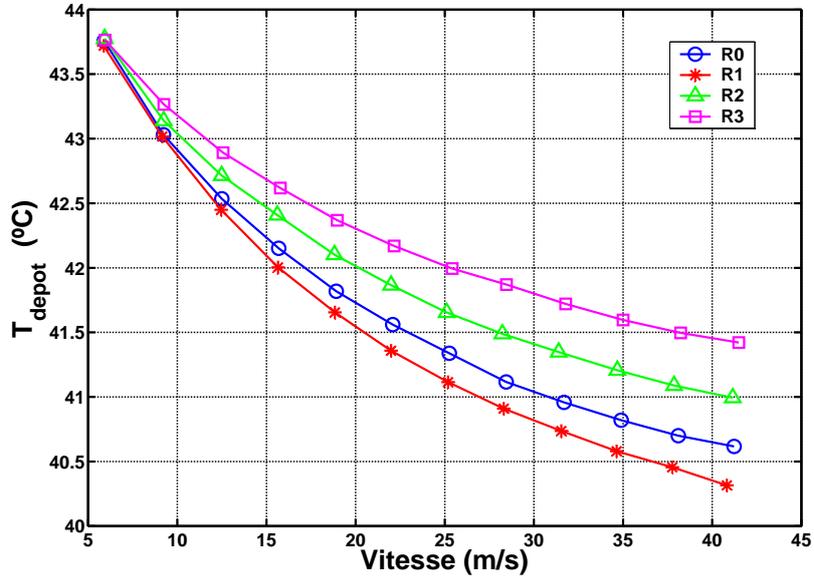
$$\Phi_{rad} = \epsilon \sigma S (T_d^4 - T_\infty^4). \quad (3.7)$$

La constante de Stefan-Boltzmann  $\sigma$  vaut  $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{T}^4)$ , et les températures du dépôt et de la surface en regard sont connues (on considère que la surface en regard est à la même température que le jet d'air). La valeur de l'émissivité du platine est cependant inconnue. En effet, cette valeur dépend en grande partie de l'état de surface et de l'épaisseur du dépôt. On retrouve, dans des tableaux des caractéristiques physiques des métaux, une valeur de 0.1 pour le platine et de 0.9 pour le platine noir. Pour connaître l'ordre de grandeur du terme de rayonnement, on réalise une estimation pessimiste, avec une valeur de  $\epsilon = 0.9$ . On obtient une puissance de rayonnement de l'ordre de 0.05 W pour le quatre dépôts, qui reste très petite comparée à la puissance totale dégagée (voir figure 3.9).

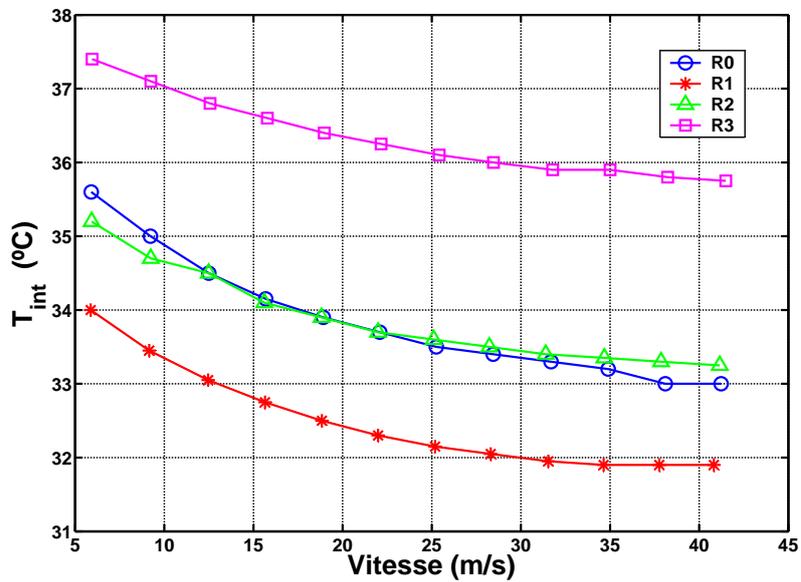
- Le terme de conduction dans le sens perpendiculaire à la surface est proportionnel au gradient de température :

$$\Phi_{cond} = \lambda_r S \frac{(T_{Pt100} - T_{int})}{p}, \quad (3.8)$$

ou  $\lambda_r = 0.036 \text{ W}/(\text{mK})$  est la conductivité thermique de la laine de roche utilisé comme isolant, selon sa notice technique, et  $p$  est la séparation entre la céramique et le thermocouple à l'intérieur de la cavité. Les thermocouples ont été installés au milieu de cette cavité, avec  $p \approx 0.5 \text{ cm}$ . On obtient des valeurs d'environ 0.03 W, ce qui confirme la bonne isolation de la cavité réalisée.

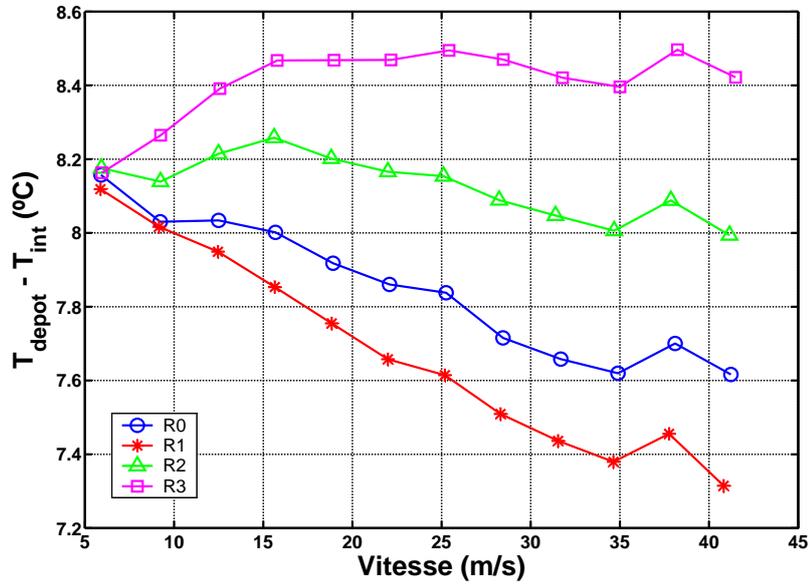


(a)

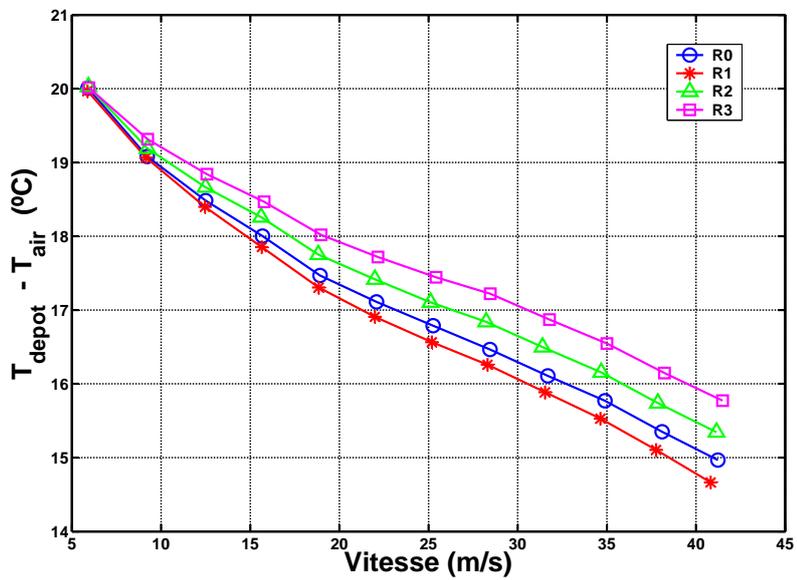


(b)

FIG. 3.10 – (a) Évolution de la température de la surface (mesurée avec la sonde de platine serigraphiée, Pt100). (b) Évolution de la température à l'intérieur de la cavité isolante (mesurée par thermocouple). R1 (\*, rouge), R2 ( $\Delta$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).



(a)



(b)

FIG. 3.11 – (a) Différence entre la température de la surface et la température intérieure. (b) Différence entre la température de la surface et la température du jet. R1 (\*, rouge), R2 ( $\Delta$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

On montre enfin l'évolution du nombre de Nusselt pour les surfaces rugueuses, ainsi que pour la surface lisse, sur la figure 3.12. Ces résultats mènent à plusieurs conclusions, mais ils posent aussi d'autres questions. D'un point de vue qualitatif, le premier fait que l'on observe sur la figure 3.12 est que les trois surfaces rugueuses présentent un plus grand coefficient de transfert que la surface lisse. On constate aussi que les différences mesurées se trouvent en dehors de barres d'erreur expérimentales. Le calcul détaillé de l'incertitude de la mesure est montré dans l'Annexe A. Ceci indique donc l'existence d'un effet dans le processus de transfert quand on agit très près de la paroi, au niveau de la sous-couche visqueuse. D'autre part, cela met en évidence que ce n'est pas uniquement la hauteur du motif rugueux, mais la distribution tridimensionnelle de la micro-structure de surface dont il faut tenir compte. En effet, on distingue deux cas : les dépôts *R1* et *R2* présentent exactement la même loi de transfert, de l'ordre de 8 unités de Nusselt supérieur au cas lisse. Cela veut dire que l'effet n'est pas linéaire avec le nombre de chevrons, du moins avec l'espacement choisi ici. Pour cette raison, le phénomène ne peut pas être simplement interprété à partir de la création d'une composante de vitesse verticale à la paroi, comme dans le cas des écoulements microfluidiques [70]. D'autre part, la surface *R3* a une performance plus faible, mais toujours supérieure à *R0*. Tout cela indiquerait que les structures longitudinales de la couche limite sont sensibles à une rugosité anisotrope, même de très petite taille. Le fait que *R1* et *R2* aient la même performance pourrait signifier que ce n'est pas la création de structures qui fait augmenter le transfert (sinon on aurait trouvé un effet plus marqué avec plus de chevrons), mais peut-être leur guidage. Ceci serait cohérent avec le fait que le motif plus désordonné de *R3* ait un effet moins positif dans le transfert, puisqu'il aurait moins tendance à guider les structures de la couche limite, mais plutôt à les détruire ou les déformer.

Pour pouvoir approfondir l'analyse de ces résultats, on présente sur les figures 3.13 à 3.14 un traitement plus détaillé des mesures réalisées. La figure 3.13 montre de façon quantitative les écarts entre les lois de transfert pour les quatre surfaces. Il ne s'agit pas d'un décalage constant, mais les différences évoluent avec le Reynolds, ce qui montre que ces différences ne sont pas imputables à l'erreur systématique due à la conduction dans le support. Le nombre de Nusselt est en moyenne supérieur de 4.5% pour *R1* et *R2*, tandis que *R3* a un transfert 2.5% supérieur à la surface lisse. Ces différences ne correspondent pas à l'augmentation de surface pour les dépôts rugueux, qui est de 0.8% pour les trois cas. D'autre part, l'écart entre nos points expérimentaux et la loi classique (3.5) correspond à une puissance thermique de l'ordre de 0.35 W ; les valeurs de la puissance totale dissipée sont données sur la figure 3.9.

Aussi, quand on compare les estimations obtenues pour les termes de conduction normale à la surface et de rayonnement, on arrive à deux conclusions :

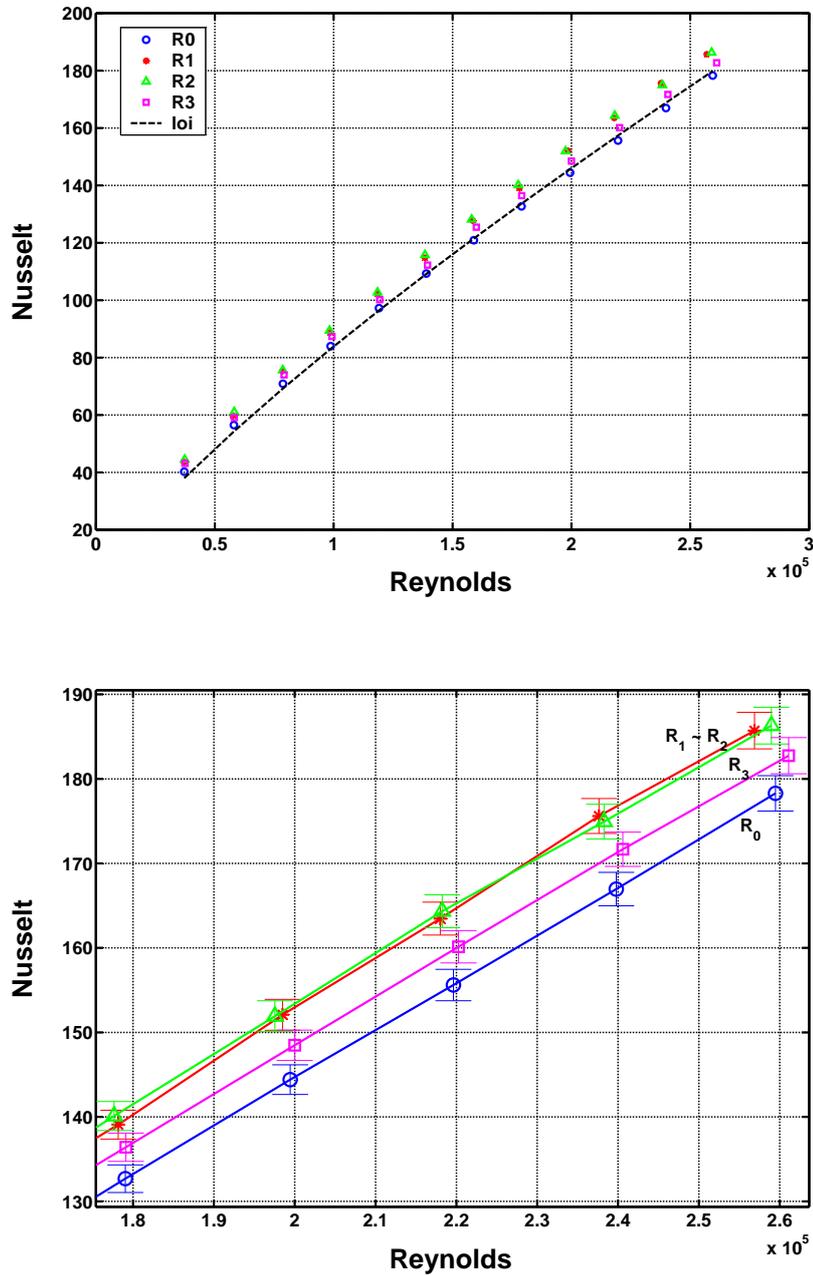
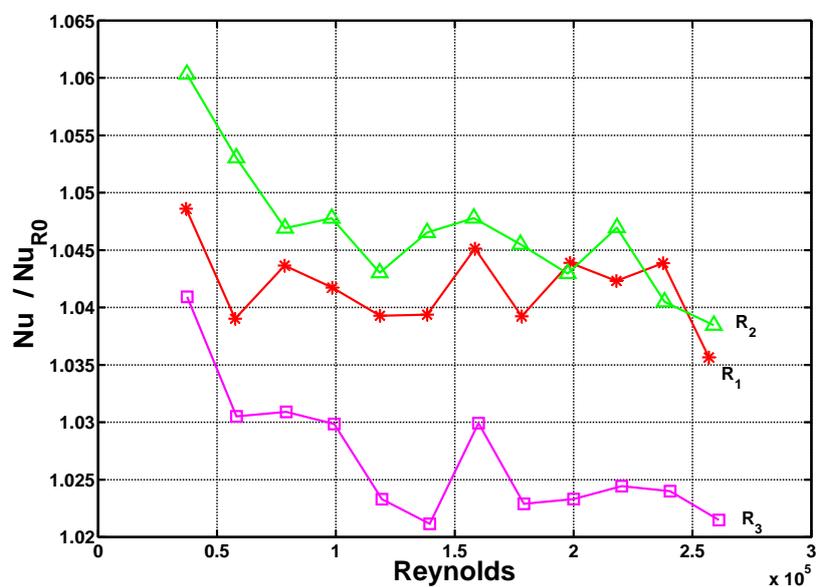
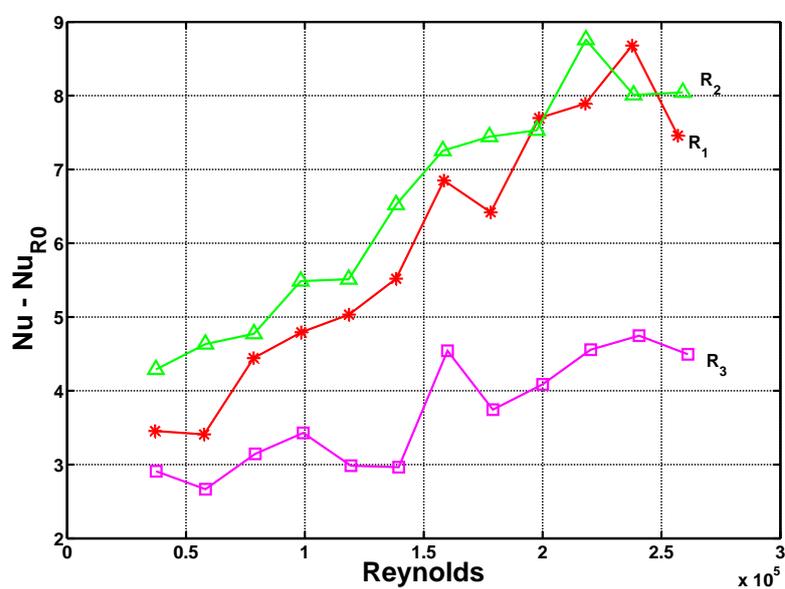


FIG. 3.12 – Évolution expérimentale du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds pour les quatre types de surfaces rugueuses R0 (○, bleu), R1 (\*, rouge), R2 (△, vert), R3 (□, magenta). En haut, la série complète, en bas un zoom pour les grands nombres de Reynolds. La ligne noire représente la loi théorique (3.5). Les barres d'erreur montrent la précision des mesures.



(a)



(b)

FIG. 3.13 – (a) Amélioration du transfert avec les surfaces rugueuses par rapport au cas lisse. R1 ( $*$ , rouge), R2 ( $\Delta$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta). (b) Différence absolue entre l'effet des surfaces rugueuses et celui de la surface lisse, même symboles que (a).

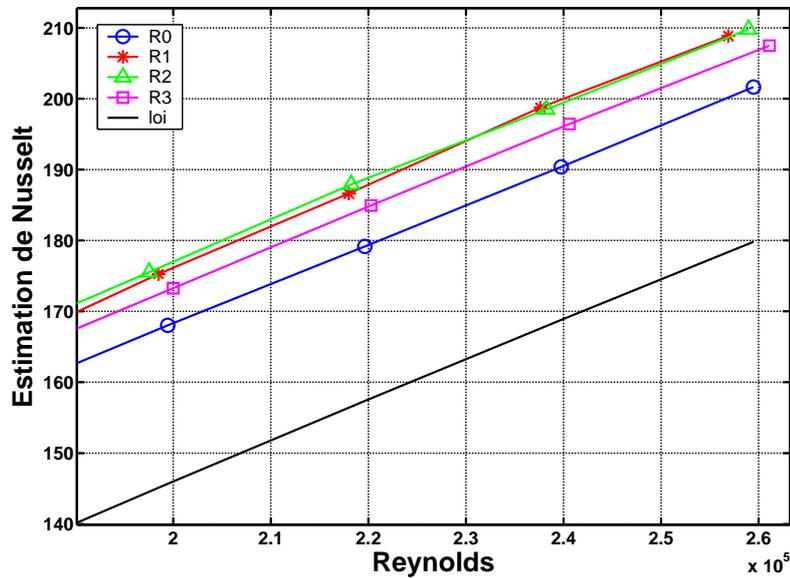


FIG. 3.14 – Nombre de Nusselt estimé après soustraction des termes de conduction normale à la plaque et des termes de rayonnement. R1 (\*, rouge), R2 ( $\Delta$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

- Les différences mesurées dans le nombre de Nusselt pour les quatre dépôts ne correspondent pas aux différences dans l’isolation sous les plaques ni aux écarts dans les distributions de température de la figure 3.10. Ceci est montré sur la figure 3.14 : quand on enlève à la puissance totale transférée, les termes de rayonnement et conduction calculés, on obtient la même hiérarchie de loi d’échange.
- L’écart entre nos points expérimentaux et la loi classique (3.5) s’explique principalement par la conduction latérale dans le support et dans les fils électriques (des termes qui ne sont pas facilement modélisables compte tenu de la complexité de la géométrie), plutôt par le rayonnement et la conduction dans la direction normale à la surface. Ceci dissipe les questions par rapport au terme de pertes dans la cavité isolante, puisqu’il ne justifie pas les différences entre les quatre surfaces. En ce qui concerne le reste de pertes, on est en position d’assurer qu’elles ne sont pas à l’origine de ces différences, compte tenu des soins apportés dans la conception, l’usinage du support et l’implantation de capteurs. Aussi, les connexions électriques ont été réalisées de façon identique, et tous les fils ont la même longueur et les mêmes caractéristiques.

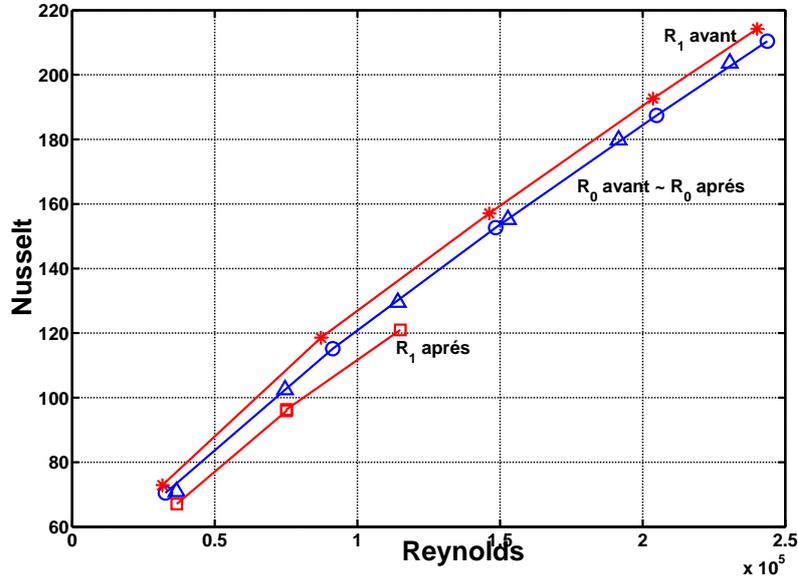


FIG. 3.15 – Nombre de Nusselt pour  $R0$  et  $R1$  avant et après le changement de position.  $R0$  avant ( $\circ$ , bleu),  $R0$  après ( $\triangle$ , bleu);  $R1$  avant ( $*$ , rouge),  $R1$  après ( $\square$ , rouge).

Une dernière expérience pour la confirmation des résultats consiste à interchanger deux dépôts de position et vérifier si les lois de transfert sont inchangées. Cette expérience est cependant assez aléatoire, parce qu'elle oblige à décoller les dépôts de leur emplacement et dessouder les connexions avant le changement et l'installation dans un nouvel emplacement. Le risque possible est une variation dans les résistances électriques de connexions des capteurs et une invalidation des lois d'étalonnage. L'expérience a été réalisée, et on a interchangé les places des dépôts  $R0$  et  $R1$ . Le résultat apparaît dans la figure 3.15.

Les résultats mettent en évidence l'importance des étalonnages et des valeurs de résistances. En effet, le dépôt lisse a exactement la même loi de transfert dans les deux logements. C'est la preuve qu'il n'existe pas de différence due à la conduction dans la cavité isolante et le support. Cependant, le dépôt  $R1$  montre un comportement différent, avec des valeurs pour le nombre de Nusselt qui sont inférieures aux ceux de  $R0$ .  $R1$  a subi une dégradation des résistances de contact et donc sa loi d'étalonnage a changé; on ne peut donc pas tenir compte de la dernière courbe mesurée.

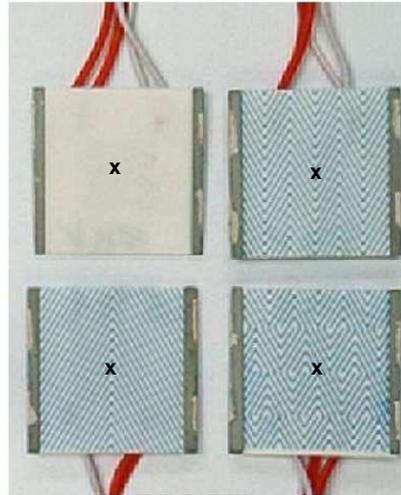


FIG. 3.16 – Position du fil chaud sur chaque surface pour la mesure des profils de vitesse.

### 3.3 Profils moyens de vitesse

L'objectif de cette section est de trouver une confirmation et aussi une tentative d'explication à l'effet thermique observé dans la section 3.2. On sait que le phénomène de transport d'énergie thermique à la paroi est fortement relié à la structure de la couche limite. En conséquence, on a réalisé des profils de vitesse moyenne et d'écart-type de vitesse longitudinale pour les quatre surfaces, avec une sonde de fil chaud de paroi 55P15 DANTEC<sup>TM</sup> (diamètre  $5\ \mu\text{m}$  et longueur  $1.25\ \text{mm}$ ) conditionnée par un système CTA DANTEC streamline. La vitesse moyenne de l'écoulement externe ( $U_{ext}$ ) est d'environ  $10\ \text{m/s}$ .

Le fil est positionné au centre du pavé de platine et se déplace normalement à la paroi. Pour  $R1$ ,  $R2$  et  $R3$  il est placé en dessus du point de convergence d'un chevron, comme il est montré sur la figure 3.16. Pour mesurer la distance du fil à la paroi on utilise une lunette avec réticule micrométrique. On éclaire le fil avec une lampe en direction normale à la paroi, et on mesure la distance entre le fil et son propre ombre sur la surface avec la loupe. Une fois fixée cette origine, le déplacement vertical est assuré par une platine Microcontrolle<sup>TM</sup> d'une précision de  $20\ \mu\text{m}$ . Les profils de vitesse moyenne pour les quatre dépôts sont montrés sur la figure 3.17.

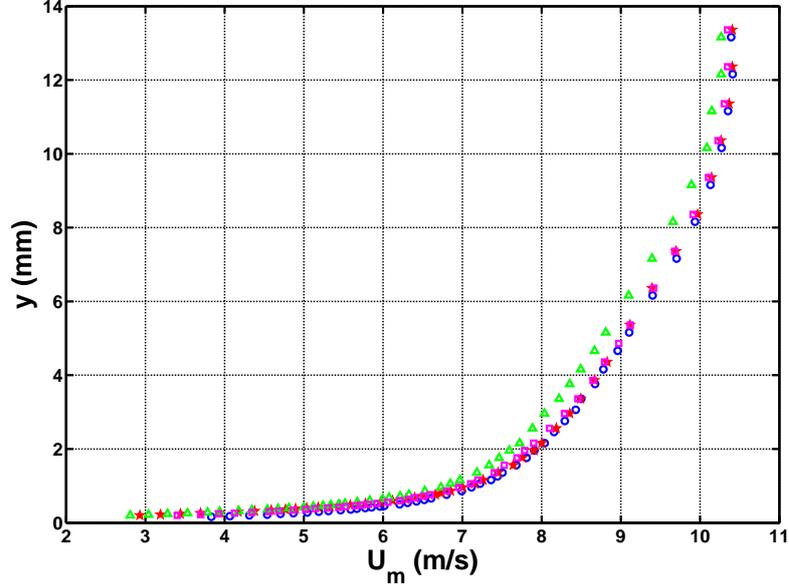


FIG. 3.17 – Profils normaux de vitesse longitudinale moyenne dans la couche limite avec une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), R2 ( $\triangle$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

Il faut définir les paramètres typiques pour caractériser l'épaisseur d'une couche limite. L'épaisseur totale de la couche limite  $\delta$  est définie souvent comme la valeur de l'ordonnée  $y$  pour laquelle la vitesse moyenne atteint un 99% de la vitesse extérieure. Toutefois, il existe deux autres définitions plus intrinsèques, ne reposant pas sur un seuil conventionnel. Ainsi, l'épaisseur de déplacement est définie comme

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{U}{U_{ext}}\right) dy. \quad (3.9)$$

Elle peut être interprétée comme la hauteur dont il faudrait déplacer la paroi pour maintenir le même débit en absence de frottement (fluide parfait) [96]. La même considération appliquée à la perte de quantité de mouvement correspond à l'épaisseur de quantité de mouvement :

$$\delta^\theta = \int_0^\infty \frac{U}{U_{ext}} \left(1 - \frac{U}{U_{ext}}\right) dy. \quad (3.10)$$

La représentation logarithmique des profils permet une meilleure analyse des résultats, en faisant un grossissement sur les petites distances proches de la paroi. Cela permet aussi de vérifier le profil logarithmique de la zone complètement développée (équation (1.11)). Le résultat est montré sur la figure

Dépôt	$U_\tau$ (m/s)	$\delta$ (mm)	$\delta^*$ (mm)	$\delta^\theta$ (mm)	$k^+$	$C_f$	$2St/C_f$	$Re_\theta$ $= U_{ext}\theta/\nu$
<i>R0</i>	0.458	10.90	1.62	1.16	0.576	0.0039	1.102	7342
<i>R1</i>	0.478	10.73	1.70	1.18	0.602	0.0042	1.055	10759
<i>R2<sub>1</sub></i>	0.485	11.30	1.85	1.27	0.611	0.0045	1.001	11709
<i>R2<sub>2</sub></i>	0.467	11.37	1.90	1.31	0.589	0.0041	1.090	12025
<i>R3</i>	0.485	10.57	1.67	1.16	0.611	0.0044	0.994	10569

TAB. 3.1 – Valeurs de différents grandeurs pour les 5 profils de vitesse.

3.18, où l'on retrouve le profil typique d'une couche limite turbulente, avec une zone logarithmique vers le centre du profil. La région interne, qui s'étend jusqu'à la fin de la région logarithmique occupe 40 % de l'épaisseur totale de la couche limite, comme il est en général remarqué [14]. On observe aussi que les quatre profils se séparent quand on approche la paroi. Il est nécessaire maintenant de trouver les paramètres caractéristiques corrects pour chaque profil, ce qui doit permettre d'adimensionnaliser les courbes et d'analyser les différences entre elles. Pour cela on représente d'abord les profils selon la loi de défaut de vitesse (1.12), qui prend l'expression suivante [14],

$$\frac{U_{ext} - U}{u_0} = -\frac{1}{\kappa} \text{Ln} \left( \frac{y}{\delta} \right) + C . \quad (3.11)$$

Il est nécessaire de préciser que le paramètre d'adimensionnalisation  $u_0$  peut aussi bien être une variable externe qu'interne. Akinlade [97] rappelle que trois paramètres ont été proposés pour  $u_0$ . La vitesse de frottement  $U_\tau$  a été proposé par von Karman comme variable externe pour le profil moyen de défaut de vitesse, et elle a été utilisée par beaucoup d'autres chercheurs. George et Castillo [98] concluent cependant que ce profil est proportionnel à la vitesse extérieure  $U_{ext}$ . Un autre paramètre proposé par Zagarola et Smits est  $U_{ext}\delta/\delta^*$  [97]. L'étude de Akinlade et al. en 2004 montre que la validité de l'un ou de l'autre paramètre dépend grandement de la morphologie de la rugosité [97].

Pour calculer la valeur de  $U_\tau$  on représente sur la figure 3.19 l'ajustement de l'expression 3.11, avant adimensionnalisation. La pente de la loi logarithmique retrouvée correspond au rapport  $U_\tau/\kappa$ , où  $\kappa = 0.41$  est la constante de von Karman. On peut donc évaluer la vitesse de frottement à partir de chaque profil (figure 3.19). Les valeurs numériques de cette vitesse se trouvent dans le tableau 3.1. Néanmoins, on observe que ces valeurs sont assez sensibles à l'intervalle considéré pour la région logarithmique dans la figure 3.19. Il s'agit de plus d'une grandeur dérivée de données expérimentales, ce qui induit une forte imprécision sur le résultat. Pour cette raison, et pour maintenir un bon niveau de précision dans l'analyse on utilise la vitesse extérieure  $U_{ext}$  comme grandeur caractéristique, comme cela apparaît sur la figure 3.20.

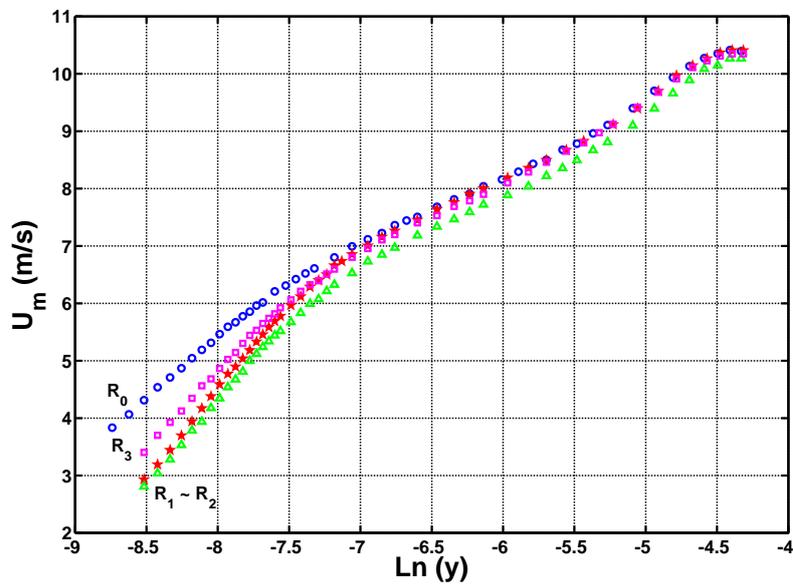


FIG. 3.18 – Profils de vitesse moyenne dans la couche limite à une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. Représentation semi-logarithmique. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), R2 ( $\triangle$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

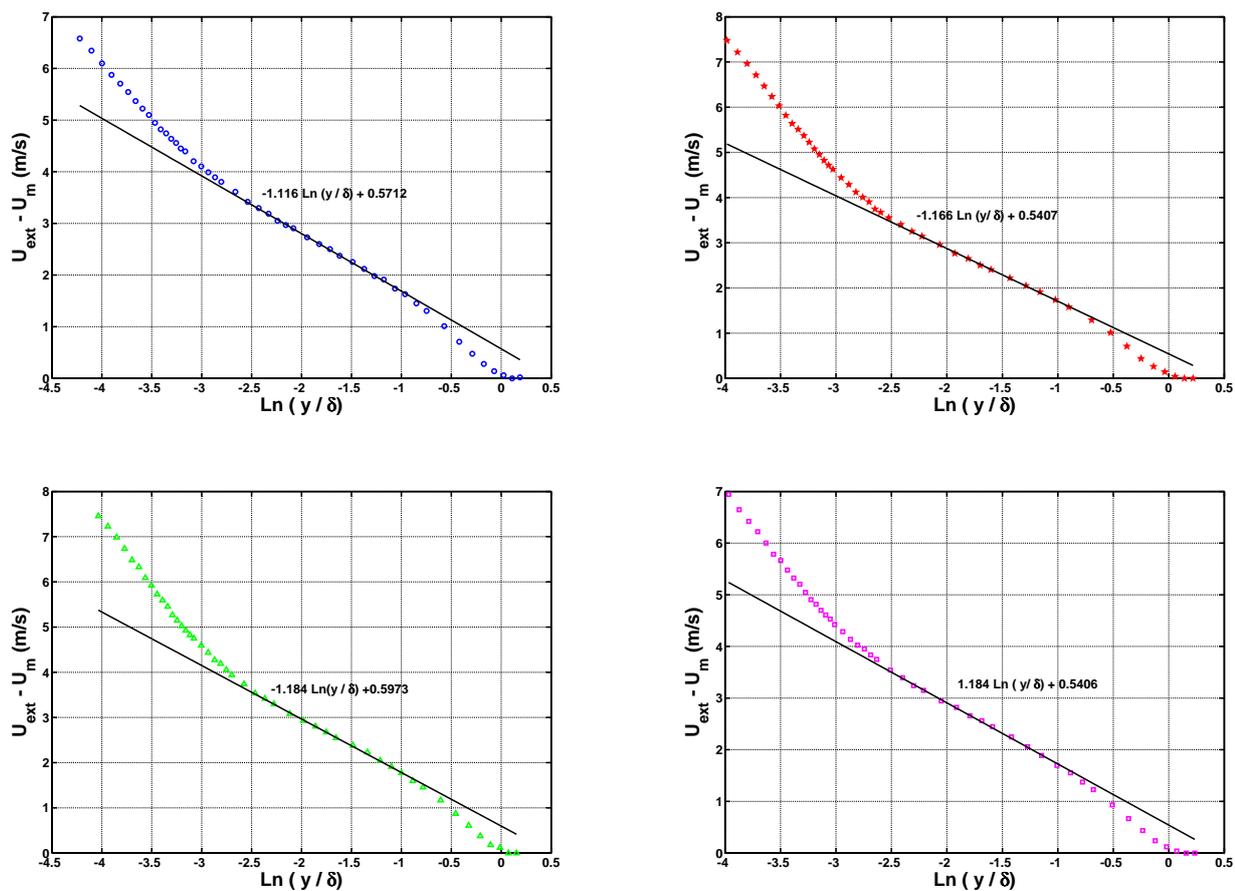


FIG. 3.19 – Profils normaux de vitesse moyenne dans la couche limite avec une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. Les profils sont représentés selon la loi de défaut de vitesse, pour le calcul de la vitesse de frottement. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), R2 ( $\triangle$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

Dans ces profils on peut observer trois aspects :

- Les quatre profils se superposent dans les régions logarithmique et externe de la couche limite, ce qui confirme le bien-fondé des paramètres caractéristiques choisis.
- Ils existent des différences dans les profils de vitesse moyenne pour des surfaces qui se caractérisent par une rugosité ordonnée de l'ordre du micromètre, immergée dans la sous-couche visqueuse. En effet, à partir des valeurs obtenues pour  $U_\tau$  on peut calculer la taille de la rugosité en unités de paroi,

$$k^+ = \frac{k U_\tau}{\nu} \approx 0.6 \ll 5, \quad (3.12)$$

et confirmer que la rugosité a une taille très inférieure à celle de la sous-couche visqueuse. Ce résultat implique qu'il existe une communication importante entre la sous-couche visqueuse et le reste de la région interne. Le nombre de Reynolds rugueux  $k^+$  mesure l'effet de la rugosité dans la zone tampon [28]. Contrairement à ce qui est dit dans les ouvrages classiques, l'effet de la rugosité n'est plus nul quand celle-ci est immergée dans la sous-couche visqueuse.

- On n'observe pas de différences dans la région logarithmique des profils, mais seulement dans une zone très proche de la paroi. L'effet de la rugosité est donc seulement visible dans la zone tampon, et il n'y a pas de déplacement appréciable de la région logarithmique. Ceci veut dire que le terme  $\Delta U$  de l'équation (1.13) est nul. Pour cette raison, on n'a pas appliqué les modèles basés sur la fonction de sillage (equation (1.15)) comme ceux de Hama, Krogstad [30] ou George & Castillo [98]. La loi de défaut pour la région extérieure ne contient pas non plus de termes dépendants du paramètre de sillage  $\Pi$ . L'effet de la rugosité ne peut donc se résumer au seul paramètre  $\Delta U$ .
- L'hypothèse de similarité de la zone de paroi affirme qu'en dehors d'une certaine sous-couche rugueuse, les mouvements turbulents sont indépendants de la rugosité de la paroi pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés [30]. Cette sous-couche rugueuse est influencée par les échelles associées aux éléments rugueux et elle a une taille de l'ordre de 5 fois celle de la rugosité. Nos observations vont à l'encontre de cette hypothèse, puisqu'avec une taille de  $20 \mu\text{m}$  des motifs rugueux, on obtient un effet notable dans les profils de vitesse moyenne jusqu'à  $500 \mu\text{m}$ , soit 25 fois la taille de la rugosité. Cette quantité correspond à  $\delta/k \approx 10^4 \mu\text{m}/20 \mu\text{m}$ , ce qui pourrait signifier l'importance des magnitudes externes pour expliquer l'effet de ces motifs rugueux. D'autre part, le nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement  $Re_\theta$  est d'environ 800 ; normalement, il est accepté que les

effets du nombre de Reynolds sur les profils moyens se produisent pour  $R_\theta < 3000$  [30]. Donc, notre écoulement n'est pas complètement développé, ce qui explique que l'effet de ces éléments rugueux, se propage bien à l'intérieur de la couche limite, sans doute à cause de l'interaction avec les vortex longitudinaux qui sont engendrés à la paroi.

- La somme  $k_R = k + D$  de la hauteur des pics plus l'espacement entre chevrons est de 420 microns, ce qui correspond à peu près à la distance à la paroi ou les différences entre les 4 surfaces deviennent mesurables (autour de 500  $\mu\text{m}$ ). Selon Raupach et Tom [28] c'est au dessous de cette quantité  $k_R$  que les propriétés turbulentes dépendent de la position par rapport aux éléments rugueux. Cependant, Sabot donne la limite  $k_R/k = \min(1 + D/k, 5)$  [28]. Dans notre cas, il apparait que l'effet de la rugosité dans les caractéristiques de la couche limite turbulente est plutôt limité par la quantité  $k + D$  et non pas par  $5k$ .
- La hiérarchie observée dans la zone tampon du profil correspond exactement à celle trouvée dans les mesures thermiques, c'est-à-dire, que les surfaces  $R1$  et  $R2$  ont le même effet sur les profils moyens de vitesse, elles ralentissent l'écoulement de la même valeur, tandis que  $R3$  a un effet plus faible.
- A partir des valeurs calculées pour la vitesse de frottement, on peut aussi estimer l'espacement entre les streaks de la couche limite. En effet, on a vu dans le chapitre 1 que les streaks d'une couche limite turbulente sont séparés de 100 unités de paroi. Dans notre cas ceci signifie :

$$l^+ = \frac{l u_\tau}{\nu} = 100 \Rightarrow l = 3.43 \text{ mm} \quad (3.13)$$

Pour le cas du dépôt  $R2$ , et si l'on tient en compte les dimensions du pavé métallique, des électrodes conducteurs et du motif sérigraphié, on trouve que la demi-largeur de chaque chevron est 3.7 mm. Cela veut dire qu'à une vitesse extérieure autour de 10 m/s les streaks de la couche limite qui se développent sur  $R2$  ont le même écart transverse que les bandes du motif rugueux, ce qui pourrait faciliter le guidage et le contrôle de ces streaks. La question qui se pose est donc de savoir pourquoi il n'existe pas de différence de comportement entre les surfaces  $R1$  et  $R2$ . Une possible hypothèse est que la séparation des streaks soit influencée par la présence d'un motif rugueux déterminé. Dans ce cas, la surface  $R1$  pourrait rassembler les streaks autour de la ligne centrale du chevron, et former un seul streak, mais plus énergétique, qui aurait le même effet dans le transfert thermique que les six petits streaks hypothétiques qui traversent  $R2$ .

En conclusion, on peut dire que les observations faites sur les profils de vitesse confirment les mesures thermiques présentées dans la section précédente et indiquent une influence de la micromorphologie de surface mesurable sur la couche limite turbulente.

Un autre aspect intéressant est de savoir si le profil moyen de vitesse est le même quelle que soit la position du fil chaud au-dessus de la paroi, ou si au contraire les profils changent en chaque point. On a réalisé deux profils de vitesse moyenne en fonction de la distance à la paroi pour le cas du dépôt  $R2$ , pour deux positions montrées sur la figure 3.21. Le résultat, sur la figure 3.22, montre une différence quasi nulle entre les deux cas.

On peut aussi représenter les profils en fonction des variables de paroi  $U_\tau$  et  $y^+$ , ce qui permet de retrouver l'ordre de grandeur des différents régions de la couche limite. Sur la figure 3.23 les profils débutent autour de  $y^+ \approx 5$ , c'est-à-dire, dans la limite de la sous-couche visqueuse. La zone logarithmique s'étend de  $y^+ \approx 25$  à  $y^+ \approx 100$ , ce qui est en accord avec les estimations données dans la section 1.2.

Un aspect important de la mesure de vitesse avec fil chaud dans la couche limite est l'interaction entre le fil et la paroi. L'accroissement du refroidissement du fil chaud à proximité d'une paroi plus froide donne naissance à des vitesses apparentes plus élevées, et une correction devient nécessaire. Cependant, cet effet commence à être visible à partir de  $y^+ \approx 4$  [71, 99], et il devient plus important au fur et à mesure que l'on se rapproche beaucoup de la paroi. Comme nos profils commencent à  $y^+ \approx 5$ , ce phénomène n'est pas pris en compte dans nos mesures.

La figure 3.24 montre les résultats adimensionnés avec l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$ , qui sont très similaires, avec une hiérarchie entre les quatre surfaces qui est encore conservée.

Ces résultats posent aussi la question du type de rugosité avec laquelle on travaille. On a parlé dans la section 1.3 de la distinction entre a rugosité de type- $K$  et de type- $D$ . Si le déplacement  $\Delta U$  du profil de vitesse dépend du nombre de Reynolds basé sur la hauteur de la rugosité et sur la vitesse de frottement ( $k^+ = kU_\tau/\nu$ ), on considère la rugosité comme étant de type- $K$ . Ce type de rugosité affecte la structure de la couche limite seulement très près de la paroi (sous-couche rugueuse). Dans ce cas, la taille de la rugosité de sable équivalente  $k_s$  est proportionnelle à celle des éléments rugueux  $k$  [28]. En général, les surfaces avec des cavités plus larges que 4 fois  $k$  se comportent comme des surfaces de type- $K$  [28]. Certaines expériences ont montré que ces paramètres ne s'appliquent pas à certaines surfaces cannelées avec des cavités étroites ou aux surfaces qui contiennent des séries de dépressions [15]. Ce type de rugosité (type- $D$ ) se comporte selon des variables

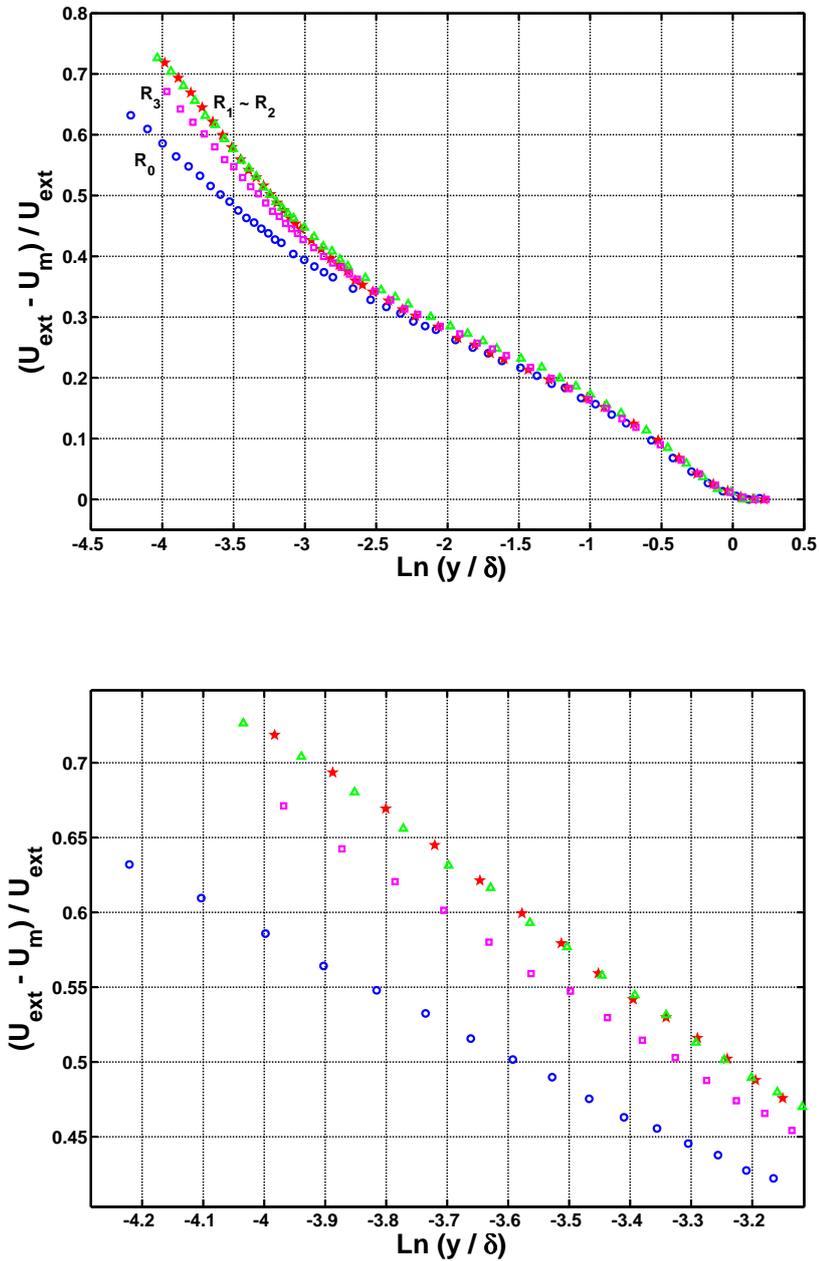


FIG. 3.20 – Profils normaux de vitesse moyenne dans la couche limite avec une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. Les profils sont adimensionnés selon la loi de défaut de vitesse. R0 (○, bleu), R1 (★, rouge), R2 (△, vert), R3 (□, magenta).

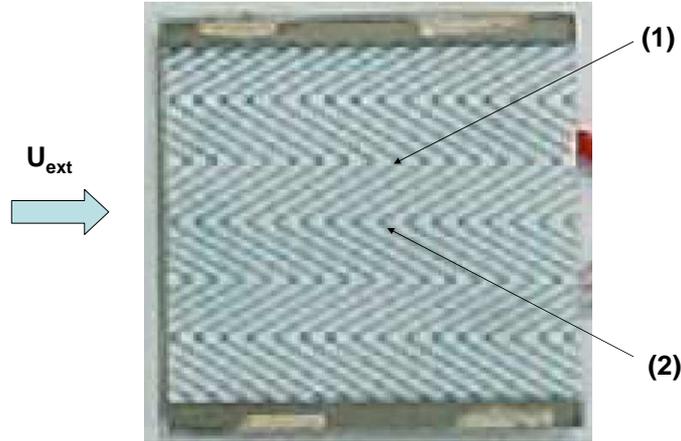


FIG. 3.21 – Positionnement du fil chaud pour les deux profils 1 et 2 réalisés sur le dépôt R2.

extérieures, comme l'épaisseur de la couche limite, et on obtient typiquement  $k_s \approx 0.02 \delta$  [28]. Pour ces surfaces, la taille des structures est déterminée par les propriétés de la couche limite et non pas par la géométrie de la surface. Si l'on essaye d'appliquer ces informations à notre cas, on observe que :

- L'espacement entre les pics est de  $\approx 20k$ , ce qui conduirait à cataloguer les surfaces considérées comme de type- $K$ .
- Nos profils ne présentent pas de déplacement  $\Delta U$  en fonction de la taille de la rugosité  $k$  ce qui est plutôt une propriété des surfaces de type- $D$ .
- L'effet de la rugosité est visible dans toute la région tampon, et non seulement dans une fine couche de l'ordre de 5 fois la taille de la rugosité. Cette région a une taille qui correspond à  $\approx \delta/k \approx 500 \mu\text{m}$ . Là-encore, cette propriété se rapproche de celle des surfaces de type- $D$ .
- Les profils de vitesse montrent une bonne adimensionalisation avec les variables extérieures  $U_\infty$  et  $\delta$  (comme pour une surface de type- $D$ ), mais aussi avec  $U_\tau$  comme c'est le cas pour les surfaces de type- $K$ .

Ces arguments opposés nous inclinent vers l'hypothèse que les micromotifs rugueux utilisés dans ce travail ne se comportent ni comme des surfaces de type- $K$  ni de type- $D$ , mais que leurs caractéristiques tant pour leur taille (rugosité immergée dans la sous-couche visqueuse) que pour leur forme (motifs

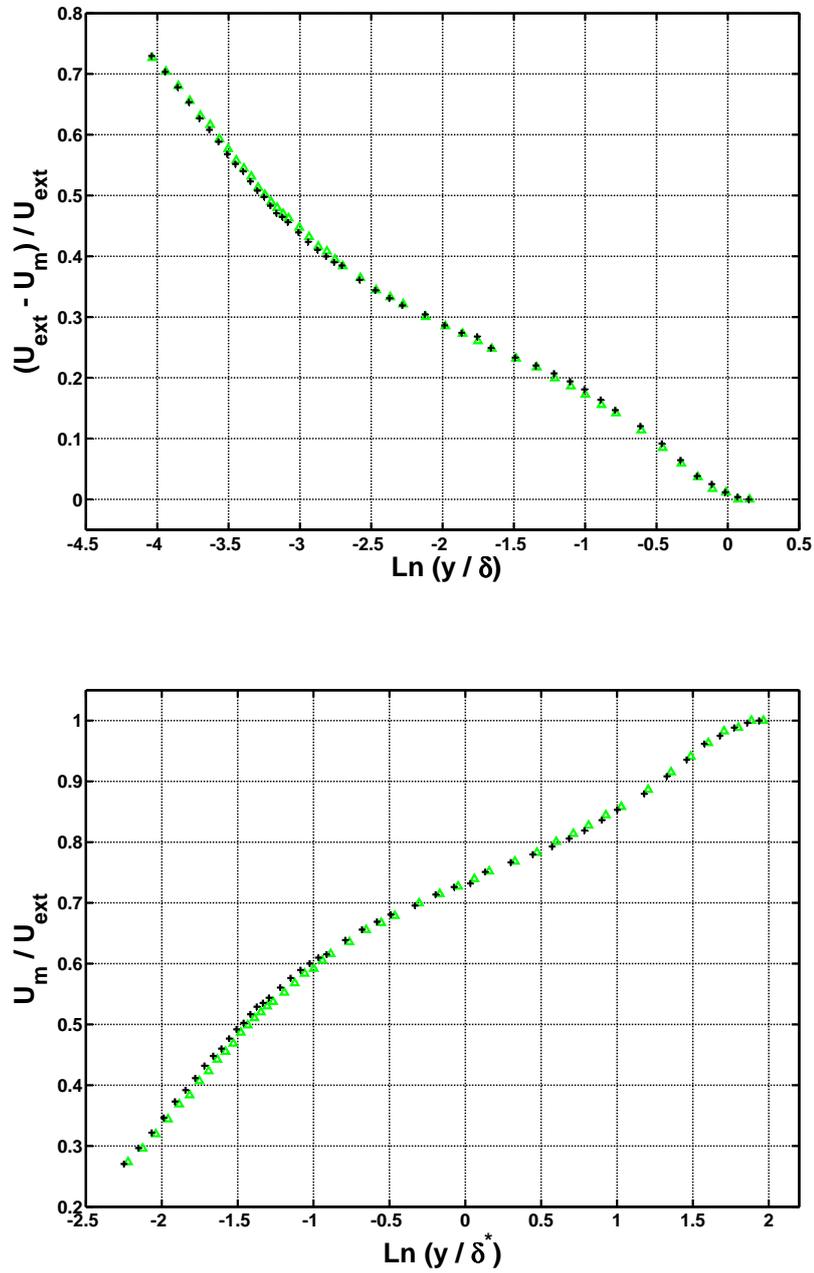


FIG. 3.22 – Profils normaux de vitesse moyenne dans la couche limite avec une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour la surface R2 et pour deux positions différentes du fil chaud 1 et 2 (voir figure 3.21). Les profils sont adimensionnés selon la loi de défaut de vitesse. R2 position (1) ( $\Delta$ , vert), R2 position (2) (+, noir).

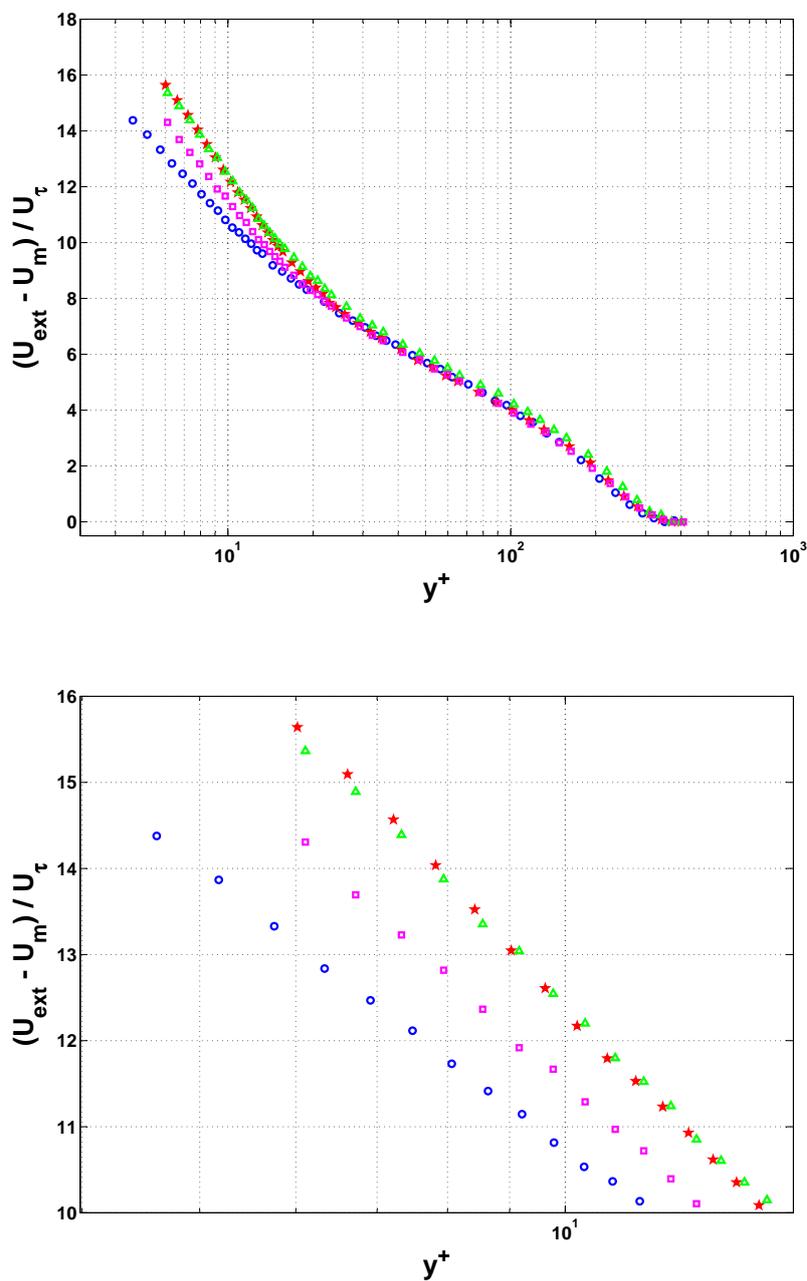


FIG. 3.23 – Profils normaux de vitesse moyenne dans la couche limite avec une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. Les profils sont montrés en fonction de  $y^+$ , en unités de paroi. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), R2 ( $\triangle$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

tridimensionnels), font de ces surfaces un cas particulier.

### 3.3.1 Rapport avec les mesures thermiques

Le tableau 3.1 présente un récapitulatif des divers paramètres calculés pour chaque profil. La vitesse de frottement est calculée grâce aux ajustements linéaires réalisés à partir des données représentées dans la figure 3.19. Cette vitesse de frottement est reliée à la contrainte de cisaillement  $\tau_p$  par  $U_\tau = \sqrt{\tau_p/\rho}$ . Le coefficient de frottement  $C_f$  correspond à cette contrainte adimensionnée par la pression dynamique

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_{ext}^2} \quad (3.14)$$

Les valeurs de ce coefficient sont montrées dans le tableau 3.1, où on observe pour les trois surfaces rugueuses un plus grand  $C_f$  que pour la surface lisse. A partir du nombre de Nusselt calculé dans la section 3.2 et de  $C_f$ , on peut aussi tenter de vérifier l'analogie de Reynolds qui stipule que le coefficient  $2St/C_f$  est égal à 1 (équation (1.20)). En général, les surfaces rugueuses génèrent une plus grande augmentation dans le frottement pariétal que dans le transfert thermique, de sorte que ce coefficient est normalement inférieur à 1 [48]. Dans le tableau 3.1 on observe un coefficient autour de l'unité, ce qui voudrait dire que l'augmentation du transfert thermique avec ces surfaces est équivalente à l'augmentation de frottement. Pour le cas  $R\beta$ , par contre, on obtient un bilan plus négatif, avec une majeure augmentation du frottement par rapport au gain dans le transfert de chaleur. Ce type de surface, dont le motif rugueux n'est pas orienté dans le sens de l'écoulement mais présente un aspect plutôt désordonné, aurait un effet plus notable dans l'augmentation de frottement pariétal que dans l'augmentation de transfert thermique. Finalement, la plus grande valeur pour le coefficient  $2St/C_f$  est donnée par  $R\theta$ . Ceci implique que le gain en transfert thermique ne compense pas les pertes de frottement introduites par la morphologie de la surface.

Un prolongement nécessaire serait la modélisation de ces profils de vitesse moyenne en fonction d'un ou plusieurs paramètres caractérisant chaque motif rugueux et leur effet dans le profil de couche limite. Cependant, cette tâche n'est pas atteignable dans le temps imparti pour cette thèse, dont une bonne partie a consisté à développer et valider la mesure du flux thermique convectif. On a vu dans le chapitre 1 l'existence de la loi de paroi (1.9) pour la région interne et de la loi de défaut de vitesse pour la région externe (1.12), où la contrainte de cisaillement est négligeable comparée aux contraintes turbulentes. On peut trouver une solution asymptotique pour la zone de recouvrement entre ces deux régions, (1.11). Dans la sous-couche visqueuse, la loi de la paroi s'exprime de façon linéaire, (1.10). Le problème réside dans la région intermédiaire entre ces deux sous-couches (zone tampon), où les contraintes turbulentes et visqueuses sont du même ordre. On

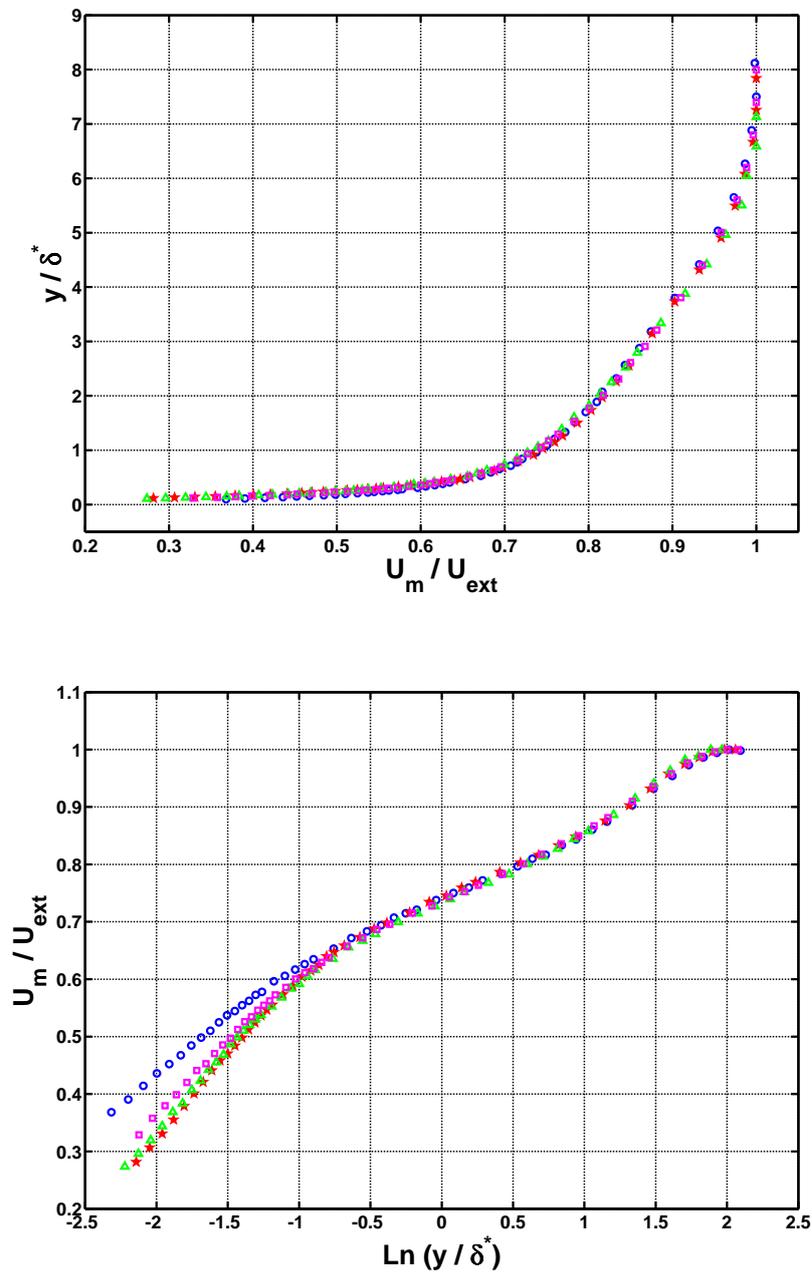


FIG. 3.24 – Profils normaux de vitesse moyenne dans la couche limite pour une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. Les profils sont adimensionnés avec la vitesse extérieure et l'épaisseur de déplacement. R0 (○, bleu), R1 (★, rouge), R2 (△, vert), R3 (□, magenta).

ne dispose pas actuellement d'une solution analytique dans cette zone tampon, compte tenu des problèmes posés par la fermeture des équations de la turbulence [100]. Cet aspect complique la modélisation des mesures expérimentales, puisque c'est justement dans la zone tampon que l'on retrouve les différences significatives entre les profils au dessus des quatre surfaces.

### 3.4 Profils de vitesse fluctuante longitudinale

Dans la section précédente on s'est intéressé uniquement aux profils de vitesse moyenne de la couche limite turbulente. Cependant, pour décrire le comportement d'un écoulement turbulent, on a besoin de connaître les indicateurs statistiques liés aux fluctuations de vitesse. Dans cette section, on présente des profils de l'écart-type de la vitesse longitudinale, réalisés cette fois dans une autre installation expérimentale constituée par un jet axisymétrique de 10 cm de diamètre.

Pour des questions de vérification, les profils de vitesse moyenne ont été d'abord répétés avec le nouveau jet, toujours à une vitesse extérieure de 10 m/s. Les résultats obtenus sont les mêmes, comme cela apparaît sur la figure 3.25. On observe toujours la même hiérarchie, et l'écart entre les courbes est moins bien mis en évidence parce que le fil chaud a été moins approché de la paroi. Cette expérience prouve la répétabilité de nos mesures, ainsi que la solidité de nos résultats.

Dans cette configuration, on a réalisé des profils d'écart-type pour les fluctuations de vitesse longitudinale  $u'$ , exprimés par  $u_{rms} = \sqrt{u'^2}$ . On s'attend à ce que l'intensité turbulente soit supérieure pour une surface rugueuse au cas d'une surface lisse [30], et on retrouve bien ce résultat avec les micro-rugosités étudiées, contrairement à ce qui est observé avec des riblets [48]. La figure 3.26 montre les mesures brutes (non rendues sans dimensions). On retrouve la forme caractéristique du profil des fluctuations de vitesse longitudinales dans une couche limite turbulente, avec un pic marqué à la frontière entre la région tampon et la sous-couche visqueuse. Pour la surface lisse, la valeur normalisée de ce pic est  $u_{rms}/U_\tau = 2.52$ , face à 2.75 trouvé par M.F. Tachie [26]. Au fur et à mesure que  $k^+$  augmente, "the form drag" domine le frottement visqueux, les pics en proche paroi de  $u'$  disparaissent, et les profils présentent un maximum dans la zone logarithmique [28]. Nos résultats montrent clairement l'existence de ce pic aussi bien pour la surface lisse que pour les surfaces rugueuses.

Les profils de  $u_{rms}$  peuvent être adimensionnés avec les paramètres externes, c'est-à-dire la vitesse moyenne et l'épaisseur de déplacement (figure 3.27), donnant le profil d'intensité de turbulence  $I = u_{rms}/U_m$ . Dans ce cas, la hiérarchie entre les quatre surfaces n'est plus la même, et l'on retrouve un plus grand niveau de fluctuations pour le chevron simple *R1* que pour le

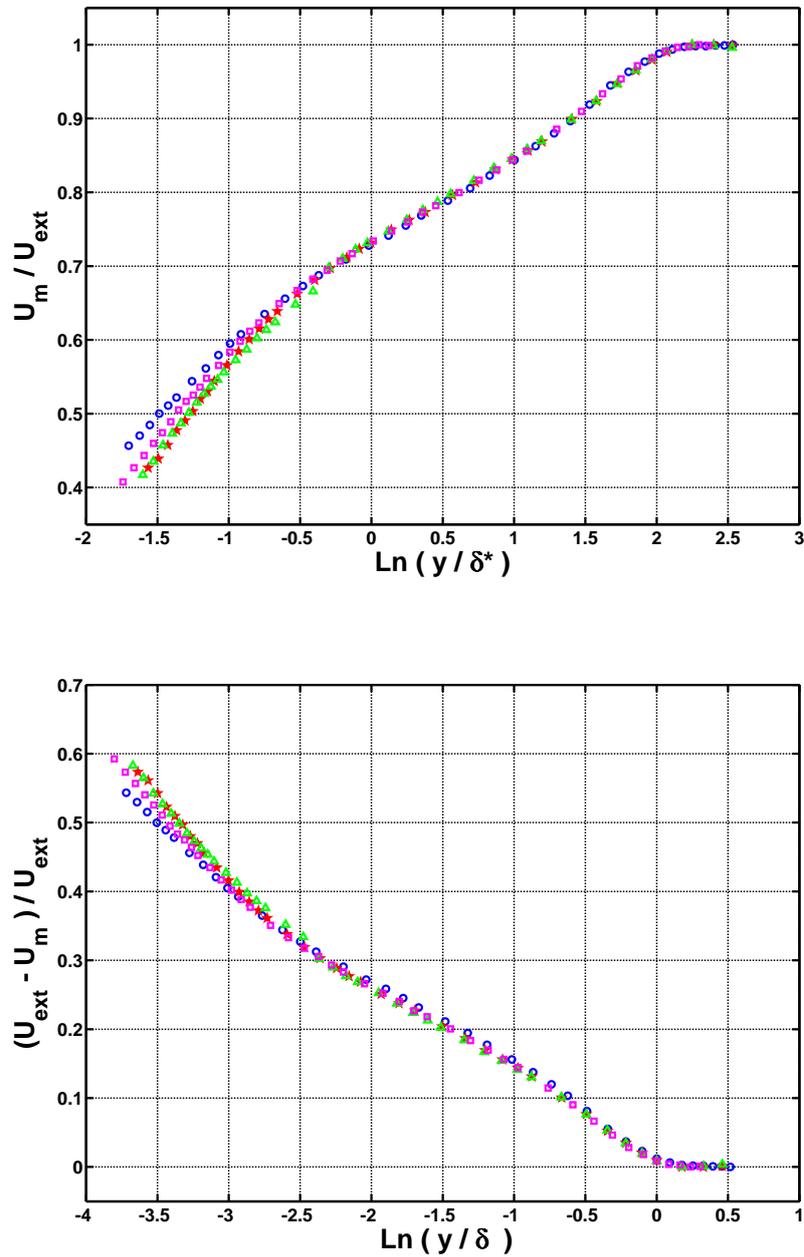


FIG. 3.25 – Profils normaux de vitesse moyenne dans la couche limite avec une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. Le jet utilisé est un jet rond. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), R2 ( $\triangle$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

triple chevron *R2*. Ceci renforce l'hypothèse de la création, sur *R1*, d'un seul streak, plus énergétique que chacun des streaks sur *R2* (niveau de fluctuations supérieur sur l'arrête du chevron) mais du même effet global dans le transfert de chaleur que la somme des streaks sur *R2*. Ces résultats sont aussi une preuve supplémentaire que les niveaux d'énergie cinétique turbulente dépendent de la géométrie spécifique des éléments rugueux, même quand ces derniers sont immergés dans la sous-couche visqueuse.

En ce qui concerne les variables internes utilisées pour l'adimensionalisation des différents composantes du tenseur de Reynolds, il n'existe pas de consensus [101]. Dans les premières études sur la couche limite turbulente,  $U_\tau^2$  est le paramètre utilisé. George et Castillo proposent la vitesse extérieure  $U_{ext}$  [98]. Finalement, DeGraaff et Eaton soutiennent que pour la contrainte longitudinale ( $u'^2$ ) le meilleur paramètre doit être  $U_\tau U_{ext}$ , tandis que  $U_\tau^2$  est le paramètre approprié pour le stress normal à la paroi ( $v'^2$ ) [101]. On a utilisé ces trois paramètres, et les résultats ne diffèrent pas les uns des autres. On montre sur la figure 3.28 que le dépôt *R1* génère les fluctuations plus grandes près de la paroi et que, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de celle-ci, la valeur de la contrainte de Reynolds longitudinale rejoint celle de la surface *R2*. *R3* présente, comme pour les valeurs moyennes, un comportement à mi-chemin entre la surface lisse et *R1* et *R2*. On peut interpréter ce résultat par le fait que cette surface, moins anisotrope que les deux autres, a tendance à mieux amortir les fluctuations de vitesse. D'autre part, il est important de signaler que les différences entre les quatre profils se prolongent plus loin au sein de la couche limite pour les fluctuations que pour la vitesse moyenne, au delà même de la zone logarithmique. Ceci indique une forte interaction entre les régions interne et externe en ce qui concerne l'intensité de turbulence, mais qui n'affecte pas les profils moyens (où les différences se trouvent uniquement dans la région tampon). Ici encore, les résultats expérimentaux contredisent l'hypothèse de similarité, selon laquelle la structure turbulente reste inchangée, en dehors de la sous-couche rugueuse, malgré des altérations importantes dans la surface, et il n'existe pas d'effet dans la région externe de la couche limite. Cette hypothèse a été déjà mise en cause par d'autres chercheurs comme P.-Å Krogstad, R.A. Antonia [30, 31, 32, 33], M.F. Tachie et al. [15, 101], Keirsbulck et al. [34], et récemment Akinlade et Bergstrom [97, 102], mais cependant les derniers travaux de P.-Å Krogstad montrent de résultats contradictoires avec ses travaux antérieurs [36]. D'autres chercheurs comme Schultz et Flack [35] soutiennent l'hypothèse de similarité de paroi de Townsend pour une rugosité tridimensionnelle uniforme, si l'épaisseur de la sous-couche rugueuse est grande par rapport à l'épaisseur de la région interne, c'est-à-dire si  $5k/\delta > 0.2$ . Dans notre cas :  $5k/\delta = 0.01 \ll 0.2$ , et les résultats s'opposent donc à l'hypothèse d'autosimilarité. Il est clair qu'il n'existe pas un accord unanime sur cette question, et qu'il est nécessaire d'améliorer la compréhension des mécanismes responsables de cette différence de comportement. Une étude plus détaillée devrait mettre en jeu les profils verticaux des différentes composantes du tenseur de Reynolds, et les

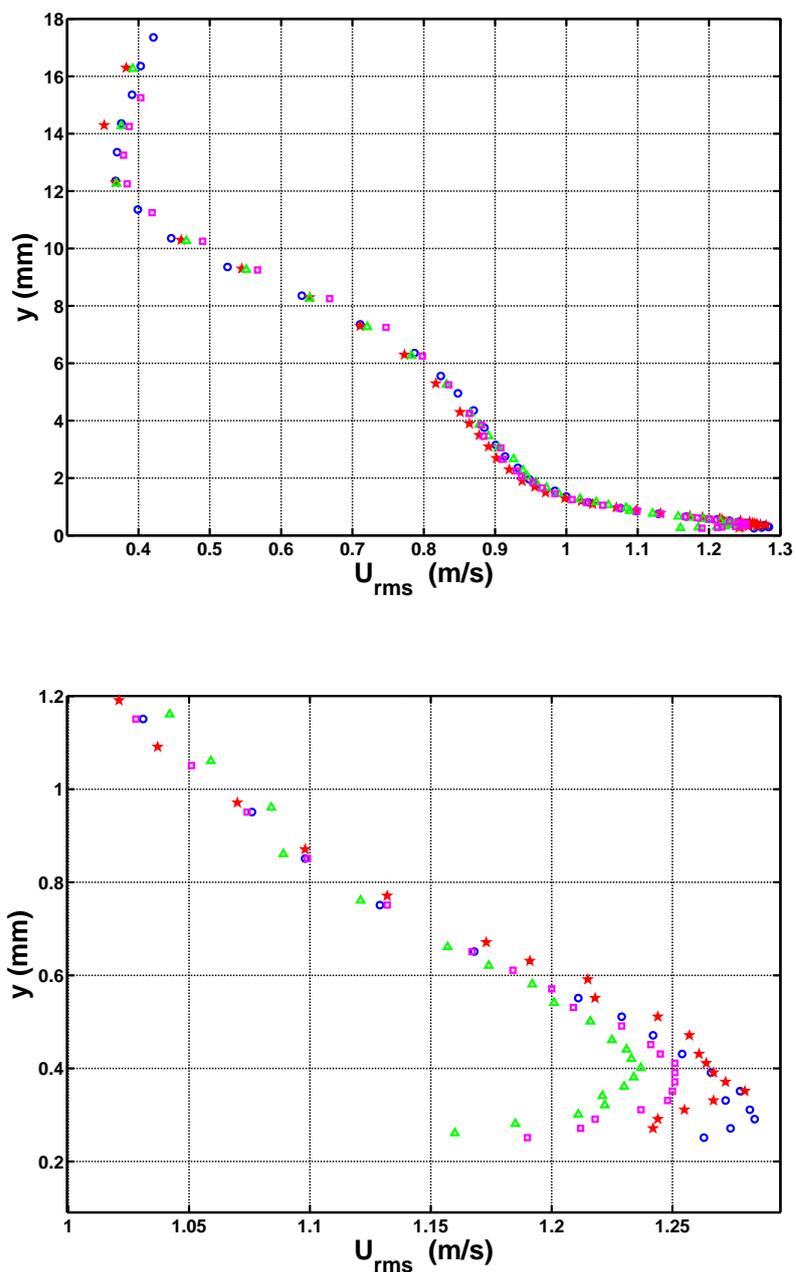


FIG. 3.26 – Profils normaux de vitesse rms dans la couche limite pour une vitesse extérieure d'environ 10 m/s et pour les quatre surfaces. Le jet utilisé est un jet rond. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), R2 ( $\triangle$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

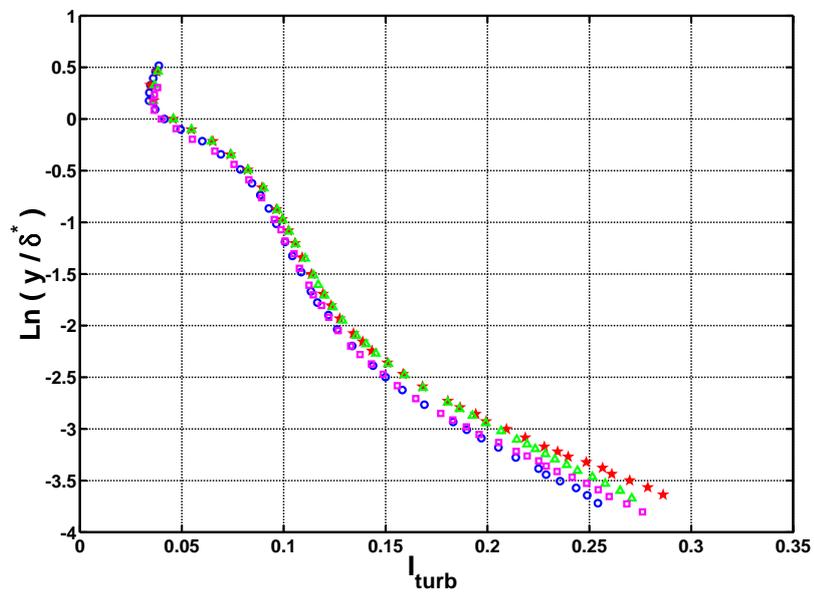


FIG. 3.27 – Profils d'intensité de turbulence dans la couche limite calculée comme  $I = u_{rms}/U_m$  pour une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. Le jet utilisé est un jet rond. Profils adimensionnés avec la vitesse moyenne et l'épaisseur de déplacement. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), R2 ( $\triangle$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

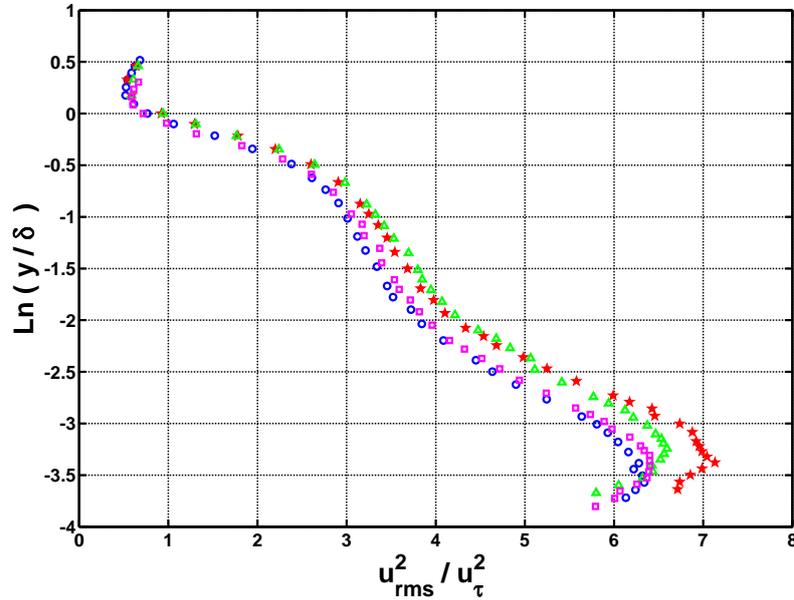


FIG. 3.28 – Profils normaux de la composante  $u'^2$  du tenseur de Reynolds dans la couche limite pour une vitesse extérieure d'environ 10 m/s pour les quatre surfaces. Les profils sont adimensionnés avec la vitesse de frottement et l'épaisseur de déplacement. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), R2 ( $\triangle$ , vert), R3 ( $\square$ , magenta).

moments d'ordre trois.

La composante de vitesse fluctuante normale à la paroi  $v'^2$  n'a pas été mesurée. D'autres études montrent que l'effet de la rugosité sur cette grandeur est plus petit, et qu'il n'y a pas de pic près de la paroi dans le cas d'une surface lisse. Les caractéristiques de ces profils dépendent fortement du type d'écoulement (externe ou interne), ce qui suppose la présence de structures verticales qui parcourent toute l'épaisseur de la couche limite et sont sensibles aux conditions externes, avec des mécanismes différents pour le transport normal d'énergie turbulente [28]. Dans le cas d'une couche limite turbulente (écoulement externe) cette énergie est utilisée pour maintenir l'épaisseur de la couche limite. Les surfaces rugueuses sont sensées changer le balance entre production et dissipation dans la sous-couche rugueuse, et donc la valeur du flux exporté [28]. En conséquence, la mesure des profils de  $v'^2$  pourrait aider à l'interprétation de nos résultats thermiques, puisque c'est la vitesse verticale qui devrait être responsable en grand partie du flux de chaleur convectif [11].

### 3.5 Conclusions

La conclusion principale de ce chapitre est la réponse à une des questions formulées dans le chapitre 1 : "est-ce qu'il existe un effet global de la rugosité d'une surface dans le transfert et la structure d'une couche limite turbulente quand cette rugosité est ordonnée et complètement immergée dans la sous-couche visqueuse?". À l'examen des résultats, on peut légitimement penser que oui. Ainsi, trois motifs rugueux de même hauteur mais avec un motif tridimensionnel différent ont été étudiés et comparés au cas lisse. On a observé des différences significatives dans les lois de transfert entre ces quatre surfaces, allant jusqu'à 6% pour le nombre de Nusselt, avec une claire hiérarchie qui est retrouvée dans les profils de vitesse moyenne. Cela veut dire que ce n'est pas seulement la taille des éléments rugueux mais aussi leur morphologie tridimensionnelle qui a une influence sur le transfert thermique, puisque le motif *R3* a un comportement différent à celui de *R1* et *R2*. Une explication possible réside dans le guidage des structures turbulentes (et non pas dans sa création) qui sont engendrées à la paroi, et qui pourraient dépendre fortement de la morphologie de la surface. Le motif *R3*, moins ordonné, aurait moins tendance à guider ces structures, tandis que *R1* et *R2* montrent la même performance, indiquant que cela ne dépend pas du nombre de chevrons. Les résultats du dépôt *R3*, inspiré des travaux de Stroock *et al.* [70] sur le mélange chaotique dans des micro-canaux, ne permettent pas d'affirmer ou de nier la présence des effets d'advection chaotique dans la sous-couche visqueuse.

L'analyse des tailles caractéristiques ainsi que des profils de vitesse fluctuante  $u'^2$  nous mènent à l'hypothèse suivante : la largeur du dépôt métallique permet le développement de 6 streaks séparés de 100 unités de paroi, ce qui coïncide avec l'espacement des demi-chevrons sur *R2*, et favoriserait leur guidage. Dans le cas de *R1*, la présence d'un seul chevron convergent pourrait faire se rejoindre les 6 streaks en un seul, plus énergétique, ce qui justifierait le plus grand niveau d'intensité turbulente. L'effet thermique reste cependant identique, ce qui voudrait dire que l'effet global des streaks dans le transfert thermique ne dépend pas de leur nombre mais de leur énergie totale turbulente.

D'autre part, les effets observés ne correspondent pas à un décalage du profil logarithmique mais sont seulement visibles dans la région tampon, où l'écoulement est ralenti par la présence de la rugosité. Ces résultats mettent en question le fait que le principal effet de la rugosité soit donc l'addition d'une constante dans la profil logarithmique de vitesse, mais aussi l'existence d'une rugosité critique à partir de laquelle la surface est considérée hydrauliquement lisse. Ainsi, la valeur critique de  $k^+ = U_\tau k / \nu$  déduite à partir des expériences de Nikuradse avec des grains de sable de taille  $k$  varie entre 2.25 et 5 selon les auteurs, 3.5 étant la valeur choisie par Nikuradse lui-même [25]. P. Bradshaw prétend que ce concept est erroné, et que l'effet de la rugosité

---

varie avec le carré du nombre de Reynolds  $k^+$ . Selon cet auteur, on pourrait seulement affirmer que ses effets devient de plus en plus petits, et finalement négligeables, au fur et à mesure que  $k^+$  diminue [25]. Dans cette étude, un effet mesurable est obtenu avec  $k^+ \approx 0.6$ , très au dessous de la valeur limite de 2.25. L'explication à cette divergence face aux résultats classiques réside sans doute dans la répartition tridimensionnelle de la morphologie des surfaces, puisque les mécanismes de transport turbulent dépendent fortement de la géométrie de la surface [34]. Ainsi, il est possible que dans le mêmes conditions expérimentales une rugosité gaussienne de grains de sable d'une taille moyenne de 20  $\mu\text{m}$  ne produirait pas d'effet mesurable.

## Chapitre 4

# Étude de la transition laminaire-turbulente

### 4.1 Introduction

Dans le chapitre 3 on a abordé le problème du transfert thermique dans une couche limite turbulente sur une plaque plane avec un angle d'incidence nul, et en absence de gradient de pression. Cependant, les applications pratiques pour le refroidissement des dispositifs technologiques (comme les circuits électroniques, les aubes de turbines ou les échangeurs de chaleur) impliquent souvent des écoulements internes, qui mettent en jeu des gradients de pression apparaissant le long de surfaces dont l'angle d'incidence par rapport à l'écoulement n'est pas nul.

Souvent, la couche limite qui se développe sur la surface d'un corps solide commence par être laminaire et dans la plupart des situations, un phénomène de transition se produit et la turbulence apparaît. Le coefficient de friction et le coefficient de transfert thermique augmentent alors de façon significative à la suite de cette transition, ce qui implique de plus grandes pertes par frottement et de meilleurs refroidissements [103]. Pour cette raison, la transition entre la couche limite laminaire et turbulente est très importante, aussi bien d'un point de vue technique que scientifique.

De nouvelles techniques expérimentales sont importantes pour l'étude des processus de transition, spécialement pour les aspects dynamiques ou statistiques. La technique développée dans ce travail peut ainsi contribuer à la compréhension globale du phénomène de transition laminaire-turbulent, à travers le comportement du transfert thermique. Un exemple intéressant est là encore le cas des riblets, qui sont plus efficaces pour la réduction de la traînée dans la région de transition entre les régimes laminaire et turbulent [8]. Il existe des nombreuses lois empiriques qui décrivent le transfert thermique dans de multiples situations pour les régimes laminaire ou turbulent, mais il n'y a pas de corrélations universelles, compte tenu de la difficulté

de développer une équation qui fasse le lien entre ces deux régimes et qui soit valable dans la région de transition [7]. D'autre part, l'utilisation d'un film métallique pour étudier la transition via des mesures thermiques et du frottement est connue, mais il s'agit en général des mesures de température ou de contrainte [88], et non pas de flux thermique mesuré de façon directe.

Il est connu que la transition met en jeu les paramètres suivants ;

- La turbulence de l'écoulement extérieur,
- Le gradient de pression,
- Le nombre de Reynolds,
- Le nombre de Mach,
- Le rayonnement acoustique,
- La rugosité de la surface,
- La température de la surface,
- La courbure de la surface,
- L'histoire de l'écoulement.

La théorie de la stabilité pour l'étude la transition se base sur l'hypothèse que les écoulements laminaires sont affectés par certaines petites perturbations. La question fondamentale est de savoir si ces perturbations augmentent ou disparaissent avec le temps. Si les perturbations diminuent avec le temps, l'écoulement est considéré comme stable ; au contraire, si elles augmentent, l'écoulement est considéré comme instable, et il existe alors la possibilité de transition vers le régime turbulent [24].

Dans ce chapitre on étudie l'effet de la transition sur le flux thermique convectif. En effet, la transition vers la turbulence provoque une forte augmentation du coefficient de transfert par convection  $h$  [43], de sorte que le capteur de flux thermique peut être adapté à la mise en évidence de la transition d'une couche limite sur une plaque plane. En particulier, dans le présent travail on a étudié l'effet de l'angle d'incidence de l'écoulement externe par rapport à la surface plane. Cette pente engendre un gradient de pression qui modifie la structure de la couche limite et influence la position du point de transition.

## 4.2 Résultats pour une surface lisse

La figure 3.7 montre que pour un angle d'incidence nul, la couche limite développée sur le support devient turbulente. En effet, pour  $Re > 3.5 \cdot 10^4$ , le transfert thermique donné par l'équation (3.5) est valable. Ceci est dû au bord amont du support, qui déclenche la transition, et l'on n'observe pas de régime laminaire pour la gamme de Reynolds parcourue. Cependant, quand le support est incliné, le gradient de pression engendré tend à stabiliser la couche limite laminaire à bas nombre de Reynolds. Dans cette situation, l'évolution du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds pour une couche limite

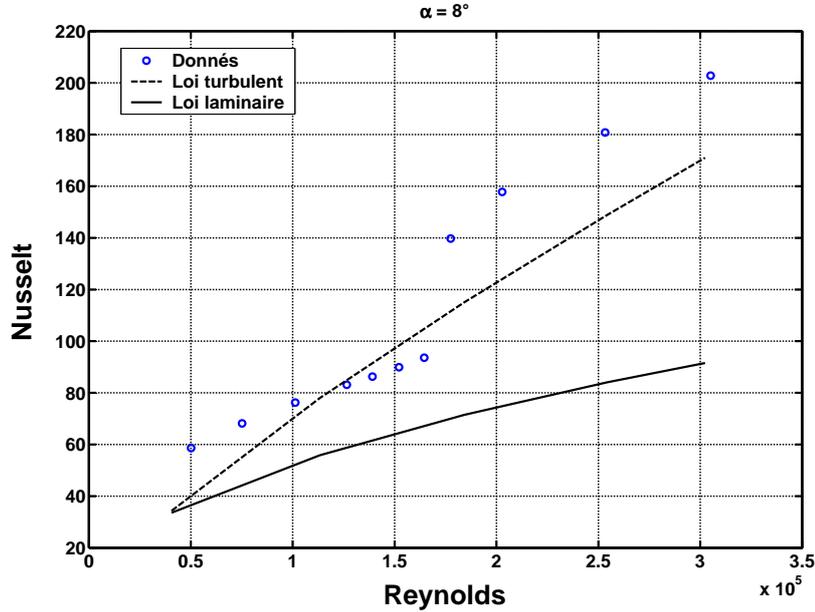


FIG. 4.1 – Évolution du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds pour la surface lisse R0 (○, bleu). Le support est incliné de  $8^\circ$  par rapport à la direction de l'écoulement. La ligne continue (—) représente la corrélation théorique (4.1) pour le régime laminaire, et la ligne en traits (---) est celle qui correspond au régime turbulent (3.5).

laminaire se développant sur une longueur  $\xi$  non chauffée est donnée par l'expression [42]

$$Nu_x = \frac{0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}}{\left[1 - \left(\frac{\xi}{x}\right)^{3/4}\right]^{1/3}}. \quad (4.1)$$

Si l'on augmente la vitesse, on peut observer pour un certain nombre de Reynolds la transition de la couche limite, qui se manifeste par une brusque augmentation du transfert thermique. Sur la figure 4.1 on montre l'évolution du nombre de Nusselt avec le nombre de Reynolds pour un angle d'inclinaison de  $8^\circ$  et pour le dépôt lisse R0. On peut observer les deux régimes laminaire et turbulent, qui suivent le comportement prédit par les expressions théoriques 4.1 et 3.5.

On observe encore un décalage constant entre les mesures et la loi théorique, qui correspond aux pertes par conduction dans le support et rayonnement. Il est aussi visible que cet écart n'est pas tout à fait le même pour les deux régimes laminaire et turbulent. Ceci n'est pas dû à une variation du terme de perte, qui ne dépend ni de la vitesse ni du régime de l'écoulement,

et qui constitue une erreur systématique constante. A priori, les lois utilisées pour comparer les résultats expérimentaux sont seulement valables en absence de gradient de pression, et on peut supposer que l'effet de ce gradient sur le transfert thermique dépend du régime laminaire ou turbulent de la couche limite.

La transition entre ces deux régimes se produit pour un nombre de Reynolds critique qui dépend du gradient de pression et donc de l'angle d'incidence. On observe alors une brusque augmentation du transfert thermique. Après la transition, les points rejoignent le comportement modélisé par la loi turbulente. Dans cette région de transition l'écoulement est instable, et il se caractérise par la présence d'événements intenses turbulents qui alternent avec des passages laminaires. Ces événements finissent par s'imposer dans une couche limite turbulente développée. Ceci est visible sur la figure 4.2 où le signal de sortie du capteur (le flux thermique) est représenté en fonction du temps dans la région de transition. Dans le chapitre 5 on étudiera plus en détails la réponse dynamique du capteur, mais on peut déjà observer qu'elle permet de suivre le comportement dynamique du flux thermique, avec des pics marqués qui correspondent aux bouffées turbulentes générées. On remarque que le temps de relaxation de ces pics est plus long que celui de montée, quand un événement turbulent est généré. Une possible explication réside dans le temps de régénération de la couche limite laminaire, après être perturbée par une bouffée turbulente.

Avec ce dispositif on peut ainsi étudier l'évolution du nombre de Reynolds critique avec un gradient de pression favorable, c'est-à-dire négatif. On a mesuré la dépendance du nombre de Nusselt vis à vis du nombre de Reynolds pour le dépôt lisse, et pour cinq angles d'incidence différents ( $\alpha = 5, 6, 7, 8$  et  $9^\circ$ ) entre le support profilé et l'écoulement laminaire externe. La valeur absolue du gradient de pression négatif (la pression diminue avec  $x$ ) varie avec l'angle, de façon à retarder la transition, comme on le voit sur la figure 4.3.

Il faut toutefois tenir compte du caractère étendu de notre mesure. Les dimensions des capteurs, assez grandes pour pouvoir réaliser une mesure globale sur toute une surface recouverte d'un motif rugueux, introduisent un certain degré d'incertitude dans la mesure de la position  $x$  du point de transition. On peut dire seulement qu'il se trouve dans un intervalle correspondant à la surface du capteur. Cette aspect de la mesure est néanmoins intéressant pour étudier l'effet de la rugosité sur la transition, comme on le verra dans la section 4.3.

Si on représente la variation du nombre de Reynolds critique  $Re_{x,crit}$  (nombre de Reynolds pour lequel la transition se produit) en fonction de l'angle d'inclinaison, on retrouve une évolution exponentielle, figure 4.4. Il est cependant plus approprié de représenter ce résultat en fonction du gradient

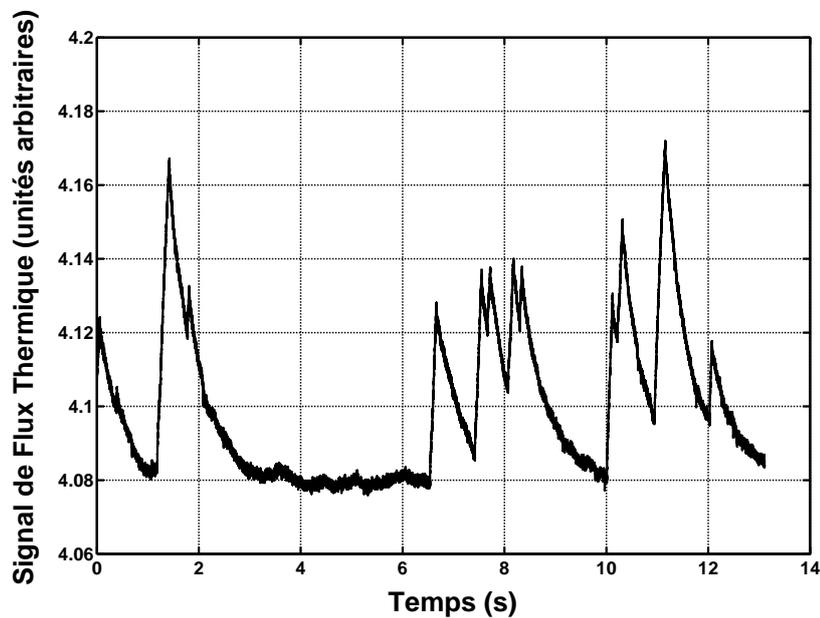


FIG. 4.2 – Signal dynamique de flux thermique pendant la transition laminaire-turbulente de la couche limite. On observe la présence des pics marqués qui alternent avec des passages laminaires.

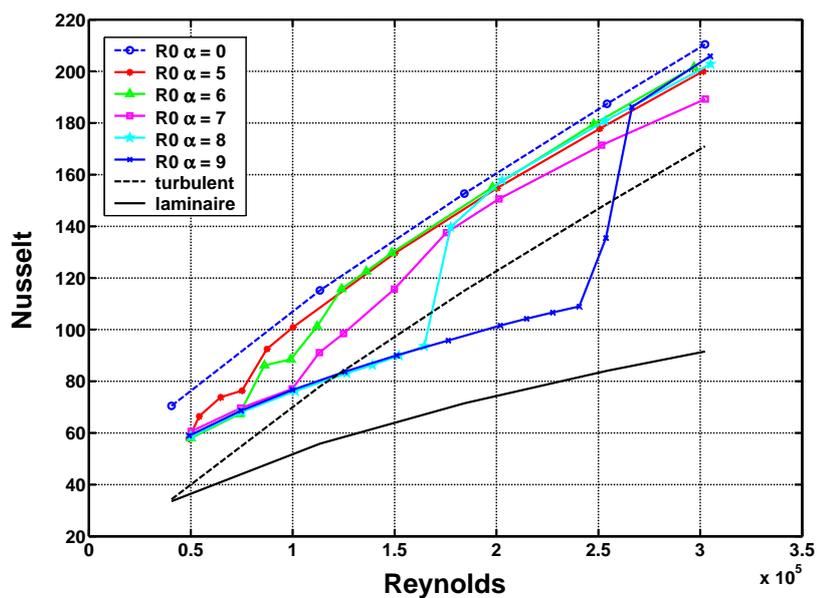


FIG. 4.3 – Nusselt vs Reynolds pour des différents angles d'incidence. La transition est retardée avec les angles croissants.

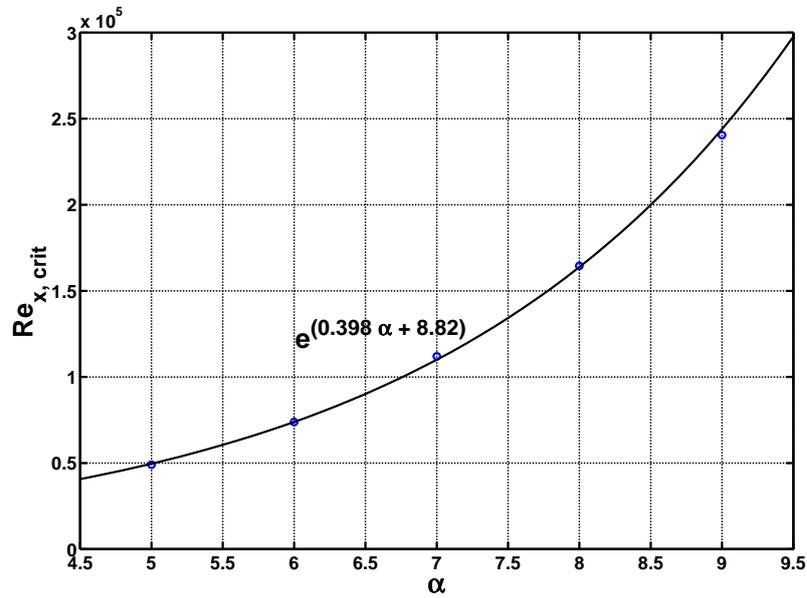


FIG. 4.4 – Evolution du nombre de Reynolds critique  $Re_{x,crit}$  avec l'angle d'incidence de l'écoulement par rapport à la surface; cas de la surface lisse R0.

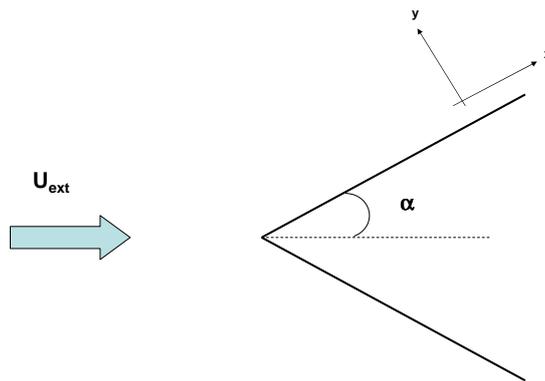


FIG. 4.5 – Schéma d'un coin d'angle  $2\alpha$  en présence d'un écoulement extérieur laminaire. Le champ de vitesse autour du coin est décrit par un écoulement potentiel.

de pression plutôt que de l'angle d'inclinaison, car cela permet de généraliser les résultats à d'autres géométries.

On considère le cas d'un coin d'angle  $2\alpha$ , figure 4.5, soumis à un écoulement laminaire, en négligeant géométriquement les couches limites, donc avec les hypothèses d'écoulement non-visqueux, stationnaire, homogène et soumis à des forces externes dérivant d'un potentiel. Le long d'une ligne  $s$  parallèle à la surface, on peut appliquer la relation de Bernoulli pour obtenir le gradient de pression sous la forme

$$\frac{dP_{ext}}{ds} = -\rho U_{ext} \frac{dU_{ext}}{ds}, \quad (4.2)$$

où  $s$  est l'abscisse curviligne, ce qui nécessite de connaître le champ de vitesse le long de la surface en fonction de son angle d'inclinaison.

Le problème général d'une couche limite bidimensionnelle soumise à un gradient de pression a été développé dans sa forme originale par K. Pohlhausen [24]. La résolution de l'équation de quantité de mouvement passe par l'introduction du coefficient

$$\Lambda = \frac{\delta^2}{\nu} \frac{dU_{ext}}{dx} = -\frac{dP_{ext}}{dx} \frac{\delta}{\mu U/\delta}, \quad (4.3)$$

où  $\delta$  est l'épaisseur de couche limite de vitesse (correspondent au 99% de la vitesse extérieur),  $U_{ext}$  est la vitesse extérieur,  $P_{ext}$  la pression à l'extérieur de la couche limite et l'axe des  $x$  est parallèle à la surface. Ce paramètre  $\Lambda$  peut être interprété comme le rapport entre les contraintes de pression et les contraintes de frottement. Cependant, H. Holstein et T. Bohlen proposent de remplacer dans cette expression l'épaisseur  $\delta$  par une quantité qui possède une signification physique intrinsèque, comme l'épaisseur de quantité de mouvement. Un deuxième facteur peut être introduit [24]

$$K = \frac{\delta_\theta^2}{\nu} \frac{dU_{ext}}{dx}, \quad (4.4)$$

où  $\delta_\theta$  est l'épaisseur de quantité de mouvement. Une valeur positive du paramètre  $K$  signifie qu'il existe un gradient de pression négatif et donc favorable à l'écoulement, qui se déplace vers les pressions décroissantes.

Pour connaître la distribution du champ de vitesse en dehors de la couche limite, on utilise la théorie potentielle et on trouve [104] pour l'écoulement de la figure 4.5

$$U_{ext} = cx^m, \quad (4.5)$$

avec

$$m = \frac{\alpha}{\pi - \alpha}. \quad (4.6)$$

Le rappel de la démonstration de ces expressions se trouve dans l'annexe B. Le calcul complet du champ de vitesse dans la couche limite conduit à

$\alpha(^{\circ})$	$K$	$Re_{x,crit}$	$Re_{\theta,crit}$	$Re_{\delta^*,crit}$
5	0.0104	$4.90 \cdot 10^4$	148	379
6	0.0121	$7.38 \cdot 10^4$	176	447
7	0.0138	$1.12 \cdot 10^5$	210	533
8	0.0153	$1.64 \cdot 10^5$	250	630
9	0.0167	$2.40 \cdot 10^5$	296	745

TAB. 4.1 – Paramètres calculés à partir de l'équation de Falker-Skan

résoudre l'équation de Falkner-Skan pour l'écoulement au tour d'un coin, qui s'écrit [104]

$$f''' + ff'' + \beta(1 - f'^2) = 0 \quad (4.7)$$

où  $f$  représente

$$f' = u/U_{ext} \quad (4.8)$$

et  $\beta$  est

$$\beta = \frac{2m}{m+1} \quad (4.9)$$

La solution numérique de cette équation permet le calcul de l'épaisseur de quantité de mouvement et du facteur  $K$ . Dans le tableau 4.1 on montre les valeurs pour le gradient de pression adimensionnel  $K$  ainsi que les valeurs du nombre de Reynolds critique, basé sur 3 longueurs différentes. Les points critiques correspondent aux derniers points du régime laminaire donnés par les mesures.

Il est couramment accepté que, pour un écoulement à très bas taux de turbulence, la transition sur une plaque plane sans gradient de pression se produit pour un nombre de Reynolds de  $Re_{\theta} \approx 520$  [24]. Les valeurs du tableau 4.1 montrent des valeurs critiques du Reynolds inférieures à cette limite, que qui est dû certainement au niveau de turbulence au sein du cône potentiel, qui est autour de 4%.

Une représentation logarithmique du nombre de Reynolds critique en fonction de  $K$  montre que le point de transition dépend du gradient de pression de façon exponentielle, comme on peut le voir sur la figure 4.6. Ceci est en accord avec les résultats obtenus par Schlichting [24] au moins pour des valeurs modérées du gradient de pression. L'expression analytique prend la forme

$$Re_{\theta,crit} = 46.06 e^{111K}. \quad (4.10)$$

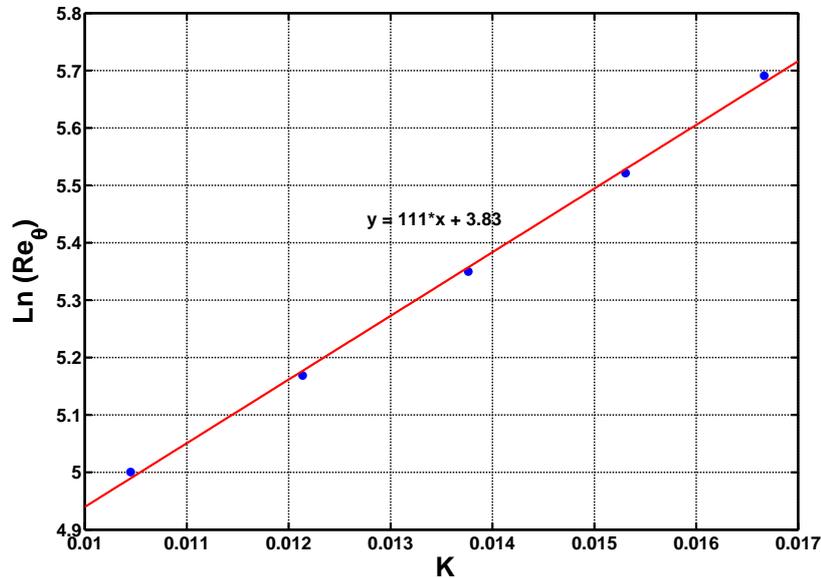


FIG. 4.6 – Relation exponentielle entre le nombre de Reynolds critique basé sur  $\delta_\theta$  et le gradient de pression adimensionnel  $K$ .

### 4.3 Effet de la micromorphologie de surface sur la transition

La rugosité d'une surface est l'un des paramètres qui influence le processus de transition de la couche limite, qui peut être favorisée ou bien retardée par l'effet de la rugosité [28]. Le problème de la dépendance du processus de transition par rapport à la rugosité de paroi présente une importance pratique considérable ; cependant, il n'a pas été possible jusqu'à présent de l'analyser de façon théorique [24].

Du côté expérimental, et malgré les nombreuses études sur l'effet de la rugosité sur les couches limites turbulentes complètement développées, il y a eu beaucoup moins d'efforts de recherche dans le problème de la transition. Les études existantes concernent uniquement des éléments rugueux isolés bidimensionnels ou ponctuels, ou bien des rugosités uniformément distribuées [105].

En général, la présence d'une rugosité favorise la transition, c'est-à-dire, que la transition se produit pour des valeurs du nombre de Reynolds inférieures sur une surface rugueuse que sur une surface lisse. Les éléments rugueux génèrent des perturbations dans l'écoulement laminaire qui se rajoutent à celles qui sont déjà présentes dans la couche limite [24]. Selon

Schlichting, si les perturbations créées par la rugosité sont plus grandes que celles dues à la turbulence, un plus petit degré d'amplification suffira à provoquer la transition. Si, au contraire, les éléments rugueux sont très petits, les perturbations résultantes restent en dessous du seuil caractérisé par la turbulence de l'écoulement extérieur, et il n'existe pas d'effet de la rugosité sur le point de transition.

D'autres résultats expérimentaux montrent que la forme de la rugosité influence la hauteur critique en dessous de laquelle on n'observe pas d'effet [24]. Ainsi, les éléments bidimensionnels déclenchent la transition plus à l'amont qu'une rugosité tridimensionnelle uniformément distribuée ou gaussienne [105].

Nikuradse a classifié l'effet de la rugosité dans la transition selon trois régimes [105] :

- aérodynamiquement lisse  $k^+ < 4$  ;
- rugueux transitionnel  $4 < k^+ < 60$  ;
- entièrement rugueux  $k^+ > 60$ .

Ceci implique que, lorsque la rugosité est immergée dans la sous-couche visqueuse, on n'observe pas de différence par rapport au comportement d'une surface lisse. Pourtant, Pinson et Wang affirment que la présence de la rugosité, même dans le régime aérodynamiquement lisse avance le début de la transition [105, 106]. Ce travail représente la seule référence bibliographique retrouvée qui démontre un effet de la rugosité dans le comportement d'une couche limite quand cette rugosité possède une taille  $k^+ < 4$ . Ainsi, les surfaces étudiées par Pinson et Wang ont une rugosité distribuée de façon uniforme, avec un paramètre d'échelle rugueuse de  $k^+ = 0.35 - 0.94 \ll 4$ . Dans ces conditions, ils n'ont pas observé d'augmentation dans le coefficient de frottement  $C_f$  ou dans le nombre de Stanton dans la couche limite turbulente. Toutefois, la transition est clairement affectée pour de très petits changements dans l'état de surface, à partir de la limite  $k^+ > 0.4$  [106].

On a réalisé pour le dépôt rugueux *R1* la même expérience que celle qui est rapportée dans la section 4.2 pour la surface lisse. Nos résultats coïncident avec ceux de Pinson et Wang. La figure 4.7 montre la comparaison entre les comportements observés pour les surfaces lisse et rugueuse. Pour les petits angles,  $5^\circ$  et  $6^\circ$ , le point de transition est le même pour les deux surfaces. Cependant, on observe qu'il existe une diminution du nombre de Reynolds critique pour la surface rugueuse lorsqu'on augmente l'angle d'inclinaison et donc le gradient de pression. Ceci est explicable, si l'on tient en compte du fait que le gradient de pression fait diminuer l'épaisseur de la couche limite, en exerçant une force extérieure ; dans cette situation, la rugosité devient relativement plus grande, par rapport à la taille de la couche limite, et donc son effet est amplifié.

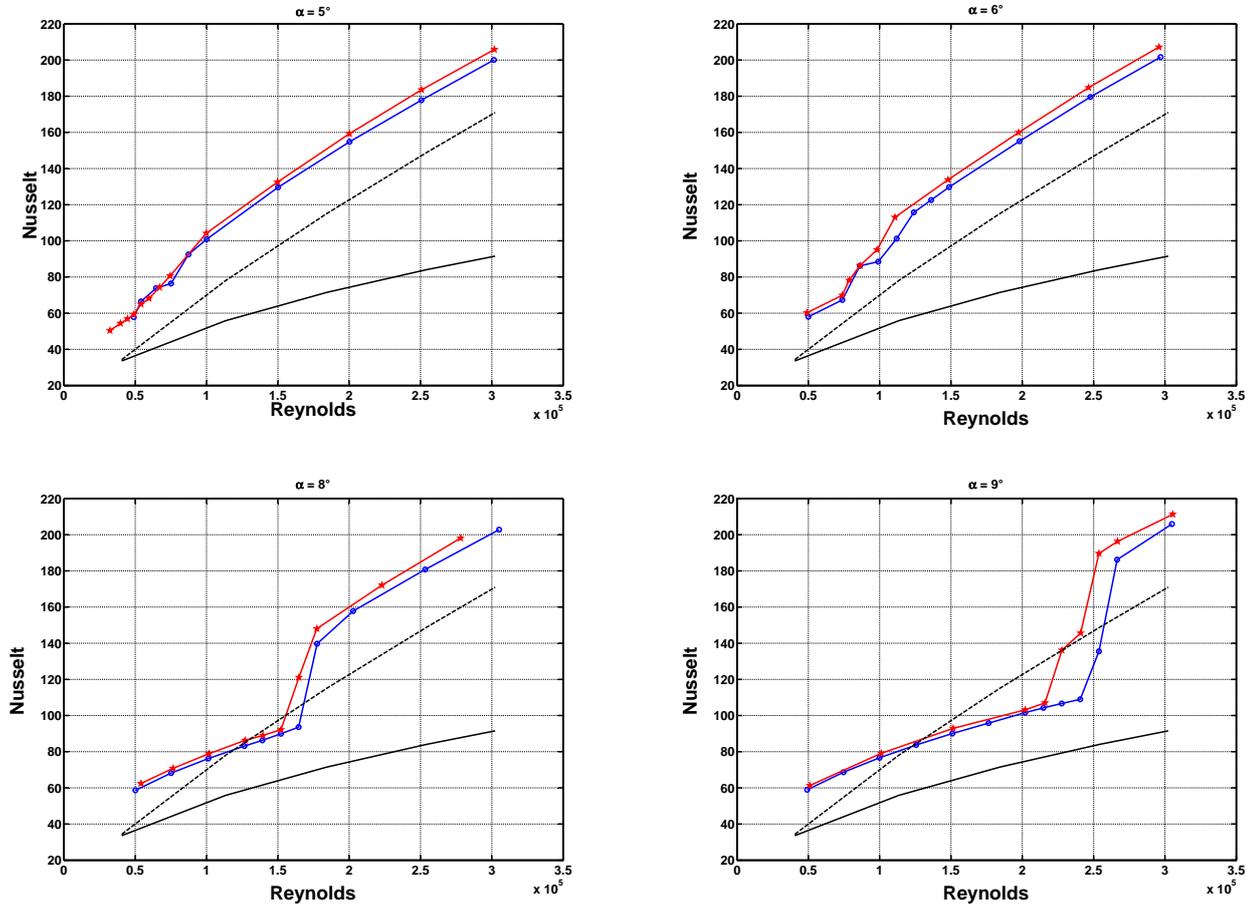


FIG. 4.7 – Comparaison entre les surfaces R0 et R1 pour des différents angles d'incidence de l'écoulement. R0 ( $\circ$ , bleu), R1 ( $\star$ , rouge), loi de transfert laminaire (—), loi de transfert turbulent (---).

Un autre aspect très intéressant dans ces figures est que le transfert thermique est le même pour les deux surfaces lisse et rugueuse quand il s'agit d'une couche limite laminaire, et les différences rapportées dans le chapitre 3 n'apparaissent que dans le régime turbulent. Ce constat constitue une preuve solide de que ces différences observées pour une couche limite turbulente ne correspondent pas à une différence dans l'erreur systématique de la mesure du nombre de Nusselt, puisque la loi de transfert obtenue est la même pour la surface lisse et la surface rugueuse dans le cas d'une couche limite laminaire. Ceci signifie que les micromorphologies étudiées interagissent très fortement avec les structures turbulentes présentes dans la couche limite, qui pénètrent dans la sous-couche visqueuse, et que c'est cette interaction qui est responsable d'un effet visible dans le transfert de chaleur. Il n'existe donc pas un effet significatif de ces micromorphologies dans le transfert thermique de la couche limite laminaire.

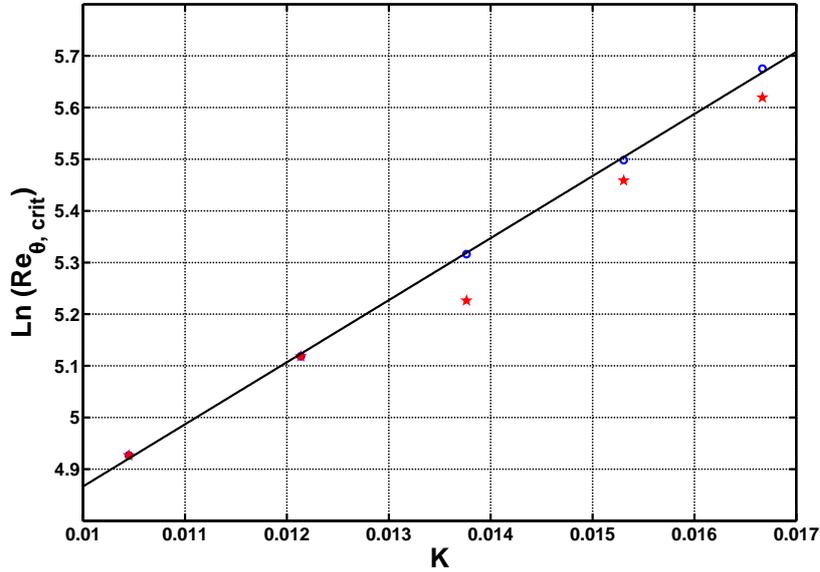


FIG. 4.8 – Représentation semilogarithmique du nombre de Reynolds critique en fonction du gradient de pression pour les surfaces lisse et rugueuse. R0 (○, bleu), R1 (★, rouge)

La représentation logarithmique du nombre de Reynolds critique basé sur l'épaisseur de déplacement en fonction du paramètre adimensionnel  $K$  du gradient de pression est montrée sur la figure 4.8. On observe que pour des faibles gradients de pression, la rugosité n'influence pas la transition, mais à partir d'une certaine valeur (entre  $6^\circ$  et  $7^\circ$ ) la présence de la microrugosité fait diminuer le nombre de Reynolds critique.

Les deux autres surfaces rugueuses n'ont pas pu être testées. Une étude plus détaillée est souhaitable pour savoir s'il existe aussi un effet de la morphologie de surface, et en particulière de la distribution tridimensionnelle d'un motif rugueux, dans la transition de la couche limite. Aussi, la réponse dynamique du capteur pourrait donner des informations importantes sur le comportement des instabilités qui produisent la transition.

## 4.4 Conclusions

La technique expérimentale développée dans ce travail pour la mesure du flux thermique convectif global sur une surface rugueuse se présente aussi comme un moyen efficace pour mesurer la transition d'une couche limite. Avec ce système on a pu retrouver une dépendance exponentielle entre le nombre de Reynolds critique et le gradient de pression généré par l'inclinaison.

son du support profilé. En outre, on a mis en évidence l'effet d'une microrugosité immergée dans la sous-couche limite, qui anticipe la transition de la couche limite turbulente, pour des valeurs suffisamment grandes du gradient de pression extérieure.

La figure 4.7 montre que il n'existe pas d'effet visible sur le transfert thermique des différentes surfaces lorsque la couche limite qui se développe sur la surface reste laminaire. Cependant, après la transition de celle-ci, on observe un écart entre le transfert thermique pour les deux surfaces, qui est dû à l'interaction des structures turbulentes de la couche limite avec les motifs rugueux de la surface.

# Chapitre 5

## Étude dynamique

### 5.1 Introduction

Dans les chapitres 3 et 4 on a considéré le comportement d'une couche limite turbulente soumis à un écoulement extérieur laminaire, et on a uniquement réalisé des mesures du flux thermique moyen dans le temps. Cependant, le capteur a été aussi conçu pour avoir accès à la statistique du flux thermique dans un écoulement turbulent. Il est donc pertinent d'étudier les performances du capteur en régime instationnaire, pour connaître les types d'études dynamiques que l'on peut réaliser avec ce dispositif.

D'autre part, dans la plupart des applications pratiques l'écoulement externe à la couche limite est turbulent. Pour cette raison, une bonne compréhension de l'interaction de la turbulence extérieure avec la couche limite et les structures générées à la paroi pourrait offrir des améliorations significatives en termes d'efficacité et d'économie d'énergie dans de nombreuses applications. De plus, le comportement dynamique des dépôts rugueux en présence d'une turbulence externe développée pourrait aider à la compréhension des phénomènes observés dans le chapitre 3. L'objectif de ce chapitre est donc de placer le dispositif de mesure développé dans un contexte différent, i.e. une couche limite turbulente soumise à une turbulence extérieure.

Selon Kondjoyan *et al.* [23] le scénario de l'interaction entre la couche limite et la turbulence extérieure est probablement essentiel pour évaluer l'effet de la turbulence dans le transfert de chaleur et de quantité de mouvement. Principalement, le rôle de la turbulence extérieure à la couche limite dans le transfert thermique à la paroi a été étudié pour différentes valeurs d'intensité turbulente  $I_t$ , entre 5% pour une turbulence de grille jusqu'à des valeurs très élevées pour les jets (entre 20 et 60 %), mais il n'existe pas d'accord quantitatif entre les différents travaux expérimentaux. Les premières études réalisées sur le sujet prétendent qu'il n'existe pas d'amélioration dans le transfert, mais des travaux plus récents montrent que la turbulence extérieure peut augmenter de façon considérable le transfert thermique dans la

couche limite. La figure 5.1 montre comme exemple les résultats de l'étude expérimentale de MacMullin [23], en particulier la dépendance du nombre de Stanton ( $St = Nu/(RePr)$ ) en fonction de l'intensité de turbulence. Ces résultats se caractérisent par une grande dispersion des points expérimentaux, rendant difficile l'établissement de conclusion solide. On ne peut donc pas décrire ce phénomène en tenant compte uniquement de l'intensité de turbulence, et il est nécessaire de trouver d'autres indicateurs statistiques pour caractériser la turbulence incidente. Maciejewski [107, 108] contredit cette conclusion et défend que l'augmentation de transfert est uniquement une fonction de l'intensité turbulente, indépendante du mécanisme utilisé pour générer la turbulence extérieure. Cependant, ces études se centrent sur la mesure de l'influence de la turbulence extérieure sur le nombre de Stanton moyen et les profils moyens de vitesse et température dans la couche limite, sans tenir compte de leur comportement dynamique.

La difficulté reste la recherche d'une connexion directe entre les indicateurs statistiques de deux objets stochastiques différents, qui sont le champ de vitesse incident et le flux thermique global transféré de la paroi chaude vers le fluide. En outre, le champ de vitesse turbulent ne permet pas une description statistique simple, et il met en jeu une architecture complexe entre des diverses échelles. La description classique de la turbulence introduit le concept de cascade, où les grandes structures produisent des structures plus petites, au cours d'un processus qui n'est pas encore complètement compris [109]. La conséquence pratique de cette complexité est un manque d'universalité entre les différents travaux expérimentaux, ce qui mène à une faible capacité de prédiction dans des situations pratiques. Les questions de fond qui apparaissent sont en particulier : toutes les échelles présentes dans la cascade turbulente participent-elles au processus de transfert de chaleur avec la même efficacité ? Est-il préférable de mesurer des indicateurs statistiques mixtes, comme les corrélations croisées, pour déterminer le phénomène, ou bien d'étudier de façon séparée les indicateurs de vitesse et ceux du flux thermique ? Selon Kondjoyan [23] il existe un manque de mesures de corrélations croisées entre la vitesse et la température, alors que c'est le premier paramètre qui définit le lien statistique entre chaleur et écoulement.

Une autre difficulté consiste à déterminer le rôle de la dynamique de la couche limite turbulente. Il est connu que les fluctuations de la vitesse externe peuvent provoquer la transition d'une couche limite laminaire vers la turbulence [24], mais le mécanisme intervenant dans ce processus, appelé réceptivité, est très complexe. La question de savoir si la turbulence externe incidente augmente le transfert thermique en provoquant la transition vers le régime turbulent, où bien en induisant une modification de la dynamique du transfert a été déjà posée, et partiellement résolue. Les résultats de G. Charney, J. Mathieu et G. Comte-Bellot [44] et ceux de Holmberg et Pestian [110] montrent que les structures dynamiques de la turbulence incidente pénètrent

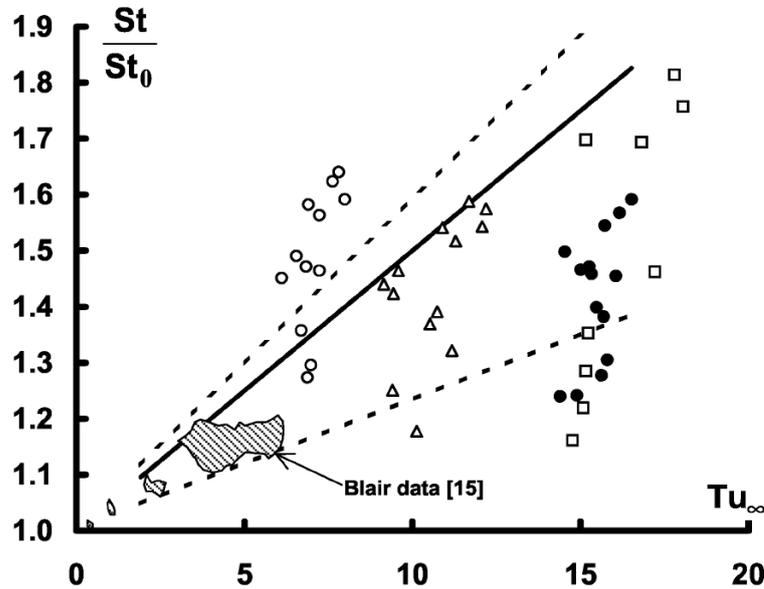


FIG. 5.1 – Résultats obtenus par MacMullin et al. concernant l'effet de la turbulence extérieure sur le coefficient de transfert thermique [23].

profondément dans la couche limite et contrôlent le processus d'augmentation du transfert, mais la manière dont ce processus a lieu reste méconnue.

Finalement, une conséquence du processus de transfert thermique est l'injection d'un scalaire (température) dans l'écoulement, comme cela est schématisé dans la figure 5.2. Si les écarts de température sont suffisamment faibles pour ne pas modifier la dynamique de l'écoulement, elle est considérée comme un scalaire passif [111]. La concentration du scalaire montre un comportement dynamique très complexe, qui présente des similitudes avec le comportement de l'écoulement turbulent [112]. Cependant, les propriétés statistiques du scalaire passif dans un écoulement turbulent sont différents de celle du champ de vitesse. La compréhension de la statistique des grandes fluctuations constitue donc un problème de grande importance pratique [112].

Une étude dynamique portant de façon simultanée sur la vitesse, le flux thermique et la température peut donner donc des indices intéressants sur le rôle de l'injection de scalaire dans le processus de mélange par la turbulence. Dans ce chapitre, on présente plusieurs expériences développées dans le but de donner des éléments de réponse aux questions formulées plus haut, tout en considérant que le processus de transfert est contrôlé principalement par la turbulence extérieure à la couche limite turbulente. Pour pouvoir produire

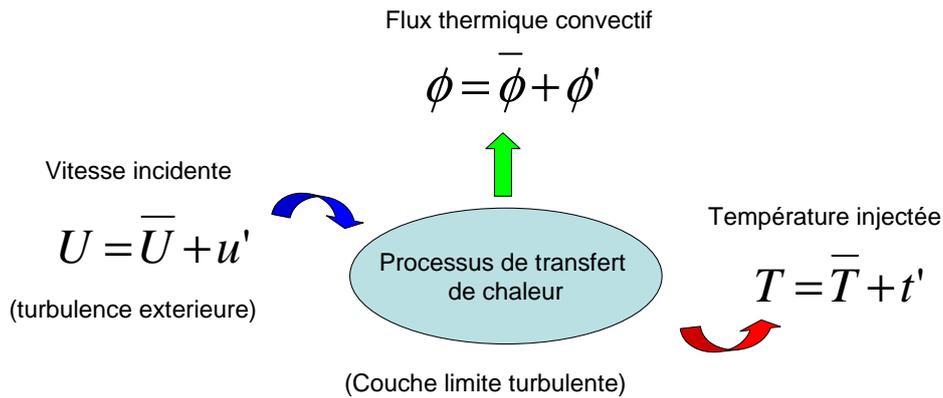


FIG. 5.2 – Schéma du processus d'injection de scalaire comme conséquence du processus de transfert thermique.

des indicateurs statistiques reliés à la vitesse de l'écoulement, une réponse en fréquence élevée est nécessaire pour la mesure de vitesse, de flux thermique et aussi, de température.

En particulier, on veut étudier le lien entre le champ de vitesse incidente (mesurée par un fil chaud), le flux thermique global sur toute la surface du capteur de platine, et la température injectée dans le sillage de dépôt.

Il est important de considérer aussi différents écoulements, car le comportement statistique du flux thermique peut dépendre de la façon dont la turbulence est générée. Ainsi, Kondjoyan considère deux types d'écoulements [23] :

- Une turbulence générée à partir de promoteurs, comme c'est le cas d'une grille, présente de valeurs de  $I_t$  assez faibles, de l'ordre de 1 à 12% ; elle est quasiment homogène et isotrope et elle a été très étudiée. Le désavantage est que  $I_t$  diminue avec la distance à la grille selon une loi de puissance, alors que l'échelle intégrale augmente.
- La turbulence de jet, qui présente de plus grandes intensités de turbulence, mais qui est très anisotrope ; dans ce cas  $I_t$  reste constante avec la distance à la sortie de la buse.

Ces écoulements ont des échelles caractéristiques différentes, et ils peuvent mener à des résultats aussi différents. On a utilisé ici un jet turbulent, mais avec deux configurations de buse différentes, un jet issu d'une buse carrée (que l'on appellera dans la suite "jet carré") et un jet plan. Les écoulements de ces deux jets ont des points communs, qui sont celles d'un jet libre (section 3.1) mais la structure des grandes échelles et les grandeurs turbulentes sont différentes. Si le processus d'injection n'est pas universel, et si la structure des grandes échelles génère des différences au niveau du transfert, les résultats avec ces deux écoulements peuvent être différents.

Dans un premier temps, il est nécessaire de connaître le temps de réponse de notre capteur de flux thermique, qui est lié à l'épaisseur de la couche de platine. L'étude des performances dynamiques du capteur se trouve dans la section 2.7. La description des études expérimentales puis des résultats est présentée dans les sections 5.3 et 5.4. Enfin, la section 5.5 présente les résultats concernant l'effet de la rugosité en présence d'une turbulence extérieure.

Cependant, avant de commencer la description des expériences réalisées et des résultats obtenus, il semble approprié de réaliser un bref rappel sur quelques concepts liés à l'étude de la turbulence. Dans les sections 5.1.1 et 5.1.2 on introduit les notions de corrélation et de spectre d'énergie.

### 5.1.1 Corrélation et autocorrélation

On peut définir la notion de *corrélation* entre deux signaux fluctuants comme la mesure du degré de liaison entre elles. La corrélation entre deux composantes de vitesse à deux points séparés d'une distance  $r$  mesurée à deux temps différents est [12]

$$C_{ij}^k(x, r, \tau) = \overline{u'_i(x)u'_j(x + r_k, t + \tau)} , \quad (5.1)$$

où  $\tau$  est le temps entre les deux mesures, et les indices  $i, j$  ne se somment pas. Si  $C_{ij} = 0$ , les signaux sont decorrélés [113]. Une mesure quantitative du niveau de corrélation est donnée par le coefficient de corrélation

$$R_{ij}^k = \frac{C_{ij}^k}{\sqrt{u_i'^2 u_j'^2}} . \quad (5.2)$$

Un fort degré de corrélation est observé pour les fluctuations de vitesse turbulente de la même composante quand les deux points et les deux temps sont suffisamment proches. Le concept de corrélation peut aussi s'étendre à des ordres supérieurs, comme les corrélations triples, mais ce dernières ne seront pas utilisées dans ce travail.

La mesure des coefficients de corrélation est très utilisée dans l'étude des caractéristiques des écoulements turbulents, parce qu'elle amène à des interprétations physiques satisfaisantes [114]. Il peut s'agir de la corrélation d'une même composante de vitesse à deux endroits différents et aux mêmes temps, séparés d'une distance  $r$ , ou bien de deux composantes différentes au même point, et enfin de la même composante en ce même point, mais en deux temps différents. Cette dernière mesure est appelée *autocorrélation*. On définit ainsi le coefficient eulerien d'autocorrélation [13]

$$R_\tau = \frac{\overline{u'(t) u'(t - \tau)}}{\overline{u'^2}}. \quad (5.3)$$

Les corrélations des différentes composantes de vitesse sont souvent mesurées à l'aide de fils chauds. Ainsi, deux fils chauds parallèles séparés d'une distance  $r$  perpendiculaire à l'écoulement, permettent la mesure de la corrélation de la vitesse longitudinale en fonction de l'écart transversal. Un problème se présente si l'on veut mesurer la corrélation de cette composante de vitesse en fonction de la distance longitudinale de l'écoulement, car le deuxième fil serait situé dans le sillage du premier [13]. Dans ce cas, on applique la définition (5.3) et on utilise plutôt

$$u(t, x + r) = u\left(t - \frac{r}{\bar{U}}, x\right), \quad (5.4)$$

expression qui utilise l'hypothèse de Taylor, qui considère que les fluctuations turbulentes sont convectées par l'écoulement moyen, sans subir de changements significatifs dans certaines zones de l'écoulement [13]. L'expression 5.4 est exploitable dans ce contexte si  $u' \ll \bar{U}$  [16].

Sur la figure 5.3 on montre l'évolution typique du coefficient de corrélation transverse  $R_{xx}^y$  avec la distance  $y$  entre les deux points de mesure pour une turbulence homogène. La courbure à l'origine est déterminée par les petites échelles [13]. Une mesure de la taille de ces échelles est donnée par l'intersection de la parabole osculatrice de la courbe avec l'axe des abscisses. En turbulence homogène et isotrope la longueur  $\lambda$  qui apparaît alors est connue comme la micro-échelle de la turbulence, ou *échelle de Taylor*. Comme la valeur du coefficient de corrélation pour  $y = 0$  est égale à l'unité, un deuxième paramètre est l'aire sous la courbe, qui correspond à une mesure de la taille moyenne  $\Lambda$  des plus grandes structures,

$$\Lambda = \int_0^\infty R(y) dy. \quad (5.5)$$

Cette longueur est appelée *longueur intégrale*. Dans certains cas, la courbe du coefficient de corrélation présente une partie négative. Bien qu'un coefficient de corrélation négatif ait bien un sens physique en terme de corrélation entre deux signaux, il n'existe pas de consensus sur la méthode de calcul de la longueur intégrale. Dans ce travail, on tiendra compte, en accord avec

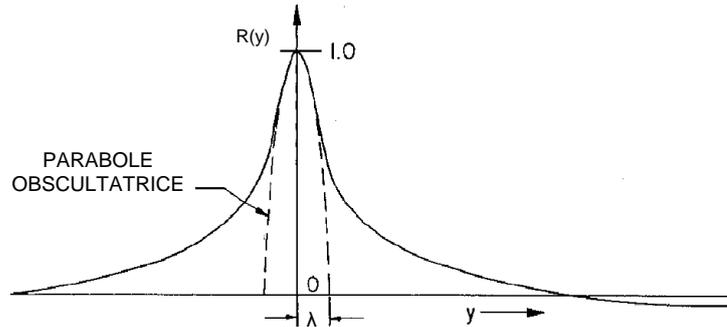


FIG. 5.3 – *Forme typique du coefficient de corrélation transversale. L'échelle  $\lambda_g$  correspond à l'intersection de la parabole obscultatrice avec l'axe  $y$ .*

les conventions, uniquement de l'intégrale du côté positif de la fonction de corrélation (l'aire sous la courbe, jusqu'au premier zéro).

### 5.1.2 La cascade d'énergie. Étude spectrale de la turbulence

Une description classique de la turbulence est en général présentée à partir du concept de *cascade d'énergie* [115, 116]. On considère que la turbulence reçoit de l'énergie cinétique de la part de l'écoulement moyen au niveau des grandes échelles, et que cet apport est compensé par la dissipation visqueuse d'énergie qui se réalise majoritairement au niveau des petites échelles. Il doit exister un mécanisme dynamique qui transfère l'énergie des grandes aux petites échelles.

Pour expliquer ce mécanisme, on peut considérer une turbulence avec une large gamme d'échelles. Afin d'étudier le comportement multi-échelle, il est recommandé d'évaluer l'énergie cinétique contenue dans chaque longueur d'échelle. Si on considère une structure turbulente de taille  $l$ , on peut lui associer un nombre d'onde  $k \sim 1/l$ . Cette structure de nombre d'onde  $k$  a une certaine énergie au voisinage de  $k$ , de sorte qu'il est intéressant d'introduire le concept de spectre, considéré comme une distribution de l'énergie turbulente en fonction du nombre d'onde  $k$ . Si on considère la bande entre  $k$  et  $k + dk$ , on peut définir  $E_x$  tel que  $E_x(k)dk$  est la contribution à l'énergie  $\overline{u'^2}$  (une seule composante de la vitesse) de tous les  $k$  de la bande, et donc [13]

$$\overline{u'^2} = \int_0^{\infty} E_x(k)dk. \quad (5.6)$$

On peut démontrer que le spectre de puissance correspond à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation du signal de vitesse [16]. D'autre part, si l'on utilise l'hypothèse de Taylor (5.4), on peut transformer un spectre spatial (fonction du nombre d'onde  $k$ ) en spectre temporel (fonction de la fréquence  $f$ ).

La plupart de l'énergie cinétique est contenue dans les grandes échelles. On définit la quantité

$$u_{rms} = \sqrt{u'^2}, \quad (5.7)$$

comme la vitesse caractéristique des structures contenant cette énergie cinétique, et la longueur intégrale  $\Lambda$  correspond à la taille de ces grandes structures.

D'autre part, la dissipation de l'énergie cinétique a lieu principalement dans les petites échelles (grands nombres d'onde). Dans ces petites structures les gradients de vitesse sont les plus forts, et c'est donc dans ces échelles que les contraintes de cisaillement deviennent non négligeables, et l'énergie cinétique est convertie en chaleur par frottement visqueux. La taille caractéristique des échelles dissipatives, (où échelle de Kolmogorov),  $\eta$  doit donc être déterminée par la viscosité  $\nu$  et le taux de dissipation  $\epsilon$ . L'analyse dimensionnelle donne

$$\eta = \frac{\nu^{3/4}}{\epsilon^{1/4}}. \quad (5.8)$$

Le rapport entre les effets convectifs et visqueux à une échelle  $\Lambda$  est donné par le nombre de Reynolds

$$Re_\Lambda = \frac{u_{rms}\Lambda}{\nu} \quad (5.9)$$

Un grand nombre de Reynolds correspond à une large gamme d'échelles. Entre les grandes échelles intégrales et les échelles dissipatives, on retrouve dans ce cas une gamme de structures de taille intermédiaire. Si leur taille est beaucoup plus petite que  $\Lambda$  et beaucoup plus grande que  $\eta$ , on dit qu'elles sont dans une région inertielle [117].

De façon similaire, dans l'espace spectral, il y a une région d'échelles intermédiaires appelée zone inertielle parce que ni les plus grandes échelles ni les échelles dissipatives influencent leur comportement de façon directe [117]. Le rôle de ces échelles inertielles consiste à transférer l'énergie entre les premières et les dernières. Dans une situation d'équilibre, ce flux d'énergie spectral doit être égal à la dissipation  $\epsilon$ . Pour une échelle turbulente donnée,  $l$ , les seuls paramètres appropriés sont donc le nombre d'onde  $K$ , qui est proportionnel à  $1/l$  et  $\epsilon$ . Le spectre d'énergie doit donc, par analyse dimensionnelle, obéir dans cette région à une loi d'échelle proposée par Kolmogorov [116].

$$E(K) = C_K \epsilon^{2/3} K^{-5/3}, \quad (5.10)$$

où  $C_K$  est une constante. Même dans des écoulements qui ne sont pas parfaitement isotropes, on observe cette région inertielle si le nombre de Reynolds est suffisamment grand [117].

## **5.2 Deux types d'écoulement turbulent : le jet à buse carré et le jet plan**

### **5.2.1 Introduction**

Deux écoulements différents ont été utilisés pour réaliser l'étude dynamique du flux thermique. Dans le deux cas, il s'agit d'un jet libre, ce qui permet d'obtenir des taux élevés d'intensité de turbulence, mais avec une structure différente : un écoulement axisymétrique (jet carré) et un écoulement bidimensionnel (jet plan). Avec le dispositif expérimental utilisé, le jet carré permet d'explorer une gamme de vitesses plus large. Cependant, il n'existe pas d'études détaillées de ce genre d'écoulement dans la littérature classique sur la turbulence. Le jet plan a comme avantage d'être quasi bidimensionnel, et il a été étudié de façon détaillée dans la littérature [118]. Avant de montrer les mesures dynamiques réalisés, on caractérise ces deux écoulements. Le système de coordonnées utilisé dans le deux cas est le même que celui de la figure 3.2.

### **5.2.2 Étude du jet carré**

Dans la figure 3.2 on peut voir la géométrie d'un jet libre et ces différentes parties, et, dans la figure 3.3, la soufflerie avec la buse carrée utilisées. Les dimensions du cône potentiel du jet carré ont été mesurées dans la section 3.1.

La région complètement développée d'un jet libre se caractérise par une autosimilarité dans les profils transversaux de vitesse moyenne longitudinale pour différentes positions  $x$  le long de l'axe du jet (mêmes coordonnées que pour la figure 3.2). Cette autosimilarité a été vérifiée pour le jet carré. La figure 5.4 montre les profils transversaux de vitesse moyenne longitudinale, adimensionnés avec la position  $x$  et la vitesse sur l'axe du jet (vitesse maximale), c'est à dire,  $U/U_{max}$  versus  $y/x$ . On voit en effet que dans la région développée, l'échelle transversale du jet évolue comme  $x$ . On observe que pour  $x = 50$  cm, le jet n'est pas encore complètement développé, puisque le profil ne se superpose pas complètement avec les autres profils (figure 5.4). En effet, on a vu dans la section 3.1 que la longueur du cône potentiel est de 60 cm. Plus on s'éloigne de la buse de sortie, plus la turbulence a le temps de se développer et mieux les profils se superposent. Pour réaliser nos mesures on a placé le support dans la région complètement développée du jet, autour de  $x = 120$  cm, soit à une distance de 10 fois le côté de la buse.

Avec un fil chaud de platine-tungstène de 1.25 mm de longueur et 5  $\mu$ m de diamètre (55P15 DANTEC<sup>TM</sup>), conditionné par le système CTA StreamLine

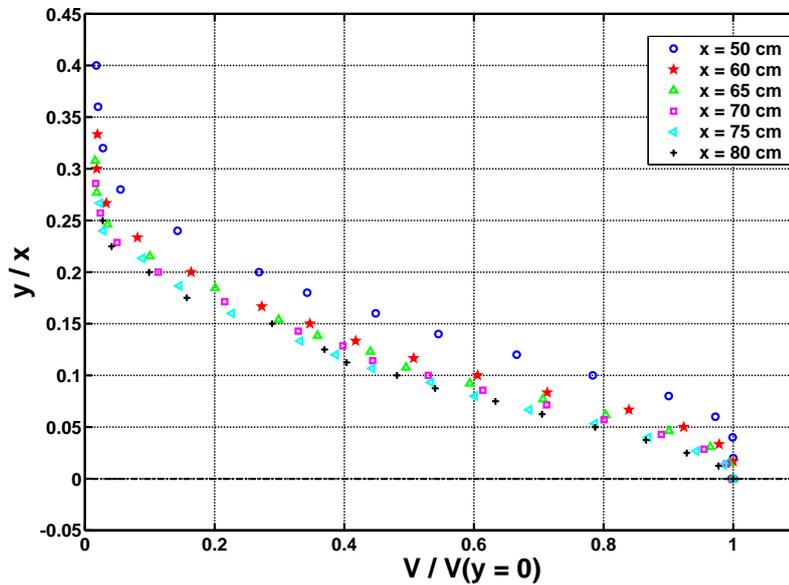


FIG. 5.4 – Profils autosimilaires de vitesse longitudinale sur l'axe du jet carré. La région complètement développée se rencontre à  $x = 75$  cm de la sortie de la buse, c'est-à-dire, à environ 6 fois le côté de la buse carré.

de DANTEC<sup>TM</sup>, on a mesuré quelques grandeurs caractéristiques de la turbulence de ce jet carré. Ces quantités ont été mesurées à la même vitesse et dans la même position où ont été réalisées les mesures dynamiques du dépôt mais en absence du support profilé. Pour une vitesse moyenne de 7.77 m/s, les fluctuations de vitesse longitudinale sont de l'ordre de  $u_{rms} = 1.61$  m/s. L'intensité de turbulence longitudinale est donc  $I_{u_x} = u_{rms}/\bar{U} = 20.7$  %.

Les mesures de la longueur intégrale longitudinale  $\Lambda_{xx}^x$  et de la longueur de Taylor  $\lambda_{xx}^x$  se font à travers la fonction d'autocorrélation, à l'aide d'un seul fil chaud, avec application de l'hypothèse de Taylor. Les détails de ces mesures sont expliqués dans la section suivante, pour le cas d'un jet plan. Aussi, on peut retrouver l'évolution de ces longueurs avec la vitesse moyenne, pour une distance de 120 cm à partir de la sortie de la buse, sur la figure 5.12, avec les résultats pour le jet plan. La longueur intégrale longitudinale est de l'ordre de 6 cm, et celle de Taylor de 0.6 cm.

Pour mesurer la longueur intégrale transversale  $\Lambda_{xx}^z$  à la direction du jet, on utilise deux fils chauds parallèles, séparés d'une distance  $z$  variable. L'un des fils est fixe, placé sur l'axe du jet, et le deuxième est déplacé par une platine Microcontrol<sup>TM</sup>. La distance de séparation initiale entre les deux fils est mesurée avec une lunette, munie d'un réticule micrométrique. A chaque position  $z$ , on mesure la fonction de corrélation en temps. On relève ensuite le maximum de coefficient de corrélation  $R$ , puis on trace une courbe  $R(z)$  et l'on calcule son intégrale. La figure 5.5 montre un exemple de corrélation

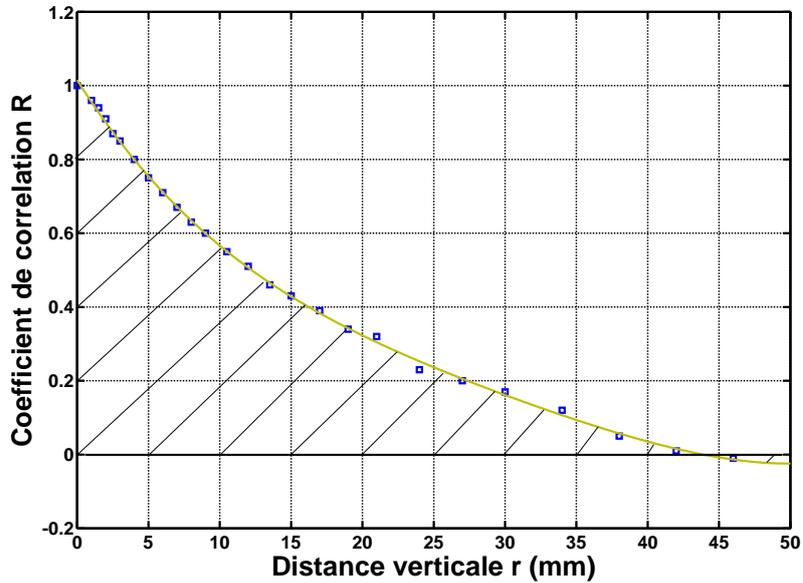


FIG. 5.5 – Coefficient de corrélation transversale  $R_{xx}^z$ .

x	$\Lambda_{xx}^z$ (cm)	
	4 m/s	10 m/s
80	1.87	
110	1.17	
130	1.54	1.57

TAB. 5.1 – Valeurs des longueurs intégrales transversales pour le jet carré

transverse à une vitesse moyenne de 4 m/s pour  $x = 80$  cm comme position longitudinale. L'intégrale de cette courbe donne la valeur  $\Lambda_{xx}^z = 1.87$  cm. Dans le tableau 5.1 on montre aussi les valeurs de cette longueur pour différentes positions et vitesses.

L'examen de ces valeurs (tableau 5.1 et figure 5.12) montre que la turbulence du jet n'est ni homogène ni isotrope, puisque la longueur intégrale longitudinale est bien plus de deux fois plus grande que la longueur transversale (en turbulence homogène et isotrope (T.H.I.) on obtient  $\Lambda_{xx}^x = 2\Lambda_{xx}^z$ ). Aussi, les valeurs élevées d'intensité de turbulence et des longueurs intégrales longitudinales permettent d'imaginer la présence de structures allongées dans la direction du jet. Nos capteurs de flux thermique, avec une longueur de 2.42 cm sont donc plus petits que la longueur intégrale longitudinale.

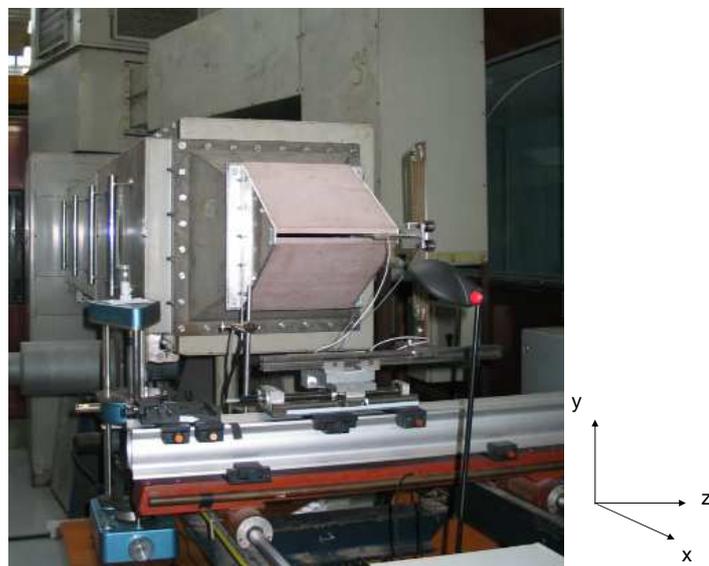


FIG. 5.6 – Image de la soufflerie utilisée avec une buse de sortie rectangulaire pour produire un jet plan.

### 5.2.3 Étude du jet plan

Puisque le jet libre issu d'une buse carrée est un écoulement moins bien connu que le jet rond ou le jet plan, on a adapté la soufflerie avec la construction d'une buse rectangulaire pour générer un jet plan. La buse du jet plan, usinée en résine avec une fraiseuse numérique de haute précision, est montrée sur la figure 5.6. Les dimensions de la buse sont de 30 cm par 1 cm, ce qui assure un rapport d'aspect suffisamment grand pour produire la bidimensionnalité de l'écoulement [118].

Les différences principales d'un jet plan par rapport à un jet axisymétrique concernent le taux de croissance des structures dans la zone de cisaillement située au bord du jet. Aussi, les grandes structures sont préservées plus longtemps dans le jet bidimensionnel [118]. Il est nécessaire, dans un premier temps, de caractériser le nouveau jet, et vérifier sa stabilité. Dans la section suivante on décrit la géométrie du jet plan et l'on détermine les caractéristiques de l'écoulement moyen et turbulent.

Pour qualifier le jet il faut vérifier sa bidimensionnalité et son autosimilarité dans la partie développée, mesurer la taille du cône potentiel, et mesurer les longueurs intégrales et les longueurs de Taylor dans la partie turbulente.

### Bidimensionnalité du jet plan, longueur du cône potentiel et auto-similarité

On a réalisé avec un fil chaud plusieurs profils de vitesse moyenne et fluctuante selon  $y$ , juste en sortie de la buse, pour différentes positions  $z$  (le système de coordonnées est montré sur la figure 5.6) et avec une vitesse moyenne de 15 m/s. Comme on peut le voir sur la figure 5.7, l'écoulement en sortie est bidimensionnel, avec une vitesse moyenne uniforme selon  $y$  et  $z$ . La faible valeur de l'écart-type de la vitesse confirme qu'en sortie, l'écoulement peut être considéré comme laminaire ( $I < 1\%$ ). On peut observer en outre un pic de fluctuations sur la frontière du jet, à l'interface avec la zone de mélange, caractérisée par de grandes contraintes de cisaillement.

L'écoulement laminaire observé correspond au "cône" potentiel du jet (section 3.1). La taille du cône dépend de la taille de la buse de sortie. Pour le cas d'un jet plan, on s'attend à une longueur du cône assez petite. On réalise un profil de vitesse longitudinale moyenne et d'écart-type de vitesse selon l'axe du jet  $x$ . Le cône potentiel a une longueur d'environ de 4.5 cm, ce qui correspond à 4.5 fois la taille  $d$  de la buse.

Finalement, il est nécessaire de vérifier que le jet plan est bien autosimilaire dans la région développée. On a réalisé ainsi des profils verticaux de vitesse longitudinale à trois positions différentes  $x$  selon l'axe du jet. La figure 5.8 montre ces profils pour la vitesse moyenne  $U_m$ , et la figure 5.9 ceux des écarts-types de la vitesse fluctuante. On observe dans les deux cas qu'à partir de  $x = 20$  cm la zone autosimilaire se développe, puisque les profils de vitesse adimensionalisés se superposent selon la loi  $U_m/U_{axe} = f(x/y)$ . Selon Gutmark [118], c'est à partir de  $x/d > 40$  que le jet plan est complètement autosimilaire. Les mesures réalisées avec le jet plan, qui sont présentées dans les sections suivantes, ont été réalisées pour  $x/d = 120$ , donc dans la région complètement développée. On peut aussi observer la forme caractéristique du profil de l'écart-type de la vitesse, avec deux lobes bien marqués [118]. L'intensité de turbulence du jet est  $I = 20\%$ .

### Longueurs intégrales et de Taylor

Les longueurs intégrales et de Taylor ont été mesurées à l'aide de deux fils chauds DANTEC<sup>TM</sup> 55P15 pour plusieurs positions et vitesses. L'étude permet d'avoir un ordre de grandeur de la taille des structures turbulentes, et donc en particulier de savoir si ces structures sont plus petites, plus grandes ou de la même taille que les capteurs de flux thermique.

La mesure de la longueur intégrale longitudinale est faite à partir de l'autocorrélation du signal de vitesse d'un seul fil chaud, en appliquant ensuite l'hypothèse de Taylor (5.4). La figure 5.10 montre les coefficients d'autocorrélation, qui sont ensuite intégrés pour obtenir  $\Lambda_{xx}^x$ , en tenant compte

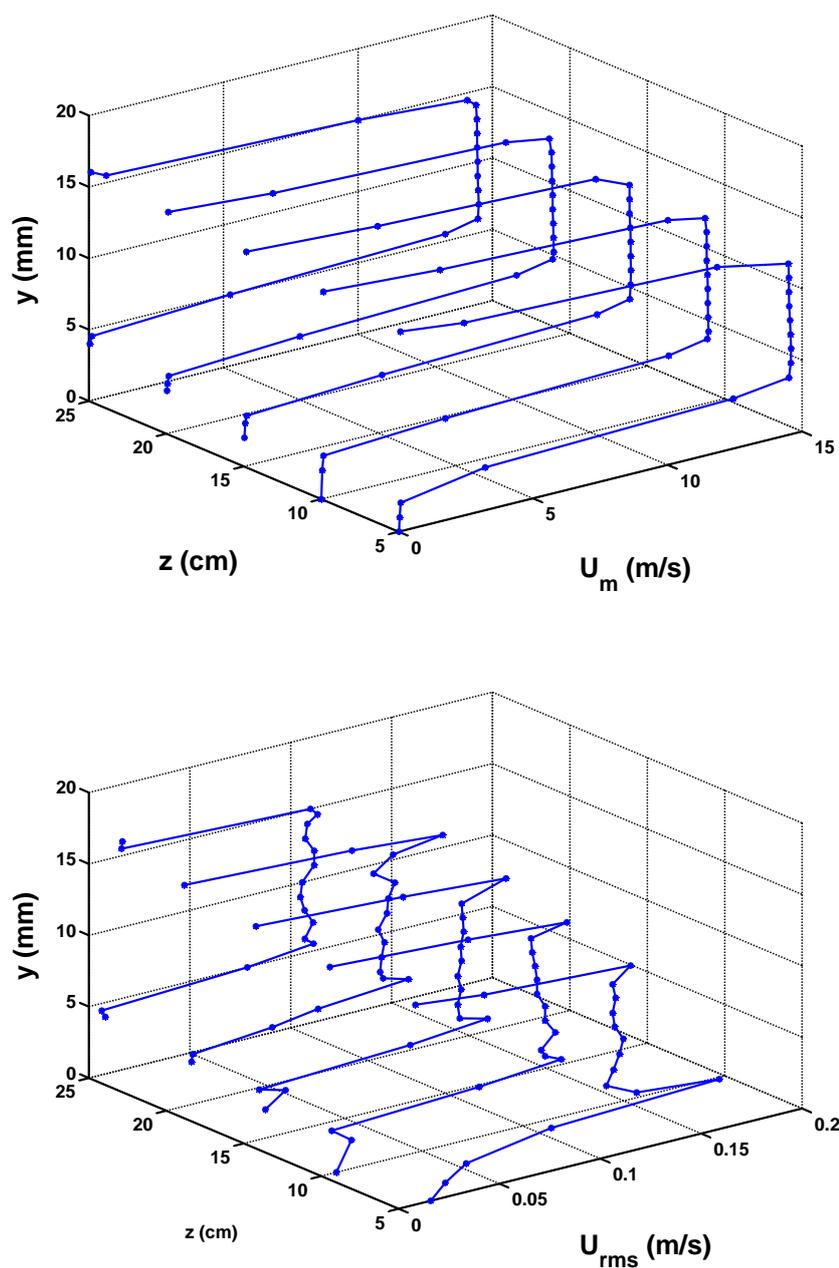


FIG. 5.7 – Profils de vitesse moyenne et de valeurs rms à la sortie de la buse du jet plan pour une vitesse moyenne de 15 m/s.

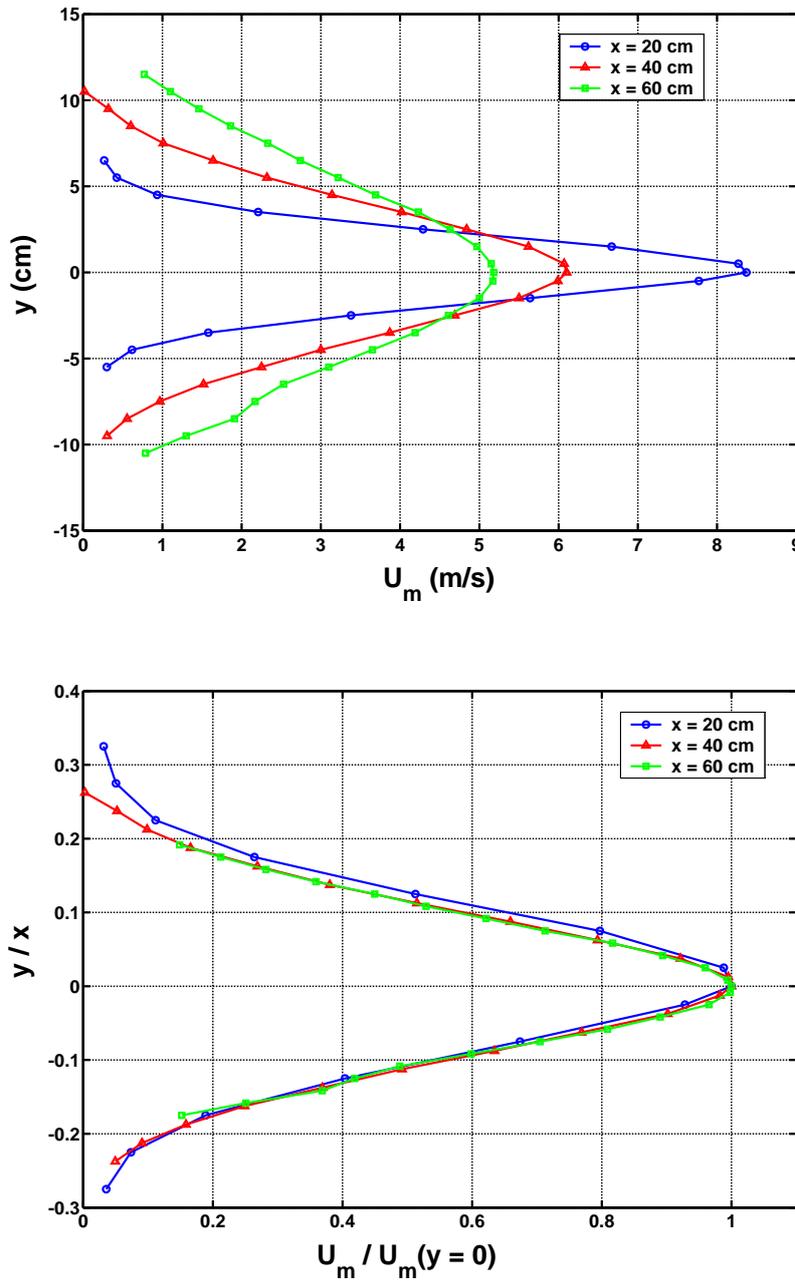


FIG. 5.8 – Profils verticaux de vitesse moyenne longitudinale à 3 positions différentes selon l'axe  $x$  du jet. On observe l'autosimilarité des profils.

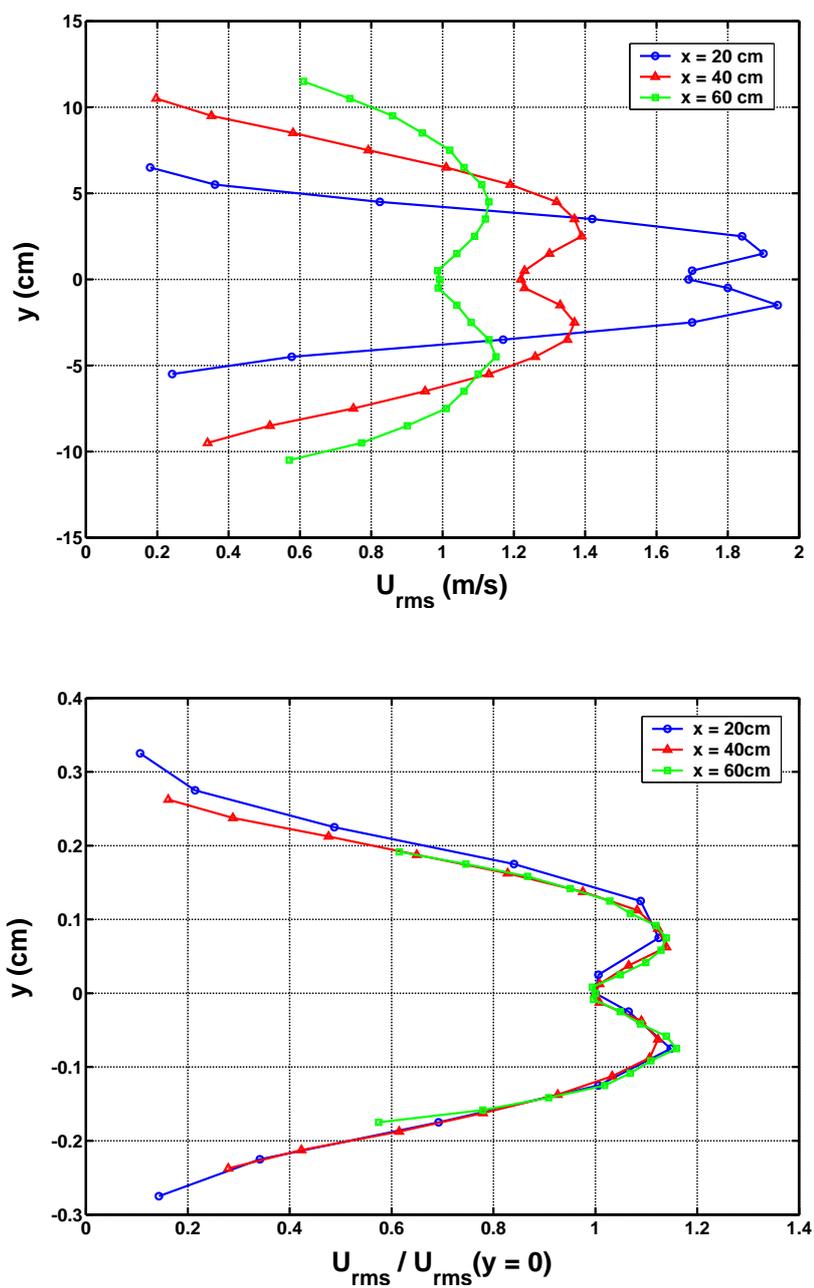


FIG. 5.9 – Profils verticaux de vitesse fluctuante longitudinale à 3 positions différentes selon l'axe  $x$  du jet. On observe l'autosimilarité des profils.

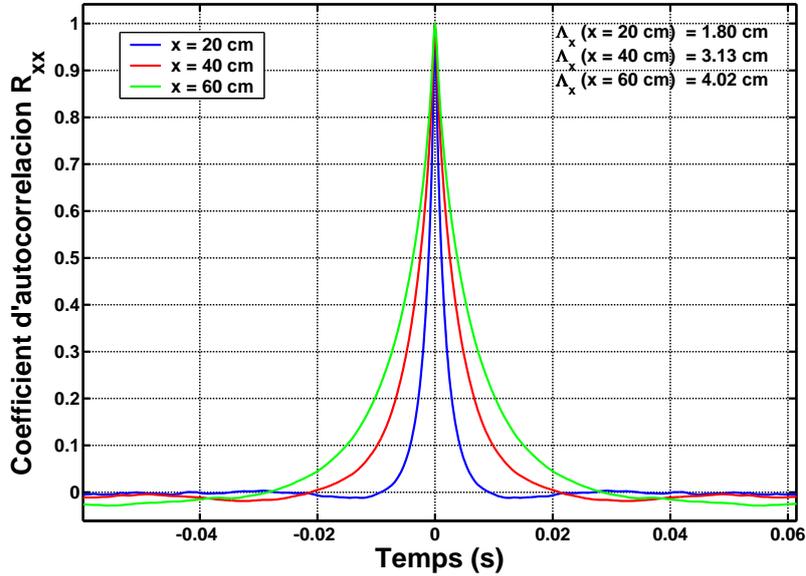


FIG. 5.10 – Fonctions d'autocorrélation de la vitesse longitudinale pour la mesure de la longueur intégrale  $\Lambda_{xx}^x$ .

uniquement de la partie positive de la corrélation, comme [118]. Il est nécessaire de remarquer que ces mesures ont été réalisées avec une même vitesse en sortie de la buse, et donc, lorsqu'on se déplace sur l'axe du jet, que la vitesse moyenne varie aussi. Le tableau 5.2 montre les valeurs obtenues pour différents vitesses et positions. Pour un jet plan, comme pour un jet axysimétrique, la longueur intégrale longitudinale augmente de façon linéaire avec la distance  $x$  [118].

En ce qui concerne la longueur de Taylor, la mesure est plus délicate, puisque pour avoir suffisamment des points autour de l'origine des temps il est nécessaire d'utiliser une fréquence d'échantillonnage plus élevée. On a utilisé ici une fréquence  $f = 100$  kHz. A partir de la fonction d'autocorrélation, on ajuste une parabole qui passe par les points près de l'origine, et on mesure le point d'intersection avec l'axe des abscisses, comme cela est représenté sur la figure 5.11. On applique ensuite l'hypothèse de Taylor. On a réalisé cette mesure à plusieurs vitesses et positions. La longueur de Taylor augmente lorsqu'on s'éloigne de la buse, mais l'évolution avec la vitesse est moins marquée. Aussi, la méthode pour mesurer cette longueur ne permet pas une assez grande précision pour identifier sa dépendance avec la vitesse. Quelques valeurs numériques pour la longueur de Taylor  $\lambda_{xx}^x$  sont présentées dans le tableau 5.3. Pour une distance  $x = 120$  cm, l'ordre de grandeur de  $\lambda_{xx}^x$  est 0.6 cm, tandis que celui de  $\Lambda_{xx}^x$  est de 3 cm.

$\Lambda_{xx}^x$ (cm)	x (cm)					
$U_m$ (m/s)	20	40	50	60	80	120
1.98					1.98	
3.29						4.74
4.68					2.74	
5.18				3.09		
5.54			2.31			
6.10		2.44				
8.3	1.30					
8.37	1.44					
11.41						5.85
19.22						5.66

TAB. 5.2 – Valeurs des longueurs intégrales longitudinales  $\Lambda_{xx}^x$  pour le jet plan à différentes vitesses et positions x.

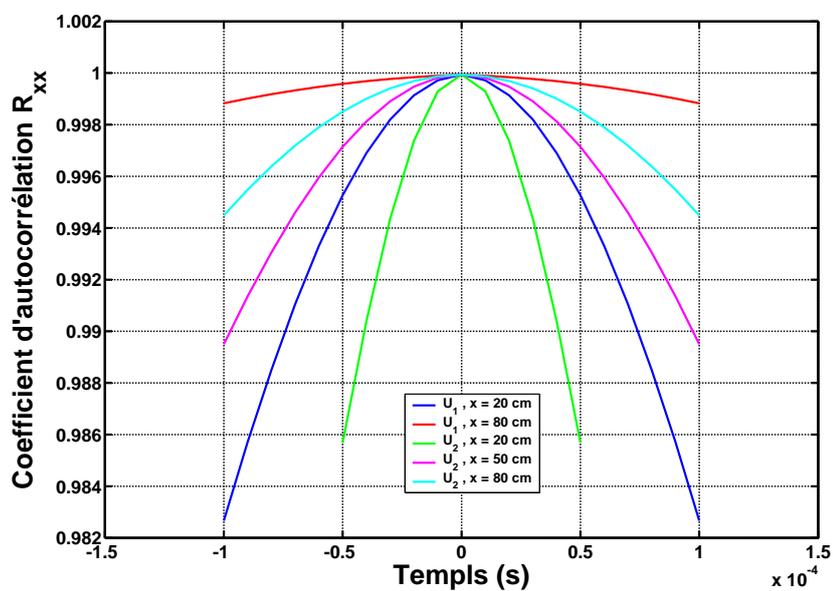


FIG. 5.11 – Fonctions d'autocorrélation de la vitesse longitudinale pour la mesure de la longueur de Taylor  $\lambda_{xx}^x$ .

$U_m$ (m/s)	3	8.3	5.54	1.99	4.68	3.29	11.41	19.22
x (cm)	20	20	50	80	80	120	120	120
$\Lambda_{xx}^x$	0.94	1.30	2.31	1.98	2.74	4.74	5.85	5.66
$\Lambda_{xx}^y$	0.61	0.51	1.14	1.72	1.67			
$\Lambda_{xx}^z$		0.58	1.17		1.63			
$\lambda_{xx}^x$	0.308	0.351	0.545	0.613	0.641	0.714	0.592	0.527

TAB. 5.3 – Valeurs des longueurs intégrales longitudinales  $\Lambda_{xx}^x$ , verticales  $\Lambda_{xx}^y$ , transversales  $\Lambda_{xx}^z$  et de la longueur de Taylor longitudinale  $\lambda_{xx}^x$  pour le jet plan à différentes vitesses et positions x.

La figure 5.12 montre les valeurs de la longueur intégrale et de Taylor pour différentes vitesses, et la même distance à la sortie de la buse que celle utilisée dans les expériences qui seront décrites dans les sections suivantes ( $x = 120$  cm).

Finalement, on a mesuré aussi la longueur intégrale dans les directions verticale  $\Lambda_{xx}^y$  et transversale  $\Lambda_{xx}^z$  selon l’axe du jet. Pour cela on a utilisé deux fil chauds, comme il a été déjà expliqué dans la section 5.2.2. Le montage pour mesurer ces corrélations croisées de vitesse en deux points et montré sur la figure 5.13. Les valeurs numériques se trouvent dans le tableau 5.3.

### 5.3 Corrélations croisées de vitesse, flux thermique et température

Pour commencer l’étude du processus d’injection de la chaleur dans une couche limite turbulente soumise à une turbulence extérieure, on a considéré les fonctions de corrélation entre les trois variables d’intérêt : vitesse extérieure, flux thermique à la paroi et température dans le sillage du capteur. On place le support profilé qui contient les 4 capteurs de flux thermique dans la région complètement développée du jet, à une distance de 120 cm de la buse. Le plan de la surface est parallèle au côté horizontal du jet, et le capteur étudié est placé dans l’axe de symétrie du jet. Dans le chapitre 4 on a montré que dans cette situation (angle d’incidence nul), la couche limite qui se développe sur le support est turbulente même à bas nombre de Reynolds. Ceci est important pour s’affranchir des effets de transition, puisque la turbulence extérieure favorise la transition de la couche limite [23]. Le montage est complété par la présence d’un fil chaud au dessus du capteur de flux thermique et d’une thermistance placée derrière le dépôt, dans le prolongement de la couche limite (figure 5.14). Le fil chaud, au dessus de la surface, est placé vers le bord aval du dépôt métallique, en évitant que le sillage du porte-sonde ne perturbe la mesure du flux sur le capteur. Dans cette configuration, seule le dépôt lisse  $R0$  a été testé.

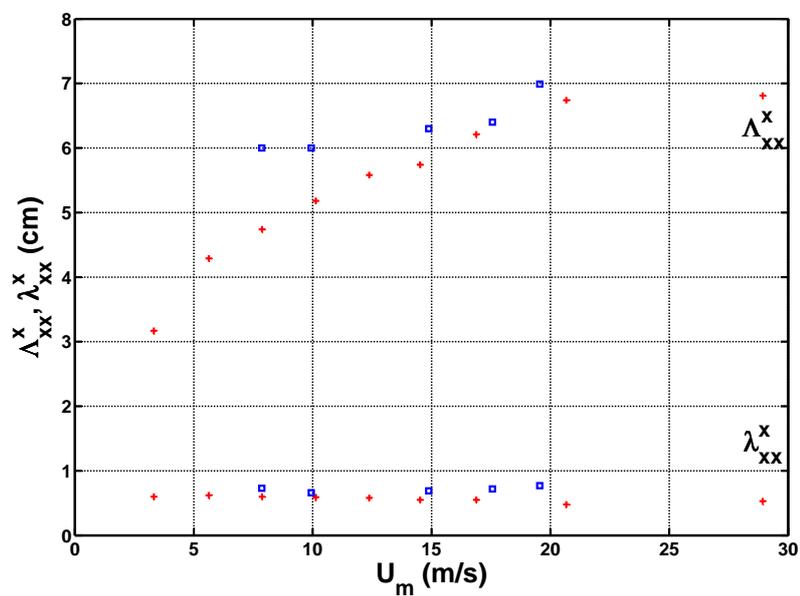


FIG. 5.12 – Evolution de la longueur intégrale longitudinale  $\Lambda_{xx}^x$  et de Taylor  $\lambda_{xx}^x$  avec la vitesse moyenne, pour les deux jets. Jet carré ( $\square$ ); jet plan (+).

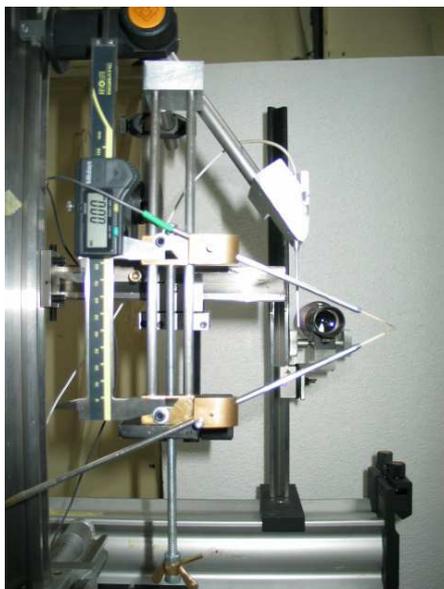


FIG. 5.13 – Montage avec deux fils chauds pour mesurer les corrélations croisées de vitesse en deux points, en fonction de la distance de séparation entre les deux fils.

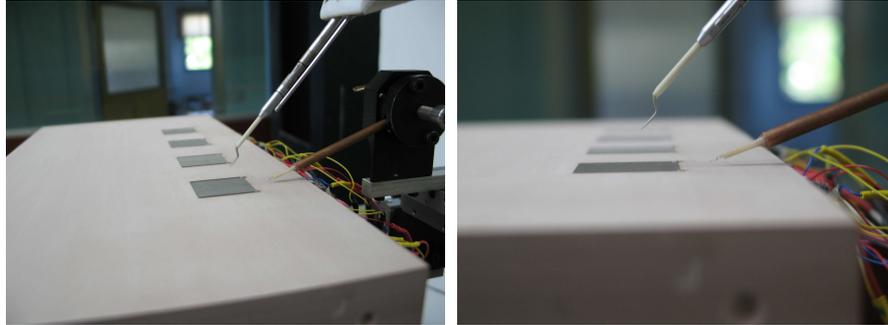


FIG. 5.14 – Montage du dépôt, du fil chaud et de la thermistance pour l'étude dynamique du flux thermique, de la vitesse et de la température.

Il est important de remarquer que le fil chaud utilisé permet de mesurer la vitesse perpendiculaire au fil, où la composante longitudinale de la vitesse est majoritaire. On n'aura donc pas accès à la statistique de la composante verticale, qui pourtant, doit jouer un rôle important dans le processus de transfert. Les études réalisés par Maciejewski et Moffat [107, 108] avec une configuration très similaire à celle utilisée ici (jet libre turbulent incident sur une plaque plane à température constante) montrent que  $u' \approx w' \approx 0.7v'$  et donc on considère que les fluctuations de vitesse longitudinale  $u'$  caractérisent de façon raisonnable l'état des deux autres composantes, et les résultats sont aussi présentés en termes de  $u'$ .

Pour diminuer le temps de réponse du capteur de température et avoir accès à la dynamique du scalaire passif injecté par le dépôt métallique, on a choisi une micro-thermistance de forme sphérique, de  $130 \mu\text{m}$  de diamètre de type BO5KA103N Thermometrics, qui est un capteur de température extrêmement sensible, de l'ordre de  $400 \Omega/\text{K}$  avec une alimentation de  $50 \mu\text{A}$ . Elle est constituée d'un matériau semi-conducteur dont la résistance varie en fonction de la température. La thermistance utilisée est du type CTN (Coefficient de Température Négatif) et donc sa résistance diminue avec la température. Elle est montée sur un support en céramique amorcé au ciment. Ce capteur atteint des fréquences de l'ordre de  $200 \text{ Hz}$ . La figure 5.15 montre une image de la thermistance utilisée, à travers d'une loupe de fort agrandissement.

L'objectif de cette manipulation est de trouver un lien entre la vitesse extérieure incidente à la couche limite, le flux thermique collecté par ces structures externes et la température convectée dans le sillage du dépôt. Le fil chaud est placé en dehors de la couche limite dynamique, qui se développe

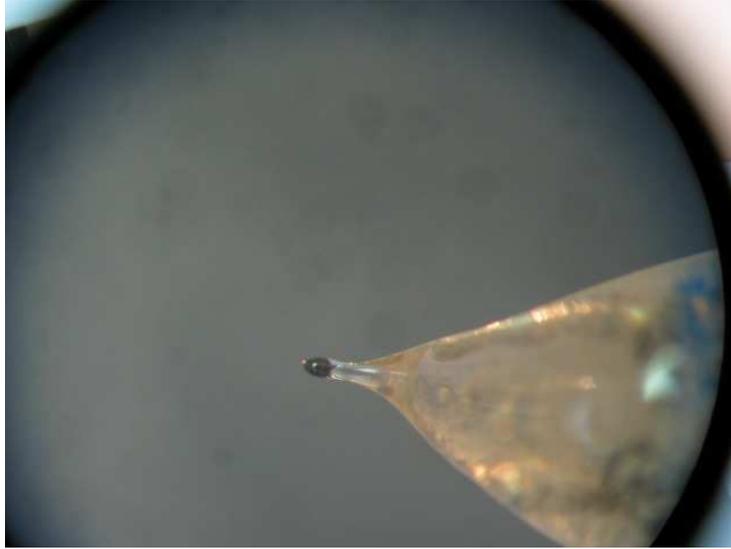


FIG. 5.15 – Image de la thermistance utilisée pour les mesures dynamiques de température. Le diamètre du capteur est  $130\ \mu\text{m}$ .

depuis l'extrémité amont du support, et il est aussi placé à l'extérieur de la couche limite thermique qui se développe sur le capteur, ce qui empêche une contamination du signal de vitesse due à la température de la surface. La thermistance est placée juste derrière le dépôt, très près de la paroi, à l'intérieur de la couche limite thermique à l'aval du capteur. Le montage est présenté dans la figure 5.14.

Les 3 signaux sont acquis de façon simultanée avec une carte National Instrument<sup>TM</sup> PCI-4452, qui possède 4 voies indépendantes, échantillonnées sur 16-bit chacune. La fréquence d'acquisition est de 30 kHz et l'on utilise une interface Labview<sup>TM</sup> pour l'affichage et le post-traitement. Pour chaque mesure, la convergence est atteinte pour la fenêtre temporelle d'intérêt.

### 5.3.1 Résultats avec le jet carré

Une fois le support placé dans l'écoulement à une vitesse moyenne de 11 m/s, on mesure le profil moyen de vitesse, qui correspond à un profil typique de couche limite turbulente, avec une épaisseur  $\delta_{99\%}$  de 7.5 mm et une vitesse de frottement de  $U_\tau = 0.38\ \text{m/s}$  déduite de la zone logarithmique. L'épaisseur  $\delta_t$  de la couche limite thermique a aussi été mesurée, avec un thermocouple type K, et elle vaut environ 3 mm. Pour réaliser les mesures en régime dynamique, on alimente le dépôt avec une puissance électrique moyenne de 3.4 W, et le capteur est maintenu à une température constante de 54.0 °C. La température du jet est de 18.0 °C. On place le fil chaud au-dessus du dépôt, à une distance verticale de 12 mm, et la thermistance est

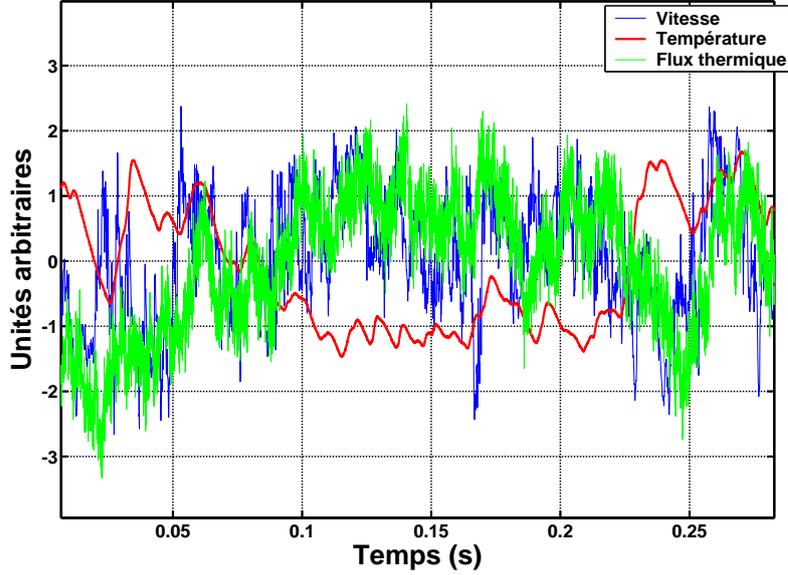


FIG. 5.16 – Signaux normalisés de vitesse (bleu), de flux thermique (vert) et de température (rouge). Le fil chaud est placé à l'extérieur de la couche limite, au dessus du capteur de flux thermique. La thermistance est placée dans le sillage du dépôt, très près de la paroi.

située juste en aval du dépôt, à une distance verticale de 1 mm à la paroi.

La figure 5.16 montre un exemple de l'évolution temporelle typique de trois signaux normalisés. Dans cette figure on observe la bonne corrélation entre les signaux de flux thermique et de vitesse, mais on constate un comportement opposé pour le signal de température. Holmberg et Pestian [110] ont aussi observé une forte corrélation entre les fluctuations de vitesse et celles de flux thermique pariétal.

On a étudié ces corrélations de façon quantitative, à partir des fonctions de corrélation croisée  $\langle uq \rangle$ ,  $\langle ut \rangle$  et  $\langle qt \rangle$ . Par exemple, pour le cas de  $\langle uq \rangle$ , le coefficient de corrélation temporelle est calculé comme

$$R_{uq}(\tau, x, y, z) = \frac{1}{u_{rms} q_{rms}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^{+T} u(x, y, z, t) q(t + \tau) dt, \quad (5.11)$$

où  $q$  est la fluctuation du flux thermique moyenné sur toute la surface sensible et  $u$  est la fluctuation locale de vitesse longitudinale.

Le calcul des coefficients de corrélation croisées confirme les observations de la figure 5.16. Les résultats sont montrés sur la figure 5.17, avec une

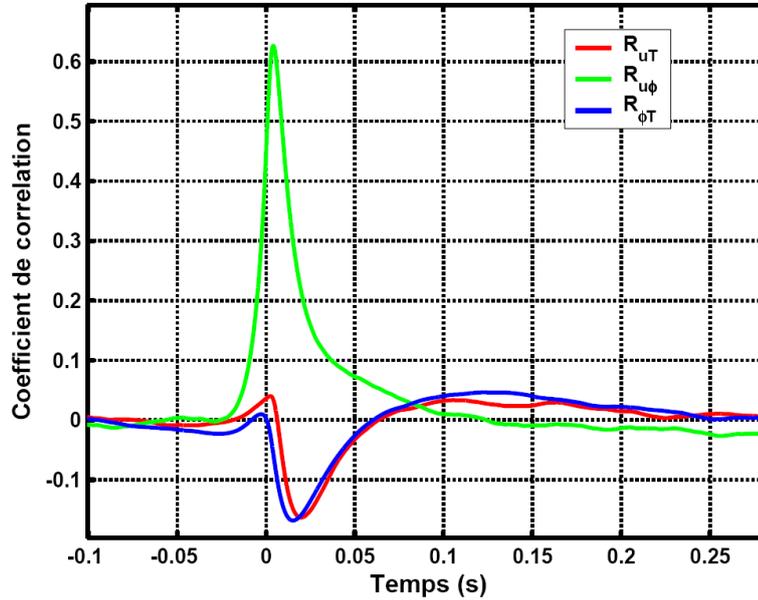


FIG. 5.17 – Coefficients de corrélation  $R_{u\phi}$ ,  $R_{uT}$  et  $R_{\phi T}$ .

corrélation positive entre la vitesse et le flux thermique, mais une corrélation négative pour la température. On obtient un maximum de corrélation  $R_{uq}$  assez élevé, proche de 0.6, ce qui indique que le transfert thermique est fortement contrôlé par les fluctuations  $u'$  de l'écoulement incident, en accord avec les travaux de Moss et Oldfield [119] et ceux de Charnay *et al.* [44] qui stipulent que les grandes structures pénètrent à l'intérieur de la couche limite jusqu'à la paroi. Une deuxième observation intéressante est que le maximum de corrélation ne coïncide pas avec  $\tau = 0$ , mais il existe un délai temporel entre les fluctuations de vitesse de la turbulence incidente qui passent par le fil chaud et leur effet de refroidissement à la paroi.

En ce qui concerne les corrélations avec la température, on obtient des valeurs d'anticorrélation autour de -0.15. Ce résultat peut être expliqué de la façon suivante : une structure très rapide reste pendant moins longtemps sur la surface chaude, et ne peut donc "récolter" autant de scalaire qu'une structure plus lente.

Cet argument semble satisfaisant pour expliquer la corrélation négative entre vitesse et température, mais il paraît difficile de justifier comment une augmentation de flux thermique à la paroi se traduit par une diminution de la température dans le sillage. Pour simplifier le problème, on peut imaginer une structure isolée de vitesse  $U$  et de température  $T_0$ , qui pénètre dans la zone chauffée, au voisinage de la paroi. La puissance emportée par cette

structure est reliée a son augmentation de température par l'expression

$$q = \dot{m} c_p \Delta T \propto \rho U c_p \Delta T \quad , \quad (5.12)$$

où  $\Delta T$  est la différence de température de la structure turbulente avant et après passage sur le capteur ( $\Delta T = T_{sillage} - T_0$ ). De cette façon on obtient

$$\Delta T \propto \frac{q}{U} \quad . \quad (5.13)$$

D'un autre côté, on sait que

$$q = S h(T_p - T_0) \quad , \quad (5.14)$$

et comme  $(T_p - T_0)$  est une constante, le flux thermique  $q$  est uniquement fonction de  $h$  et donc de la vitesse. On a déjà prouvé que cette dépendance était de la forme (3.5), donc  $q \propto U^{0.8}$ . L'expression (5.13) prend ainsi la forme

$$\Delta T \propto \frac{U^{0.8}}{U} = U^{-0.2} \quad , \quad (5.15)$$

ce qui montre qu'une augmentation de vitesse provoque une diminution de l'incrément de température du fluide tout en augmentant le flux thermique.

L'observation d'un coefficient de corrélation négatif entre vitesse et température est aussi rapporté par Shafi *et al.* [38]. Ceci est en accord avec l'association observée entre les streaks de basse et grande vitesse avec les régions de grande et basse température respectivement [38].

### 5.3.2 Résultats avec le jet plan

Plusieurs séries de mesures ont été réalisées pour trouver les conditions de vitesse moyenne et le positionnement du fil chaud qui donnent les plus grandes valeurs de corrélation entre vitesse et flux thermique avec un jet plan.

On décrit maintenant l'une de ces études, réalisée avec la même configuration que celle montrée sur la figure 5.14, pour une vitesse moyenne de 15 m/s. On montre dans un premier temps les profils de vitesse moyenne et l'écart-type dans la couche limite (figure 5.18). A partir de la région logarithmique du profil de vitesse moyenne on estime une vitesse de frottement de l'ordre de 0.7 m/s. On peut observer que l'épaisseur de la couche limite  $\delta$  est de 20 mm environ. De cette figure on peut aussi déduire une intensité de turbulence de l'écoulement extérieur,  $I = 19\%$ , très proche de celle du jet carré.

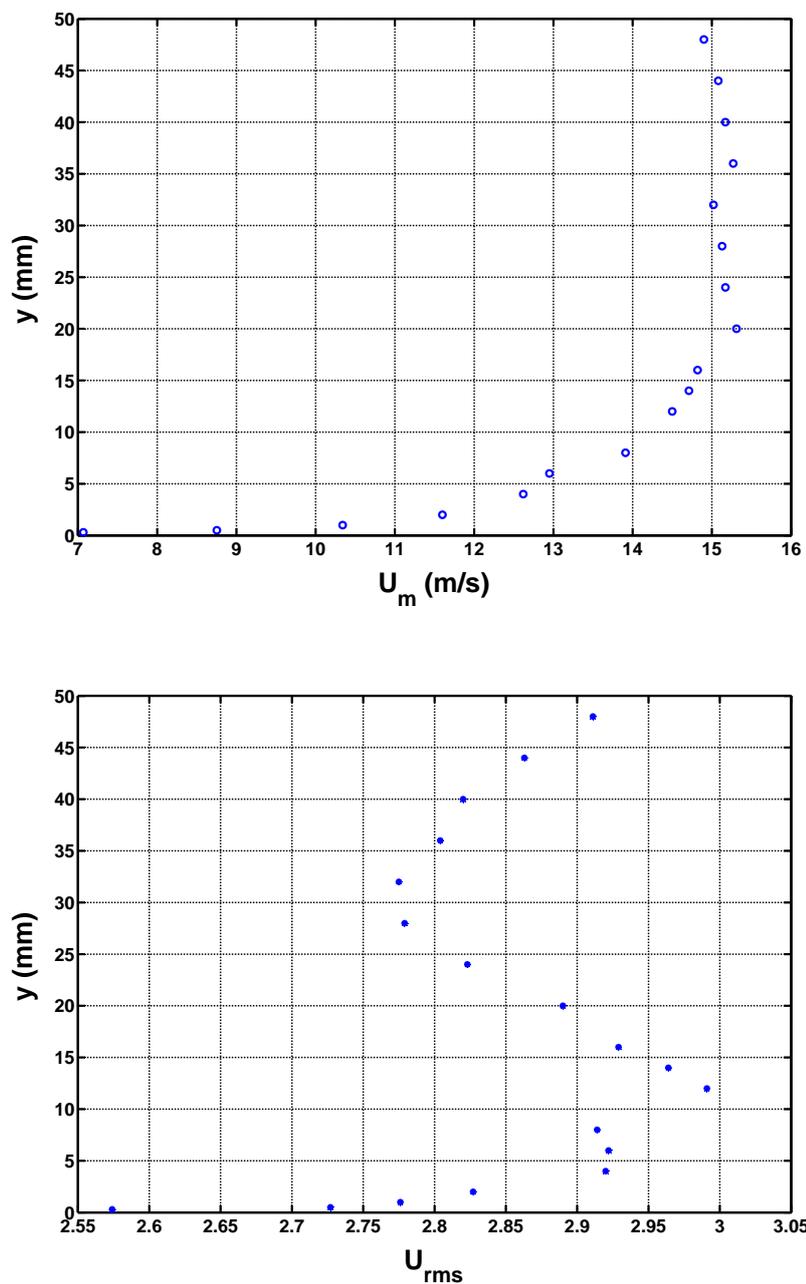


FIG. 5.18 – En haut, profil de vitesse moyenne de la couche limite turbulente soumise à une turbulence extérieure. En bas, profil de l'écart-type de la vitesse.

Sur la figure 5.19 apparaissent les trois courbes  $R_{uq}$ ,  $R_{ut}$  et  $R_{qt}$  pour une position du fil chaud  $y = 20$  mm. Les résultats sont différents de ceux obtenus avec le jet carré (section 5.3.1). En effet, on observe deux changements importants :

- Pour les trois courbes, la corrélation se maintient sur des temps  $\tau$  plus importants, et elle converge lentement vers zéro.
- Par rapport aux résultats avec le jet carré, le pic de corrélation de  $R_{uq}$  est beaucoup plus petit, avec un maximum autour de 0.22. Le contraire arrive pour  $R_{qt}$ , qui augmente sa valeur dans le cas du jet plan (-0.22 face à -0.15). Le coefficient  $R_{ut}$  reste lui au même niveau, avec un minimum autour de -0.11.

La corrélation entre la vitesse et le flux thermique montre toujours un délai temporel du même ordre de grandeur qu'avec le jet carré, autour de 0.002 s. Holmberg et Diller [119] considèrent que le pic de corrélation est près de la fréquence correspondant à l'échelle intégrale de la turbulence. Si on calcule cette échelle à partir du délai temporel pour le maximum de corrélation et de la vitesse moyenne on obtient

$$L = \tau_{max} U_{ext} = 3 \text{ cm}, \quad (5.16)$$

qui est précisément l'ordre de grandeur de l'échelle intégrale pour cet écoulement (tableau 5.3). Le temps de retard entre l'instant où une structure passe par le fil et l'instant où elle arrive à la surface dépend donc de la géométrie et de la vitesse moyenne de la structure.

La conclusion principale de ces mesures est que les niveaux de corrélation sont notamment moins élevés dans le cas d'un jet plan que dans celui du jet carré. Aussi, la forme des fonctions de corrélation est différente, mais il y a cependant des points en commun, comme c'est le cas du signe des coefficients de corrélation. La forme et la taille des structures turbulentes paraît donc primordiale dans le processus de refroidissement d'une surface par convection forcée. Une étude plus approfondie sur la géométrie des échelles de ces deux écoulements s'impose donc, avant d'approfondir dans l'analyse des fonctions de corrélation entre vitesse, température et flux thermique. Ce travail dépasse les objectifs de cette thèse, et donc il n'a pas été réalisé.

## 5.4 Étude spectrale

Un autre indicateur statistique très utilisé dans l'étude de la turbulence est le spectre de puissance ou spectre d'énergie, qui donne, pour le cas de la vitesse, une information sur la quantité d'énergie contenue dans une certaine gamme de longueurs d'onde. On a mesuré les spectres temporels de puissance pour la vitesse extérieure à la couche limite, ainsi que pour la température du sillage, et le spectre d'amplitude du flux thermique échangé par le dépôt, dans les mêmes conditions de fonctionnement que pour la mesure des fonctions de

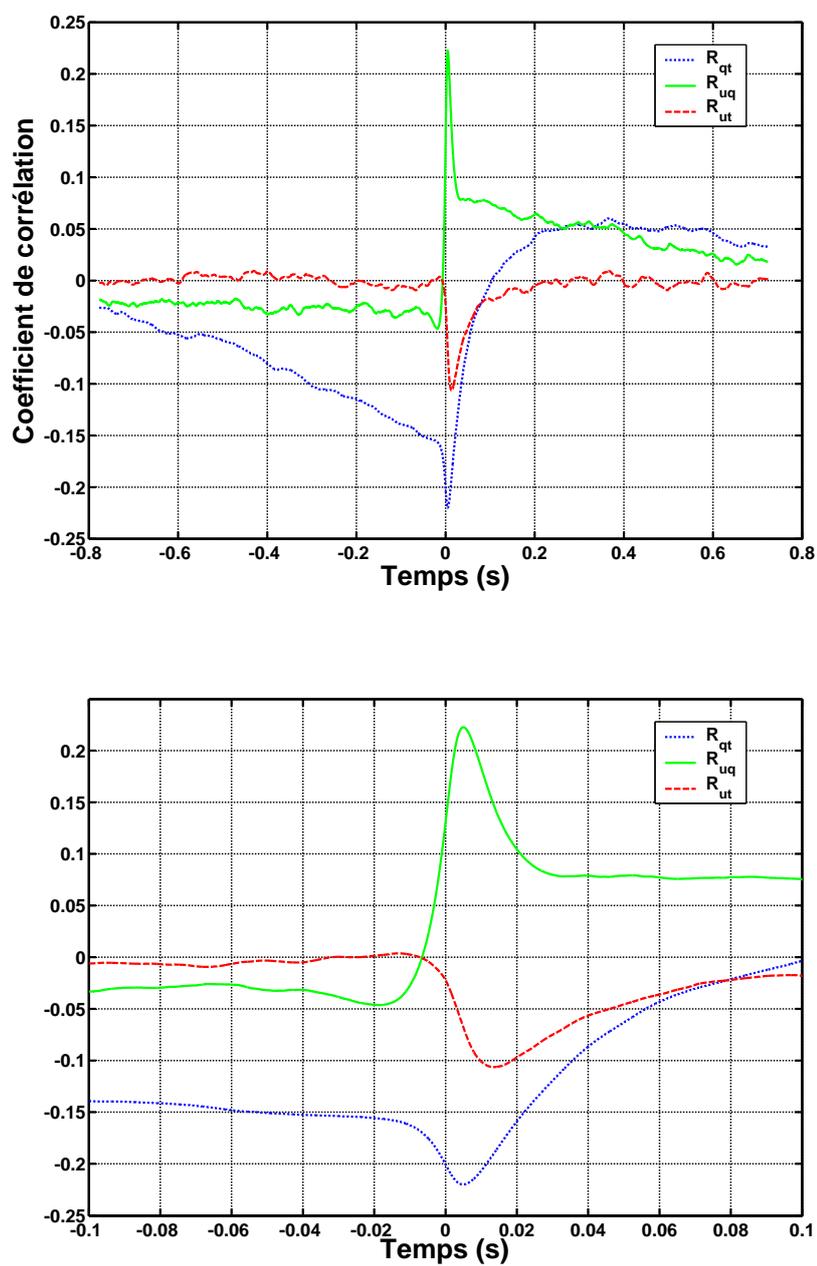


FIG. 5.19 – En haut, coefficients de corrélation croisées  $R_{uq}$ ,  $R_{ut}$  et  $R_{qt}$  à l'extérieur de la couche limite ( $y = 20$  mm). En bas, zoom de la figure.

corrélation. La relation entre les spectres temporels mesurés et les spectres spatiaux dépend de l'applicabilité de l'hypothèse de Taylor. Pour le cas de la vitesse, et comme le fil chaud est placé à l'extérieur de la couche limite, on peut appliquer l'hypothèse de Taylor, mais ceci est moins clair pour le cas du flux thermique à la paroi et pour la température dans le sillage. En effet, l'hypothèse de Taylor ne peut être appliquée dans une couche limite turbulente que pour des positions éloignées de la paroi [12]. On présente cependant les résultats obtenus avec l'utilisation de cette hypothèse, en ayant en mémoire des réserves.

#### 5.4.1 Résultats avec le jet carré

Le spectre de puissance de chaque signal, calculé avec une fenêtre de type Hanning, est montré sur la figure 5.20. Pour le flux thermique on calcule le spectre de  $V^2$ ,  $V$  étant la tension aux bornes du dépôt, qui est reliée à la puissance électrique  $\phi$  par  $\phi = V^2/R$ , la résistance  $R$  du dépôt est constante grâce à la régulation électronique. Ainsi, le spectre de puissance de la tension  $V$  aux bornes du dépôt correspond au spectre d'amplitude du flux thermique convectif.

La fréquence d'acquisition est de 30 kHz, et pour s'affranchir du bruit électronique qui pourrait contaminer les résultats, on filtre le signal de flux thermique avec un filtre passe-bas de fréquence 2 kHz. La figure 5.20 montre qu'on atteint des fréquences allant jusqu'à 1 kHz avec notre système de mesure de flux thermique.

Les résultats montrent un spectre de vitesse qui présente un comportement en  $f^{-5/3}$ , caractéristique de la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique pour une turbulence complètement développée. Cependant, le spectre de température présente une loi d'échelle en  $-7/3$ , et non pas en  $-5/3$ , comme prédit par Obukhov and Corsin [120] et retrouvé dans des expériences de turbulence de grille ou en présence d'un cisaillement (jet) [111]. Contrairement à ces travaux, le capteur de température est ici placé très près de la source de chaleur, c'est-à-dire, de la source d'injection du scalaire. En effet, le comportement du champ de scalaire est déterminé par deux processus physiques : d'une part, l'injection de chaleur par l'action combinée de l'écoulement et de la diffusion ; et d'autre part, le mélange dû aux étirements et repliements successifs créés par les structures dynamiques de l'écoulement, puis à l'action finale de la diffusivité moléculaire qui tend à uniformiser le champ de scalaire [112]. Dans le cas présent, on étudie la statistique du scalaire très près de la source d'injection. La température est donc complètement pilotée par la dynamique du flux thermique, d'où un comportement différent de celui observé dans les travaux antérieurs. Finalement, on peut aussi observer que la zone inertielle du spectre de température s'étend à des fréquences inférieures à celle de la zone inertielle de la vitesse, comme c'est aussi le cas en turbulence de grille.

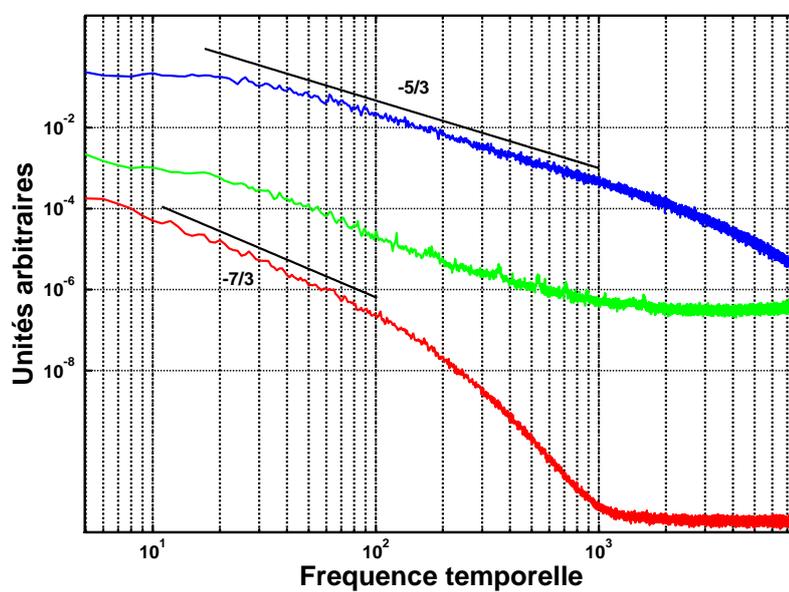


FIG. 5.20 – Spectres de puissance pour la vitesse (bleu, en haut) et la température (rouge, en bas), et spectre d'amplitude pour le flux thermique (vert, au milieu). Les lignes droites parallèles aux courbes représentent une pente de  $-5/3$  et  $-7/3$  respectivement.

On s'intéresse aussi au comportement fréquentiel du flux thermique. On constate sur la figure 5.20 que l'on ne peut pas identifier une loi d'échelle caractéristique de la région inertielle. En effet, la pente du spectre paraît se placer entre l'exposant  $-5/3$  observé sur la vitesse et l'exposant  $-7/3$  observé sur la température. Pour mieux clarifier ce comportement, on a réalisé des mesures de spectres pour différents valeurs de vitesse moyenne externe.

Les figures 5.21 et 5.22 montrent les résultats pour 4 valeurs différentes de la vitesse extérieure incidente. Pour mettre en évidence une loi d'échelle on représente les spectres compensés, c'est-à-dire, multipliés pour la fréquence élevée à une certaine puissance. Si la courbe résultante présente un plateau horizontal, le coefficient utilisé correspond à l'inverse de l'exposant de la loi recherchée.

Cette représentation confirme les lois d'échelle pour la vitesse (en  $f^{-5/3}$ ) et pour la température (en  $f^{-7/3}$ ), qui ne varient pas avec le nombre de Reynolds. Cependant, on observe un comportement particulier pour le spectre de flux thermique. A petites vitesses, la loi d'échelle paraît plus proche de  $f^{-5/3}$ , mais avec l'augmentation de vitesse on observe une évolution vers un comportement en  $f^{-7/3}$ .

Holmberg et Pestian [110] mesurent le spectre de flux thermique dans la couche limite en présence d'une turbulence extérieure. Ils trouvent une très forte similitude avec le spectre de la vitesse incidente et ils concluent que le spectre du champ de vitesse fluctuant de la turbulence extérieure peut être utilisé pour déterminer le spectre de flux thermique à l'intérieur de la couche limite, mais une étude sur les pentes de ces spectres et leur évolution avec le nombre de Reynolds est manquante. Aussi, la pente de ses spectres paraît dépendre de la position  $y$  du capteur à l'intérieur de la couche limite.

Si l'on assimile le flux de chaleur convectif dans la couche limite au flux de scalaire dans une turbulence homogène et isotrope en vitesse avec un gradient moyen de température, on retrouve tout un ensemble d'études théoriques et expérimentales [121, 122, 117, 123, 124].

Le flux de scalaire est dans ce cas la corrélation croisée de vitesse et scalaire,  $\overline{u_j \theta}$  [123]. Son spectre est calculé à partir de la corrélation en deux points séparés d'une distance  $r$  et du calcul de la transformé de Fourier [117]

$$F_{u_j \theta}(\vec{K}) = FT[\overline{u_j(\vec{x})\theta(\vec{x} + \vec{r})}] \quad . \quad (5.17)$$

Même si le champ de scalaire n'est pas isotrope, le spectre est axisymétrique autour de l'axe du gradient de scalaire. L'homogénéité, la linéarité de l'équation du scalaire et l'incompressibilité permet de décrire le spectre du flux de scalaire par une fonction scalaire  $F_{w\theta}(K)$  [117].

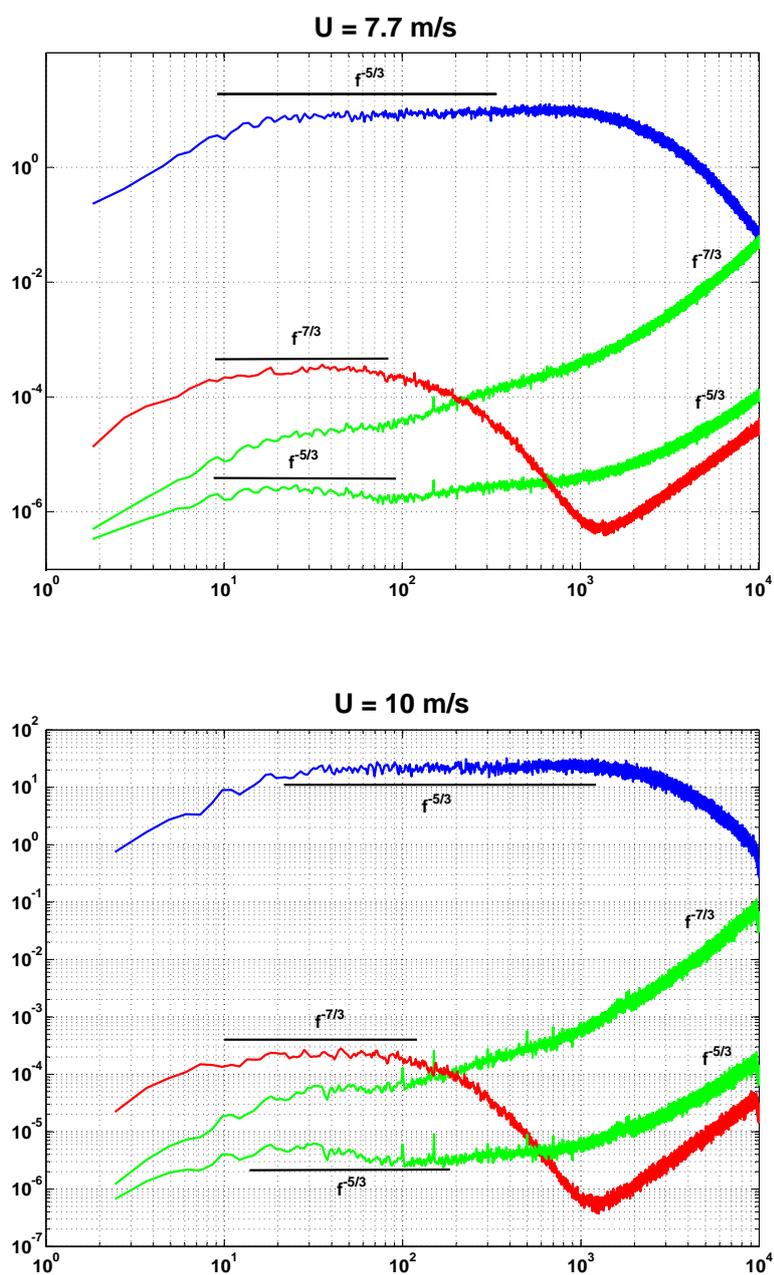


FIG. 5.21 – Spectres de puissance pour la vitesse (bleu) et la température (rouge), et spectre d'amplitude pour le flux thermique (vert). Les spectres sont compensés avec les coefficients indiqués sur la figure.

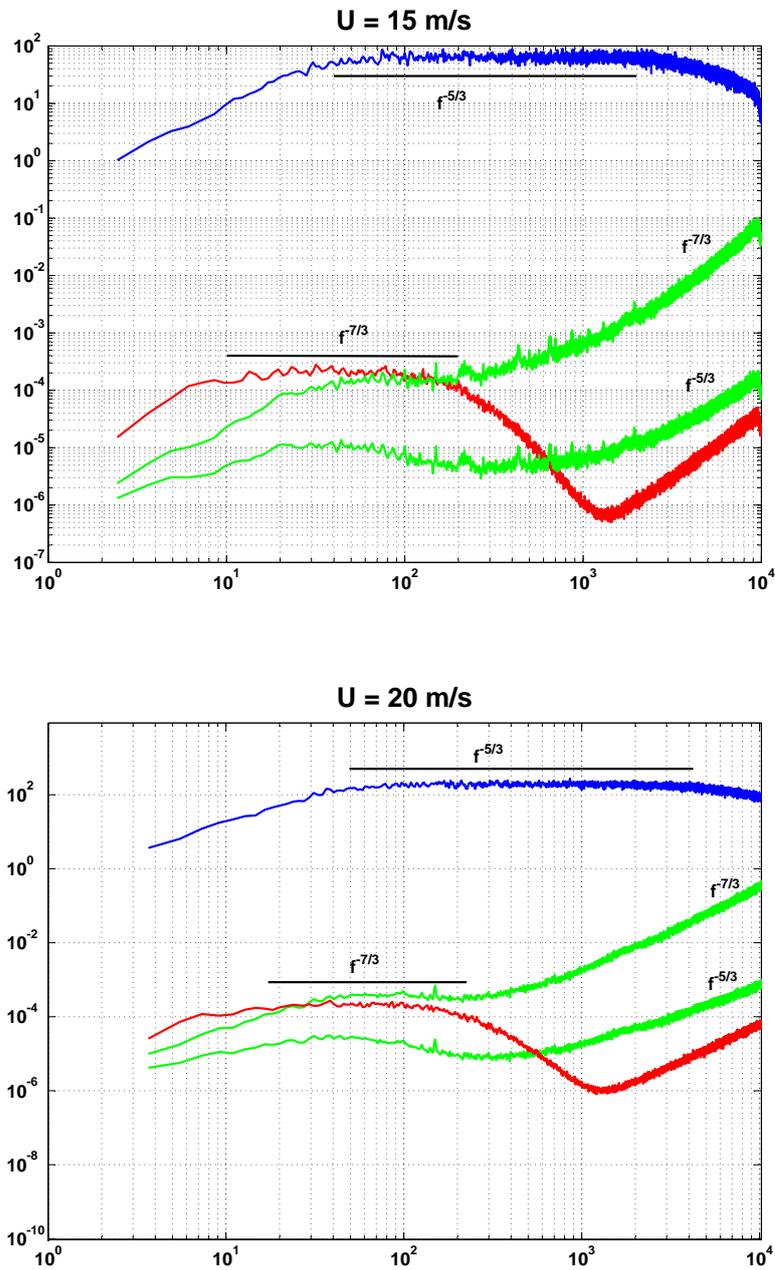


FIG. 5.22 – Spectres de puissance pour la vitesse (bleu) et la température (rouge), et spectre d'amplitude pour le flux thermique (vert). Les spectres sont compensés avec les coefficients indiqués sur la figure.

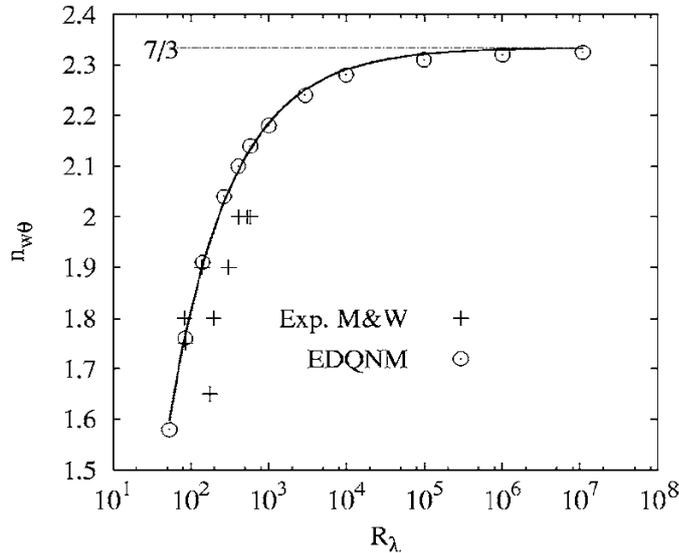


FIG. 5.23 – Exposant de la zone inertielle du spectre de flux de scalaire en fonction de  $Re_\lambda$ . Les résultats EDQNM sont comparés aux expériences de Mydlarski et Warhaft [123].

Lumley, en 1965, a montré par analyse dimensionnelle que cette grandeur a une dépendance dans le domaine fréquentiel qui est, pour la zone inertielle du spectre, en  $k^{-7/3}$  [111] :

$$F_{w\theta}(K) \approx \Gamma \epsilon^{1/3} K^{-7/3} \quad , \quad (5.18)$$

à grand nombre de Reynolds. Cette analyse se base sur l'hypothèse que la zone inertielle du spectre est gouvernée par les quantités  $\epsilon$ ,  $K$  et  $\Gamma$ .

Cependant, dans la plupart des expériences réalisées en soufflerie ou dans l'atmosphère on retrouve des valeurs plus petites pour l'exposant du nombre d'onde  $k$ , qui vont entre  $-5/3$  et  $-2$  [124], et qui sont fonction du nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor,  $Re_\lambda$ . La figure 5.23 montre les résultats de Bos *et al.* [123] obtenus avec un modèle EDQNM. L'exposant  $-7/3$  n'est obtenu que pour des nombres de Reynolds  $Re_\lambda$  très élevés, que l'on ne rencontre même pas dans l'atmosphère.

### Pente locale du spectre

Les spectres compensés des figures 5.21 et 5.22 permettent d'avoir une idée sur la loi d'échelle de la région inertielle du spectre, mais ils ne constituent pas une mesure précise de cette pente. Pour calculer la valeur du coefficient  $\alpha$  pour une loi du type  $E \sim f^\alpha$  on peut utiliser la méthode de la pente locale.

Cette méthode consiste à calculer la pente de l'ajustement linéaire des points expérimentaux pour de petits intervalles glissants de fréquence, jusqu'à parcourir tous les données de la représentation logarithmique. Si l'on représente ensuite le coefficient retrouvé pour chaque intervalle, en fonction de la fréquence initiale de l'intervalle, on peut mettre en évidence une loi d'échelle grâce à l'apparition d'un plateau au niveau du coefficient  $\alpha$  concerné. Cette méthode a comme avantage de fournir une estimation précise d'un exposant de loi d'échelle, mais elle a tendance à réduire de façon considérable l'intervalle d'observation de cette pente.

On a utilisé cette méthode pour calculer les lois d'échelles des spectres mesurés pour le jet carré. Les résultats sont montrés sur la figure 5.24. La valeur de ces pentes en fonction du nombre de Reynolds  $Re_\lambda = u_{rms}\lambda/\nu$  est représentée sur la figure 5.25. L'expression empirique proposée par Bos *et al.* [123] pour une turbulence homogène et isotrope est aussi représentée, en on peut observer une proximité avec les données expérimentales obtenues dans ce cas pour une couche limite thermique avec turbulence extérieure.

L'obtention de même comportement pour certains indicateurs d'une turbulence anisotrope que pour un écoulement isotrope a déjà été rapporté dans plusieurs configurations [125]. Bos *et al.* ont montré aussi l'effet du cisaillement moyen dans la dépendance avec le nombre de Reynolds de la loi d'échelle du spectre de flux de scalaire [126]. Ceci est peut-être à l'origine de la dispersion des points expérimentaux. Aussi, on peut observer dans la figure 5.23 que les mesures expérimentales de Mydlarski et Warhaft ont une dispersion importante. Cependant, en conformité avec les résultats numériques et expérimentaux présentés en [123] et [126], l'exposant  $-7/3$  prévu par Lumley n'est pas obtenu pour des nombres de Reynolds  $Re_\lambda$  très élevés, mais la pente du spectre de flux thermique varie entre  $-5/3$  et  $-7/3$  dans la fourchette des nombres de Reynolds considérés.

#### 5.4.2 Résultats avec le jet plan

Les résultats de l'analyse spectrale des trois signaux avec un jet plan sont équivalents à ceux du jet carré. Les figures 5.26, 5.27, et 5.28 montrent les spectres temporels de la vitesse incidente, du flux thermique et des fluctuations de la température dans le sillage du dépôt pour des vitesses externes croissantes. Pour le cas du jet plan, on obtient des résultats similaires à ceux de la section 5.4.1 correspondant au jet carré, et qui montrent pour la vitesse une loi d'échelle en  $f^{-5/3}$ , pour la température une loi d'échelle en  $f^{-7/3}$ , et un flux thermique qui évolue entre  $f^{-5/3}$  et  $f^{-7/3}$  lorsque la vitesse moyenne externe augmente.

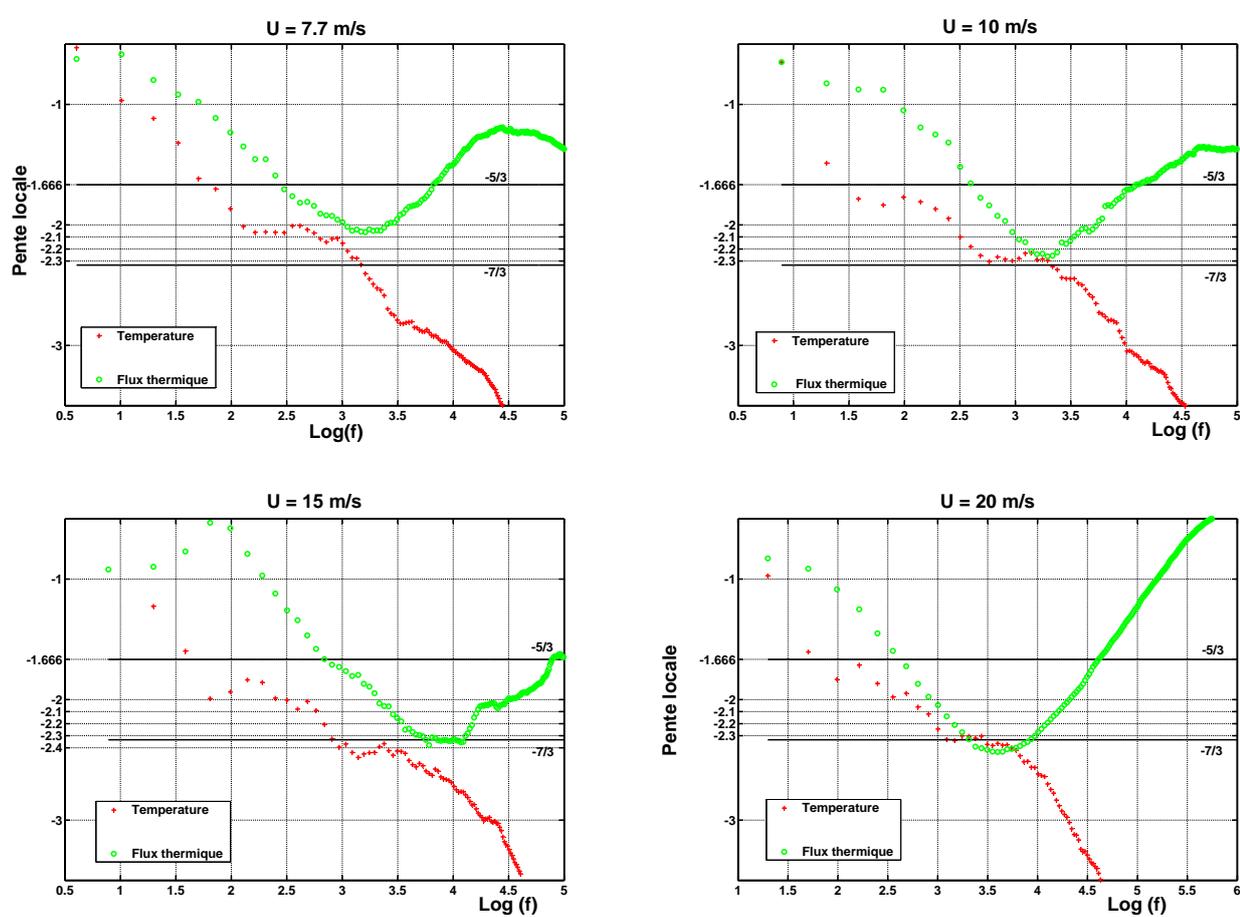


FIG. 5.24 – *Pentes locales pour les spectres de flux thermique (o) et température (+) à différentes vitesses moyennes. Résultats avec le jet carré.*

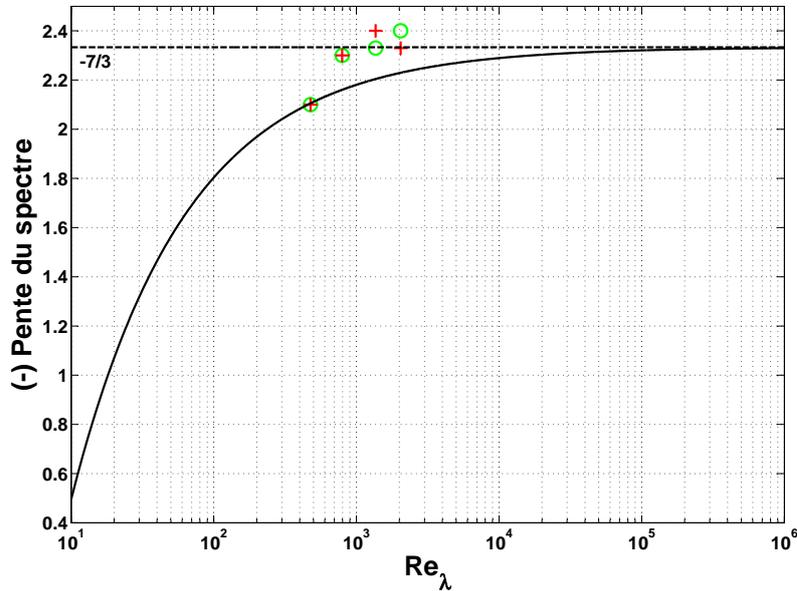


FIG. 5.25 – Évolution des pentes du spectre de flux thermique (o) et de température (+) en fonction du nombre de Reynolds  $Re_\lambda$ . Comparaison avec l'expression empirique proposée par Bos et al. [123]. Résultats avec le jet carré.

### Pente locale du spectre

On applique la même méthode de la pente locale pour les résultats du jet plan. On peut voir les résultats sur la figure 5.29, ainsi que l'évolution en fonction du nombre de Reynolds  $Re_\lambda$  sur la figure 5.30. Pour le cas du jet plan on observe une plus grande séparation entre les lois d'échelle du flux thermique et de la température. Ces résultats confirment les observations précédentes. Le comportement prédit par l'analyse dimensionnelle et les modèles numériques pour une turbulence homogène et isotrope est retrouvé expérimentalement pour le flux thermique pariétal dans une couche limite turbulente soumise à une turbulence extérieure.

Finalement, il faut cependant tenir compte du fait que la situation est celle d'une couche limite, et non pas d'une turbulence homogène et isotrope. On peut justifier la relation entre le flux thermique mesuré à la paroi et le flux de scalaire  $\overline{u_j \theta}$  à partir d'un raisonnement concernant la conservation du frottement dans la couche limite interne [127]. On peut faire l'analogie avec le cas d'une surface chauffée sur laquelle se développe une couche limite turbulente. Le flux thermique moyen peut s'exprimer comme

$$\phi = c_p \overline{u_j \theta} + \lambda \left( \frac{\partial \overline{T}}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (5.19)$$

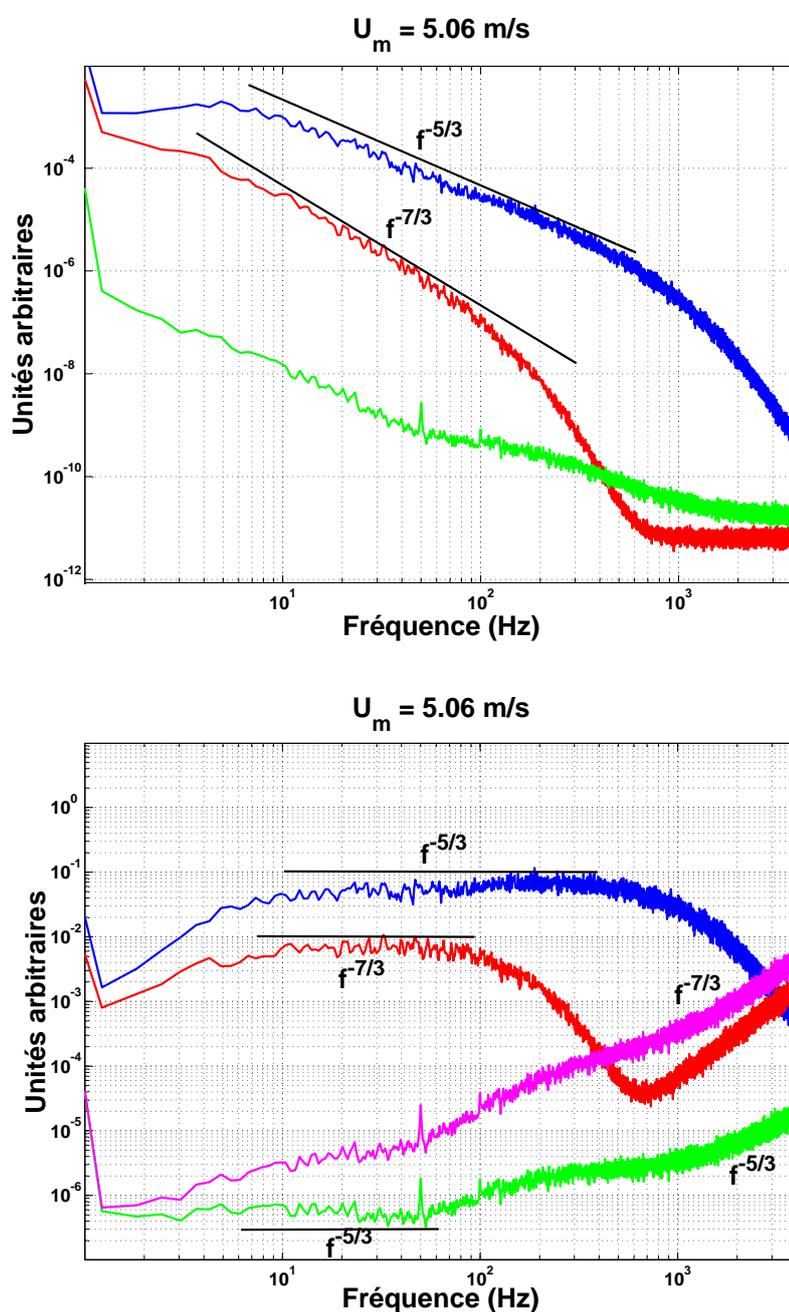


FIG. 5.26 – En haut, spectres de puissance de la vitesse et de la température, et spectre du flux thermique pour une vitesse moyenne externe de 5.06 m/s. En bas, spectres compensés avec les différentes lois d'échelles possibles. Bleu : vitesse, rouge : température, magenta : flux thermique compensé en  $-7/3$ , et vert : flux thermique compensé en  $-5/3$ .

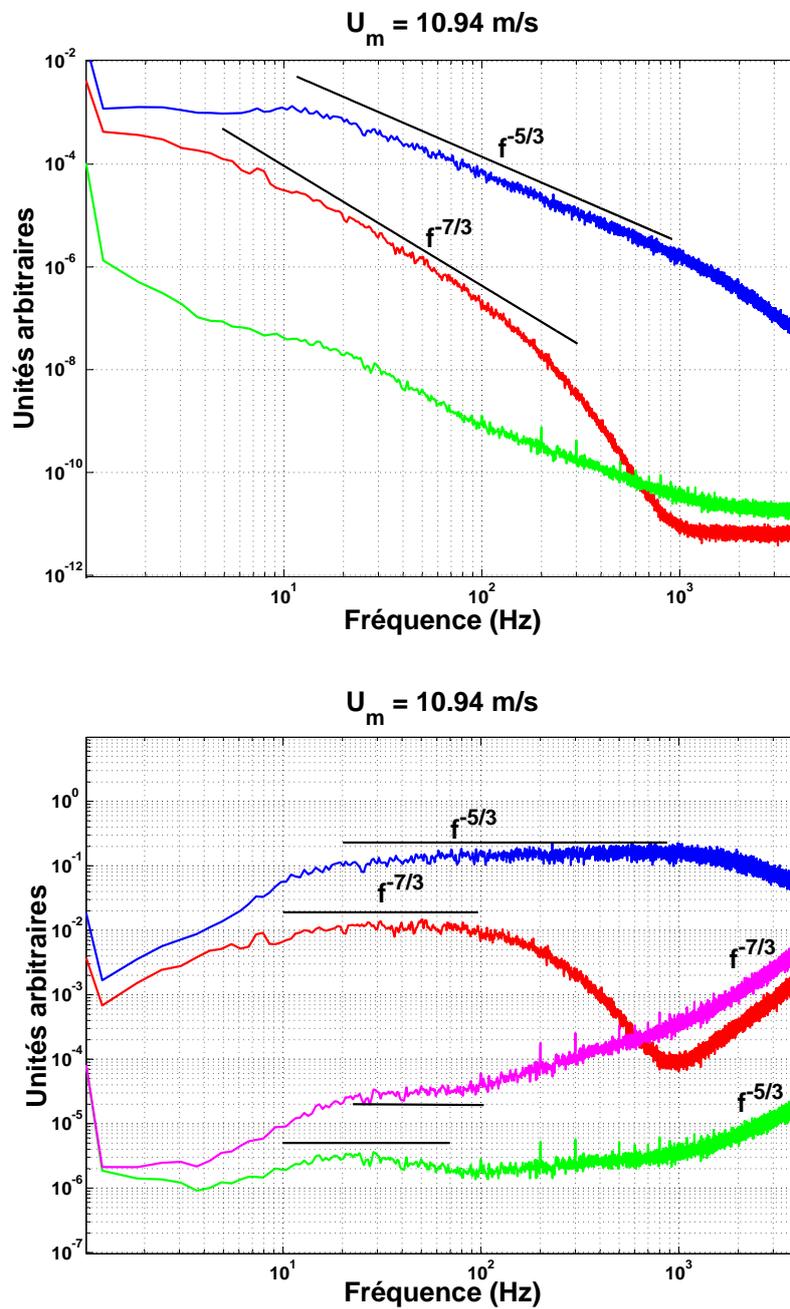


FIG. 5.27 – En haut, spectres de puissance de la vitesse et de la température, et spectre du flux thermique pour une vitesse moyenne externe de  $10.94 \text{ m/s}$ . En bas, spectres compensés avec les différentes lois d'échelles possibles. Bleu : vitesse, rouge : température, magenta : flux thermique compensé en  $-7/3$ , et vert : flux thermique compensé en  $-5/3$ .

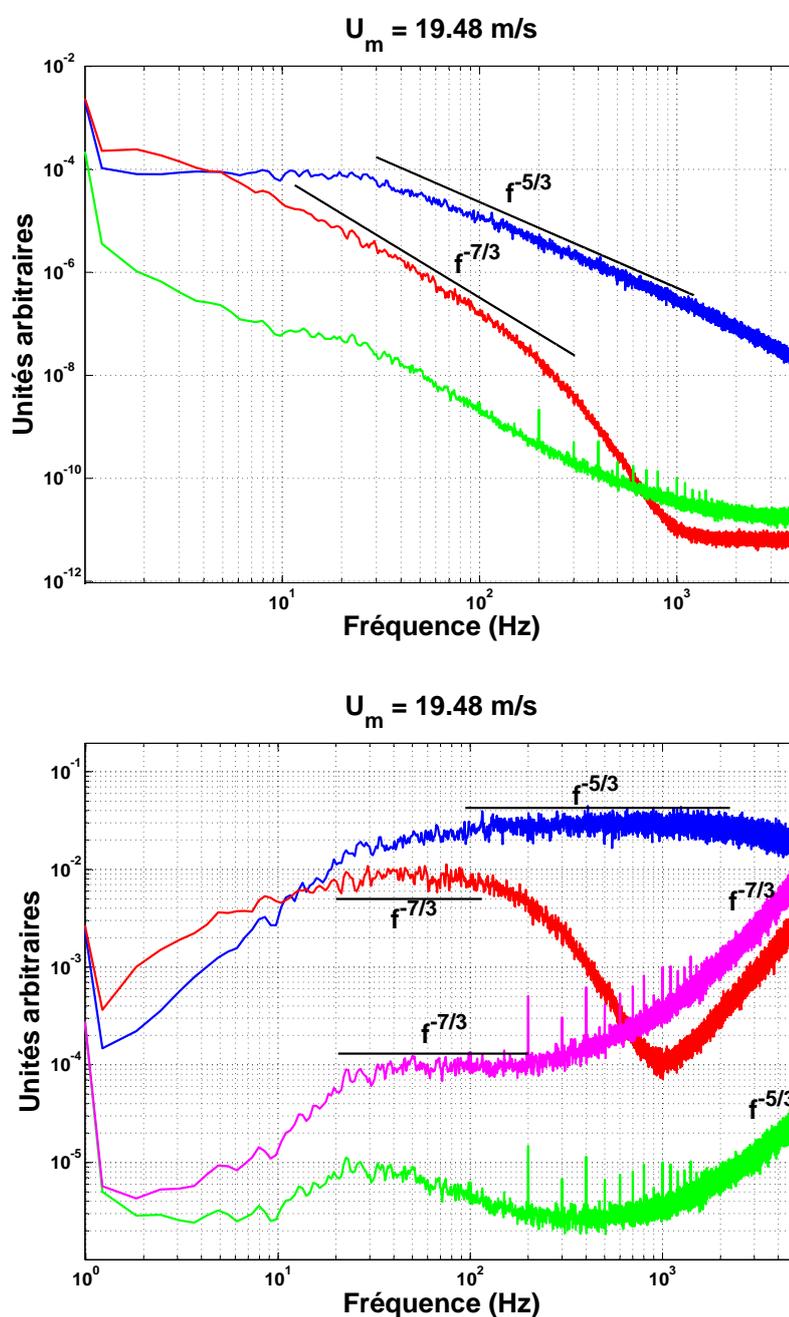


FIG. 5.28 – En haut, spectres de puissance de la vitesse et de la température, et spectre du flux thermique pour une vitesse moyenne externe de 19.48 m/s. En bas, spectres compensés avec les différentes lois d'échelles possibles. Bleu : vitesse, rouge : température, magenta : flux thermique compensé en  $-7/3$ , et vert : flux thermique compensé en  $-5/3$ .

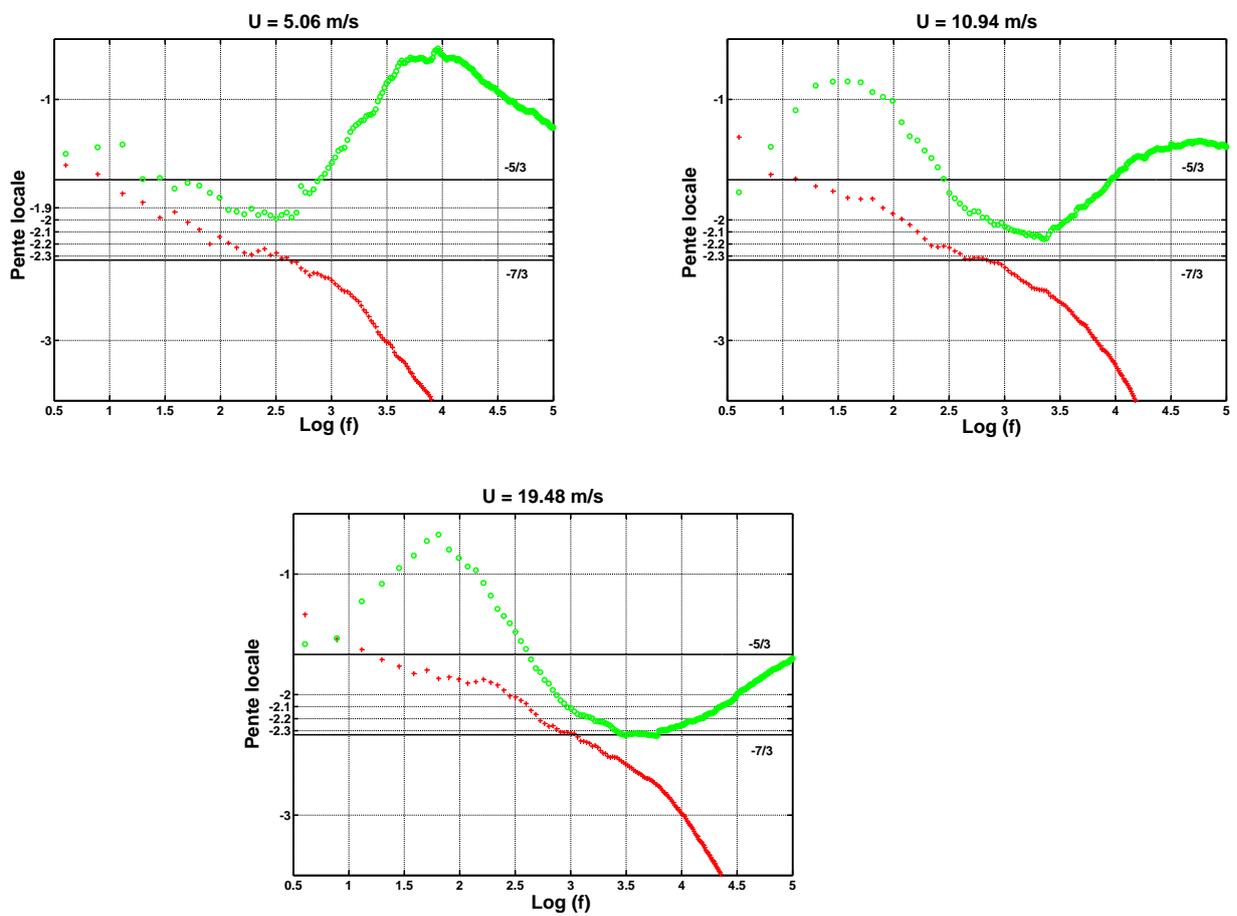


FIG. 5.29 – Pentes locales pour les spectres de flux thermique (o) et de température (+) à différentes vitesses moyennes. Résultats avec le jet plan.

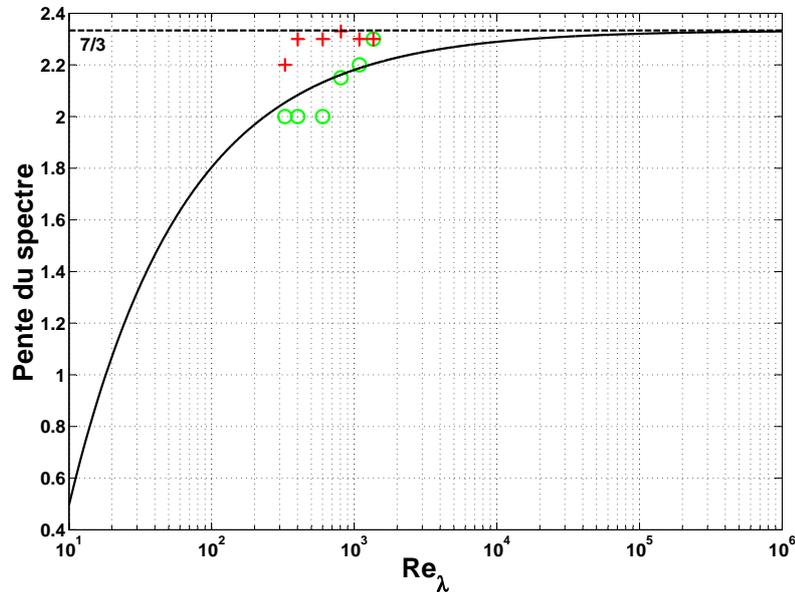


FIG. 5.30 – Evolution des pentes du spectre de flux thermique (o) et de température (+) en fonction du nombre de Reynolds  $Re_{\lambda}$ . Comparaison avec l'expression empirique proposée par Bos et al. [123]. Résultats avec le jet plan.

A la paroi, la vitesse est nulle et le transfert thermique se réalise uniquement par conduction selon

$$\phi = \lambda \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right)_{y=0}, \quad (5.20)$$

Lorsqu'on s'éloigne de la paroi, ce terme diminue progressivement, et le transport de scalaire se réalise par la convection turbulente traduite par le terme  $\overline{u_j \theta}$ . La progression de ces deux termes est schématisée sur la figure 5.31. La somme de ces deux contributions reste constante à travers toute la couche limite, de façon à ce que le flux thermique mesuré à la paroi corresponde bien au flux de scalaire.

## 5.5 L'influence de la rugosité en présence d'une turbulence extérieure

### 5.5.1 Introduction

Tous les résultats présentés dans la section antérieure pour la dynamique du flux thermique en présence d'une turbulence extérieure incidente à la couche limite ont été obtenus pour le dépôt lisse  $Ro$ . D'autre part, dans le chapitre 3 on a montré que la micromorphologie de surface augmentait le transfert de chaleur en fonction de la distribution tridimensionnelle des mo-

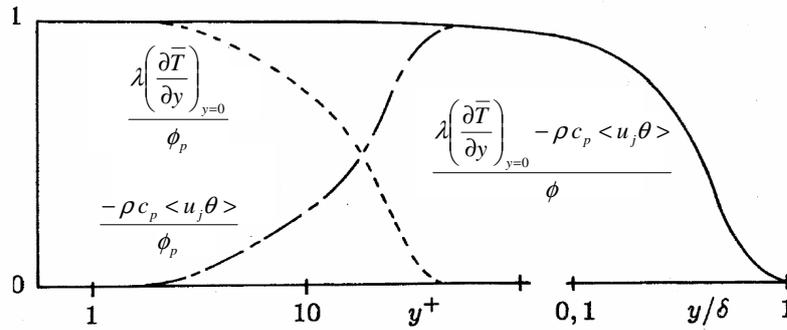


FIG. 5.31 – Schéma de l'évolution des termes de transfert de flux thermique par diffusion et par convection dans la couche limite.  $\phi_p$  est le flux thermique pariétal. La figure est adaptée du cas équivalent pour le frottement [127].

tifs rugueux. Deux questions se posent maintenant :

- Cet effet existe-t-il toujours en présence de turbulence extérieure ?
- Les performances dynamiques sont-elles les mêmes pour les quatre surfaces ? C'est-à-dire, peut-on expliquer les résultats statiques grâce à l'étude dynamique de flux thermique pour les quatre surfaces ?

L'un des principaux effets de la turbulence extérieure sur la structure de la couche limite turbulente est son épaissement. Ainsi, pour une intensité de turbulence  $I = 1\%$ , la couche limite est de 10-15 % plus épaisse, et pour  $I > 6\%$ , l'épaisseur augmente beaucoup avec l'intensité turbulente de l'écoulement extérieur, associée à une augmentation de la pente du profil très près de la paroi [128]. Une région de sillage, qui peut dépendre de la longueur intégrale, apparaît alors dans les profils de vitesse moyenne. Les mêmes effets s'observent dans les profils de couche limite thermique [128]. Ces modifications dans les profils moyens pourraient avoir un effet sur la façon dont la rugosité de la surface interagit avec l'écoulement.

Dans cette section, on essaie de répondre aux questions formulées. Un seul handicap se présente : le test réalisé dans la section 3.2 et montré sur la figure 3.15 a détérioré le dépôt rugueux  $R1$  dont la loi d'étalonnage n'est plus valable. Pour cette raison, on utilisera pour les études statiques de cette section uniquement les dépôts  $R0$ ,  $R2$  et  $R3$ . La réponse dynamique, elle, ne dépend pas de la valeur moyenne de résistance, et donc le dépôt  $R1$  sera aussi utilisé pour les mesures de grandeurs fluctuantes.

### 5.5.2 Le transfert thermique global

Dans cette section on présente des mesures identiques dans le principe à celles réalisées dans la section 3.2 mais cette fois avec une turbulence externe à la couche limite. En effet, on cherche à savoir si ce sont les structures turbulentes générées à la paroi qui sont influencées par la rugosité de la surface, ou bien les structures extérieures qui dirigent les processus d'échange et qui peuvent être contrôlées ou non par la morphologie de la surface.

On place le support contenant les 4 capteurs dans la région turbulente du jet plan, à une distance de 120 cm de la sortie de la buse. Les trois dépôts  $R0$ ,  $R2$  et  $R3$  sont chauffés à une température de  $47.0^\circ\text{C}$ . Les nombres de Nusselt et de Reynolds sont calculés de la même façon que dans la section 3.2. Les résultats sont montrés sur la figure 5.32. Les deux premières observations sont :

- La loi d'échange (3.5) est toujours valable, avec une augmentation de 10% pour le nombre de Nusselt par rapport au cas sans turbulence extérieure. La présence de la turbulence extérieure est donc positive pour l'amélioration du transfert thermique, comme cela a déjà été observé [23], mais cette augmentation est beaucoup plus petite que celle retrouvée par d'autres chercheurs. Par exemple, Maciejewski et Moffat [107] rapportent une augmentation de 1.8 fois du transfert thermique en présence d'une turbulence extérieure de  $I = 20\%$ . Ceci constitue encore une preuve de l'importance de la forme et taille des structures de la turbulence extérieure.
- Il n'existe pas de différence mesurable avec notre technique entre le transfert thermique des trois surfaces.

Cela nous amène à trois conclusions importantes :

- La turbulence extérieure pilote complètement le processus de transfert de chaleur dans la couche limite, influençant même la sous-couche visqueuse, et la génération de turbulence à la paroi.
- La micromorphologie de surface n'interagit pas avec les structures turbulentes externes, puisque aucun effet de la présence de la rugosité n'est observé.
- L'augmentation du transfert observé dans le cas sans turbulence extérieur est due à l'action de la microrugosité de surface dans le cycle de production de turbulence à la paroi, et cet effet est effacé en présence d'une turbulence extérieure à la couche limite.

Le travail de Savill *et al.* indique que la sous-couche visqueuse joue un rôle très important dans l'interaction avec les perturbations externes [23]. L'interprétation de Kondjoyan suppose que le paramètre important pour décrire l'effet de la turbulence extérieure est le rapport entre la longueur intégrale de la turbulence et l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, qui est impliqué dans le mécanisme d'explosion ("bursting") [23]. Il n'est donc

pas surprenant que cette interaction détruit ou cache l'effet de la rugosité immergée dans la sous-couche visqueuse, comme il a été observé.

### 5.5.3 Les indicateurs statistiques

Dans le chapitre 3 on a mis en évidence l'augmentation du transfert thermique ainsi que la modification du profil de vitesse dans une couche limite turbulente grâce à l'action d'une micromorphologie de surface, complètement immergée dans la sous-couche visqueuse. L'interaction entre les structures turbulentes de la couche limite et les différents motifs rugueux change le processus de transfert dans la couche limite turbulente. Cependant, la façon dont cette interaction a lieu n'a pas encore été complètement expliquée. Pour cette raison, une étude de la réponse dynamique des 4 surfaces peut aider à la compréhension de ce phénomène.

Aussi, les effets quantitatifs de la rugosité de paroi sur les fluctuations de scalaire près de la source sont encore inconnues [129]. Pour le cas d'un panache de polluant près de la paroi, l'intensité des fluctuations de concentration est plus petite et décroît plus rapidement pour les surfaces rugueuses [129].

On a réalisé la même expérience déjà décrite pour la surface lisse, en plaçant le support dans la région turbulente du jet plan, à une vitesse moyenne de 11.4 m/s. Les spectres de flux thermique et de température dans le sillage pour les 4 dépôts sont montrés sur les figures 5.33 et 5.34. Aucune différence n'est observée dans le comportement des 4 dépôts, mise à part la différence de niveau du signal due aux différentes valeurs des résistances des dépôts. Cette observation est cohérente avec les résultats pour le transfert thermique global en présence d'une turbulence incidente. La turbulence extérieure détruit l'interaction entre les motifs rugueux et la turbulence de la couche limite, et donc aucun effet n'est observé.

En ce qui concerne les corrélations croisées, de faibles différences sont observables entre les dépôts  $R0$  et  $R1$ , mais la fonction de corrélation est très sensible à d'autres paramètres comme les positions précises du fil et de la thermistance, la température ambiante ou le temps de convergence. Pour cette raison, on ne peut pas affirmer la présence de différences significatives dans les fonctions de corrélation.

## 5.6 Conclusions

La technique expérimentale présentée dans le chapitre 2 et validée dans le chapitre 3 pour la mesure globale de flux thermique convectif sur une surface soit lisse, soit rugueuse, est aussi apparue dans ce chapitre comme un outil pour l'étude statistique du flux de chaleur et de l'injection d'un scalaire passif dans une couche limite turbulente en présence d'une turbulence externe

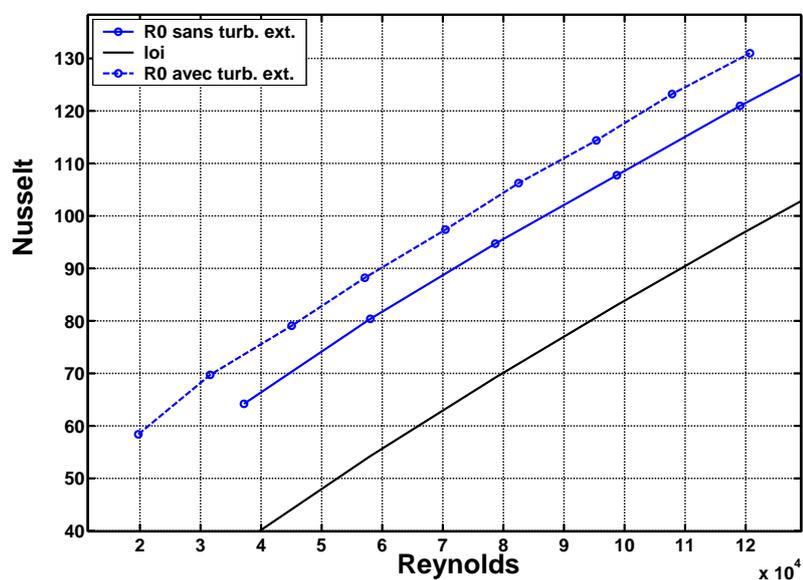
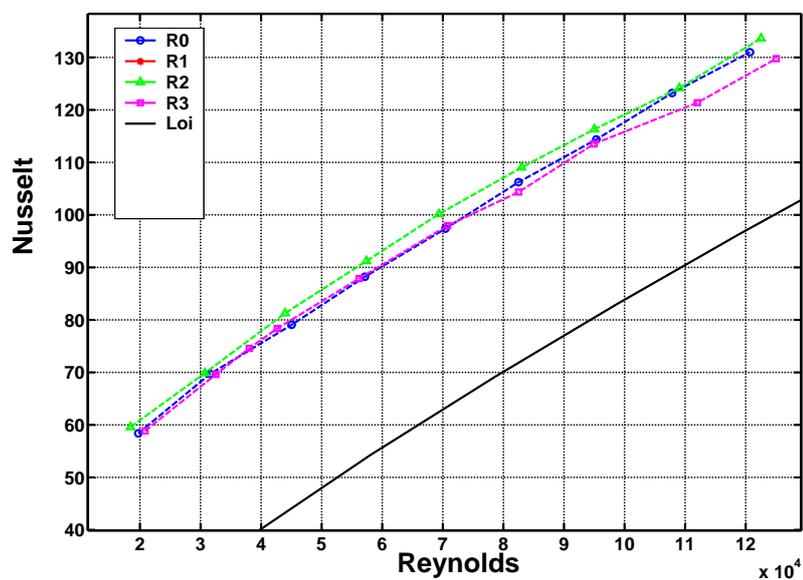


FIG. 5.32 – En haut, nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds pour les 3 dépôts R0, R2 et R3. L'écoulement externe à la couche limite turbulente est aussi turbulent. En bas, comparaison entre le cas sans turbulence extérieure (ligne continue) et avec turbulence (ligne pointillée) pour le dépôt lisse.

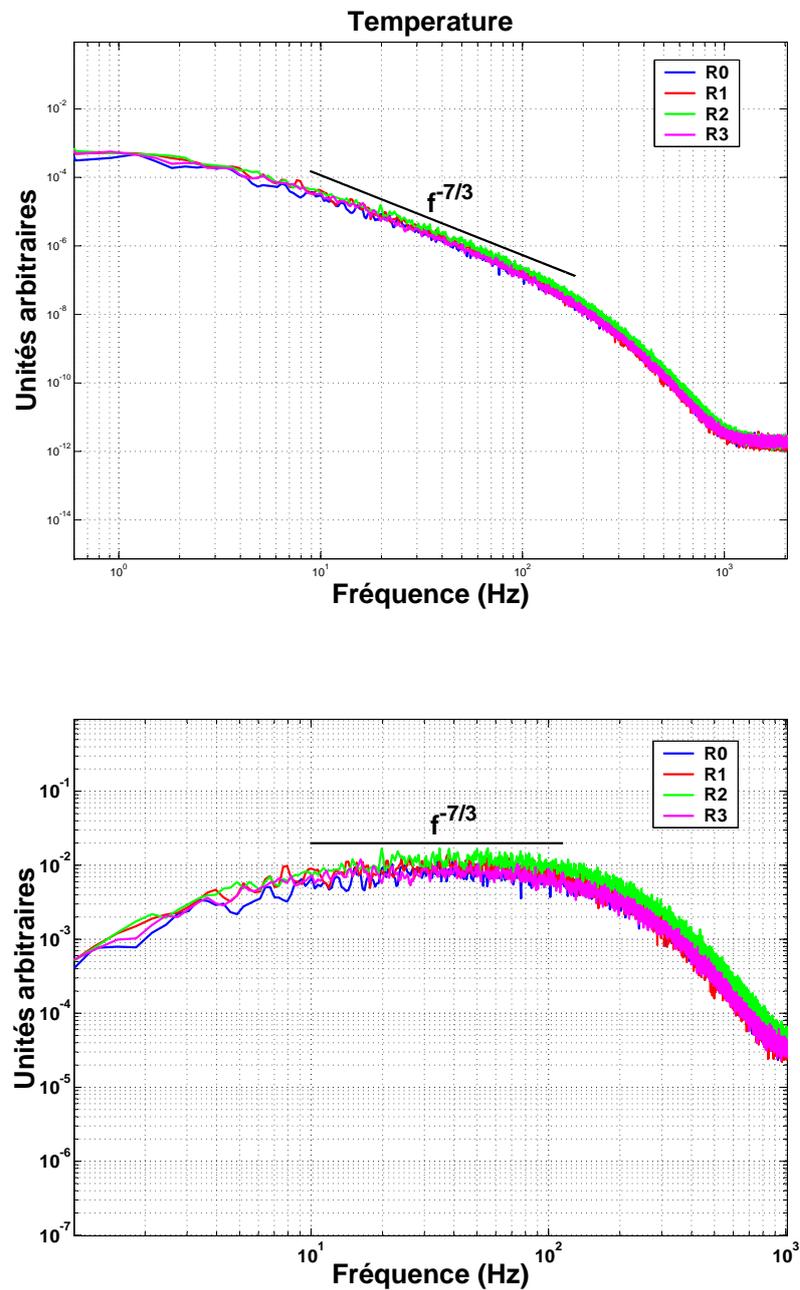


FIG. 5.33 – En haut, spectres de puissance de température dans le sillage des dépôts R0, R1, R2 et R3 pour une vitesse moyenne externe de 11.4 m/s. En bas, spectres compensés avec un exposant en  $-7/3$ .

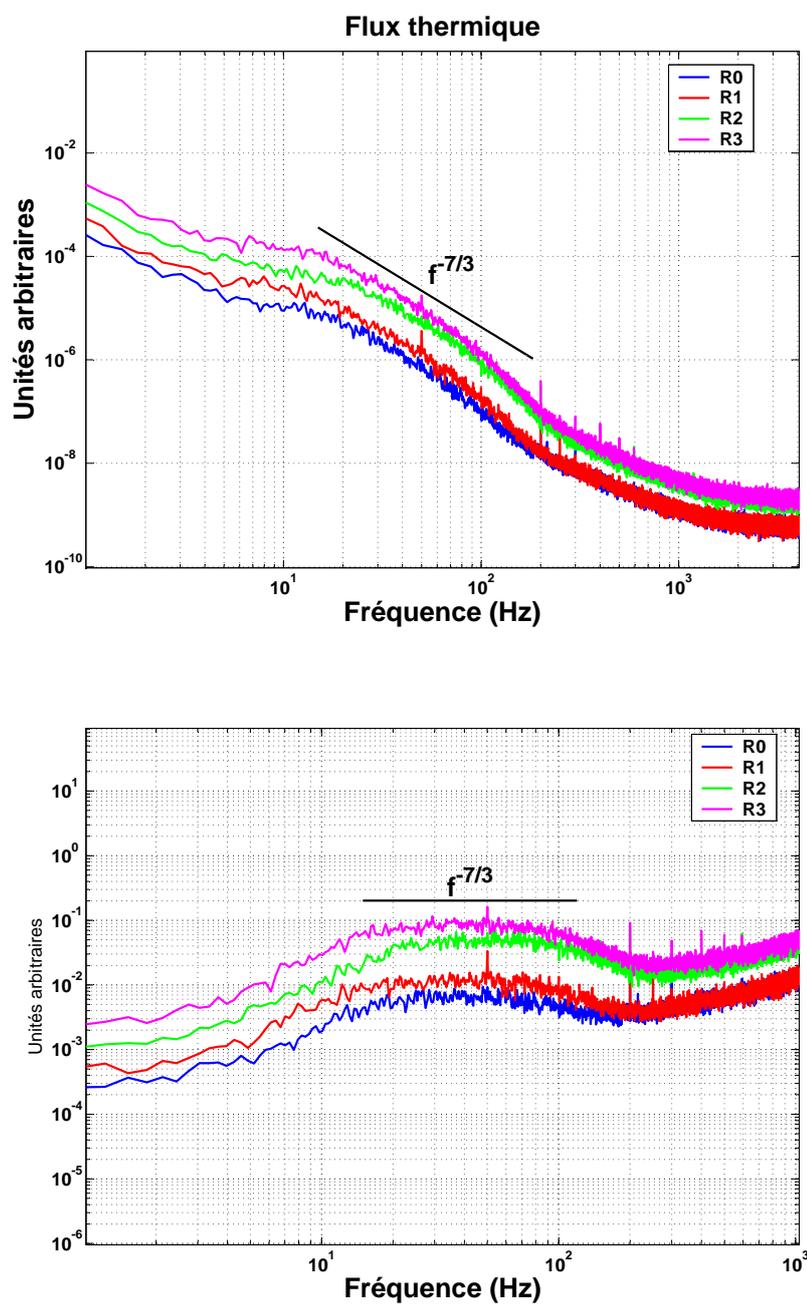


FIG. 5.34 – En haut, spectres de flux thermique pour les quatre dépôts R0, R1, R2 et R3 pour une vitesse moyenne externe de 11.4 m/s. En bas, spectres compensés avec un exposant en  $-7/3$ .

incidente. La fréquence de coupure du capteur se situe autour de 1 KHz, mais le faible rapport signal-bruit permet la mesure du signal de flux thermique uniquement jusqu'à 150 Hz. L'étude du coefficient de corrélation entre vitesse, flux thermique et température confirme l'importance des indicateurs statistiques croisés, qui donnent une information utile pour l'analyse de ce problème. Les résultats obtenus nous permettent de répondre partiellement aux questions formulées, mais posent aussi de nouvelles questions.

Avec deux types différents de turbulences incidentes ("jet carré" et jet plan) on a réalisé des mesures dynamiques des signaux de transfert thermique convectif, de fluctuations de vitesse incidente et de température injectée dans le sillage. Ces deux écoulements ont le même taux de turbulence et les mesures ont été réalisées pour des nombres de Reynolds du même ordre. Cependant, la géométrie des grandes échelles est différente, car elle est déterminée en grande partie par la forme de la buse de sortie.

La principale différence observée dans la dynamique du transfert thermique pour ces deux écoulements concerne les corrélations croisées. La forme des trois fonctions de corrélation  $R_{uq}$ ,  $R_{qt}$  et  $R_{ut}$  est différente avec le jet plan et avec le jet carré, mettant en évidence des valeurs de corrélation au-dessus de zéro qui subsistent plus longtemps dans le cas du jet plan. Aussi, les structures issues d'une buse carrée semblent être plus efficaces dans le transfert thermique, puisque la valeur du maximum du coefficient de corrélation  $R_{uq}$  est notablement plus élevée que pour le cas du jet plan. Ces différences, retrouvées avec deux écoulements différents mais au même nombre de Reynolds et même taux de turbulence, confirment le fait que la description du rôle de la turbulence extérieure et son impact dans la couche limite ne peut se réaliser en tenant compte de l'intensité de turbulence comme seul paramètre.

Cependant, ces corrélations ont aussi quelques points en commun :

- Le flux thermique et la vitesse sont fortement corrélés, indiquant que la turbulence extérieure contrôle fortement le processus de transfert à la paroi, et que les fluctuations de vitesse déterminent les fluctuations de flux thermique.
- La vitesse et la température injectée dans le sillage sont anticorrélées, puisque une structure plus rapide reste moins longtemps sur la surface chaude et donc a moins de temps pour collecter du scalaire.

En ce qui concerne les spectres temporels mesurés pour la vitesse, le flux thermique et la température, les comportements sont très proches avec les deux écoulements. Les deux conclusions de cette étude sont

- La température injectée dans le sillage a une loi d'échelle en  $-7/3$  quand on se place très près de la source de chaleur. L'explication de ce résultat

passer par la compréhension du spectre de flux de chaleur à la surface, qui peut, lui, déterminer le comportement du scalaire injecté, avant que le champ de vitesse n'ait le temps d'agir et déformer le champ de scalaire.

- La pente du spectre de flux thermique évolue en fonction du nombre de Reynolds, dans une fourchette entre  $-5/3$  et  $-7/3$ , comme prévu en T.H.I. avec injection par gradient moyen de scalaire. Les points expérimentaux sont bien décrits par l'expression empirique proposée par *Bos et al* en fonction du nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor.

# Conclusions et perspectives

Le travail présenté dans les chapitres antérieurs a comme objectif principal de répondre à la question de savoir si une rugosité complètement immergée dans la sous-couche visqueuse peut avoir un effet amplificateur du transfert thermique, et si cet effet dépend de la structuration tridimensionnelle de la micromorphologie de la surface. La réponse à cette question est positive. Au cours de cette étude on a posé cependant d'autres questions relatives aux échanges dans une couche limite turbulente, dont certaines ont trouvé des réponses, et d'autres restent comme perspectives de travaux futurs.

La démarche suivie a mené au développement d'un dispositif de mesure adapté aux caractéristiques et aux objectifs de l'étude, ce qui a constitué une grande partie des efforts et du temps consacré à cette thèse. Cette technique, basée sur le même principe que l'anémométrie à film chaud à température constante, a comme caractéristique principale qu'elle permet de mesurer des phénomènes globaux sur toute une surface. Elle est donc spécialement adaptée à l'étude de l'effet de la rugosité dans les échanges thermiques convectifs.

On a étudié trois types de surfaces dotées chacune d'une microstructuration rugueuse différente et on a comparé les résultats avec ceux d'une surface lisse. La loi d'échange donnant le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds est différente selon le cas considéré. On peut ainsi obtenir une augmentation du transfert de l'ordre de 5% pour les dépôts *R1* et *R2*, *R3* apportant un 2.5% d'amélioration. De telles différences sont aussi retrouvées sur les profils de vitesse moyenne longitudinale réalisés avec un fil chaud. On n'observe pas de déplacement de la région logarithmique, classique pour les surfaces rugueuses, mais les différences entre les profils sont seulement visibles dans la région tampon de la couche limite, très près de la paroi. La même hiérarchie entre les quatre surfaces est retrouvée pour les mesures thermiques et pour les profils de vitesse moyenne. L'interprétation proposée est que les motifs rugueux ordonnés interagissent avec les streaks de la couche limite, de façon à guider un seul streak pour le cas *R1*, trois streaks, moins énergétiques, pour le cas *R2*, et au contraire, à détruire les streaks pour le cas *R3*.

Les profils de vitesse fluctuante montrent aussi des différences, cette fois pour les quatre dépôts, renforçant l'hypothèse d'interaction avec les streaks. La mesure des profils de vitesse normale, et transversale, ainsi que des contraintes de Reynolds est une des perspectives du chapitre 3.

L'outil de mesure développé ici constitue aussi une méthode efficace pour mesurer le phénomène de transition entre une couche limite laminaire et une couche limite turbulente. En effet, la transition entre ces deux régimes se caractérise par une forte augmentation des échanges thermiques. On a pu observer, en présence d'un gradient de pression externe associé à l'inclinaison de la surface, l'effet de la rugosité du dépôt *R1* en régime laminaire et turbulent. En régime laminaire il n'y a pas d'effet mesurable, ce qui indique l'importance de l'interaction de cette rugosité avec le cycle de production turbulente à la paroi. La réalisation de la même étude pour les surfaces *R2* et *R3* reste encore à mener.

Enfin, les études dynamiques réalisées dans le chapitre 5 se centrent sur le processus d'injection du scalaire passif à la surface. Les mesures de corrélations croisées entre la vitesse de la turbulence extérieure et le flux thermique à la paroi montrent la forte influence des grandes échelles de la turbulence extérieure dans le refroidissement d'une paroi par convection forcée. Ainsi, la forme et les valeurs des coefficients de corrélation diffèrent pour le cas d'un jet carré et d'un jet plan.

L'étude spectrale réalisée pour le flux thermique et la température montre deux résultats significatifs. Premièrement, le flux thermique pariétal présente une pente du spectre qui évolue avec le nombre de Reynolds basé sur l'échelle de Taylor entre  $-5/3$  et  $-7/3$ , et on observe un bon accord entre les mesures expérimentales dans une couche limite et le modèle proposé pour une turbulence homogène et isotrope avec gradient moyen de scalaire. Deuxièmement, la pente du spectre de température proche d'une source de chaleur à température constante, dépend de la fréquence à la puissance  $-7/3$ , car le champ de vitesse n'a pas pu encore déformer le champ de température. Aucun effet de la rugosité de surface n'a été retrouvé.

Les perspectives principales de ce travail résident dans l'étude de la dynamique du flux thermique pariétal et de l'injection de scalaire dans la couche limite turbulente en présence d'une turbulence extérieure. La recherche d'autres indicateurs statistiques, comme les corrélations avec la vitesse normale à la paroi ou les distributions de probabilité (PDF) peuvent montrer des différences en fonction de la rugosité, et expliquer les résultats du chapitre 3.

Finalement, une évolution de la technique de mesure est envisagée vers une technologie sur silicium dopé comme substrat et film chauffant, avec

---

une rugosité réalisée sur le silicium par lithographie. Ceci permettrait une beaucoup plus grande liberté dans la réalisation des motifs rugueux, ainsi que dans l'intégration de capteurs sur des surfaces étendues. L'utilisation de MEMS pour des applications dans les domaines de la thermique, la microfluidique et les écoulements turbulents ont déjà donné des résultats intéressants [130, 131, 132, 133, 134], et de ce point de vue une plus forte collaboration entre les communautés de la mécanique des fluides et de l'électronique devrait être très fructueuse.



## Annexe A

# Précision des mesures

Lorsqu'une mesure se réalise en plusieurs étapes, l'estimation de l'incertitude doit tenir en compte chacune de ces étapes. Les incertitudes des mesures directes sont estimées, et il faut déterminer comment ces incertitudes se propagent dans la chaîne de calcul [135]. Pour calculer la précision dans la mesure des nombres de Nusselt et de Reynolds à partir des mesures de température, de vitesse, des longueurs, des tensions, etc, on a appliquée une méthode générale d'analyse d'incertitude [136, 135]. On suppose un ensemble de variables indépendantes mesurées  $(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$  pour déterminer un certain résultat  $R$  qui est fonction de ces variables

$$R = R(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (\text{A.1})$$

L'incertitude relative du résultat  $R$  est donnée par :

$$\frac{w_R}{R} = \left[ \left( s_1 \frac{w_1}{x_1} \right)^2 + \left( s_2 \frac{w_2}{x_2} \right)^2 + \dots + \left( s_n \frac{w_n}{x_n} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.2})$$

où  $w_i$  est l'incertitude de chaque variable et  $s_i$  est le coefficient adimensionnel de sensibilité, donné par

$$s_i = \frac{\partial R}{\partial x_i} \frac{x_i}{R} \quad (\text{A.3})$$

On applique ces expressions au calcul du nombre de Nusselt et du nombre de Reynolds. Pour le nombre de Reynolds on a :

$$Re = \frac{U_\infty L}{\nu} \quad (\text{A.4})$$

La vitesse  $U_\infty$  est mesurée avec un fil chaud étalonné avec un tube de Pitot et un manomètre à eau, ce qui implique

$$U_\infty = \left( \frac{2 \Delta P}{\rho} \right)^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

avec

$$\rho = \frac{P_{atm}}{R_g T_{air}} \quad (\text{A.6})$$

et on obtient finalement

$$Re = \left( \frac{2\Delta P R_g T_{air}}{P_{atm}} \right)^{1/2} \frac{L}{\nu} \quad (\text{A.7})$$

Le nombre de Reynolds s'écrit donc :  $Re = Re(\Delta P, P_{atm}, T_{jet}, L)$ .

On réalise le même analyse pour le nombre de Nusselt :

$$Nu = \frac{h L}{\lambda}, \quad (\text{A.8})$$

avec

$$h = \frac{V I}{S(T_d - T_\infty)} \quad (\text{A.9})$$

où V est la tension au bornes du dépôt est I le courant électrique. On obtient alors

$$Nu = \frac{V I}{L} \frac{1}{\lambda(T_d - T_\infty)}. \quad (\text{A.10})$$

Le nombre de Nusselt s'écrit donc :  $Nu = Nu(V, I, T_d, T_\infty, L)$ .

Si on applique les expressions (A.2) et (A.3) au nombre de Reynolds on obtient :

$$\frac{w_{Re}}{Re} = \left[ \left( s_{\Delta P} \frac{w_{\Delta P}}{x_{\Delta P}} \right)^2 + \left( s_{P_{atm}} \frac{w_{P_{atm}}}{x_{P_{atm}}} \right)^2 + \left( s_{T_\infty} \frac{w_{T_\infty}}{x_{T_\infty}} \right)^2 + \left( s_L \frac{w_L}{x_L} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.11})$$

$$s_{\Delta P} = \frac{R_g T_\infty}{P_{atm}} \frac{L \Delta P}{\sqrt{\frac{2\Delta P R_g T_\infty}{P_{atm}}} \nu Re}. \quad (\text{A.12})$$

$$s_{P_{atm}} = \frac{-\Delta P R_g T_\infty}{P_{atm}^2} \frac{L P_{atm}}{\sqrt{\frac{2\Delta P R_g T_\infty}{P_{atm}}} \nu Re}. \quad (\text{A.13})$$

$$s_{T_\infty} = \frac{\Delta P R_g}{P_{atm}} \frac{L T_\infty}{\sqrt{\frac{2\Delta P R_g T_\infty}{P_{atm}}} \nu Re}. \quad (\text{A.14})$$

$$s_L = \frac{\Delta P R_g}{P_{atm}} \frac{L L}{\sqrt{\frac{2\Delta P R_g T_\infty}{P_{atm}}} \nu Re}. \quad (\text{A.15})$$

Les incertitudes pour chaque variable mesurée sont :

- $w_{\Delta P} = 0.01$  Pa
- $w_{P_{atm}} = 1.3$  Pa
- $w_{T_{\infty}} = 0.1$  K
- $w_L = 5 \cdot 10^{-5}$  m

De sorte que l'on obtient finalement

$$\frac{w_{Re}}{Re} = 0.5 \% \quad (\text{A.16})$$

Si on réalise le même développement pour le nombre de Nusselt le résultat est

$$\frac{w_{Nu}}{Nu} = \left[ \left( s_V \frac{w_V}{x_V} \right)^2 + \left( s_I \frac{w_I}{x_I} \right)^2 + \left( s_{T_{\infty}} \frac{w_{T_{\infty}}}{x_{T_{\infty}}} \right)^2 + \left( s_{T_d} \frac{w_{T_d}}{x_{T_d}} \right)^2 + \left( s_L \frac{w_L}{x_L} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.17})$$

$$s_V = \frac{I}{L} \frac{1}{(T_d - T_{\infty})} \frac{1}{\lambda} \frac{V}{Nu} \quad (\text{A.18})$$

$$s_I = \frac{V}{L} \frac{1}{(T_d - T_{\infty})} \frac{1}{\lambda} \frac{I}{Nu} \quad (\text{A.19})$$

$$s_L = \frac{V I}{(T_d - T_{\infty})} \frac{-1}{\lambda L^2} \frac{L}{Nu} \quad (\text{A.20})$$

$$s_{T_d} = \frac{-V I}{L \lambda (T_d - T_{\infty})^2} \frac{T_d}{Nu} \quad (\text{A.21})$$

$$s_{T_{\infty}} = \frac{V I}{L \lambda (T_d - T_{\infty})^2} \frac{T_{\infty}}{Nu} \quad (\text{A.22})$$

Les incertitudes pour chaque variable mesurés sont :

- $w_V = 3.0518 \cdot 10^{-5}$  V
- $w_I = 3.0518 \cdot 10^{-5}$  A
- $w_L = 5 \cdot 10^{-5}$  m
- $w_{T_d} = 0.5$  K
- $w_{T_{\infty}} = 0.1$  K

et on obtient finalement

$$\frac{w_{Nu}}{Nu} = 2 \% \quad (\text{A.23})$$

Avec le circuit de conditionnement et de mesure utilisé on atteint une sensibilité sur le flux thermique de l'ordre de 0.3 mW.

## Annexe B

# Le potentiel complexe

Les équations de Navier-Stokes qui régissent le mouvement des fluides se basent sur la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. L'équation de conservation de la quantité de mouvement dans sa version non dimensionnelle a la forme [114] :

$$\vec{u}^* \cdot \nabla^* \vec{u}^* = -\nabla^*(\Delta p)^* + \frac{1}{Re} \nabla^{*2} \vec{u}^* \quad (\text{B.1})$$

Le nombre de Reynolds  $Re$  représente un bilan entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Quand il est suffisamment grand par rapport à l'unité, les forces visqueuses peuvent être négligées. L'équation B.1 prend alors la forme de l'équation d'Euler

$$\vec{u}^* \cdot \nabla^* \vec{u}^* = -\nabla^*(\Delta p)^* \quad (\text{B.2})$$

que de façon dimensionnelle s'écrit

$$\rho \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} = -\nabla(p) \quad (\text{B.3})$$

Certes, dans la réalité, tous les fluides sont visqueux, et quand ils approchent une paroi, on ne peut pas supprimer la condition limite d'adhérence à la surface. Il est donc nécessaire, pour résoudre correctement l'équation B.3 de permettre l'existence d'une région dans laquelle les effets visqueux sont importants. Cette région correspond à la couche limite.

Un résultat important, associé à l'équation d'Euler, concerne la vorticité, qui a comme équation [114]

$$\frac{D\vec{\omega}}{Dt} = \vec{\omega} \cdot \nabla \vec{u} \quad (\text{B.4})$$

d'où on déduit la propriété

$$\text{si } \vec{\omega} = 0, \text{ alors } \frac{D\vec{\omega}}{Dt} = 0. \quad (\text{B.5})$$

Ainsi, si une particule n'a pas de vorticité à un instant initial, elle ne pourra pas en acquérir. L'écoulement est alors irrotationnel.

Si on considère maintenant l'écoulement laminaire bidimensionnel qui approche une dièdre, comme celui de la figure 4.5. L'écoulement étant irrotationnel,

$$\vec{\omega} = \text{rot } \vec{u} = 0 \quad (\text{B.6})$$

dans tout l'écoulement, et donc on peut introduire un potentiel de vitesse  $\phi$  tel que

$$\vec{u} = \text{grad } \phi. \quad (\text{B.7})$$

où  $\vec{u}(x, y) = (u, v)$ . D'un autre côté, et à partir de l'équation de continuité on a

$$\text{div } \vec{u} = 0 \quad (\text{B.8})$$

et donc on obtient

$$\Delta \phi = 0 \quad (\text{B.9})$$

Les lignes de  $\phi = \text{cte}$  correspondent à des lignes équipotentielles. On peut aussi définir une fonction de courant  $\psi$  telle que

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} = \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad \text{et} \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (\text{B.10})$$

ce qui, pour un écoulement irrotationnel implique aussi

$$\Delta \psi = 0. \quad (\text{B.11})$$

Les lignes de  $\psi = \text{cte}$  correspondent à des lignes de courant. Considerons maintenant la fonction complexe holomorphe  $f$  qui prend la forme

$$f(z) = \phi + i\psi = Az^n \quad (\text{B.12})$$

avec  $z = x + iy = re^{i\theta}$ . On écrit donc

$$f(z) = Ar^n \cos(n\theta) + iAr^n \sin(n\theta). \quad (\text{B.13})$$

La ligne de courant  $\psi = 0 = Ar^n \sin(n\theta)$  a comme solution  $n\theta = K\pi \Rightarrow \theta = \frac{\pi K}{n}$ . Pour  $1 < n < 2$  on peut se restreindre au domaine de la figure B.1. Si l'on pose  $\theta = \pi - \alpha$ , on obtient la solution pour l'écoulement autour d'un dièdre d'angle  $2\alpha$

$$\frac{\pi K}{n} = \pi - \alpha \Rightarrow n = \frac{\pi}{\pi - \alpha}. \quad (\text{B.14})$$

Le champ de vitesse est donné alors par

$$w(z) = \frac{df}{dz} = u - iv = Anz^{n-1}. \quad (\text{B.15})$$

où la constante  $A$  est une caractéristique l'écoulement.

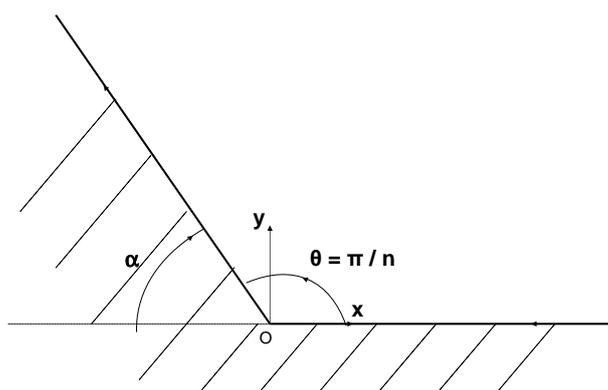


FIG. B.1 – *Domaine d'application de la solution (B.14)*

# Bibliographie

- [1] G. Gioia and P. Chakraborty. Turbulent friction in rough pipes and the energy spectrum of the phenomenological theory. *Physical Review Letters*, 96, 2006.
- [2] J.B. Taylor, A.L. Carrano, and S.G. Kandlikar. Characterization of the effect of surface roughness and texture on fluid flow - past, present and future. *Int. J. Thermal Sciences*, 45(10), 2006.
- [3] Stephane Colin. *Microfluidique*. Hermès, 2004.
- [4] Adrian Bejan. *Convection heat transfer*. John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [5] A.M. Jacobi and R.K. Shah. Heat transfer surface enhancement through the use of longitudinal vortices : a review of recent progress. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 295-309 :11, 1995.
- [6] E.K. Kalinin and G.A. Dreitsler. Heat transfer enhancement in heat exchangers. *Advances in Heat Transfer*, 1998.
- [7] A.E. Bergles. Heat transfer enhancement - The encouragement and accommodation of high heat fluxes. *Transactions of the ASME*, 119 :8-19, 1997.
- [8] Arthur E. Bergles. ExHFT for four generation heat transfer technology. *Experimental Thermal and Fluid Science.*, 26 :335-344, 2002.
- [9] Z.Y. Guo, W.Q. Tao, and R.K. Shah. Field synergy (coordination) principle and its applications in enhancing single phase convective heat transfer. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 48 :1797-1807, 2005.
- [10] W.Q. Tao, Z.Y. Guo, and B.X. Wang. Field synergy principle for enhancing convective heat transfer - its extension and numerical verifications. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 45 :3849-3856, 2002.
- [11] W.Q. Tao, Y.L. He, B.X. Wang, Z.G. Qu, and F.Q. Song. A unified analysis on enhancing single phase convective heat transfer with field synergy principle. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 45 :4871-4879, 2002.
- [12] J.C. Rotta. Turbulent boundary layers in incompressible flow. *Progress in aerospace sciences*, 2(1), 1962.
- [13] T. Cebeci and A.M.O. Smith. *Analysis of turbulent boundary layers*. Academic Press, Inc., 1974.
- [14] A.D. Young. *Boundary Layers*. BSP Professional books, 1989.

- [15] M.F. Tachie and D.J. Bergstrom. Rough wall turbulent boundary layers in shallow open channel flow. *Journal of Fluids Engineering*, 122 :533–541, 2000.
- [16] J.O. Hinze. *Turbulence*. McGraw-Hill, 1975.
- [17] Eric Coustols. Effet des parois rainurées ("riblets") sur la structure d'une couche limite turbulente. *Mec. Ind.*, 2 :421–434, 2001.
- [18] Javier Jimenez and Alfredo Pinelli. The autonomous cycle of near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, 389, 1999.
- [19] S.J. Kline, P.W. Rundstadler, and W.C. Reynolds. The structure of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 30, 1967.
- [20] C.R. Smith and S.P. Metzler. The characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer. *Progress in aerospace sciences*, 2(1), 1962.
- [21] B.I. Charnyshenko and M.F. Baig. The mechanism of streak formation in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.*, 544 :99–131, 2005.
- [22] G.E. Karniadakis and K. S. Choi. Mechanisms on transverse motions in turbulent wall flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 35 :45–62, 2003.
- [23] A. Kondjoyan, F. Pèneau, and H.-C. Boisson. Effect of high free stream turbulence on heat transfer between plates and air flows : A review of existing experimental results. *Int. J. Therm. Sci*, 41 :1–16, 2002.
- [24] H. Schlichting. *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill, 1955.
- [25] P. Bradshaw. A note on "critical roughness height" and "transitional roughness". *Phys. Fluids*, 12(6) :1611–1613, 2000.
- [26] M.F. Tachie, D.J. Bergstrom, and R. Balachandar. Roughness effects in low-*Re* open channel turbulent boundary layers. *Experiments in Fluids*, 35 :338–346, 2003.
- [27] Oscar Flores and Javier Jimenez. Effect of wall-boundary disturbances on turbulent channel flows. *J. Fluid Mech*, 566 :357–376, 2006.
- [28] Javier Jimenez. Turbulent flows over rough walls. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 36, 2004.
- [29] Mila R. Avelino and Atila P. Silva Freire. On the displacement in origin for turbulent boundary layers subjected to sudden changes in wall temperature and roughness. *Int. Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :3143–3153, 2002.
- [30] P.-Å. Krogstad, R.A. Antonia, and L.W. Browne. Comparison between rough- and smooth-wall turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech*, 245 :599–617, 1992.
- [31] P.-Å. Krogstad and R.A. Antonia. Structure of turbulent boundary layers on smooth and rough walls. *J. Fluid Mech*, 227 :1–21, 1994.
- [32] P.-Å. Krogstad and R.A. Antonia. Surface roughness effects in turbulent boundary layers. *Experiments in Fluids*, 27 :450–460, 1999.

- [33] R.A. Antonia and P. Krogstad. Turbulence structure in boundary layers over different types of surface roughness. *Fluid Dynamics Research*, 28 :139–157, 2001.
- [34] L. Keirsbulck, A. Mazouz, L. Labraga, and C. Tournier. Influence of the surface roughness on the third-order moments of velocity fluctuations. *Experiments in Fluids*, 30 :592–594, 2001.
- [35] M.P. Schultz and K.A. Flack. Outer layer similarity in fully rough turbulent boundary layers. *Experiments in Fluids.*, 38 :328–340, 2005.
- [36] P.-Å. Krogstad, H.I. Andersson, O.M. Bakken, and A. Ashrafian. An experimental and numerical study of channel flow with rough walls. *J. Fluid Mech.*, 530 :327–352, 2005.
- [37] O.M. Bakken, P.-Å. Krogstad, A. Ashrafian, and H.I. Andersson. Reynolds number effects in the outer layer of the turbulent flow in a channel with rough walls. *Physics of Fluids*, 17(6), 2005.
- [38] H.S. Shafi, R.A. Antonia, and P.-Å. Krogstad. Heat flux measurements in a turbulent boundary layer on a rough wall. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40(12), 1997.
- [39] R.J. Smalley, S. Leonardi, R.A. Antonia, L. Djenidi, and P. Orlandi. Reynolds stress anisotropy of turbulent rough wall layers. *Experiments in Fluids*, 33, 2002.
- [40] G. Gioia, P. Chakraborty, and F.A. Bombardelli. Rough-pipe flows and the existence of fully developed turbulence. *Physics of Fluids*, 18, 2006.
- [41] Nigel Goldenfeld. Roughness-induced critical phenomena in a turbulent flow. *Physical Review Letters*, 96, 2006.
- [42] W. M. Kays and M. E. Crawford. *Convective Heat and Mass Transfer*. McGraw-Hill, 1980.
- [43] F. P. Incropera and D. P. DeWitt. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. Wiley & Sons, 2002.
- [44] G. Charnay, J. Mathieu, and G. Comte-Bellot. Response of a turbulent boundary layer to random fluctuations in the external stream. *The Physics of Fluids*, 19(9) :1261–1272, 1976.
- [45] Jürgen Seidel and Hermann F. Fasel. Numerical investigations of heat transfer mechanisms in forced laminar wall jet. *J. Fluid Mech.*, 442 :191–215, 2001.
- [46] Michael J. Walsh. Riblets. *Progress in Astronautics and Aeronautics*, AIAA, 203-261, 1990.
- [47] K. Koeltzsch, A. Dinkelacker, and R. Grundmann. Flow over convergent and divergent wall riblets. *Experiments in Fluids*, 33 :346–350, 2002.
- [48] K. S. Choi and D. M. Orchard. Turbulence management using riblets for heat and momentum transfer. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 15 :109–124, 1997.

- [49] A. Margrethe Lindemann. Turbulent Reynolds analogy factors for non-planar surface microgeometries. *J. Spacecraft*, 22(5) :581–582, 1985.
- [50] D.W. Bechert, M. Bruse, and W. Hage. Experiments with three-dimensional riblets as an idealized model of shark skin. *Experiments in Fluids.*, 28 :403–412, 2000.
- [51] Kwing-So Choi. European drag-reduction research - recent developments and current status. *Fluid Dynamics Research*, 26 :325–335, 2000.
- [52] H. Choi, P. Moin, and J. Kim. On the effect of riblets in fully developed laminar channel flows. *Phys. Fluids A*, 3(8) :1892–1896, 1991.
- [53] E. Stalio and E. Nobile. Direct numerical simulation of heat transfer over riblets. *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 24 :356–371, 2003.
- [54] L. Djenidi, F. Anselmet, J. Liandrat, and L. Fulachier. Laminar boundary layer over riblets. *Physics of Fluids*, 6(9) :2993–2999, 1994.
- [55] G.R. Grek, V.V. Kozirov, and S.V. Titarenko. The influence of riblets on a boundary layer with embedded streamwise vortices. *Physics of Fluids*, 7(10), 1995.
- [56] M. Benhalilou, F. Anselmet, and L. Fulachier. Conditional reynolds stress on a V-grooved surface. *Physics of Fluids*, 6(6) :2101–2117, 1994.
- [57] S.-J. Lee and S.-H. Lee. Flow field analysis of a turbulent boundary layer over a riblet surface. *Experiments in Fluids*, 30 :153–166, 2001.
- [58] D.B. Goldstein and T.-C. Tuan. Secondary flow induced by riblets. *J. Fluid Mech.*, 363 :115–151, 1998.
- [59] K. Katoh, K.-S. Choi, and T. Azuma. Heat-transfer enhancement and pressure loss by surface roughness in turbulent channel flows. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 43 :4009–4017, 2000.
- [60] D.W. Bechert, M. Bruse, W. Hage, and R. Meyer. Fluid mechanics of biological surfaces and their technological application. *Naturwissenschaften.*, 87 :157–171, 2000.
- [61] S.W. Chang, T.-M. Liou, and M.H. Lu. Heat transfer of rectangular narrow channel with two opposite scale-roughened walls. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 48 :3921–3931, 2005.
- [62] Giovanni Tanda. Heat transfer in rectangular channels with transverse and V-shaped broken ribs. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, pages 229–243, 2004.
- [63] C.-O. Olsson and B. Sundén. Experimental study of flow and heat transfer in rib-roughened rectangular channels. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 16 :349–365, 1998.
- [64] M.E. Taslim, T. Li, and D.M. Kercher. Experimental heat transfer and friction in channels roughened with angled, v-shaped and discrete ribs on two opposite walls. *Transactions of the ASME*, January 1996.
- [65] T.T. Wong, C.W. Leung, Z.Y. Li, and W.Q. Tao. Turbulent convection of air-cooled rectangular duct with surface-mounted cross-ribs. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 46, 2003.

- [66] J.S. Park, Y. Huang J.C. Han, and S. Ou. Heat transfer performance comparisons on five different rectangular channels with parallel angled ribs. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35(11), 1992.
- [67] T.-M. Liou, J.-J. Hwang, and S.-H. Chen. Simulation and measurement of enhanced turbulent heat transfer in a channel with periodic ribs on one principal wall. *Int. H. Heat Mass Transfer*, 36(2) :507–517, 1993.
- [68] X. Gao and B. Sundén. Heat transfer and pressure drop measurements in rib-roughened rectangular ducts. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 24 :25–34, 2001.
- [69] Y. Nagano, H. Hattori, and T. Houra. DNS of velocity and thermal fields in turbulent channel flow with transverse-rib roughness. *Int. Jour. Heat Fluid Flow*, 25 :393–403, 2004.
- [70] A.D. Stroock, S.K.W. Dertinger, A. Ajdari, I. Mezic, H.A. Stone, and G.M. Whitesides. Chaotic mixer for microchannels. *Science*, 295(25 January), 2002.
- [71] H. H. Bruun. *Hot-Wire Anemometry. Principles and Signals Analysis*. Oxford Science Publications, 1995.
- [72] R.J. Goldstein. *Fluid Mechanics Measurements*. Hemisphere Publishing Corporation, 1983.
- [73] G. Comte-Bellot. Anémométrie à fil chaud (cas des fluides incompressibles). In *Cycle de conférences sur les techniques de mesure dans les écoulements*, 1973.
- [74] Hot film and hot wire anemometry, theory and application. Technical report, TSI Incorporated.
- [75] R.J. Emrich. *Methods of experimental physics*. Academic Press, 1981.
- [76] A. H. Epstein, G. R. Guenette, R. J. G. Norton, and C. Yuzhang. High frequency response heat-flux gauge. *Rev. Sci. Instrum.*, 28(4) :639–649, 1986.
- [77] S.R. Sanderson and B. Sturtevant. Transient heat flux measurements using surface junction thermocouple. *Review of scientific instruments*, 73(7), 2002.
- [78] A. David Ochoa, J. W. Baughn, and A. R. Byerley. A new technique for dynamic heat transfer measurements and flow visualisation using liquid crystal thermography. *Int. Jour. Heat Fluid Flow*, 26 :264–275, 2005.
- [79] H. Nakamura and T. Igarashi. A new technique for measurements of unsteady heat transfer to air using a thin metallic-foil and infrared thermography. In *International Heat Transfer Conference*, 2006.
- [80] Maria Prudenziati and Bruno Morten. Thick-film sensors : an overview. *Sensors and Actuators*, 10 :65–82, 1986.
- [81] Y. Zheng, J. Atkinson, and R. Sion. An explanation of thermal behaviour of thick film gauges. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 36 :1153–1158, 2003.

- [82] Gabriel Arevalo, Rodrigo Hernandez, Christian Nicot, and Frederic Plaza. Vortex ring head-on collision with a heated vertical plate. *Phys. Fluids*, 2007.
- [83] J.E. Brignell, N.M. White, and A.W.J. Cranny. Sensor applications of thick-film technology. In *IEE*, volume 135, pages 77–83, 1988.
- [84] P. Jensen. Fabriquer des objets à l'échelle atomique. *La Recherche, l'Actualité de Sciences*, 283 :42, 1996.
- [85] S. J. Thorpe, S. Yoshino, R. W. Ainsworth, and N. W. Harvey. Improved fast-response heat transfer instrumentation for short-duration wind tunnels. *Measurement and Science Technologie*, 15 :1897–1909, 2004.
- [86] T.V. Jones. The thin film heat transfer gauge - a history and new developments). In *4th UK National Heat Transfer Conference*, 1995.
- [87] J. W. Naughton and M. Sheplak. Modern skin friction measurement techniques : description, use and what to do with the data. In *21st AIAA Advanced Measurement Tehcnology and Ground Testing Conference*, 2000.
- [88] B. J. Bellhouse and D. L. Schultz. Determination of mean and dynamic skin friction separation and transition in low-speed flow with a thin-film heated element. *J. Fluid Mech.*, 24(2) :379–400, 1966.
- [89] Robert A. Granger. *Experiments in heat transfer and thermodynamics*, pages 112–122. Cambridge University Press, 1994.
- [90] Paul Thompson. *Methods of experimental Physics*, volume 18B, part 7. Academic Press, Inc.
- [91] E. Sanz García. Desarrollo y puesta a punto de un sensor dinámico de flujo térmico, 2004.
- [92] X. Zhang, H. Xie, M. Fujii, and H. Ago. Thermal and electrical conductivity of a suspended platinum nanofil. *Applied Physics Letters*, 86, 2005.
- [93] D. Maillet, Stéphane André, J.-C. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne. *Thermal Quadrupoles*. John Wiley & Sons, 2000.
- [94] P. Freymuth. Frequency response and electronic testing for constant-temperature hot-wire anemometers. *J. Phys. E : sci. Instrum*, 10 :705–710, 1977.
- [95] Richard Perkins. Structure d'un jet libre. Lecture notes.
- [96] J. Cousteix. *Couche limite laminaire*. Editions CEPADUES, 1988.
- [97] O.G. Akinlade, d.J. Bergstrom, M.T. Tachie, and L. Castillo. Outer flow scalin of smooth and rough wall turbulent boundary layers. *Experiments in Fluids*, 37 :604–612, 2004.
- [98] William K. George and Luciano Castillo. Zero-pressure-gradient turbulent boundary layer. *Appl. Mech.*, 11(1) :689–728, 1997.

- [99] S. Oka and Z. Kostic. Influence of wall proximity on hot-wire velocity measurements. In *EUROMECH 24*, 1971.
- [100] Tsan-Hsing Shih, Louis A. Povinelli, and Nan-Suey Liu. Applications of generalized wall function for complex turbulent flows. *Journal of Turbulence*, 4 :1 :1–16, 2003.
- [101] M.F. Tachie, D.J. Bergstrom, and R. Balachandar. Roughness effects on the mixing properties in open channel turbulent boundary layers. *Journal of Fluids Engineering*, 126 :1025–1032, 2004.
- [102] O.G. Akinlade and d.J. Bergstrom. Effect of surface roughness on the coefficients of a power law for the mean velocity in a turbulent boundary layer. *Journal of Turbulence*, 8(18) :1–27, 2007.
- [103] B.J. Abu-ghannam and R. Shaw. Natural transition of boundary layers - the effects of turbulence, pressure gradient and flow history. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 22(5) :213–228, 1980.
- [104] Oxford University Press. *Laminar Boundary Layers (Fluid Motion Memoirs)*. 1963.
- [105] M.W. Pinson and T. Wang. Effect of two-scale roughness on boundary layer transition over a heated flat plate : part 1 - surface heat transfer. *Journal of Turbomachinery*, 122, 2000.
- [106] M.W. Pinson and T. Wang. Effect of two-scale roughness on boundary layer transition over a heated flat plate : part 2 - boundary layer structure. *Journal of Turbomachinery*, 122, 2000.
- [107] P.K. Maciejewski and R.J. Moffat. Heat transfert with very high free-stream turbulence : Part i - experimental data. *Journal of Heat Transfer*, 114 :827–833, 1992.
- [108] P.K. Maciejewski and R.J. Moffat. Heat transfert with very high free-stream turbulence : Part ii - analysis of results. *Journal of Heat Transfer*, 114 :833–839, 1992.
- [109] U. Frisch. *Turbulence, le legacy of A. N. Kolmogorov*. Cambridge University Press, 1995.
- [110] D.G. Holmberg and D.J. Pestian. Wall-jet turbulence boundary layer heat flux, velocity and temperature spectra and time scales. In *Int. Gas Turbine Conf. Birmingham. ASME paper*, 1996.
- [111] Z. Warhaft. Passive scalar in turbulent flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 32, 2000.
- [112] Boris I. Shraiman and Eric D. Siggia. Scalar turbulence (review article). *Nature*, 405(6787), 2000.
- [113] H. Tennekes and J.L. Lumley. *A first course in turbulence*. The MIT Press, 1972.
- [114] D.J. Tritton. *Physical Fluid Dynamics*. Van Nostrand Reinhold Company, 1977.

- [115] Lewis F. Richardson. Some measurements of atmospheric turbulence. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 221(1), 1921.
- [116] A.N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 30 :301–305, 1941.
- [117] W.J.T. Bos. *Passive Scalar mixing in turbulent flow*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2005.
- [118] E. Gutmark and I. Wygnanski. The planar turbulent jet. *J. Fluid Mech*, 73(3) :465–495, 1976.
- [119] D.G. Holmberg and T.E. Diller. Simultaneous heat flux and velocity measurements in transonic turbine cascade. *Transactions of the ASME*, 127 :502–506, 2005.
- [120] A.S. Monin and A.M. Yaglom. *Statistical Fluid Mechanics II*. MIT Press, 1975.
- [121] J.L. Lumley. The spectrum of nearly inertial turbulence in a stably stratified fluid. *J. Atmos. Sci*, 21 :99–102, 1964.
- [122] J.L. Lumley. Similarity and the turbulent energy spectrum. *Phys. Fluids*, 10 :855–858, 1967.
- [123] W.J.T. Bos, H. Touil, and J.-P. Bertoglio. Reynolds number dependency of the scalar flux spectrum in isotropic turbulence with a uniform scalar gradient. *Phys. Fluids*, 17(12), 2005.
- [124] L. Mydlarski and Z. Wahhaft. Passive scalar statistics in high-péclet-number grid turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 358 :135–175, 1998.
- [125] P.G. Mestayer, C.H. Gibson, M.F. Coantic, and A.S. Patel. Local anisotropy in heated and cooled turbulent boundary layers. *The Physics of Fluids*, 19(9), 1976.
- [126] W.J.T. Bos and J.-P. Bertoglio. Inertial range scaling of scalar flux spectra in uniformly sheared turbulence. *Phys. Fluids*, 19, 2007.
- [127] J. Cousteix. *Turbulence et couche limite*. Editions CEPADUES, 1989.
- [128] A. Kondjoyan, F. Péneau, and H.-C. Boisson. Development of flat-plate thermal velocity boundary layers under highly turbulent and instable air flows : Reynolds numbers ranging from 8400 to 127000. *Int. J. Therm. Sci*, 43 :1091–1100, 2004.
- [129] S. Rahman and D.R. Webster. The effect of bed roughness on scalar fluctuations in turbulent boundary layers. *Experiments in Fluids*, 38 :372–384, 2005.
- [130] Q. Lin, F. Jiang, X.-Q. Wang, Y. Xu, Z. Han, Y.-C. Tai, J. Lew, and C.-M. Ho. Experiments and simulations of micro thermal sensors for wall shear-stress measurements in aerodynamic control applications. *J. Microeng. Microeng*, 14(5) :1640–1649, 2004.

- 
- [131] S. Wu, Q. Lin, Y. Yuen, and Y.C. Tai. Mems flos sensor for nano-fluidic applications. California Institute of Technology, Pasadena.
- [132] S. Wu, J. Mai, Y.C. Tai, and C.M. Ho. Micro heat exchanger by using mems impinging jets. California Institute of Technology, Pasadena.
- [133] Q. Lio, F. Jiang, X.-Q. Wang, Z. Han, Y.C. Tai, J. Lew, and C.M. Ho. Mems thermal shear-stress sensors : experiments, theory and modeling. California Institute of Technology, Pasadena.
- [134] X.-Q. Wang, Z. Han, F. Jiang, T. Tsao, Q. Lin, Y.C. Tai, V. Koosh, R. Goodman, J. Lew, and C.M. Ho. A fully integrated shear stress sensor. California Institute of Technology, Pasadena.
- [135] R. Bryant, C. Womeldorf, e. Johnsson, and T. Ohlemiller. Radiative heat flux measurement uncertainty. *Fire and Materials*, 27 :209–222, 2003.
- [136] Hugh W. Coleman and W. Glenn Steele. *Experimentation and uncertainty analysis for engineers*. John Wiley & Sons, 1989.

## **Influence de la micromorphologie de surface dans les échanges thermiques convectifs.**

Cette thèse, de nature expérimentale, est centrée sur la compréhension des échanges thermiques dans la couche limite turbulente. En particulier, on étudie l'action d'une rugosité ordonnée, tridimensionnelle et anisotrope, c'est-à-dire, une micromorphologie de surface, complètement immergée dans la sous-couche visqueuse. Une technique de mesure adaptée à cette étude, basée sur la technologie des couches minces, a été développée, testée et validée. Les résultats montrent un effet mesurable dans les échanges thermiques ainsi qu'une modification des profils de vitesse moyenne. Cet effet est inexistant dans une couche limite laminaire, et se trouve effacé par la présence d'une turbulence externe incidente. Ce résultat est donc attribuable aux interactions entre les éléments rugueux et les structures turbulentes générées à la paroi. On constate aussi une influence de la rugosité immergée dans la sous-couche visqueuse dans la transition à la turbulence d'une couche limite laminaire. On réalise ensuite l'étude statistique du processus de transfert thermique dans une couche limite turbulence, soumise à une turbulence extérieure. On met en évidence une loi d'échelle temporelle avec un exposant caractéristique de  $-7/3$  pour la température dans le sillage immédiat de la surface chauffée, ainsi qu'une dépendance de la pente du spectre de flux thermique en fonction du nombre de Reynolds, variant entre  $-5/3$  et  $-7/3$ , comme observé dans le cas d'une turbulence homogène et isotrope avec injection de scalaire par un gradient moyen.

## **Influence of the surface micromorphology on convective heat transfer.**

This experimental thesis focuses on the understanding of heat transfer in a turbulent boundary layer. In particular we investigated the action of an ordered, three-dimensional and anisotropic roughness, which is completely immersed in the viscous sublayer of the turbulent boundary layer. A measurement technique has been developed in order to realize this study. This technique, based on thin film technology, has been tested and validated. Results show a measurable effect on the heat transfer coefficient, as well as on the mean velocity profiles. This effect is however not observed in a laminar boundary layer and it is quenched by an external freestream turbulence. Hence one can conclude that the observed effect is due to the interaction between the rough elements and the turbulent structures generated at the wall. An influence of this micro-roughness is also observed in the transition to turbulence of a laminar boundary layer. We also perform a statistical study of the heat transfer process in a turbulent boundary layer when subjected to freestream turbulence. The frequency spectra show a scaling law with a  $-7/3$  exponent for the temperature in the immediate wake of the heated surface. The inertial range of the heat flux spectrum shows a dependence on the Reynolds number, with an exponent ranging from  $-5/3$  to  $-7/3$ , as observed in the case of a homogeneous and isotropic turbulence in the presence of a mean temperature gradient.