



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)

Discipline ou spécialité :

Energétique et Transferts

Présentée et soutenue par :

Benjamin Hérout

le : lundi 30 janvier 2012

Titre :

Ecoulement et transfert de chaleur turbulents sur parois rugueuses :
application aux chambres de refroidissement des moteurs thermiques

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse - UMR CNRS 5502

Directeur(s) de Thèse :

H-C. Boisson - Directeur de Recherches Emérite - IMFT - UMR CNRS 5502

Rapporteurs :

S. Harmand - Professeur des Universités - Institut TEMPO - EA 4542

F. Plourde - Chargé de Recherches - Institut P' - UMR CNRS 3346

Autre(s) membre(s) du jury

R. Bensaid - Docteur ingénieur - RENAULT SAS

P. Brancher - Professeur des Universités - IMFT - UMR CNRS 5502

A. Giovannini - Professeur des Universités - invité

F. Lanzetta - Professeur des Universités - Institut FEMTO-ST - UMR CNRS 6174

RESUME

Ce travail se place dans le cadre général de la modélisation du refroidissement des moteurs thermiques à combustion interne. L'étude présentée, à caractère expérimental et numérique, porte sur l'écoulement turbulent en conduite rugueuse avec transfert thermique. Cette étude est motivée par le besoin industriel d'améliorer la prédictivité des codes de calculs utilisés lors des phases de conception, avant la réalisation de prototypes mécaniques.

La simulation de l'échange thermique dans les chambres de refroidissement est basée sur la modélisation de la turbulence. Des écarts sensibles ont été détectés lors du changement de version du code utilisé, ce qui a mis en évidence la sensibilité des lois de paroi implémentées dans les codes commerciaux.

Le choix de la géométrie cylindrique de l'écoulement est dicté par la volonté d'étudier l'écoulement et le transfert de chaleur sur paroi rugueuse par une approche expérimentale la plus simple possible, tout en conservant les caractéristiques de l'écoulement existant dans les chambres de refroidissement des moteurs thermiques (vitesse, température et état de surface).

Les limites expérimentales constatées justifient l'approche par simulation numérique des grandes échelles, résolues jusqu'à la paroi.

Les résultats expérimentaux obtenus montrent l'impact important de la rugosité sur la distribution de vitesse, et particulièrement dans la couche limite. L'échange thermique s'en trouve fortement modifié. Les résultats issus de la simulation des grandes échelles donnent accès aux valeurs physiques, dans la sous-couche visqueuse, inaccessible expérimentalement.

L'ensemble des résultats apportés par l'étude expérimentale et numérique constitue une base de données pour l'optimisation des résultats fournis par les codes industriels. Ces résultats obtenus sur une géométrie simplifiée valident les méthodes et les techniques employées, qui pourront être appliquées ultérieurement à d'autres géométries.

Nomenclature

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
α_t	Diffusivité thermique turbulente	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
β	Constante de la loi logarithmique	[-]
δ_{ij}	Symbole de Krœnecker	[-]
ε	Dimension caractéristique de la rugosité au sens de Colebrook	[m]
ε	Taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente	$[\text{m}^2.\text{s}^{-3}]$
κ	Constante de Von-Karman	[-]
λ	Facteur de pertes de charge	[-]
λ	Conductivité thermique	$[\text{W}.\text{m}^{-1}.\text{K}^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique	$[\text{Pa}.\text{s}^{-1}]$
μ_t	Viscosité dynamique turbulente	$[\text{Pa}.\text{s}^{-1}]$
ν	Viscosité cinématique	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
ϕ	Flux thermique	[W]
φ	Densité de flux thermique	$[\text{W}.\text{m}^{-2}]$
ρ	Densité	$[\text{kg}.\text{m}^{-3}]$
θ	Température réduite	[-]

Lettres romaines

C_f	Coefficient de frottement	[-]
c_p	Chaleur massique	$[\text{J}.\text{kg}^{-1}.\text{K}^{-1}]$
F	Force	[N]
f	Fréquence	[Hz]
g	Gravité	$[\text{m}.\text{s}^{-2}]$
h	Coefficient d'échange thermique	$[\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-1}]$

k	Energie cinétique turbulente	[m ² .s ⁻²]
k_s	Dimension caractéristique de la rugosité de type grain de sable	[m]
L	Longueur	[m]
m	Masse	[kg]
\dot{m}	Débit massique	[kg.s ⁻¹]
P	Pression	[Pa]
r	Coordonnée radiale, rayon	[m]
T	Température	[° C]
t	Temps	[s]
T^+	Température adimensionnée	[-]
U	Vitesse débitante	[m.s ⁻¹]
u	Vitesse locale instantanée selon x	[m.s ⁻¹]
\bar{u}	Vitesse moyenne	[m.s ⁻¹]
u^+	Vitesse adimensionnée	[-]
u'	Fluctuation de vitesse	[m.s ⁻¹]
u_τ	Vitesse de frottement	[m.s ⁻¹]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes	[m]
y	Distance de la paroi	[m]
y^+	Coordonnée y en variable de paroi	[-]

Nombres adimensionnels

Nu	Nombre de Nusselt : $Nu = \frac{h}{D\lambda}$
Pe	Nombre de Péclet : $Pe = Pr \times Re$
Pr	Nombre de Prandtl : $Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$
Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent : $Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t}$
Re	Nombre de Reynolds : $Re = \frac{U \times D}{\nu}$
St	Nombre de Stanton : $St = \frac{h}{\rho C_p U}$

Indices

axe	Grandeur sur l'axe de la conduite
deb	Grandeur débitante
i	Indice
in	Inlet
moy	Grandeur moyenne
out	Outlet
P	Variable calculée dans la cellule adjacente à la paroi
wall	Variable physique de paroi

Table des matières

1	Introduction	15
1.1	Contexte de l'étude	15
1.1.1	Présentation	15
1.1.2	Objectifs et apports de la thèse	16
1.1.3	Utilisation industrielle du calcul numérique	17
1.2	Modélisation de la turbulence	22
1.2.1	Concepts	22
1.2.2	Modèle k- ε	25
1.2.3	Loi de paroi	29
1.2.4	Simulation des grandes échelles	36
2	Ecoulement turbulent non isotherme en conduite circulaire rugueuse	45
2.1	Grandeurs moyennes	45
2.1.1	Pression	46
2.1.2	Vitesse	47
2.2	Couche limite turbulente dynamique	49
2.2.1	Contrainte de cisaillement	49
2.2.2	Profil de vitesse	50
2.2.3	Coefficient de frottement C_f	53
2.3	Couche limite turbulente thermique	55
2.3.1	Conditions aux limites	55
2.3.2	Ecoulement en conduite soumise à un flux thermique constant	59
2.3.3	Corrélation de type Stanton	62
2.4	Ecoulement rugueux	63
2.4.1	Physique de l'écoulement rugueux	63
2.4.2	Modélisation de l'écoulement sur parois rugueuses	68
2.4.3	Modélisation de l'échange thermique sur parois rugueuses	70
3	Dispositif expérimental	73
3.1	Présentation du dispositif expérimental	74
3.1.1	Description générale	74
3.1.2	Longueur de développement dans une conduite cylindrique	77
3.1.3	Caractéristiques de la rugosité de type grain de sable	78
3.2	Les moyens et les techniques de mesure	85
3.2.1	Mesure de pression	89
3.2.2	LDV : Vélocimétrie Laser Doppler	90

3.2.3	PIV : Vélocimétrie par Image de Particules	97
3.2.4	Thermométrie rapide	102
4	Etude expérimentale	109
4.1	Pression	109
4.2	Vitesse	112
4.2.1	PIV	112
4.2.2	LDV	115
4.3	Transfert thermique	124
4.3.1	Profils de température moyenne \bar{T}	124
4.3.2	Profils de température réduite θ	125
4.3.3	Profils de température adimensionnée T^+	127
4.3.4	Echange convectif	129
5	Etude numérique	135
5.1	Calcul au standard industriel	135
5.1.1	Objectif	135
5.1.2	Domaine de calcul	136
5.1.3	Résultats	138
5.2	Simulation numérique des grandes échelles - JADIM	144
5.2.1	Conditions de calcul	145
5.2.2	Résultats	148
	Conclusions et Perspectives	155
	Bibliographie	157

Table des figures

1.1	Transferts thermiques au sein d'une culasse	17
1.2	Procédure de calcul hydraulique et thermique	18
1.3	Géométrie complète des chambres de refroidissement	19
1.4	Géométrie des chambres de refroidissement - détail d'un poste de la culasse vue de dessus	19
1.5	Géométrie des chambres de refroidissement - détail d'un poste de la culasse vue depuis la chambre de combustion	20
1.6	Visualisation des lignes de courant dans les chambres de refroidissement	20
1.7	Visualisation du coefficient d'échange thermique dans le carter	21
1.8	Visualisation du coefficient d'échange thermique dans un poste de la culasse - vue depuis la chambre de combustion	21
1.9	Principe de longueur de mélange	24
1.10	Représentation d'une couche limite	29
1.11	Représentation de l'évolution de vitesse dans la couche limite	30
1.12	Distance pariétale des premières mailles	32
1.13	Fonctions P tracées pour $Pr_t = 0,85$	33
2.1	Volume de contrôle	46
2.2	Représentation du frottement pariétal	46
2.3	Calcul de λ par la loi de Colebrook	48
2.4	Evolution du profil de vitesse mesuré par Zagarola et Smits [108]	48
2.5	Profil de vitesse selon la loi de Reichardt	53
2.6	Profils de vitesse issus des relations 2.24 - 2.39 et 2.46	54
2.7	Evolution de $C_f/2$ en fonction du nombre de Reynolds (équation 2.50)	55
2.8	Profils de température pour un flux constant	57
2.9	Profils de température pour une température de paroi constante	58
2.10	Profils de T^+ - $Pr = 0,7$ - $Pr_t = 0,85$	61
2.11	Profils de T^+ - $Pr = 2$ - $Pr_t = 0,85$	61
2.12	Profils de T^+ - $Pr = 6$ - $Pr_t = 0,85$	62
2.13	Régimes d'écoulement d'après Rieutord [79]	64
2.14	Effet de Re_k sur le profil de vitesse u^+	70
3.1	Disposition du banc d'essais	75
3.2	Dispositif expérimental général	76
3.3	Section d'essai	77
3.4	Distributions des grains de sable	80
3.5	Aspect des grains de sable	82

3.6	Représentation des écarts géométriques	83
3.7	Position des profils de rugosité	84
3.8	Exemple de profil mesuré pour la section d'essai lisse	86
3.9	Exemple de profil mesuré pour la section d'essai 35 AFS	86
3.10	Configuration optique du système LDV	91
3.11	Relations vectorielles dans la configuration du système LDV	91
3.12	Traversée de l'accès optique par les faisceaux LDV	93
3.13	Faisceaux LDV traversant la conduite	94
3.14	Implantation du système LDV	95
3.15	Positionnement des faisceaux	96
3.16	Vérification du déplacement des faisceaux	97
3.17	Amélioration apportée par l'augmentation de puissance laser	99
3.18	Schéma mesure PIV et mesure PIV	99
3.19	Dispositif mis en place pour les mesures PIV	100
3.20	Etapes du traitement d'images	101
3.21	Bilan thermique complet du thermocouple	103
3.22	Détails de la réalisation des μ -thermocouples	104
3.23	Sonde de température complète	105
3.24	Dispositif de mesure du gradient thermique	106
4.1	Facteur expérimental de perte de charge pour 3 nombres de Reynolds	110
4.2	Evolution de C_f en fonction du nombre de Reynolds Re	112
4.3	Composantes du plan PIV	113
4.4	Champ de vecteurs instantané	113
4.5	Composantes instantanées U et V en pixel - Section d'essai lisse - $Re = 90\ 000$	114
4.6	Vorticité ω_x - s^{-1} - Section d'essai lisse	114
4.7	Convergence de la mesure LDV	115
4.8	Profils de vitesse moyenne - $Re = 22\ 000$	115
4.9	Profils de vitesse moyenne - $Re = 41\ 000$	116
4.10	Profils de vitesse moyenne - $Re = 90\ 000$	116
4.11	Profils d'intensité turbulente - $Re = 22\ 000$	118
4.12	Profils d'intensité turbulente - $Re = 41\ 000$	118
4.13	Profils d'intensité turbulente - $Re = 90\ 000$	119
4.14	Profils de u^+ - $Re = 22\ 000$	120
4.15	Profils de u^+ - $Re = 41\ 000$	121
4.16	Profils de u^+ - $Re = 90\ 000$	121
4.17	Effet du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse adimensionnée u^+ selon l'état de surface	123
4.18	Profils de température	125
4.19	Représentation des écarts de température paroi - fluide	126
4.20	Profils de température réduite θ	127
4.21	Profils de température adimensionnée	128
4.22	Profils de température adimensionnée mesurés par Kudva [50]	129
4.23	Nusselt expérimental - section d'essai lisse	131
4.24	Nusselt expérimental - section d'essai d'indice 120 AFS	131
4.25	Nusselt expérimental - section d'essai d'indice 55 AFS	132
4.26	Nusselt expérimental - section d'essai d'indice 35 AFS	132

4.27	Nusselt expérimental en fonction du nombre de Reynolds	133
4.28	Evolution du rapport St/C_f	133
5.1	Domaine de calcul	137
5.2	Raffinement du maillage	137
5.3	Convergence des résidus	138
5.4	Pression dans le domaine de calcul	139
5.5	Evolution du profil de vitesse suite au changement d'état de surface (surface lisse - surface rugueuse 55 AFS $k_s = 210 \mu\text{m}$)	140
5.6	Profils vitesse axiale	140
5.7	Comparaison profils calculés - profils expérimentaux	142
5.8	Evolution de température sur l'axe	142
5.9	Paroi rugueuse obtenue pour calcul LES	147
5.10	Diffusion de chaleur sur paroi rugueuse	147
5.11	Profil de vitesse moyenne	148
5.12	Profil d'intensité turbulente	149
5.13	Profil des tensions $\rho \times \overline{u'v'}$	150
5.14	Profil de vitesse adimensionnée u^+	150
5.15	Profil de température réduite θ	151
5.16	Profil de température adimensionnée T^+	152

Liste des tableaux

1.1	Formulations de la fonction P selon les versions du code	32
1.2	Valeurs de la fonction P et comparaison des valeurs des coefficients d'échange selon la version du code	34
3.1	Conditions expérimentales de l'écoulement	74
3.2	Longueur d'établissement exprimée en diamètres pour les différentes conditions d'écoulement - relation 3.2	78
3.3	Exemple de calcul de taille du grain moyen (AGS)	81
3.4	Exemple de calcul de l'indice de finesse AFS	81
3.5	Correspondance entre indice AFS et taille de grain moyen AGS	82
3.6	Définition géométrique des différents profils de rugosité	83
3.7	Mesures de rugosité par profilomètre à palpeur	85
3.8	Longueur spécifique mesurée	87
3.9	Comparaison des vitesses débitantes	95
3.10	Test de répétabilité des mesures LDV	96
3.11	Caractéristiques dynamiques de la sonde de température	104
4.1	Valeurs expérimentales du frottement pariétal τ_{wall}	110
4.2	Valeurs expérimentales de la vitesse de frottement u_τ	111
4.3	Valeurs expérimentales (calculées) du facteur de perte de charge λ	111
4.4	Valeurs expérimentales de β	122
4.5	Conditions expérimentales des mesures de température	124
4.6	Ecart de température paroi - fluide	126
4.7	Conditions expérimentales des corrélations de type Nusselt utilisées	130
5.1	Pertes de charge en Pa	139
5.2	Calcul de ΔB selon la relation 5.2	141
5.3	Effet de la rugosité sur le coefficient d'échange thermique	143
5.4	Propriétés du domaine de calcul	145
5.5	Hauteur adimensionnée des rugosités	146

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Contexte de l'étude	15
1.1.1	Présentation	15
1.1.2	Objectifs et apports de la thèse	16
1.1.3	Utilisation industrielle du calcul numérique	17
1.2	Modélisation de la turbulence	22
1.2.1	Concepts	22
1.2.2	Modèle k- ϵ	25
1.2.3	Loi de paroi	29
1.2.4	Simulation des grandes échelles	36

1.1 Contexte de l'étude

1.1.1 Présentation

Dans de nombreux milieux industriels la conception amont fait grandement appel à la simulation numérique, qui offre une souplesse d'utilisation et une rapidité accrue par rapport aux techniques expérimentales employées auparavant. En tant que constructeur international, RENAULT utilise massivement les dernières techniques disponibles dans ce domaine et participe à l'évolution de ces techniques. La conception du circuit de refroidissement moteur fait appel, entre autres choses, à la simulation thermo-hydraulique en utilisant le code commercial de mécanique des fluides FLUENT.

La géométrie des chambres d'eau est dictée par les compromis de conception provenant des différents métiers (admission air/carburant, échappement, combustion, lubrification des pièces en mouvement, architecture). L'effet de la vitesse de l'écoulement dans les chambres d'eau est primordial pour la longévité et la fiabilité des pièces refroidies, sachant qu'une vitesse minimale est requise pour assurer le refroidissement et qu'une vitesse trop élevée pénalise le fonctionnement moteur car elle requiert une puissance importante de la pompe à eau, et augmente les phénomènes d'érosion.

L'utilisation du code de calcul FLUENT permet de calculer l'écoulement hydraulique dans

le volume imposé des chambres d'eau. Les résultats de calculs fournissent avec une très bonne précision la répartition des débits en différentes sections des volumes parcourus. Si besoin, des modifications telles qu'une redéfinition des sections de passage du joint de culasse ou l'ajout de perçages inter-fûts peuvent être introduits au niveau des maquettes numériques afin d'évaluer leurs effets.

Dans un souci d'amélioration permanente, les outils utilisés sont évalués et optimisés en relation avec les éditeurs de code de calcul. Dans ce cadre, un travail sur les lois de paroi a été mené récemment. Il s'avère que les lois de paroi utilisées par FLUENT sont des lois standards, qui sont issues de mesures expérimentales obtenues pour des configurations assez éloignées des écoulements que nous cherchons à modéliser.

Entre les dernières versions 6.2 et 6.3 de FLUENT des écarts sensibles de résultat de calcul sont apparus. Des études préliminaires menées par la société TEUCHOS et par la société TSR (Thermique Simulation et Recherche) ont permis de quantifier ces différences, à savoir une variation de l'ordre de 15 % sur le coefficient d'échange thermique, et une variation de l'ordre de 10 % sur le coefficient de frottement.

Ces variations modifient le débit de 5 à 6 %, et le calcul thermique par une différence de 5 à 7°C sur la température maximale du toit de la chambre de combustion (de l'ordre de 250°C). Ces écarts sont dus aux lois de paroi utilisées par FLUENT. Ces lois sont issues de données expérimentales réalisées dans les années 70, peu représentatives des conditions d'écoulement régnant dans un circuit de refroidissement. En effet ces lois de paroi sont déterminées pour des écoulements d'air ne prenant pas en compte la rugosité (Lauder et Spalding [53] et Jayatilleke [39]). Les actions métiers qui ont permis de quantifier ces écarts n'ont pas identifié leur origine. Toutefois le rôle de la rugosité nous semble prépondérant, mais demeure non quantifiable par la théorie.

L'utilisation d'un banc d'essais dédié avec des moyens de mesure optique non intrusive, et des mesures plus classiques pour la température (tout en garantissant un minimum d'intrusivité) ainsi que l'appui d'un code de simulation des grandes échelles validé par de nombreuses études antérieures, ont été mis en œuvre dans le but d'appréhender une loi de paroi adaptée à notre problématique.

L'objectif de cette thèse est d'obtenir une loi de paroi adaptée au besoin spécifique de RE-NAULT. Les conditions d'écoulement seront proches de celles rencontrées dans les chambres d'eau.

1.1.2 Objectifs et apports de la thèse

L'objectif principal est d'améliorer la simulation de l'écoulement, des pertes de charge et des transferts thermiques dans les chambres d'eau de moteur à combustion interne.

Grâce à différentes campagnes d'essais sur un banc organe spécifique et au savoir-faire de l'IMFT, l'établissement de lois de paroi hydraulique et thermique adaptées au besoin spécifique d'un noyau d'eau contribuera à accroître la précision des simulations thermique et hydraulique.

Le choix de la géométrie cylindrique de l'écoulement est dicté par la volonté d'étudier l'écoulement et le transfert de chaleur sur paroi rugueuse par une approche expérimentale la plus simple possible, tout en conservant les caractéristiques de l'écoulement existant dans les chambres de refroidissement des moteurs thermiques (vitesse, température et état de surface).

Les améliorations induites par ce gain de précision peuvent être déclinées sous quatre aspects :

- **une meilleure estimation par calcul de la température de la culasse** et du carter-cylindre (gain espéré 5 à 7°C sur la température maxi face-feu culasse).
- **une meilleure prédiction des échanges par ébullition** (qui dépend à l'ordre 1 de la température du noyau d'eau). Dimensionnement au plus juste vis-à-vis du critère d'ébullition (gain de 5% en débit).
- **une meilleure précision de l'estimation de la durée de vie**. Une incertitude de 5°C sur la thermique culasse se traduit par une incertitude de 10% sur la tenue thermomécanique de la culasse.

1.1.3 Utilisation industrielle du calcul numérique

Lors des phases de conception et de développement des moteurs RENAULT, les températures de la paroi interne de la chambre d'eau et les densités de flux transmises au fluide sont estimées par calculs thermiques et hydrauliques. Ces calculs permettent de localiser les zones sensibles (chaudes) du moteur et de déterminer le débit optimal du liquide de refroidissement permettant d'assurer la fiabilité des pièces. Les calculs sont régulièrement confrontés à des mesures de température en paroi réalisées *in situ* lors de campagnes d'essais : les moteurs instrumentés de thermocouples sont soumis à des cycles normalisés reproduisant diverses conditions de fonctionnement ou de vieillissement accéléré. Les calculs et les critères de tenue des pièces sollicitées thermiquement sont ainsi validés. La figure 1.1 illustre les transferts thermiques existant dans une culasse.

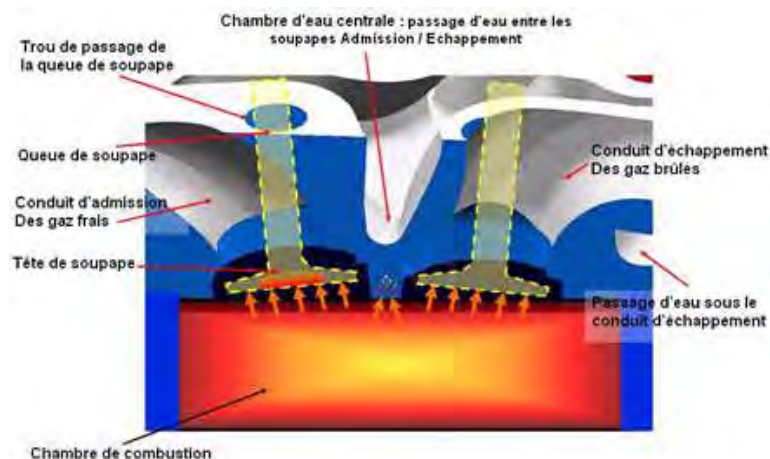


FIGURE 1.1 – Transferts thermiques au sein d'une culasse

La procédure de calcul se déroule en deux étapes :

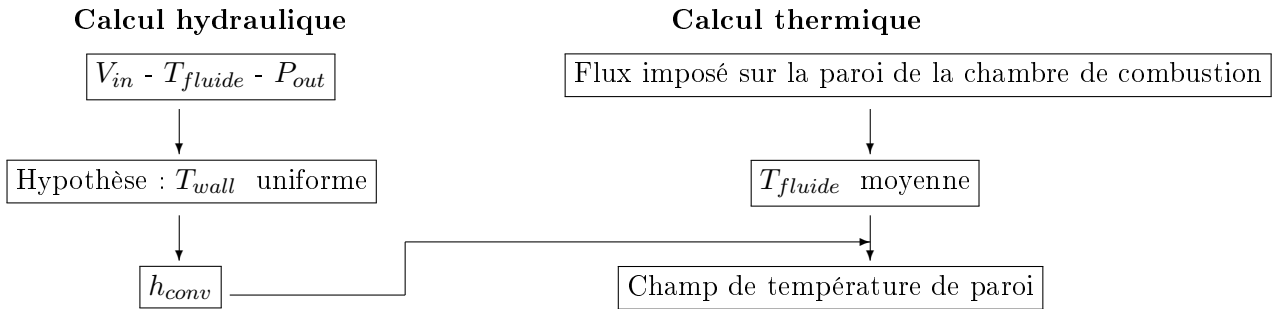


FIGURE 1.2 – Procédure de calcul hydraulique et thermique

Pour la réalisation de ce calcul on considère que le comportement hydraulique n'est pas modifié par la thermique ce qui permet de découpler l'approche. Cette hypothèse est valide au regard du nombre de Prandtl du fluide utilisé ($Pr = 2$ à 90°C) et si l'on néglige les effets de compressibilité, de la convection naturelle ou encore du changement de phase.

- **Calcul Hydraulique :**

Il est réalisé à l'aide du code de calcul 3D FLUENT par une méthode de résolution de type volumes finis. Le calcul hydraulique permet de déterminer la distribution du coefficient d'échange h_{conv} sur chaque maille à l'interface entre le liquide et la paroi de la chambre d'eau à partir du champ de vitesse calculé dans le volume d'eau. Pour le calcul de h_{conv} le code utilise les valeurs des températures de paroi et du fluide qui sont imposées, et calcule la densité de flux φ par la loi de paroi thermique (équation 1.35). Les conditions aux limites requises pour ce calcul sont : la vitesse à l'entrée du carter V_{in} , la pression en sortie de la culasse P_{out} ainsi que la température moyenne du fluide T_{fluide} . Ces conditions sont issues des mesures réalisées sur bancs d'essais lors des phases de mise au point du moteur. Lors du calcul hydraulique, la température de paroi de la chambre d'eau est uniforme, celle-ci est corrigée par la suite lors du calcul thermique.

- **Calcul Thermique :**

Il est réalisé à l'aide du code de calcul 3D par éléments finis NASTRAN. Les conditions aux limites requises pour ce calcul sont le flux imposé provenant de la chambre de combustion, la température moyenne du fluide ainsi que le champ de coefficients d'échange convectif sur chaque maille de la paroi issus du calcul hydraulique. La température de paroi et le flux transmis au fluide sont le résultat d'un calcul itératif en conduction au cours duquel la température de mélange en regard de la zone considérée est réactualisée en fonction du flux de chaleur transmis au fluide. Le calcul thermique intègre un modèle de prise en compte de l'ébullition qui permet de corriger le coefficient d'échange sur les mailles où il y a déclenchement de l'ébullition (lorsque la température de la maille est supérieure à la température de saturation). Le calcul par conduction permet de recalculer la température sur l'ensemble des mailles de la chambre d'eau.

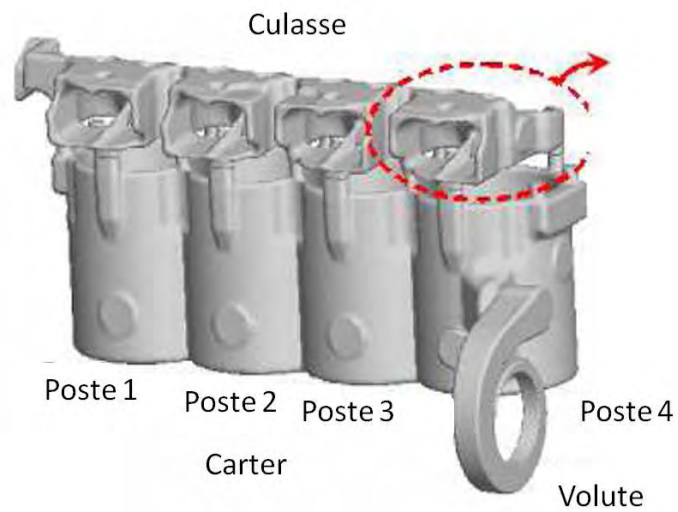


FIGURE 1.3 – Géométrie complète des chambres de refroidissement

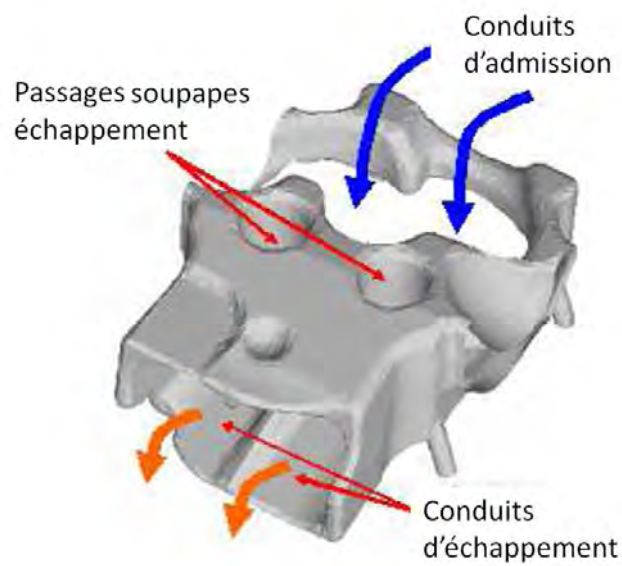


FIGURE 1.4 – Géométrie des chambres de refroidissement - détail d'un poste de la culasse vue de dessus

Les figures 1.3, 1.4 et 1.5 illustrent à titre d'exemple les contraintes géométriques et le volume fluide sur lequel sont réalisés les calculs hydrauliques.

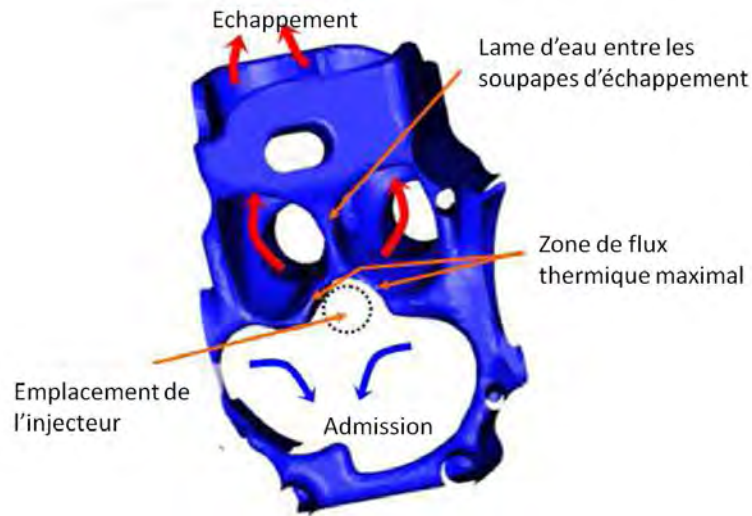


FIGURE 1.5 – Géométrie des chambres de refroidissement - détail d'un poste de la culasse vue depuis la chambre de combustion

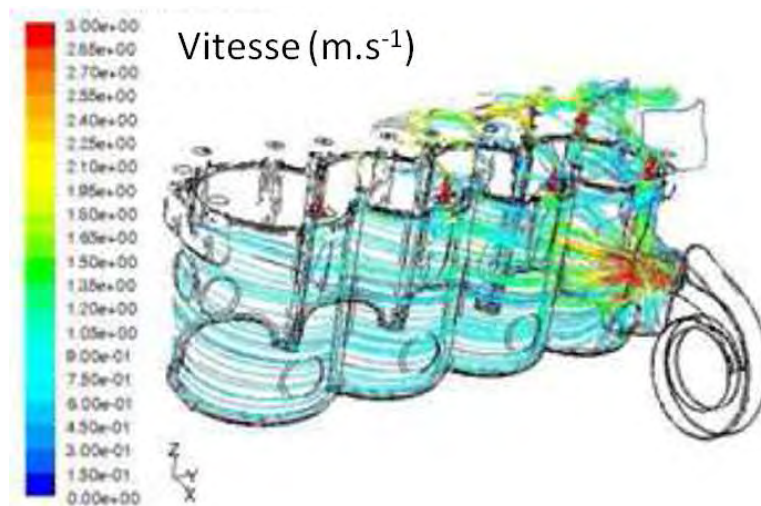


FIGURE 1.6 – Visualisation des lignes de courant dans les chambres de refroidissement

La figure 1.6 montre les résultats d'un calcul sur un moteur diesel G9T de la gamme RE-NAULT. Ces résultats montrent que les vitesses dans le carter et dans une partie de la culasse sont comprises entre $0,1 \text{ m.s}^{-1}$ (en aval de certaines singularités conduisant au développement de recirculations ou de décollements du fluide) et 3 m.s^{-1} .

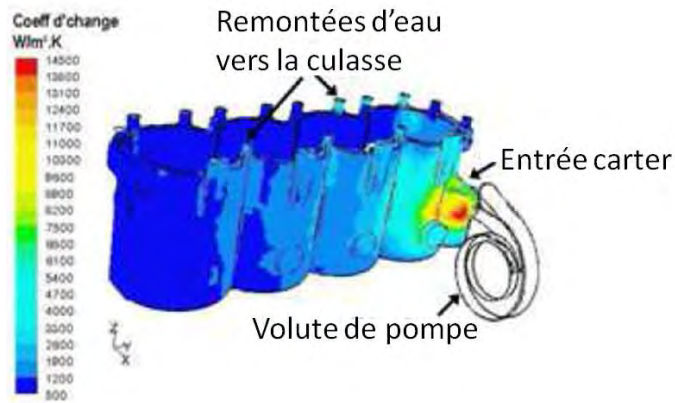


FIGURE 1.7 – Visualisation du coefficient d'échange thermique dans le carter

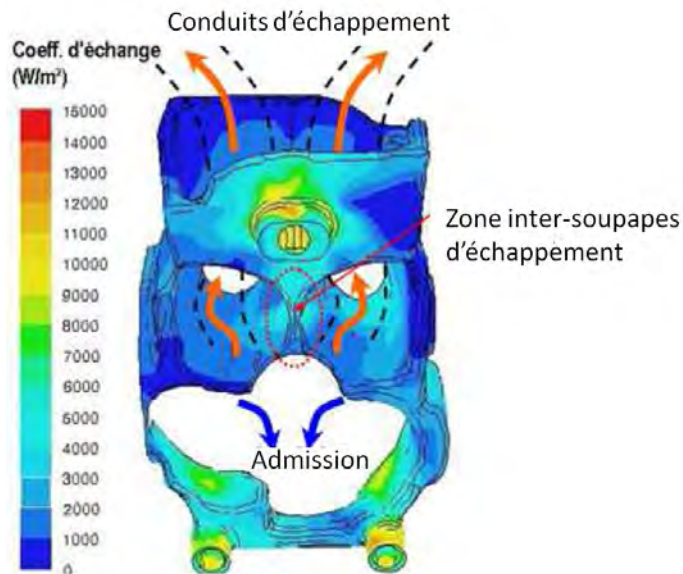


FIGURE 1.8 – Visualisation du coefficient d'échange thermique dans un poste de la culasse - vue depuis la chambre de combustion

Les figures 1.7 et 1.8 illustrent par le coefficient d'échange thermique, le résultat d'un calcul thermique .

1.2 Modélisation de la turbulence

1.2.1 Concepts

Cette partie présente les principes de la modélisation de la turbulence. Les écoulements sont régis par les équations de Navier-Stokes, qui caractérisent l'équilibre mécanique de la particule fluide sous l'effet de trois types de force :

- la quantité d'accélération
- les forces de pression
- les contraintes visqueuses

Ces équations peuvent avoir des solutions exactes ou approchées selon la nature laminaire ou turbulente de l'écoulement, qui est caractérisé par le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{U.L}{\nu}$$

Où :

- U est l'échelle caractéristique de la vitesse [m.s^{-1}]
- L est l'échelle caractéristique de longueur [m]
- ν est la viscosité cinématique [$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$]

L'irrégularité des perturbations de l'écoulement turbulent est traduite par la décomposition de Reynolds, et ce pour les différentes grandeurs physiques (pression, vitesse, masse volumique, température). On a donc :

$$u = \bar{u} + u'$$

Où :

- \bar{u} représente la grandeur physique moyenne.
- u' représente la grandeur physique instantanée.

En appliquant la décomposition de Reynolds, on peut développer les équations de Navier-Stokes et de l'énergie qui permettent d'aboutir aux équations du mouvement moyen pour la conduite cylindrique (conservation de la masse et de la quantité de mouvement) :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r \bar{v}}{\partial r} = 0 \quad (1.1)$$

$$\rho \left[\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right] = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \rho \overline{u'^2} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - \rho \overline{u'v'} \right) \right] \quad (1.2)$$

$$\rho \left[\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} \right] = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \rho \overline{u'v'} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\mu \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - \rho \overline{v'^2} \right) \right] \quad (1.3)$$

$$\rho C_p \left[\bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right] = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \rho C_p \overline{u'T'} \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(-k \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \rho C_p \overline{v'T'} \right) \right] \quad (1.4)$$

Cette décomposition fait apparaître le tenseur de Reynolds qui s'écrit sous la forme complète :

$$-\rho \begin{bmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u'v'} & \overline{u'w'} \\ \overline{u'v'} & \overline{v'^2} & \overline{v'w'} \\ \overline{u'w'} & \overline{v'w'} & \overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

Ce tenseur symétrique fait apparaître six inconnues supplémentaires. Les modèles 3D les plus simples introduisent la viscosité turbulente et l'hypothèse de turbulence isotrope pour la fermeture de ce terme :

$$\overline{u'_i u'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \overline{k} \delta_{ij} \quad (1.6)$$

On considère ici une particule fluide (voir figure 1.9) située à une distance y de la paroi animée d'une vitesse verticale $v' > 0$, et qui conserve sa vitesse horizontale \overline{u} . Cette particule fluide va se retrouver à une distance de la paroi où la vitesse moyenne du fluide est supérieure et va donc présenter une fluctuation de vitesse $u' < 0$ pour conserver sa vitesse moyenne. On montre ainsi que la corrélation $\overline{u'v'}$ est négative, ce qui renforce l'effet de la contrainte laminaire.

La décomposition de Reynolds apporte aussi un terme supplémentaire pour l'équation de l'énergie. Le terme ajouté est un vecteur correspondant à la densité de flux turbulent introduisant à nouveau trois inconnues :

$$\rho C_p \begin{bmatrix} \overline{u'T'} \\ \overline{v'T'} \\ \overline{w'T'} \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

On considère le cas où la paroi est chauffée de sorte que $T_p > T_{fluide}$. On peut mener le même raisonnement que précédemment pour décrire le comportement de ce terme. Si une particule fluide est perturbée par une vitesse verticale $v' > 0$ tout en conservant sa température, elle va se retrouver à une distance de la paroi où statistiquement la température y est inférieure. Elle présentera alors une fluctuation de température $T' > 0$. On montre ainsi que la corrélation $\overline{v'T'}$ est positive et renforce l'effet du flux laminaire.

Le tenseur de Reynolds et le vecteur de densité de flux turbulent apportent au total neuf inconnues. Chacun de ces termes peut être modélisé en utilisant le concept de longueur de mélange proposé par Prandtl.

Concept de longueur de mélange

Ce concept proposé par Prandtl est l'approche classique utilisée pour évaluer le tenseur de Reynolds $\overline{u'v'}$ lors des calculs de couche limite turbulente. Ce schéma simple donne toujours satisfaction lorsqu'il est comparé aux informations issues des avancées récentes dans la modélisation du tenseur de Reynolds. Cette approche repose sur l'analyse de l'échelle des fluctuations de vitesse. Si l'on considère la longueur de mélange l_u suffisamment petite devant les autres dimensions, on peut estimer l'ordre de grandeur de u' :

$$u' = -l_u \frac{\partial \overline{u}}{\partial y}$$

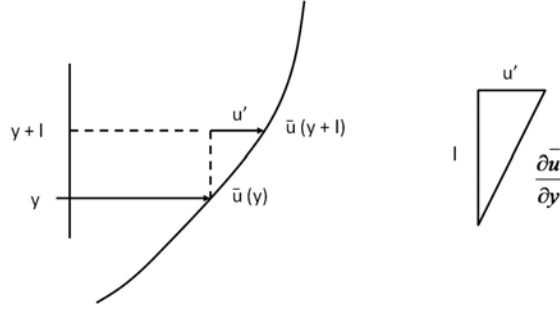


FIGURE 1.9 – Principe de longueur de mélange

Où l_u représente la distance parcourue par la particule fluide en conservant sa vitesse. La composante v' s'exprime de manière identique, à une constante k près :

$$v' = k u' = k l_u \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$$

Ainsi le tenseur de Reynolds peut être exprimé par une échelle de longueur l_u et le gradient de vitesse $\partial \bar{u} / \partial y$:

$$\overline{u'v'} = \frac{u'v'}{2} = \frac{k}{2} l_u^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2 \propto -l_u^2 \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right)^2$$

Cette longueur de mélange peut aussi s'exprimer en fonction de la diffusion de quantité de mouvement et en introduisant la définition de la viscosité turbulente (1.6), on obtient :

$$\nu_t = l_u^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|$$

La dimension donnée à la longueur de mélange l_u peut être déterminée en supposant que près de la paroi, la seule dimension de longueur significative est la distance à la paroi. Il est donc raisonnable dans la couche limite d'estimer l'échelle l_u correspondant à cette distance. On peut écrire cette hypothèse sous forme proportionnelle :

$$l_u = \kappa y \quad (1.8)$$

Cette hypothèse se vérifie expérimentalement avec des mesures de vitesse dans la couche limite. Dans la région développée de la couche limite, les mesures sont bien représentées par l'équation 1.8 avec $\kappa = 0,41$. La constante κ est communément appelée la constante de Von-Karman.

Par analogie il existe une longueur de mélange l_T qui correspond à la distance parcourue par la particule fluide en conservant sa température telle que :

$$T' = -l_T \frac{\partial \bar{T}}{\partial y}$$

La corrélation température - vitesse s'obtient en introduisant les expressions de l_u et l_T :

$$\rho C_p \overline{v'T'} = -\rho C_p l_u l_T \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (1.9)$$

En introduisant la définition de la conductivité thermique turbulente k_t , on obtient :

$$\overline{v'T'} = -\frac{k_t}{\rho C_p} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = -\nu_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (1.10)$$

On exprime alors la diffusivité thermique turbulente α_t de la manière suivante :

$$\alpha_t = l_u l_T \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right| \quad (1.11)$$

Nombre de Prandtl turbulent

Les quantités ν_t et α_t ne sont pas des propriétés physiques du fluide mais sont relatives aux propriétés de l'écoulement étudié. Le rapport entre la viscosité et la diffusivité thermique turbulentes définit le nombre de Prandtl turbulent, par analogie au nombre de Prandtl moléculaire.

$$Pr_t = \frac{\mu_t c}{k_t} = \frac{\nu_t}{\alpha_t} = \frac{l_u}{l_T} \quad (1.12)$$

Ce nombre est différent de un car il représente le rapport entre les temps caractéristiques relatifs aux équilibres dynamiques et thermiques différents sauf lorsque $Pr = 1$.

1.2.2 Modèle k- ε

Ce modèle est, de loin, le plus utilisé des modèles à deux équations. Les premiers travaux concernant ce modèle sont ceux de Chou [18] et Davidof [21]. De nombreux auteurs ont contribué à l'amélioration de ce modèle. On retiendra pour le modèle standard les travaux de Launder et Sharma [52] qui ont fortement contribué à la popularité de ce modèle.

Nous présentons ici les différentes évolutions apportées à ce modèle.

Modèle standard

Ce paragraphe détaille les simplifications faites lors de la fermeture de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k .

Tensions de Reynolds

Le tenseur de Reynolds est classiquement modélisé en utilisant l'hypothèse de Boussinesq :

$$\frac{\tau_{ij}}{\rho} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij}$$

Où S_{ij} est le tenseur des contraintes moyennes. Le second terme est nécessaire pour obtenir la trace de τ_{ij} . En écoulement incompressible $S_{ii} = 0$, ce qui réduit l'équation à $\tau_{ii} = -2\rho k$.

Transport turbulent et diffusion par fluctuation de pression

L'approximation généralement utilisée pour représenter le transport turbulent d'un scalaire dans un écoulement turbulent est l'approximation de type diffusion de gradient. Par analogie

au transport moléculaire, on suppose que : $-\overline{u'_j \phi'} \sim \nu_t \partial \phi / \partial x_j$. Cependant, il n'y a pas d'équivalent pour le terme de diffusion par fluctuation de pression. L'absence de données expérimentales pour modéliser ce terme conduit à regrouper ce terme avec le terme de transport turbulent, et l'on considère que le transport de ces deux termes peut être représenté par un terme de gradient. Les résultats de DNS de Mansour *et al.* [60] montrent que la diffusion par fluctuation de pression est très faible pour des écoulements simples. Au final, il est admis de réunir les deux termes sous la forme suivante :

$$\frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j} + \frac{1}{\rho} \overline{p' u'_j} = - \frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}$$

Où σ_k est un coefficient de fermeture.

Dissipation

A ce stade, il reste toujours deux grandeurs indéterminées, le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε , et l'échelle de longueur de la turbulence l . Ces deux propriétés sont considérées comme strictement dépendantes de la turbulence de l'écoulement, et non pas des propriétés du fluide, comme la viscosité moléculaire. Taylor [98] montre par une étude dimensionnelle que :

$$\varepsilon \sim k^{3/2} l^{-1}$$

Il reste toujours à préciser l'échelle de longueur de la turbulence. Cette échelle peut être déterminée à l'aide du concept de longueur de mélange proposé par Prandtl, et présenté précédemment. Au final, l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente k est très souvent modélisée sous la forme suivante :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.13)$$

La fermeture de l'équation de transport pour ε s'écrit :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / \sigma_\varepsilon) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (1.14)$$

Avec la viscosité turbulente égale à :

$$\nu_t = C_\mu k^2 \varepsilon^{-1} \quad (1.15)$$

Les valeurs des coefficients standards de fermeture pour ce modèle sont les suivantes :

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad (1.16)$$

$$C_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3 \quad (1.17)$$

Modèle RNG

Le modèle RNG (*Re-Normalisation Group*) proposé par Orszag *et al.* [70] est issu d'une méthode statistique, son formalisme est identique au modèle $k-\varepsilon$ standard, mais apporte les améliorations suivantes :

- un terme additionnel dans l'équation de transport pour ε , qui améliore la précision pour les écoulements rapidement accélérés.
- l'effet de swirl sur la turbulence est pris en compte.
- la théorie de renormalisation fournit une formulation analytique pour le calcul du nombre de Prandtl turbulent Pr_t , alors que le modèle standard utilise une valeur définie par l'utilisateur.
- la formulation analytique de la viscosité turbulente, adaptée aux écoulements à bas Reynolds (nécessité d'un maillage raffiné en paroi).

Les différences apportées au modèle RNG élargissent le champ d'application du modèle $k-\varepsilon$.

Equations de transport du modèle $k-\varepsilon$ RNG

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \nu_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \nu_t \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - R_\varepsilon \quad (1.19)$$

Avec α_k et α_ε les inverses des nombres de Prandtl turbulents, calculés analytiquement par la théorie de renormalisation :

$$\left| \frac{\alpha - 1,3929}{\alpha_0 - 1,3929} \right|^{0,6321} \left| \frac{\alpha + 2,3929}{\alpha_0 + 2,3929} \right|^{0,3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{turb}} \quad (1.20)$$

Où $\alpha_0 = 1,0$. En considérant un écoulement à haut Reynolds, on a $\mu_{mol} < \mu_{turb}$ et $\alpha_k = \alpha_\varepsilon \approx 1,393$.

Le terme R_ε est la principale différence par rapport au modèle $k-\varepsilon$ standard. Il s'exprime ainsi :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (1.21)$$

Où $\eta = S_k/\varepsilon$, $\eta_0 = 4,38$, $\beta = 0,012$. S_k est une constante ayant le rôle de terme source de k .

En regroupant les termes, l'équation de transport devient :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2}^* \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \nu_t \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (1.22)$$

Où le terme $C_{\varepsilon 2}^*$ réunit :

$$C_{\varepsilon 2}^* = C_{\varepsilon 2} + \frac{C_\mu \rho \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (1.23)$$

Pour les zones de l'écoulement où $\eta < \eta_0$, R_ε apporte une contribution positive, et $C_{\varepsilon 2}^*$ devient supérieur à $C_{\varepsilon 2}$. Dans la région logarithmique $\eta \approx 3,0$, ce qui donne $C_{\varepsilon 2}^* \approx 2,0$, valeur

proche de la constante $C_{\varepsilon 2}$ du modèle $k-\varepsilon$ standard. Pour des écoulements modérément accélérés, le modèle RNG fournit des résultats comparables à ceux fournis par le modèle $k-\varepsilon$ standard.

Pour les régions fortement contraintes, soit $\eta > \eta_0$, le terme R_ε devient négatif. La valeur de $C_{\varepsilon 2}^*$ devient alors inférieure à $C_{\varepsilon 2}$. En comparaison avec le modèle $k-\varepsilon$ standard, le taux de destruction de ε augmente, ce qui tend à diminuer l'énergie cinétique turbulente k et éventuellement la viscosité turbulente. Pour les écoulement fortement accélérés et contraints, le modèle RNG présente une valeur de viscosité turbulente plus faible que celle issue du modèle $k-\varepsilon$ standard.

Les valeurs des coefficients de fermeture pour ce modèle sont les suivantes :

$$C_{\varepsilon 1} = 1,42 \qquad C_{\varepsilon 2} = 1,68$$

Modèle *realizable*

Le modèle $k - \varepsilon$ *realizable* proposé par Shih *et al.* [88] en 1995, diffère du modèle standard en deux points importants :

- une nouvelle formulation de la viscosité turbulente,
- une nouvelle équation de transport pour ε , issue de l'équation de transport exacte de la vorticité fluctuante

L'appellation *realizable* signifie que ce modèle répond à des critères mathématiques stricts pour la modélisation des tensions de Reynolds et consistants avec la physique des écoulement turbulents. Les contraintes mathématiques supplémentaires à ce modèles étant spécifiques, les modèles standards et RNG ne peuvent être considérés comme *realizable*.

L'amélioration apportée par ce modèle est immédiate pour les écoulements soumis à des effets de rotation, de forts gradients de pression adverse, recirculation et de séparation.

La spécificité de ce modèle réside dans la modélisation des tensions de Reynolds. Le terme $\overline{u'^2}$ est alors déterminé par la relation :

$$\overline{u'^2} = \frac{2}{3}k - 2\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \tag{1.24}$$

Cette quantité est par définition positive, sauf dans le cas d'un écoulement fortement accéléré, lorsque le terme $2\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ devient prépondérant. Pour imposer $\overline{u'^2} > 0$, le modèle vérifie donc le critère suivant :

$$\frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} > \frac{1}{3 C_\mu} \approx 3,7 \tag{1.25}$$

De plus ce modèle ne considère pas le terme C_μ constant, ainsi le calcul de la viscosité turbulente est dépendant des contraintes, des rotationnels et de la turbulence :

$$C_\mu = \frac{1}{A_0 + A_s \frac{k U^*}{\varepsilon}} \tag{1.26}$$

$$U^* = \sqrt{S_{ij}S_{ij} + \widetilde{\Omega}_{ij}\widetilde{\Omega}_{ij}} \quad (1.27)$$

et avec w_k la vitesse angulaire :

$$\widetilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \quad \text{et} \quad \Omega_{ij} = \overline{\Omega}_{ij} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (1.28)$$

$$A_0 = 4,04, \quad A_s = \sqrt{6} \cos\phi \quad (1.29)$$

où

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6} W), \quad W = \frac{S_{ij}S_{jk}S_{ki}}{\widetilde{S}^3}, \quad \widetilde{S} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (1.30)$$

Modèle utilisé

Différentes études internes à RENAULT ont été menées pour tester les différents modèles $k-\varepsilon$ présentés. Les conclusions de ces travaux montrent que le modèle $k-\varepsilon$ *realizable* est le plus approprié pour modéliser l'écoulement. L'évaluation des modèles est basée sur la comparaison des résultats numériques (pertes de charge, zones de recirculation et répartition des débits) à différents essais réalisés sur banc moteur.

1.2.3 Loi de paroi

Définition

L'écoulement est contraint par des parois à la géométrie parfois complexe (noyau d'eau culasse par exemple). Le calcul hydraulique de l'écoulement doit prendre en compte la condition de vitesse nulle à la paroi (fluide visqueux). Entre l'écoulement développé et la paroi, il existe une zone où l'on rencontre de forts gradients de vitesse : cette zone correspond à la couche limite.

Au sein de cette zone, la résolution des équations nécessite un maillage très fin pour cap-

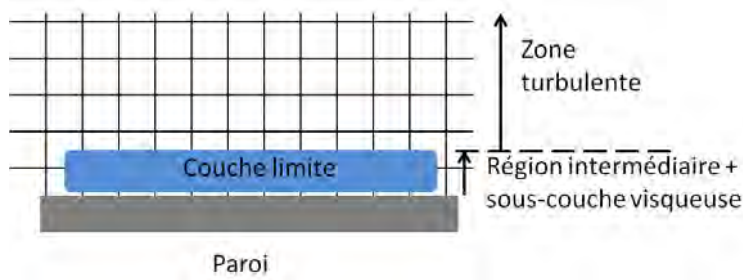


FIGURE 1.10 – Représentation d'une couche limite

ter les échelles dynamique et thermique. On simplifie le problème par des lois de paroi, et celle que nous utilisons est la loi de paroi logarithmique. La distance à la paroi y et la vitesse u sont adimensionnées par rapport à la vitesse de frottement u_τ :

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{u_\tau \cdot y}{\nu} \quad (1.31)$$

Pour $y^+ < 30$, on se situe dans la zone visqueuse. Pour $30 < y^+ < 300$, on se situe dans la zone logarithmique.

- La sous-couche visqueuse :

Dans cette région très proche de la paroi, la viscosité dynamique est prédominante. C'est elle qui conditionne les échanges (transfert de masse ou transfert thermique). L'écoulement y est quasi-laminaire, et la vitesse suit alors la loi suivante :

$$u^+ = y^+ \quad (1.32)$$

- La couche logarithmique :

Dans cette couche extérieure, la turbulence prédomine et conditionne les échanges. Dans cette région, on modélise une vitesse adimensionnelle comme une fonction logarithmique de la distance à la paroi adimensionnée (y^+). La loi logarithmique suivante s'applique dans cette région :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) \quad (1.33)$$

où $\kappa = 0,41$ est la constante de Von-Karman.

- La région intermédiaire :

Dans cette zone, les effets de la viscosité dynamique et de la turbulence jouent un rôle équivalent.

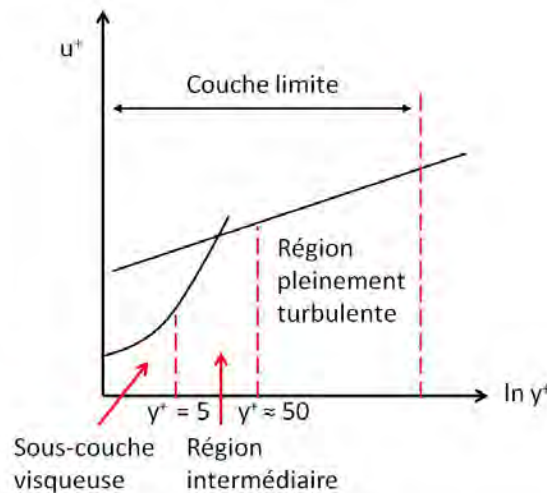


FIGURE 1.11 – Représentation de l'évolution de vitesse dans la couche limite

La zone logarithmique est valide dans une plage de y^+ comprise entre 30 et 300.

En réalité, FLUENT applique la loi logarithmique à partir de $y^+ = 11,225$ et non 30.

De cette manière on ne résoud pas le modèle k- ϵ dans cette zone, mais on simplifie le problème afin d'obtenir un résultat dans un temps de calcul raisonnable, tout en préservant la qualité des prédictions.

Deux approches différentes peuvent être appliquées selon les cas :

- La modélisation à bas Reynolds :

Les mailles sont divisées jusqu'à obtenir une valeur satisfaisante de $y^+ \approx 1$. L'inconvénient principal est un temps de calcul extrêmement long imposé par le nombre conséquent de cellules nécessaires.

- La modélisation à deux zones :

Une zone affectée uniquement par la viscosité, tandis que la seconde zone n'est affectée que par la turbulence. La transition entre ces deux zones s'effectue pour un nombre de Reynolds turbulent égal à 200 :

$$Re_k = \frac{y \sqrt{k}}{\nu} \quad (1.34)$$

Sensibilité de la loi de paroi

On présente ici la modélisation de la couche limite faite par FLUENT, ainsi que l'origine des différences observées entre les versions V5.x et V6.x sur le calcul du coefficient d'échange thermique.

Le calcul d'écoulement est utilisé de la manière suivante :

- La turbulence :

Modèle k- ϵ original de Launder et Spalding. Aucune différence de paramétrage entre les 2 versions de FLUENT.

- La raccord pariétal :

Par défaut, on utilise la version standard (raccord logarithmique). Seule la loi de température est modifiée lors du passage de la version V5.x à la version V6.x.

Sur la hauteur de la première maille, l'hypothèse de couche limite s'applique correctement si le y^+ correspond à la plage définie plus haut. Pour le calcul de température du fluide les équations utilisées sont les suivantes :

$$T^+ = \frac{(T_{wall} - T_p) \rho C_p k_p^{1/2}}{\phi} = Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^+) + P \right] \quad (1.35)$$

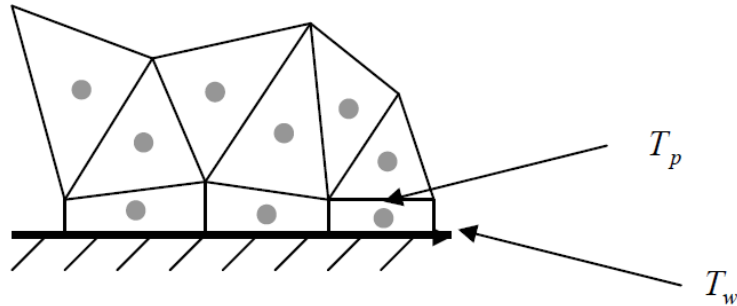


FIGURE 1.12 – Distance pariétale des premières mailles

L'indice p désigne le centre de la maille directement adjacente à la paroi. C_μ est une constante du modèle de turbulence, E , k et Pr_t sont des constantes indépendantes du fluide (on reviendra sur la définition du nombre de Prandtl turbulent Pr_t par la suite).

Le flux de chaleur correspond au flux échangé pour une température de paroi homogène imposée de 120°C , ce qui permet d'obtenir un premier champ de coefficient d'échange en fonction de la vitesse de l'écoulement. Le calcul thermique permet d'obtenir le coefficient d'échange maille par maille.

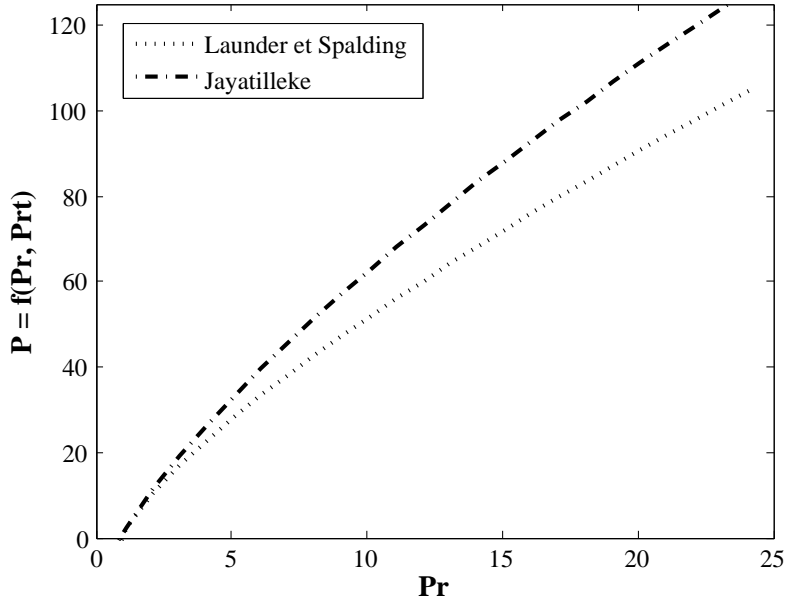
En dehors de la couche limite, l'équation de l'énergie est résolue au sein du système de Navier-Stokes. La nuance entre les versions v5.x et v6.x réside dans la définition de la fonction $P(Pr, Pr_t)$.

V.5x	$P(Pr, Pr_t) = \frac{\pi}{4 \sin(\frac{\pi}{4})} \left(\frac{A}{\kappa}\right)^{1/2} \left(\frac{Pr}{Pr_t} - 1\right) \left(\frac{Pr_t}{Pr}\right)^{1/4}$	Lauder et Spalding - 1974
V.6x	$P(Pr, Pr_t) = 9,24 \left(\left(\frac{Pr}{Pr_t}\right)^{3/4} - 1 \right) \left(1 + 0,28e^{-0,007 \frac{Pr}{Pr_t}} \right)$	Jayatilke - 1969

Tableau 1.1 – Formulations de la fonction P selon les versions du code

Selon FLUENT, ce changement se justifie par une meilleure stabilité numérique de la version V6.x. A noter que la publication originale de Jayatilke mentionne que la fonction P a été calibrée avec un $Pr_t = 0,9$, à la différence de la documentation FLUENT qui mentionne $Pr_t = 0,85$, ce qui provoque une différence sensible dans la région logarithmique.

Pour quantifier l'effet de ces deux formulations, des calculs thermiques ont été réalisés avec les deux versions. Sachant que le calcul hydraulique est identique, pour un maillage donné, le y^+ sera identique entre les deux versions. On présente dans le tableau 1.2, les valeurs de la fonction P ainsi que le rapport des coefficients d'échange thermique (HTC) calculés par les deux versions du code. Les valeurs de y^+ choisies sont $y^+ = 12$ et $y^+ = 750$, la première valeur

FIGURE 1.13 – Fonctions P tracées pour $Pr_t = 0,85$

correspond à la limite inférieure de l'application de la loi logarithmique par FLUENT (valeur exacte de transition $y^+ = 11,125$), la seconde valeur correspond à la valeur maximale observée dans le calcul d'écoulement du moteur F9Q. Les calculs ont été réalisés pour deux formulations du fluide faisant varier la composition volumique d'eau et de mono-éthylène-glycol (MEG).

Pour $y^+ = 12$, et un mélange eau-MEG à 60/40, la valeur de P varie de 13% entre la version 5 et la version 6. Cet écart est de 16% pour un mélange eau-MEG à 50/50. Ces écarts s'expliquent par le fait que le nombre de Prandtl turbulent n'est pas une vraie constante.

Variations du nombre de Prandtl turbulent

Suivant l'opération de moyenne de Reynolds, l'équation de l'énergie au voisinage d'une paroi s'écrit :

$$\bar{U} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \overline{v'T'} \right] \quad (1.36)$$

La turbulence apporte un terme supplémentaire $\overline{v'T'}$ (en agissant simultanément sur le champ de vitesse et de température). Ce terme se modélise en supposant que la diffusion est isotrope, en introduisant le concept de diffusivité thermique turbulente α_t , homologue de la diffusivité cinématique turbulente :

$$\overline{v'T'} = \alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (1.37)$$

$$\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (1.38)$$

P	T	Pr	$P(Pr, Pr_t = 0,85)$		HTC v5.x / HTC v.6x	
Bar	°C	[-]	v.5x	v.6x	$y^+ = 12$	$y^+ = 750$
MEG 40% volume						
1	-20					
1	0	55,2	196,7	237,9	1,20	1,19
1	20	25,8	109,4	135,3	1,22	1,20
1	40	15,0	70,9	87,6	1,20	1,18
1	60	9,3	47,8	58,4	1,18	1,15
1	80	6,6	35,4	42,7	1,16	1,13
1	90	4,9	27,1	32,2	1,13	1,11
1	100	4,6	25,3	29,9	1,13	1,10
1	110					
MEG 50% volume						
1	-20					
1	0	69,3	234,3	279,8	1,19	1,18
1	20	36,4	142,8	175,6	1,21	1,20
1	40	19,9	88,9	110,1	1,21	1,19
1	60	13,0	63,2	77,9	1,20	1,17
1	80	8,6	44,6	54,4	1,17	1,15
1	90	6,9	36,8	44,4	1,16	1,13
1	100	5,2	28,3	33,7	1,14	1,11
1	110					

Tableau 1.2 – Valeurs de la fonction P et comparaison des valeurs des coefficients d'échange selon la version du code

Par analogie avec la conductivité thermique et le nombre de Prandtl moléculaire on définit la conductivité thermique turbulente k_t et le nombre de Prandtl turbulent Pr_t :

$$k_t = \rho C_p \alpha_t \quad (1.39)$$

$$Pr_t = \frac{\mu_t C_p}{k_t} = \frac{\nu_t}{\alpha_t} \quad (1.40)$$

Il faut bien préciser que ce nombre adimensionnel est une propriété de l'écoulement et non pas du fluide.

En ayant introduit ces deux concepts, on peut écrire l'équation de l'énergie :

$$\bar{U} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\alpha + \frac{\nu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right] \quad (1.41)$$

L'effet dynamique de la turbulence étant modélisé indépendamment (modèle k- ϵ par exemple), ν_t est connu. Il reste donc à modéliser Pr_t .

L'idée principale est basée sur le fait que la turbulence prend sa source dans la dynamique de l'écoulement, le Pr_t doit donc être une fonction simple. La turbulence thermique est en fait un transport passif de la turbulence dynamique, de sorte que l'on doit avoir la diffusion dynamique turbulente et la diffusion thermique turbulente du même ordre de grandeur, l'une étant la conséquence de l'autre.

Cette hypothèse semble raisonnable, puisque les travaux expérimentaux disponibles indiquent un $Pr_t = 0,85 \pm 0,05$ dans la région logarithmique, y compris pour l'eau. Dans FLUENT, c'est la valeur par défaut pour le modèle k- ε standard et le modèle *realizable*.

Autant les valeurs de E et κ apparaissant dans la loi de paroi dynamique sont des constantes bien établies (car expérimentalement elles sont effectivement constantes si l'écoulement est suffisamment turbulent), autant la valeur de Pr_t est un compromis à deux titres :

- Pr_t est très difficile d'accès par des moyens expérimentaux.
- Les mesures de Dipprey et Sabersky [23] montrent une légère variation de Pr_t dans la couche limite logarithmique, une forte variation dans la sous-couche laminaire et une probable sensibilité au gradient de pression et des valeurs parfois sensiblement plus faibles (0,5) dans le cœur de l'écoulement.

Au final Pr_t n'est pas une vraie constante, la valeur de 0,85 (par défaut dans Fluent v5.x et v6.x) est un compromis raisonnable dans la zone logarithmique [23]. D'autre part, T^+ est proportionnel à Pr_t dans la loi logarithmique thermique.

Déviations par rapport aux hypothèses de Navier-Stokes

Il faut souligner les difficultés spécifiques à la loi logarithmique thermique. La loi standard est développée à partir de mesures réalisées sur des écoulements de base de type Poiseuille ou Couette.

Les gradients de pression et les rayons de courbure importants existant dans l'écoulement du noyau d'eau sont autant de déviations à ces hypothèses.

Toutefois, en conservant ces hypothèses, on montre que la loi de paroi thermique s'écrit en supposant un flux thermique constant :

$$T^+ = \int_0^{y^+} \frac{dy^+}{\frac{1}{Pr} + \frac{\alpha_t}{\nu}} = \int_0^{y^+} \frac{dy^+}{\frac{1}{Pr} + \frac{\nu_t}{\nu Pr_t}} \quad (1.42)$$

A une certaine distance $y^+ = y_c$ de la paroi, les diffusivités thermique turbulente et moléculaire sont de même importance. A Pr_t fixé, cette distance limite, y_c , dépend uniquement des propriétés moléculaires du fluide via le terme $1/Pr_t$ car ν_t/ν est un profil universel (loi de paroi dynamique).

Pour les liquides, cette distance est plus petite que celle des gaz. En dessous de y_c , le transfert thermique est piloté par la conduction. Au delà de y_c , le transport turbulent prend le relais puis devient dominant. Si y^+ est assez grand, il est possible de négliger $1/Pr$ et on trouve une

dépendance logarithmique du profil de température. En résumé :

$$T^+ = \begin{cases} Pr \cdot y^+ & \text{pour } y^+ < y_t^+ \\ Pr_t \left(\frac{1}{\kappa} \cdot \ln(E y^+) + P(Pr, Pr_t) \right) & \text{pour } y^+ > y_t^+ \end{cases} \quad (1.43)$$

La fonction $P(Pr, Pr_t)$ assure donc que T^+ prend une forme logarithmique à partir d'une distance qui est réglée par Pr (en admettant Pr_t réellement constant).

Plusieurs formulations de $P(Pr, Pr_t)$ existent avec une dispersion grandissante quand Pr croît.

La traduction physique de P est le fait que la couche limite thermique s'enfonce de plus en plus dans la couche dynamique lorsque le rapport diffusion moléculaire dynamique / diffusion moléculaire thermique croît.

Le gradient de température est de plus en plus localisé dans la sous couche conductive, comme cet effet est relayé par la fonction P uniquement, on ne doit pas s'étonner qu'une variation de la formulation est plus critique pour un liquide. D'autre part, nous avons déjà signalé que dans les faits, Pr_t varie significativement dans la sous-couche visqueuse. Dès lors on comprend l'imbrication des différentes difficultés à résoudre pour produire un résultat rigoureux.

Notons de plus que la loi logarithmique thermique est moins robuste que son homologue dynamique lorsque l'on s'éloigne des hypothèses prévalant à son établissement. En particulier la sensibilité au gradient de pression (supposé nul pour son établissement) est connue et significative.

1.2.4 Simulation des grandes échelles

Cette partie est une introduction générale aux problèmes et aux concepts qui sont rencontrés avec la simulation numérique des écoulements turbulents, ainsi que certains concepts pour une modélisation adaptée et efficace. Les équations qui régissent ces écoulements et leur résolution par LES sont introduites. Le problème de fermeture dans la LES et le modèle de sous-maille qui a été appliqué dans cette étude sont expliqués.

L'écoulement turbulent d'un fluide visqueux présente une organisation instable et tridimensionnelle de structures cohérentes maintenues par des mécanismes d'échange d'énergie entre les structures sur une large gamme d'échelles spatiales et temporelles (Chatelain [16]). La résolution numérique des équations de Navier-Stokes dans le domaine des échelles considérées permet de simuler et d'obtenir une représentation de la dynamique de l'écoulement (séparation, recollement turbulent, phénomènes instationnaires ...). Ainsi une résolution numérique réaliste d'un écoulement turbulent peut prétendre à représenter l'ensemble du spectre des échelles spatio-temporelles qui sont présentes. Une approche comme celle-ci, qui consiste à résoudre toutes les échelles caractéristiques de l'écoulement de façon explicite, est appelée Simulation Numérique Directe (DNS).

Ces calculs nécessitent des discrétisations extrêmement fines, afin de capturer toutes les structures de l'écoulement qui prennent part aux transferts internes énergiques. Dans le cadre des écoulements turbulents, deux échelles extrêmes sont généralement considérées. La première

échelle représente la taille des plus grandes structures énergétiques qui sont présentes dans l'écoulement et qui dépendent de la configuration étudiée (échelle intégrante L_I). La seconde échelle représente les plus petites structures dissipatives l_d et est appelée l'échelle de Kolmogorov. La relation 1.44 entre ces deux échelles donne une estimation du nombre de points de discrétisation dans une direction donnée permettant de calculer toutes les structures présentes dans l'écoulement.

$$\frac{L_I}{l_d} = Re_t^{3/4} \quad (1.44)$$

Le nombre de Reynolds turbulent Re_t est basé sur la longueur des plus grandes structures présentes dans l'écoulement, la vitesse caractéristique des fluctuations turbulentes et la viscosité cinématique du fluide. Le caractère tridimensionnel de la turbulence rend la quantité de points proportionnelle à $Re_t^{9/4}$. Le nombre de pas de temps ($N_{\Delta T}$) requis pour capturer l'échelle temporelle des structures peut être estimé par le rapport des échelles de temps respectives à chaque échelle dynamique, soit :

$$\frac{\tau}{\tau_\eta} \sim N_{\Delta T} = Re_t^{1/2} \quad (1.45)$$

A l'heure actuelle, la puissance informatique disponible rend cette approche uniquement possible pour des configurations à faibles nombres de Reynolds, c'est-à-dire pour des configurations généralement simples et académiques. En d'autres termes, cette méthode est limitée aux écoulements qui présentent un spectre relativement étroit des échelles spatio-temporelles. Cependant, quand elle peut être mise en oeuvre, la DNS permet une description très fine et déterministe de l'écoulement et de ses caractéristiques (fluctuations, vorticité ...) car la résolution directe des équations ne dépend d'aucune modélisation.

Simulation numérique des grandes échelles

La LES a connu ces quarante dernières années un fort développement, principalement lié aux avancées des méthodes numériques et à l'augmentation de la puissance de calcul des processeurs. Smagorinsky propose dès 1963 de calculer explicitement les contributions des grandes échelles (tels les écoulements atmosphériques) et de modéliser les effets des structures qui ont une dimension caractéristique inférieure au maillage. Cette distinction entre calcul explicite et modélisation implique la notion de filtrage des échelles rencontrées dans l'écoulement et le développement de modèles pour représenter les phénomènes dits de sous maille. Ces modèles représentent les structures d'échelle inférieure à la taille du filtre passe haut qui est appliqué aux équations de Navier-Stokes. Le bénéfice de cette approche réside dans la minimisation des échelles modélisées, dont les caractéristiques sont quasi-universelles. La taille des échelles calculées explicitement dépendent du filtre et du raffinement du maillage. Le caractère universel de la modélisation de sous maille autorise la simulation de tout type d'écoulement turbulent.

L'autre avantage de cette méthode réside dans son formalisme, qui tend vers la simulation numérique directe (DNS) avec le raffinement du maillage et des échelles caractéristiques du filtre appliqué. Ce qui permet dans ce cas de résoudre toute l'échelle du spectre d'énergie de l'écoulement, jusqu'à l'échelle de Kolmogorov (Chatelain [16]). Cette étude numérique modélise la turbulence par la méthode LES. Le formalisme et la fermeture des équations sont présentés dans les paragraphes suivants.

Equations

Le mouvement d'un fluide incompressible peut être décrit par les équations de continuité, et de conservation de la masse. Ces équations interprètent l'écoulement d'un fluide de manière locale (ou sur un volume de contrôle dans leur formulation intégrale). L'équation de l'énergie est utilisée lorsque l'écoulement n'est pas isotherme, c'est-à-dire lorsqu'un transfert thermique a lieu au sein du fluide.

L'écriture de ces équations est différente selon les hypothèses posées pour étudier l'écoulement. Dans notre cas, nous considérons que l'écoulement est incompressible et possède des propriétés thermophysiques (μ ρ λ C_p) constantes. Les forces de gravité ne sont pas considérées, et les transferts thermiques sont jugés suffisamment faibles pour être vus comme un scalaire passif.

Conservation de la masse

Pour un écoulement incompressible, l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.46)$$

Sous cette forme, l'équation de conservation de la masse est valide pour des écoulements où les vitesses sont inférieures à la vitesse du son (écoulement à bas Mach).

Quantité de mouvement

Dans la formulation générale des équations de Navier-Stokes, l'équation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (1.47)$$

Où f_i représente les éventuelles forces liées à la gravité. Pour un fluide réel newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} s'exprime en fonction du tenseur du taux de déformation S_{ij} par la relation suivante :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ij} \quad (1.48)$$

Où le taux de déformation S_{ij} s'écrit :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.49)$$

En prenant en compte l'équation de continuité pour déterminer τ_{ij} et en ne considérant que les forces liées à la convection (les forces liées à la gravité et aux variations de densité sont négligées), les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible s'écrit :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2 \nu S_{ij}) \quad (1.50)$$

Energie

En présence d'un écoulement anisotherme, il est nécessaire de prendre en compte les variations de température ou d'énergie totale du fluide. La formulation faisant apparaître l'énergie totale est plus adaptée à la description des écoulements compressibles, dans notre cas la formulation en température de cette équation est suffisante. Cette formulation est communément utilisée en thermo-hydraulique et pour des écoulements faiblement compressibles. Les conditions physiques que nous cherchons à décrire nous autorisent à considérer la température comme un scalaire passif, dans le sens où le champ de température n'aura pas d'influence sur le champ de vitesse via les effets de dilatation ($\rho(T) = \text{constante}$) et les forces de gravité. Ces hypothèses amènent à écrire l'équation de l'énergie sous la forme :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_j T) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (1.51)$$

Avec la diffusivité thermique $\alpha = \lambda / \rho C_p$.

Filtre et problème de fermeture

Le principe de filtrage, qui va maintenant être présenté, explique la différence entre la LES et la DNS. En premier lieu, il faut préciser qu'une simulation numérique d'un écoulement discrétise les propriétés de cet écoulement en valeur moyenne en chaque point du maillage. Ceci peut être explicité en considérant l'approximation faite sur la dérivée première d'une variable continue telle que $u(x)$, discrétisée sur un maillage dont les cellules sont de taille h :

$$\frac{u(x+h) - u(x-h)}{2h} = \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{2h} \int_{x-h}^{x+h} u(\xi) d\xi \right] \quad (1.52)$$

Sous cette forme, l'approximation par différence centrée peut donc être traduite par un opérateur qui filtre les échelles inférieures à la taille de la cellule de calcul. De plus, cette approximation porte uniquement sur la valeur moyenne de la valeur $u(x)$. Il existe différentes manières de réaliser le filtrage. La plus simple d'entre elles, décrite par Deardoff [22], consiste à appliquer le filtre sur un volume. Le filtre s'écrit alors :

$$\bar{u}_i(x,t) = \frac{1}{\Delta^3} \int_{x-\frac{1}{2}\Delta x}^{x+\frac{1}{2}\Delta x} \int_{y-\frac{1}{2}\Delta y}^{y+\frac{1}{2}\Delta y} \int_{z-\frac{1}{2}\Delta z}^{z+\frac{1}{2}\Delta z} u_i(\xi,t) d\xi d\eta d\zeta \quad (1.53)$$

Le terme \bar{u}_i est la vitesse filtrée d'échelle solvable. L'échelle de sous-maille (communément appelée SGS pour *subgrid-scale*) u'_i et la taille du filtre Δ sont données par :

$$u'_i = u_i - \bar{u}_i \quad \text{et} \quad \Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3} \quad (1.54)$$

D'après Leonard [56], ce filtre se généralise par un produit de convolution :

$$\bar{u}_i(x,t) = \int \int \int G(x - \xi; \Delta) u_i(\xi,t) d^3\xi \quad (1.55)$$

La fonction filtre G est normalisée en imposant :

$$\int \int \int G(x - \xi; \Delta) d^3\xi = 1 \quad (1.56)$$

Le volume moyen de filtrage s'exprime avec la fonction G :

$$G(x - \xi; \Delta) = \begin{cases} 1/\Delta^3 & \text{pour } |x_i - \xi_i| < \Delta x_i/2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (1.57)$$

La transformée de Fourier de 1.55 correspond à $\overline{u_i}(\kappa, t) = \mathcal{G}(\kappa) \mathcal{U}_i(\kappa, t)$ où \mathcal{U}_i et \mathcal{G} sont les transformées de Fourier respectives de u_i et G . Cette approche spectrale filtre de manière implicite avec :

$$\mathcal{G}(\kappa, \Delta) = 0 \quad \text{for } |\kappa| > \kappa_{max} = 2\pi/\Delta \quad (1.58)$$

Le filtre le plus répandu en LES est le filtre gaussien, introduit par Ferziger [26], et défini par :

$$G(x - \xi; \Delta) = \left(\frac{6}{\pi \Delta^2} \right)^{3/2} \exp \left(-6 \frac{|x - \xi|^2}{\Delta^2} \right) \quad (1.59)$$

Beaucoup d'autres filtres ont été proposés et utilisés, certains d'entre eux sont plus isotropes ou homogènes. Il faut retenir que le filtrage introduit une échelle Δ qui représente la plus petite échelle de turbulence résolue autorisée par la valeur du filtre. Le filtre donne une définition formelle de l'opération de moyenne et distingue les échelles résolues des échelles de sous-mailles modélisées. Pour les échelles résolues, les équations de Navier-Stokes apparaissent sous la forme :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} \quad (1.60)$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u_i u_j}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_k \partial x_k} \quad (1.61)$$

Le terme de convection $\overline{u_i u_j}$ se décompose en quatre parties :

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_i} \overline{u_j} + L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad (1.62)$$

Avec :

$$\left. \begin{aligned} L_{ij} &= \overline{\overline{u_i} \overline{u_j}} - \overline{u_i} \overline{u_j} \\ C_{ij} &= \overline{u_i' u_j'} + \overline{u_j' u_i'} \\ R_{ij} &= \overline{u_i' u_j'} \end{aligned} \right\} \quad (1.63)$$

Les tenseurs L_{ij}, C_{ij} et R_{ij} sont les termes de Leonard, de tensions croisées et de tensions de sous maille. Leonard [56] a démontré que le terme L_{ij} supprime une grande partie de l'énergie contenue dans les échelles résolues. Ce terme peut être calculé directement sans avoir recours à un modèle. Le fait de supprimer l'énergie contenue par les grandes structures peut s'avérer problématique, mais ce phénomène dépend de la méthode numérique utilisée. Leonard a aussi démontré que $\overline{u_i}$ est une fonction continue. Par conséquent le terme L_{ij} peut se calculer par une série de Taylor, dont le premier terme est :

$$L_{ij} \approx \frac{\gamma_l}{2} \nabla^2 (\overline{u_i} \overline{u_j}) \quad \text{avec } \gamma_l = \int \int \int |\xi|^2 G(\xi) d^3 \xi \quad (1.64)$$

Clark *et al.* [27] ont vérifié la précision de cette représentation pour des faibles nombres de Reynolds, par comparaison avec des résultats issus de la DNS. Cependant, il est montré par Shaanan, Ferziger et Reynolds [85] que le terme de Leonard est du même ordre que l'erreur de troncature si une méthode de différence finie de seconde ordre est utilisée. Ce terme est alors

représenté implicitement.

Le terme des tensions croisées C_{ij} élimine aussi une quantité d'énergie des échelles résolues. Une décomposition similaire à celle faite dans l'équation 1.64 est possible pour ce terme. Cependant, les efforts principaux portent sur la modélisation de la somme de C_{ij} et R_{ij} . La précision de la LES dépend donc directement des modèles utilisés pour ces termes.

On peut alors écrire l'équation 1.61 dans une forme conventionnelle pour la LES :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2\nu \bar{S}_{ij} + \bar{\tau}_{ij}] \quad (1.65)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} + \bar{q}_{ij} \right) \quad (1.66)$$

Où :

$$\left. \begin{aligned} \bar{S}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \bar{\tau}_{ij} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j} \\ \bar{q}_{ij} &= \bar{T} \bar{u}_i - \overline{T u_i} \end{aligned} \right\} \quad (1.67)$$

Le point délicat de la LES se situe donc dans le choix d'un modèle de sous maille satisfaisant pour modéliser le terme Q_{ij} . Plus précisément, on peut citer Ferziger [26] qui a simulé le déclin de turbulence homogène isotrope avec deux maillages ($16^3 = 4096$ points et $32^3 = 32\,768$ points). Dans les deux cas, l'énergie cinétique turbulente de sous-maille représente respectivement 29% et 20% du spectre total d'énergie turbulente. Les échelles de sous-maille bien que très réduites spatialement, constituent une partie importante du spectre turbulent. Depuis les débuts de la LES, de nombreux travaux sont orientés vers le développement de modèles de sous-maille adaptés.

A la manière des modèles de turbulence RANS, la fermeture du problème de sous-maille fait appel à différents niveaux de modélisation. Le premier d'entre eux, basé sur la diffusion de gradient, fut proposé par Smagorinsky [90]. Des modèles plus avancés à une équation (Lilly [59]) ou de type fermeture au second ordre (Deardoff [22]) ont aussi été développés. Plus tardivement, des modèles non linéaires de sous-maille ont été proposés par Bardina, Ferziger et Reynolds [10]. Ces modèles sont basés sur le tenseur de contraintes visqueuses. Les implantations de ces modèles étant propres à chaque code de recherche, seule la description du modèle de sous-maille présent dans le code JADIM est détaillé dans le paragraphe suivant.

Code de recherche JADIM

Les paragraphes suivants présentent les algorithmes utilisés dans le code de recherche JADIM pour résoudre les équations de Navier-Stokes pour un écoulement 3D incompressible instationnaire. Ce code a été développé initialement pour la simulation d'écoulements 2D par Calmet et Magnaudet [12], puis étendu aux écoulements 3D par Calmet à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse [13].

La version utilisée dans cette étude est basée sur la méthode des volumes finis résolus au second ordre en espace et en temps, appliquée sur un maillage structuré. La pression est calculée par une méthode de projection, et l'équation de Poisson est résolue par un solveur 3D

itératif. Cette version inclut l'équation de bilan d'énergie pour la simulation d'écoulement en présence de transfert thermique.

Tous les termes sont discrétisés au second ordre par un schéma centré. La vitesse est calculée au milieu des mailles définies par les points de calcul de la pression. La solution est calculée en fonction du temps au moyen d'une méthode Runge-Kutta où les termes non linéaires de chaque équation sont résolus explicitement alors que les termes diffusifs sont résolus par un schéma de Cranck-Nicolson semi-implicite. Ces deux approches numériques sont utilisées pour garantir une stabilité numérique pour les CFL inférieurs à $\sqrt{3}$, ce qui permet de simuler les écoulements faiblement visqueux avec des pas de temps raisonnables.

Bilan de sous-maille

Cette partie présente la modélisation de sous-maille donnée par l'équation 1.65, implémentée dans JADIM. Le modèle de sous-maille utilisé par le code est basé sur le modèle dynamique mixte (DMM) développé par Zang *et al.* [107].

L'idée d'une approche dynamique revient à Germano [30] [31] et consiste à relier entre elles les informations contenues dans les échelles modélisées, en utilisant deux filtres spatiaux de tailles différentes. Cette technique plus souple permet de recalculer en chaque point et à chaque pas de temps les constantes du modèle, qui de manière classique sont définies pour tout le maillage en début de calcul. Cette technique oblige la viscosité de sous-maille à tendre vers zéro soit à l'approche de la paroi, soit lorsqu'un écoulement tend à se laminariser.

Comme décrit précédemment, les équations utilisées en LES sont issues d'un filtrage spatial des équations locales. Le code JADIM étant de type volumes finis, le filtrage se fait donc sur un volume de contrôle (voir relation 1.53). Il en résulte que n'importe quelle variable est décomposée entre une partie résolue (aussi appelée filtrée) $\bar{\Theta}$ et une partie non résolue (dite de sous-maille) Θ' . Dans l'équation 1.65, l'effet des échelles non résolues apparaissent dans le terme contraintes de sous maille τ_{ij} et dans le flux de chaleur de \bar{q}_j . Ces deux termes se décomposent en trois contributions invariantes :

$$\bar{\tau}_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \bar{q}_{ij} = L_{tj} + C_{tj} + R_{tj} \quad (1.68)$$

Avec :

- L_{ij} : le terme de Leonard, représentant les interactions entre les grandes structures,
- C_{ij} : le terme des tensions croisées, représentant les interactions entre les grandes et les petites structures,
- R_{ij} : le tenseur de Reynolds de sous-maille, représentant les interactions entre les structures de sous-maille

$$\left. \begin{aligned} L_{ij} &= \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \\ C_{ij} &= \overline{\bar{u}_i u'_j} + \overline{\bar{u}_j u'_i} - (\bar{u}_i \bar{u}'_j + \bar{u}_j \bar{u}'_i) \\ R_{ij} &= \overline{u'_i u'_j} - \bar{u}'_i \bar{u}'_j \end{aligned} \right\} \quad (1.69)$$

et respectivement

$$\left. \begin{aligned} L_{tj} &= \overline{\bar{T} \bar{u}_j} - \bar{T} \bar{u}_j \\ C_{tj} &= \overline{\bar{T} u'_j} + \overline{\bar{u}_j u'_i} - (\bar{T} \bar{u}'_j + \bar{u}_j \bar{T}'_i) \\ R_{tj} &= \overline{T' u'_j} - \bar{T}' \bar{u}'_j \end{aligned} \right\} \quad (1.70)$$

Il apparaît alors :

$$\bar{\tau}_{ij} - \frac{1}{3}(C_{kk}R_{kk})\delta_{ij} = -2\nu_t\bar{S}_{ij} + \overline{u_i u_i} - \bar{u}_i\bar{u}_j \quad (1.71)$$

$$\bar{q}_j = -\alpha_t\frac{\partial\bar{T}}{\partial x_j} + \overline{T u_j} - \bar{T}\bar{u}_j \quad (1.72)$$

D'autre part, en prenant en compte le modèle de Smagorinsky reliant la viscosité turbulente aux tensions de déformation, on obtient :

$$\nu_t = (C_S\Delta)^2\sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (1.73)$$

Par analogie, la diffusivité thermique s'écrit :

$$\alpha_t = (C_t\Delta)^2\sqrt{S_{ij}S_{ij}} \quad (1.74)$$

Les équations filtrées provenant des équations 1.71 et 1.72 s'écrivent sous la forme :

$$\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_i\bar{u}_j) = \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}[2(\nu + \nu_t)\bar{S}_{ij}] - \frac{\partial L_{ij}}{\partial x_j} \quad (1.75)$$

$$\frac{\partial\bar{T}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_j\bar{T}) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left((\alpha + \alpha_t)\frac{\partial\bar{T}}{\partial x_j}\right) - \frac{\partial L_{tj}}{\partial x_j} \quad (1.76)$$

Il faut noter que la partie isotrope du terme de Leonard (L_{ij}) est prise en compte explicitement dans l'équation 1.75, ce qui constitue une déviation par rapport au modèle dynamique mixte original. Il est fait de même pour le terme de pression, ce qui implique que la pression \bar{p} dans l'équation 1.75 contient moins d'énergie de sous-maille que le modèle original (Calmet et Magnaudet [13]).

Calcul dynamique des coefficients de sous-maille

Le modèle de Smagorinsky fait apparaître les termes C_S et C_t . Pour améliorer la modélisation de sous maille, ces coefficients sont calculés dynamiquement, en utilisant l'approche de Germano avec un filtre de test $\tilde{G} = \tilde{G}G$ dont la taille caractéristique est $\tilde{\Delta}_i = 2\bar{\Delta}_i$. L'opération de filtrage est faite une deuxième fois sur les équations 1.65 et 1.66 avec le filtre \tilde{G} . On obtient alors les équations filtrées pour une échelle supérieure $\tilde{\Delta}$. Les nouveaux termes de sous-maille sont ensuite comparés aux termes de sous-maille d'échelle inférieure, et exprimés en fonction des termes $\tilde{\Delta}$, \tilde{u} et \tilde{T} en utilisant les relations 1.71, 1.72, 1.73 et 1.74. Ainsi, on obtient cinq équations indépendantes pour C_S et trois équations pour C_t . Ces coefficients sont calculés de la façon suivante :

$$C_s = -\frac{(\mathcal{L}_{ij} - \mathcal{H}_{ij})\mathcal{M}_{ij}}{2\mathcal{M}_{ij}\mathcal{M}_{ij}} \quad (1.77)$$

$$C_t = -\frac{(\mathcal{L}_{tj} - \mathcal{H}_{tj})\mathcal{M}_{tj}}{2\mathcal{M}_{tj}\mathcal{M}_{tj}} \quad (1.78)$$

$$\mathcal{L}_{ij} = \widetilde{\bar{u}_i\bar{u}_j} - \tilde{u}_i\tilde{u}_j \quad (1.79)$$

$$\mathcal{L}_{tj} = \widetilde{\bar{T}\bar{u}_j} - \tilde{T}\tilde{u}_j \quad (1.80)$$

$$\mathcal{H}_{ij} = -\widetilde{u}_i \widetilde{u}_j + \widetilde{\overline{u}_i \overline{u}_j} \quad (1.81)$$

$$\mathcal{M}_{ij} = \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij} - \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \widetilde{S}_{ij} \quad (1.82)$$

$$\mathcal{H}_{tj} = -\widetilde{T} \widetilde{u}_j + \widetilde{\overline{T} \overline{u}_j} \quad (1.83)$$

$$\mathcal{M}_{tj} = \widetilde{\Delta}^2 |\widetilde{S}| \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} - \widetilde{\Delta} |\widetilde{S}| \frac{\partial \widetilde{\overline{T}}}{\partial x_j} \quad (1.84)$$

L'utilisation du code de recherche JADIM pour la simulation numérique des grandes échelles est motivée par les travaux de Péneau [76] et Moldoveanu [62], qui ont utilisé ce code dans le cadre de travaux relatifs aux transferts pariétaux dans une couche limite turbulente et dans le cadre de tourbillons soumis à une forte turbulence extérieure.

Conclusion

Ce chapitre a permis d'introduire le contexte industriel de cette étude ainsi que le rôle de la CFD lors de la conception de nouvelles bases moteur ou de l'évolution de définitions techniques existantes. L'utilisation de ce type d'outil permet de fournir une réponse rapide permettant d'évaluer chaque solution technique avant de valider la géométrie finale.

Le code employé est basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes par méthode RANS, en faisant appel au modèle de turbulence k- ε *realizable*. D'autres modèles k- ε (standard, RNG, bas-Reynolds) sont utilisables pour modéliser le type d'écoulement étudié ici. Les spécificités du modèle k- ε *realizable* en font le modèle le plus adéquat grâce au temps de calcul raisonnable et à la précision des résultats hydrauliques. La comparaison de résultats de calculs à des données expérimentales obtenues sur moteur transparent, a montré que ce modèle permettait de déterminer avec précision les répartitions de débit et la localisation des recirculations.

Les limites de ce modèle concernant la modélisation du transfert thermique ont été présentées. Bien que le transfert thermique sur paroi rugueuse soit un des aspects les plus complexes du couplage entre la mécanique des fluides et le transfert thermique, le but de cette étude est d'améliorer la précision du code en ayant accès de manière expérimentale et numérique aux grandeurs physiques dans la zone proche paroi.

Les principes de la simulation numérique des grandes échelles sont présentés car cette méthode permet une approche complémentaire, en s'affranchissant de la modélisation de l'écoulement et du transfert thermique.

Le chapitre suivant s'attache à décrire la physique de l'écoulement en conduite rugueuse avec transfert thermique.

Chapitre 2

Écoulement turbulent non isotherme en conduite circulaire rugueuse

Sommaire

2.1	Grandeurs moyennes	45
2.1.1	Pression	46
2.1.2	Vitesse	47
2.2	Couche limite turbulente dynamique	49
2.2.1	Contrainte de cisaillement	49
2.2.2	Profil de vitesse	50
2.2.3	Coefficient de frottement C_f	53
2.3	Couche limite turbulente thermique	55
2.3.1	Conditions aux limites	55
2.3.2	Écoulement en conduite soumise à un flux thermique constant	59
2.3.3	Corrélation de type Stanton	62
2.4	Écoulement rugueux	63
2.4.1	Physique de l'écoulement rugueux	63
2.4.2	Modélisation de l'écoulement sur parois rugueuses	68
2.4.3	Modélisation de l'échange thermique sur parois rugueuses	70

2.1 Grandeurs moyennes

L'écoulement en conduite cylindrique est un écoulement bien documenté pour lequel il existe des comportements connus qui permettent la comparaison des résultats afin de déterminer l'impact de certaines conditions aux limites, telles que l'état de surface.

Lorsqu'un fluide entre dans une conduite cylindrique à partir d'une grande chambre de tranquillisation, la distribution de vitesse varie en fonction de la distance à partir de la section initiale. Proche de l'entrée, la distribution de vitesse est presque uniforme. Plus en aval de l'entrée, le profil varie à cause de l'influence du frottement pariétal. L'écoulement est pleinement développé lorsque toutes les quantités moyennes de l'écoulement (le profil de vitesse et le gradient de pression) et toutes les quantités de la turbulence (taux de turbulence, spectre, facteur

de dissymétrie, facteur d'aplatissement) ne varient plus en fonction de la distance longitudinale et restent donc invariantes dans une translation axiale.

2.1.1 Pression

On considère ici un volume de contrôle tel que présenté sur la figure 2.1 pour établir le bilan des forces :

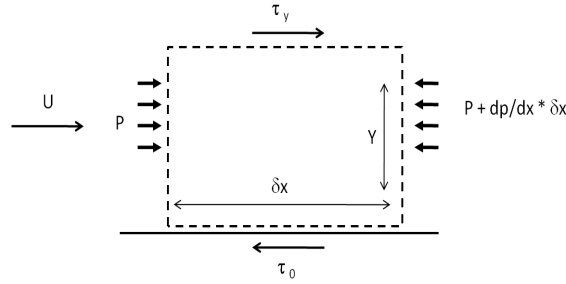


FIGURE 2.1 – Volume de contrôle

Le volume de contrôle étant cylindrique l'équilibre des forces s'écrit :

$$0 = P\pi r^2 - \left(P + \frac{dP}{dx} \delta x \right) \pi r^2 - 2\tau\pi r^2 \quad (2.1)$$

Le frottement τ s'exprime en fonction du gradient de pression et du rayon de la conduite r_0 :

$$\tau_0 = \frac{r_0}{2} \left(-\frac{dP}{dx} \right) \quad (2.2)$$

et donc localement :

$$\tau = \frac{r}{2} \left(-\frac{dP}{dx} \right) \quad (2.3)$$

Ainsi, le frottement local selon y s'exprime uniquement en fonction du rayon local et du rayon total de la conduite :

$$\boxed{\frac{\tau}{\tau_0} = \frac{r}{r_0}} \quad (2.4)$$

La figure 2.2 représente l'évolution du frottement local d'après l'équation 2.4.

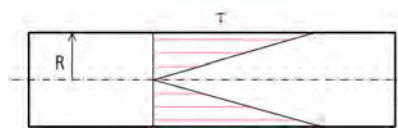


FIGURE 2.2 – Représentation du frottement pariétal

Le frottement τ s'exprime aussi en fonction du coefficient de frottement C_f , de la densité du fluide ρ et de la vitesse de l'écoulement U :

$$\tau_0 = C_f \frac{\rho U^2}{2} \quad (2.5)$$

On peut alors déterminer le facteur de perte de charge linéique λ , uniquement dues au frottement :

$$C_f \frac{\rho U^2}{2} = \frac{D}{4} \left(-\frac{dP}{dx} \right) \quad (2.6)$$

$$\Delta P = 4 C_f \frac{\rho U^2 L}{2 D} \quad (2.7)$$

$$\Delta P = \lambda \frac{\rho U^2 L}{2 D} \quad (2.8)$$

$$\boxed{\lambda = \frac{(\Delta P / \Delta x) D}{\frac{\rho U^2}{2}}} \quad (2.9)$$

Le facteur de perte de charge linéique λ peut s'exprimer en fonction de la vitesse de frottement :

$$C_f \frac{U^2}{2} = \frac{\tau_0}{\rho} = u_\tau^2 \quad (2.10)$$

$$C_f = 2 \left(\frac{u_\tau}{U} \right)^2 \quad (2.11)$$

$$\lambda = 8 \left(\frac{u_\tau}{U} \right)^2 \quad (2.12)$$

La loi de Blasius nous donne le coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds :

$$\lambda = 0,3164 Re^{-1/4} \quad (2.13)$$

Une formulation établie par Colebrook permet de prendre en compte une rugosité relative pour les conduites rugueuses :

$$\boxed{\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left[\frac{\varepsilon}{3,7D} + \frac{2,51}{Re\sqrt{\lambda}} \right]} \quad (2.14)$$

La figure 2.3 présente les valeurs de λ issues de la formulation de Colebrook, obtenues pour les rapports ε / D correspondant aux conditions expérimentales du dispositif mis en place à l'IMFT.

2.1.2 Vitesse

La longueur d'établissement d'un profil de vitesse turbulent dépend de la configuration de l'écoulement et le profil de vitesse établi n'est pas réellement universel [108]. Le nombre de Reynolds, qui traduit les effets des efforts inertiels par rapport aux effets visqueux, joue un rôle dans la distribution de vitesse d'un profil turbulent.

Zagarola et Smits [108] ont mené des travaux expérimentaux sur l'écoulement moyen turbulent dans une conduite circulaire. Ils présentent les profils de vitesse moyenne pour 26 nombres de

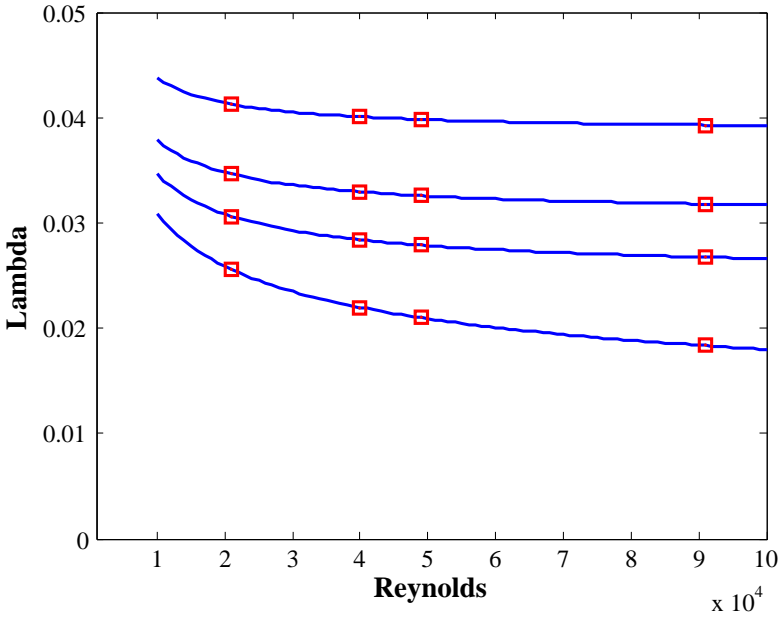


FIGURE 2.3 – Calcul de λ par la loi de Colebrook

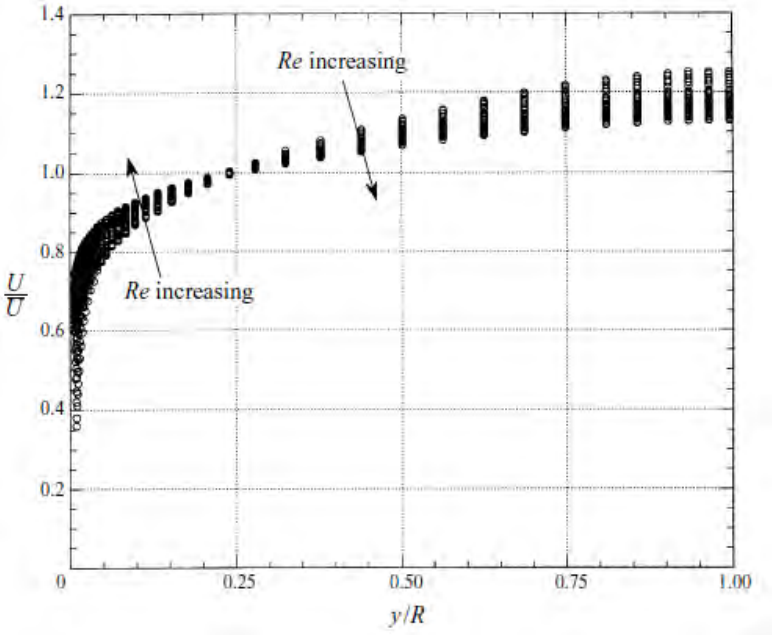


FIGURE 2.4 – Evolution du profil de vitesse mesuré par Zagarola et Smits [108]

Reynolds compris entre 31×10^3 et 35×10^6 . Ces résultats, normalisés par la vitesse débitante, sont présentés sur la figure 2.4.

Les profils évoluent en fonction du nombre de Reynolds, avec un point fixe situé à $y/R \approx 0,25$. En ce point, la vitesse est égale à la vitesse débitante, indépendamment du nombre de Reynolds. L'analyse des profils de vitesse expérimentaux obtenus pour une large plage de nombres de Reynolds montre qu'une loi existe pour ces distributions de vitesse moyenne :

$$\frac{\bar{u}}{U_{axe}} = \left(\frac{y}{R}\right)^{\frac{1}{n}} \quad (2.15)$$

Où n est fonction du nombre de Reynolds. n varie entre 6 et 10 selon que le nombre de Reynolds évolue entre 4 000 et 3 240 000. Cette loi permet aussi de connaître le rapport entre la vitesse débitante et la vitesse sur l'axe U_{axe} . Ce rapport est exprimé ainsi :

$$\frac{U_{deb}}{U_{axe}} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)} \quad (2.16)$$

2.2 Couche limite turbulente dynamique

Le concept de couche limite implique que les écoulements présentant un nombre de Reynolds élevé peuvent être divisés en deux régions. Dans chacune de ces régions, l'écoulement présente des caractéristiques très différentes, mais il est toujours considéré comme turbulent.

Le rôle de la viscosité va délimiter ces deux régions, en partant du principe que l'effet de la viscosité est prépondérant lorsque l'on est au plus proche de la paroi (puisqu'elle impose une condition de vitesse nulle) et que cet effet tend à diminuer lorsque l'on s'éloigne de la paroi. La région où la viscosité gouverne les mouvements du fluide est appelée sous-couche visqueuse et la région où l'écoulement est gouverné par les effets inertiels est appelée région développée. L'échelle de la sous-couche visqueuse est très petite devant l'échelle de la région développée, et dépend du nombre de Reynolds. La sous-couche visqueuse diminue fortement avec l'augmentation du nombre de Reynolds, ce qui s'explique par l'augmentation importante des effets inertiels lorsque la vitesse de l'écoulement augmente (*i.e.* la viscosité diminue).

L'écoulement étudié ici est géométriquement contraint car il se développe dans une conduite circulaire. De fait, l'écoulement est différent d'un écoulement externe, que l'on peut rencontrer sur une plaque plane, ou autour d'un cylindre. L'existence de la sous-couche visqueuse et de la région développée n'est pas remise en cause, mais la présence de parois va modifier le développement de ces zones, ainsi que la répartition de grandeurs physiques telles que le frottement. Cette partie présente donc les caractéristiques d'une couche limite turbulente développée dans une conduite cylindrique qui ne présente pas ou très peu de zones de vitesse déficitaire.

2.2.1 Contrainte de cisaillement

On considère l'écoulement établi :

$$\frac{\partial u, v}{\partial x} = 0 \text{ d'où } u = u(r) \text{ et } v = 0. \quad (2.17)$$

et on rappelle l'hypothèse de Boussinesq :

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2.18)$$

L'équation de la quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left((\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{d\bar{P}}{dx} \quad (2.19)$$

Cette équation peut s'intégrer entre l'axe et un rayon r :

$$(\nu + \nu_t) r \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} = \frac{r^2}{2\rho} \frac{d\bar{P}}{dx} \quad (2.20)$$

Si l'on considère la paroi de rayon r_0 :

$$(\nu + \nu_t) r_0 \frac{\partial \bar{u}}{\partial r_0} = \frac{r_0^2}{2\rho} \frac{d\bar{P}}{dx} \quad (2.21)$$

Avec $\tau_p = -\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial r}$, on obtient : $\tau_p = -\frac{r_0}{2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$ qui s'écrit de la même façon pour $\tau = -\frac{r}{2} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$.

D'où :

$$\boxed{\frac{\tau}{\tau_p} = \frac{r}{r_0} = 1 - \frac{y}{r_0}} \quad (2.22)$$

2.2.2 Profil de vitesse

On considère ici le profil de vitesse dans la couche limite. Dans la sous-couche visqueuse, le profil de vitesse est uniquement fonction de la distance à la paroi y^+ :

$$u^+ = y^+ \quad (2.23)$$

Dans le cas d'un écoulement en conduite cylindrique, dans la région développée, la vitesse adimensionnée u^+ s'exprime par une loi logarithmique :

$$u^+ = 2,5 \ln(y^+) + 5,5 \quad (2.24)$$

Cette formulation issue de mesures expérimentales implique une valeur de la constante de Von-Karman $\kappa = 0,40$, et une sous-couche visqueuse un peu plus épaisse en raison du gradient de pression négatif, comparée à la même formulation issue de mesures sur plaque plane :

$$u^+ = 2,44 \ln(y^+) + 5,0 \quad (2.25)$$

L'équation 2.24 n'est cependant pas valide au centre de la conduite, car le gradient de vitesse doit être nul à cause de la symétrie. De plus, cette relation implique que le rapport $\nu_t / \nu = 0$ sur l'axe, ce qui n'est pas physique. Pour corriger les incertitudes issues de la relation 2.24, deux approches sont à retenir : celle de Reichardt qui propose une formulation pour ν_t / ν qui s'applique à la région développée, et celle de Van-Driest qui propose une loi d'amortissement. Ces deux formalismes sont basés sur la théorie de longueur de mélange de Prandtl.

Relation de Reichardt

En 1951, Reichardt propose une loi du type longueur de mélange :

$$\frac{\nu_t}{\nu} = \frac{\kappa y^+}{6} \left(1 + \frac{r}{r_0}\right) \left(1 + 2\frac{r^2}{r_0^2}\right) \quad \text{avec } y = r_0 - r \quad \text{avec } y^+ = \frac{y\sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}}{\nu} \quad (2.26)$$

Au voisinage de la paroi, on a :

$$\frac{\nu_t}{\nu} \sim \kappa y^+ \left(1 - \frac{11 y^+}{6 r_0^+}\right) \quad (2.27)$$

Et en $r = 0$

$$\frac{\nu_t}{\nu} \sim \frac{\kappa y^+}{6} \quad (2.28)$$

La viscosité turbulente sur l'axe est donc différente de zéro. Cette formulation a l'avantage d'être plus physique car elle représente mieux l'écoulement sinueux, dont les lignes de courant instantanées franchissent l'axe et par conséquent $\overline{v'^2} \neq 0$. En revanche elle est contradictoire vis-à-vis de la formulation proposée par Boussinesq.

Pour la sous couche visqueuse, où $\nu t \ll \nu$, le frottement est fonction de la viscosité et du gradient de vitesse :

$$\frac{\tau}{\rho_0} = \frac{\tau_p}{\rho_0} \frac{r}{r_0} = \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2.29)$$

Ce qui correspond à la relation suivante, écrite en variables de paroi :

$$\frac{du^+}{dy^+} = 1 - \frac{y^+}{r_0^+} \quad (2.30)$$

$$\boxed{u^+ = y^+ - 2\frac{(y^+)^2}{(r_0^+)^2}} \quad (2.31)$$

Pour la zone développée où $\nu_t \gg \nu$, la vitesse s'exprime selon la relation suivante :

$$\left(1 + \frac{\nu_t}{\nu}\right) \frac{du^+}{dy^+} = \frac{r^+}{r_0^+} = 1 - \frac{y^+}{r_0^+} \quad (2.32)$$

En remplaçant le terme ν_t / ν par la relation 2.26 proposée par Reichardt, on obtient :

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{1 - y^+/r_0^+}{1 + \frac{\kappa y^+}{6} \left(2 - \frac{y^+}{r_0^+}\right) \left(3 - 4\frac{y^+}{r_0^+} + 2\frac{(y^+)^2}{(r_0^+)^2}\right)} \quad (2.33)$$

Dans cette région, on admet que la viscosité turbulente est dominante par rapport à la viscosité cinématique : $\nu_t/\nu \gg 1$.

On introduit le changement de variable suivant pour intégrer la relation 2.33 :

$$\frac{r^+}{r_0^+} = z \quad (2.34)$$

Par identification, on obtient :

$$\frac{6}{\kappa} \frac{z}{(1-z)(1+z)(1+2z^2)} = \frac{1}{\kappa} \left(\frac{2z}{1-z^2} + \frac{4z}{1+2z^2} \right) \quad (2.35)$$

L'intégrale peut alors être décomposée en deux parties :

$$\int_0^{y^+} \frac{du^+}{dy^+} dy^+ = -\frac{1}{\kappa} \int_0^z \frac{2z}{1-z^2} dz - \frac{1}{\kappa} \int_0^z \frac{4z}{1+2z^2} \quad (2.36)$$

En $r = r_0$ la constante vaut $3/2$:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{3}{2} y^+ \frac{1+r^+/r_0^+}{1+2\left(\frac{r^+}{r_0^+}\right)^2} \right] + \beta \quad (2.37)$$

Au final on peut exprimer u^+ en fonction de y^+ et de r_0^+ :

$$\boxed{u^+ = y^+ - 2 \frac{(y^+)^2}{r_0^{+2}}} \quad (2.38)$$

$$\boxed{u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{3}{2} y^+ \frac{2 - y^+/r_0^+}{3 - 4 \frac{y^+}{r_0^+} + 2 \left(\frac{y^+}{r_0^+}\right)^2} \right] + \beta} \quad (2.39)$$

Le y^+ de transition est déterminé par calcul d'intersection des lois 2.38 et 2.39, représenté sur la figure 2.5. Le raccord se situe en $u^+ = 12$ et $y^+ = 11,8$

Relation de Van Driest

Cette loi propose une fonction d'amortissement, qui ne pose pas le problème de raccordement entre les zones visqueuse et turbulente. Soit la longueur de mélange l :

$$l = \kappa y \left[1 - e^{-y^+/A^+} \right] \text{ avec } A^+ = 25 \quad (2.40)$$

Le frottement se décompose selon les deux sources, visqueuse (v) et turbulente (t) :

$$\frac{\tau_v + \tau_t}{\rho_0} = \frac{\tau_w}{\rho_0} \frac{r}{r_0} \quad (2.41)$$

Respectivement, le terme turbulent s'exprime en fonction de la longueur de mélange et le terme visqueux en fonction du gradient de vitesse :

$$\frac{\tau_t}{\rho_0} = l^2 \left(\frac{d\bar{u}}{dy} \right)^2 \quad (2.42)$$

$$\frac{\tau_v}{\rho_0} = \nu \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (2.43)$$

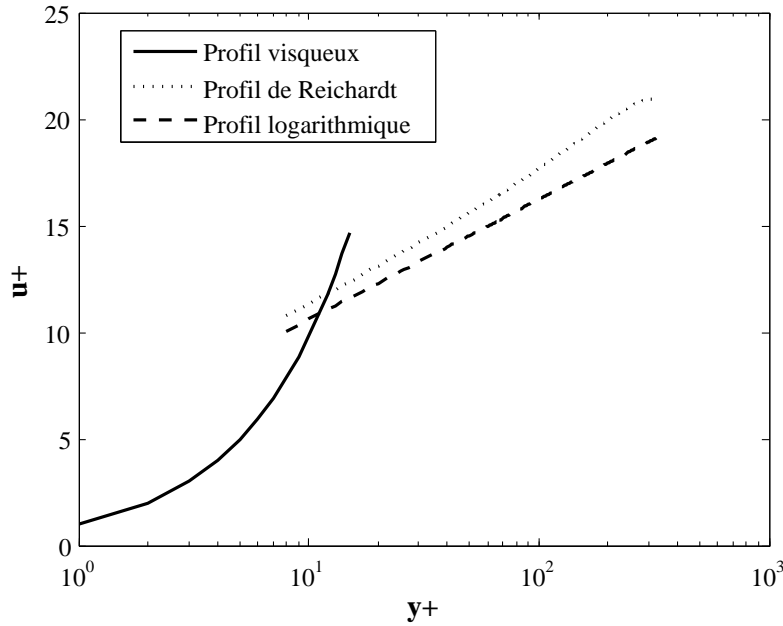


FIGURE 2.5 – Profil de vitesse selon la loi de Reichardt

La loi complète pour la vitesse adimensionnée est donc :

$$\left(\frac{du^+}{dy^+}\right)^2 \underbrace{\left[K^2 y^{+2} \left(1 - e^{-y^+/A^+}\right)^2 \right]}_a + \frac{du^+}{dy^+} = 1 - \frac{y^+}{r_0^+} \quad (2.44)$$

Le profil de vitesse se calcule par intégration numérique de la relation suivante :

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4 a (1 - y^+/r_0^+)}}{2a} = \frac{2 (1 - y^+/r_0^+)}{1 + \sqrt{1 + 4 a (1 - y^+/r_0^+)}} \quad (2.45)$$

Au final, on obtient la relation suivante pour la vitesse adimensionnée u^+ :

$$u^+ = \int_0^{y^+} \frac{2 (1 - y^+/r_0^+)}{1 + \sqrt{1 + 4 a (1 - y^+/r_0^+)}} dy^+ \quad (2.46)$$

2.2.3 Coefficient de frottement C_f

On se propose d'expliciter le calcul du coefficient de frottement C_f , ce qui permet de mettre en évidence le rôle de la distribution de vitesse pour déterminer ce terme.

Nous avons vu que la distribution de vitesse peut s'exprimer en fonction d'une loi en puissance de type :

$$\frac{u}{U_{axe}} = \left(\frac{y}{r_0}\right)^{1/7}$$

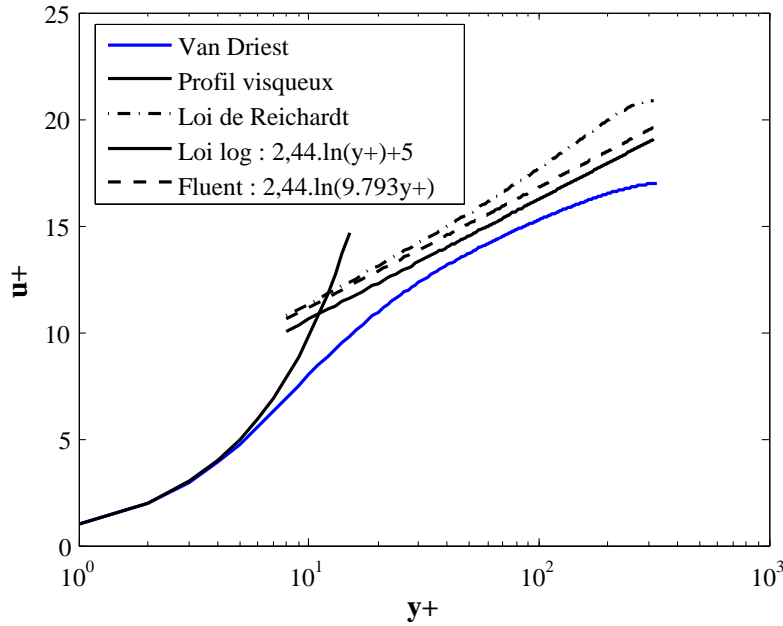


FIGURE 2.6 – Profils de vitesse issus des relations 2.24 - 2.39 et 2.46

Selon ce principe, la vitesse adimensionnée u^+ s'exprime alors :

$$u^+ = 8,6 y^{+(1/n)} \quad \text{avec } n = 7 \quad (2.47)$$

Dans ce cas le rapport entre la vitesse débitante et la vitesse sur l'axe est le suivant :

$$\frac{U_{deb}}{U_{axe}} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)} = 0,8166$$

On rappelle la relation entre la vitesse de frottement u_τ et le coefficient de frottement C_f :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_0}} = U_{moy} \sqrt{\frac{C_f}{2}}$$

La vitesse adimensionnée sur l'axe s'exprime par la relation :

$$u_{axe}^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} = \frac{u_{axe}}{U_{moy}} \frac{U_{moy}}{u_\tau} = \frac{1}{0,8166 \sqrt{C_f/2}} \quad (2.48)$$

Ainsi, en combinant les relations 2.47 et 2.48, on obtient :

$$\frac{1}{0,8166 \sqrt{C_f/2}} = 8,6 \left[\frac{r_0 U_{moy}}{\nu} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \right]^{1/7} \quad (2.49)$$

Ce qui permet d'exprimer le coefficient de frottement :

$$\frac{C_f}{2} = \left(\frac{2^{1/7}}{0,8166 \times 8,6} \right)^{7/4} \frac{1}{Re_D^{1/4}}$$

Au final, on obtient la relation suivante :

$$\boxed{\frac{C_f}{2} = 0,03916 Re_D^{-1/4}} \quad (2.50)$$

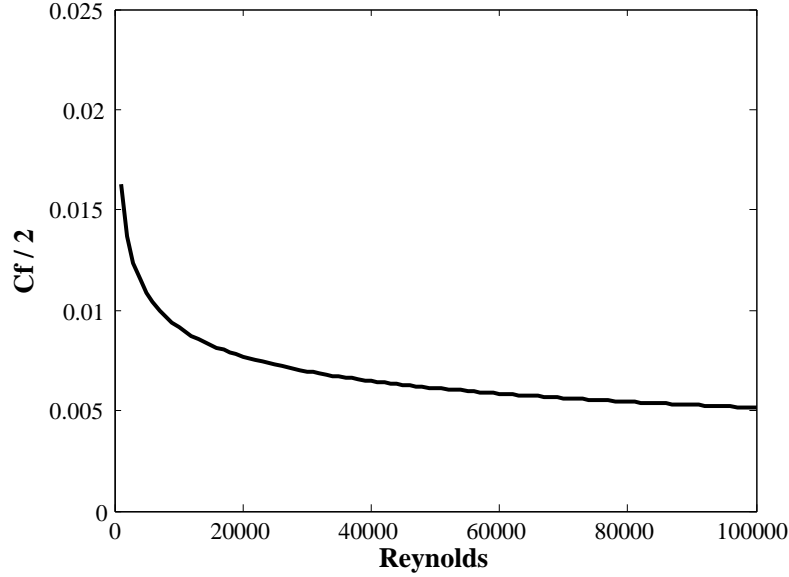


FIGURE 2.7 – Evolution de $C_f/2$ en fonction du nombre de Reynolds (équation 2.50)

2.3 Couche limite turbulente thermique

Nous avons présenté dans le chapitre précédent les principes élémentaires pour la compréhension des mécanismes existant au sein d'une couche limite, en particulier l'analogie de Reynolds pour le transfert thermique. Ici, après avoir défini les différentes variables utilisées, nous nous focalisons sur le calcul analytique du profil de température selon que la paroi soit soumise à une température ou à un flux constant.

2.3.1 Conditions aux limites

On présente les conditions limites et les hypothèses utilisées pour traiter le problème de transfert thermique en conduite dans le système de coordonnées (x, r, θ) .

Définition des températures

On distingue la température de paroi T_p et la température moyenne T_{moy} définie comme :

$$T_{moy} = \frac{1}{\pi r_0^2 U_{moy}} = \int_0^{r_0} \bar{u}(r) \bar{T}(r) 2\pi r dr \quad (2.51)$$

La température adimensionnée Θ se calcule en fonction de la température locale, de la température de paroi et de la température moyenne :

$$\Theta(r) = \frac{T_p - \bar{T}(r)}{T_p - T_{moy}} \quad (2.52)$$

La condition de transfert thermique établi est vérifiée lorsque la température adimensionnée Θ est invariante selon x :

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{T_p - \bar{T}}{T_p - T_{moy}} \right] = 0 \quad (2.53)$$

La seule température dépendante de r est la température locale $\bar{T}(x,r)$, sachant que T_p et T_{moy} sont uniquement des fonctions de x . Si l'on dérive la température adimensionnée Θ selon r , on obtient :

$$\left| \frac{d\Theta}{dr} \right|_0 = \frac{\left| -\frac{\partial \bar{T}}{\partial r} \right|_0}{T_p - T_{moy}} = \frac{h}{\lambda} = \Theta'(0) \quad (2.54)$$

où le coefficient d'échange h est constant.

Flux constant

Le transfert thermique convectif local, soumis à un flux constant s'exprime par la relation suivante :

$$\phi_p = h (T_p - T_{moy}) \text{ d'où } T_p - T_{moy} = \text{constante} \quad (2.55)$$

L'écart entre les températures de paroi T_p et moyenne T_{moy} étant constant, leurs dérivées respectives sont égales :

$$\frac{dT_p}{dx} = \frac{dT_{moy}}{dx} \quad (2.56)$$

La variation de température locale selon x s'écrit alors :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = \frac{dT_p}{dx} - \frac{T_p - \bar{T}}{T_p - T_{moy}} \left(\frac{dT_p}{dx} - \frac{dT_{moy}}{dx} \right) \quad (2.57)$$

Au final, pour une condition de flux constant, les gradients respectifs de chaque température sont égaux :

$$\boxed{\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = \frac{dT_p}{dx} = \frac{dT_{moy}}{dx}} \quad (2.58)$$

De manière identique au bilan des forces appliqué sur un élément de conduite, il est possible de réaliser un bilan enthalpique sur un élément de conduite $[x, x + dx]$:

$$\rho_0 \pi r_0^2 U_{moy} C_p T_{moy} = \phi_p 2 \pi r_0 dx \quad (2.59)$$

Ce bilan permet d'exprimer la variation de température moyenne selon x :

$$\frac{dT_{moy}}{dx} = \frac{2\phi_p}{\rho_0 C_p r_0 U_{moy}} = \text{constante} \quad (2.60)$$

D'où une dérivée seconde nulle :

$$\frac{d^2 T_{moy}}{dx^2} = 0 \quad (2.61)$$

Au final, la température moyenne T_{moy} s'exprime par la relation :

$$T_{moy}(x) = T_{moy}(x = 0) + \frac{2 \phi_p}{\rho_0 C_p r_0 U_{moy}} \times x \quad (2.62)$$

L'évolution de la température moyenne T_{moy} et de la température de paroi T_p est tracée sur la figure 2.8

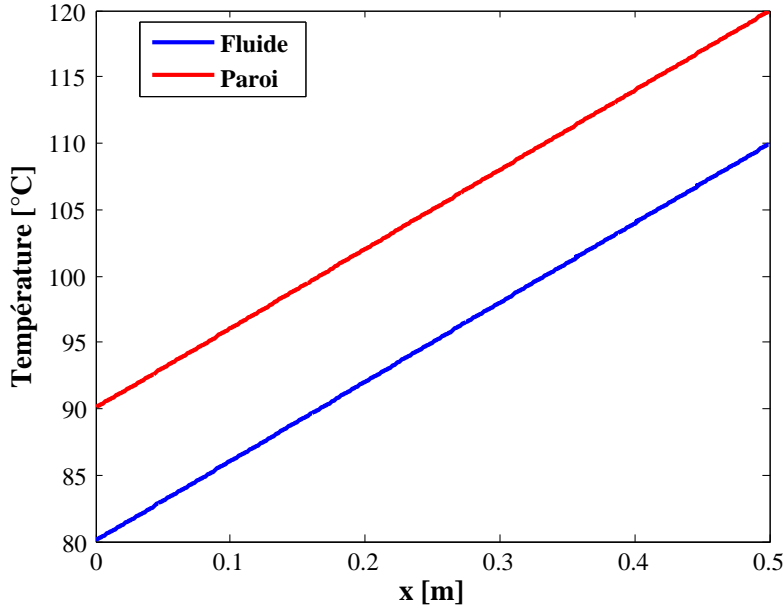


FIGURE 2.8 – Profils de température pour un flux constant

Température constante

Le transfert thermique convectif local, soumis à une température de paroi constante s'exprime par la relation suivante :

$$\phi_p = h (T_p - T_{moy}) \text{ d'où } h = \text{constante} \quad (2.63)$$

La température de paroi étant constante, il vient naturellement :

$$\frac{dT_p}{dx} = 0 \quad (2.64)$$

La dérivée totale de la température se décompose ainsi :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = \frac{dT_p}{dx} - \frac{T_p - \bar{T}}{T_p - T_{moy}} \frac{\partial \bar{T}_p}{\partial x} + \frac{T_p - \bar{T}}{T_p - T_{moy}} \frac{\partial T_{moy}}{\partial x} \quad (2.65)$$

En tenant compte des résultats provenant de l'hypothèse de température de paroi constante, cette relation se simplifie en :

$$\boxed{\frac{\partial \bar{T}}{\partial x} = \frac{T_p - \bar{T}}{T_p - T_{moy}} \frac{\partial T_{moy}}{\partial x}} \quad (2.66)$$

Pour exprimer l'évolution de température en fonction de la distance x , on répète le bilan d'enthalpie sur un élément de conduite :

$$h S dT_{moy} = m C_p dT_{moy} \quad (2.67)$$

$$h (T_p - T_{moy}) 2 \pi r_0 dx = \rho_0 U_{moy} \pi r^2 C_p dT_{moy} \quad (2.68)$$

$$\frac{dT_{moy}}{T_p - T_{moy}} = \frac{2 h}{\rho_0 C_p U_{moy} r_0} dx \quad (2.69)$$

La température moyenne en $x = 0$ et la température de paroi sont constantes, la température moyenne locale selon x s'exprime par la relation :

$$\frac{T_p - T_{moy}}{T_p - T_{moy}|_0} = \exp \left[-\frac{2hx}{\rho C_p U_{moy} r_0} \right] \quad (2.70)$$

où l'on reconnaît le nombre de Stanton :

$$St = \frac{h}{\rho C_p U} \quad (2.71)$$

La figure 2.9 représente l'évolution de température moyenne du fluide calculée par l'équation 2.70.

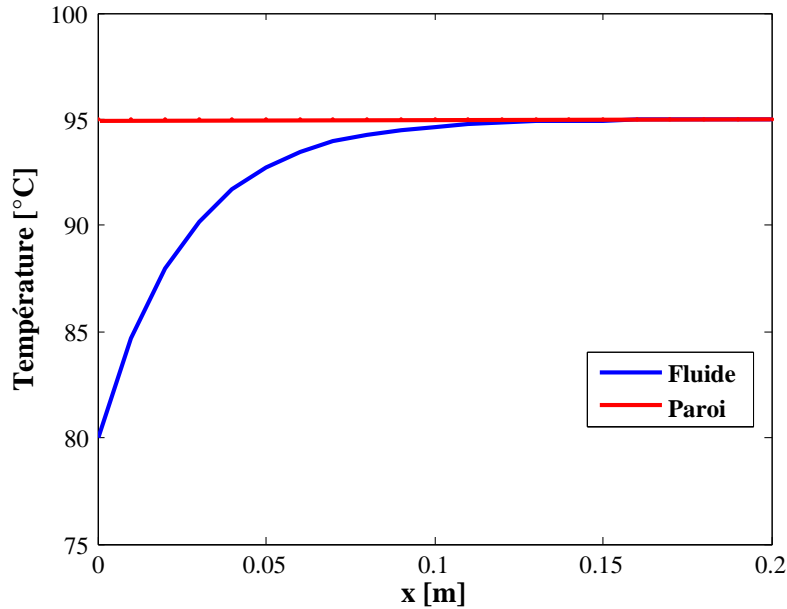


FIGURE 2.9 – Profils de température pour une température de paroi constante

Conduction axiale négligée :

L'approximation du terme $\partial^2 T / \partial x^2 = 0$ se justifie ainsi :

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} \approx \frac{\partial^2 T_{moy}}{\partial x^2} \approx \left[\frac{2h}{\rho C_p U_{moy} r_0} \right] e^{-\frac{2h}{\rho C_p U_{moy} r_0} \frac{x}{r_0}} (T_p - T_{moy}|_0) \quad (2.72)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2} \approx \frac{T_p - T_{moy}}{r_0^2} \approx \frac{1}{r_0^2} e^{\frac{2h}{\rho C_p U_{moy} r_0} \frac{x}{r_0}} (T_p - T_{moy}|_0) \quad (2.73)$$

Le rapport entre les deux termes est du même ordre que le carré du Stanton :

$$\frac{\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2}}{\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial y^2}} \approx \left(\frac{2h}{\rho C_p U_{moy}} \right)^2 \approx St^2 \quad (2.74)$$

Sachant que le nombre de Stanton est petit devant l'unité ($St \approx 0,022 Re^{-0,2} Pr^{0,5} \ll 1$), on peut donc négliger le terme $\partial^2 T / \partial x^2$.

2.3.2 Ecoulement en conduite soumise à un flux thermique constant

Pour le cas où l'écoulement est soumis à un flux constant, la température locale du fluide s'exprime de la manière suivante :

$$\bar{T} = -\frac{\phi}{\rho C_p} \int_0^y \frac{1 - y/r_0}{\alpha + \alpha_t} dy \quad (2.75)$$

En variable de paroi, cette expression s'écrit :

$$T^+ = \frac{T_p - \bar{T}}{\frac{\phi}{\rho C_p}} \times u_\tau = \int_0^{y^+} \frac{1 - y^+/r_0^+}{\frac{1}{Pr} + \frac{1}{Pr_t} \frac{\nu_t}{\nu}} dy^+ \quad (2.76)$$

De manière identique à la partie dynamique, le terme ν_t / ν peut être décomposé par les approches de Reichardt et de Van-Driest :

Relation de Reichardt

Reichardt propose de simplifier le terme ν_t / ν de la façon suivante :

$$\frac{\nu_t}{\nu} = \frac{\kappa y^+}{6} \left(1 + \frac{r}{r_0} \right) \left(1 + 2 \frac{r^2}{r_0^2} \right) \quad (2.77)$$

Dans le cas présent, le nombre de Prandtl est voisin de 2 et la transition entre la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique se fait pour un $y^+ = y_{trans}^+ = 7,55$ [43].

$$T^+ = \begin{cases} Pr \times y^+ & \text{pour } 0 < y^+ < 7,55 \\ Pr_t \int_{7,55}^{y^+} \frac{1 - y^+/r_0^+}{\nu_t/\nu} dy^+ + 7,55 Pr & \text{pour } y^+ > 7,55 \end{cases}$$

L'expression complète de T^+ s'écrit sous la forme générale :

$$T^+ = \frac{Pr_t}{\kappa} \ln \left(\frac{3}{2} y^+ \frac{1 + r/r_0}{1 + 2 r^2/r_0^2} \right) + y_{trans}^+ Pr - \frac{Pr_t}{\kappa} \ln (y_{trans}^+) \quad (2.78)$$

Cette formulation fait clairement apparaître la problématique concernant une loi de paroi thermique. En effet le calcul de la température adimensionnée T^+ dépend directement des propriétés thermo-physiques du fluide à travers le nombre de Prandtl, et des propriétés de l'écoulement. Si pour la constante de Von-Karman une valeur de $\kappa = 0,41$ pour un écoulement en conduite est désormais admise, nous avons montré en revanche dans le chapitre précédent que le nombre de Prandtl turbulent ne peut en aucune façon être considéré comme constant à l'approche de la paroi.

L'équation 2.78 est rarement décrite dans la littérature, et lorsqu'elle est explicitée, le fluide concerné est de l'air. Dans ce cas, le nombre de Prandtl vaut $Pr = 0,7$ et la transition entre la zone visqueuse et la zone développée apparaît pour un y^+ de transition $y_{trans}^+ = 13,2$. Si l'on considère le nombre de Prandtl turbulent $Pr_t = 0,9$, on obtient la forme suivante :

$$T^+ = 2,195 \ln \left(\frac{3}{2} y^+ \frac{1 + r/r_0}{1 + 2 r^2/r_0^2} \right) + 13,2 Pr - 5,65 \quad (2.79)$$

Pour un fluide tel que l'eau, dont le nombre de Prandtl varie fortement avec la température, la zone de transition est très mal définie car elle dépend de la viscosité et donc de la température du fluide. Si l'on considère le nombre de Prandtl turbulent identique au cas précédent $Pr_t = 0,9$, et que l'on considère de l'eau à 80°C , le nombre de Prandtl vaut alors $Pr = 2$. Dans ce cas la transition apparaît pour $y_{trans}^+ = 7,55$. La relation 2.78 s'exprime alors avec les valeurs suivantes :

$$T^+ = 2,195 \ln \left(\frac{3}{2} y^+ \frac{1 + r/r_0}{1 + 2 r^2/r_0^2} \right) + 7,55 Pr - 3,95 \quad (2.80)$$

Relation de Van-Driest

L'approche de Van-Driest consiste à calculer de façon continue la température adimensionnée T^+ en utilisant une fonction d'amortissement. Le terme ν_t / ν est déterminé par :

$$\frac{\nu_t}{\nu} = \frac{\kappa^2 y^2 (1 - e^{-y^+/26})}{\nu} \frac{d\bar{u}}{dy} \quad (2.81)$$

Cette relation s'écrit en variable paroi sous la forme :

$$\frac{\nu_t}{\nu} = \kappa^2 y^{+2} (1 - e^{-y^+/26}) \frac{du^+}{dy^+} \quad (2.82)$$

Le profil de température adimensionnée T^+ devient dans ce cas :

$$T^+ = \int_0^{y^+} \frac{1 - y^+/r_0^+}{\frac{1}{Pr} + \frac{1}{Pr_t} \kappa^2 y^{+2} (1 - e^{-y^+/26}) \frac{du^+}{dy^+}} dy^+ \quad (2.83)$$

Les figures 2.10 à 2.12 montrent la forte sensibilité de la température adimensionnée T^+ au nombre de Prandtl. Ces courbes font apparaître de manière évidente les écarts significatifs sur le calcul de T^+ selon les lois utilisées. Ces graphes montrent l'intérêt d'utiliser la loi de Van-Driest qui fournit une réponse continue et ne présente pas le problème de raccordement entre la sous-couche visqueuse et la région logarithmique.

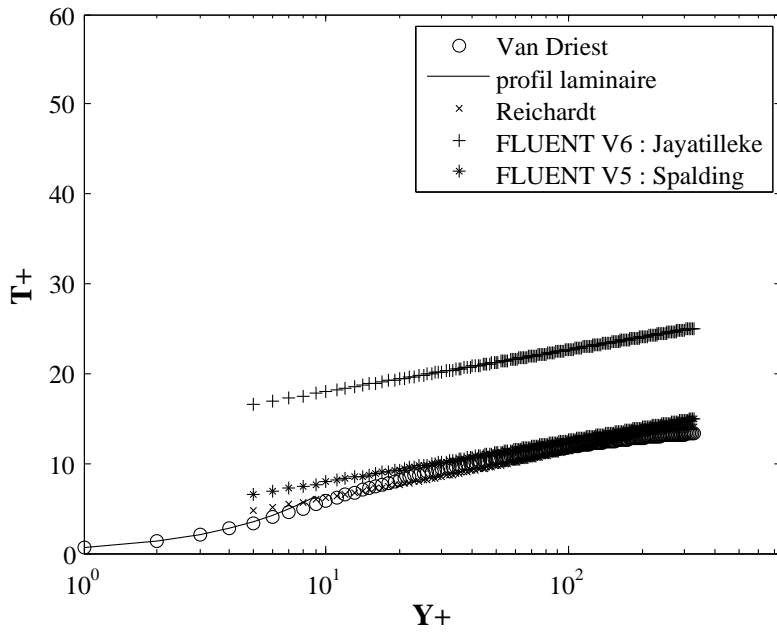


FIGURE 2.10 – Profils de T^+ – $Pr = 0,7$ – $Pr_t = 0,85$

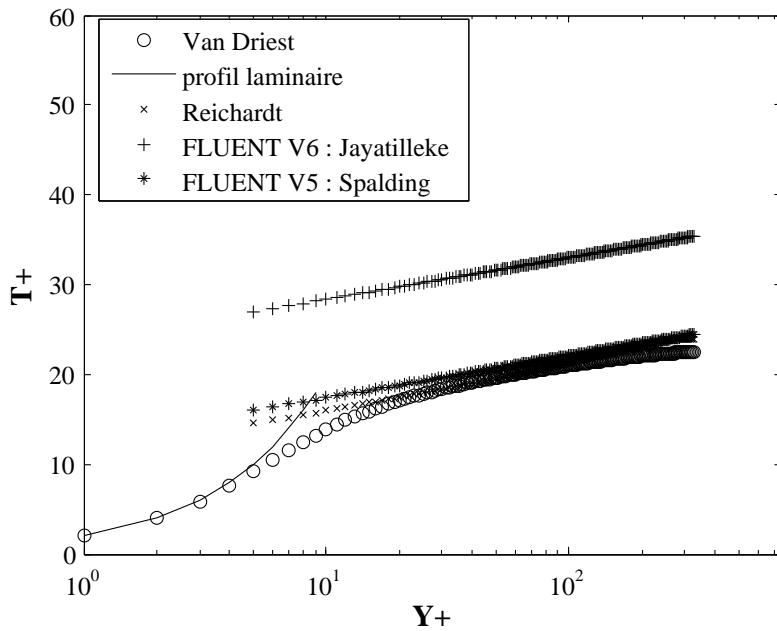


FIGURE 2.11 – Profils de T^+ – $Pr = 2$ – $Pr_t = 0,85$

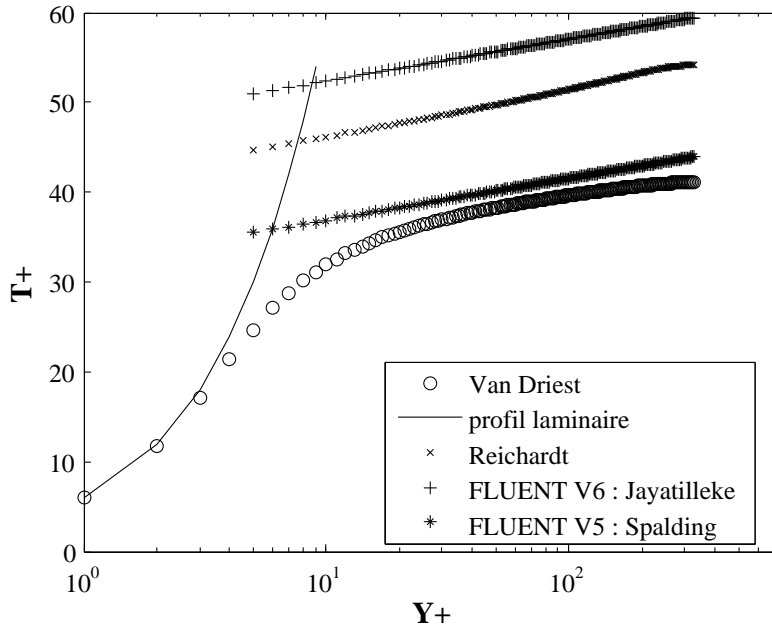


FIGURE 2.12 – Profils de T^+ – $Pr = 6$ – $Pr_t = 0,85$

En revanche l'utilisation de la relation proposée par Reichardt est plus délicate car elle fait intervenir directement un terme basé sur le nombre de Prandtl et sur le y^+ de transition. Sachant que la distance de transition entre la sous-couche visqueuse et la région logarithmique dépend du nombre de Prandtl pour un écoulement donné, l'utilisation de cette formulation ne paraît pas adéquate pour une modélisation robuste des échanges thermiques. Il faut aussi s'attarder sur l'écart constant entre les deux formulations existantes dans FLUENT, basées sur les travaux respectifs de Jayatilleke, et de Launder et Spalding. Nous avons montré précédemment que la seule différence entre ces deux formulations se situait dans la fonction P qui dépend des nombres de Prandtl moléculaire, Pr , et turbulent, Pr_t , et de constantes empiriques. Jayatilleke [39] justifie le choix de sa formulation après une analyse de nombreux travaux expérimentaux et estime que cette formulation apporte plus de robustesse dans le sens où elle donne satisfaction sur la plupart des travaux expérimentaux de référence.

2.3.3 Corrélation de type Stanton

On propose ici une corrélation $St = f(Nu, Re, Pr)$ adaptée au fluide et à l'écoulement en conduite. Au centre de la conduite (CL), la température adimensionnée T^+ s'écrit :

$$T_{CL}^+ = 2,195 \ln\left(\frac{3}{2}r_0^+\right) + 7,55 Pr - 3,95 \quad (2.84)$$

La température adimensionnée sur l'axe est aussi égale à :

$$T_{CL}^+ = \frac{T_{CL} - T_p}{\frac{\phi_p}{\rho C_p}} \times u_\tau \quad (2.85)$$

On rappelle les définitions suivantes :

$$u_\tau = U_{moy} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad \phi_p = h(T_p - T_{moy}) \quad (2.86)$$

$$U_{moy} = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \bar{u} 2\pi r dr \quad T_{moy} = \frac{1}{\pi r_0^2 U_{moy}} \int_0^{r_0} \bar{u} \bar{T} 2\pi r dr \quad (2.87)$$

Les distributions de vitesse et de température peuvent être calculées par les lois en puissance $1/7^{\text{ème}}$:

$$\frac{\bar{u}}{U_{CL}} = \left(1 - \frac{r}{r_0}\right)^{1/7} \quad \frac{\bar{T} - T_p}{\bar{T}_{CL} - T_p} = \left(1 - \frac{r}{r_0}\right)^{1/7} \quad (2.88)$$

$$\frac{U_{moy}}{U_{CL}} = 0,816 \quad \frac{T_{moy} - T_0}{T_p - T_0} = 0,833 \quad (2.89)$$

Avec

$$Re_D = \frac{2 r_0 U_{moy}}{\nu} \quad \text{et} \quad r_0^+ = \frac{r_0 u_\tau}{\nu} = \frac{Re_D}{2} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \quad (2.90)$$

En arrangeant les différents termes, on obtient pour de l'eau à une température de 80°C ($Pr = 2,2$) :

$$St = \frac{Nu}{Re_D Pr} = \frac{\sqrt{\frac{C_f}{2}}}{0,833 \left[2,195 \ln \left(\frac{3}{4} Re \sqrt{\frac{C_f}{2}} \right) + 7,55 Pr - 3,95 \right]} \quad (2.91)$$

2.4 Écoulement rugueux

Cette partie traite du facteur de frottement rencontré au sein d'une conduite rugueuse. En raison du grand intérêt pour ce type d'écoulement, de nombreux travaux sont disponibles dans la littérature, mais les différentes définitions de rugosité étant nombreuses, très peu d'articles attachent d'importance au type de rugosité qui nous concerne.

2.4.1 Physique de l'écoulement rugueux

L'effet de la rugosité est important car il modifie directement le taux de frottement pariétal, ce qui intensifie sensiblement les échanges thermiques, avec l'inconvénient d'augmenter les pertes par frottement visqueux. Dipprey et Sabersky [23] ont montré expérimentalement que la différence d'état de surface peut augmenter de l'ordre de 30% les échanges thermiques, le frottement étant lui aussi augmenté de manière importante. Toutefois pour les mesures réalisées à un nombre de Prandtl voisin de 6 pour un régime d'écoulement transitionnel, l'augmentation des échanges thermiques est significative sans augmenter le frottement.

Darcy [20] et Fanning [25] ont établi dès le 19^{ème} siècle que la rugosité de paroi est un paramètre important des écoulements turbulents. Concernant les écoulements en conduite, l'un des plus importants travaux expérimentaux a été réalisé par Nikuradse [66], qui a étudié le coefficient de frottement en fonction de la rugosité de paroi en conduite. La dépendance du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds et de la rugosité est mise évidence.

Ces travaux établissent le fait que le coefficient de frottement devient indépendant du nombre de Reynolds lorsque celui-ci est suffisamment élevé, et dépend alors uniquement de la hauteur relative des rugosités par rapport au diamètre de la conduite. Nikuradse considère une rugosité de type grain de sable homogène présentant une répartition gaussienne.

Chaque élément rugueux augmente la contrainte de cisaillement du fluide en agissant comme un perturbateur de l'écoulement. Ces perturbations apparaissent sous la forme de tourbillons qui affectent le mouvement turbulent dans la zone proche paroi. L'effet de la rugosité est déterminé à partir de la longueur caractéristique k_s qui correspond à la taille du grain moyen formant la rugosité de paroi. Il est accepté que la rugosité a une influence directe seulement dans la zone proche paroi, et qu'en s'éloignant de celle-ci, la rugosité n'a pas d'influence. Cet effet se traduit par un déplacement Δu^+ dans le profil logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \log(y^+) - \Delta u^+ \quad (2.92)$$

La taille des éléments rugueux a donc un effet sur le profil de vitesse moyenne. Cet effet est donc caractérisé selon la taille des rugosités k_s rencontrées par l'écoulement.

En définissant k_s , l'échelle de hauteur des aspérités, on peut définir un nombre de Reynolds associé Re_k , qui permet de distinguer trois régimes d'écoulement [84] :

$$Re_k = \frac{k_s u_\tau}{\nu} \quad (2.93)$$

Selon les valeurs de ce nombre, l'écoulement est défini comme :

- hydrauliquement lisse pour $Re_k < 5$
- transitionnel rugueux pour $5 < Re_k < 70$
- rugueux pour $Re_k > 70$

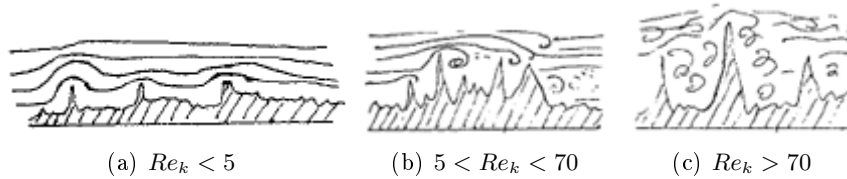


FIGURE 2.13 – Régimes d'écoulement d'après Rieutord [79]

Le régime d'écoulement hydrauliquement lisse correspond au cas où les éléments rugueux sont contenus dans la sous-couche visqueuse. La viscosité est dominante et la rugosité n'a aucun effet. En réalité la sous-couche visqueuse est extrêmement fine, les éléments rugueux doivent donc être très petits pour que l'écoulement soit considéré comme hydrauliquement lisse.

Dans le cas d'un régime d'écoulement transitionnel, la rugosité commence à déstabiliser la sous-couche visqueuse, mais certaines caractéristiques de l'écoulement lisse sont encore présentes. L'épaisseur de la sous-couche visqueuse tend à diminuer avec l'augmentation du Re_k .

Pour un régime d'écoulement pleinement rugueux, la sous-couche visqueuse est détruite, et le coefficient de frottement devient indépendant du nombre de Reynolds.

Ces observations sont importantes, car jusqu'à présent le cisaillement pariétal était modélisé par les effets visqueux. Dans le cas d'un régime d'écoulement pleinement rugueux, le cisaillement pariétal doit trouver ses origines dans d'autres mécanismes que le frottement visqueux. On peut citer parmi les phénomènes envisagés : l'impact local du fluide, la génération de traînée et les zones de recirculation.

La description de l'effet de la rugosité dans l'écoulement a longtemps été réduite à une augmentation du coefficient de frottement uniquement dans la région interne de la couche limite. Cette augmentation du coefficient de frottement provoque alors un déplacement du profil moyen de vitesse sans que la vitesse moyenne ou la contrainte turbulente de la région externe ne soient affectées. Cela sous-entend que les structures turbulentes ne sont pas affectées par la nature de l'état de surface dans la majeure partie de la couche limite.

Cette description, admise depuis les premiers travaux sur les écoulements en présence de parois rugueuses, a été remise en question à plusieurs reprises. Aujourd'hui, la notion de confinement des effets rugueux à la sous-couche rugueuse n'est plus acceptée universellement. Cette remise en cause provient en partie de la définition même de la rugosité. Classiquement, la rugosité d'une surface est considérée comme une distribution gaussienne du relief de celle-ci et est décrite par la rugosité arithmétique moyenne : R_a . En réalité il existe beaucoup d'autres paramètres qui peuvent modifier le comportement de l'écoulement au dessus d'une surface rugueuse, comme la forme, l'espacement ou la périodicité des éléments. Ces différentes caractéristiques se retrouvent dans les écoulements de canopée naturelle ou urbaine, les écoulements de lits de rivières. De manière plus académique, Jimenez [41] réduit la problématique existante à la forme et à la dimension caractéristique de la rugosité avec deux cas distincts : la rugosité de type-K et de type-D. Lorsque l'effet des rugosités sur l'écoulement dépend d'une seule longueur caractéristique (généralement leur hauteur) la rugosité est de type-K. Dans le cas où l'effet des rugosités est insensible à cette taille, mais dépend d'une autre grandeur globale de l'écoulement, il s'agit d'une surface de type-D. Un exemple de surface de type-D sont les surfaces cannelées avec des cavités étroites [95]. Pour être représentatif de la complexité d'un état de surface rugueux, il est utile d'introduire le concept de morphologie de surface en plus du concept de rugosité, ce qui étend largement le domaine de recherche.

Les travaux de Krogstad et Antonia sont particulièrement intéressants [45], [46], et [47]. Ces auteurs ont contribué récemment à l'observation des phénomènes liés à la rugosité de paroi dans une couche limite turbulente. Dans le cadre de ces travaux il faut relever leur étude sur l'effet de transition lié au changement d'état de surface [6] [7]. Le principal résultat est que l'effet de la rugosité ne se réduit pas à une région très proche de la paroi (sous-couche rugueuse) mais est visible aussi dans la région externe. L'ensemble de leurs travaux traite des éléments suivants :

- l'influence de la rugosité est observée de façon plus visible pour la composante normale de la vitesse. Les différences les plus importantes sont observées pour la composante v^2 du tenseur de Reynolds et pour le spectre de puissance de v [48].

- l'analyse de la couche limite par la méthode des quadrants fait apparaître des événements d'éjection et de balayage toujours plus importants pour la surface rugueuse que pour la surface lisse [48] .
- la rugosité modifie le mouvement et l'amplitude des grandes échelles [45]. Dans le cas d'une paroi rugueuse, les valeurs des composantes normale et transversale de vorticité sont beaucoup plus grandes. De plus, la rugosité génère de nouvelles structures de vorticité dont les échelles sont comparables à celles des éléments rugueux [45].
- la comparaison entre deux surfaces de motifs rugueux différents (motifs répétés, stries transverses ou inclinées) qui produisent le même déplacement du profil logarithmique moyen U^+ montre des différences très importantes au niveau des contraintes turbulentes normales à la paroi v'^2 , et $u'v'$. L'effet sur u'^2 est seulement visible dans une couche très fine près de la paroi. Cette grande sensibilité à la nature de l'état de surface suggère que le mouvement actif doit dépendre principalement de la géométrie de la paroi [46].

La conclusion principale des travaux d'Antonia et Krogstad est que l'on ne peut pas dissocier les effets tridimensionnels de la rugosité. De plus, la classification classique des parois rugueuses en fonction de leur effet sur la vitesse moyenne n'est pas satisfaisante car la rugosité a un rôle sur les moments d'ordre plus élevés. Il est donc nécessaire de trouver une nouvelle classification pour traduire l'effet de la rugosité sur les structures turbulentes [45]. Les travaux de Tachie [95], Bergstrom et Balachandar [96], qui retrouvent un paramètre de sillage qui varie de façon significative selon le type de surface confirment cette analyse. Ce travail montre aussi une augmentation du niveau de turbulence dans la région externe de la couche limite rugueuse par rapport au cas lisse.

En 2005 les résultats de Krogstad [44], [9], dans un canal avec deux surfaces rugueuses, indiquent que la région externe est très peu affectée par la rugosité, ce qui est en opposition avec beaucoup de travaux menés durant la dernière décennie. Ceci suggère que les effets de la rugosité dans la région extérieure d'une couche limite doivent dépendre fortement du type d'écoulement. Concrètement, ces auteurs concluent que les canaux rugueux symétriques et les conduites offrent de meilleures conditions pour suivre l'hypothèse de similarité de paroi que les écoulements asymétriques.

L'équipe d'Antonia s'est aussi intéressée au transfert thermique sur parois rugueuses [86]. 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 en région proche paroi sont très supérieurs dans le cas d'une surface rugueuse par rapport au cas lisse à partir de $y/d > 0,1$. Très près de la paroi, la rugosité diminue l'anisotropie alors que la corrélation entre vitesse et température diminue par rapport au cas lisse [91].

En conclusion, l'importance de l'état de surface dans la compréhension des phénomènes turbulents et de transfert a été relevée par beaucoup d'auteurs comme Antonia, Choi ou Jimenez, et reste d'actualité.

De nombreux travaux ont été menés pour obtenir une loi de paroi adaptée aux écoulements sur

parois rugueuse. Rotta [81] propose une modification de la loi de longueur de mélange développée par Van-Driest pour prendre en compte les effets de la rugosité en introduisant le décalage Δy^+ . Ce décalage est fonction de la dimension caractéristique k_s^+ d'une rugosité de type grain de sable. Plusieurs modèles basés sur la longueur de mélange ont ensuite été développés, leurs différences se situent dans la façon d'introduire l'effet de la rugosité sur l'écoulement. Les modèles les plus simples imposent une longueur de mélange différente de zéro à la paroi tandis que les modèles plus récents font varier la fonction d'amortissement selon des paramètres relatifs à la rugosité. Cependant, ces développements basés sur des écoulements académiques (plaque plane ou conduite cylindrique) sont difficilement transposables à des écoulements tridimensionnels.

La modélisation de l'écoulement sur parois rugueuses en utilisant des lois de paroi revient à introduire le déficit de vitesse u^+ par soustraction directe du terme Δu^+ . La valeur de ce terme doit dépendre du régime d'écoulement pour être le plus représentatif du niveau de rugosité vu par la couche limite. La limite de cette méthode est le caractère fortement empirique des constantes introduites dans le calcul de Δu^+ , qui sont issues de travaux expérimentaux dont les écoulements étaient très souvent bidimensionnels et dont la rugosité était rarement de type grain de sable.

Une autre manière de modéliser l'effet de la rugosité consiste à introduire un terme de traînée dans l'équation de la quantité de mouvement et de reproduire le phénomène de blocage dû à la rugosité dans l'écoulement très proche paroi. Cette méthode s'applique assez bien pour une rugosité constituée d'éléments réguliers tels que des cônes ou des sphères. L'avantage de cette approche est qu'elle relie directement la géométrie de la rugosité à l'effet de la rugosité sur l'écoulement, et ne dépend donc pas simplement de la dimension k_s^+ pour caractériser la rugosité. Ces modèles ne sont pas encore adaptés pour représenter une rugosité aléatoire ou de type grain de sable.

Malgré le nombre important de travaux publiés sur l'étude d'écoulement sur parois rugueuses, il apparaît que la modélisation de l'écoulement, spécialement dans la région intermédiaire de la couche limite, fait l'objet de peu d'études. Si l'effet de la rugosité est connu pour la région logarithmique, il reste toutefois difficile de relier le déficit de vitesse induit par la présence des rugosités à la géométrie ou à la distribution de celle-ci. A ces limites s'ajoute la complexité des applications que l'on cherche à modéliser, présentant très souvent des écoulements perturbés, séparés avec présence de recirculations, qui sont autant d'écarts par rapport aux conditions dans lesquelles les lois de paroi ont été obtenues.

On retiendra que le choix d'un modèle de turbulence pour un écoulement sur parois rugueuses doit prendre en compte deux critères importants :

- le modèle doit s'adapter aux trois régimes d'écoulements possibles (lisse, transitionnel et complètement rugueux selon la valeur de Re_k ,
- le modèle doit décrire au mieux les écoulements perturbés par des singularités ou des recirculations.

L'état de surface joue aussi un rôle important pour le profil de température adimensionnée. S'il est admis que pour un régime d'écoulement rugueux la viscosité cinématique est négligeable,

voire nulle devant la viscosité turbulente, cette approche ne peut pas s'appliquer directement au transfert thermique. La température peut être vue comme un scalaire passif, porté par la diffusivité turbulente, jusqu'à l'échelle de la rugosité. A cette échelle, les structures turbulentes sont fortement réduites, et la température se transmet principalement par conduction moléculaire. En conséquence, même pour un écoulement pleinement rugueux, la conductivité moléculaire reste un mécanisme important.

2.4.2 Modélisation de l'écoulement sur parois rugueuses

Modélisation FLUENT

Dans le cas d'un écoulement sur parois rugueuses, la loi de paroi appliquée par FLUENT est modifiée pour représenter le déficit de vitesse dans la couche limite.

$$u^+ = \frac{u_p u^+}{\tau_w / \rho} = \frac{1}{\kappa} \left(E \frac{\rho u^+ y_p}{\mu} \right) - \Delta B \quad (2.94)$$

où E est une constante empirique, u^+ et ΔB sont calculés par :

$$u^+ = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad \text{et} \quad \Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(f_r) \quad (2.95)$$

où f_r est une fonction dépendante de la rugosité qui quantifie le décalage de la loi logarithmique dû aux effets de rugosité.

En général ΔB dépend du type de rugosité rencontré et de la dimension de celle-ci. Il n'existe pas de loi universelle qui traduit l'effet de la rugosité, quelle qu'en soit la nature. Pour une rugosité de type grain de sable, le terme ΔB apparaît être bien corrélé avec la hauteur de rugosité adimensionnée k_s^+ , définie telle que :

$$k_s^+ = \frac{\rho k_s u^+}{\mu} \quad (2.96)$$

Les termes k_s^+ et Re_k représentent la même grandeur physique, cependant nous les distinguons car les valeurs indiquées par FLUENT sont légèrement différentes de celles disponibles dans la littérature [84]. Ces différences peuvent s'expliquer par le calcul de u^+ qui fait intervenir la constante C_μ qui dépend du type de modèle $k-\varepsilon$ utilisé, alors que les valeurs de Re_k disponibles dans la littérature proviennent de données expérimentales où la vitesse adimensionnée u^+ est déterminée par mesure de perte de charge.

Selon la valeur de k_s^+ , la fonction de rugosité est définie différemment pour traduire les variations observées dans la couche limite en fonction du régime d'écoulement (lisse, transitionnel rugueux ou complètement rugueux), ainsi lorsque :

- régime lisse pour $K_s^+ < 2,25$:

$$\Delta B = 0$$

- régime transitionnel pour $2,25 < K_s^+ < 90$:

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{K_s^+ - 2,25}{87,75} + C_s K_s^+ \right] \times \sin(0,4258 (\ln K_s^+ - 0,811))$$

- régime complètement rugueux pour $K_s^+ > 90$:

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + C_s K_s^+)$$

Dans ces relations, la constante C_s dépend du type de rugosité. Par défaut $C_s = 0,5$ pour tout les modèles $k - \varepsilon$ et reproduit une perte de charge correspondant aux mesures de Nikuradse. Selon le type de rugosité à prendre en compte ce terme peut varier entre 0,5 et 1,0, sans réelle correspondance physique.

Modélisation de Prandtl

L'équation de quantité de mouvement à considérer est :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left((\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.97)$$

où le terme ν_t est modélisé par la longueur de mélange :

$$\nu_t = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} \right| \quad (2.98)$$

Pour un écoulement sur paroi lisse, Prandtl définit la longueur de mélange $l = \kappa y$. Cette approche n'est plus valable pour un écoulement dont la sous-couche visqueuse tend à disparaître, ou qui se trouve détruite par l'effet des rugosités.

Nous sommes confrontés à deux difficultés : imposer $\nu_t \neq 0$ pour $y = 0$, et évaluer l'impact de la surface rugueuse sur l'existence de la sous-couche visqueuse.

On rend l'échelle de longueur de mélange non nulle à la paroi en écrivant :

$$l = \kappa (y + \delta y_0) \quad (2.99)$$

avec δy_0 proportionnel à k_s . En variable paroi, cette quantité s'écrit :

$$\delta y_0^+ = \frac{\delta y_0 u_\tau}{\nu} \quad (2.100)$$

Différents travaux expérimentaux montrent que le terme δy_0^+ peut être déterminé en fonction de Re_k par la relation suivante :

$$\delta y_0^+ = 0,031 Re_k \quad (2.101)$$

Pour l'écoulement lisse, on a :

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa y^+} \quad (2.102)$$

qui devient pour l'écoulement rugueux :

$$\frac{du^+}{dy^+} = \frac{1}{\kappa (y + \delta y_0^+)} \quad (2.103)$$

Cette équation s'intègre en y^+ :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left(1 + \frac{y^+}{\delta y_0^+} \right) \quad (2.104)$$

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln \left(1 + \frac{32 y^+}{Re_k} \right) \quad (2.105)$$

Si $y^+ > Re_k$:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln (y^+) + \frac{1}{\kappa} \ln \left(1 + \frac{32 y^+}{Re_k} \right) \quad (2.106)$$

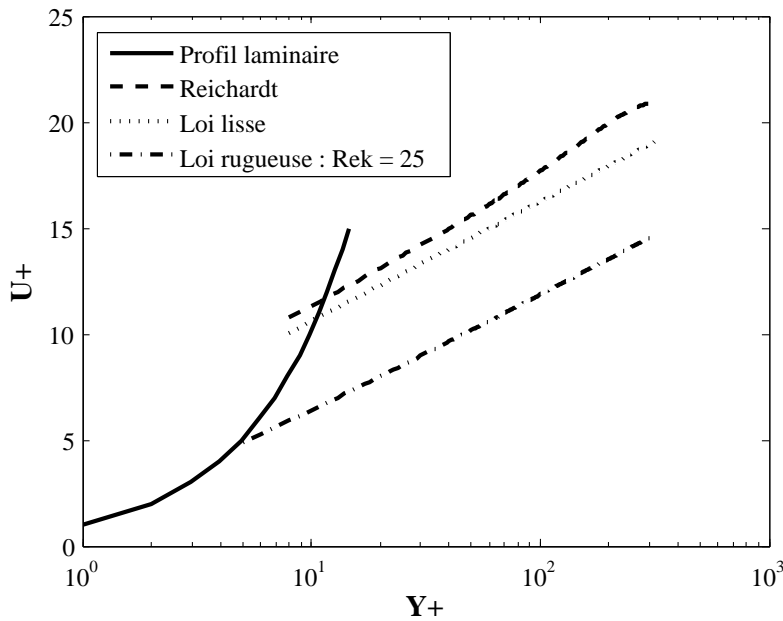


FIGURE 2.14 – Effet de Re_k sur le profil de vitesse u^+

2.4.3 Modélisation de l'échange thermique sur parois rugueuses

Modélisation FLUENT

Dans le cas d'un écoulement sur parois rugueuses la fonction P utilisée dans le calcul de T^+ est modifiée. On rappelle la formulation pour l'écoulement lisse :

$$T^+ = \frac{(T_{wall} - T_p) \rho C_p k_p^{1/2}}{\phi} = Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln (E y^+) + P \right] \quad (2.107)$$

avec

$$P = 9,24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0,28 e^{-0,007 Pr/Pr_t} \right] \quad (2.108)$$

Si les parois sont considérées comme rugueuses, FLUENT introduit alors une fonction P_{rough}

$$P_{rough} = 3,15 Pr^{0,695} \left(\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} \right)^{0,359} + \left(\frac{E'}{E} \right)^{0,6} P \quad (2.109)$$

où $E' = E/f_r$ avec f_r la fonction de rugosité définie précédemment (équation 2.95).

Modélisation type longueur de mélange

Un modèle de type longueur de mélange peut être développé pour prendre en compte la particularité du transfert thermique en présence de parois rugueuses.

En considérant un écoulement pleinement rugueux ($Re_k > 70$), la relation 2.76 établie précédemment :

$$T^+ = \int_0^{y^+} \frac{1 - y^+/r_0^+}{\frac{1}{Pr} + \frac{1}{Pr_t} \frac{\nu_t}{\nu}} dy^+ \quad (2.110)$$

doit être modifiée, car en l'absence de sous-couche visqueuse, le terme de conduction moléculaire est négligeable au dessus des rugosités :

$$\frac{1}{Pr_t} \frac{\nu_t}{\nu} \gg \frac{1}{Pr} \quad (2.111)$$

Cette hypothèse est raisonnable, car le nombre de Prandtl du fluide considéré dans cette étude est supérieur à 1. Il est évident que pour des fluides présentant de très faibles nombres de Prandtl, cette approche n'est pas applicable.

Nous imposons ensuite une valeur inférieure de T^+ , déterminée par le terme δT^+ . Ce terme représente la différence de température adimensionnée, au travers de laquelle la chaleur est transmise uniquement par conduction moléculaire, à l'échelle des rugosités, par le fluide semi-stagnant. Cette technique tend à se rapprocher des mécanismes de type milieux poreux.

Ainsi, l'équation 2.110 s'écrit sous la forme :

$$T^+ - \delta T^+ = \int_0^{y^+} \frac{1 - y^+/r_0^+}{\frac{1}{Pr_t} \frac{\nu_t}{\nu}} dy^+ \quad (2.112)$$

Dans ce cas, la relation 2.80 établie précédemment s'exprime sous la forme suivante :

$$T^+ = \delta T^+ + 2,195 \ln \left(\frac{3}{2} y^+ \frac{1 + r/r_0}{1 + 2 r^2/r_0^2} \right) - 3,95 \quad (2.113)$$

Le terme δT^+ peut s'exprimer en fonction de la vitesse de frottement u_τ et du coefficient d'échange convectif rugueux h_k . Cette écriture fait apparaître le nombre de Stanton rugueux St_k :

$$\delta T^+ = \frac{\rho C_p u_\tau}{h_k} = \frac{1}{St_k} \quad (2.114)$$

Ce qui amène à écrire la loi de paroi thermique sous la forme suivante :

$$T^+ = \frac{1}{St_k} + 2,195 \ln \left(\frac{3}{2} y^+ \frac{1 + r/r_0}{1 + 2 r^2/r_0^2} \right) - 3,95 \quad (2.115)$$

Le nombre de Stanton rugueux St_k doit être déterminé selon des résultats expérimentaux. Il est donc dépendant du type de rugosité définissant la paroi. Dipprey et Sabersky [23] proposent la corrélation suivante :

$$St_k = C Re_k^{-0,2} Pr^{0,44} \quad (2.116)$$

Les données expérimentales obtenues par Pimenta, Moffat et Kays [75] pour une surface dont la rugosité est générée par la répartition serrée de sphères confirment la corrélation 2.116 avec $C = 1,0$.

Ayant déterminé pour l'écoulement rugueux les lois de paroi thermique et hydraulique, dans ce cas, le nombre de Stanton s'exprime de la manière suivante :

$$St = \frac{C_f/2}{Pr_t + \sqrt{C_f/2}/St_k} \quad (2.117)$$

Conclusion

Ce chapitre présente les principes fondamentaux de l'écoulement turbulent en conduite, et du transfert thermique pour ce type d'écoulement. La physique de l'écoulement rugueux est aussi abordée, ainsi que le rôle de l'état de surface dans le phénomène de transfert de chaleur. La problématique de cette étude est présentée de manière complète, en présentant d'une part, les modifications fondamentales à apporter aux lois de paroi dans le cas d'un écoulement sur paroi rugueuse, et en présentant d'autre part, le fonctionnement du code utilisé par l'industriel pour ce type d'écoulement.

L'observation des écarts fournis par les différentes modélisations existantes, ainsi que la difficulté d'obtenir un réel consensus sur le calcul de l'échange thermique dans une couche limite sur paroi lisse, montrent la difficulté qu'il faut surmonter pour établir une loi de paroi thermique adaptée aux écoulements sur paroi rugueuse.

Ce travail a été mené avec la volonté d'obtenir des mesures de vitesse et de température locales au plus proche de la paroi. Compte tenu des limites connues des techniques de mesure de température et en observant la forte disparité des lois de paroi thermiques issues de la littérature, la simulation numérique des grandes échelles nous apparaît comme une solution complémentaire de l'approche expérimentale.

Nous présenterons donc dans les chapitres suivants, le dispositif expérimental mis en œuvre dans cette étude, les résultats expérimentaux et enfin les résultats numériques issus de calculs RANS et de simulation des grandes échelles.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Sommaire

3.1	Présentation du dispositif expérimental	74
3.1.1	Description générale	74
3.1.2	Longueur de développement dans une conduite cylindrique	77
3.1.3	Caractéristiques de la rugosité de type grain de sable	78
3.2	Les moyens et les techniques de mesure	85
3.2.1	Mesure de pression	89
3.2.2	LDV : Vélocimétrie Laser Doppler	90
3.2.3	PIV : Vélocimétrie par Image de Particules	97
3.2.4	Thermométrie rapide	102

Dans ce chapitre, nous présentons la mise en œuvre d'un banc d'essais et les techniques de mesures dédiées à l'étude d'un écoulement turbulent en conduite cylindrique rugueuse, avec transfert thermique.

La conception de ce banc d'essai a été guidée par la volonté de conserver les caractéristiques des écoulements rencontrés dans les chambres de refroidissement des moteurs thermiques. L'écoulement et le transfert thermique ont rarement été étudiés de manière expérimentale (Robinson [80], Zidat [110], Soler [92]), car les difficultés sont nombreuses : en effet les variations de débit sont importantes (entre 0 et environ $4 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$), et pour un même débit, la vitesse locale peut varier de 1 à $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ par l'effet des restrictions de sections. De plus les géométries complexes génèrent de fortes recirculations et des zones d'impact du fluide. L'état de surface dépendant du procédé de réalisation ainsi que le flux thermique, qui est fortement variable en fonction de la charge fournie par le moteur, sont difficilement conciliables avec les techniques de mesure actuelles.

Pour toutes ces raisons, les principales études concernant l'échange thermique dans le circuit de refroidissement sont réalisées par CFD et tentent d'améliorer la prédictivité des simulations par l'adaptation des méthodologies de maillage et des différents modèles de turbulence existant.

La motivation de cette étude étant d'obtenir des données expérimentales sur la couche limite turbulente et la couche limite thermique dans des conditions proches de celles décrites ici, nous avons dimensionné l'installation de façon à garder les principales caractéristiques de ces

Vitesse [m.s ⁻¹]	0,44	0,82	0,44	0,82
Température [°C]	30	30	80	80
Reynolds	22 000	41 000	48 000	90 000
Prandtl	5,4	5,4	2,2	2,2
Péclet	120 000	220 000	105 000	200 000

Tableau 3.1 – Conditions expérimentales de l'écoulement

écoulements. La vitesse débitante est de 0,44 ou 0,82 m.s⁻¹, la température du fluide est fixée à 30°C ou 80°C, de sorte que le nombre de Reynolds peut varier de $Re = 22\,000$ à $Re = 90\,000$. Ces conditions, ainsi que les nombres adimensionnels associés sont présentés dans le tableau 3.1.

Les sections d'essai interchangeables (figure 3.3) sont réalisées par fonderie, avec différentes granulométrie de sable, par le même procédé que celui employé pour la fabrication des moteurs. L'état de surface est donc strictement identique à celui rencontré dans les chambres d'eau. Le flux thermique est fourni par deux séries de colliers chauffants, dissipant une puissance maximale de 19 kW, et la densité de flux correspondante est de l'ordre de 45 kW.m⁻². Pour assurer un écoulement turbulent développé, la longueur de la section d'établissement correspond à $L/D = 65$.

Les mesures de vitesses ont été réalisées successivement par Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et Vélocimétrie par Images de Particules (PIV). Les trois composantes de l'écoulement ont été mesurées. Des mesures de pression statique permettent de compléter la caractérisation hydraulique de l'écoulement, et de déterminer la perte de charge linéique et la vitesse de frottement en fonction de l'état de surface.

Concernant le transfert thermique, nous avons mis en œuvre une technique de thermométrie rapide avec la collaboration de l'institut FEMTO-ST. La température du fluide est mesurée par un thermocouple réalisé sur mesure, afin de garantir un temps de réponse permettant de mesurer les fluctuations de température. Le gradient thermique dans le matériau est mesuré par deux thermocouples espacés de 5 mm.

3.1 Présentation du dispositif expérimental

3.1.1 Description générale

Le banc d'essais est constitué d'un volume de tranquillisation, d'une section d'établissement, d'une section de mesure et d'une section de contrôle du débit. Le fluide est mis en circulation par une pompe, et le débit est ajusté grâce à une boucle de by-pass. La précision obtenue sur la vitesse débitante est inférieure à 1%. Le volume de tranquillisation permet de dissiper les structures turbulentes, et dispose aussi de plaques brise jet. Avant d'être injecté dans la section d'établissement, le fluide traverse un nid d'abeille dont les mailles ont un diamètre de 3 mm et une longueur de 30 mm ($L/D_{maille} = 10$), puis un convergent guide le fluide dans la section d'établissement. Cette section d'établissement se compose d'un unique tronçon en inox, dont

le rapport L / D vaut 65.

La section de mesure, faisant directement suite à la section d'établissement, est réalisée en aluminium (AS5U3G Y23 sablé), et est d'une longueur équivalente à 20 diamètres. Quatre sections de géométrie identique, mais d'état de surface différents, ont été réalisées par fonderie. L'état de surface est donc directement lié à la granulométrie du sable utilisé dans chacun des moules. Ces sections disposent d'un accès optique radial, disposé à une distance équivalente à trois diamètres de l'extrémité des pièces.

Des colliers chauffants sont disposés sur l'ensemble de la section d'établissement et de la section de mesure, et peuvent fournir une puissance maximale de 19 kW. Ces éléments chauffants permettent d'élever la température du fluide à la température voulue, ce qui dans un premier temps permet d'augmenter significativement la plage du nombre de Reynolds et dans un deuxième temps permet d'imposer une température de paroi supérieure à celle du fluide. En régime thermique établi, la température du fluide dans la section d'essai est réglée avec une précision de $0,2^{\circ}\text{C}$.

Un coude comprenant un hublot de visualisation est situé en sortie de section d'essai. Le plan de mesure de vitesse par LDV et de température est situé à 200 mm (soit 5 diamètres) en amont du coude. Les plans de mesure de vitesse par PIV sont situés à environ 80 mm (soit 2 diamètres) en amont du coude. Un échangeur à plaques permet de refroidir le fluide en sortie de la section de mesure. La section de contrôle du débit est équipée d'un débitmètre électromagnétique, de la pompe de circulation et de la boucle de by-pass.

Tout ces éléments sont présentés sur les figures 3.1 et 3.2.

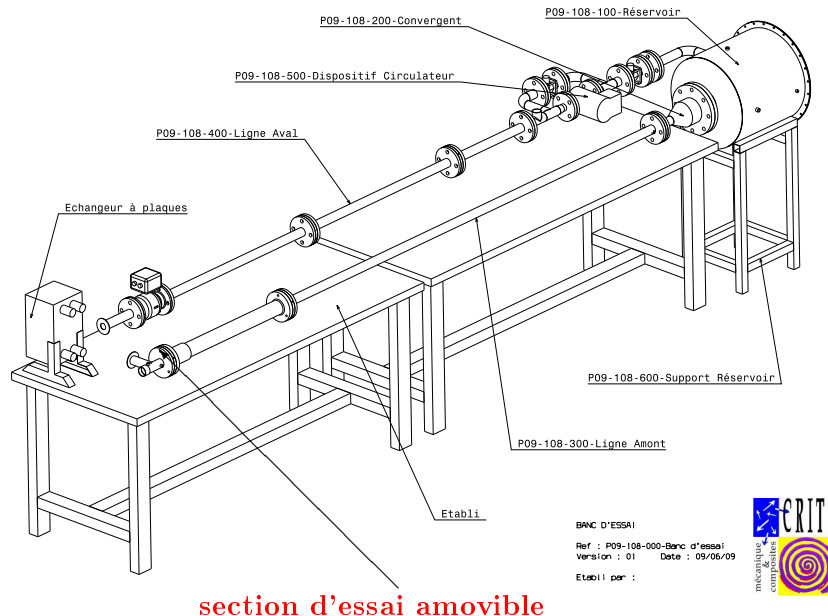


FIGURE 3.1 – Disposition du banc d'essais

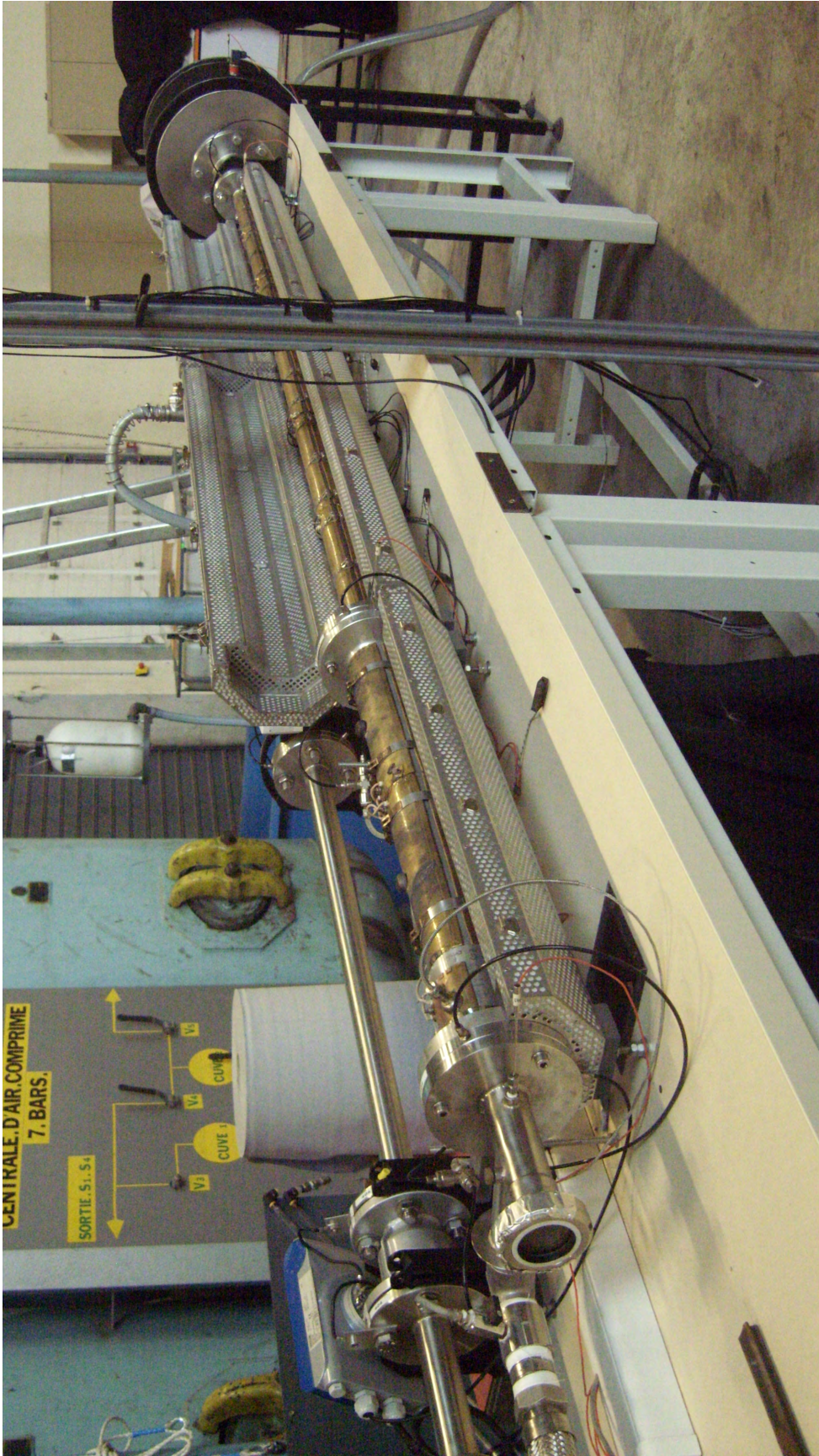


FIGURE 3.2 – Dispositif expérimental général



FIGURE 3.3 – Section d'essai

3.1.2 Longueur de développement dans une conduite cylindrique

Lorsqu'un fluide entre dans une conduite cylindrique à partir d'une grande chambre de tranquillisation, la distribution de vitesse varie en fonction de la distance à partir de la section initiale. Proche de l'entrée, la distribution de vitesse est presque uniforme. Plus loin de l'entrée, le profil varie à cause de l'influence du frottement pariétal. L'écoulement est pleinement développé lorsque toutes les quantités moyennes de l'écoulement (le profil de vitesse et le gradient de pression) et toutes les quantités de la turbulence (taux de turbulence, spectre, facteur de dissymétrie, facteur d'aplatissement) sont indépendantes de la longueur d'entrée et donc invariantes dans une translation axiale.

Selon Zagarola et Smits [108], la longueur de développement peut être décomposée en trois parties :

- **L0** : la longueur de transition du régime laminaire au régime turbulent,
- **L1** : la longueur de développement de la couche limite turbulente,
- **L2** : la longueur de développement des structures à grande échelle.

La longueur de transition $L0$ dépend du nombre de Reynolds. La longueur de développement de la couche limite turbulente $L1$ correspond à la jonction des couches limites. Cette longueur est inversement proportionnelle au coefficient de perte de charge. Après la rencontre des couches limites, une longueur additionnelle est nécessaire afin que la turbulence soit pleinement déve-

loppée. Si l'on suppose que la structure est advectée avec la vitesse moyenne de l'écoulement, la relation $L2/D \approx \bar{U}/u_\tau$ est valable, où \bar{U} est la vitesse moyenne de la section et u_τ la vitesse de frottement définie par :

$$u_\tau = (\tau_p/\rho)^{0,5} \quad (3.1)$$

avec τ_p le frottement pariétal et ρ la masse volumique. La longueur de développement totale est obtenue par la relation suivante (Zagarola [108]) :

$$\frac{L}{D} \approx \frac{2.10^5}{Re} + \frac{0,5}{\lambda} + \frac{5}{\lambda^{1/2}} \quad (3.2)$$

avec L la longueur de développement, D le diamètre de la conduite, et λ le coefficient de perte de charge défini par :

$$\lambda = \frac{-\frac{dP}{dx} D}{\frac{1}{2} \rho \bar{U}^2} \quad (3.3)$$

La loi de Blasius nous donne le coefficient de perte de charge :

$$\lambda = 0,3164 Re^{-1/4} \quad (3.4)$$

La formulation établie par Colebrook permet de prendre en compte la rugosité relative pour les conduites rugueuses :

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left[\frac{\varepsilon}{3,7D} + \frac{2,51}{Re\sqrt{\lambda}} \right] \quad (3.5)$$

D'après les relations 3.2 et 3.5, 66 diamètres sont nécessaires pour considérer l'écoulement établi. Toutes les mesures sont réalisées dans un plan situé à une distance minimale équivalant à 80 diamètres.

Reynolds	22 000	41 000	49 000	90 000
Vitesse [m.s ⁻¹]	0,44	0,82	0,44	0,82
Température [° C]	30	30	80	80
Longueur d'établissement	59	61	62	66

Tableau 3.2 – Longueur d'établissement exprimée en diamètres pour les différentes conditions d'écoulement - relation 3.2

3.1.3 Caractéristiques de la rugosité de type grain de sable

Les sections de mesure sont réalisées par fonderie. La conception et la réalisation de ces quatre pièces ont été les principales difficultés rencontrées lors de la fabrication du dispositif expérimental, les autres organes étant utilisés couramment dans l'industrie.

Chaque section de mesure doit respecter de nombreux critères de fabrication : alliage utilisé, état de surface, géométrie cylindrique, qualité de l'ajustement mécanique avec la section d'établissement, et enfin accès optique. Différentes solutions ont été envisagées pour obtenir l'état de surface voulu : réalisation par fonderie, sablage ou attaque acide de l'alliage.

Le choix de la réalisation par fonderie se justifie car ce procédé garantit un état de surface

identique à celui présent dans les chambres d'eau. Cependant, ce procédé n'est pas adapté à la fabrication de pièces creuses présentant un long rapport d'aspect. En plus des limites imposées par le procédé de réalisation, nous devons garantir une géométrie interne identique sur les trois pièces issues de fonderie. L'homogénéité des pièces et l'absence de fissures et de retassures ont été contrôlées par radiographie.

Le procédé de fonderie explique la nature spécifique de la rugosité rencontrée. La particularité et le rôle de ce procédé sur l'état de surface vont maintenant être développés.

Pour un noyau de sable présentant une géométrie figée, l'état de surface dépendra de l'agencement local des grains de sable qui assure la perméabilité du noyau et de la tenue des enrobés liant le sable lors de la coulée.

Une certaine perméabilité du noyau de sable est requise pour évacuer les gaz chauds qui sont au contact du noyau. Lors de la coulée, les volumes disponibles pour permettre l'évacuation des gaz sont remplis d'aluminium en fusion et seront visibles après destruction du noyau sous la forme d'aspérités. L'échelle de ces aspérités dépend de la tenue locale de l'agencement du sable, selon les contraintes exercées sur le noyau. Pour la même raison, si le noyau de sable obtenu est imperméable, la surface générée sera lisse. Cette situation est à éviter pour deux raisons : d'une part la présence de gaz dans l'aluminium en fusion va à l'encontre du procédé de coulée et va perturber le remplissage du moule. D'autre part, la présence de poches de gaz va modifier la structure du matériau lors du refroidissement, ce qui sera la source de propriétés mécaniques hétérogènes.

Ce phénomène inhérent au procédé explique la formation de rugosités locales. Il faut aussi considérer la tenue des enrobés liant le noyau, sur la surface externe de ce dernier.

Sur une ligne de production industrielle, la phase de coulée ne dure que quelques secondes car l'aluminium en fusion est injecté sous pression, tandis que les pièces utilisées dans cette étude ont été réalisées dans une fonderie de prototypes, utilisant la coulée par gravité. Dans ce dernier cas, le moule et le noyau ne sont pas soumis à de fortes contraintes mécaniques, mais restent exposés à l'aluminium en phase de refroidissement. Ce qui peut altérer considérablement la tenue des enrobés liants, et provoquer une percée de quelques millimètres de l'aluminium dans le noyau.

L'élément clé de cette étude étant la représentativité de l'état de surface, une attention particulière a été portée sur l'homogénéité de la surface lors de la réalisation de chaque section d'essai. Nous utilisons quatre pièces dont l'état de surface a été caractérisé :

- la section d'essai lisse : pièce usinée
- la section d'essai rugueuse 1 : sable d'indice 120 AFS¹
- la section d'essai rugueuse 2 : sable d'indice 55 AFS
- la section d'essai rugueuse 3 : sable d'indice 35 AFS

1. AFS : American Foundry Society

De nombreux travaux comme ceux de Kudva [50], Ceylan [15], Dipprey [23], Jayatilleke [39] et Nikolai [65] montrent l'effet important de la rugosité sur le transfert thermique. Il est donc primordial de définir au mieux l'état de surface que nous obtenons par fonderie.

Cette partie aborde trois thèmes : la normalisation des sables de fonderie, la mesure de rugosité par palpeur, et l'augmentation de surface liée à la rugosité.

Normalisation des sables de fonderie

Propriétés des sables

La répartition granulométrique est la répartition massique des grains de sable suivant leur dimension. Cette donnée est une des caractéristiques principales d'un sable de base.

On représente cette répartition de manière cumulative ou distributive :

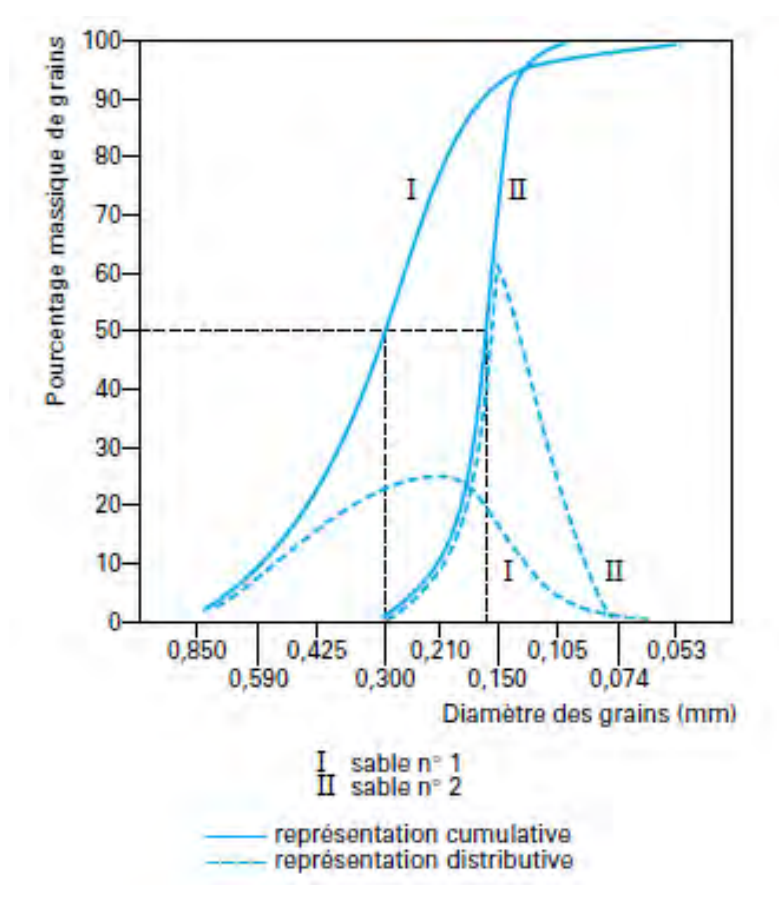


FIGURE 3.4 – Distributions des grains de sable

En général les sables de base sont compris entre les indices 35 AFS et 140 AFS, les plus courants étant situés entre les indices 35 AFS et 75 AFS. Ces indices sont calculés à partir de mesures de granulométrie. On peut ainsi déterminer pour un sable une taille de grain moyen (voir tableau

3.3). La granulométrie est relativement concentrée : 90% sur 3 tamis (voir tableau 3.4).

Calcul de la taille du grains moyen (Averaged Grain Size)

Diamètre tamis (ISO / R.565 series) [μm]	Pourcentage retenu	Facteur multiplicatif	Produit
> 710	traces	1 180	0
500	0,3	600	180
355	1,9	425	808
250	17,2	300	5 160
212	25,3	212	5 364
180	16,7	212	3 540
150	19,2	150	2 880
125	10,6	150	1 590
90	6,5	106	689
63	1,4	75	105
< 63	0,5	38	19
Total	99,6	-	20 335

Taille du grain moyen = $20335 / 99,6 = 204 \mu\text{m}$

Tableau 3.3 – Exemple de calcul de taille du grain moyen (AGS)

Calcul de l'indice de finesse AFS

numéro de tamis	Pourcentage retenu	× par	Produit
10	traces	-	-
16	traces	-	-
22	0,2	16	3,2
30	0,8	22	17,6
44	6,7	30	201,0
60	22,6	44	1 044,4
100	48,3	60	2 898,0
150	15,6	100	1 560,0
200	1,8	150	270,0
récup	4,0	200	800,0
Total	100,0	-	6 854,2

Indice de finesse AFS = $6854,2 / 100 = 68,5 \simeq 68$ AFS

Tableau 3.4 – Exemple de calcul de l'indice de finesse AFS

Les sables utilisés en fonderie ont une taille de grain moyen allant de 150 à 400 μm , la taille la plus répandue étant 220-250 μm . Bien qu'une conversion directe entre la taille de grain moyen et l'indice de finesse ne prenne pas en compte la répartition des différents diamètres de grain

pour un sable donné, une approximation est possible pour relier ces deux paramètres (voir tableau 3.5).

Indice AFS	35	40	45	50	55	60	65	70	80	90	100	110	120
AGS (μm)	390	370	300	280	240	220	210	195	170	150	130	120	110

Tableau 3.5 – Correspondance entre indice AFS et taille de grain moyen AGS

Forme des grains

En raison de leur origine, naturelle ou obtenus par broyage, les grains ne sont jamais parfaitement sphériques. On distingue lors d'un examen microscopique des formes arrondies, subangulaires, angulaires ou composées, correspondant à des coefficients d'angularité croissants. Le coefficient d'angularité est déterminé par une mesure de perméabilité. C'est le rapport entre la surface spécifique réelle et la surface spécifique théorique obtenue par l'analyse granulométrique.

Ce coefficient est égal à 1 si le sable est sphérique, mais dans la pratique il varie de 1,10 à 1,60 selon que le sable ait un aspect arrondi, subangulaire, angulaire ou composé (figure 3.5). La surface spécifique résulte de la forme des grains et de leur répartition granulométrique. Cette grandeur s'exprime en $cm.g^{-1}$. C'est une donnée importante car elle détermine la perméabilité du sable de base à l'état serré, et le procédé d'enrobage par les liants. Le sable utilisé dans cette étude est de type subangulaire.

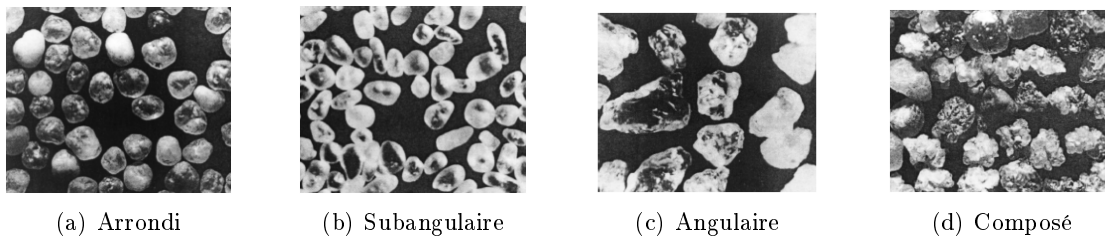


FIGURE 3.5 – Aspect des grains de sable

Mesure de rugosité

Conventionnellement, la topologie d'une surface se décompose en trois types d'écart géométrique (figure 3.6) :

- l'écart de forme
- l'écart d'ondulation
- l'écart de rugosité (périodique ou apériodique)

Cette décomposition est largement répandue dans les milieux industriels car elle permet de distinguer simplement l'origine des types de rugosité obtenus lors d'un procédé de fabrication. Ces catégories permettent non seulement de distinguer les origines diverses de la rugosité, mais

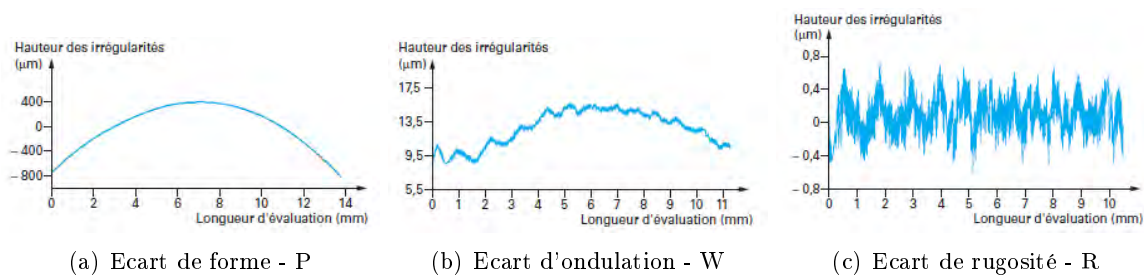


FIGURE 3.6 – Représentation des écarts géométriques

aussi de préciser le rôle de ces types de rugosité dans les fonctionnalités de la surface.

Les normes de métrologie définissent une vingtaine de critères susceptibles de décrire les profils de surface. Ces critères caractérisent les écarts géométriques relevés par palpées rectilignes. Récemment, des techniques de mesure 3D ont été développées, permettant d'accéder intégralement aux écarts géométriques. Parmi tous ces critères aucun d'entre eux ne peut être considéré comme critère principal afin de caractériser entièrement un état de surface. Chaque utilisateur choisit donc le (ou les) critère(s) qui lui sembl(ent) le(s) plus approprié(s).

En pratique, la mesure d'un profil de surface est accompagné d'un filtrage du signal brut mesuré. Ce filtrage, généralement défini par l'utilisateur, permet la séparation systématique des profils d'ondulation et de forme du profil de rugosité. La nature de la rugosité étudiée est donc déterminante dans le choix du filtrage. Dans notre cas, le filtrage est basé sur la longueur de coupure l_c . Cette longueur conditionne la part d'ondulation et de rugosité dans le signal brut. Cette valeur doit être supérieure à 2,5 fois la distance séparant deux pics du signal. Cette longueur est généralement fixée à 1/6 de la longueur de palpée.

L'opération de filtrage revient à classer les écarts de géométrie selon la fréquence et la hauteur des irrégularités mesurées (tableau 3.6).

Ordres	Écarts géométriques	Profils		Fréquence des défauts	Distance entre les pics (μm)
Ordre 1	Ecart de forme	/		Basse	2500-8000
Ordre 2	Ondulation	Profil W	Profil P	Moyenne	250-800 et 2500-8000
Ordre 3 et 4	Rugosité	Profil R		Haute	2 et 250-800

Tableau 3.6 – Définition géométrique des différents profils de rugosité

Des mesures d'état de surface selon un profil ont été réalisées grâce à un profilomètre mis à disposition par l'ISAE. Nous avons réalisé 6 profils par tube de façon à obtenir une mesure la plus représentative possible de l'état de surface interne des tubes (figure 3.7). Ces profils sont répartis à 120° à environ 2,5 diamètres des extrémités des sections d'essai (cette distance est imposée par le bras du palpeur). Les valeurs obtenues par cette mesure sont présentées dans le tableau 3.7. Les quatre rugosités indiquées dans ce tableau correspondent à l'écart arithmétique (R_a), à l'écart quadratique (R_q), à la hauteur maximale de saillie (R_p) et à la rugosité totale (R_t).

Ces quatre grandeurs sont déterminées à partir des mesures par les relations suivantes :

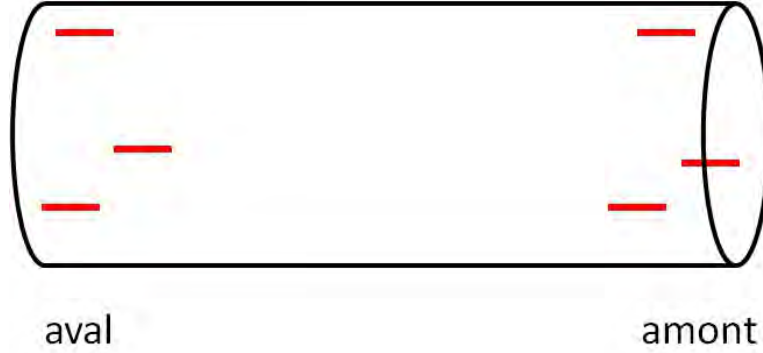


FIGURE 3.7 – Position des profils de rugosité

$$Ra = \frac{1}{l} \int_0^l Z(x) dx \quad Rq = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l Z^2(x) dx} \quad (3.6)$$

$$Rp = \text{Max}(Z(x)) \quad Rt = \text{Max}(Z(x)) - \text{Min}(Z(x)) \quad (3.7)$$

Le choix de la rugosité utilisée pour définir la nature de l'écoulement dans la couche limite est important. Les travaux de Nikuradse [66] sont basés sur la taille du grain de sable. Nous venons de montrer que cette notion est très vaste, et qu'au-delà de la simple taille des éléments constituant l'état de surface, l'agencement, la forme des grains et le procédé de fabrication vont modifier l'état de surface réel.

Pour conserver l'approche de Nikuradse avec les valeurs mesurées, nous nous baserons sur la rugosité totale (moyennée sur les 6 profils) pour définir la valeur de k_s . Les mesures réalisées montrent que la rugosité totale R_t est la plus proche de la taille de grain moyen.

Augmentation de surface liée à la rugosité :

Nous avons présenté dans le chapitre précédent le rôle de la rugosité vis-à-vis de l'écoulement et du transfert thermique. Il faut prendre en compte l'augmentation de surface spécifique due à l'état de surface. Les mesures de rugosité réalisées par un palpeur de $2 \mu\text{m}$ de diamètre nous permettent de tracer les profils des 4 états de surface obtenus. Par intégration de ces profils, il est possible d'estimer la distance réelle parcourue par le palpeur, et ainsi de connaître la longueur développée de chaque profil. Ce raisonnement 1D peut être appliqué en 2D compte-tenu du rapport d'échelle entre la hauteur des rugosités mesurées et le rayon de la section d'essai.

Disposant de mesures linéiques de l'état de surface (figures 3.8 et 3.9), il est possible de calculer la distance réelle parcourue par le palpeur lors de la mesure de profil de rugosité. Si pour la section d'essai lisse, cette distance est quasiment égale à la longueur du profil, on montre ici que l'augmentation de surface est significative avec l'augmentation de la rugosité. La résolution du profilomètre est de 1 mesure / $1,5 \mu\text{m}$.

Par simple calcul de la norme entre deux points du profil, et intégration de ce résultat sur la longueur du profil, on obtient les résultats moyennés sur les 6 mesures par section (voir tableau 3.8).

Tube	Profil	Ra (μm)	Rq (μm)	Rt (μm)	Rp (μm)
Lisse	Amont 1	0,6	2,2	26,5	1
	Amont 2	0,2	0,4	7,8	1
	Amont 3	0,6	2,1	22,2	1,8
	Aval 1	1,2	2,8	31	2,1
	Aval 2	0,9	1,3	13,2	2,1
	Aval 3	0,7	1,3	17,9	2
120 AFS	Amont 1	13,5	17,2	95,2	37,7
	Amont 2	11,2	14,7	104,6	30,8
	Amont 3	15,8	19,7	101,8	47,4
	Aval 1	8,7	10,7	61,6	22,9
	Aval 2	8	9,7	52,9	22,6
	Aval 3	8,3	10,3	61,2	21,2
55 AFS	Amont 1	12,2	15,1	81,7	32,8
	Amont 2	20,9	26,5	153,9	65,5
	Amont 3	16,2	20,7	116,5	45,5
	Aval 1	17,3	21,4	118,8	44,4
	Aval 2	17,5	21,4	100,8	48,9
	Aval 3	17,9	21,8	118,2	46,6
35 AFS	Amont 1	33	41,1	201,6	80,7
	Amont 2	32,4	40,6	199,2	74,3
	Amont 3	35,5	42,4	203,4	84,1
	Aval 1	42,3	53,2	308,2	119,8
	Aval 2	47,7	30,3	311,2	120,2
	Aval 3	36,2	45,7	236,7	83,8

Tableau 3.7 – Mesures de rugosité par profilomètre à palpeur

La longueur spécifique est la longueur calculée de la section rugueuse comparée à celle de la section lisse, qui sert de référence. La surface spécifique est égale au carré de cette dernière grandeur.

Ces mesures permettent de quantifier précisément l'augmentation de surface spécifique des 3 sections d'essai rugueuses. Il faut préciser que cette augmentation de surface ne peut pas être totalement exploitée pour le transfert thermique, à cause des phénomènes de recirculation existant à l'échelle de la rugosité lorsque l'écoulement est de type transitionnel rugueux ($5 < Re_k < 70$).

3.2 Les moyens et les techniques de mesure

Dans cette partie, nous présentons et expliquons le choix des techniques de mesure de vitesse et de température utilisées au cours des différentes campagnes expérimentales. Nous rappelons ensuite le principe de fonctionnement des deux techniques de mesure de vitesse de particule utilisées : la Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV).

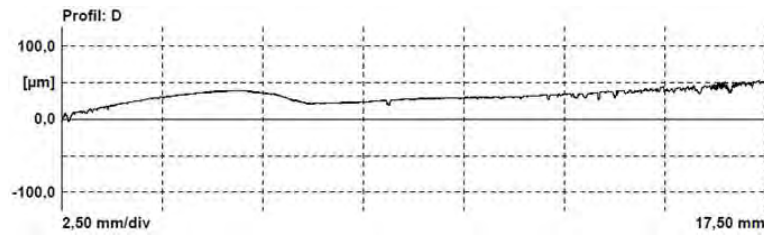


FIGURE 3.8 – Exemple de profil mesuré pour la section d'essai lisse

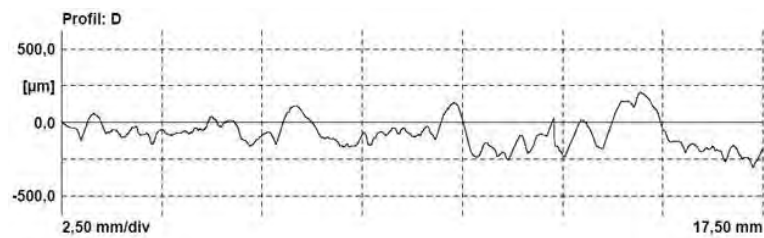


FIGURE 3.9 – Exemple de profil mesuré pour la section d'essai 35 AFS

Nous expliquons succinctement le principe de la fluorescence qui a été testé pour la LDV et utilisé lors de la campagne PIV. Ces techniques complémentaires permettent de caractériser le champ moyen et turbulent des trois composantes de l'écoulement. La même démarche est suivie pour la mesure de température.

L'utilisation de méthodes de mesure optique pour la caractérisation de l'écoulement est justifiée par plusieurs raisons. Toute technique de mesure dans un fluide en écoulement est intrusive, cependant les méthodes optiques permettent de minimiser l'impact de la mesure sur le phénomène observé. Pour la LDV et la PIV, la mesure de vitesse est basée sur la visualisation du déplacement de particules dans un volume de contrôle. Aucun objet ne vient perturber l'écoulement, alors que les techniques classiques, telles que la mesure par tube de Pitot ou la vélocimétrie à fil chaud, viennent perturber l'écoulement.

La perturbation créée par la présence d'un corps étranger dans le fluide est d'autant plus gênante que l'étude présente cherche à obtenir des mesures dans la couche limite, au plus proche de la paroi. Dans cette zone de faible épaisseur, où les gradients sont très importants, il n'est pas souhaitable de perturber l'écoulement, et d'autre part le contrôle du déplacement mécanique d'une sonde est délicat.

En revanche, pour les mesures de température, bien que certains auteurs comme Lemoine [54] utilisent la fluorescence induite par laser pour accéder à la température d'un fluide, nous avons choisi d'utiliser une sonde de type thermocouple ayant une dimension très réduite. Malgré les inconvénients expliqués précédemment, l'utilisation d'une sonde s'explique par les fortes contraintes requises par la fluorescence induite par laser. Si cette technique est bien adaptée à la mesure de température locale, l'expérience acquise lors de la mise au point de la campagne

	Lisse	120 AFS	55 AFS	35 AFS
Longueur du profil [mm]	17,55	18,47	18,58	19,18
Longueur spécifique	1,00	1,05	1,06	1,09
Surface spécifique	1,00	1,10	1,12	1,19

Tableau 3.8 – Longueur spécifique mesurée

de mesure par LDV nous a montré que la configuration expérimentale ne permettait pas de détecter un signal fluorescent avec les lasers disponibles. La conception et la réalisation de la sonde ont donc été réalisées grâce à la collaboration de F. Lanzetta de l'institut FEMTO-ST, spécialisé dans la réalisation de thermocouples de faible dimension. Si la dimension réduite de la sonde est problématique pour sa tenue mécanique dans l'écoulement, elle apporte en contre partie une excellente résolution spatio-temporelle.

Source laser

Avant de présenter les deux techniques utilisées, il est important de rappeler le principe de fonctionnement d'un laser. Pour tout rayonnement électromagnétique de longueur d'onde λ , il est associé à ce rayonnement un photon disposant d'une énergie E , telle que :

$$E = \frac{hc}{\lambda}$$

où h est la constante de Planck, et c la célérité de la lumière. Selon le modèle de Bohr, un atome possède différents états énergétiques discrets et quantifiés. La transition énergétique correspond au passage d'un état à un autre. La transition énergétique peut avoir lieu sous deux formes : l'absorption et l'émission.

L'absorption représente le passage d'un état stable E_1 à un état excité E_2 sous l'influence d'un rayonnement de longueur d'onde λ :

$$E_2 - E_1 = \frac{hc}{\lambda}$$

L'émission représente le changement d'état inverse, de l'état excité à l'état stable, avec émission du rayonnement correspondant. Naturellement, lorsqu'un atome se désexcite, on considère cette émission comme une émission spontanée. Cette transition génère un photon de direction et de phase aléatoires.

Lorsqu'un photon d'énergie E est envoyé sur un atome excité, dont l'énergie de transition vaut exactement E , l'atome émet un photon de même énergie, de même phase et de même direction que le photon incident. On parle alors d'émission stimulée. Cette émission stimulée est utilisée pour la génération de faisceaux laser dans les méthodes de mesures optiques. A température ambiante, la quantité d'atomes excités présents est très faible. Deux techniques permettent d'élever le niveau d'énergie d'une population d'atomes du niveau fondamental au niveau excité. Ces techniques sont appelées techniques de pompage optique et de pompage électronique.

Dans notre cas, la PIV fait appel au pompage optique, et la LDV au pompage électronique. Le pompage optique consiste à utiliser le flash très intense d'une lampe pour fournir la quantité d'énergie nécessaire au milieu à exciter. Le pompage électronique consiste à accélérer des électrons qui vont céder leur énergie cinétique au milieu à exciter.

Dans les deux cas, une fois le milieu excité obtenu, une certaine quantité de photons incidents vont générer un faisceau laser qui présente les caractéristiques suivantes :

- une direction de propagation unique à la sortie de la cavité laser, toute la puissance sera focalisée en un volume de mesure pour la LDV ou dans une nappe pour la PIV,
- des photons incidents en phase et de même longueur d'onde, ce qui permet de générer des phénomènes d'interférence utilisés en LDV,
- une intensité répartie de manière gaussienne selon le profil radial du faisceau.

Ensemencement

Les capteurs de chaînes d'acquisition sont sensibles à l'émission de lumière par les particules présentes naturellement ou non dans l'écoulement. Ces particules doivent jouer le rôle de traceur en suivant l'écoulement sans le perturber, ni modifier les propriétés du fluide ou celles de la diffusion de la lumière dans le fluide considéré. La capacité des particules à suivre les trajectoires du fluide est déterminée par la vitesse de sédimentation et la réponse en vitesse des particules.

La vitesse de sédimentation U_g s'exprime à partir de la loi de Stokes, en considérant une particule sphérique dans un fluide au repos :

$$U_g = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} g \quad (3.8)$$

Par analogie, on peut estimer le retard en vitesse de cette particule dans un fluide soumis à une accélération continue :

$$U_p - U_f = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} \gamma \quad (3.9)$$

Pour une particule plus dense que le fluide, la loi de réponse en vitesse suit une loi exponentielle :

$$U_p(t) = U_f \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \quad (3.10)$$

où τ est le temps de relaxation défini par :

$$\tau = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (3.11)$$

Le choix des particules est donc dicté par leur diamètre afin de suivre au mieux l'écoulement (ceci se justifie d'un point de vue dynamique). Il faut aussi prendre en compte l'aspect optique, car la lumière diffusée par une particule dépend directement du carré de son diamètre et dans le cas de la LDV, les critères de diffusion de Mie sont prépondérants car le signal détecté est issu d'une particule unique (contrairement à la PIV qui visualise la lumière d'un groupe de particules). Le diamètre minimal des particules doit donc être supérieur à la longueur d'onde

incidente, soit 532 nm.

Les particules de PMMA utilisées comme traceur, ont un diamètre de 20 μm et une densité de 1,18 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Si l'on considère de l'eau à 80°C au repos, la vitesse de sédimentation U_g calculée par la relation 3.8 est de l'ordre de 0,10 $\mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$.

Un dernier aspect concerne la densité d'ensemencement qui joue un rôle majeur dans la fréquence d'acquisition de la chaîne LDV et dans la qualité des mesures PIV. Les particules sont injectées sous forme liquide dans le circuit en circulation. L'injection se fait à l'aide d'une seringue par quantité de 5 ml en regardant l'évolution du taux d'acquisition sur l'axe de la conduite. La même technique est utilisée pour la PIV en considérant la quantité de particules visibles dans le plan laser.

Nous avons pris soin de vérifier l'interaction entre les particules injectées et les sections d'essai rugueuses. La réalisation d'échantillons de même état de surface que les sections d'essai rugueuses a montré que les particules avaient tendance à se fixer majoritairement sur les parties lisses en inox et très peu sur les échantillons rugueux en alliage d'aluminium. Les particules injectées ayant tendance à se déposer sur les parois du circuit, ce phénomène nous oblige à vérifier le taux d'acquisition sur l'axe avant chaque mesure et d'ajuster l'ensemencement.

3.2.1 Mesure de pression

Principe

La mesure de pression statique est importante pour de multiples raisons. D'un point de vue industriel, ces résultats permettront d'évaluer les pertes de charge du circuit de refroidissement en fonction de l'état de surface. Pour la suite des mesures expérimentales, l'accès au gradient de pression donne accès à la vitesse de frottement. Cette grandeur physique est utilisée pour adimensionner les variables en proche paroi. Les données expérimentales permettent de s'affranchir de l'utilisation de corrélations.

L'écoulement étudié n'est perturbé d'aucune autre façon que par le changement d'état de surface entre la section d'établissement et la section d'essai. De fait, la perte de charge linéique est extrêmement faible, ce qui rend délicate la mesure du gradient de pression. L'utilisation de capteurs électromagnétiques n'ayant pas donné satisfaction, l'installation a dû être modifiée pour réaliser la mesure à l'aide de tubes inclinés. Chaque tube incliné est relié aux brides fixant la section d'essai au reste de l'installation. Ces brides disposent de 3 orifices de 1 mm, disposés à 120°, débouchants dans la conduite.

Incertitude

La précision obtenue sur la vitesse débitante est inférieure à 1% et la précision de la mesure de pression est de 5 Pa (0,5 mm CE). L'incertitude sur le gradient de pression est de 5% pour une vitesse débitante de 0,82 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et de 15% pour une vitesse débitante de 0,44 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Chaque point de mesure est répété 5 fois. L'erreur sur le coefficient de frottement C_f est déterminée à partir des incertitudes sur la pression et la vitesse en considérant négligeables les incertitudes

sur le rayon et la masse volumique.

$$\frac{C_f}{2} = \frac{\tau_{wall}}{\rho V^2} = \frac{\Delta P / \Delta x}{\rho V^2} \frac{R/2}{1} \quad (3.12)$$

D'où l'erreur relative ΔC_f :

$$\frac{\Delta C_f}{C_f} = \frac{\Delta \Delta P}{\Delta P} + \frac{\Delta R}{R} + 2 \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad (3.13)$$

Selon la vitesse de l'écoulement on obtient :

$$\frac{\Delta C_f}{C_f} = \frac{5}{100} + \frac{0,1}{40} + 2 \times \frac{0,7}{100} + \frac{1}{100} = 7,7\% \quad (3.14)$$

$$\frac{\Delta C_f}{C_f} = \frac{15}{100} + \frac{0,1}{40} + 2 \times \frac{0,7}{100} + \frac{1}{100} = 17,7\% \quad (3.15)$$

3.2.2 LDV : Vélocimétrie Laser Doppler

Principes

La Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) est une technique de mesure de vitesse de particules dans un écoulement. A condition que les particules soient adaptées à l'écoulement et au fluide rencontrés, ces particules jouent alors le rôle de traceur. Deux faisceaux incidents de lumière cohérente forment une ellipsoïde, qui constitue le volume de mesure. Au passage de ce volume de mesure, une particule va diffuser de la lumière d'où la nécessité de satisfaire le critère de Mie (taille des particules supérieure à la longueur d'onde incidente). Le signal émis est ensuite analysé pour remonter à la composante de la vitesse de la particule. La mesure des autres composantes est possible par l'ajout de paires de faisceaux supplémentaires. Dans notre cas le système utilisé dispose de deux paires de faisceaux (mesure 2D).

Mesure par effet Doppler

L'effet Doppler est généré par une onde électromagnétique envoyée sur une particule, cette dernière renvoie alors l'onde avec un décalage fréquentiel, dû à sa propre vitesse. En principe, si la fréquence de l'onde incidente est connue, il suffit de placer un récepteur mesurant la fréquence de l'onde réémise par la particule pour connaître sa vitesse. Mais en pratique, la vitesse de la particule est très faible devant la vitesse de la lumière. Ce qui se traduit par un décalage fréquentiel sur l'onde réémise de l'ordre de 1 à 100×10^6 Hz, alors que la fréquence de l'onde incidente est de l'ordre de 10^{14} Hz. Les détecteurs utilisés ne sont pas suffisamment sensibles pour mesurer un si faible décalage.

Pour éviter ce problème, on utilise deux faisceaux (figure 3.10). Dans ce cas, les fréquences émises au passage du volume de mesure par les particules p qui se déplacent à la vitesse u_p sont :

$$f_1 = f_b + \frac{u_p (e_p - e_1)}{\lambda_b} \quad , \quad f_2 = f_b + \frac{u_p (e_p - e_2)}{\lambda_b}$$

Où f_b est la fréquence du faisceau avant de rencontrer la particule, λ_b sa longueur d'onde, et e_p , e_1 , e_2 sont les vecteurs unitaires définis sur la figure 3.11.

Le signal reçu par le photomultiplicateur est modulé par la fréquence Doppler f_D , qui correspond au déphasage :

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{u_p(e_1 - e_2)}{\lambda_b}$$

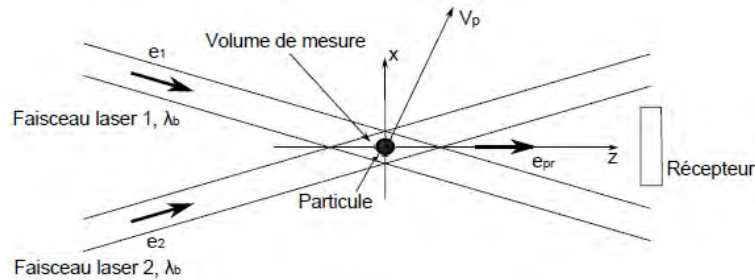


FIGURE 3.10 – Configuration optique du système LDV

D'après la figure 3.10 on peut exprimer géométriquement :

$$e_2 - e_1 = 2 \sin(\theta/2) e_z$$

Ce qui amène à exprimer la fréquence Doppler en fonction de la composante orthogonale à l'axe du volume de mesure. Cette dernière est contenue dans le plan défini par les faisceaux (figure 3.11) :

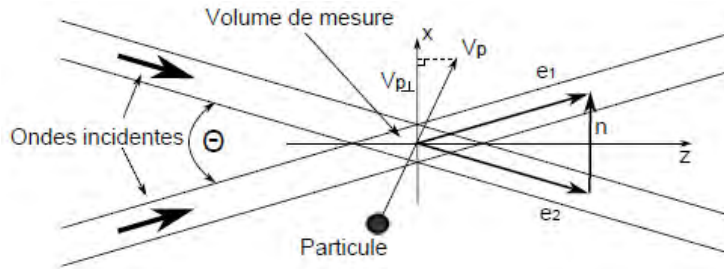


FIGURE 3.11 – Relations vectorielles dans la configuration du système LDV

$$f_D = \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda_b} u_{p \text{ orth}}$$

Où θ est l'angle formé par les deux faisceaux. La mesure de f_D , à l'aide du photomultiplicateur permet donc de déterminer la composante $u_{p \text{ orth}}$ de la vitesse que l'on cherche à mesurer.

Cette méthode permet de déterminer la vitesse de la particule considérée mais pas l'orientation de cette composante. Pour discriminer le sens du déplacement de la particule, un des faisceaux est décalé en fréquence à l'aide d'une cellule de Bragg.

Modèle du réseau de franges et ses limites

Le modèle de franges est souvent présenté pour expliquer le fonctionnement de la LDV. Extrêmement simple, ce modèle a l'avantage de présenter de manière intuitive le décalage de fréquence du signal reçu par le photomultiplicateur. Ce principe suppose que la particule qui traverse le réseau de franges est très petite devant l'interfrange. L'intensité lumineuse de cette particule est alors uniforme, et dépend de sa position dans le réseau de franges.

Le modèle de franges n'est valable que si $d_p \ll \lambda_b$, ce qui n'est pas vérifié dans la plupart des applications, et en particulier dans cette étude. Les particules utilisées pour la LDV ont une taille comprise entre 1 et 20 μm alors que $\lambda_b \simeq 500 \text{ nm}$. Dans ce cas, l'intensité n'est plus constante sur la surface de la particule.

Fondamentalement, l'origine du réseau de frange s'explique par le déphasage des faisceaux émis par la source laser :

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 e^{j [\omega_b t - k_b(x \sin(\theta/2)) + z \cos(\theta/2) + \Phi_1]} \\ E_2 &= E_0 e^{j [\omega_b t - k_b(-x \sin(\theta/2)) + z \cos(\theta/2) + \Phi_2]} \end{aligned}$$

La densité d'énergie associée w s'écrit :

$$w = \varepsilon E^2$$

Les fluctuations de densité ne peuvent pas être mesurées à ces fréquences. Elles sont donc intégrées temporellement par le photomultiplicateur. L'intensité mesurée est :

$$I = \varepsilon c E_0^2 \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{2 \sin(\theta/2)}{\lambda_b} x - \Phi_1 + \Phi_2\right) \right] \quad (3.16)$$

L'équation 3.16 fait apparaître la présence d'un champ d'interférences dans le volume de mesure. L'écart interfrange est donné par :

$$\Delta x = \frac{\lambda_b}{2 \sin(\theta/2)} \quad (3.17)$$

En posant $x = u_p \text{ orth} \times t$, l'intensité s'écrit :

$$\begin{aligned} I &= \varepsilon c E_0^2 \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{u_p \text{ orth} t}{\Delta x} - \Phi_1 + \Phi_2\right) \right] \\ I &= \varepsilon c E_0^2 \left[1 + \cos(2\pi f_D t - \Phi_1 + \Phi_2) \right] \end{aligned}$$

Application

Nous utilisons un système *Dantec FlowLite 2D*. Les composantes axiale et angulaire de la vitesse sont acquises grâce aux deux faisceaux de longueur d'onde 532 nm et 561 nm. Les faisceaux délivrent une puissance de 2 x 40 mW. La configuration optique du système génère un volume de mesure de dimension réduite : 600 x 45 x 45 μm . La sonde délivrant les faisceaux est implantée verticalement sous la conduite circulaire. Les faisceaux traversent un accès optique prévu à cet effet. Le déplacement de la sonde est assuré par une platine de déplacement de

précision MICRO-CONTROLE Newport MTU-100.

L'accès optique a été dimensionné en tenant compte des contraintes expérimentales suivantes : assurer l'étanchéité, tenir compte des dilatations différentielles entre le verre (silice BK-7) et l'alliage d'aluminium, et enfin minimiser l'encombrement de la veine fluide. L'angle des faisceaux ($14,4^\circ$) fourni par la sonde LDV et la distance parcourue pour mesurer un profil imposent un diamètre minimal de 16 mm pour l'accès optique. La figure 3.12 représente les positions minimale et maximale des faisceaux traversant l'accès optique.

L'ajustement mécanique et le serrage de l'accès optique sont délicats car cet élément doit maintenir le joint d'étanchéité sans être intrusif dans la veine fluide. En pratique, l'accès optique pénètre dans la veine fluide d'une distance de l'ordre du millimètre. Les mesures sont faites sur le rayon opposé à l'accès optique afin d'être éloignées de la perturbation créée par l'intrusion de celui-ci.

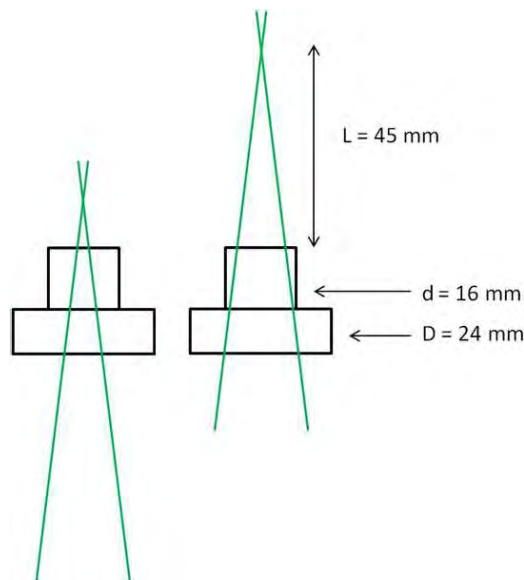


FIGURE 3.12 – Traversée de l'accès optique par les faisceaux LDV

La visualisation par laser est souvent mise en œuvre à travers des parois entièrement transparentes. Les contraintes de réalisation des sections d'essai (contrôler l'état de surface et assurer le transfert thermique) font que les sections d'essai sont réalisées en alliage d'aluminium. L'utilisation de faisceaux laser est extrêmement délicate car les faisceaux sont réfléchis à l'intérieur de la conduite. D'autre part, selon la position de la tête d'émission, l'intensité lumineuse reçue par le photomultiplicateur peut être très importante, et la saturation du capteur est atteinte pour les points de mesure proches de la paroi.

Contrôle du déplacement du volume de mesure

Une calibration des faisceaux est nécessaire avant d'effectuer une campagne de mesure. Les faisceaux doivent être parfaitement alignés avec l'axe de la conduite, et le déplacement du volume de mesure doit assurer la mesure en $r = 0$, position qui doit correspondre exactement

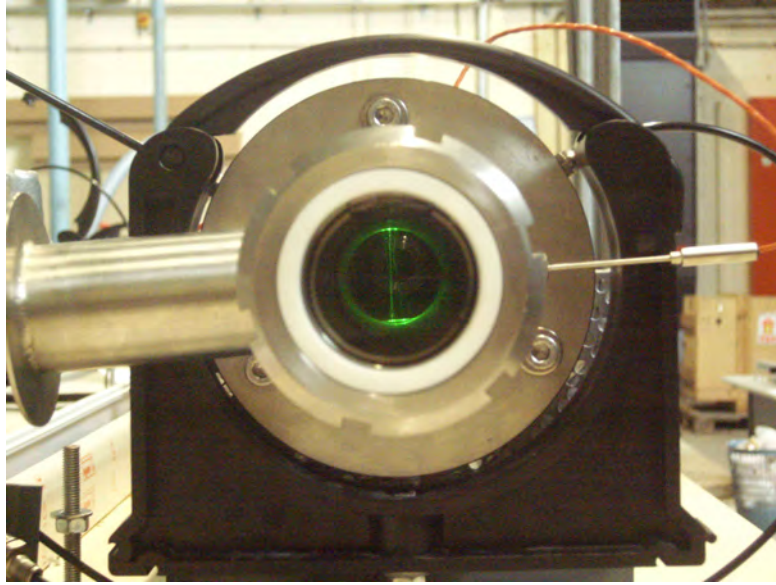


FIGURE 3.13 – Faisceaux LDV traversant la conduite

au centre de la conduite. Cette calibration est réalisée grâce à l'accès optique situé dans le prolongement de l'axe de la conduite, qui permet à une caméra numérique de visualiser les faisceaux à l'intérieur de la conduite.

La position du volume de mesure est vérifiée avant toute mesure, et particulièrement après chaque changement de section d'essai. L'accès optique situé dans l'axe de la conduite permet l'installation d'une caméra numérique dont les clichés ont une résolution de $15,6 \text{ px.mm}^{-1}$ (figure 3.15). Ces images permettent de connaître avec précision la position du volume de mesure par rapport à l'axe vertical. La première vérification consiste à s'assurer que le volume de mesure passe bien par l'axe de la conduite. En réalisant des prises de vue pour différentes positions, la trajectoire du volume de mesure est reconstituée (figure 3.16). Cette figure présente l'axe de déplacement du volume de mesure, passant par l'axe de la conduite et orienté à $91,2^\circ$. Pour évaluer la pertinence des profils de vitesse mesurés, ceux-ci sont intégrés et comparés à la valeur indiquée par le débitmètre électromagnétique. Le tableau 3.9 présente les résultats obtenus en calculant :

$$U_{moy} = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \bar{u} 2\pi r dr \quad (3.18)$$

Ces résultats montrent que la précision de la mesure intégrale dépend de la rugosité. Ceci s'explique par le manque d'information à l'approche de la paroi, les derniers points de mesure n'étant pas inclus dans le calcul de la vitesse débitante (relation 3.18). Les écarts obtenus entre les résultats pour la section lisse et la section 35 AFS s'expliquent par la plus faible vitesse locale dans le cas rugueux.

Cet exercice conforte l'utilisation de cette technique de mesure pour obtenir des profils de vitesse. Les mesures de profil de vitesse sont réalisées sur un rayon de la conduite. Chaque profil est constitué de 55 points de mesure. L'intervalle entre deux points de mesure est de 500

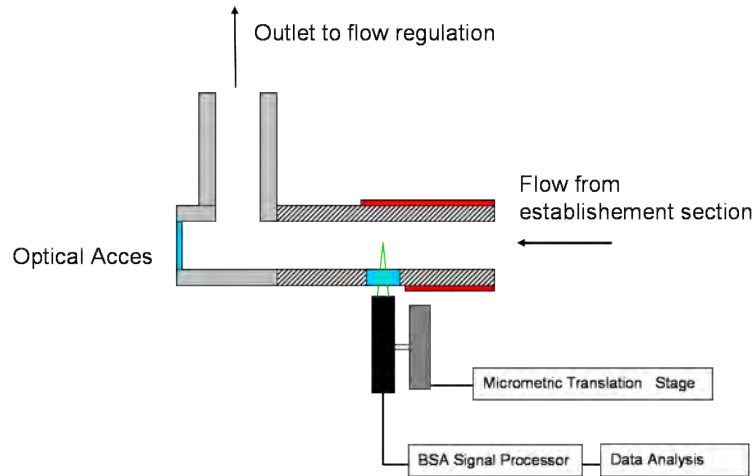


FIGURE 3.14 – Implantation du système LDV

Lisse			120 AFS - $k_s = 105$		
U_{ref}	U_{exp}	ΔU [%]	U_{ref}	U_{exp}	ΔU [%]
0,438	0,470	7,3	0,438	0,453	3,4
0,822	0,878	6,8	0,822	0,846	2,9
0,824	0,883	7,1	0,822	0,851	3,5

35 AFS - $k_s = 210$			35 AFS - $k_s = 425$		
U_{ref}	U_{exp}	ΔU [%]	U_{ref}	U_{exp}	ΔU [%]
0,434	0,449	3,4	0,435	0,440	1,2
0,818	0,840	2,6	0,819	0,824	0,7
0,817	0,838	2,6	0,812	0,827	1,8

Tableau 3.9 – Comparaison des vitesses débitantes

μm entre $r = 0$ mm et $r = 15$ mm. Entre $r = 15$ mm et la paroi ($r = 20$ mm), l'intervalle est réduit à $200 \mu\text{m}$. La mesure de vitesse locale est enregistrée après le passage de 10 000 particules valides dans le volume de mesure. Le taux d'acquisition est de l'ordre de 500 Hz dans le cœur de l'écoulement, et diminue fortement dans la couche limite (10 - 20 Hz). De plus, les derniers points mesurés sont rarement exploitables, car la présence de la paroi perturbe la mesure. L'intensification importante des reflets sature le photomultiplicateur et augmente le rapport signal sur bruit. En gardant constante la calibration de la chaîne LDV, les valeurs mesurées pour les 5 ou 10 derniers points sont aberrantes. En diminuant la tension d'alimentation du photomultiplicateur, on peut améliorer le taux de validation de la mesure, mais aucune amélioration n'est visible sur le rapport signal sur bruit. Pour ces raisons, les résultats présentés dans le chapitre suivant sont ceux obtenus jusqu'à 0,5 mm de la paroi.

En chaque point, la mesure fournit la vitesse instantanée de 10 000 particules. Le traitement de données s'effectue avec Matlab. Le calcul statistique est fait pour obtenir localement la vitesse

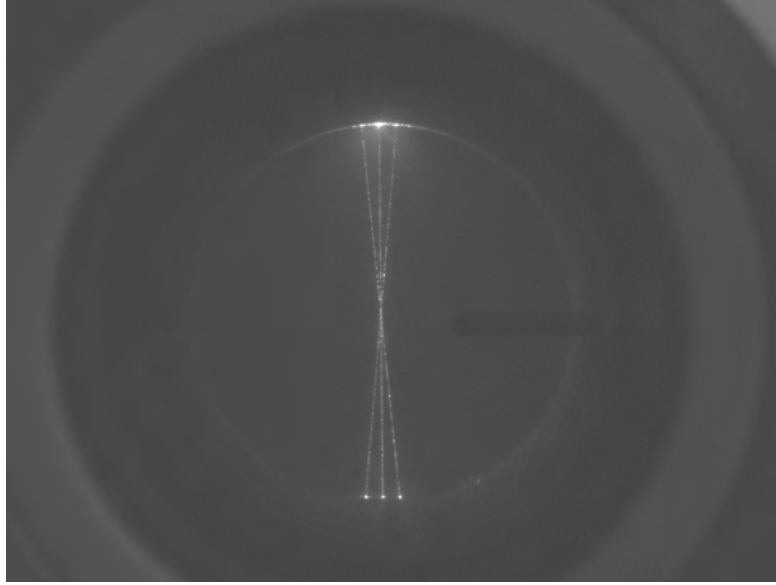


FIGURE 3.15 – Positionnement des faisceaux

moyenne, les fluctuations de vitesse et l'intensité turbulente.

Incertitude

L'incertitude de la mesure LDV est déterminée à partir d'une mesure de répétabilité, présentée dans le tableau 3.10. Idéalement cette incertitude devrait être calculée à partir des caractéristiques intrinsèques du capteur utilisé, et en réalisant un traitement du signal pour analyser les variations de fréquence des burst reçus par la chaîne de traitement du signal.

Les mesures réalisées permettent de s'assurer d'une très bonne répétabilité de ce système de mesure. Les variations observées sont au maximum de 1,2%.

Nb de particules	LDV 1		LDV 2	
	U [m.s ⁻¹]	RMS	U [m.s ⁻¹]	RMS
2714	0,4191	0,0190	0,0006	0,0121
13 355	0,4186	0,0196	0,0006	0,0128
24 496	0,4182	0,0196	0,0008	0,0130
6740	0,4205	0,0204	0,0012	0,0150
18 517	0,4198	0,0199	0,0008	0,0151
28 437	0,4198	0,0201	0,0009	0,0152

Tableau 3.10 – Test de répétabilité des mesures LDV

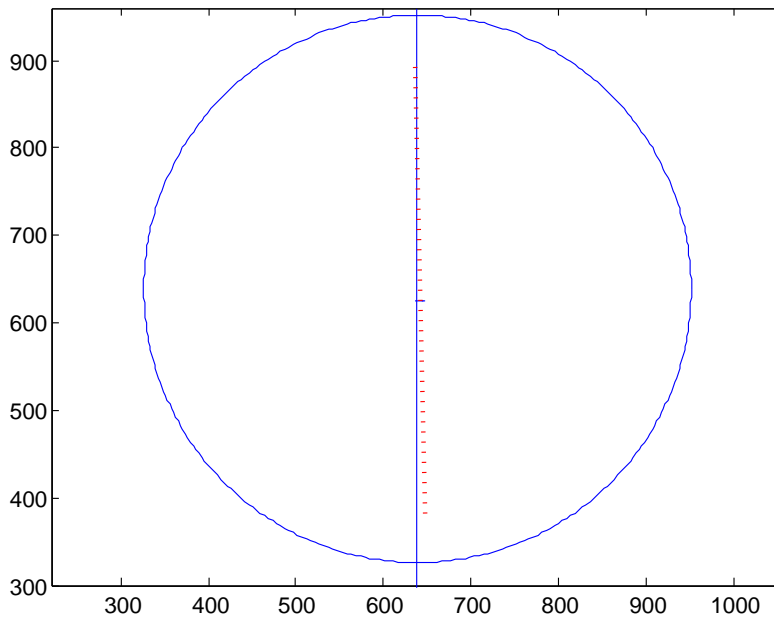


FIGURE 3.16 – Vérification du déplacement des faisceaux

3.2.3 PIV : Vélocimétrie par Image de Particules

Principe

La PIV est basée sur la mesure de lumière diffusée par un groupe de particules, ce qui permet d'obtenir les champs de vitesses instantanées dans un écoulement. Les particules traçant l'écoulement sont illuminées à travers un plan, par deux nappes laser déphasées temporellement. Les particules traçantes sont visibles dans ce plan, et on enregistre les images de ces particules à deux instants successifs. La distance parcourue par un groupe de particules est déterminée pour connaître la vitesse locale du fluide. Le déplacement des particules est déterminé par une analyse statistique. Pour cela, le cliché obtenu est divisé en un grand nombre de fenêtres d'interrogation de petite dimension. Le déplacement d'ensemble des images des particules contenues dans chacune de ces fenêtres est alors analysé.

Fluorescence induite par laser

La configuration expérimentale de la mesure PIV a nécessité l'emploi d'un traceur fluorescent pour protéger le capteur CCD de la caméra. Ce type de capteur est extrêmement sensible aux variations d'intensité lumineuse. Dans le champ de la caméra, les variations d'intensité lumineuse peuvent provenir d'éléments non contrôlables, en particulier le passage de bulles d'air quasiment inévitable vu la dimension de l'installation. Afin de protéger la caméra, et d'éliminer le maximum de bruit de mesure, des particules de Rhodamine - B ont été utilisées comme traceur. La Rhodamine est un élément fluorescent qui a la propriété de restituer l'énergie reçue en traversant le plan laser, par un rayonnement émis à une longueur d'onde différente. L'ajout d'un filtre optique entre la caméra et le plan laser permet d'éliminer la longueur d'onde spécifique du laser, et élimine donc les variations d'intensité lumineuse indésirables. Le capteur CCD est alors sensible à la lumière émise uniquement par les particules traçant l'écoulement.

Ces mesures ne constituent en aucun cas des mesures de type PLIF, mais nous tirons parti du décalage en fréquence dû à la fluorescence, il paraît donc judicieux d'expliquer plus en détail ce phénomène.

La fluorescence présente les caractéristiques suivantes :

- phénomène extrêmement rapide, inférieur à la micro seconde (10^{-6} sec), ce qui donne accès à des événements de très courte durée.
- des phénomènes internes à la molécule excitée (vibrations et rotations électroniques) vont diminuer l'énergie de cette molécule. La transition se fera alors à plus faible énergie. Le rayonnement associé à cette transition aura une longueur d'onde plus élevée. Ce décalage est intéressant dans notre application, car il est possible de filtrer le rayonnement incident provenant du laser, afin de sélectionner la longueur d'onde spécifique de la fluorescence.

Le signal de fluorescence S_f dépend des paramètres physiques suivants :

- l'énergie laser incidente dans le plan de mesure, $I(x,y)$
- la quantité de molécules par unité de volume N dans le plan illuminé
- le rendement quantique de fluorescence Φ_q , correspondant au rapport entre le nombre de photons réémis et absorbés. Ce rapport quantifie la part des phénomènes de désexcitation, émettant des photons ou des phénomènes radiatifs, et la part des phénomènes non radiatifs. Ce rapport dépend de la température T , de la pression P , de la longueur d'onde λ du faisceaux incident et de N
- la section efficace d'absorption moléculaire σ , dépendant de T et λ

Le terme $I(x,y)$ peut prendre en compte l'énergie du faisceau laser incident I_0 et les phénomènes d'absorption de l'énergie par le milieu. L'expression du signal de fluorescence s'exprime alors :

$$S(x,y) = I_0 N(x,y) \sigma(\lambda,T) \Phi_q(P,T,N,\lambda) e^{-\sigma \int N(x,y) dx dy}$$

Cette partie met évidence la difficulté des mesures de fluorescence. Bien que n'ayant utilisé que le décalage en fréquence généré par la fluorescence, la mise en œuvre de cette méthode a nécessité l'emploi d'un laser plus puissant que prévu initialement (2 x 200 mJ contre 2 x 20 mJ).

La figure 3.17 permet d'apprécier le bénéfice de l'augmentation de puissance dans la nappe laser, les autres paramètres étant conservés (temps d'exposition, ensemencement, vitesse débitante). L'augmentation de puissance fait apparaître les particules de façon très contrastée ce qui facilite la détection de leur position par le logiciel de calcul de déplacement PIVIS. Pour une puissance de 20 mJ, le signal fluorescent détecté est nettement insuffisant et se confond avec le bruit de fond de l'image. L'utilisation du laser de 200 mJ a dû être optimisée car la bride transparente réalisée en plexiglass par nos propres moyens a été fortement dégradée par les tirs laser.

Application

Le plan de mesure PIV est situé en sortie de section d'essai. Une bride transparente en plexiglass permet à la nappe laser d'éclairer l'intégralité de la veine. Comme pour les mesures

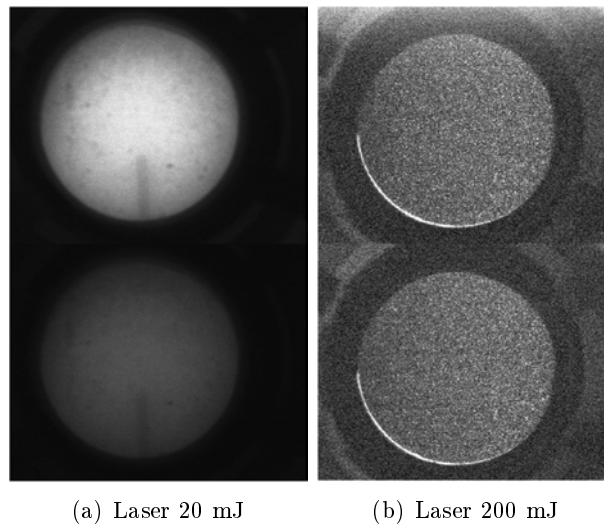


FIGURE 3.17 – Amélioration apportée par l'augmentation de puissance laser

de pression, l'effet du changement d'état de surface sur l'écoulement n'est pas immédiat. Les plans de mesures sont donc situés légèrement (10-15 mm) en aval de la sortie des sections d'essai. Bien que pour cette solution l'écoulement ne soit plus en regard des surfaces rugueuses, celle-ci a été choisie plutôt que d'illuminer la veine par l'accès optique dédié à la LDV. Dans ce dernier cas, la nappe laser n'aurait pas éclairé entièrement la veine, mais une bande de 16 mm de large jugée insuffisante pour caractériser l'écoulement transverse. L'observation des plans de

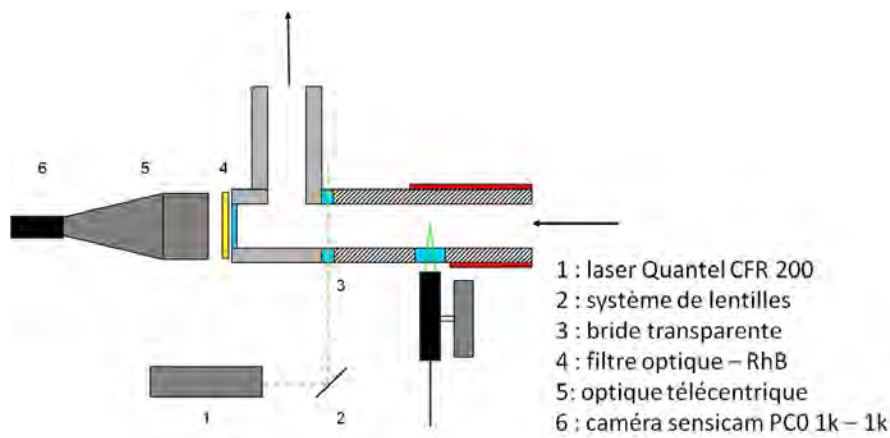


FIGURE 3.18 – Schéma mesure PIV et mesure PIV

mesure se faisant dans l'axe de la conduite, des erreurs de parallaxe seront introduites si aucune précaution n'est prise. Pour s'affranchir de l'erreur due à la parallaxe, nous avons utilisé une optique télécentrique qui parallélise la lumière reçue par le capteur de la caméra. L'utilisation de ce type d'optique est contrainte par la focale fixe des lentilles. Les clichés obtenus ne font apparaître aucune déformation liée aux effets de bords en proche paroi. L'ensemble du dispositif mis en œuvre pour les mesures PIV est visible sur la figure 3.19.

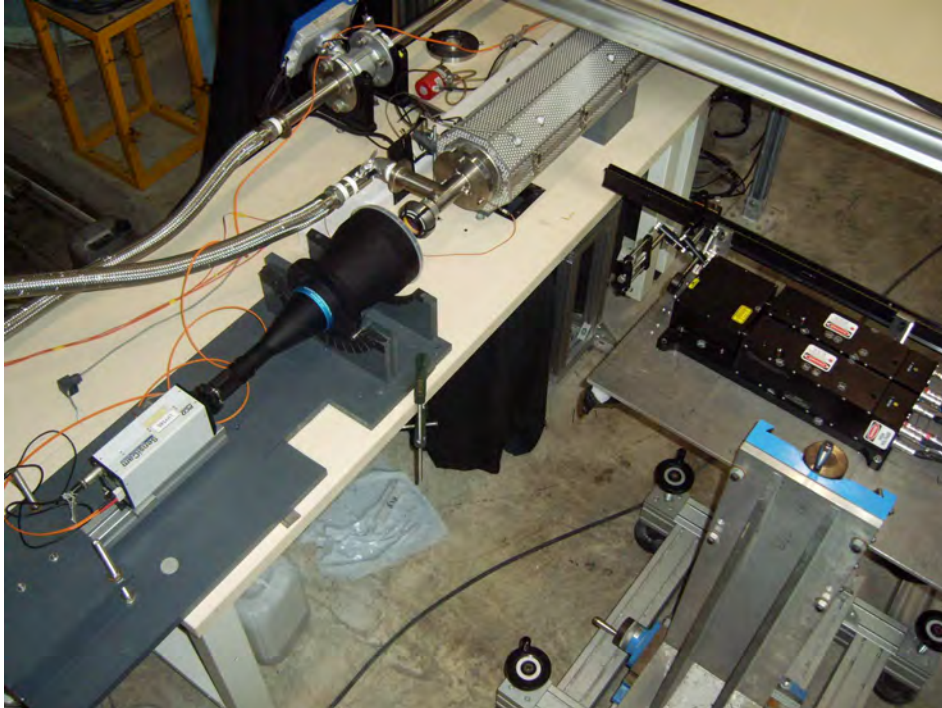


FIGURE 3.19 – Dispositif mis en place pour les mesures PIV

Source laser

Nous utilisons un laser Neodym-Yag (Nd :Yag - $\lambda = 532$ nm), qui génère un faisceau à partir de l'excitation optique des ions Nd^{3+} . La longueur d'onde fondamentale émise (1064 nm) est divisée en deux faisceaux de longueur d'onde 532 nm. La puissance délivrée par le laser est fonction du retard appliqué à la lampe d'excitation optique (flash-lamp). La puissance augmente avec la population d'ions, laquelle est fonction du temps d'alimentation de la lampe. Les faisceaux générés sont pulsés par un interrupteur (Q-switch) situé dans la cavité. La source laser peut donc moduler de manière indépendante la puissance délivrée par chaque faisceau, et le temps entre deux ouvertures de cavité.

Le faisceaux lumineux est alors transformé en plan par un système de lentilles. Le plan généré doit garantir une intensité lumineuse homogène, d'une certaine épaisseur pour conserver les particules dans l'épaisseur du plan entre deux tirs laser. Le temps entre les doubles tirs laser est guidé par la nature de l'écoulement observé (échelles temporelles) et par les contraintes matérielles (cadence d'acquisition de la caméra, épaisseur maximale du plan).

Caméra

Les images de particules sont enregistrées par une caméra 12 bits SENSICAM PCO, équipée d'un capteur CCD refroidi de 1280×1024 pixels. Elle permet l'acquisition de deux images consécutives avec un temps entre deux clichés supérieur à $1\mu s$ pour l'utilisation d'une chaîne

PIV. La caméra est synchronisée avec le laser qui est piloté par un boîtier de synchronisation et d'une carte PC conçus par le service Signaux et Images de l'IMFT.

Traitement d'images

Les niveaux de gris des images sont modifiés afin d'améliorer le contraste et donc la détection des particules par PIVIS. Il est très rare d'utiliser la dynamique complète du capteur pour préserver ce dernier de tout endommagement (saturation d'un groupe de pixel). Or il est très difficile de s'affranchir des variations d'intensité lumineuse provoquée par réflexions de la nappe laser sur les parois de l'installation expérimentale, ou de la traversée aléatoire des particules de taille plus importante dans le plan laser.

Le codage sur 16 bits de l'image 12 bits est réalisé par le logiciel d'acquisition. Le traitement

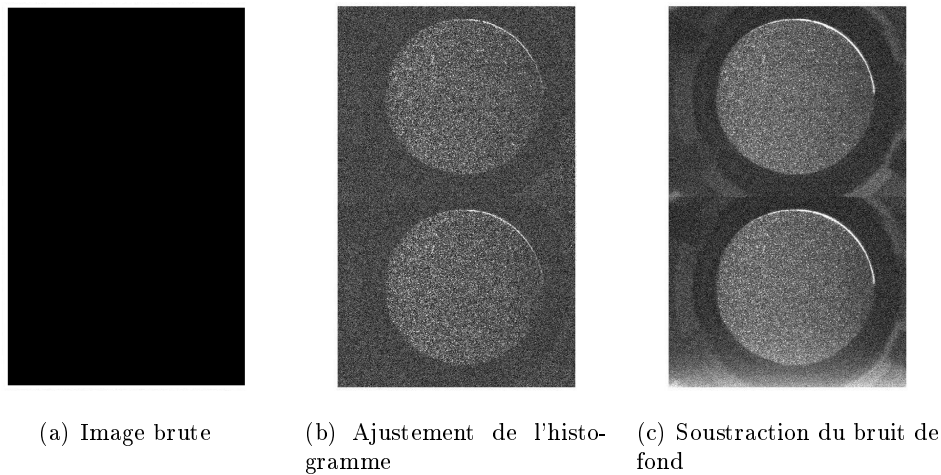


FIGURE 3.20 – Etapes du traitement d'images

d'image (réduction de l'histogramme et soustraction du bruit de fond) est réalisé avec Matlab. D'après Raffel [77], la numérisation de l'image n'a que très peu d'influence sur l'incertitude de la mesure. L'amélioration des résultats est donc apportée par le recadrage de la dynamique de l'image.

Le gain apporté par ce traitement d'image se traduit par une diminution du nombre de vecteurs faux et peut être bénéfique en temps de calcul.

Postraitement

Le déplacement des particules est analysé à partir des images avec le logiciel PIVIS développé au laboratoire par le service Signaux et Images. Cet outil est basé sur les travaux de Lecordier [55] et de Maurel [61]. Le champ de vitesse est calculé par inter-corrélation d'images par un algorithme FFT et une méthode itérative de décalage sub-pixels des fenêtres. Le décalage de fenêtres réduit l'erreur sub-pixel (Scarano et Riethmuller [83] , Gouriet *et al.* [34]). Ce logiciel peut également itérer en réduisant la taille de la fenêtre d'interrogation et fonctionne en

mode prédiction-correction jusqu'à la dimension choisie. Dans notre étude, le calcul du déplacement de particules commence sur une taille de fenêtre d'interrogation de 64×64 pixels pour atteindre en fin de calcul une taille de 16×16 pixels. Le taux de recouvrement des fenêtres d'interrogation est fixé à 75%.

La résolution est de 20 px.mm^{-1} . L'intervalle optimal entre deux images obtenu pour tout les points de mesure est de 1 ms, ce qui correspond à une vitesse de 5 cm.s^{-1} pour un déplacement d'un pixel. La fréquence d'acquisition des deux prises d'image est fixée à 2Hz.

Le calcul réalisé par PIVIS fourni un champ de vecteurs qui présente un certain nombre de vecteurs faux selon les conditions expérimentales. Ces vecteurs faux sont généralement provoqués par la perte de particules entre deux fenêtres d'interrogation, ou par la présence d'un fort gradient dans la fenêtre d'étude. L'élimination des vecteurs faux améliore sensiblement la précision et la convergence des grandeurs statistiques.

La sélection des vecteurs faux se fait selon les critères suivants :

- rapport signal sur bruit inférieur à 1,5
- norme de déplacement des particules trop grande par rapport aux points voisins, ou inférieure à 0,1 pixel
- évolution de l'écart type en fonction du nombre d'échantillon définie par :

$$\left| \frac{a_i - \bar{a}}{\sigma_a} \right| < 5$$

où a est la valeur calculée et σ l'écart type de a défini par la relation suivante :

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i^2 - \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i \right)^2}$$

3.2.4 Thermométrie rapide

La mesure de température du fluide est réalisée par un thermocouple dont la jonction est réalisée avec des câbles de $50 \mu\text{m}$. La dimension réduite de ce capteur permet de mesurer la température moyenne et fluctuante tout en approchant la sonde au plus près de la paroi. Les profils de température ont été obtenus avec la même résolution spatiale que les mesures de vitesse par LDV.

Principe

Le principe de fonctionnement d'un thermocouple repose sur la conjugaison des effets Peltier et Thomson (ces deux effets sont aussi appelés effet Seebeck). L'effet Thomson est la f.e.m générée par le contact existant entre deux matériaux différents placés à une température identique, l'effet Peltier est la f.e.m générée par un gradient de température le long d'un conducteur. Pour un thermocouple réalisé en Chromel / Alumel (type K) le coefficient de Seebeck correspond à la différence des f.e.m à 0°C soit :

$$S_K = S_{\text{Chromel}} - S_{\text{Alumel}} = 21,7 - (-17,3) = 39 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$$

Les thermocouples de type K ont une plage d'utilisation théorique de -270 à 1372°C, avec une erreur standard comprise entre 0,75 et 2,2%.

La réalisation d'un microthermocouple permet d'obtenir des mesures locales de la température moyenne et des fluctuations. L'institut FEMTO-ST est capable de réaliser des microthermocouples d'une dimension minimale de 7,6 μm . Des microthermocouples de cette dimension sont utilisés pour des mesures de température statiques. La réalisation d'un microthermocouple pour notre étude est un compromis entre les résolutions spatiales et temporelles et la tenue mécanique de celui-ci.

Mesure de température dynamique

Si l'on considère les échanges conductifs, convectifs et radiatifs, l'équilibre thermique complet de la jonction d'un thermocouple (th), tel que présenté sur la figure 3.21, s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho_{th} c_{th} \frac{\pi d^2}{4} \frac{\partial T_{th}}{\partial t} &= Nu \lambda_{fluide} \pi (T_{fluide} - T_{th}) \\ &+ \lambda_{th} \frac{\pi d^2}{4} \frac{\partial^2 T_{th}}{\partial x^2} \\ &- \sigma \varepsilon T_{th} (T_{th}^4 - T_{fluide}^4) \pi d \end{aligned}$$

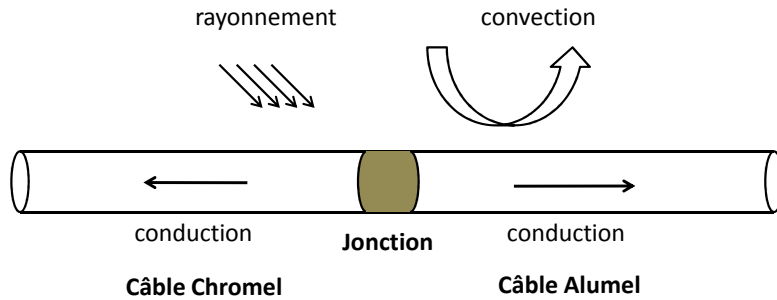


FIGURE 3.21 – Bilan thermique complet du thermocouple

Dans notre cas, cette relation se simplifie car les échanges radiatifs sont négligeables, et les échanges par conduction peuvent être négligés en raison du rapport d'aspect des câbles du thermocouple ($L/D > 200$). L'équilibre thermique ne dépend alors que des échanges convectifs :

$$\rho_{th} c_{th} \frac{\pi d^2}{4} \frac{\partial T_{th}}{\partial t} = Nu \lambda_{fluide} \pi (T_f - T_{th})$$

La température du fluide T_f s'exprime alors directement :

$$T_f = T_{th} + \tau_{conv} \frac{\partial T_{th}}{\partial t}$$

où τ_{conv} est la constante de temps exprimée en fonction de paramètres régissant la convection :

$$\tau_{conv} = \frac{\rho_{th} c_{th} d^2}{4 Nu \lambda_{fluide}} = \frac{\rho_{th} c_{th} d}{4 Nu h}$$

Cette constante est le temps de réponse à 63% du thermocouple soumis à un échelon de température. Pour des microthermocouples, une méthode de mesure de τ_{cv} requiert l'usage d'un laser pulsé à une fréquence connue et nécessite une acquisition du signal délivré par le thermocouple sur un oscilloscope. Par manque de temps, nous n'avons pas pu réaliser la mesure de cette constante, nous l'avons donc calculé à partir des paramètres physiques de l'écoulement et de la sonde.

Le temps de réponse du microthermocouple, permet de déterminer ensuite la fréquence de coupure f_c :

$$f_c = \frac{1}{2 \pi \tau_{cv}}$$

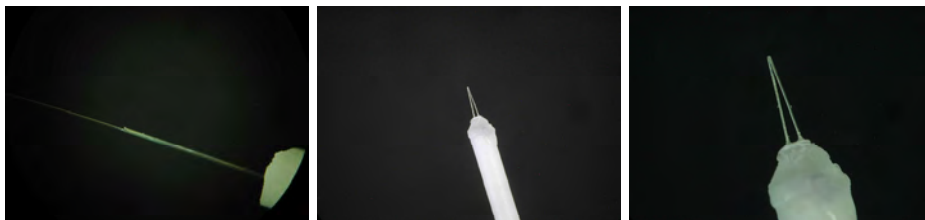
Le tableau 3.11 présente les caractéristiques dynamiques de la sonde réalisée, en fonction de l'écoulement.

U [m.s ⁻¹]	T [°C]	Nusselt	τ_{cv}	f_c [Hz]
0,44	30	12	$3,5 \times 10^{-4}$	454
	80	16	$2,7 \times 10^{-4}$	597
0,82	30	19	$2,1 \times 10^{-4}$	765
	80	24	$1,6 \times 10^{-4}$	1006

Tableau 3.11 – Caractéristiques dynamiques de la sonde de température

Application

Le thermocouple est réalisé par une soudure de câbles Chromel - Alumel (type K) de $50 \mu m$ de diamètre. Les extrémités de cette jonction sont elles mêmes soudées à des câbles de même nature d'un diamètre de $250 \mu m$ (voir figure 3.22(a)). L'ensemble est inséré dans une tige en céramique traversée par deux passe-câbles. Le diamètre de cette tige de céramique est de 1,2 mm (figure 3.22(b)).



(a) jonction section sensible (b) insertion support céramique (c) zoom sur la jonction complète

FIGURE 3.22 – Détails de la réalisation des μ -thermocouples

La sonde ainsi réalisée est collée sur un porte sonde en acier (voir figure 3.23). Une traversée étanche permet de fixer le porte sonde à une platine de déplacement micrométrique Microcontrol UTM 100 contrôlée par ordinateur. Un isolateur galvanique Seneca K109 TC conditionne le signal provenant du thermocouple, avant d'être enregistré par une carte d'acquisition rapide

Omega OMB DAQ 3005. Cette carte échantillonne le signal à une fréquence choisie à 1 kHz.

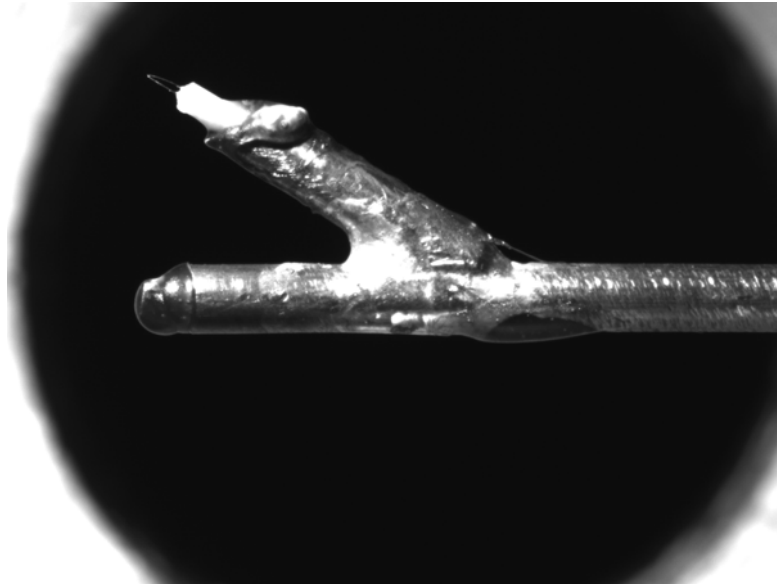


FIGURE 3.23 – Sonde de température complète

La sonde est réalisée avec le souci d'obtenir des mesures de température dans la couche limite. La difficulté majeure de cette instrumentation se situe dans la fragilité de la jonction, qui est l'élément sensible du thermocouple. Si des thermocouples de cette dimension, et même de dimensions inférieures ont déjà été réalisés par Lanzetta *et al.* [100], leur utilisation concernait des applications statiques.

La tenue mécanique de la sonde dans un écoulement d'eau à vitesse débitante de l'ordre du mètre par seconde constitue une contrainte d'utilisation très forte. Aussi l'approche de la paroi rend délicate l'utilisation de ce système, aucun contact n'est toléré entre la sonde et la surface supérieure de la section d'essai pour d'une part ne pas mettre à la masse l'élément sensible du thermocouple, mais d'autre part pour éviter de rompre cet élément.

Le contrôle du déplacement de la sonde est mis en œuvre avec le même dispositif que pour le contrôle de position du volume de mesure LDV.

Le comportement de la sonde a été vérifié, sur l'axe, en comparant la valeur fournie par celle-ci à la température indiquée par les éléments de régulation (PT 100) pour différents échelons de température. Les relevés de température issus des deux mesures n'ont montré aucune différence significative, ce qui valide l'utilisation du thermocouple pour les mesures de profils de température.

La température de paroi est estimée par une mesure du flux thermique. Ce flux thermique est appliqué par effet Joule, dissipé par des colliers chauffants disposés sur le diamètre extérieur des sections d'essai. Une régulation PID contrôle la température extérieure des colliers

chauffants, et indique la puissance totale appliquée. La mesure de flux thermique est faite par une mesure de gradient thermique dans le matériau (figure 3.24). Pour cela deux thermocouples de 0,5 mm sont introduits dans l'épaisseur des sections d'essai. Ces thermocouples sont situés dans une même section, à un intervalle de 30°. La profondeur respective de chaque perçage est de 5 et 10 mm. Le gradient thermique est donc mesuré sur une distance de 5 mm.

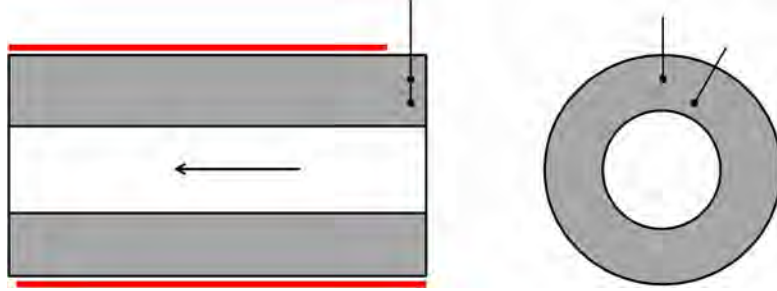


FIGURE 3.24 – Dispositif de mesure du gradient thermique

Calcul de la température de paroi

Cette température est calculée par extrapolation des mesures de température matière. La difficulté majeure est d'obtenir un régime thermiquement établi et de mesurer avec suffisamment de précision le gradient thermique dans le matériau. Les mesures de température matière permettent d'accéder au flux traversant l'aluminium. Cette valeur est comparée au flux fourni par les colliers chauffants afin d'évaluer les pertes thermiques dues à la convection naturelle dans la coque d'isolation, aux ponts thermiques avec les pièces plus froides et à la résistance de contact. La température de paroi est ensuite extrapolée (loi de Fourier) à partir des mesures de température matière. La conductivité du matériau est considérée à 20°C et 100°C, ces températures correspondent aux caractérisations existantes des alliages utilisés par RENAULT.

Nous disposons ainsi de la double information température de paroi et flux thermique évacué par convection. Un soin particulier a été porté à la réalisation de ces mesures, qui sont importantes pour déterminer les grandeurs nécessaires au calcul de la température adimensionnée T^+ .

A partir des températures matière mesurées T_1 et T_2 , le flux thermique s'exprime :

$$\phi = \frac{2 \pi \lambda (T_2 - T_1)}{\ln(r_2/r_1)} \quad (3.19)$$

et la température de paroi s'obtient en appliquant la loi de Fourier au cas d'un cylindre :

$$T_{wall} = T_1 - \frac{\phi}{2 \pi \lambda} \ln(r_1/r_i) \quad (3.20)$$

La densité de flux évacuée par convection s'obtient en ramenant le flux calculé à la surface d'échange S :

$$\varphi = \frac{\phi}{S} = \frac{\phi}{\pi d L} \quad (3.21)$$

Incertitudes

L'incertitude absolue sur la mesure de température matière est de $0,08^{\circ}\text{C}$. L'incertitude sur la température du fluide est de $0,7^{\circ}\text{C}$. Ces incertitudes sont déterminées à partir des signaux délivrés par les différents thermocouples lorsque la température de l'installation est homogène sans écoulement. Il est alors possible de déterminer les incertitudes relatives des différentes grandeurs liées au transfert thermique :

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} + 2\frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta R}{R} = \frac{2}{100} + \frac{0,16}{120} + \frac{0,5}{20} = 4,6 \text{ \%} \quad (3.22)$$

$$\frac{\Delta T_{wall}}{T_{wall}} = \frac{\Delta T_1}{T_1} + \frac{\Delta\phi}{\phi} + \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{0,08}{120} + \frac{4,6}{100} + \frac{0,5}{20} + \frac{2}{100} = 9,1 \text{ \%} \quad (3.23)$$

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{\Delta\phi}{\phi} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta T_{wall}}{T_{wall}} + \frac{\Delta T_{moy}}{T_{moy}} = \frac{7,5}{100} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{9,1}{100} + \frac{0,7}{30} = 16,0 \text{ \%} \quad (3.24)$$

Cette dernière relation fait clairement apparaître la problématique liée à l'état de surface dans l'étude du transfert thermique convectif. Le tableau 3.8 montre que la rugosité peut augmenter de 10 à 20% la surface réelle en contact par le fluide. Dès lors l'incertitude sur la surface à considérer pour caractériser l'échange thermique est considérable si l'on se réfère à une paroi lisse. Dans le cas d'une section d'essai d'indice 35 AFS le terme $\Delta h/h$ vaut 35 %.

Conclusion

Ce chapitre a permis, dans un premier temps, de présenter le dispositif expérimental mis en œuvre à l'IMFT. Cette installation a été conçue pour étudier un écoulement turbulent sur parois rugueuses, avec transfert thermique. Ce dispositif permet de reproduire, pour partie, les conditions réelles d'écoulement dans les chambres de refroidissement des moteurs thermiques. En particulier, les sections d'essai réalisées par fonderie permettent d'obtenir quatre états de surface différents. La rugosité de ces surfaces est de type grain de sable. En raison de leur dimension, du contrôle de l'état de surface obtenu, et des accès optiques à intégrer, les sections d'essai ont constitué la principale difficulté dans la conception et la réalisation du dispositif expérimental.

Dans un deuxième temps, nous avons présenté les différents systèmes utilisés pour les quatre campagnes de mesures (pression, PIV, LDV et thermométrie rapide). Les principes de fonctionnement, la mise en œuvre des systèmes et les incertitudes de mesure sont aussi présentés. Il faut souligner le travail réalisé pour l'intégration de ces différents systèmes sur un dispositif expérimental rendu complexe par les différents critères, parfois contradictoires, à respecter.

Chapitre 4

Etude expérimentale

Sommaire

4.1 Pression	109
4.2 Vitesse	112
4.2.1 PIV	112
4.2.2 LDV	115
4.3 Transfert thermique	124
4.3.1 Profils de température moyenne \bar{T}	124
4.3.2 Profils de température réduite θ	125
4.3.3 Profils de température adimensionnée T^+	127
4.3.4 Echange convectif	129

4.1 Pression

On présente ici les résultats issus des mesures de pression statique. L'accès au gradient de pression permet de calculer le frottement pariétal τ_{wall} et la vitesse de frottement u_τ :

$$\tau_{wall} = \frac{R}{2} \frac{dP}{dx} \quad \text{et} \quad u_\tau = \sqrt{\tau_{wall} / \rho} \quad (4.1)$$

Le facteur de perte de charge λ est ensuite calculé :

$$\lambda = 4 \times C_f = 8 \times \frac{\tau_{wall}}{\rho V^2} \quad (4.2)$$

La figure 4.1 présente les valeurs de λ issues des mesures expérimentales. Cette représentation permet de confirmer le caractère transitionnel de l'écoulement pour les sections d'essai d'indice 55 AFS et 35 AFS. Les deux autres sections présentent des résultats quasiment identiques, ce qui tend à montrer que le sable d'indice 120 AFS n'a aucune influence sur les pertes par frottement visqueux. Pour toutes les sections d'essai, les résultats expérimentaux concordent bien avec le diagramme de Moody (figure 4.1), on peut toutefois relever une pente sensiblement différente pour la section d'essai 55 AFS.

Les valeurs calculées pour la vitesse de frottement u_τ , le frottement pariétal τ_{wall} et le facteur

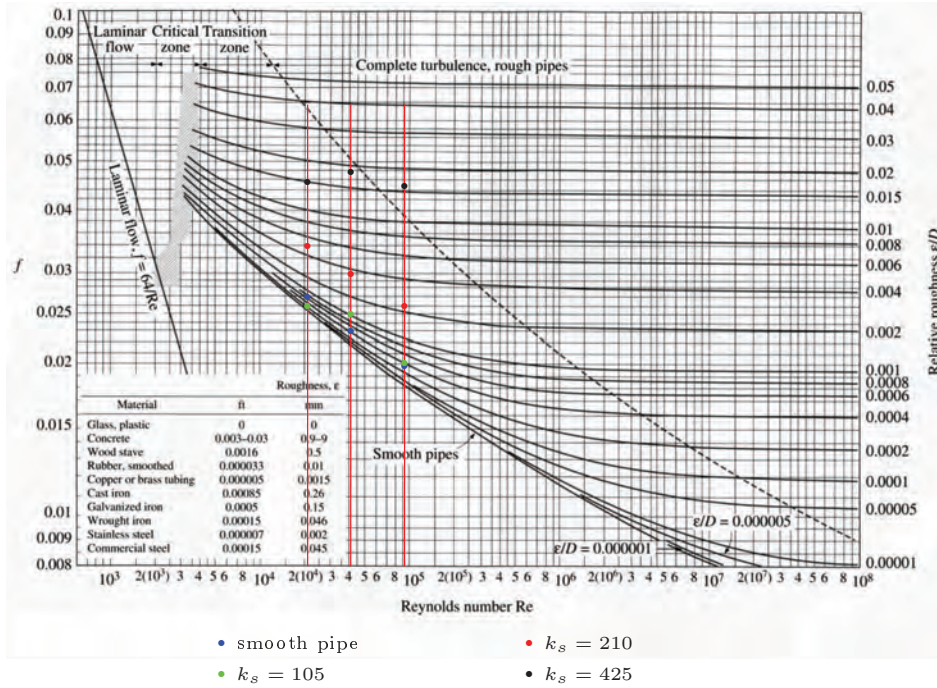


FIGURE 4.1 – Facteur expérimental de perte de charge pour 3 nombres de Reynolds

Reynolds	22 000	29 000	41 000	49 000	66 000	90 000
Vitesse [m.s ⁻¹]	0,44	0,66	0,82	0,44	0,66	0,82
Température [°C]	30	30	30	80	80	80

Lisse	0,732	1,135	2,038	0,464	0,744	1,562
120 AFS	0,842	1,379	2,343	0,769	0,952	1,855
55 AFS	0,964	1,599	2,844	0,622	1,318	2,343
35 AFS	1,318	2,319	4,076	1,209	2,136	3,759

Tableau 4.1 – Valeurs expérimentales du frottement pariétal τ_{wall}

de perte de charge λ sont présentées dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3. On peut alors distinguer l'effet de la rugosité, de la vitesse débitante et de la viscosité sur ces paramètres physiques. Le facteur de perte de charge λ expérimental est comparé à celui calculé par la loi proposée par Colebrook (équation 4.3), en calculant le rapport ε / D avec les données issues des mesures de rugosités réalisées à l'ISAE. Pour respecter l'approche de type grain de sable, nous avons montré dans le chapitre précédent que la dimension caractéristique de la rugosité correspond à la rugosité totale R_t .

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left[\frac{\varepsilon}{3,7D} + \frac{2,51}{Re\sqrt{\lambda}} \right] \quad (4.3)$$

La vitesse de frottement dépend principalement de la vitesse débitante et de l'état de surface. Ceci s'explique par l'augmentation du frottement pariétal dû à une vitesse débitante plus élevée, ou un gradient de vitesse plus fort généré par la présence de rugosité. L'augmentation de température ne modifie pas de manière importante la valeur mesurée de u_τ pour une vitesse

Reynolds	22 000	29 000	41 000	49 000	66 000	90 000
Vitesse [m.s ⁻¹]	0,44	0,66	0,82	0,44	0,66	0,82
Température [°C]	30	30	30	80	80	80

Lisse	0,027	0,034	0,045	0,022	0,028	0,040
120 AFS	0,029	0,037	0,049	0,028	0,031	0,044
55 AFS	0,031	0,040	0,053	0,025	0,037	0,049
35 AFS	0,036	0,048	0,064	0,035	0,047	0,062

Tableau 4.2 – Valeurs expérimentales de la vitesse de frottement u_τ

Reynolds	22 000	29 000	41 000	49 000	66 000	90 000
Vitesse [m.s ⁻¹]	0,44	0,66	0,82	0,44	0,66	0,82
Température [°C]	30	30	30	80	80	80

Lisse	0,031 (0,026)	0,025	0,024 (0,022)	0,020	0,017	0,019 (0,018)
120 AFS	0,036 (0,031)	0,030	0,028 (0,028)	0,033	0,022	0,023 (0,027)
55 AFS	0,041 (0,034)	0,036	0,035 (0,033)	0,028	0,030	0,029 (0,027)
35 AFS	0,056 (0,041)	0,052	0,051 (0,040)	0,053	0,048	0,048 (0,039)

Tableau 4.3 – Valeurs expérimentales (calculées) du facteur de perte de charge λ

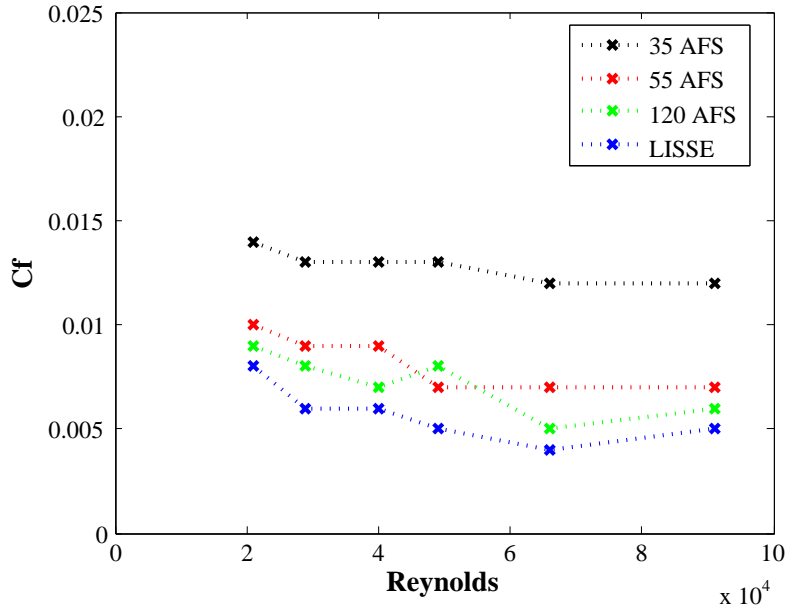
débitante constante, l'effet de la température est sensible pour la valeur de frottement pariétal τ_{wall} .

Les valeurs expérimentales du facteur de perte de charge concordent bien avec les valeurs calculées par la relation de Colebrook. On relève toutefois des écarts plus importants pour les mesures réalisées avec la section d'essai 35 AFS. Ces écarts s'expliquent en partie par les contraintes de l'installation expérimentale, qui ne permet pas de réaliser les mesures de pression sur une ligne piézométrique complètement établie.

A cause du changement d'état de surface, la mesure de pression intègre un gradient de pression en cours d'établissement. Idéalement, les mesures de pression devraient être réalisées en plusieurs sections disposées suffisamment loin du changement d'état de surface.

L'effet de transition est sensible sur une longueur évaluée par Antonia et Luxton [6] [7] à 2 ou 4 diamètres, selon le nombre de Reynolds. Les sections d'essai présentant un rapport d'aspect de 20, la zone de transition n'est donc pas négligeable.

Les résultats obtenus sont utilisés pour l'analyse des profils de vitesse axiale et en particulier les valeurs de vitesse de frottement u_τ qui sont nécessaires pour écrire les variables dans la zone proche paroi.


 FIGURE 4.2 – Evolution de C_f en fonction du nombre de Reynolds Re

4.2 Vitesse

4.2.1 PIV

Les mesures PIV permettent d'accéder aux composantes transverses de l'écoulement U et V (figure 4.3). Celui-ci étant conditionné très en amont du plan de mesure (80 diamètres) les composantes mesurées sont très faibles par rapport à la vitesse débitante. L'intérêt de cette mesure est de vérifier l'absence de swirl au sein de l'écoulement. Cette vérification est importante car les développements analytiques relatifs à l'écoulement en conduite reposent sur l'hypothèse d'un mouvement moyen invariant en θ , et conditionne l'analyse des résultats expérimentaux.

La mise en œuvre de cette campagne de mesure a été particulièrement délicate. En plus des précautions liées aux conditions expérimentales particulières décrites précédemment, la répétition des tirs laser a dégradé rapidement la bride transparente utilisée. Le plan laser a été déplacé dans l'épaisseur de la bride pour minimiser les dégradations constatées. Une bride réalisée en verre de qualité optique aurait fourni une meilleure transmission de la nappe laser, mais la dimension, la géométrie ainsi que les contraintes mécaniques exercées sur cette pièce sont autant de contraintes qui rendent complexe et coûteuse l'utilisation du verre pour réaliser ce type de pièce.

La figure 4.4 montre l'orientation des vecteurs vitesses d'un champ instantané. Ces champs de vitesses instantanées (figures 4.5(a) 4.5(b)) confirment la présence de fluctuations de l'ordre de 10% de la valeur de la vitesse débitante soit approximativement 5 cm.s^{-1} pour une vitesse débitante de 44 cm.s^{-1} , et 15 cm.s^{-1} pour une vitesse débitante de 82 cm.s^{-1} .

Les champs moyens de vorticités sont calculés sur une série de 1000 doubles-images. Les mesures ont été réalisées sur l'ensemble des points de fonctionnement du dispositif expérimental (quatre nombres de Reynolds et quatre états de surfaces différents). Les résultats présentés se limitent à

des champs des composantes U et V instantanées et à un exemple de champ moyen de vorticité (figure 4.6).

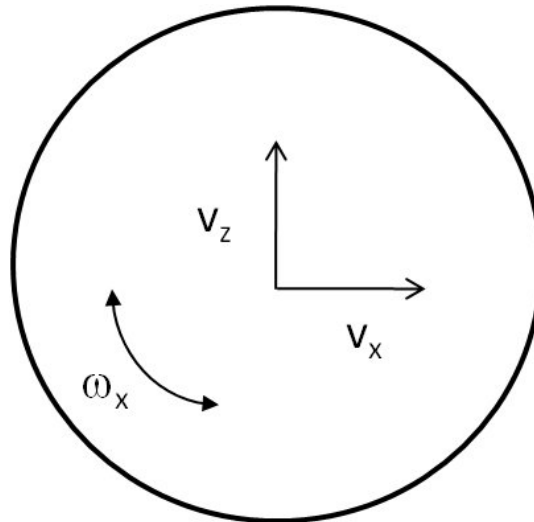


FIGURE 4.3 – Composantes du plan PIV

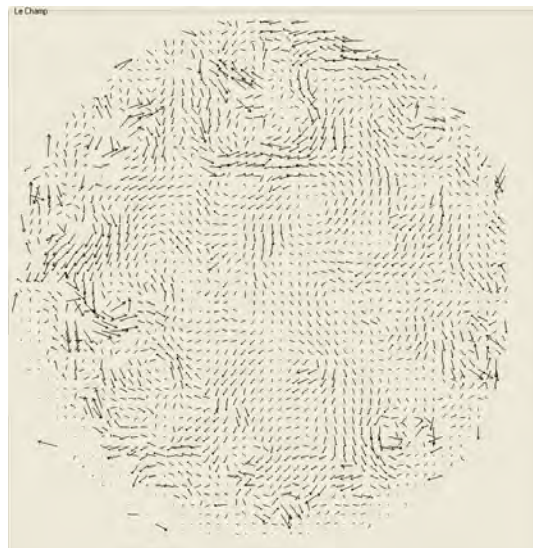


FIGURE 4.4 – Champ de vecteurs instantané

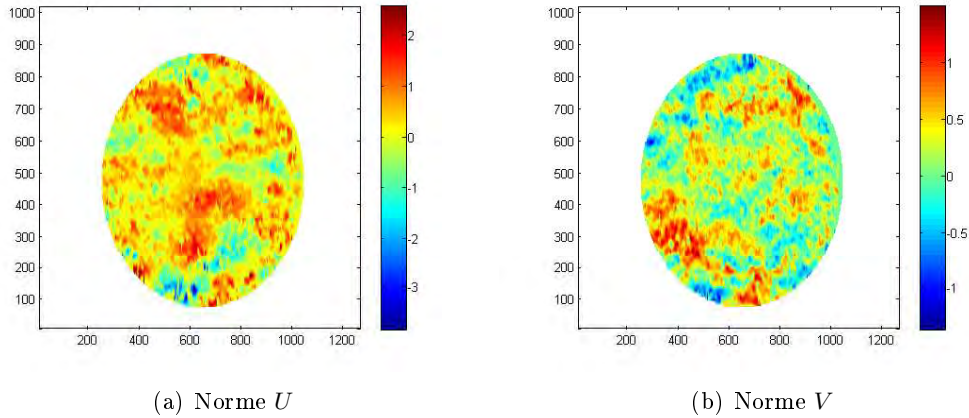


FIGURE 4.5 – Composantes instantanées U et V en pixel - Section d'essai lisse - $Re = 90\ 000$

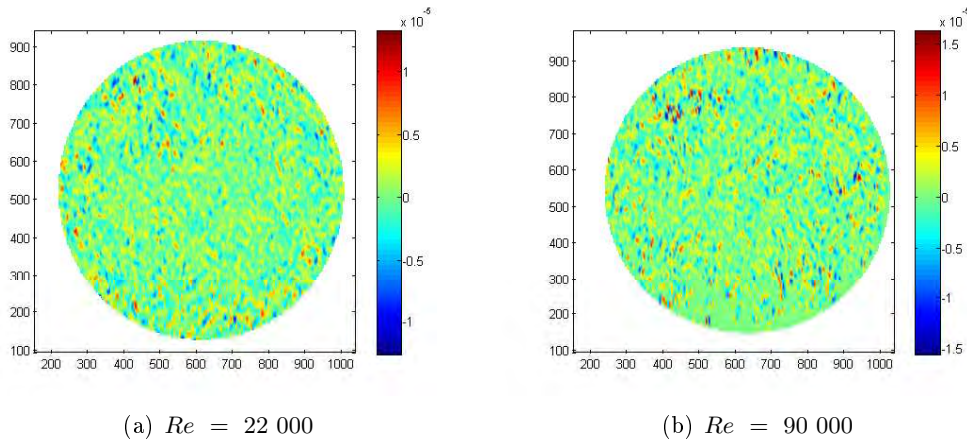


FIGURE 4.6 – Vorticité ω_x - s^{-1} - Section d'essai lisse

Cette grandeur représente les structures rotationnelles autour de l'axe longitudinal de la conduite présentes dans le plan de mesure PIV. Cette grandeur physique permet de quantifier les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement et de vérifier l'absence de swirl. Il apparaît que les structures détectées sont de dimension très inférieure au diamètre de la conduite et présentent une intensité très faible, quelles que soient les conditions d'écoulement. Aucun mouvement moyen de swirl n'apparaît à une échelle qui pourrait être significative. Ce qui signifie que le profil de vitesse axial est bien établi. Dans le cas contraire, le déséquilibre de ce profil aurait provoqué localement une accélération qui serait visible sur les champs de vorticité en raison de la géométrie cylindrique étudiée.

Ces résultats confirment le caractère établi de l'écoulement qui doit être vérifié avant l'analyse des profils de vitesse axiale obtenus par vélocimétrie laser Doppler.

4.2.2 LDV

Les profils de vitesse axiale sont mesurés par vélocimétrie laser Doppler. Le principe et les caractéristiques de cette méthode ont été présentés au chapitre précédent. On rappelle que les profils de vitesse sont constitués de 55 points de mesure. La résolution des 5 mm les plus proches de la paroi est plus élevée que pour les mesures dans le cœur de l'écoulement (1 pt/200 μm et 1 pt/500 μm). En chaque point de mesure, l'acquisition est faite sur un nombre de particules valides fixé à 10 000. Ce nombre de particules permet de garantir une mesure convergée à l'ordre deux (figure 4.7).

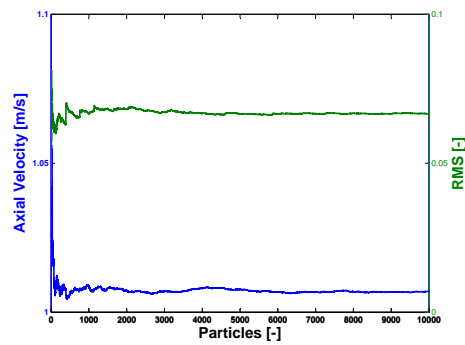


FIGURE 4.7 – Convergence de la mesure LDV

Profils de vitesse moyenne

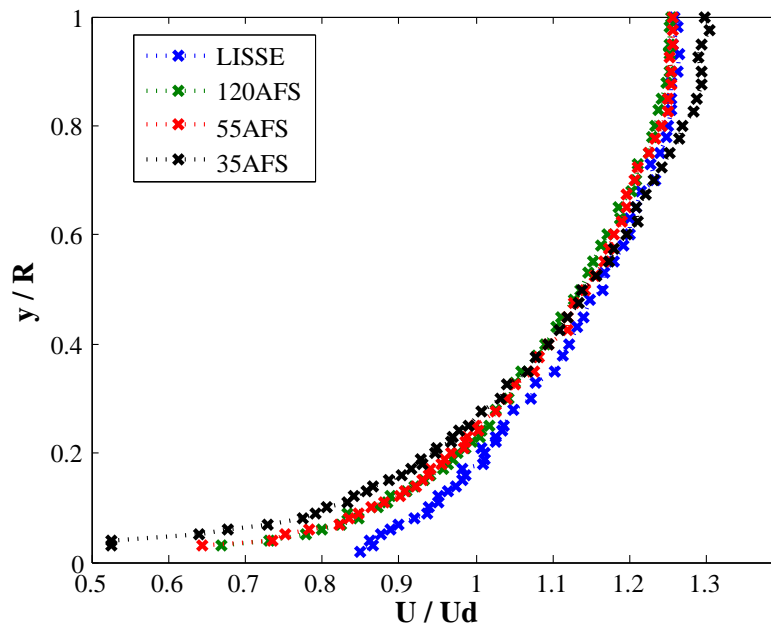


FIGURE 4.8 – Profils de vitesse moyenne - $Re = 22\ 000$

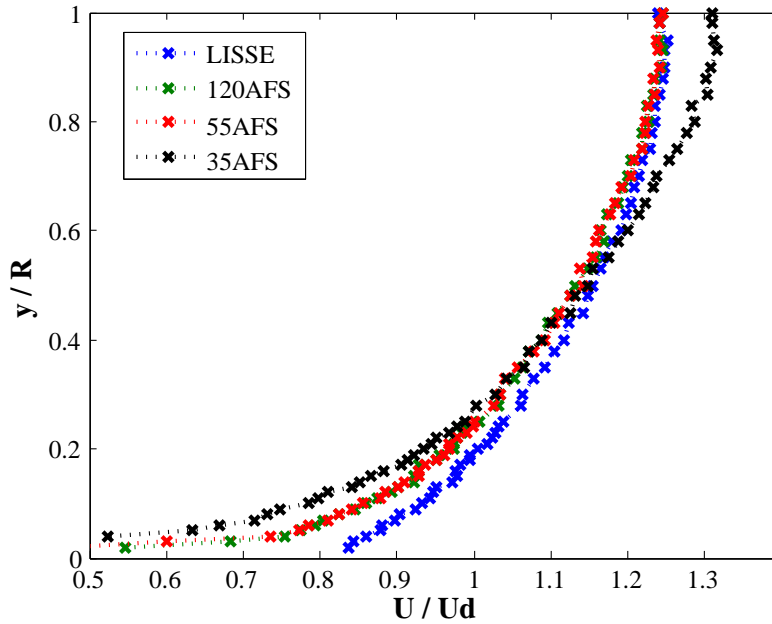


FIGURE 4.9 – Profils de vitesse moyenne - $Re = 41\ 000$

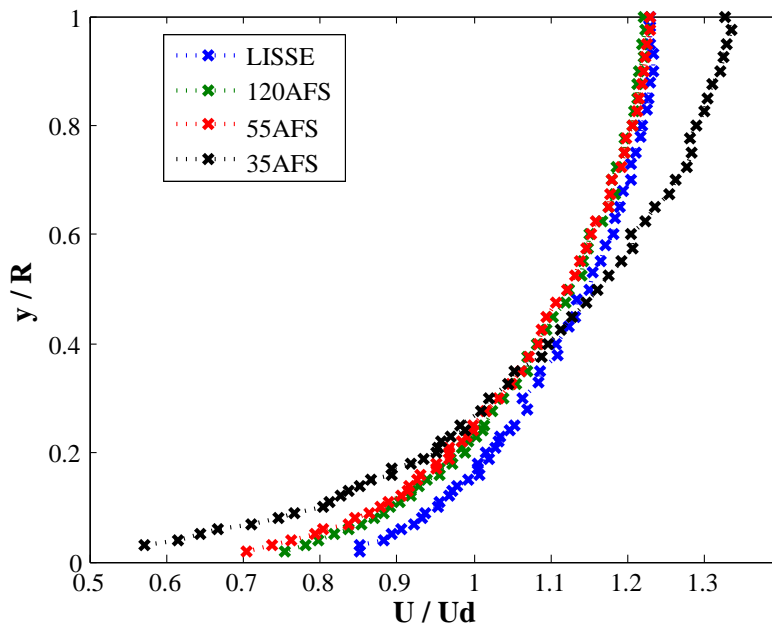


FIGURE 4.10 – Profils de vitesse moyenne - $Re = 90\ 000$

Les figures 4.8, 4.9 et 4.10 montrent les profils de vitesse axiale. La vitesse locale est adimensionnée par la vitesse débitante indiquée par le débitmètre électromagnétique. La distance à la paroi est exprimée en fonction du rayon de la conduite, ainsi $y / R = 0$ correspond à la

paroi, et $y / R = 1$ représente l'axe. Ces graphes permettent de mettre en évidence l'effet de la rugosité sur la distribution de vitesse.

Pour un même nombre de Reynolds, le profil évolue en fonction de la rugosité. Cette distribution de vitesse est aussi affectée par le nombre de Reynolds. Les profils font apparaître une région importante où la vitesse locale est moindre pour les sections d'essai rugueuses. Les mesures sont réalisées à vitesse débitante constante, le déficit de vitesse dans la région proche paroi ($y / R < 0,25$) est alors compensé par une accélération du fluide sur l'axe. Ceci s'observe nettement pour la section d'essai d'indice 35 AFS. Pour les sections d'essai d'indice 120 AFS et 55 AFS, malgré le déficit de vitesse en proche paroi, l'accélération locale détectée sur l'axe est très faible.

La seconde observation concerne la zone d'influence de la rugosité sur la distribution de vitesse. Cette région varie en fonction du nombre de Reynolds, en effet lorsque $Re = 22\ 000$ cette zone s'étend de la paroi jusqu'à une distance $y / R = 0,55$ si l'on considère l'intersection entre le profil lisse et le profil correspondant à la section d'essai d'indice 35 AFS. Ce point d'intersection tend à se rapprocher de la paroi avec l'augmentation du nombre de Reynolds, pour $Re = 90\ 000$ cette région se limite à $y / R = 0,40$. Ce comportement est dû à la fois à la diminution de l'épaisseur de la couche limite en raison de l'augmentation du nombre de Reynolds et aux variations des profils de vitesse, conformément aux distributions de vitesse de type loi en puissance, déjà mis en évidence par Zagarola et Smits [108].

L'évolution des profils correspondants à la section d'essai d'indice 120 AFS et à celle d'indice 55 AFS ne permettent pas de distinguer l'effet de ces deux états de surface sur la vitesse de l'écoulement.

Pour les trois cas présentés, il faut préciser que les valeurs mesurées dans la région très proche de la paroi sont affectées par la présence des rugosités, et par l'intensification des reflets lorsque le volume de mesure s'approche de la paroi. Ce dernier phénomène augmente la puissance reçue par le photomultiplicateur, et perturbe fortement le taux de validation et le taux d'acquisition dans cette région. Une solution consiste à modifier la calibration de la chaîne d'acquisition pour les points les plus proches de la paroi, mais aucun réglage n'a pu être trouvé pour éviter tout dommage du photomultiplicateur et assurer une mesure valide.

Une dernière approximation réside dans la position réelle du volume de mesure par rapport à la surface rugueuse, particulièrement pour la section d'essai d'indice 35 AFS dont la dimension caractéristique est de l'ordre de $425\ \mu m$, soit la même dimension que la longueur du volume de mesure ($400\ \mu m$).

Comme la distance exacte entre l'accès optique et le point de contact fictif entre le volume de mesure et la paroi est inaccessible, nous estimons l'erreur de position à environ $250\ \mu m$ pour la section d'essai d'indice 35 AFS. Cette approximation est réduite pour les sections d'essai plus lisses, en regard de la dimension caractéristique de leur rugosité respective.

Pour toutes ces raisons, les mesures correspondant à $y < 0,50$ mm ne sont pas présentées sur les figures 4.8, 4.9 et 4.10.

Profils d'intensité turbulente

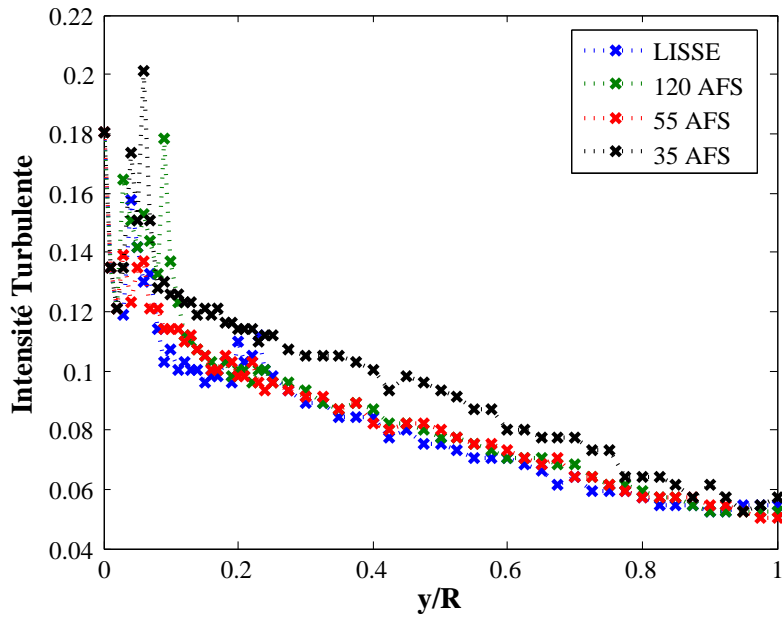


FIGURE 4.11 – Profils d'intensité turbulente - $Re = 22\ 000$

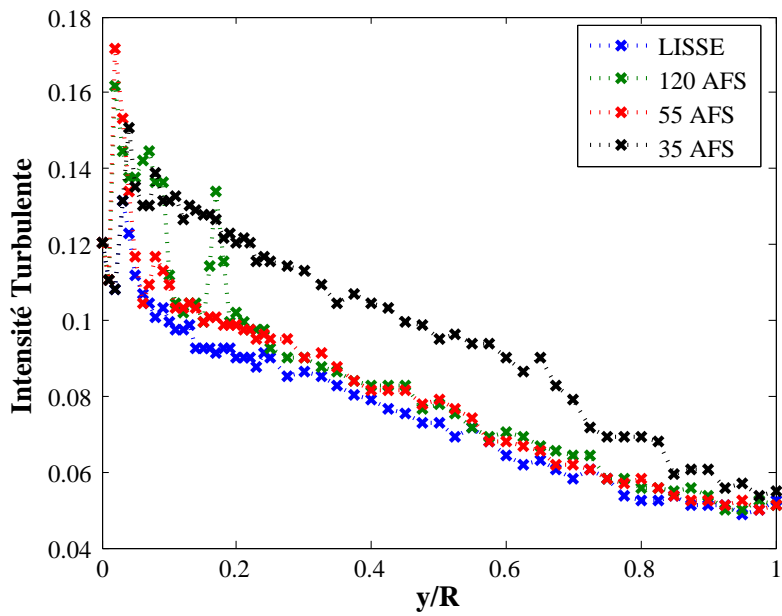
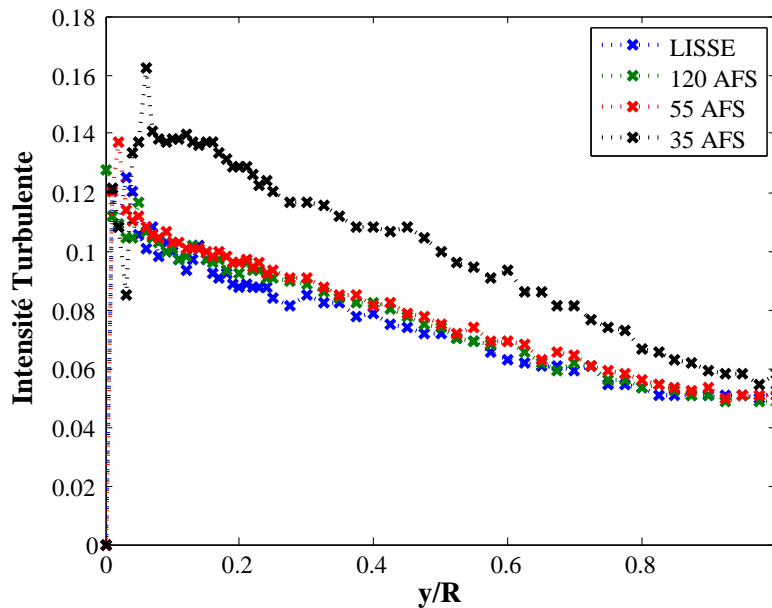


FIGURE 4.12 – Profils d'intensité turbulente - $Re = 41\ 000$

Les figures 4.11, 4.12 et 4.13 présentent les profils d'intensité turbulente, calculée à partir des

FIGURE 4.13 – Profils d'intensité turbulente - $Re = 90\,000$

mesures de profils de vitesse. L'intensité turbulente locale est calculée par la relation suivante :

$$I.T. = \frac{\sqrt{u'^2}}{U_{deb}} \quad (4.4)$$

Les résultats sont similaires à ceux rencontrés dans la littérature. Une valeur classique de 5-6% pour l'intensité turbulente est admise pour le cœur de l'écoulement turbulent en conduite. Cette valeur est mesurée pour les différents nombres de Reynolds et les quatre sections d'essai étudiés. Le comportement linéaire à l'approche de la paroi est aussi un comportement classique de l'écoulement turbulent en conduite.

En raison de la méthode de mesure utilisée, et pour les mêmes raisons que celles expliquées précédemment, il est difficile d'obtenir des mesures exploitables en région très proche paroi. Toutefois, les profils mesurés permettent de détecter l'augmentation d'intensité turbulente en $y/R \simeq 0,05 - 0,10$, correspondant à la localisation du pic de production d'énergie cinétique turbulente. Les mesures ne permettent pas de mettre en évidence l'effet de la rugosité sur l'intensité turbulente, hormis pour la section d'essai d'indice 35 AFS, qui présente un niveau d'intensité turbulente nettement supérieur à ceux mesurés pour les trois autres sections d'essai.

Profils de vitesse adimensionnée

Les figures 4.14, 4.15 et 4.16 présentent les profils de vitesse adimensionnée u^+ , ce qui nous donne accès aux grandeurs nécessaires pour établir des lois de paroi spécifiques tenant compte de la rugosité de type grain de sable. Les variables de paroi u^+ et y^+ sont définies par rapport à la vitesse de frottement u_τ :

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \tag{4.5}$$

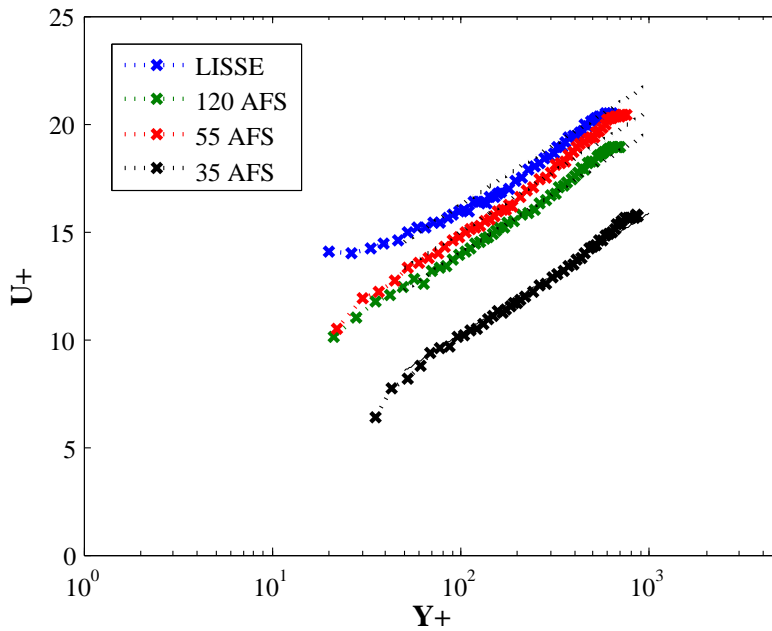
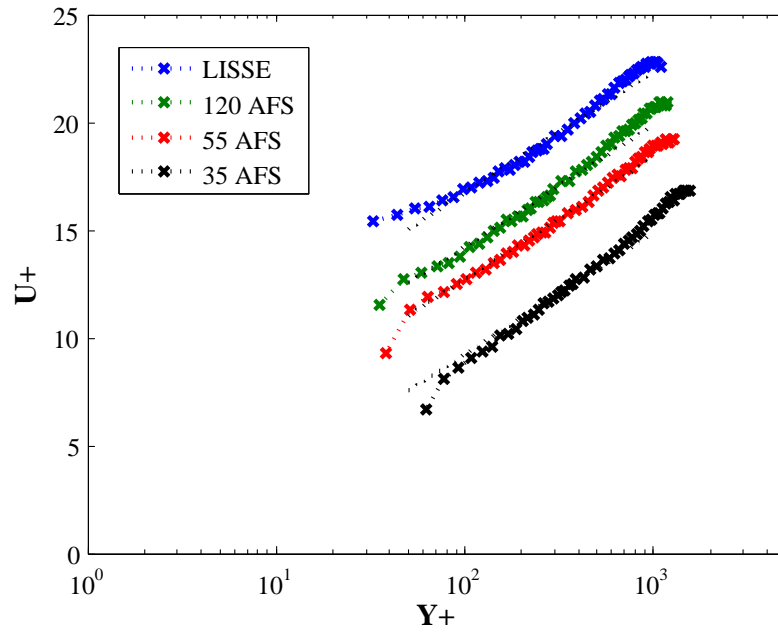
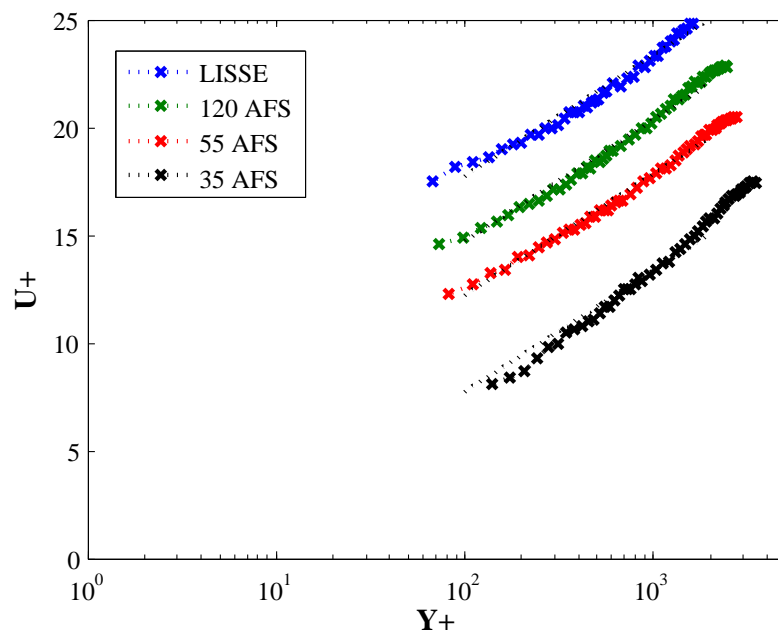


FIGURE 4.14 – Profils de u^+ - $Re = 22\ 000$

Sur ces figures l'effet de la rugosité est évident. Les profils présentent tous un comportement linéaire, dont la pente vaut $\kappa = 0,41$ de manière indépendante au nombre de Reynolds et à l'état de surface. Les lignes tracées en pointillés correspondent aux droites d'équation 4.6, où κ est constante et où les valeurs de β sont adaptées à l'état de surface de la section d'essai. Comme expliqué précédemment pour les profils de vitesse axiale, les points les plus proches de la paroi ne sont pas représentés car ceux-ci ne sont pas jugés exploitables. On distingue cependant pour certains profils une cassure de pente, qui correspond à l'extérieur de la sous-couche visqueuse (voir figure 4.15, sections d'essais d'indice 55 AFS et 35 AFS).

Malgré le faible volume de mesure fourni par la configuration du système LDV, il s'est avéré impossible de réaliser des mesures de vitesse dans la sous-couche visqueuse. Ceci est dû à la difficulté d'obtenir des résultats fiables dans la zone très proche de la paroi, en raison de la surexposition du photomultiplicateur. Nous avons tenté d'améliorer la méthode mise en œuvre en ensemençant l'écoulement avec des particules fluorescentes, et en filtrant le signal émis par les particules. Aucune configuration de la chaîne d'acquisition n'a pu délivrer un signal exploitable, y compris au cœur de l'écoulement.

FIGURE 4.15 – Profils de u^+ - $Re = 41\ 000$ FIGURE 4.16 – Profils de u^+ - $Re = 90\ 000$

Le tableau 4.4 présente les valeurs de β obtenues pour les différentes conditions d'écoulement.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + \beta \quad (4.6)$$

Il n'existe pas de consensus pour choisir la zone dans laquelle doit être définie la loi loga-

	22 000	41 000	90 000
Smooth pipe	5,0	5,5	6,5
$k_s = 105$	3,75	3,0	3,5
$k_s = 210$	2,75	1,5	1,0
$k_s = 425$	-1,0	-2,0	-3,5

Tableau 4.4 – Valeurs expérimentales de β

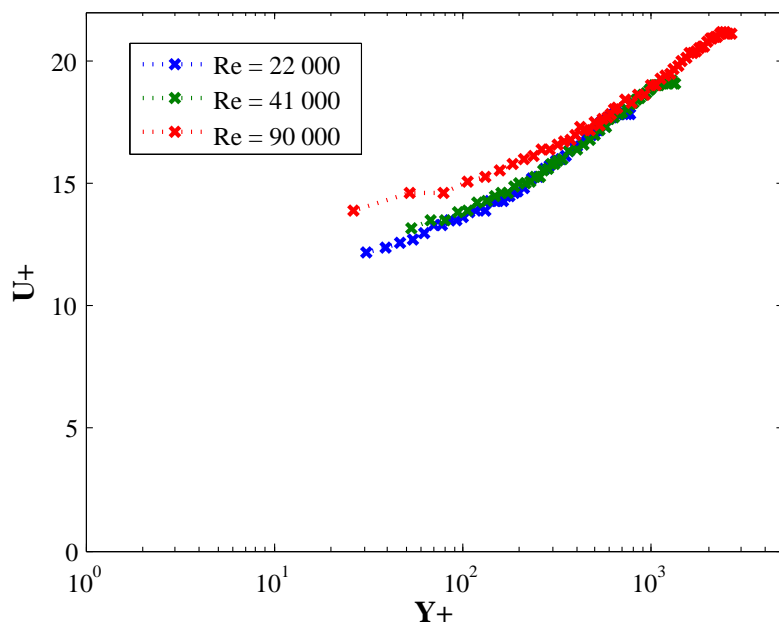
rithmique et par conséquent le choix des valeurs exactes de β est délicat. D'autant que cette variable doit représenter les effets de la diminution d'épaisseur de couche limite qui peuvent être générés par la présence de rugosité, par l'augmentation du nombre de Reynolds, ou encore l'existence d'un gradient de pression favorable.

Les résultats du tableau 4.4 sont particulièrement intéressants pour quantifier l'effet de l'état de surface sur la couche limite turbulente. Traditionnellement la littérature indique $\kappa = 0,41$ et $\beta = 5,0$. Comme attendu, l'état de surface est source de différences sur la loi logarithmique. Le comportement linéaire est retrouvé pour tout les régimes d'écoulement étudiés sans modification de la constante de Von-Karman κ . Le principal effet est le fort déficit de vitesse mesuré, qui est exprimé à travers les variations de la constante β .

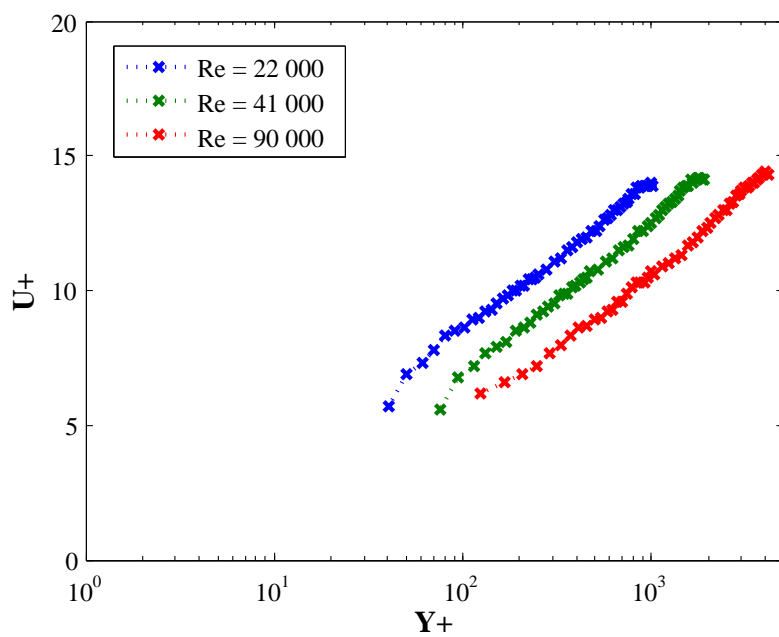
Les figures 4.17(a) et 4.17(b) présentent la sensibilité au nombre de Reynolds des profils de vitesse adimensionnée, respectivement pour la section d'essais lisse et la section d'essai d'indice 35 AFS. Ces graphes suggèrent que le nombre de Reynolds a très peu d'effet sur le profil de vitesse pour la section d'essai lisse, une légère différence apparaît pour le profil mesuré à $Re = 90\,000$ à l'approche de la paroi. La similarité des profils adimensionnés lorsque le nombre de Reynolds augmente correspond aux observations faites par Zagarola et Smits [108], qui ont réalisé des mesures de profils de vitesse pour une conduite lisse sur une plage de nombre de Reynolds allant de 31.10^3 à 31.10^6 .

Concernant la section d'essai d'indice 35 AFS, les profils de vitesses sont sensibles à l'augmentation du nombre de Reynolds et des différences notables apparaissent en terme de vitesse u^+ . Il faut préciser que les mesures pour $Re = 22\,000$ et $Re = 41\,000$, la température est constante (30°C), il n'y a pas d'effet dû au changement de viscosité. Les différences observées entre ces deux profils sont uniquement dues à l'augmentation de vitesse débitante. Pour une même valeur de y^+ , le déficit de vitesse est uniquement dû à une augmentation des forces de frottement.

Au contraire, les différences entre les profils mesurés à $Re = 41\,000$ et $Re = 90\,000$ sont uniquement dues à l'augmentation de température (la vitesse débitante est maintenue constante). Pour une même distance y^+ le déficit de vitesse est dû à une diminution brutale, voire à la destruction de la sous-couche visqueuse.



(a) Lisse



(b) 35 AFS

FIGURE 4.17 – Effet du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse adimensionnée u^+ selon l'état de surface

4.3 Transfert thermique

Les profils de température moyenne sont réalisés avec la même résolution spatiale que celle utilisée pour les profils de vitesse axiale.

Ces mesures ont été obtenues avec un nombre de Reynolds supplémentaire, les conditions d'écoulement sont détaillées dans le tableau 4.5.

U [m.s ⁻¹]	0,44		0,82	
T _{axe} [°C]	30	80	30	80
Reynolds	22 000	48 000	41 000	90 000
Prandtl	5,5	2,2	5,5	2,2
Peclet [.10 ³]	121	105	225	198

Tableau 4.5 – Conditions expérimentales des mesures de température

Le signal délivré par le thermocouple est échantillonné à une fréquence de 1 kHz. La mesure de profil est faite en mettant en butée le porte sonde contre la paroi, la distance entre la sonde et la paroi est alors de 575 μm, puis la platine de déplacement micrométrique déplace le porte sonde vers l'axe de la conduite. Le signal est enregistré en chaque point sur une durée de 50 secondes, la valeur locale retenue est la moyenne des 50 000 échantillons.

Les points situés en $r = 20$ mm correspondent aux températures de paroi.

4.3.1 Profils de température moyenne \bar{T}

Les figures 4.18(a), 4.18(b) et 4.18(d) mettent en évidence l'uniformité des profils de température. On peut distinguer l'effet du nombre de Reynolds qui améliore l'échange thermique, cela se traduit par une répartition plus linéaire de la température (particulièrement en $15 < r < 20$ mm) lorsque le nombre de Reynolds augmente. Cette représentation ne permet pas de différencier l'effet de la rugosité sur l'échange thermique mais elle met en évidence la faible épaisseur de la couche limite thermique.

Ces profils permettent le calcul de la température moyenne de l'écoulement en intégrant la température locale en fonction de la vitesse locale et du rayon :

$$T_{moy} = \frac{1}{\pi r_0^2 U_{moy}} = \int_0^{r_0} \bar{u}(r) \bar{T}(r) 2\pi r dr \quad (4.7)$$

Les résultats sont présentés dans le tableau 4.6. Ces données sont représentées en fonction du nombre de Nusselt (figure 4.19(a)) et du nombre de Peclet (figure 4.19(b)).

Il est alors possible de calculer le coefficient d'échange h à partir du flux thermique dissipé :

$$h = \frac{\phi}{S (T_{wall} - T_{moy})} \quad (4.8)$$

Le nombre de Nusselt $Nu = hD/\lambda$ est alors calculé pour chaque sections d'essai, puis comparé aux valeurs calculées par des corrélations de la littérature.

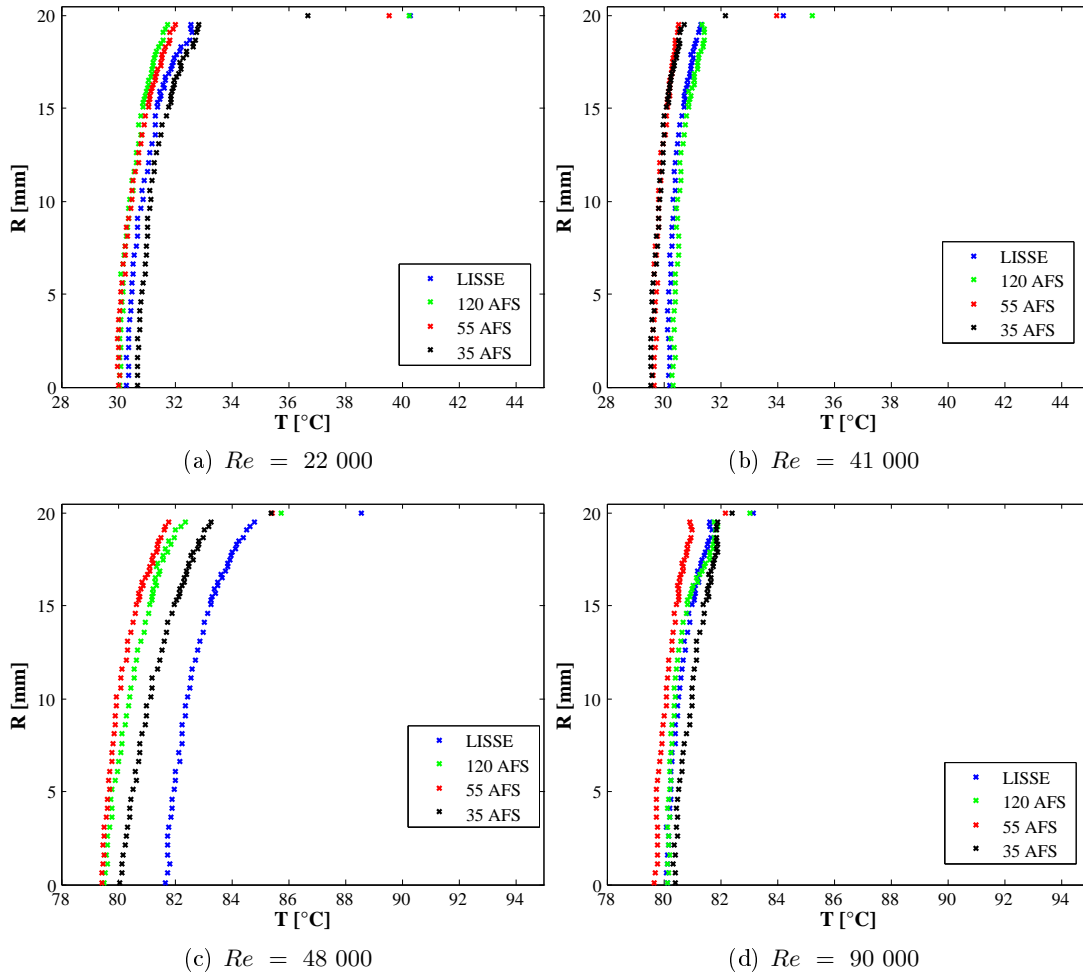


FIGURE 4.18 – Profils de température

4.3.2 Profils de température réduite θ

La température réduite θ représente l'évolution, en fonction de y / r , du terme :

$$\theta(y) = \frac{T(y) - T_{wall}}{T_{axe} - T_{wall}} \quad (4.9)$$

Ce type de représentation fait apparaître l'effet du nombre de Reynolds et celui de la rugosité. Pour les trois nombres de Reynolds présentés, la température relative à la section d'essai d'indice 35 AFS est systématiquement plus faible que pour les autres sections d'essai. L'écart de température entre la paroi et le fluide est réduit par l'effet positif des rugosités sur l'échange thermique. Cette amélioration s'explique en partie par l'augmentation de la surface d'échange par rapport à la section d'essai lisse, et par l'intensité turbulente plus élevée à la fois dans la zone proche paroi et dans l'ensemble de la conduite.

Peu de différences sont visibles entre les mesures correspondant aux sections d'essai lisse et

		22 000	41 000	48 000	90 000
Section lisse	T_{wall}	40,4	34,9	89,2	82,8
	T_{moy}	31,3	30,6	83,0	80,8
	T_{axe}	30,3	30,2	81,6	80,1
Section 120 AFS	T_{wall}	40,1	34,6	86,4	82,7
	T_{moy}	30,8	30,8	80,8	80,8
	T_{axe}	30,0	30,3	79,5	80,1
Section 55 AFS	T_{wall}	39,3	34,1	86,5	82,0
	T_{moy}	30,8	30,0	80,5	80,3
	T_{axe}	30,0	29,7	79,4	79,7
Section 35 AFS	T_{wall}	36,4	32,1	85,3	82,4
	T_{moy}	31,5	30,0	81,6	81,2
	T_{axe}	30,7	29,5	80,1	80,4

Tableau 4.6 – Ecart de température paroi - fluide

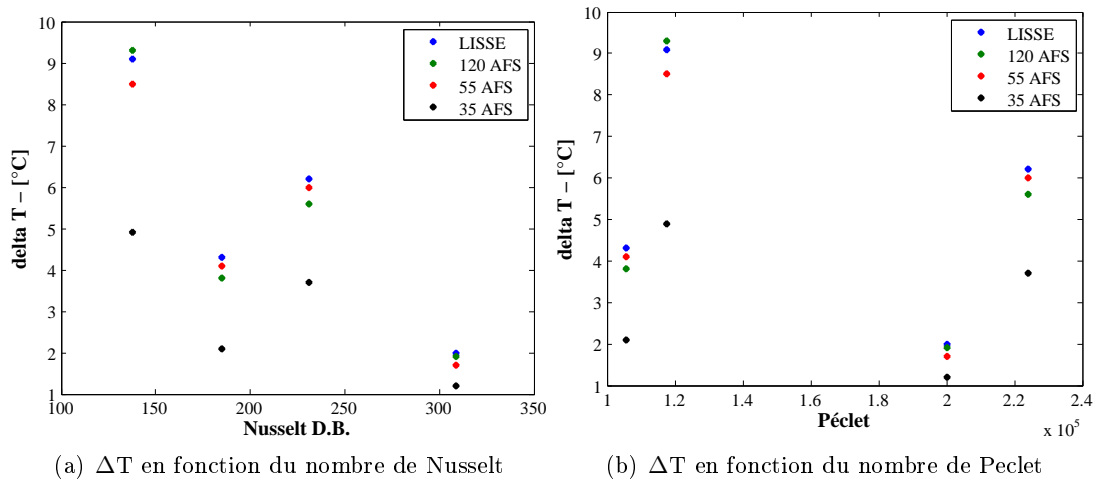
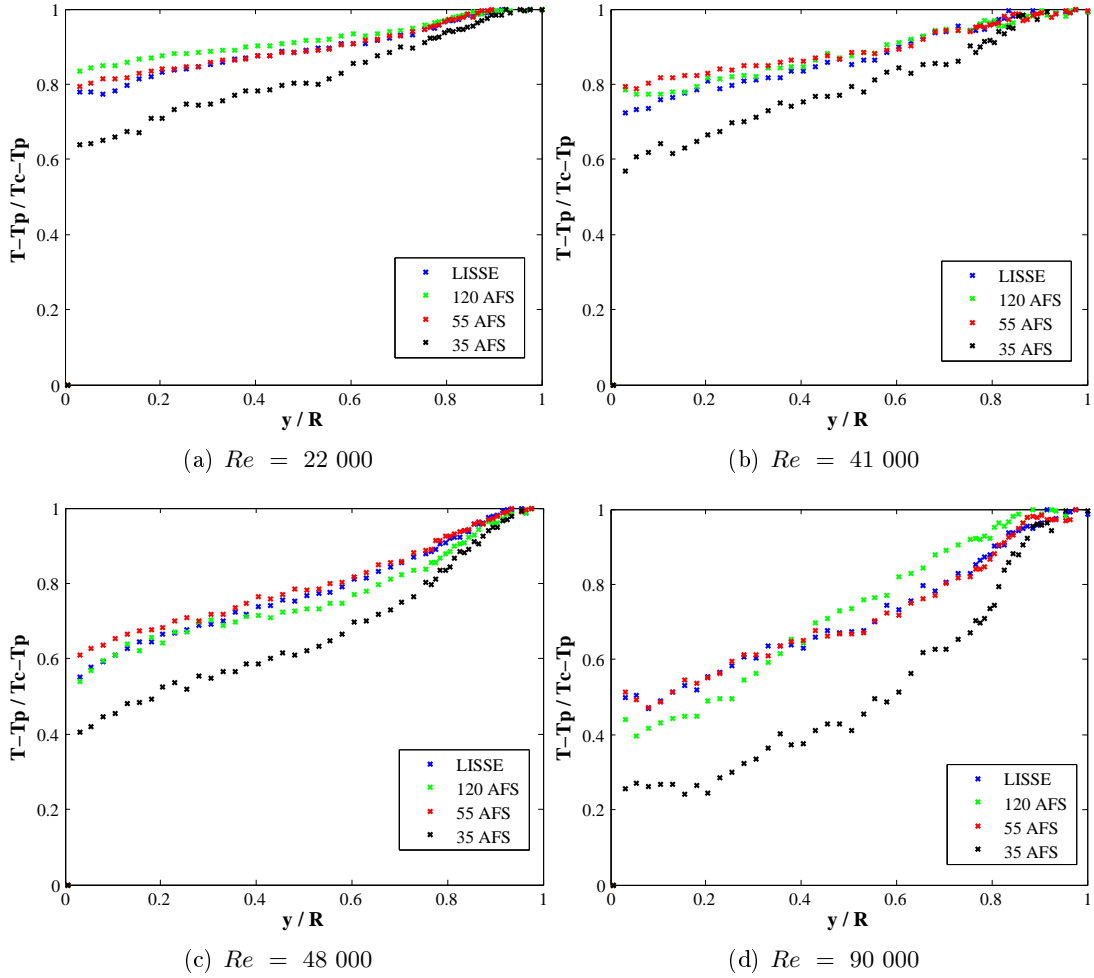


FIGURE 4.19 – Représentation des écarts de température paroi - fluide

de rugosité intermédiaire (indices 120 AFS et 55 AFS). L'effet du nombre de Reynolds se traduit par une pente plus importante des tracés lorsque celui-ci augmente, ce qui signifie qu'en tout point la température locale est plus proche de la température de paroi et donc que l'échange thermique est plus efficace (mais les mesures dans ce cas sont plus délicates).

Si les tracés sont réguliers pour la figure 4.20, l'augmentation du nombre de Reynolds (voir figure 4.20(d)) rend l'évolution de la distribution de température plus chaotique. Cette observation est valable pour toutes les sections d'essai utilisées, ce qui met hors de cause une éventuelle dérive de la chaîne d'acquisition. De plus, pour le point de fonctionnement le plus élevé en nombre de Reynolds, on distingue que certains points forment des plateaux dans une zone où l'on s'attend au contraire à une tendance continue ($0 < y/r < 0,2$). Ce comportement ne s'explique pas par les phénomènes physiques mis en jeu et met donc en évidence les difficultés et les limites de la technique employée pour la mesure de la température locale dans

FIGURE 4.20 – Profils de température réduite θ

une région très proche de la paroi ($y < 4$ mm pour la section d'essai d'indice 35 AFS et $y < 2$ mm pour les autres sections d'essai).

4.3.3 Profils de température adimensionnée T^+

La température adimensionnée est calculée à partir des données expérimentales :

$$T^+ = \frac{(T - T_{wall}) u_\tau}{\phi / \rho c} \quad (4.10)$$

Cette grandeur permet de caractériser l'échange thermique à l'échelle de la couche limite. Ces résultats sont les plus importants car ils permettent de quantifier les effets conjugués de l'augmentation du nombre de Reynolds et de la rugosité, dans le but de définir une loi de paroi thermique adapté à l'écoulement considéré.

Malgré l'attention portée aux mesures réalisées il est difficile de dégager une tendance concer-

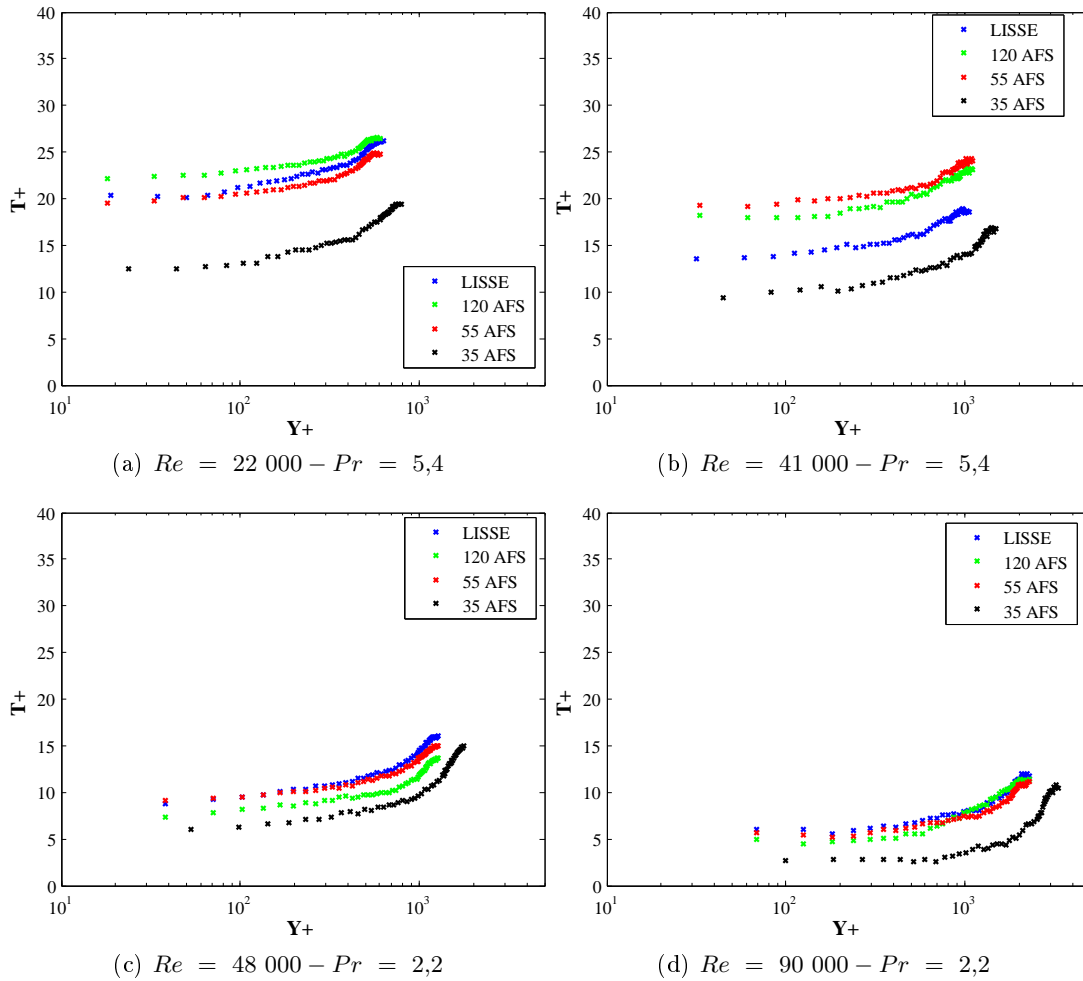


FIGURE 4.21 – Profils de température adimensionnée

nant l'effet de la rugosité, hormis pour la section d'essai d'indice 35 AFS. Le profil de température adimensionnée pour cette section d'essai est nettement inférieur aux autres profils pour un nombre de Reynolds égal à 22 000.

Les effets conjugués des variations du nombre de Reynolds et du nombre de Prandtl, minimisent les écarts entre les différents profils. Pour un nombre de Prandtl égal à 5,4, l'effet de la rugosité est visible. Les surfaces présentant une rugosité plus importante ont pour effet de diminuer la température de paroi. Par conséquent, les profils de température adimensionnée présentent des valeurs inférieures. Cette observation peut aussi être faite pour les profils correspondant à un nombre de Prandtl égal à 2,2, mais dans ce cas, les différences observées sont réduites. Pour un même nombre de Prandtl, le décalage vers des valeurs de T^+ inférieures tend à montrer l'amélioration de l'échange thermique, apportée par la présence de rugosité.

Les profils présentés montrent que la température adimensionnée est quasiment constante dans la région proche paroi, et ceci jusqu'à une distance de l'ordre de $y^+ = 500$. Ensuite, ces profils évoluent de manière logarithmique sur une plage de y^+ relativement réduite. Les mesures faites

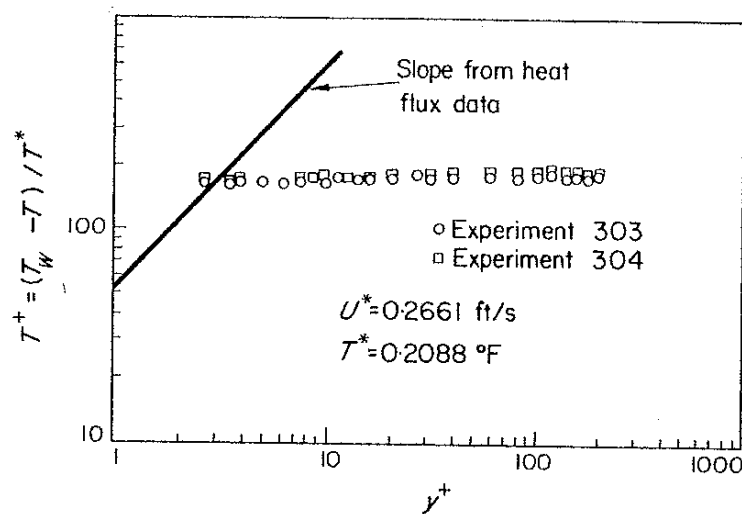


FIGURE 4.22 – Profils de température adimensionnée mesurés par Kudva [50]

par Kudva [50], présentées sur la figure 4.22, montrent une tendance identique. Ces résultats sont donc de nature à mettre en cause la pertinence d'une loi de paroi de type logarithmique pour la température, lorsque les valeurs de y^+ inférieures à 500.

4.3.4 Echange convectif

Les résultats expérimentaux sont comparés aux corrélations classiques de la littérature et à une adaptation de ces corrélations faite par Robinson *et al.* [80]. Les corrélations de type Nusselt sont multiples, on se limite ici aux corrélations adaptées aux écoulements d'eau en conduite. Ces corrélations ont pour la plupart été établies dans le cadre d'une couche limite thermique établie, ce qui n'est pas le cas pour les mesures réalisées. Si l'influence de la longueur d'établissement de la couche limite thermique sur le nombre de Nusselt est bien documentée, il n'en est pas de même pour l'échange thermique se développant sur paroi rugueuse.

On peut citer les travaux de Robinson *et al.* [80], qui ont étudié de manière globale le transfert de chaleur entre une plaque chauffée et un écoulement d'eau dans une thématique similaire à cette étude. Ces auteurs montrent les écarts significatifs entre les corrélations classiques de type Dittus-Boelter et leurs résultats expérimentaux. L'origine de ces écarts est principalement liée au développement de la couche limite thermique dans une couche limite dynamique déjà établie. Leur formulation prend en compte cette particularité, ainsi que les effets de la rugosité de paroi et les variations des propriétés thermo-physiques avec la température.

Les corrélations utilisées sont les suivantes :

Dittus - Boelter :

$$Nu = 0,0243 \times Re^{0,8} \times Pr^{0,4}$$

Petukhov - flux constant :

$$Nu = \frac{\xi/8 (Re - 1000) Pr}{1 + 12,7\sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)} \left(1 + \left(\frac{D_h}{L} \right)^{2/3} \right) \text{ avec } \xi = \frac{1}{(1,82 \log Re - 1,64)^2}$$

Notter - Sleicher :

$$Nu = 5 + 0,016 Re^a Pr^b$$

$$a = 0,88 - 0,24/(4 + Pr) \text{ et } b = 0,33 + 0,5 e^{-0,6 Pr}$$

Robinson :

$$Nu = (0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}) \times \frac{1 + 24 Re^{-0,23} (x/D_h)^n}{[1 - (x_0/x)^{0,9}]^{1/9}}$$

$$\times \left[0,091 \left(\frac{\varepsilon}{D_h} \right)^{-0,125} Re^{0,363} (\varepsilon/D_h)^{0,10} \right] \times \left(\frac{\mu_{bulk}}{\mu_{wall}} \right)^{0,14}$$

$$n = 2,08 \times 10^{-6} Re - 0,815$$

Le tableau 4.7 présente les conditions d'applications des corrélations utilisées.

Auteur	Géométrie	Reynolds	Prandtl	Précision
Dittus - Boelter [24]	Conduite cylindrique lisse	$10^4 - 120.10^3$	0,7 - 120	$\pm 15\%$
Petukhov [74]	Conduite cylindrique lisse	$10^4 - 5.10^6$	0,5 - 200	$\pm 10\%$
Notter - Sleicher [89]	Conduite cylindrique lisse	$10^4 - 10^6$	0,1 - 10^4	$\pm 10\%$
Robinson [80]	Canal lisse / rugueux	$3,5.10^3 - 70.10^3$	$\simeq 2$	-

Tableau 4.7 – Conditions expérimentales des corrélations de type Nusselt utilisées

Pour chaque section d'essai, on présente le nombre de Nusselt expérimental et celui calculé par les corrélations. Ces résultats sont présentés en fonction du nombre de Nusselt issus de la corrélation de Dittus - Boelter et du nombre de Peclet ($Pe = Re \times Pr$). Pour toutes les sections d'essai étudiées les résultats montrent que le nombre de Nusselt expérimental est très supérieur à celui prévu par les corrélations (hormis celle de Robinson).

Les écarts les plus faibles sont constatés pour les nombres de Reynolds $Re = 22\ 000$ et $Re = 41\ 000$ et pour les sections d'essai lisse et d'indice 120 AFS. Ces conditions d'écoulement sont assez proches des conditions dans lesquelles doivent être utilisées ces corrélations, ce qui explique des résultats similaires.

En revanche, l'augmentation du nombre de Reynolds et de la rugosité fait apparaître de très fortes différences. Ces résultats mettent en évidence l'inadéquation des corrélations standards à prévoir l'échange thermique en présence de parois rugueuses. Pour les nombres de Reynolds les plus élevés ($Re = 48\ 000$ et $Re = 90\ 000$) et pour les sections d'essai d'indice 55 AFS et 35 AFS, les écarts relevés entre les valeurs issues des corrélations standards et les résultats

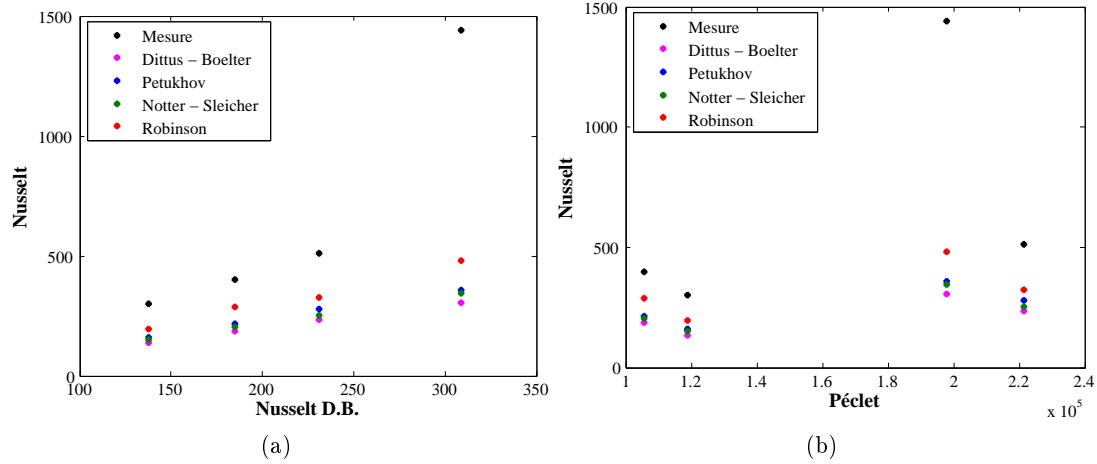


FIGURE 4.23 – Nusselt expérimental - section d'essai lisse

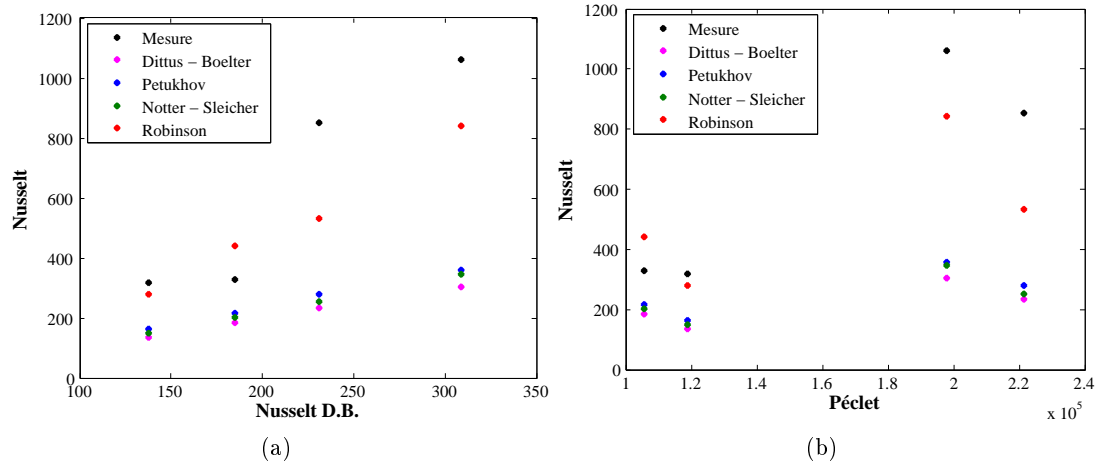


FIGURE 4.24 – Nusselt expérimental - section d'essai d'indice 120 AFS

présentés ici (ou ceux issus de la corrélation de Robinson) sont importants. Le nombre de Nusselt expérimental est deux à trois fois plus élevé que celui prédit par une corrélation de type Dittus-Boelter.

Les résultats expérimentaux concordent bien avec les résultats provenant de la corrélation de Robinson, hormis pour quelques points de fonctionnement. Sur les seize configurations étudiées, deux d'entre elles (section d'essai lisse - $Re = 90\,000$ (figure 4.27(a)), section d'essai d'indice 35 AFS - $Re = 41\,000$ (figure 4.27(d))) font apparaître une différence notable entre nos résultats et ceux calculés par la corrélation de Robinson. Ces points de fonctionnement à vitesse débitante maximale ($U_{deb} = 0,82 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) sont difficiles à stabiliser d'un point de vue thermique. La régulation indique précisément la puissance appliquée aux éléments chauffants et cette valeur doit être stable avant toute mesure. Pour les points concernés, il s'est avéré impossible d'assurer un régime strictement établi.

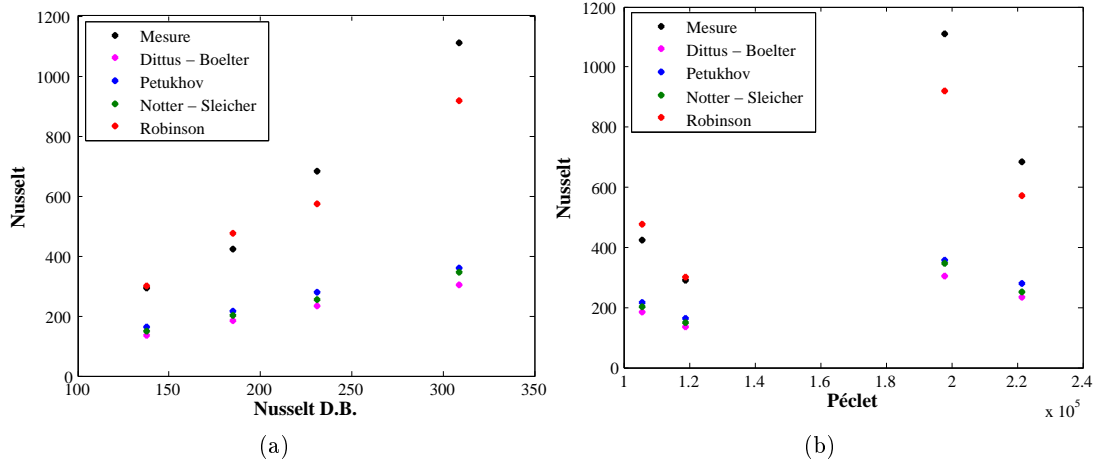


FIGURE 4.25 – Nusselt expérimental - section d'essai d'indice 55 AFS

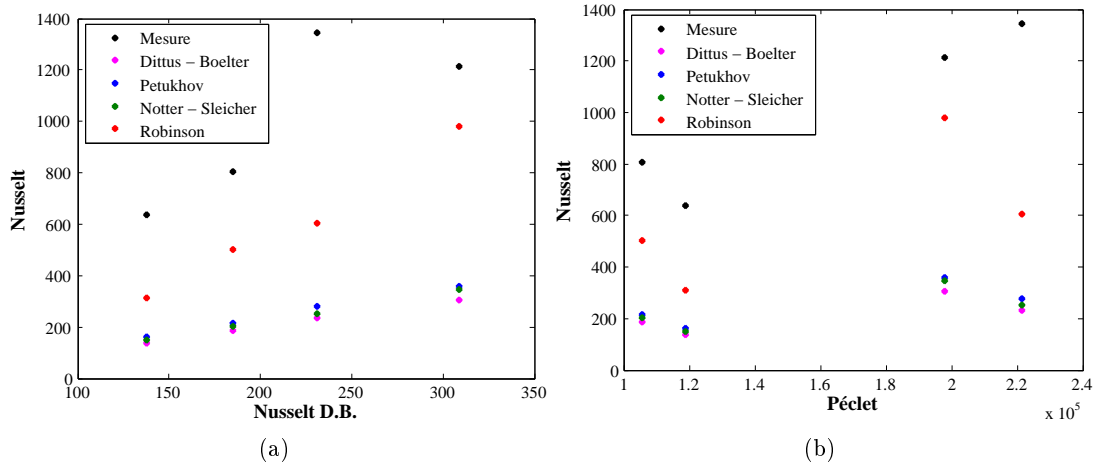


FIGURE 4.26 – Nusselt expérimental - section d'essai d'indice 35 AFS

Dans l'ensemble, les mesures réalisées confirment le rôle majeur de la rugosité dans les phénomènes d'échange thermique.

Une manière d'évaluer l'effet de la rugosité sur l'écoulement et le transfert thermique est de calculer le rapport St/C_f défini comme :

$$\frac{St}{C_f} = \frac{h/(\rho U c)}{\lambda/4} \quad (4.11)$$

Ce rapport indique l'efficacité du transfert comparé à la perte par frottement. Dans ces conditions, le nombre de Reynolds semble être le paramètre pertinent et ces courbes indiquent une augmentation quasiment linéaire en fonction de ce paramètre. Mais un effet négatif de l'augmentation de la rugosité est observé sur les courbes de la figure 4.28.

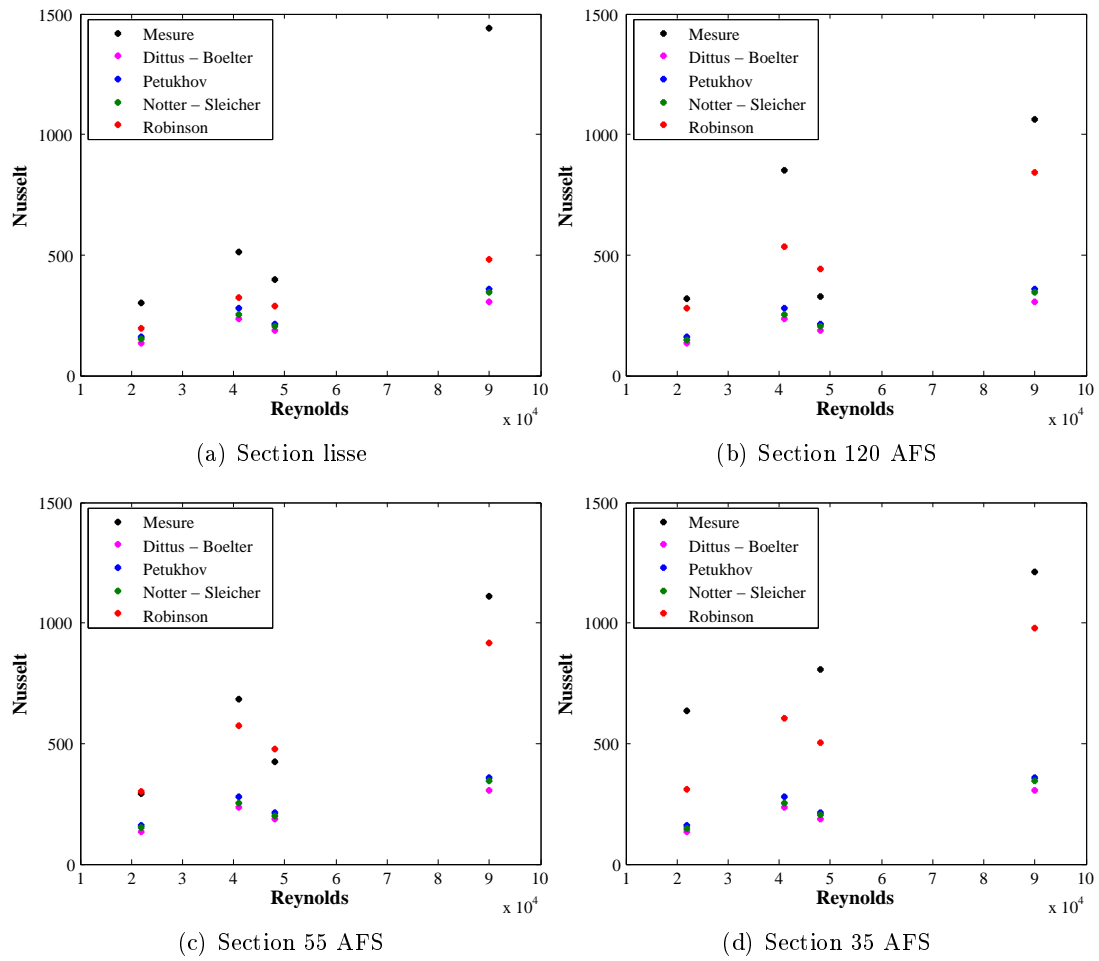


FIGURE 4.27 – Nusselt expérimental en fonction du nombre de Reynolds

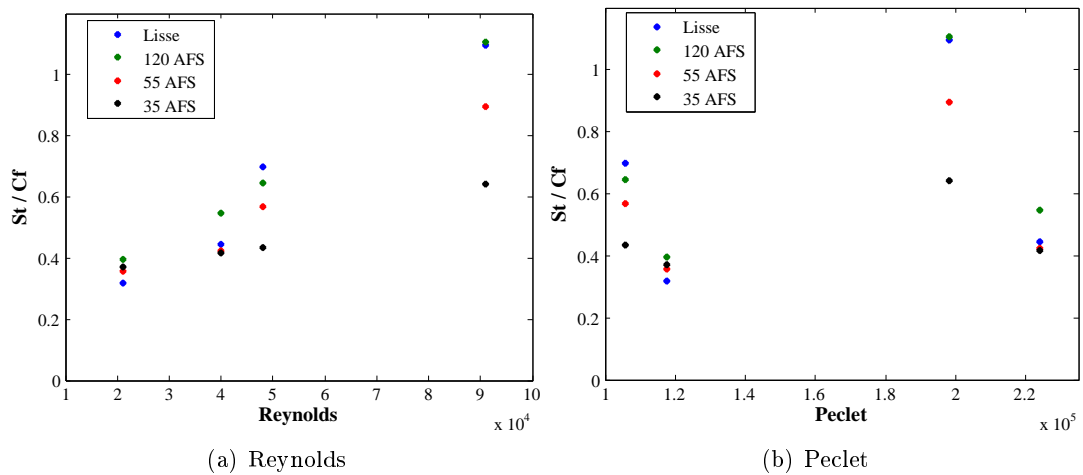


FIGURE 4.28 – Evolution du rapport St/C_f

Conclusion

Ce chapitre a permis de présenter l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus. Les résultats des mesures de pression statique confirment le caractère transitionnel rugueux de l'écoulement obtenu avec les sections d'essai rugueuses. L'accès au gradient de pression permet de déterminer la vitesse de frottement spécifique à chaque condition d'écoulement, ces dernières faisant varier le nombre de Reynolds, le nombre de Prandtl et l'état de surface. La vitesse de frottement permet de convertir les données expérimentales en variables de paroi, de façon à analyser ces résultats à l'échelle de la couche limite. Une campagne de mesure PIV a été menée dans le but de contrôler l'absence de mouvement de swirl dans l'écoulement, et donc de vérifier l'établissement du profil de vitesse turbulent.

Les résultats obtenus par LDV permettent de quantifier précisément l'effet de la rugosité sur le profil de vitesse. A l'échelle de la couche limite, le caractère universel de la loi logarithmique est retrouvé pour toutes les sections d'essai. Pour les sections rugueuses, le déficit de vitesse observé est relié directement à la dimension caractéristique de la rugosité. Cette technique de mesure permet aussi d'étudier les profils d'intensité turbulente, pour lesquels l'effet de la rugosité n'est visible que pour la section d'essai la plus rugueuse.

Les mesures de température ont été réalisées grâce à la collaboration de F. Lanzetta, de l'institut FEMTO-ST, spécialisé dans la réalisation de thermocouples micrométriques. L'utilisation d'un thermocouple de $50\ \mu\text{m}$ a permis d'accéder à la température locale du fluide, au plus proche de la paroi, et ainsi de caractériser le profil de température adimensionnée pour les différentes sections d'essai.

Le coefficient d'échange thermique mesuré est bien plus élevé que celui prévu par les corrélations classiques de la littérature, ce qui confirme les résultats obtenus par Robinson [80]. Aussi, nos résultats expérimentaux confirment l'effet positif de la rugosité sur l'échange thermique, pour des conditions identiques d'écoulement et de flux thermique, le gain en température de paroi est de l'ordre de 5°C entre les sections d'essai lisse et 35 AFS.

Chapitre 5

Etude numérique

Sommaire

5.1	Calcul au standard industriel	135
5.1.1	Objectif	135
5.1.2	Domaine de calcul	136
5.1.3	Résultats	138
5.2	Simulation numérique des grandes échelles - JADIM	144
5.2.1	Conditions de calcul	145
5.2.2	Résultats	148

5.1 Calcul au standard industriel

5.1.1 Objectif

L'objectif de ce travail est de s'assurer de la fidélité du code par rapport aux mesures expérimentales et de valider les critères permettant de réaliser les simulations en prenant en compte l'état de surface réel.

Les résultats expérimentaux fournissent une base de données qui permet d'évaluer la capacité du code à prendre en compte l'effet de la rugosité sur l'écoulement et le transfert thermique. Le travail d'évaluation du code est réalisé sur un domaine de calcul représentant l'installation expérimentale à l'échelle 1 : 1 (une condition de symétrie sur l'axe est appliquée pour alléger la taille du maillage). Les conditions aux limites pour les parois correspondent aux parois physiques, c'est-à-dire que la section d'établissement lisse est suivie d'une section d'essai, dont la rugosité de paroi a pour dimension la taille du grain moyen du sable correspondant. Le code est évalué pour un nombre de Reynolds $Re = 90\,000$ avec une rugosité de type grain de sable dont le paramètre k_s est fixé à $k_s = 210\ \mu\text{m}$ (55 AFS) puis $k_s = 420\ \mu\text{m}$ (35 AFS).

Les conditions aux limites du code permettent de paramétrer l'état de surface d'une paroi à l'aide de deux termes : k_s et C_s . Dans ce cas la loi de paroi est modifiée de la façon suivante :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) - \Delta B \tag{5.1}$$

où le terme ΔB est calculé au travers d'une fonction de rugosité :

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(f_r) \quad (5.2)$$

Classiquement, le terme ΔB sera calculé différemment selon le régime d'écoulement dans la couche limite :

- régime lisse pour $K_s^+ < 2,25$:

$$\Delta B = 0$$

- régime transitionnel pour $2,25 < K_s^+ < 90$:

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{K_s^+ - 2,25}{87,75} + C_s K_s^+ \right] \times \sin(0,4258 (\ln K_s^+ - 0,811))$$

- régime complètement rugueux pour $K_s^+ > 90$:

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln(1 + C_s K_s^+)$$

Avec $K_s^+ = \frac{k_s u^+}{\nu}$

Le modèle de rugosité de paroi est donc défini par les deux constantes k_s et C_s . Ce modèle est paramétré à zéro dans le cas d'une paroi lisse. Pour une paroi présentant une rugosité homogène de type grain de sable, la valeur de k_s correspond à la dimension équivalente des grains de sable. Si ce type de rugosité n'est plus uniforme, la valeur de k_s la plus physique correspond au diamètre moyen des grains utilisés.

La rugosité étudiée ici étant de type grain de sable, le choix de la valeur de k_s est facilité bien que l'uniformité de l'état de surface ne soit pas assurée.

Le paramètre C_s traduit la nature de la rugosité. Par défaut, le code considère $C_s = 0.5$ de façon à reproduire les résultats de Nikuradse obtenus en conduite rugueuse. Le paramètre C_s peut être ajusté en fonction de la nature de l'état de surface considéré. Sachant que les études analytiques, ou théoriques, sur l'effet de la nature de l'état de surface sur l'écoulement proche paroi sont très récentes, il existe peu de références permettant d'adapter ce type de modèle, pour des rugosités différentes d'une rugosité type grain de sable.

5.1.2 Domaine de calcul

Le calcul est réalisé selon la méthodologie interne de RENAULT, les deux modifications par rapport au standard de calcul sont la géométrie et les conditions aux limites pour les sections d'essai. Le domaine de calcul représente le volume de fluide expérimental à l'échelle 1 : 1 en considérant un plan de symétrie (figure 5.1).

Le maillage surfacique est de type quadrangulaire. Le volume est généré par extrusion du plan transverse à l'écoulement. La périphérie du domaine dispose de deux épaisseurs de mailles

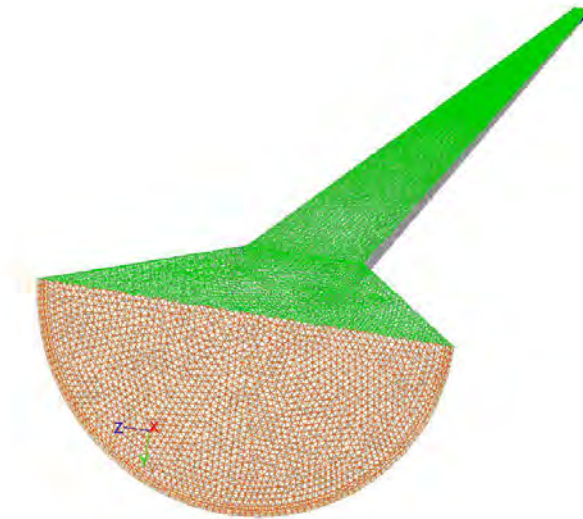


FIGURE 5.1 – Domaine de calcul

dont la hauteur est définie pour respecter les critères de validité de la loi de paroi ($y^+ \approx 30$).

Le cœur de l'écoulement est complété par des éléments prismatiques. La résolution du maillage est relâchée dans la section d'établissement et jusqu'à deux diamètres de la sortie de la section d'essai (figure 5.2(a)). Dans cette dernière partie la taille des mailles définissant le cœur du fluide est de 0.35 mm tandis que les mailles proche paroi ont une hauteur de 0.5 mm (figure 5.2(b)). Le choix de cette résolution est dicté par la volonté de comparer les profils de vitesse numériques obtenus par calcul CFD aux profils de vitesse expérimentaux issus de mesures LDV.

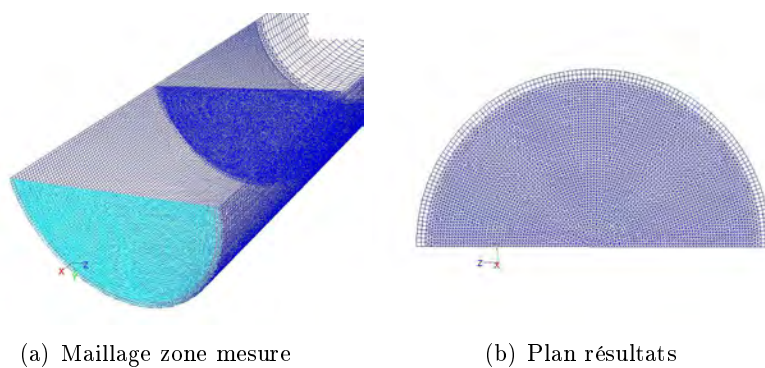


FIGURE 5.2 – Raffinement du maillage

Le calcul utilise un modèle de turbulence $k-\varepsilon$ *realizable* avec loi de paroi standard. Une vitesse uniforme est imposée en entrée de domaine. La pression est imposée à zéro dans le plan de sortie du domaine de calcul. Les conditions initiales pour la turbulence sont fixées en entrée et sortie du domaine par l'intensité turbulente (5%) et l'échelle de longueur (0.5 mm). Les valeurs

d'intensité turbulente obtenues lorsque le calcul est convergé sont de 0.47% pour l'entrée et de 4.67% en sortie. La section d'essai est paramétrée pour représenter la section lisse ($k_s = 0$) et deux sections rugueuses d'indices 55 et 35 AFS ($k_s = 210 \mu\text{m}$ et $k_s = 420 \mu\text{m}$).

5.1.3 Résultats

Les résultats portent sur les pertes de charge et les profils de vitesse. Les résultats numériques sont comparés aux valeurs expérimentales de pression et de vitesse axiale obtenues par mesure LDV. Comme les calculs convergent rapidement, les résultats sont traités après 3000 itérations (figure 5.3).

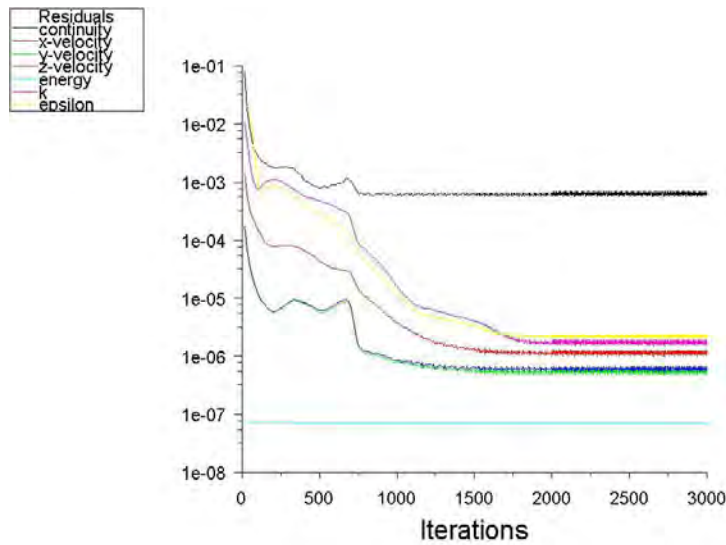


FIGURE 5.3 – Convergence des résidus

Pression

La figure 5.4 présente l'évolution de pression dans le domaine de calcul. Les conditions aux limites imposent une pression nulle en sortie de domaine. On distingue la partie relative à la section d'établissement lisse pour les trois premiers points où les lignes de pression sont parallèles. L'effet de la rugosité est visible sur la partie relative à la section d'essai. Le gradient de pression augmente avec la rugosité, mais les résultats correspondant à la section d'essai d'indice 35 AFS sous-estiment fortement les pertes linéiques provoquées par ce niveau de rugosité (voir tableau 5.1). Alors que la dimension caractéristique de la rugosité est doublée ($k_s = 420 \mu\text{m}$), le code fournit un résultat très proche de celui trouvé pour la rugosité de type 55 AFS ($k_s = 210 \mu\text{m}$).

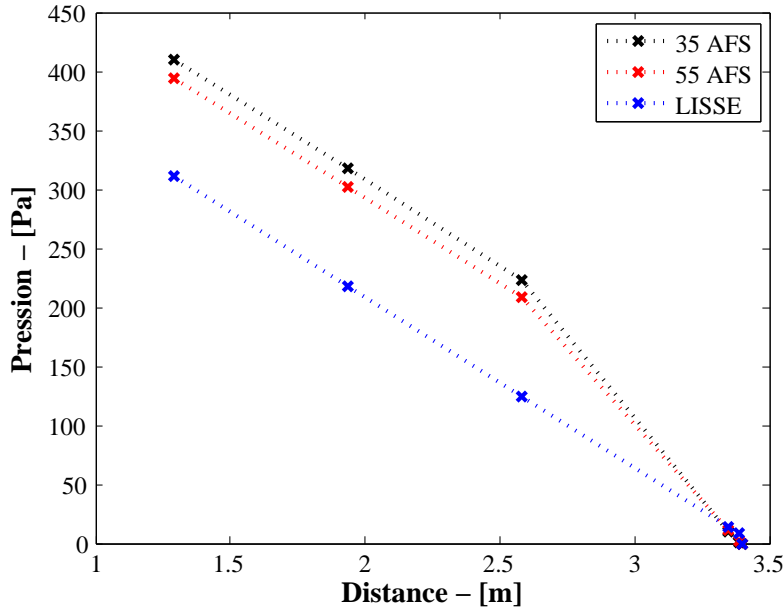


FIGURE 5.4 – Pression dans le domaine de calcul

	section lisse	section 55 AFS	section 35 AFS
ΔP_{calcul}	117	206	222
ΔP_{mesure}	130	195	312

Tableau 5.1 – Pertes de charge en Pa

Vitesse

La figure 5.5 présente les profils de vitesse avant et après le changement d'état de surface (section d'établissement lisse vers section d'essai d'indice 55 AFS). Les profils de vitesse sont tracés pour une distance équivalente à un diamètre en amont du changement de section et à différentes longueurs (1 à 5 diamètres) en aval de ce changement. Cette représentation permet d'évaluer la façon dont le code traduit la modification de l'état de surface.

Les profils obtenus font apparaître une variation continue du profil de vitesse à mesure que l'écoulement se redéveloppe en présence de parois rugueuses. Ce résultat est cohérent avec les observations expérimentales faites par Antonia et Luxton [6] [7].

La figure 5.6 présente les profils de vitesse obtenus dans le plan de sortie des sections d'essai. Les trois profils correspondent respectivement aux sections d'essai lisse, 55 AFS puis 35 AFS. L'effet de la rugosité apparaît de la même manière que pour les profils expérimentaux, à savoir un ralentissement de la vitesse locale dans la zone proche paroi et une accélération sur l'axe. Si les profils correspondant à la section d'essai lisse et 55 AFS sont distincts, il n'en est pas de même pour les profils relatifs aux sections d'essai 55 AFS et 35 AFS. A nouveau le code ne semble pas être capable de traduire l'effet de la rugosité pour une dimension caractéristique de l'ordre de $k_s = 410 \mu\text{m}$.

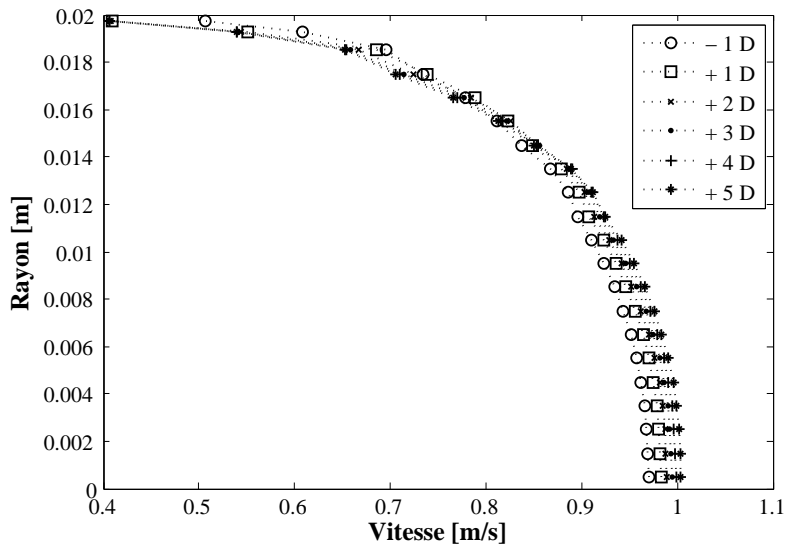


FIGURE 5.5 – Evolution du profil de vitesse suite au changement d'état de surface (surface lisse - surface rugueuse 55 AFS $k_s = 210 \mu\text{m}$)

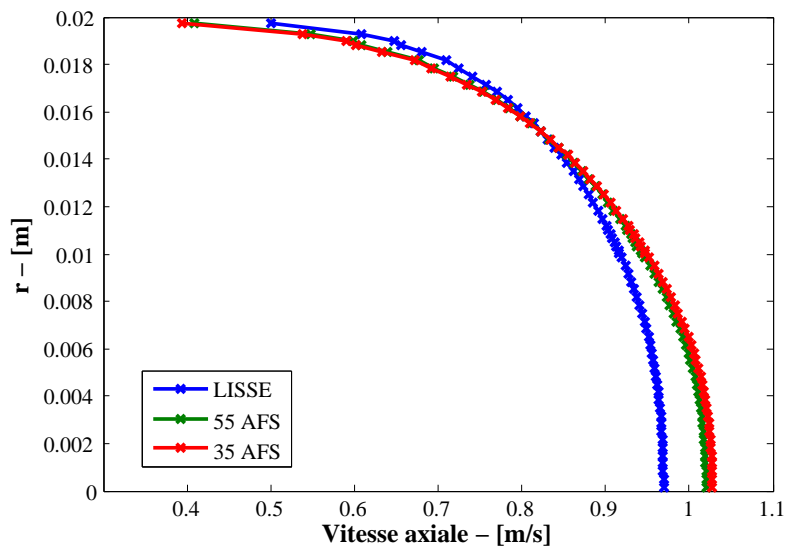


FIGURE 5.6 – Profils vitesse axiale

Les observations précédentes sont d'autant plus visibles lorsque l'on étudie la vitesse adimensionnée u^+ comparée aux valeurs expérimentales. Ces profils sont présentés sur la figure 5.7. Cette représentation permet de quantifier plus précisément l'écart existant entre les profils issus de calcul CFD et les mesures expérimentales obtenues par LDV. Si pour les sections d'essais lisse et d'indice 55 AFS le code fournit des résultats satisfaisants, il apparaît nettement que le déficit de vitesse Δu^+ relatif à la rugosité de la section d'essais 35 AFS ne correspond pas aux

données expérimentales. Les différences entre les profils de vitesse u^+ calculés pour les sections d'essai 55 AFS et 35 AFS sont mineures alors que la dimension caractéristique de la rugosité à doublé. Ces observations mettent en évidence la difficulté du code à représenter de manière fidèle l'effet de la rugosité, en ne considérant que la dimension caractéristique de celle-ci. L'application numérique de la relation 5.2 ne permet pas d'expliquer l'origine des limites du code lorsque les résultats numériques sont confrontés aux mesures expérimentales.

A partir de la valeur de la contrainte de frottement τ_{wall} issue des calculs CFD, nous pouvons déterminer la vitesse de frottement u_τ . Disposant de cette grandeur et de la dimension caractéristique des différentes rugosités, nous calculons ensuite K_s^+ et enfin le terme ΔB qui est soustrait de la loi logarithmique. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.2 Le terme

	k_s [μm]	τ_{wall} [Pa]	u_τ [cm.s^{-1}]	K_s^+	ΔB
55 AFS	210	2.43	4.99	28.7	5.8
35 AFS	420	2.62	5.18	59.7	8.2

Tableau 5.2 – Calcul de ΔB selon la relation 5.2

ΔB calculé pour la section d'indice 55 AFS correspond bien à l'écart visible sur la figure 5.7 entre les profils des sections lisse et 55 AFS. En revanche cet écart n'est pas retrouvé pour la section 35 AFS. Le résultat non conforme obtenu peut s'expliquer en partie par un effet du maillage. En effet la taille des deux premières cellules est de $500 \mu\text{m}$ alors que la dimension de la rugosité est de $420 \mu\text{m}$.

Aucune information n'est disponible sur les critères de maillage à appliquer pour respecter l'application de la loi de paroi, dans le cas d'une paroi rugueuse. Un calcul avec une dimension de première cellule supérieure mais respectant le critère $y^+ < 300$ pourrait permettre de lever le doute sur les résultats du code dans la configuration relative à la surface 35 AFS.

Transfert thermique

Les calculs sont réalisés en résolvant l'équation de l'énergie. Une condition de flux imposé est appliquée sur la section d'essai. La densité de flux est de 53 kW.m^{-2} . La température du fluide est de 80°C (353°K) avant la section d'essai. La figure 5.8 présente l'évolution de la température sur l'axe pour les trois conditions de rugosités imposées (lisse, 55 AFS et 35 AFS). La figure 5.8 montre que la température sur l'axe est insensible à la condition de flux imposé sur une longueur équivalente à cinq diamètres, et ce quel que soit l'état de surface. Cette distance correspond à la longueur d'établissement du coefficient d'échange h . La température tend vers une évolution linéaire. On remarque une température sur l'axe légèrement supérieure avec l'accroissement de la rugosité, avec toujours très peu de différence entre les deux sections d'essai rugueuses.

Pour évaluer de manière plus quantitative les résultats issus du code, nous présentons dans le tableau 5.3 les grandeurs caractéristiques du transfert thermique convectif : le coefficient d'échange thermique de paroi appelé *Wall Heat Transfer Coeff.*, le coefficient d'échange thermique *Surface Heat Transfer Coeff.* et le nombre de Nusselt. Ces grandeurs sont définies par

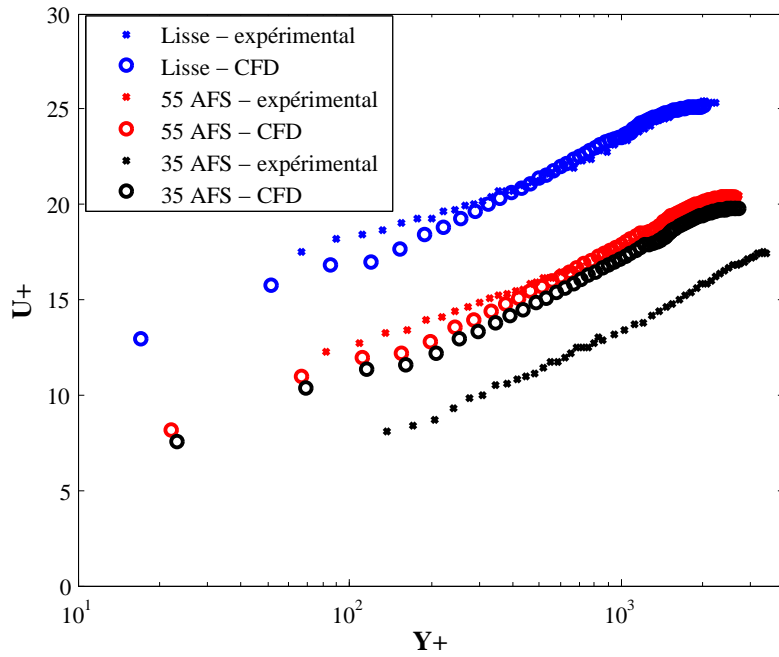


FIGURE 5.7 – Comparaison profils calculés - profils expérimentaux

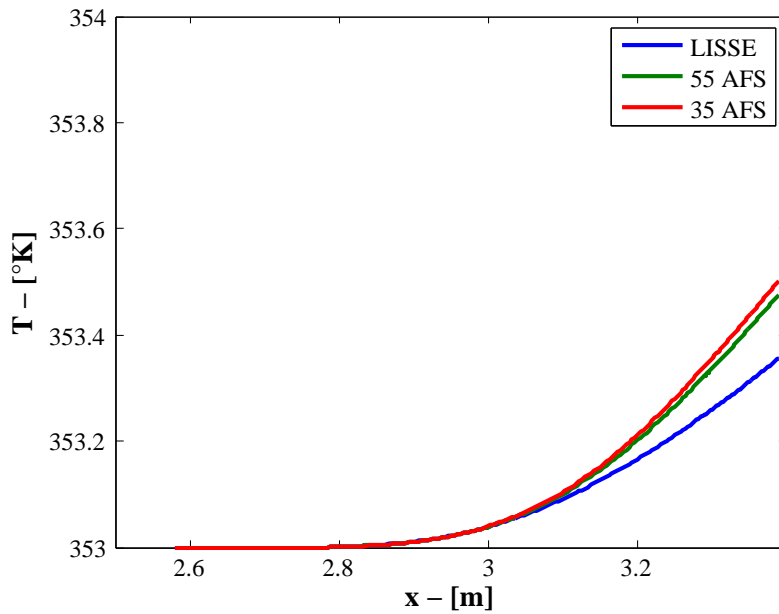


FIGURE 5.8 – Evolution de température sur l'axe

les relations suivantes :

$$Wall\ HTC = \frac{\rho C_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{T^+} \quad (5.3)$$

$$HTC = \frac{q}{T_{wall} - T_{fluide}} \quad (5.4)$$

$$Nusselt = \frac{HTC \times D}{\lambda} \quad (5.5)$$

	Lisse	55 AFS	35 AFS
Wall HTC	7 123	14 272	15 231
HTC	5 355	8 998	9 418
Nusselt CFD 1	319	537	562
Nusselt CFD 2	425	852	909
Nusselt Robinson	481	919	979
Nusselt Expérimental	1440	1110	1212

Tableau 5.3 – Effet de la rugosité sur le coefficient d'échange thermique

La distinction des nombres de Nusselt *CFD 1* et *CFD 2* se fait selon le coefficient d'échange utilisé dans le calcul de ce nombre. Pour le premier cas (*CFD 1*), on considère le coefficient d'échange thermique *HTC*. Alors que pour le deuxième cas (*CFD 2*), on considère le coefficient d'échange thermique de paroi *Wall HTC*.

Ces résultats montrent que si l'on se base sur les variables de parois, le nombre de Nusselt fourni par le code est du même ordre que celui calculé par la corrélation de Robinson et celui observé expérimentalement pour les sections rugueuses. Le nombre de Nusselt expérimental correspondant à la section lisse est indiqué pour information, mais n'est pas jugé exploitable pour des comparaisons.

Cette analyse rapide montre que la modélisation du transfert thermique par un modèle de turbulence $k-\varepsilon$ est dépendante de la constante C_μ , de l'énergie cinétique turbulente modélisée dans la première maille k_p et du calcul de la température adimensionnée T^+ .

Les différences observées entre le coefficient d'échange de paroi et le coefficient d'échange global sont significatives et augmentent avec la rugosité (de +33% à +62%). Ces observations mettent en évidence le rôle important de la rugosité dans le calcul de T^+ (relations 5.6 et 5.7), et soulignent surtout le défaut d'information sur le calcul de la température de paroi lors d'une condition limite de flux imposé. Les données expérimentales présentées précédemment peuvent servir de base à un travail approfondi sur le calcul de T^+ dans le but d'améliorer les résultats de calculs thermiques.

$$T^+ = \frac{(T_w - T_p) \rho C_p k_p^{1/2}}{\phi} = Pr_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^+) + P \right] \quad (5.6)$$

$$P_{rough} = 3,15 Pr^{0,695} \left(\frac{1}{E'} - \frac{1}{E} \right)^{0,359} + \left(\frac{E'}{E} \right)^{0,6} P \quad (5.7)$$

où $E' = E/f_r$ avec la fonction de rugosité définie précédemment par la relation 5.2.

V.5x	$P(Pr, Pr_t) = \frac{\pi}{\sin(\frac{\pi}{4})} \left(\frac{A}{\kappa}\right)^{1/2} \left(\frac{Pr}{Pr_t} - 1\right) \left(\frac{Pr_t}{Pr}\right)^{1/4}$	Lauder et Spalding - 1974
V.6x	$P(Pr, Pr_t) = 9,24 \left(\left(\frac{Pr}{Pr_t}\right)^{3/4} - 1 \right) \left(1 + 0,28e^{-0,007 \frac{Pr}{Pr_t}} \right)$	Jayatilleke - 1969

5.2 Simulation numérique des grandes échelles - JADIM

Ce chapitre présente l'étude numérique menée avec le code de recherche JADIM développé à l'IMFT. Le choix d'une étude numérique par simulation des grandes échelles (LES) s'inscrit dans la volonté d'obtenir des grandeurs statistiques turbulentes dans la couche limite. Le raffinement apporté par le maillage dédié à la LES permet de compléter le manque de données expérimentales dans la sous couche visqueuse. Cette partie présente les développements réalisés sur le code, nécessaires pour mener à bien des calculs thermiques sur paroi rugueuse. Les résultats sont présentés en dernière partie.

L'utilisation du code de recherche JADIM requiert une puissance de calcul considérable par rapport aux codes de simulation basés sur des modèles RANS. Cette puissance de calcul est nécessaire en raison de la taille des maillages requis pour les calculs LES, et du besoin en calcul pur pour la résolution des structures à grande échelle. Pour ces deux raisons, le code JADIM est utilisé sur une géométrie simplifiée, différente de l'application industrielle et du banc de mesures expérimental. La configuration du calcul est un canal plan cartésien. Le modèle de sous-maille est de type dynamique mixte (DMM).

La première partie de ce travail a été de mener des calculs dynamiques (écoulement isotherme) avec un maillage raffiné, sur paroi lisse. Le but est d'évaluer la capacité du code à calculer l'écoulement au plus proche de la paroi. Cette approche présentée par J.Fröhlich [29] aussi appelée *wall-resolving LES* consiste à augmenter considérablement le nombre de points près de la paroi. Selon la direction normale à cette paroi, les points de maillage sont distribués par une fonction sinus hyperbolique, avec une résolution permettant de calculer les flux et phénomènes pariétaux.

Le calcul dynamique turbulent est obtenu par développement d'un écoulement laminaire généré par un gradient de pression. Lorsque cet écoulement laminaire est développé, il est perturbé par une série d'ondes sur tout le canal pendant 50 pas de temps pour provoquer la transition vers la turbulence. Pour gagner du temps de calcul, le champ de vitesse turbulent est stocké et utilisé en tant que reprise pour les autres calculs. Pour le calcul thermique sur paroi lisse, le champ de vitesse turbulent est repris en début de calcul, et la condition limite thermique sur la paroi (température constante) est activée.

Concernant les calculs avec paroi rugueuse, ces calculs reprennent aussi le champ de vitesse turbulent lisse. Les rugosités sont distribuées de manière aléatoire, et leurs tailles respectives augmentent linéairement sur les 100 premiers pas de temps du calcul. La reprise d'un champ turbulent lisse directement sur un maillage disposant de rugosités ne peut pas être résolue. Le calcul avec température de paroi supérieure à la température du fluide est fait en imposant la

L_x	L_z	$N_x \times N_y \times N_z$	N	Δx^+	Δy^+	Δz^+	Δy_c^+	$Points < y^+ = 10$
4	01	$128 \times 128 \times 64$	$1.05 \cdot 10^6$	18.44	≥ 2	9.22	11.09	5

Tableau 5.4 – Propriétés du domaine de calcul

température de paroi dans les mailles correspondants aux rugosités.

5.2.1 Conditions de calcul

Cette étude numérique a été réalisée grâce aux moyens du Centre Inter-universitaire de Calcul de Toulouse CICT, et en particulier grâce au ordinateur haute performance Hyperion.

Géométrie

La simulation de l'écoulement turbulent en présence de paroi chauffée est réalisée sur une géométrie simplifiée de type canal symétrique. Cette géométrie différente de l'écoulement expérimental a été préférée à une géométrie cylindrique, car elle permet une résolution très fine dans la région proche paroi (la hauteur de la première maille a été déterminée pour assurer un $y^+ = 1$). Le domaine de calcul mesure 4 m dans la direction x de l'écoulement, 1 m dans la direction y perpendiculaire à la paroi et 1 m dans la direction z représentant la hauteur du canal.

Les conditions aux limites sont de type périodique pour l'entrée et la sortie du domaine ainsi que pour les parois latérales. Les plans perpendiculaires à la direction y sont de type paroi et symétrie.

Le maillage contient 1 million de mailles ($128 \times 128 \times 64$ selon les directions x, y, z). Dans la direction y la taille des mailles est fonction d'une loi de type sinus hyperbolique afin d'obtenir un maillage raffiné en paroi. Le fait d'avoir moins de cellules dans la direction de l'écoulement génère des mailles dont le rapport d'aspect vaut $\Delta x / \Delta y = 9.2$ à la paroi et $\Delta x / \Delta y = 1.6$ sur l'axe. Ce rapport d'aspect élevé en paroi n'est pas pénalisant pour le code [12]. Le tableau 5.4 présente les informations principales du domaine de calcul.

Hydraulique

L'écoulement est généré par un gradient de pression imposé aux bornes du domaine de calcul. Une condition de symétrie est imposée sur la face opposée à la paroi. L'écoulement laminaire est développé pendant 60 000 itérations puis la transition vers la turbulence est forcée par une perturbation du champ de vitesse. Cette perturbation est calculée pour chaque composante du champ de vitesse par une fonction sinusoidale reliant le temps, la fréquence angulaire et les coordonnées locales. Cette perturbation est imposée pendant 50 itérations et le calcul de l'écoulement turbulent reprend sur 60 000 itérations. Le champ de vitesse obtenu est sauvegardé pour la reprise des calculs avec transfert thermique dans un premier temps, puis pour les calculs d'écoulement sur paroi rugueuse.

n	0	3	5	7	9	11
ε/D	0	0.0024	0.0043	0.00625	0.0082	0.01015
y^+ ou Re_k	0	2.8	5.1	7.3	9.6	12

Tableau 5.5 – Hauteur adimensionnée des rugosités

Conditions d'écoulement

Le fluide considéré possède les propriétés physiques suivantes :

$$\begin{aligned}\rho &= 1000 \text{ kg.m}^{-3} \\ \mu &= 5.10^{-2} \text{ Ns.m}^2 \\ \alpha &= 1.10^{-2} \text{ m}^2.\text{s} \\ C &= 4180 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}\end{aligned}$$

Ainsi la viscosité cinématique vaut $\nu = 5.10^{-5} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ et le nombre de Prandtl vaut $Pr = 5$.

Les paramètres de l'écoulement sont calculés de façon à obtenir $Re_\tau = 630$ où Re_τ est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement défini comme :

$$Re_\tau = \frac{u_\tau h}{\nu} \quad (5.8)$$

Les valeurs des autres grandeurs sont calculées d'après cette valeur de Re_τ :

$$u_\tau = \frac{Re_\tau \nu}{h} = 0.0316 \text{ m.s}^{-1} \quad (5.9)$$

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{u_\tau^2 \rho}{h} = -1 \text{ Pa.m}^{-1} \quad (5.10)$$

La vitesse débitante U_{deb} et sur l'axe u_0 valent alors $U_{deb} = 0.55 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_0 = 0.6 \text{ m.s}^{-1}$. Les nombres de Reynolds basés sur ces vitesses et ramenés à la hauteur du canal valent :

$$Re_m = \frac{u_m h}{\nu} = 11\,200 \quad (5.11)$$

$$Re_0 = \frac{u_0 h}{\nu} = 13\,400 \quad (5.12)$$

Rugosité

La paroi rugueuse présentée sur la figure 5.9 est obtenue en appliquant un masque sur les cellules concernées. Ce masque est distribué de manière aléatoire de sorte qu'en chaque couple de coordonnées (x,y) un certain nombre de cellules sur l'axe z verront leur vitesse imposée à zéro. Le nombre de cellules jouant le rôle d'obstacle varie aléatoirement entre 0, 3, 5, 7, 9 et 11 ce qui correspond aux valeurs de y^+ indiquées dans le tableau 5.5.

En chaque cellule du masque la vitesse est donc nulle, la pression est calculée de manière

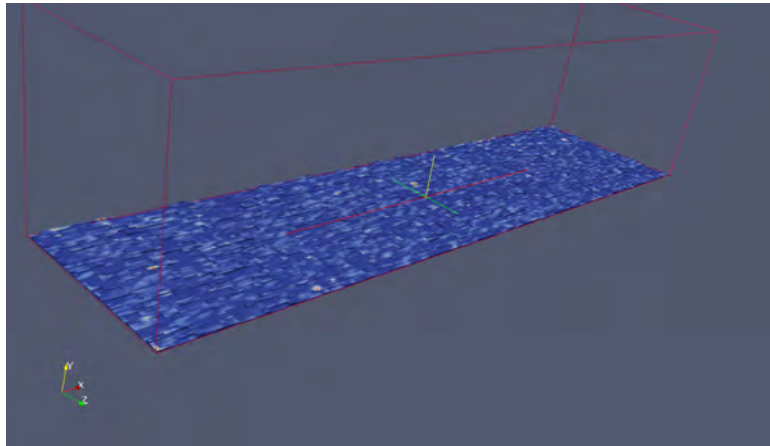


FIGURE 5.9 – Paroi rugueuse obtenue pour calcul LES



FIGURE 5.10 – Diffusion de chaleur sur paroi rugueuse

continue. Pour les calculs thermiques, la température de paroi est imposée à une température supérieure (105°C) à la température initiale du domaine (100°C). La chaleur est alors transmise au sein des rugosités par diffusion moléculaire, puis par diffusion turbulente lorsque la cellule est en contact du fluide (figure 5.10).

5.2.2 Résultats

Les profils de vitesse moyenne présentés sur la figure 5.11 montrent les tendances mesurées expérimentalement. La vitesse locale du fluide pour le canal rugueux est légèrement plus faible que dans le cas du canal lisse. La vitesse sur l'axe est très faiblement accélérée dans le premier cas $u_{axe} = 0,673 \text{ m.s}^{-1}$ contre $u_{axe} = 0,670 \text{ m.s}^{-1}$. Vue de manière locale ces différences paraissent très faibles, ce qui se confirme par le calcul des vitesses débitantes. Pour le canal rugueux cette dernière est inférieure de 1% à celle du canal lisse ($U_{deb} = 0,5492 \text{ m.s}^{-1}$ contre $U_{deb} = 0,5549 \text{ m.s}^{-1}$). Ces faibles écarts s'expliquent principalement par le nombre de Reynolds

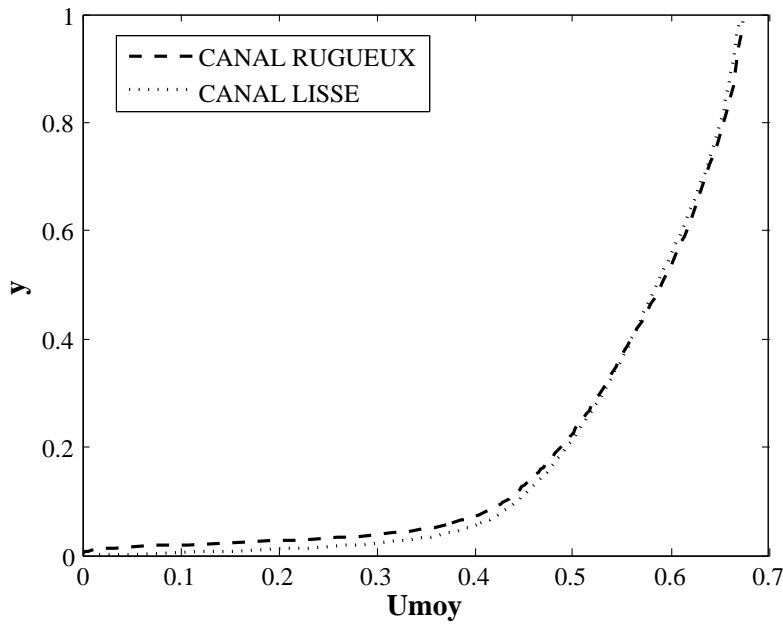


FIGURE 5.11 – Profil de vitesse moyenne

de l'écoulement ($Re \simeq 11\,000$) et par les faibles hauteurs des rugosités générées lors du choix des cellules concernées par le masque. Ces deux paramètres correspondent aux limites inférieures des écoulements transitionnels rugueux.

La figure 5.12 présente les profils d'intensité turbulente des 3 composantes (u, v, w) dans les deux configurations. Les profils font apparaître une évolution linéaire de l'intensité turbulente de la composante axiale jusqu'au pic localisé en proche paroi. Cette région proche paroi correspond à la zone de production d'énergie cinétique turbulente k . Les valeurs sur l'axe et en $y=0,05$ correspondent aux valeurs observées expérimentalement. Cependant, il faut noter les valeurs d'intensité turbulente inférieures pour l'écoulement en canal rugueux. La méthode employée pour créer la surface rugueuse a pour effet de diminuer sensiblement le niveau d'intensité turbulente, ce qui est contraire aux observations expérimentales présentées précédemment. En plus de la dimension réduite des rugosités, le fait d'imposer artificiellement une vitesse nulle joue donc un rôle sur le second ordre de l'écoulement.

Cette étude étant menée dans le but d'accéder aux grandeurs turbulentes au plus proche de

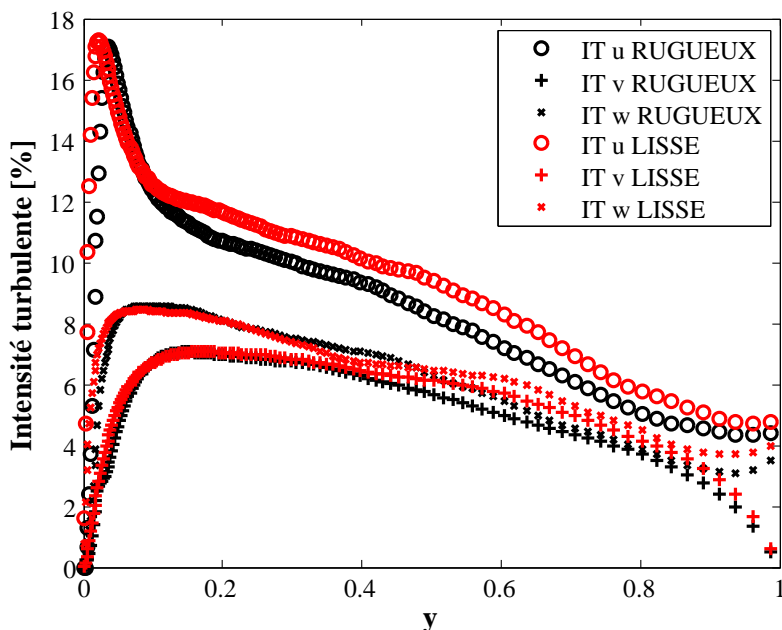


FIGURE 5.12 – Profil d'intensité turbulente

la paroi, il convient de définir une vitesse de frottement pour chaque configuration de calcul. Sachant que le gradient de pression est identique pour chaque cas et que la différence en terme de vitesse débitante est quasi nulle nous ne pouvons pas nous baser sur ces grandeurs pour déterminer la vitesse u_τ . Nous avons donc choisi de tracer sur la figure 5.13 les valeurs de frottement turbulent τ_t défini comme :

$$\tau_t = -\rho \times \overline{u'v'} \quad (5.13)$$

Cette figure fait apparaître l'effet des rugosités sur les tensions croisées $\overline{u'v'}$. Pour le canal rugueux la valeur maximale de ce terme est légèrement supérieure (3%) à la valeur maximale relevée pour le canal lisse. Si l'effet de la rugosité paraît mineur sur l'intensité des fluctuations pour ce cas particulier, il apparaît cependant une décroissance plus forte du frottement turbulent τ_t lorsque l'on s'éloigne de la paroi. L'effet des rugosités est aussi visible sur la position de la valeur maximale de τ_t . Pour le canal lisse la valeur maximale de τ_t se situe en $y = 0,168$ m alors que pour le canal rugueux ce maximum est localisé en $y = 0,112$. Par projection des parties linéaires de ces tracés il est possible d'estimer une valeur du frottement en $y = 0$ et de calculer une vitesse de frottement respective à chaque surface :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\rho \times \overline{u'v'}}{\rho}} \quad (5.14)$$

Ainsi pour le canal lisse la vitesse de frottement $u_\tau = 0,0308$ cm.s⁻¹ alors que pour le canal rugueux la vitesse de frottement vaut $u_\tau = 0,0324$ cm.s⁻¹. Cette vitesse u_τ permet alors de calculer les variables de paroi u^+ et y^+ . Les profils logarithmiques des deux configurations sont représentés sur la figure 5.14. La figure 5.14 permet d'apprécier la résolution spatiale obtenue

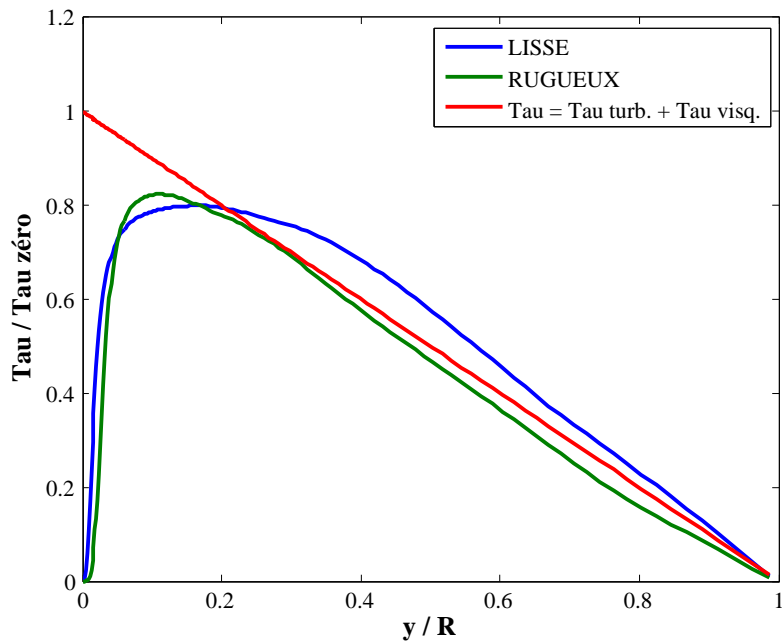


FIGURE 5.13 – Profil des tensions $\rho \times \overline{u'v'}$

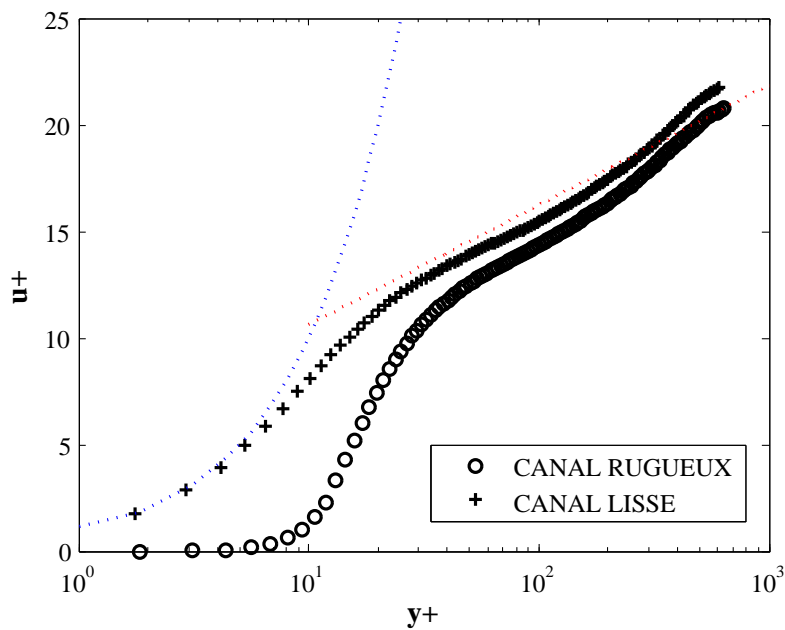


FIGURE 5.14 – Profil de vitesse adimensionnée u^+

par le maillage dans la zone visqueuse et dans la région de raccordement. Dans le cas du canal lisse, la zone visqueuse et celle de transition vers la loi logarithmique sont très bien prédites par le calcul LES. L'effet de la rugosité est visible dès la paroi où la vitesse est nulle dans les cellules constituant les rugosités. Visuellement, on observe une transition plus franche liée à

l'échelle logarithmique. En réalité la valeur maximale du gradient de vitesse est plus faible pour l'écoulement sur paroi rugueuse ($\partial u/\partial y = 16,3 \text{ .s}^{-1}$ au lieu de $\partial u/\partial y = 18,5 \text{ .s}^{-1}$).

La figure 5.15 représente la température réduite θ définie comme :

$$\theta(y) = \frac{T(y) - T_{wall}}{T_{axe} - T_{wall}} \quad (5.15)$$

Cette représentation montre que l'écart de température entre la paroi et le fluide est plus faible dans le cas du canal lisse. Ce qui revient à dire que l'échange thermique est, dans ce cas, dégradé par les rugosités. La dégradation de l'échange thermique par l'effet des rugosités a été observée expérimentalement par Kudva [50]. Ce phénomène qui est fortement dépendant du régime d'écoulement, des conditions aux limites imposées en paroi et de la taille des rugosités a tendance à apparaître dans les conditions proches de celles choisies pour ces calculs (rugosités de petite dimension, nombre de Reynolds rugueux Re_k proche de 10 et écoulement turbulent transitionnel rugueux).

De manière identique à ce qui est fait pour la vitesse adimensionnée, nous calculons la température adimensionnée T^+ :

$$T^+ = \frac{(T - T_{moy}) \times u_\tau}{\frac{\phi}{\rho \times C}} \quad (5.16)$$

Cette variable de paroi est représentée sur la figure 5.16. Aucun effet lié à la rugosité n'apparaît sur ce tracé mis à part la valeur de T^+ sur l'axe supérieur pour le canal lisse.

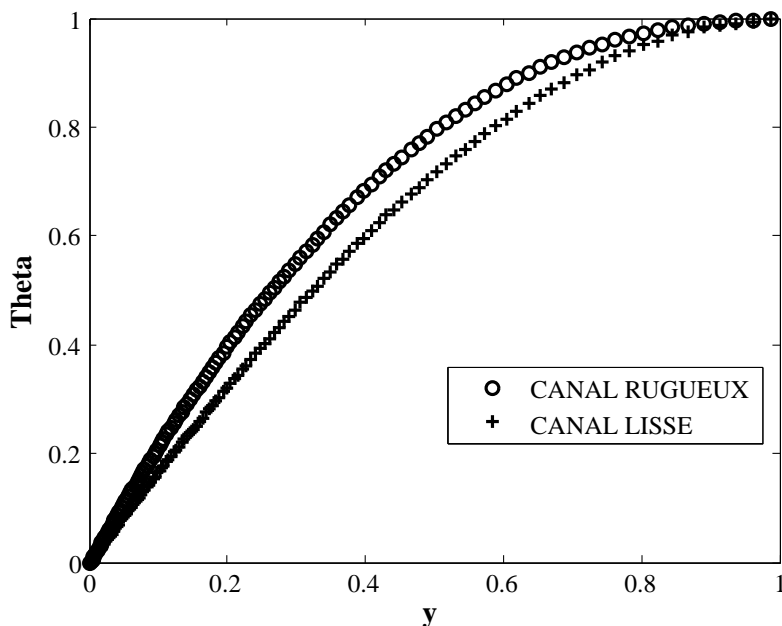
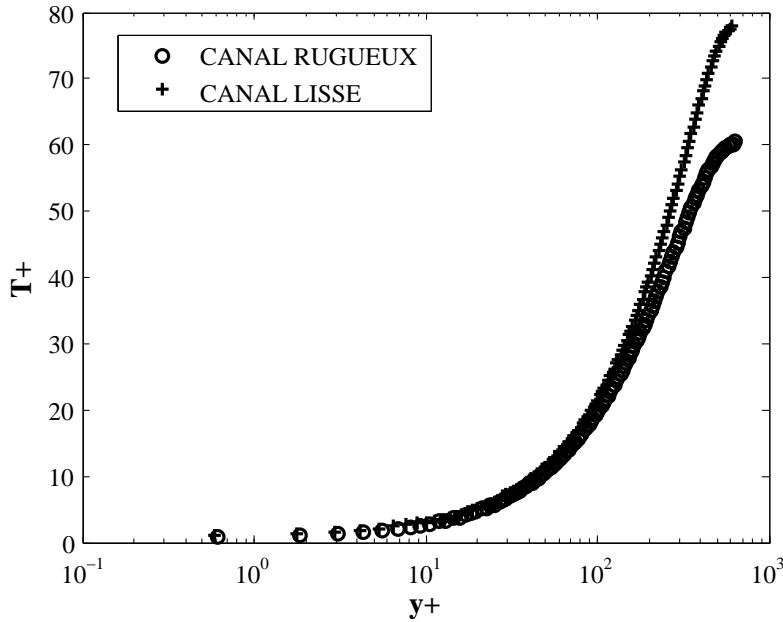


FIGURE 5.15 – Profil de température réduite θ

FIGURE 5.16 – Profil de température adimensionnée T^+

Conclusion

Ce chapitre réunit les principaux résultats issus des travaux en cours. Ces travaux sont basés sur le code CFD utilisé par RENAULT et le code de recherche JADIM développé à l'IMFT. Cette approche a pour premier objectif d'évaluer la robustesse du code CFD pour modéliser l'écoulement et le transfert thermique en présence de paroi rugueuse. Le deuxième aspect de cette approche, qui fait appel à la simulation des grandes échelles, est d'obtenir des résultats de simulation d'écoulement anisotherme, toujours en présence de paroi rugueuse.

Les résultats obtenus par calcul CFD montrent la difficulté du code à représenter correctement la physique de l'écoulement rugueux. Bien que le modèle de rugosité soit présenté pour la partie hydraulique, les résultats obtenus montrent qu'un effet du maillage peut expliquer l'inadéquation du modèle employé pour la rugosité de type 35 AFS, alors que ce modèle est robuste pour la rugosité de type 55 AFS. Des calculs avec transfert thermique ont été réalisés (condition de flux constant). Les résultats obtenus montrent que l'état de surface joue un rôle majeur sur les variables représentant l'échange thermique, en particulier dans la zone très proche paroi. Pour une rugosité définie telle que $k_s = 210 \mu\text{m}$, les valeurs obtenues sont en accord avec les données expérimentales obtenues.

Les travaux menés avec le code de recherche JADIM ont consisté à la mise en œuvre d'une méthode de masque numérique pour définir une paroi rugueuse. Si cette méthode présente l'avantage d'être souple, la difficulté à relier une rugosité artificielle à une rugosité réelle, et les résultats obtenus montrent les limites d'une méthode de masque. La hauteur des rugosités ainsi générées semblent trop faible et l'écoulement turbulent obtenu montre très peu de différence avec un écoulement lisse. L'augmentation de la hauteur des rugosités peut être un moyen

pour obtenir un écoulement réellement rugueux, mais les résultats présentés ici montrent l'effet du masque en vitesse nulle sur les profils d'intensité turbulente. De plus, si des rugosités de dimension supérieure constituent la paroi, il est impossible de connaître *a priori* la vitesse débitante obtenue et nous ne disposerons pas d'écoulement lisse de référence. Une possibilité réside dans l'augmentation du gradient de pression, qui augmentera la vitesse de l'écoulement. Cette solution permettrait d'augmenter les valeurs de Re_k dans les limites imposées par le maillage LES dimensionné pour assurer un y^+ égal à 1 en paroi.

Conclusions et Perspectives

Conclusions

Cette étude s'inscrit dans le cadre industriel du refroidissement des moteurs thermiques. Lors des phases de conception, le dimensionnement des chambres de refroidissement se fait en interaction avec différents acteurs. Lors des étapes de définition technique, les solutions envisagées sont évaluées par calcul CFD. Le code de calcul utilisé par RENAULT est évalué régulièrement, et les résultats de calculs hydrauliques sont comparés à des mesures optiques réalisées sur moteur transparent. Les calculs thermiques font appel à un code CFD pour la partie fluide, et à un code de type éléments finis pour la partie solide. L'évaluation des calculs thermiques est faite en comparant les résultats fournis par le code éléments finis, aux données issues de thermographies. Cependant, le changement de version du code CFD a fait apparaître des différences sensibles dans le calcul du coefficient d'échange thermique, et par conséquent ces différences sont répercutées dans le calcul de la température des solides.

Les écarts détectés sont dus au changement de formulation de la loi de paroi existante pour la température du fluide. Des travaux antérieurs à cette étude ont permis d'identifier l'origine de ces écarts, et aussi de les quantifier. En revanche, ces travaux relevaient le faible nombre de publications disponibles dans la littérature, pour des écoulements turbulents en présence de parois présentant une rugosité de type grain de sable, et soumis à un gradient de température. Le manque d'information disponible pour évaluer l'effet de la rugosité sur l'écoulement et le transfert thermique justifie donc l'approche expérimentale de cette étude.

La conception et la réalisation d'un dispositif expérimental, représentatif des conditions d'écoulement rencontrées dans les chambres de refroidissement des moteurs thermiques, ont constitué les premiers travaux de cette thèse.

L'utilisation des moyens de mesure optique de l'IMFT a permis principalement d'étudier l'effet de la rugosité sur les profils de vitesse en conduite. La présence de rugosités augmente le frottement pariétal, ce qui provoque un ralentissement de la vitesse locale du fluide. Ce déficit de vitesse locale est compensé par une accélération du fluide sur l'axe. Ces résultats associés aux mesures de pression, permettent d'établir les profils de vitesse adimensionnée. Ainsi, nous retrouvons le caractère universel du profil de vitesse logarithmique, pour toutes les sections d'essai. Le déficit de vitesse est alors corrélé à la dimension caractéristique de la rugosité. Malgré une résolution spatiale adéquate dans la région proche paroi, nous n'avons pas pu détecter la sous-couche visqueuse. Ceci s'explique par les limites expérimentales, liées à la saturation du photomultiplicateur lorsque le volume de mesure est à une distance inférieure à 0,5 mm de la

paroi.

L'utilisation d'un thermocouple de $50\ \mu\text{m}$ pour les mesures de température a permis de réaliser des mesures de température locale, avec la même résolution spatiale que celle utilisée pour les mesures de vitesse. Associée à une mesure de flux thermique, ces données permettent d'obtenir les profils de température adimensionnée. Ces profils mettent en évidence les limites des lois de paroi de type logarithmique pour la température. L'effet de la rugosité sur ces profils est d'autant plus important que le nombre de Prandtl est élevé. Pour l'état de surface le plus rugueux, et pour des conditions d'écoulement et de flux thermique identiques, la température de paroi est réduite de 5°C . Cette différence s'explique par l'amélioration de l'échange thermique due à l'augmentation de la surface d'échange, et à l'augmentation de l'intensité turbulente. Cependant, l'effet bénéfique de la diminution de température de paroi est accompagné d'une augmentation significative des pertes par frottement.

L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus permettent d'adapter les lois de paroi utilisées au contexte industriel spécifique. Si l'effet de la rugosité sur la couche limite est relativement bien documenté dans la littérature, il est cependant difficile de quantifier, sans données expérimentales, le déficit de vitesse induit par la modification de l'état de surface. L'apport de cette étude est donc d'importance pour améliorer la modélisation de l'écoulement. Concernant l'aspect thermique de la problématique, les résultats obtenus tendent à montrer les limites des lois de paroi de type logarithmique. En effet, dans la zone proche paroi la température adimensionnée est quasiment constante. Ceci est valable jusqu'à une distance de l'ordre de $y^+ = 500$. Le comportement logarithmique apparaît seulement pour une région très réduite de l'écoulement.

De manière complémentaire, nous avons mené une étude numérique par simulation des grandes échelles, pour s'affranchir des limites expérimentales constatées. Le code de recherche JADIM est utilisé pour simuler l'écoulement turbulent anisotherme, dans un canal périodique. Les développements apportés par cette étude portent sur la modélisation de la paroi rugueuse. Disposant d'un maillage raffiné, nous avons mis en œuvre une technique de masque, qui impose une vitesse nulle dans les cellules qui représentent les rugosités. Les simulations réalisées permettent d'obtenir les profils de vitesse et de température jusqu'à la paroi. L'effet de la rugosité sur l'écoulement est aussi mis en évidence par la simulation des grandes échelles. Les résultats obtenus permettent d'évaluer les modifications dans les régions de l'écoulement inaccessibles expérimentalement (sous-couche visqueuse et région intermédiaire). En revanche, pour la partie thermique de ces simulations, les résultats obtenus semblent être contradictoires avec les observations expérimentales. En effet, les résultats de simulations montrent une dégradation de l'échange thermique en présence de paroi rugueuse. Ce phénomène a été observé expérimentalement par Kudva [50], et est lié à la nature et à la dimension caractéristique de la rugosité. Les conditions d'écoulement et les hauteurs imposées pour générer artificiellement la surface rugueuse, sensiblement différentes des conditions expérimentales, peuvent expliquer les différences observées sur l'échange thermique.

Enfin, afin d'évaluer les apports de ces travaux par rapport aux besoins de l'industriel, nous avons utilisé le code CFD pour modéliser l'écoulement expérimental. La géométrie est reproduite à l'identique, et l'écoulement calculé correspond au nombre de Reynolds expérimental le plus élevé ($\text{Re} = 90\ 000$). Les calculs prennent en compte l'état de surface de la section

d'essai pour trois cas différents (lisse, 55 AFS et 35 AFS), avec un flux thermique imposé sur cette section. Les résultats obtenus montrent les limites du code pour modéliser un écoulement sur paroi rugueuse. Si les résultats pour les sections d'essai lisse et 55 AFS sont comparables aux données expérimentales obtenues, le calcul fait pour la section d'essai 35 AFS n'est pas représentatif aussi bien des pertes de charge, que de la vitesse adimensionnée. Toutefois, l'écart important observé pour ce cas peut s'expliquer par un effet maillage. En effet, la dimension caractéristique de la rugosité imposée est du même ordre que celle de la première maille. En revanche, malgré des écarts sensibles sur les résultats propres à l'échange thermique, ceux-ci montrent une tendance identique aux observations faites pour les résultats expérimentaux. Les calculs montrent une amélioration importante du coefficient d'échange thermique pour les sections d'essai rugueuses.

Perspectives

Les travaux expérimentaux présentés sont limités à une géométrie définie pour établir un écoulement turbulent en conduite, et sont axés sur l'effet de la rugosité sur l'écoulement et le transfert thermique. Compte tenu des activités du laboratoire, et des nombreux travaux publiés concernant le transfert thermique en présence de recirculation, de décollement ou d'impact de jet, il est envisageable d'utiliser le dispositif expérimental présenté ici, ainsi que les moyens de mesures adaptés, dans des conditions différentes à partir de l'écoulement turbulent établi. Aussi, ce dispositif peut-il servir pour mettre au point des techniques de mesure de température non intrusives de type PLIF, déjà mises en œuvre pour des mesures de température de gouttes, qui pourraient être développées pour la mesure de température d'une veine fluide.

Concernant les travaux numériques, la méthode de masque utilisée ici permet de générer rapidement des motifs qui sont source de perturbations de l'écoulement. Dans un premier temps, il peut être envisagé de poursuivre cette étude en augmentant le nombre de Reynolds de l'écoulement, en disposant d'un maillage adapté, et d'étudier différentes définitions de rugosité artificielle (en faisant varier la répartition gaussienne, la dimension caractéristique, ou encore en créant des motifs réguliers tels que des stries transversales). A moyen terme, la simulation numérique d'écoulement rugueux pourrait être faite en adaptant les méthodes de frontières immergées, qui semblent plus adaptées, mais qui requièrent un travail d'adaptation considérable, ainsi que d'importantes ressources informatiques.

Enfin, les résultats apportés par ces travaux permettront d'adapter les lois de paroi hydraulique et thermique du code CFD utilisé par RENAULT. Si la modélisation de l'écoulement peut être améliorée en tenant compte de l'état de surface réel des chambres de refroidissement, la modélisation du transfert thermique nécessite par contre, des modifications profondes du code utilisé. Dans un premier temps, il sera possible de tester les modifications présentées ici dans le cas d'une géométrie réelle. La comparaison de ces résultats de calculs thermohydrauliques avec les données issues de thermographies, permettra à l'industriel de valider les résultats présentés dans cette étude. A plus long terme, des efforts doivent être maintenus pour améliorer la modélisation du transfert thermique sur paroi rugueuse.

Bibliographie

- [1] Abraham, Sparrow, and Tong. Heat transfer in all pipe flow regimes : laminar, transitional/intermittent, and turbulent. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :557–563, 2009.
- [2] Afzal. Friction factor directly from transitional roughness in a turbulent pipe flow. *Journal of Fluids Engineering*, 129 :1255, 2007.
- [3] Afzal and Seena. Alternate scales of turbulent flow in transitional rough pipes : universal log laws. *Journal of Fluids Engineering*, 129 :81, 2007.
- [4] Afzal, Seena, and Bushra. Power law turbulent velocity profile in transitional rough pipe. *Journal of Fluids Engineering*, 128 :549, 2006.
- [5] O.G. Akinlade. *Effects of surface roughness on the flow characteristics in a turbulent boundary layer*. PhD thesis, University of Saskatchewan, 2005.
- [6] R.A. Antonia and R.E. Luxton. The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness. part 1. smooth to rough. *Journal of Fluid Mechanics*, 48 :721–761, 1971. 65, 111, 139
- [7] R.A. Antonia and R.E. Luxton. The response of a turbulent boundary layer to a step change in surface roughness. part 2. rough to smooth. *Journal of Fluid Mechanics*, 53 :737–757, 1972. 65, 111, 139
- [8] Aubertine, Eaton, and Song. Parameters controlling roughness effects in a separating boundary layer. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25 :444–450, 2004.
- [9] O.M. Bakken, P.A. 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, 2005. 66
- [10] J. Bardina, J.H. Ferziger, and W.C. Reynolds. *Improved turbulence models based on large eddy simulation of homogeneous incompressible turbulent flows*. Report N° TF-19, Dept. Mech. Eng., Stanford University, CA. 41
- [11] Bradshaw. A note on critical roughness height and transitional roughness. *Physics of Fluids*, 12 :1611–1613, 2000.
- [12] I. Calmet. *Analyse par simulation des grandes échelles des mouvements turbulents et du transfert de masse sous interface plane*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1995. 41, 145
- [13] I. Calmet and J. Magnaudet. Large eddy simulation of high schmidt number mass transfer in a turbulent channel flow. *Physics of Fluids*, 9 (2), 1997. 41, 43
- [14] Cardone, Astarita, and Carlomagno. Wall heat transfer in static and rotating 180 turn channels by quantitative infra-red thermography. *Revue Générale de Thermique*, 37 :644, 1998.

- [15] Ceylan and Kelbaliyev. The roughness effects on friction and heat transfer in the fully developed turbulent flow pipes. *Applied Thermal Engineering*, 23 :557, 2003. 80
- [16] A. Chatelain. *Simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents avec transfert de chaleur*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2004. 36, 37
- [17] Che Pen Che. Experimental determination of the turbulent Prandtl number near a smooth wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16 :1849, 1973.
- [18] P.Y. Chou. On the velocity correlations and the solution of the equations of turbulent fluctuation. *Quart. Appl. Math.*, 3 :38, 1945. 25
- [19] Compton and Eaton. Near-wall measurements in a three-dimensional turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 350 :189–208, 1997.
- [20] Darcy. *Experimental research relating to the movement of water in pipes*. Paris : Mallet-Bachelier, 1857. 63
- [21] B.I. Davidof. On the statistical dynamic of an incompressible fluid. *Doklady Akademiya Nauk SSSR*, 136 :47, 1961. 25
- [22] J.W. Deardoff. The use of subgrid transport equations in a three-dimensional model of atmospheric turbulence. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 95 :429–438, 1973. 39, 41
- [23] Dipprey and Sabersky. Heat and momentum transfer in smooth and rough tubes at various prandtl numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6 :329–353, 1963. 35, 63, 72, 80
- [24] F.W. Dittus and L.M.K. Boelter. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 12(1) :3 – 22, 1985. 130
- [25] Fanning. *A practical treatise on hydraulic and water-supply engineering*. New-York D. Van Nostrand, 1877. 63
- [26] J.H Ferziger. Large eddy numerical simulation of turbulent flows. *AIAA paper*, pages 76–347, 1976. 40, 41
- [27] J.H Ferziger. Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 91 :1–16, 1979. 40
- [28] Oscar Flores and Javier Jimenez. Effect of wall disturbances on turbulent channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 566 :357–376, 2006.
- [29] J. Fröhlich. *Large Eddy Simulation turbulenter strömungen*. B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GMBW GmbH, 2006. 144
- [30] M. Germano. Turbulence : the filtering approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 238 :325, 1992. 42
- [31] M. Germano, P. Moin, U. Piomelli, and W. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, 3 :1760, 1991. 42
- [32] G.Gioia and P.Charkraborty. Turbulent friction in rough pipes and the energy spectrum of the phenomenological theory. *Physical Review Letters*, 96, 2006.
- [33] N. Goldenfeld. Roughness induced critical phenomena in a turbulent flow. *Physical Review Letters*, 96, 2006.
- [34] Gouriet, Stitou, and Riethmuller. In 4th international symposium on particle image velocimetry, göttingen, germany,. 101

-
- [35] Grosse and Schroder. Dynamic wall-shear stress measurements in turbulent pipe flow using the micro-pillar sensor mps. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29 :830, 2008.
- [36] R.C. Hastrup. *Heat transfer and pressure drop in an artificially roughened tube at various Prandtl numbers*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1958.
- [37] Houra and Nagano. Spatio-temporal turbulent structures of thermal boundary layer subjected to non-equilibrium adverse pressure gradient. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 29 :591, 2008.
- [38] Javaherdeh and Devienne. Transfert thermique pour l'écoulement en canalisation cylindrique de fluides à seuil : cas du refroidissement à coefficient d'échange constant. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42 :3861–3871, 1999.
- [39] C.L. Jayatilake. *The influence of Prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sub-layer to momentum and heat transfer*. PhD thesis, University of Ceylon, 1969. 16, 62, 80
- [40] Jeng, Lee, and DeWitt. Convective heat transfer through boundary layers with arbitrary pressure gradient and non-isothermal surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 21 :499, 1978.
- [41] Javier Jimenez. Turbulent flows over rough walls. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 36, 2004. 65
- [42] El Kabiri, Paranthoenn, Rosset, and Lecordier. Fluctuations de température et flux de chaleur en aval d'une source linéaire placée dans une couche limite turbulente. *Revue Générale de Thermique*, 37 :181–194, 1998.
- [43] W.M Kays and M.E Crawford. *Convective heat and mass transfer*. Mc Graw-Hill Science Engineering Math, 1993. 59
- [44] P.A. Krogstad, H.I. Andersson, O.M. Bakken, and A. Ashrafian. An experimental and numerical study of channel flow with rough walls. *Journal of Fluid Mechanics*, 530 :327–352, 2005. 66
- [45] P.A. Krogstad and R.A. Antonia. Structure of turbulent boundary layer on smooth and rough wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 227 :1–21, 1994. 65, 66
- [46] P.A. Krogstad and R.A. Antonia. Surface roughness effects in turbulent boundary layers. *Experiments in Fluids*, 27 :450–460, 1999. 65, 66
- [47] P.A. Krogstad and R.A. Antonia. Turbulence structure in boundary layers over different types of surface roughness. *Fluid Dynamics Research*, 28 :139–157, 2001. 65
- [48] P.A. Krogstad, R.A. Antonia, and L.W Browne. Comparison between rough and smooth wall turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 245 :599–617, 1992. 65, 66
- [49] Kruse and Rudolf von Rohr. Structure of turbulent heat flux in a flow over a heated wavy wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 :3514–3259, 2006.
- [50] Kudva and Sesonke. Structure of turbulent velocity and temperature fields in ethylene glycol pipe flow at low reynolds number. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15 :127, 1972. 10, 80, 129, 151, 156
- [51] Lai and So. Near-wall modeling of turbulent heat fluxes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 33 :1429, 1990.

- [52] B.E. Launder and B.I. Sharma. Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. *Letters in Heat and Mass Transfer*, 1 :131–138, 1972. 25
- [53] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flow. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3 :269–289, 1974. 16
- [54] Lavielle, Lemoine, and Lebouché. Sur l'utilisation de traceurs fluorescents pour mesurer la température de gouttelettes. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, 328 :55–60, 2000. 86
- [55] B. Lecordier. *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme pré-mélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules*. PhD thesis, Université de Rouen, 1997. 101
- [56] A. Leonard. Energy cascade in large eddy simulation of turbulence fluid flows. *Advances in Geophysics*, 18A :237–248, 1974. 39, 40
- [57] Li, Meng, and Guo. Turbulent flow and heat transfer in discrete double inclined ribs tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2008.
- [58] Li and Olsen. Micropiv measurements of turbulent flow in square microchannels with hydraulic diameters from 200 μm to 640 μm . *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27 :123–134, 2006.
- [59] D.K. Lilly. On the computational stability of numerical solutions of time-dependent non-linear geophysical fluid dynamic problems. *Mon. Weather Rev.*, 93 :11–26, 1965. 41
- [60] N.N. Mansour, J. Kim, and P. Moin. Reynolds stress and dissipation rate budgets in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 194 :15–44, 1988. 26
- [61] S. Maurel. *Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement, tourbillonnaire comprimé - Simulation modèle pour la validation aux grandes échelles dans les moteurs*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2000. 101
- [62] C.E. Moldoveanu. *Simulation des grandes échelles de tourbillons longitudinaux soumis à une turbulence extérieure intense*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2007. 44
- [63] Monty, Hutchins, Marusic, and Chong. A comparison of turbulent pipe, channel and boundary layer flows. *Journal of Fluid Mechanic*, 62 :431–442, 2009.
- [64] Najafi, Saidi, Sadeghipour, and Souhar. Boundary layer solution for the turbulent swirling decay flow through a fixed pipe : Sbr at the inlet. *International Journal of Engineering Science*, 43 :107–120, 2005.
- [65] Nikolai, Vulchanov, and Zimparov. Stabilized turbulent fluid friction and heat transfer in circular tubes with internal sand type roughness at moderate prandtl numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 32 :29, 1989. 80
- [66] Nikuradse. *Laws of flow in rough pipes*. NACA - Washington, 1950. 63, 84
- [67] R.H. Notter and C.A. Sleicher. A solution to the turbulent graetz problem - iii fully developed and entry region heat transfer rates. *Chemical Engineering Science*, 27(11) :2073 – 2093, 1972.
- [68] Robert H. Notter and C.A. Sleicher. The eddy diffusivity in the turbulent boundary layer near a wall. *Chemical Engineering Science*, 26(1) :161 – 171, 1971.

- [69] Robert H. Notter and C.A. Sleicher. A solution to the turbulent graetz problem by matched asymptotic expansions - ii the case of uniform wall heat flux. *Chemical Engineering Science*, 26(4) :559 – 565, 1971.
- [70] S.A. Orszag, V. Yakhot, W.S. Flannery, F.Boysan, D.Choudhury, J.Maruzewski, and B.Patel. Renormalization group modeling and turbulence simulation. In *International Conference on Near-Wall Turbulent Flows*, 1993. 27
- [71] Pantokratoras. A common error made in investigation of boundary layer flows. *Applied Mathematical Modelling*, 33 :413, 2009.
- [72] Paranthoen and Lecordier. Mesure de température dans les écoulements turbulents. *Revue Générale de Thermique*, 35 :283–308, 1996.
- [73] Patel. Perspective : Flow at high reynolds number and over rough surfaces - achilles heel of cfd. *Journal of Fluids Engineering*, 120 :435, 1998.
- [74] B.S. Petukhov. Heat transfer and friction in turbulent pipe flow with variable physical properties. volume 6 of *Advances in Heat Transfer*, pages 503 – 564. Elsevier, 1970. 130
- [75] Pimenta, Moffat, and Kays. The structure of a boundary layer on a rough wall with blowing and heat transfer. *J. Heat Transfer*, 101 :193–199, 1979. 72
- [76] F. Péneau. *Etude numérique par simulation des grandes échelles de l'influence d'une forte turbulence extérieure sur les transferts pariétaux au sein d'une couche limite*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 1999. 44
- [77] Raffel, Willert, and Kompenhans. Particle image velocimetry - a practical guide. In *Springer*, 1998. 101
- [78] Redjem, Ould-Rouiss, and Lauriat. Direct numerical simulation of turbulent heat transfer in pipe flows : Effect of prandtl number. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28 :847–861, 2007.
- [79] E. Rieutord. *Mécanique des fluides - Cours*. INSA - Lyon, 1985. 9, 64
- [80] Robinson and Wilson. Computational modelling of convective heat transfer in a simulated engine cooling gallery. In *Proc. IMechE Vol. 221 Part D : J. Automobile Engineering*, 2007. 73, 129, 130, 134
- [81] J.C. Rotta. Turbulent boundary layers in incompressible flow. *Progress in aerospace sciences*, 2, 1962. 67
- [82] Sarma, Kedarnath Chada, Dharma Rao, Kishore, Subrahmanyam, and Bergles. Evaluation of momentum and thermal eddy diffusivities for turbulent flow in tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 53 :1237–1242, 2010.
- [83] Scarano and Riethmuller. Iterative multigrid approach in piv image processing. 101
- [84] H. Schlichting and K. Gersten. *Boundary Layer Theory*. Springer, 2000. 64, 68
- [85] S. Shaanan, J. Ferziger, and W.C Reynolds. *Numerical simulation of turbulence in the presence of shear*. Report N° TF-6, Dept. Mech. Eng., Stanford University, CA., 1975. 40
- [86] H.S. Shafi, R.A. Antonia, and P.A. Krogstad. Heat flux measurements in a turbulent boundary layer over rough wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 40, 1997. 66

- [87] Shah, Agelinchaab, and Tachie. Influence of piv interrogation area on turbulent statistics up to 4th order moments in smooth and rough wall turbulent flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32 :725, 2008.
- [88] T.H. Shih, W.W. Liou, A. Shabbir, Z.Yang, and J.Zhu. A new $k - \varepsilon$ eddy-viscosity model for high reynolds number turbulents flows - model development and validation. *Computer Fluids*, 24(3) :227–238, 1995. 28
- [89] C.A. Sleicher, R.H. Notter, and M.D. Crippen. A solution to the turbulent graetz problem by matched asymptotic expansions - i the case of uniform wall temperature. *Chemical Engineering Science*, 25(5) :845 – 857, 1970. 130
- [90] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. i. the basic experiment. *Mon. Weather Rev.*, 91 :99–164, 1963. 41
- [91] 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. 66
- [92] M. Soler. *Mesures des champs thermiques d'une culasse coté refroidissement*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 1994. 73
- [93] Son, Kihm, and Han. Piv flow measurements for heat transfer characterization in two-pass square channels with smooth and 90 ribbed walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45 :4809, 2002.
- [94] Suga, Craft, and Iacovides. An analytical wall-function for turbulent flows and heat transfer over rough walls. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27 :852, 2006.
- [95] M.F. Tachie and D.J. Bergstorm. Rough wall turbulent boundary layers in shallow open channel flow. *Journal of Fluids Engineering*, 122 :533–541, 2000. 65, 66
- [96] M.F. Tachie, D.J. Bergstorm, and R.Balachandar. Roughness effects in low-re open channel turbulent boundary layers. *Experiments in Fluids*, 35 :338–346, 2003. 66
- [97] Taylor, Coleman, Osni, and Love. Thermal boundary condition effects on heat transfer in the turbulent incompressible flat plate boundary layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 32 :1165, 1989.
- [98] G.I. Taylor. Statistical theory of turbulence. *Proc. R. Soc.*, 1935. 26
- [99] 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. *International Journal of Thermal Sciences*, 45, 2006.
- [100] L. Thiery, Y. Bailly, F. Lanzetta, H. Gualous, and E. Gavignet. Evolution de techniques de micromesures thermiques au travers de quelques applications. 105
- [101] Truchasson. Mesures de température dans la sous-couche laminaire d'un écoulement d'eau. *Chemical Engineering Science*, 19 :305–317, 1964.
- [102] Vardy, Asce, and Brown. Approximation of turbulent wall shear stresses in highly transient pipe flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, page 1129, 2007.
- [103] Vijiapurapu and Cui. Performance of turbulence models for flows through rough pipes. *Applied Mathematical Modelling*, Article in press :-, 2009.
- [104] Wang, Keller, and Zhou. Flow and thermal structures in a boundary layer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 12 :352, 1996.

- [105] Yang, Chen, and Zhu. Numerical study of forced turbulent heat convection in a straight square duct. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :3128–3136, 2009.
- [106] Yilmaz. Optimum length of tubes for heat transfer in turbulent flow at constant wall temperature. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 :3478–3485, 2008.
- [107] Y.Zand, R.L. Street, and J.R. Koseff. A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows. *Physics of Fluids*, 5 (3186), 1993. 42
- [108] Zagarola and Smits. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. *Journal of Fluids Mechanics*, 373 :33–79, 1998. 9, 47, 48, 77, 78, 117, 122
- [109] Zanoun, Durst, Bayoumy, and Al-Salameyh. Wall skin friction and mean velocity profiles of fully developed turbulent pipe flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 32 :249, 2007.
- [110] S. Zidat. *Etude du refroidissement des moteurs à combustion interne par ébullition - condensation*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris 6, 1992. 73