

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Table des matières	v
Liste des tableaux	vii
Liste des figures	viii
Nomenclature	xiii
Remerciements	xxii
1 Introduction	1
1.1 Contexte de l'étude	1
1.2 L'écoulement de Poiseuille plan	3
1.3 Revue de littérature pour la vérification d'un canal pleinement développé bidimensionnel	7
1.3.1 Mesure du frottement pariétal d'un écoulement pleinement développé	7
1.3.2 Influence de la géométrie du canal dans la littérature	10
1.3.3 Influence de la géométrie du canal du LAMH	14
1.4 Problématique de recherche	15
1.5 Objectifs spécifiques	15
1.6 Organisation du mémoire	15
2 Présentation des montages, des instruments de mesure et des incertitudes	17
2.1 Description du canal hydrodynamique	17
2.2 Mesure du débit	21
2.3 Mesure de la pression	21
2.3.1 Manomètre à colonnes d'eau	21
2.3.2 Prise de mesure	23
2.3.3 Incertitudes sur la mesure de la pression	25
2.4 Mesure de la vitesse	29
2.4.1 Principe de fonctionnement de la vélocimétrie laser à effet Doppler .	30
2.4.2 Montage LDV	35
2.4.3 Indépendance des mesures	42
2.4.4 Incertitudes du montage LDV	44

2.4.5	Incertitudes des propriétés du LDV	47
2.4.6	Incertitudes de vitesses	48
2.4.7	Incertitudes des écarts-types	54
2.5	Résumé du chapitre	55
3	Validation des méthodes de mesure	56
3.1	Gradient de pression	56
3.1.1	Relation entre le frottement et le gradient de pression	56
3.1.2	Obtention du gradient de pression	57
3.1.3	Erreur sur la mesure du frottement à partir de la mesure de pression	60
3.2	Gradient de la tension de Reynolds	62
3.2.1	Relation entre le frottement et les fluctuations des composantes de la vitesse	62
3.2.2	Vérification de la vitesse mesurée avec deux paires de faisceaux laser	62
3.2.3	Étude des fluctuations des mesures	67
3.2.4	Erreur sur la mesure du frottement à partir de la mesure de vitesse .	71
4	Validation de l'écoulement dans le canal hydrodynamique	75
4.1	Étude du caractère pleinement développé	75
4.2	Étude du caractère bidimensionnel	78
4.3	Étude en variables de paroi	81
4.4	Évolution du frottement pariétal	84
5	Conclusion	86
	Bibliographie	89

Liste des tableaux

1.1	Catégorisation des types de mesure du frottement pariétal.	8
1.2	Liste de canaux pleinement développés bidimensionnels	10
2.1	Caractéristiques géométriques du canal	19
2.2	Position des prises de pression dans la veine d'essai. Les prises de pression 1, 4 et 13 ont un diamètre de 3.18 mm tandis que les autres ont un diamètre de 0.79 mm.	20
2.3	Incertitudes de la mesure de pression pour trois nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen Re_m et importance relative de chacune des incertitudes la constituant. $u_{\overline{P}}$ est l'incertitude totale et les autres incertitudes sont définies dans le texte.	28
2.4	Caractéristiques des lentilles de la sonde.	36
2.5	Propriété du volume de mesure.	38
2.6	Positions des mesures de la vitesse ; les deux premiers types de mesure sont la vérification de l'écoulement.	42
2.7	Incertitudes d'alignement des moteurs du système LDV par rapport aux axes du canal.	46
2.8	Incertitudes de la mesure de la composante débitante de la vitesse $u_{\overline{V}}$ pour trois nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen et importance relative de chacune des incertitudes les constituant.	54
2.9	Incertitudes de la mesure de la composante transversale de la vitesse $u_{\overline{V}}$ pour trois nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen et importance relative de chacune des incertitudes les constituant.	54
3.1	Différences de débits mesurés entre les mesures effectuées avec deux paires de faisceaux et celles réalisées avec une seule paire de faisceaux. Mesures réalisées pour deux nombres de Reynolds $Re_m \simeq 15000$ et $Re_m \simeq 240000$	65
4.1	Caractère pleinement développé : positions de mesure.	76
4.2	Positions de mesure du caractère bidimensionnel de l'écoulement.	79

Liste des figures

1.1	Représentation « fish-eye » du canal conçu par Coulaud (2013) lors de sa maîtrise. L'écoulement est de droite à gauche. La veine d'essai est située à gauche de l'image.	2
1.2	Schéma d'un canal dont l'objectif est de produire un écoulement de Poiseuille plan. La hauteur est $2h$. Les parois en $y = \pm h$ sont infinies selon z . Le gradient longitudinal de pression meut l'écoulement selon la direction \vec{x}	4
1.3	Évolution du rapport des contraintes de cisaillement normalisées τ_{12}/τ_w et aperçu de la contribution de la tension de Reynolds $-\rho\overline{u'v'}/\tau_w$ selon la hauteur du canal. Données DNS de Kim et al. (1987) et Lozano-Durán et Jiménez (2014).	6
1.4	Mesures de la vitesse normalisée pour différents nombres de Reynolds Re_τ par interférométrie de film d'huile dans le plan central pour canaux avec des rapports de forme allant de 12.8 à 48. Ces données expérimentales sont comparées aux études DNS de Jiménez et al. (2004) et de del Álamo et al. (2004). Extrait de Vinuesa et al. (2015). Cette étude présente trois périmètres différents ayant le même rapport de forme : $AR = 24$. Celles-ci sont appelées $AR = 24 - 1$, $AR = 24 - 2$ et $AR = 24 - 3$	11
1.5	Comparaisons entre le frottement pariétal réel des parois horizontales τ_w (noté ici $\bar{\tau}_w$) et latérales τ_{sw} (noté ici $\bar{\tau}_w$) et le frottement déterminé par le gradient longitudinal de pression pour les parois horizontales $\bar{\tau}_{w,P}$ (noté ici $\bar{\tau}_{w,PG}$). Les relations proposées par Yang (2009), Knight et Patel (1985) ainsi que celles de Vinuesa et al. (2015) (appelées « New ») sont tracées et comparées avec ses mesures. Cette figure correspond à la figure 5 de (Vinuesa et al., 2015).	13
1.6	Proportion du frottement pariétal agissant sur les parois latérales $\%SF_{sw}$ (notée ici $\%SF_w$) en fonction du rapport de forme AR (noté ici b/h). Cette figure correspond à la figure 4 de Rhodes et Knight (1994).	14
2.1	Vue d'ensemble de la boucle d'essai. Extrait de (Coulaud, 2013)	18
2.2	Vue CAD en coupe d'une des prises de pression (Coulaud, 2013)	19
2.3	Illustration de la position des prises de pression dans la veine d'essai. L'écoulement est de gauche à droite. Les positions sont numérotées sous le canal. La distance entre la dernière prise de pression et le début du divergent est représentée en rouge. Les distances sont exprimées en mm.	20
2.4	Représentation du manomètre à colonnes d'eau et de ses principaux éléments.	22
2.5	Exemple de prise de vue avec l'appareil Nikon D3300 et un agrandissement d'une règle de mesure.	24

2.6	Disposition du manomètre à colonnes d'eau par rapport à la veine d'essai et positionnement de l'appareil photo.	24
2.7	Photographie issue d'une mesure pour une vitesse moyenne de 4 m/s dans la veine d'essai avec le manomètre incliné à 28 °. La colonne 10 (à gauche) ne montre pas de fluctuation tandis que la colonne 13 indique environ 5 mm.	25
2.8	Représentation de la mesure de l'incertitude de lecture due au positionnement de l'objectif u_{LA}	26
2.9	Représentation de l'incertitude de l'angle d'inclinaison du manomètre u_{IM} liée aux erreurs angulaires u_{β} d'horizontalité de la structure du manomètre et de l'inclinaison des colonnes d'eau.	27
2.10	Importance relative de chacune des incertitudes de la mesure de pression pour trois vitesses moyennes.	29
2.11	Principe de fonctionnement de la technique LDV (Dantec Dynamics, 2017).	30
2.12	Représentation de l'effet Doppler.	31
2.13	Configuration à deux lasers pour la technique LDV.	32
2.14	Représentation du signal traité par le processeur. Gauche : signal brut dans le domaine temporel. Centre : signal filtré dans le domaine temporel. Droite : signal filtré dans le domaine fréquentiel. Image issue de Lemay (2014).	33
2.15	Modèle du volume de mesure.	33
2.16	Représentation du montage LDV.	36
2.17	Principe de la réfraction.	37
2.18	Schématisation de la réfraction de deux faisceaux laser au travers de l'acrylique et de l'eau.	38
2.19	Orientation des axes dans l'écoulement. Le système d'axe est orienté de manière analogue à la figure 1.2.	38
2.20	Positionnement du montage LDV.	39
2.21	Configurations utilisées pour le système LDV. La première configuration (a) est utilisée pour les mesures du frottement dans le canal avec la méthode basée sur les fluctuations de la vitesse. La sonde est orientée à $\gamma = 45^\circ$ par rapport à l'écoulement et deux paires de faisceaux permettent d'avoir deux volumes de mesures coïncidents. La seconde configuration (b) est celle utilisée pour mesurer la vitesse débitante (selon \vec{x}) proche de la paroi. Pour celle-ci, la sonde est orientée à $\gamma = 0^\circ$ et une seule paire de faisceaux est utilisée.	40
2.22	Positions des plans de mesure. Les couleurs représentent les objectifs des mesures. En rouge pour vérifier si l'écoulement est pleinement développé. En bleu pour vérifier si l'écoulement bidimensionnel. En vert : positions pour mesurer le frottement.	41
2.23	Fonction d'autocorrélation de la vitesse débitante pour trois nombres de Reynolds basés sur la vitesse centrale et la demi-hauteur du canal.	43
2.24	Évolution du temps d'indépendance unitaire en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne et la hauteur du canal.	44
2.25	Rééchantillonnage des mesures réalisées avec le système LDV. a) Données brutes, b) Données rééchantillonnées, c) Intervalle de temps entre deux mesures.	44
2.26	Alignement de la sonde laser avec l'axe horizontal du canal hydrodynamique.	45
2.27	Désalignement de la sonde avec les moteurs et l'effet d'un déplacement sur la cible.	46
2.28	Correction nécessaire pour rendre les faisceaux et la fenêtre perpendiculaires.	46

2.29	Influence de l'incertitude d'orientation de la sonde sur la mesure de la vitesse. La particule se déplace à une vitesse C (rouge).	49
2.30	Effet de l'erreur de perpendicularité sur l'angle d'incidence des faisceaux laser.	51
2.31	Importance relative de chacune des incertitudes de la mesure de la composante débitante de vitesse pour trois nombres de Reynolds. Les incertitudes aléatoires sont $P_{\overline{U}}$ tandis que la part des incertitudes de biais $B_{\overline{U}}$ représente la somme des autres incertitudes.	53
2.32	Importance relative de chacune des incertitudes de la mesure de la composante transversale de vitesse pour trois nombres de Reynolds. Les incertitudes de précision sont $P_{\overline{V}}$ tandis que la part des incertitudes de biais $B_{\overline{V}}$ représente la somme des autres incertitudes.	53
3.1	Évolution de la pression dans la veine d'essai en fonction de la position dans l'écoulement (x/h) pour une vitesse moyenne de $U_m = 5$ m/s ($Re_m = 150000$).	59
3.2	L'axe des ordonnées de gauche présente l'évolution du frottement pariétal déterminé par le gradient de pression $\overline{\tau_{w,P}}$ en fonction du nombre de Reynolds basé sur l'écoulement moyen Re_m . L'axe de droite montre l'évolution de l'erreur relative du frottement pariétal $u_{\overline{\tau_{w,P}}}/\overline{\tau_{w,P}}$	61
3.3	Comparaison des profils de vitesse débitante de la partie supérieure et inférieure pour deux orientations de la sonde LDV à 0° et à 45° . Le centre du canal est à l'abscisse $y/h = 0$ et la paroi correspond à l'abscisse $y/h = 1$. Le graphique a) concerne un nombre de Reynolds d'environ $Re_\tau \simeq 400$ ($Re_m \simeq 15000$) et le graphique b) correspond à $Re_\tau \simeq 5500$ ($Re_m \simeq 240000$). Les profils issus des calculs DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés pour comparaison.	63
3.4	Présentation des positions mesurées pour la vérification de l'influence de l'orientation de la sonde sur la vitesse moyenne débitante.	64
3.5	Profils de vitesse moyenne mesurés par deux paires de faisceaux orientées à 45° avant projection sur \vec{x} et \vec{y} . La première paire de faisceaux mesure la vitesse moyenne pondérée $\overline{C_{x_1}}$ et la deuxième correspond à $\overline{C_{y_1}}$. Les profils de la vitesse moyenne débitante mesurés par une seule paire de faisceaux sont projetés à 45° et appelés $\overline{U_{45}}$. Deux nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen sont étudiés $Re_m \simeq 15000$ et $Re_m \simeq 240000$	65
3.6	Évolution des fluctuations normalisées par la vitesse moyenne au centre du canal $\sigma_U/\overline{U_c}$. Plusieurs nombres de Reynolds sont présentés : a) $Re_\tau \simeq 400$ ($Re_m \simeq 15000$), b) $Re_\tau \simeq 2200$ ($Re_m \simeq 90000$) et c) $Re_\tau \simeq 5500$ ($Re_m \simeq 240000$). Les mesures avec le système LDV sont réalisées de deux manières. La première utilise une seule paire de faisceaux et la sonde orientée à $\gamma = 0^\circ$. Pour la seconde, la sonde est orientée à $\gamma = \pm 45^\circ$ et deux paires de faisceaux sont utilisées. Les études DNS de del Álamo et Jiménez (2003), de Hoyas et Jiménez (2006) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont également montrées. Les barres d'erreurs sont présentées, mais leurs dimensions sont faibles par rapport à la taille des symboles.	69

3.7	Évolution de la corrélation croisée des composantes de la vitesse $\overline{u'v'}/(\sigma_U\sigma_V)$ en fonction de la hauteur dans le canal y/h . Plusieurs nombres de Reynolds sont présentés : a) $Re_\tau \simeq 400$ ($Re_m \simeq 15000$), b) $Re_\tau \simeq 4200$ ($Re_m \simeq 180000$). Les mesures avec le système LDV sont réalisées en orientant la sonde à $\pm 45^\circ$ par rapport à l'écoulement et en utilisant deux paires de faisceaux. Les études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont également ajoutées.	70
3.8	Évolution du frottement pariétal déterminé par le gradient de la tension de Reynolds $\overline{\tau_{w,R}}$ (axe des ordonnées principal) en fonction du nombre de Reynolds Re_m . Les barres d'erreur du frottement sont représentées, mais leurs dimensions sont faibles par rapport à la taille des symboles. L'erreur relative du frottement pariétal $u_{\overline{\tau_{w,R}}}/\overline{\tau_{w,R}}$ est représentée sur l'axe secondaire des ordonnées à droite.	74
4.1	Caractère pleinement développé : positions des mesures (en rouge).	76
4.2	Évolution de la composante débitante de la vitesse \overline{U} pour plusieurs nombres de Reynolds Re_τ . Les mesures LDV sont réalisées avec une seule paire de faisceaux en orientant la sonde à 0° par rapport à l'écoulement. Selon la direction principale de l'écoulement, deux positions de mesure sont évaluées : $x/h = 315$ et $x/h = 375$. Les profils des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) (a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés (b).	77
4.3	Évolution de la grandeur turbulente débitante normalisée $\sigma_U/\overline{U_C}$ pour plusieurs nombres de Reynolds Re_τ . Les mesures LDV sont réalisées avec une seule paire de faisceaux en orientant la sonde à 0° par rapport à l'écoulement. Selon la direction principale de l'écoulement, deux positions de mesure sont évaluées : $x/h = 315$ et $x/h = 375$. Les profils des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) (a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés (b).	78
4.4	Caractère bidimensionnel : positions des mesures.	79
4.5	Évolution de la grandeur turbulente débitante normalisée $\sigma_U/\overline{U_C}$ pour deux nombres de Reynolds $Re_\tau = 393$ (a) et $Re_\tau = 5350$ (b). Les mesures LDV sont réalisées avec deux paires de faisceaux en orientant la sonde à 45° par rapport à l'écoulement. Selon la largeur de l'écoulement, plusieurs positions de mesure sont évaluées entre $z/h = 0$ et $z/h = 9.24$. Les profils des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) (a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés (b).	80
4.6	Évolution de la grandeur turbulente transversale normalisée $\sigma_V/\overline{U_C}$ pour deux nombres de Reynolds $Re_\tau = 393$ (a) et $Re_\tau = 5350$ (b). Les mesures LDV sont réalisées avec deux paires de faisceaux en orientant la sonde à 45° par rapport à l'écoulement. Selon la profondeur de l'écoulement, plusieurs positions de mesure sont évaluées entre $z/h = 0$ et $z/h = 9.24$. Les profils des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) (a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés (b).	81
4.7	Profils de vitesse mesurés avec la sonde à 0° en utilisant le frottement pariétal obtenu à partir de la mesure de pression. Ajout de la correction proposée par Vinuesa et al. (2015). Comparaison avec les mesures de Coulaud (2013) ainsi que les profils DNS de Hoyas et Jiménez (2006) et Lozano-Durán et Jiménez (2014).	83

4.8	Évolution du frottement pariétal moyen τ_w en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne de l'écoulement Re_m . Les mesures avec la méthode liée au gradient de pression de Coulaud (2013) et la correction de Vinuesa et al. (2015) sont ajoutées.	85
-----	--	----

Nomenclature

Acronymes

Symbole	Description	
CEI	Commission Électrotechnique Internationale	p. 2
CFD	Calcul numérique de mécanique des fluides	p. 2
DNS	Modèle de calcul numérique résolvant les équations de Navier-Stokes pour toutes les échelles (Direct Navier-Stokes)	p. 9
LAMH	Laboratoire en Machines Hydrauliques de l'Université Laval	p. 1
LDV	Vélocimétrie laser par effet Doppler	p. 2
OFI	Interférométrie par film d'huile	p. 8
PIV	Vélocimétrie par images de particules	p. 2

Exposants

Symbole	Description	Unité	
\diamond^+	Variable \diamond normalisée en variable de paroi	–	p. 7

Alphabet grec

Symbole	Description	Unité	
β	Angle d'inclinaison du manomètre	°	p. 27
δ_{frange}	Distance interfrange dans le volume de mesure	m	p. 33
ΔL_{sonde}	Déplacement de la sonde	m	p. 37

ΔL_{vol}	Déplacement du volume de mesure	m	p. 37
ΔP	Différence de pression statique entre deux positions de mesure	Pa	p. 57
$\epsilon_{1,eau}$	Angle d'incidence du premier faisceau dans l'eau	°	p. 51
$\epsilon_{2,eau}$	Angle d'incidence du second faisceau dans l'eau	°	p. 51
ϵ_{tap}	Hauteur des bavures en amont de la prise de pression	m	p. 57
γ	Angle d'orientation de la sonde par rapport à la direction principale de l'écoulement	°	p. 40
λ_L	Longueur des faisceaux laser	m	p. 31
$\lambda_{L,acrylique}$	Longueur d'onde d'onde des faisceaux laser dans l'acrylique	m	p. 37
$\lambda_{L,air}$	Longueur d'onde d'onde des faisceaux laser dans l'air	m	p. 37
$\lambda_{L,eau}$	Longueur d'onde d'onde des faisceaux laser dans l'eau	m	p. 37
ν	Viscosité cinématique du fluide	m ² /s	p. 7
ρ	Masse volumique du fluide	m/s	p. 3
ρ_1	Fonction d'autocorrélation de la vitesse débitante	—	p. 43
σ_\diamond	Écart-type de la grandeur \diamond	—	p. 28
$\overline{\tau_{sw,P}}$	Frottement pariétal moyen sur la paroi latérale déterminé par le gradient de pression	Pa	p. 12
$\overline{\tau_{sw}}$	Frottement pariétal moyen sur la paroi latérale	Pa	p. 12
$\overline{\tau_{w,P}}$	Frottement pariétal moyen sur la paroi horizontale déterminé par le gradient longitudinal de pression	Pa	p. 12
$\overline{\tau_{w,R}}$	Frottement pariétal moyen déterminé par le gradient transversal de la tension de Reynolds	Pa	p. 71
τ_i	Temps d'indépendance de la mesure de la vitesse	s	p. 42
τ_w	Frottement pariétal	Pa	p. 6
τ_{12}	Contrainte de cisaillement totale	Pa	p. 3
$\theta_{L,acrylique}$	Demi-angle des faisceaux dans l'acrylique	°	p. 36
$\theta_{L,air}$	Demi-angle des faisceaux dans l'air	°	p. 36
$\theta_{L,eau,\Delta perp}$	Angle d'incidence de l'axe de la sonde dans l'eau	°	p. 51
$\theta_{L,eau}$	Demi-angle des faisceaux dans l'eau	°	p. 36

Indices

Symbole	Description	Unité	
\diamond_c	Grandeur \diamond exprimée au centre du canal	—	p. 11

Alphabet romain

Symbole	Description	Unité	
$-\overline{\rho u'v'}$	Tension de Reynolds	Pa	p. 3
a_0	Premier coefficient de la régression linéaire	–	p. 58
a_1	Deuxième coefficient de la régression linéaire	–	p. 58
AR	Rapport de forme du canal	–	p. 10
b	Demi-largeur du canal	m	p. 10
B_\diamond	Incertitude de biais de la grandeur \diamond	–	p. 25
B_{mag}	Intensité du champ électromagnétique	T	p. 21
C_{x_1}	Vitesse mesurée dans le repère de la sonde selon l'axe \vec{x}_1	m/s	p. 40
C_{x_2}	Vitesse mesurée dans le repère de la sonde selon l'axe \vec{y}_1	m/s	p. 40
d_t	Diamètre du tuyau relié à la prise de pression	m	p. 57
$D_{faisceau}$	Diamètre des faisceaux laser avant de traverser la lentille	m	p. 34
$d_{faisceau}$	Diamètre des faisceaux laser dans le volume de mesure	m	p. 34
d_{tap}	Diamètre de la prise de pression	m	p. 57
\hat{e}_1	Vecteur directionnel provenant du premier faisceau	–	p. 31
\hat{e}_2	Vecteur directionnel provenant du second faisceau	–	p. 31
\hat{e}_r	Vecteur directionnel unitaire provenant de la lumière réfléchie	–	p. 31
$(e_{1B})_\diamond$	Première erreur élémentaire de biais pour le calcul d'incertitude de la grandeur \diamond	–	p. 60
$(e_{1P})_\diamond$	Première erreur élémentaire de précision pour le calcul d'incertitude de la grandeur \diamond	–	p. 60
e_a	Dimension principale latérale de l'ellipsoïde du volume de mesure	m	p. 33
e_b	Dimension principale longitudinale de l'ellipsoïde du volume de mesure	m	p. 33
e_c	Dimension principale transversale de l'ellipsoïde du volume de mesure	m	p. 33
E_{elec}	Tension entre les électrodes du débitmètre	V	p. 21
f_D	Fréquence de battement	Hz	p. 31
f_L	Fréquence du faisceau laser incident	Hz	p. 31
$f_{r,1}$	Fréquence de la lumière réfléchie issue du premier faisceau	Hz	p. 31
$f_{r,2}$	Fréquence de la lumière réfléchie issue du second faisceau	Hz	p. 31

f_{sh}	Fréquence de décalage associée à la cellule de Bragg	Hz	p. 32
h	Demi-hauteur du canal	m	p. 4
\overline{H}_b	Hauteur mesurée du bas de la fluctuation de l'interface air-eau dans le manomètre	m	p. 25
\overline{H}	Hauteur mesurée dans le manomètre	m	p. 25
k	Constante de correction du frottement pariétal de Yang (2009)	–	p. 15
l	Distance entre les électrodes	m	p. 21
L_e	Longueur de développement de l'écoulement	m	p. 10
L_t	Espacement longitudinal entre deux prises de pression à la paroi du canal	m	p. 57
L_x	Dimension longitudinale de calcul numérique	m	p. 9
L_y	Dimension transversale de calcul numérique	m	p. 9
L_z	Dimension latérale de calcul numérique	m	p. 9
$L_{faisceaux}$	Écartement entre les faisceaux laser	m	p. 47
L_{focale}	Longueur focale de la lentille de la sonde	m	p. 34
l_{tap}	Longueur de la prise de pression	m	p. 57
L_{veine}	Longueur de la veine d'essai	m	p. 19
L_{x_i}	Position longitudinale de la prise de pression	m	p. 58
LR	Rapport de longueur du canal	–	p. 10
Ma	Nombre de Mach	–	p. 57
$n_{acrylique}$	Indice de réfraction de l'acrylique	–	p. 37
n_{air}	Indice de réfraction de l'air	–	p. 37
n_{eau}	Indice de réfraction de l'eau	–	p. 37
N_{LDV}	Nombre de données indépendantes mesurées par le LDV	–	p. 42
N_{pompe}	Vitesse de rotation de la pompe	tr/min	p. 17
P	Pression statique réelle	Pa	p. 57
\overline{P}	Pression moyenne mesurée	Pa	p. 4
P_0	Pression moyenne à la paroi pour une position x	Pa	p. 5
P_m	Pression statique mesurée	Pa	p. 57
P_\diamond	Incertitude de précision de la grandeur \diamond	–	p. 25
Q	Débit volumique	m ³ /s	p. 21
Re_τ	Nombre de Reynolds calculé à partir de la vitesse de frottement et la demi-hauteur du canal	–	p. 7
Re_m	Nombre de Reynolds calculé à partir de la vitesse moyenne de l'écoulement U_m et de la hauteur du canal $2h$	–	p. 44
Re_{DH}	Nombre de Reynolds calculé à partir de la vitesse moyenne de l'écoulement et du diamètre hydraulique D_H	–	p. 12

S	Aire de la section	m^2	p. 21
$\%SF_{sw}$	Proportion du frottement pariétal issu des parois latérales	—	p. 14
$s_{\bar{\diamond}}$	Écart-type de la distribution de la moyenne de la grandeur \diamond	—	p. 28
t	Temps	s	p. 4
T_{mesure}	Durée totale de mesure en un point de mesure avec le système LDV	s	p. 42
TT_i	Temps de passage de la particule i à travers le volume de mesure	s	p. 35
U	Composante instantanée de la vitesse selon la direction longitudinale \vec{x}	m/s	p. 4
$\overline{U_C}$	Vitesse débitante moyenne mesurée au centre du canal	m/s	p. 76
$\overline{U_{45}}$	Vitesse moyenne mesurée à l'aide d'une seule paire de faisceaux à $\gamma = 0^\circ$ puis projetée à 45°	m/s	p. 65
\bar{U}	Composante moyenne de la vitesse selon la direction longitudinale \vec{x}	m/s	p. 4
\vec{U}_P	Vecteur vitesse de la particule P qui traverse le volume de mesure	—	p. 31
u'	Fluctuations de la composante longitudinale U de la vitesse	m/s	p. 4
u_τ	Vitesse caractéristique appelée vitesse de frottement	m/s	p. 7
u_A	Incertitude sur le vecteur de coefficients A	—	p. 58
u_h	Incertitude de mesure de la demi-hauteur du canal	m	p. 60
U_m	Vitesse moyenne débitante	m/s	p. 21
u_{α_x}	Incertitude d'alignement des moteurs autour de la direction principale longitudinale du canal	$^\circ$	p. 45
u_{α_y}	Incertitude d'alignement des moteurs autour de la direction principale transversale du canal	$^\circ$	p. 45
u_{α_z}	Incertitude d'alignement des moteurs autour de la direction principale latérale du canal	$^\circ$	p. 45
u_β	Erreur d'inclinaison du manomètre	$^\circ$	p. 27
u_\diamond	Incertitude de la grandeur \diamond	-	p. 25
$u_{\gamma_{MS}}$	Incertitude angulaire d'orientation de la sonde autour de la direction latérale \vec{z}	$^\circ$	p. 45
$u_{\overline{\tau_{w,P}}}$	Incertitude de mesure du frottement pariétal moyen en utilisant le gradient longitudinal de pression	Pa	p. 60

$u_{\overline{\tau_{w,R}}}$	Incertitude de mesure du frottement pariétal moyen déterminé par le gradient transversal de la tension de Reynolds	Pa	p. 71
$u_{\overline{P}}$	Incertitude de mesure de la pression longitudinale moyenne	Pa	p. 59
U_{\perp}	Vitesse de la particule P mesurée perpendiculairement au volume de mesure du LDV	m/s	p. 32
u_{σ_U}	Incertitude de mesure de l'écart-type σ_U	m/s	p. 55
u_{σ_V}	Incertitude de mesure de l'écart-type σ_V	m/s	p. 55
u_{a_0}	Incertitude sur le premier coefficient de la régression linéaire	—	p. 60
u_{a_1}	Incertitude sur le deuxième coefficient de la régression linéaire	—	p. 60
u_{AM}	Incertitude de positionnement du moteur	m	p. 46
u_{AMS}	Incertitude d'alignement de la sonde pour connaître son orientation γ	m	p. 45
$u_{C_{x,PS}}$	Incertitude de mesure de la vitesse longitudinale due à l'erreur d'orientation de la sonde autour de la direction latérale	m/s	p. 48
$u_{C_{x_1\theta_{L,\perp}}}$	Incertitude de mesure de la vitesse C_{x_1} issue de l'erreur de perpendicularité de l'axe de la sonde par rapport à la paroi	m/s	p. 51
$u_{C_{x_{1i}}}$	Erreur de mesure de la composante de vitesse orientée selon \vec{x}_1 pour la particule i	m/s	p. 72
$u_{C_{y,PS}}$	Incertitude de mesure de la vitesse transversale due à l'erreur d'orientation de la sonde autour de la direction latérale	m/s	p. 48
$u_{C_{y_1\theta_{L,\perp}}}$	Incertitude de mesure de la vitesse C_{y_1} issue de l'erreur de perpendicularité de l'axe de la sonde par rapport à la paroi	m/s	p. 51
$u_{C_{y_{1i}}}$	Erreur de mesure de la composante de vitesse orientée selon \vec{y}_1 pour la particule i	m/s	p. 72
u_{CC_x}	Incertitude de positionnement dans la direction principale longitudinale de l'écoulement	m	p. 47
u_{CC_y}	Incertitude de positionnement dans la direction principale transversale de l'écoulement	m	p. 47
u_{CC_z}	Incertitude de positionnement dans la direction principale latérale de l'écoulement	m	p. 47

u_{IM}	Erreur de lecture de hauteur d'eau due à l'angle d'inclinaison du manomètre	m	p. 27
$u_{L_{faisceaux}}$	Incertitude d'écartement des faisceaux laser	m	p. 50
$u_{L_{focale}}$	Incertitude de longueur focale de la lentille	m	p. 50
$u_{L_{x_i}}$	Incertitude de positionnement des prises de pression	m	p. 59
u_{LA}	Erreur de lecture de hauteur d'eau due au positionnement de l'objectif	m	p. 26
u_{LF}	Erreur de lecture des fluctuations des hauteurs d'eau due à la résolution des règles	m	p. 27
u_{LH}	Erreur de lecture de hauteur d'eau due à la résolution des règles	m	p. 27
u_{MC_x}	Incertitude d'alignement des moteurs dans la direction principale longitudinale du canal	m	p. 45
u_{MC_y}	Incertitude d'alignement des moteurs dans la direction principale transversale du canal	m	p. 45
u_{MC_z}	Incertitude d'alignement des moteurs dans la direction principale latérale du canal	m	p. 45
u_{PR}	Erreur de lecture de hauteur d'eau due à la position des règles sur chaque colonne	m	p. 26
u_{R_x}	Incertitude sur la coordonnée longitudinale du volume de mesure	m	p. 47
u_{R_y}	Incertitude sur la coordonnée longitudinale du volume de mesure	m	p. 47
u_{R_z}	Incertitude sur la coordonnée longitudinale du volume de mesure	m	p. 47
$u_{U_{\theta_L, \perp}}$	Incertitude de mesure de la vitesse U issue de l'erreur de perpendicularité de l'axe de la sonde par rapport à la paroi	m/s	p. 51
$u_{V_{\theta_L, \perp}}$	Incertitude de mesure de la vitesse V issue de l'erreur de perpendicularité de l'axe de la sonde par rapport à la paroi	m/s	p. 51
u_{x_i}, u_{y_i}	Incertitude de mesure des couples de données (x_i, y_i) de la régression linéaire	—	p. 58
V	Composante instantanée de la vitesse selon la direction transversale \vec{y}	m/s	p. 4
\bar{V}	Composante moyenne de la vitesse selon la direction transversale \vec{y}	m/s	p. 4
v'	Fluctuations de la composante transversale V de la vitesse	m/s	p. 4

V_e	Volume de l'ellipsoïde	m^3	p. 34
W	Composante instantanée de la vitesse selon la direction latérale \vec{z}	m/s	p. 4
\overline{W}	Composante moyenne de la vitesse selon la direction latérale \vec{z}	m/s	p. 4
w'	Fluctuations de la composante latérale W de la vitesse	m/s	p. 4
\vec{x}_1	Vecteur unitaire du repère de mesure de la sonde laser	—	p. 40
\vec{x}	Direction principale débitante ou longitudinale de l'écoulement	—	p. 3
y	Éloignement normal à la paroi	m	p. 3
\vec{y}_1	Vecteur unitaire du repère de mesure de la sonde laser	—	p. 40
\vec{y}	Direction principale transversale de l'écoulement	—	p. 3
y_{ei}	Fonction d'estimation de y_i	—	p. 58
\vec{z}	Direction principale latérale de l'écoulement	—	p. 3

Rapport-Gratuit.com

À ma petite sœur.

Remerciements

La réussite de cette maîtrise n'est pas le fruit d'une seule personne, mais plutôt le résultat d'une belle collaboration alimentée par des échanges constants d'idées entre différents professionnels et étudiants. J'aimerais exprimer ma reconnaissance à certaines personnes, toutes indispensables !

J'aimerais tout d'abord remercier ma directrice de recherche, Claire Deschênes, qui m'a guidé et encouragé tout au long de ce projet. Je la remercie grandement de m'avoir donné l'opportunité de travailler, d'apprendre et de m'épanouir dans son laboratoire.

Partenaire de pause café dans un premier temps, appui scientifique ensuite et finalement codirecteur de recherche, je voudrais remercier Pierre Duquesne de m'avoir transmis sa passion pour les mesures expérimentales (entre autres !). Je le remercie aussi pour son support pendant l'écriture de ce mémoire, malgré la distance.

J'aimerais également remercier tous les partenaires du Consortium en Machines Hydrauliques pour leur contribution à ce projet de recherche : Alstom Énergie Renouvelable Canada Inc., Andritz Hydro Canada Inc., Voith Hydro Inc., Hydro-Québec, Université Laval. Merci également au Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada et Calcul Canada pour leur apport financier.

Merci mille fois à Maxime Coulaud pour ses réflexions toujours pertinentes, son analyse approfondie et son souci du détail. Je le remercie de ne pas s'être plaint de mes nombreuses questions ! Un grand merci à Vincent Aeschlimann pour m'avoir aidé à faire mes mesures, à les comprendre et à les analyser.

Je remercie aussi tous mes collègues du Laboratoire de Machines Hydrauliques avec qui j'ai pu échanger pendant ces deux années, notamment, Mauricio Pereira, Sébastien Houde, Mélissa Fortin, Victor Tyrode, Yohan Tonot, Jean-David Buron. Merci à Mathieu Blier pour sa qualité de peintre, de guide de canot, de maître-nageur ! Je voudrais aussi remercier mon ami Yaël Bourgeois pour son courage de m'avoir supporté pendant tout ce temps. Merci à tous mes amis, peu importe la distance, je pense notamment à Erwan, Clémence, Angeline, Victor, Lucie, Valentin, Méganne, Marie, Nicolas, Sophie, Édith, Guillaume, Marine, Régis, Debby... Je remercie aussi l'hospitalité du comptoir du Fou Aéliés qui m'a permis d'écrire mon

mémoire confortablement ainsi que Karl et toute son équipe pour leur gentillesse et leurs bons cafés !

Je ne pourrais passer outre mes parents, ma sœur et toute ma famille pour leur aide et leur confiance. Enfin, je voudrais remercier ma très chère Jouvance qui m'a chéri et soutenu tout au long de ce projet parfois difficile.

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre d'introduction présente le contexte de l'étude au sein du Laboratoire en Machines Hydrauliques de l'Université Laval (LAMH). Tout d'abord, l'intérêt de cette étude dans le programme de recherche BulbT est explicité. Les connaissances théoriques liées à l'écoulement sont présentées. Ensuite, une revue de littérature concernant les caractéristiques de différents canaux à écoulement pleinement développé existants est présentée. Une revue des différentes techniques de mesure du frottement pariétal est alors effectuée. La problématique de recherche et les objectifs de l'étude sont finalement exposés.

1.1 Contexte de l'étude

Dans une époque où le développement durable est une préoccupation majeure, l'hydroélectricité est le principal moyen de production de masse d'électricité « propre ». Elle représente 17 % de la production mondiale. Avec un potentiel hydrographique très important, le Canada a développé l'hydroélectricité depuis les débuts de cette technologie. Elle représente maintenant 60 % de sa production (USEI, 2017), le Canada étant le second producteur au monde. La production d'électricité de la province de Québec est assurée à environ 95 % par l'hydroélectricité (Hydro-Québec, 2017). La province compte 62 centrales en excluant les installations des particuliers, fournissant une puissance installée de plus de 36000 MW. Récemment, le développement des nouvelles sources de production électrique tend à augmenter le nombre d'arrêts et départs des turbines. En effet, ces nouvelles sources, telles que l'énergie éolienne ou l'énergie solaire, présentent de fortes variations de puissance produite au cours d'une même journée. Les turbines hydrauliques doivent donc participer à combler ces variations par des démarrages et des arrêts plus fréquents. Dans ce contexte, des installations plus fiables et avec un meilleur rendement sur une plus grande plage d'utilisation sont souhaitées. Cette nouvelle utilisation des turbines hydroélectriques impose une meilleure connaissance des écoulements secondaires qui surviennent lors de l'opération des turbines loin du point nominal d'utilisation

et lors des régimes transitoires.

Le Consortium en machines hydrauliques regroupe différents partenaires académiques, industriels et gouvernementaux. Il effectue des recherches afin d'accroître la compréhension des écoulements et d'améliorer les prédictions des performances dans les turbines hydrauliques à réaction. Pour soutenir ces recherches, le LAMH possède un banc d'essai pour les modèles réduits de turbines suivant la norme CEI 60193. De plus, le laboratoire dispose d'outils de mesure de l'écoulement tels que la vélocimétrie par images de particules (PIV), la vélocimétrie laser par effet Doppler (LDV), la sonde de pression instationnaire (Morachioli, 2007; Duquesne et al., 2009, 2010) ainsi que des aubes instrumentées (Houde et al., 2012b,a) par exemple. Par ailleurs, le LAMH et les différents partenaires du Consortium ont d'importantes capacités de calcul permettant d'effectuer, en parallèle des mesures, des simulations CFD (Computational Fluid Dynamics).

Dans le cadre du second projet du Consortium en machines hydrauliques, nommé BulbT, le laboratoire étudie numériquement et expérimentalement le comportement d'une turbine bulbe. L'analyse expérimentale du comportement de l'écoulement dans les couches limites turbulentes, tant au niveau des directrices que de l'aspirateur, est un des objectifs du projet BulbT. Dans ce contexte, le frottement pariétal doit être mesuré avec des méthodes précises et fiables. Cependant, l'écoulement dans les machines hydrauliques est complexe et fortement tridimensionnel. Le LAMH a donc décidé de développer un capteur de frottement pariétal permettant d'obtenir l'intensité et la direction du frottement de l'eau à la paroi. Cet instrument, composé de trois films chauds, est positionné à la paroi et doit être étalonné pour obtenir la relation entre le frottement et la quantité physique mesurée. Il faut donc placer le capteur dans un écoulement dont le frottement est connu. Ainsi, Coulaud (2013) a développé un banc d'étalonnage (figure 1.1) composé d'un plan de section rectangulaire.

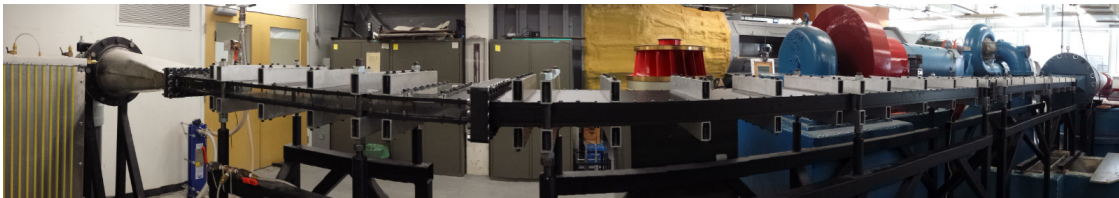


FIGURE 1.1 – Représentation « fish-eye » du canal conçu par Coulaud (2013) lors de sa maîtrise. L'écoulement est de droite à gauche. La veine d'essai est située à gauche de l'image.

Le frottement pariétal provient de la viscosité dynamique du fluide et du non-glissement de l'écoulement à la paroi. La perte de charge dans un tuyau horizontal est directement proportionnelle à ce frottement pariétal. Cette grandeur peut être définie comme la contrainte de

cisaillement à la paroi. La contrainte de cisaillement τ_{12} peut être exprimée selon la relation 1.1 où \bar{U} est la vitesse moyenne parallèle à la paroi, u' sa fluctuation, y l'éloignement normal à la paroi, ρ la masse volumique du fluide, μ la viscosité dynamique, et v' la fluctuation de la vitesse normale à la paroi. À la paroi, la tension de Reynolds $-\rho\overline{u'v'}$ est nulle alors le frottement est directement proportionnel au gradient transversal de la vitesse débitante. Par contre, l'augmentation du niveau de turbulence implique une croissance de la tension de Reynolds et du frottement pariétal ainsi que l'accroissement du gradient de vitesse parallèle à la paroi.

$$\tau_{12} = \mu \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \quad (1.1)$$

L'objectif du canal à écoulement pleinement développé est d'obtenir un frottement de référence dans un écoulement connu pour permettre l'étalonnage de capteurs de frottement. La solution retenue par le LAMH est de reproduire un écoulement de Poiseuille plan pleinement développé et bidimensionnel. Ce type d'écoulement possède des caractéristiques très intéressantes. D'une part, la théorie sur cet écoulement permet de mesurer aisément le frottement pariétal et sera exposée dans la prochaine section. D'autre part, ce type d'écoulement canonique a beaucoup été étudié expérimentalement et numériquement, autorisant alors la comparaison des résultats.

1.2 L'écoulement de Poiseuille plan

L'écoulement de Poiseuille plan correspond à un écoulement entre deux plaques parallèles infinies et fixes. Il est mis en mouvement par l'action d'un gradient longitudinal de pression. Ses conditions aux limites sont définies par une vitesse nulle aux deux parois et par un profil de vitesse moyenne invariant selon la direction longitudinale.

La figure 1.2 illustre le canal correspondant à l'écoulement de Poiseuille plan. Le repère cartésien a pour origine la demi-hauteur h . Les axes \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} représentent respectivement les directions longitudinale, transversale (normale aux parois) et latérale. Les composantes de la vitesse sont respectivement U , V et W pour les axes \vec{x} , \vec{y} et \vec{z} . Les fluctuations des vitesses correspondantes sont u' , v' et w' . La direction débitante correspond à l'axe \vec{x} .

L'écoulement de Poiseuille plan présente les caractéristiques suivantes (Lemay, 2010; Kundu et al., 2012) :

1. l'écoulement est pleinement développé : $\frac{\partial(\overline{\quad})}{\partial x} = 0$ excepté pour la pression moyenne $\frac{\partial \overline{P}}{\partial x} \neq 0$;
2. l'écoulement est statistiquement stationnaire (ou stationnaire en moyenne) : $\frac{\partial(\overline{\quad})}{\partial t} = 0$;
3. l'écoulement est bidimensionnel en moyenne : $\frac{\partial(\overline{\quad})}{\partial z} = 0$, $\overline{W} = 0$ et $\overline{u'w'} = \overline{v'w'} = 0$;
4. le champ de vitesse instantané est défini par : $U = \overline{U} + u'$, $V = v'$ et $W = w'$.

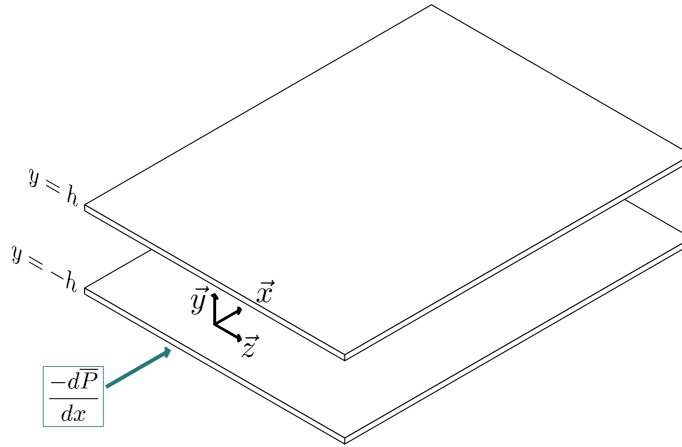


FIGURE 1.2 – Schéma d'un canal dont l'objectif est de produire un écoulement de Poiseuille plan. La hauteur est $2h$. Les parois en $y = \pm h$ sont infinies selon z . Le gradient longitudinal de pression meut l'écoulement selon la direction \vec{x} .

Équations du mouvement moyen

En utilisant les hypothèses énoncées précédemment, l'équation de Reynolds pour la composante débitante \overline{U} (relation 1.2) se simplifie sous la forme de la relation 1.3.

$$\rho \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \overline{P}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right) \quad (1.3)$$

Par ailleurs, pour la composante transversale de la vitesse \overline{V} , l'équation de Reynolds 1.2, soumise aux conditions de cet écoulement, permet d'obtenir la relation :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{P} + \rho \overline{v'^2} \right) = 0 . \quad (1.4)$$

En intégrant cette équation avec la condition de bidimensionnalité, la relation devient :

$$\overline{P} + \rho \overline{v'^2} = f(x) . \quad (1.5)$$

À la paroi, le terme $\overline{v'^2}$ s'annule alors la fonction $f(x)$ devient :

$$f(x) = P_0(x) , \quad (1.6)$$

où $P_0(x)$ représente la pression moyenne à la paroi pour une position x . Comme l'écoulement est pleinement développé, la variation selon \vec{x} de la relation 1.5 devient donc :

$$\frac{\partial \overline{P}}{\partial x} = \frac{dP_0}{dx} . \quad (1.7)$$

Ainsi, cette relation implique que la perte de charge longitudinale mesurée $\partial \overline{P} / \partial x$ correspond à l'évolution longitudinale de la pression moyenne pour un écoulement pleinement développé bidimensionnel.

Contrainte totale

La contrainte de cisaillement totale τ_{12} (relation 1.1) est invariante dans la direction débitante. Avec les relations 1.3 et 1.7, l'équation liant la contrainte totale au gradient de pression est :

$$\frac{dP_0}{dx} = \frac{\partial \tau_{12}}{\partial y} = cte . \quad (1.8)$$

La relation 1.8 implique une évolution longitudinale linéaire de la pression. L'intégration de l'équation 1.8 selon y est la relation :

$$\tau_{12} = \frac{dP_0}{dx} y + f(x) . \quad (1.9)$$

Sur l'axe de symétrie du canal (à $y = 0$), la contrainte totale est nulle à cause de la condition de symétrie :

$$\tau_{12}|_{y=0} = f(x)|_{y=0} = 0 . \quad (1.10)$$

La contrainte totale peut alors s'écrire selon l'équation 1.11. Ainsi, pour un écoulement pleinement développé bidimensionnel, la contrainte de cisaillement totale est uniquement fonction de l'éloignement normal par rapport à la paroi y et du gradient longitudinal du champ de pression dP_0/dx .

$$\tau_{12} = \frac{dP_0}{dx} y \quad (1.11)$$

Frottement pariétal

La définition de la contrainte totale et l'équation 1.11 permettent d'écrire à la paroi ($y = -h$ et $\overline{u'v'} = 0$) :

$$\tau_{12}|_{y=-h} = \tau_w = \mu \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} \Big|_{y=-h} , \quad (1.12)$$

$$\tau_{12}|_{y=-h} = \tau_w = -\frac{dP_0}{dx} h . \quad (1.13)$$

Le frottement pariétal est alors directement proportionnel à la hauteur de la couche limite h . Le frottement pariétal, ou contrainte de cisaillement à la paroi, est noté par le terme τ_w . La relation 1.11 de la contrainte totale peut se réécrire :

$$\tau_{12} = -\tau_w \frac{y}{h} . \quad (1.14)$$

Avec la relation 1.1, la contrainte totale en fonction de la hauteur dans le canal devient alors :

$$\tau_{12} = -\tau_w \frac{y}{h} = \mu \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} . \quad (1.15)$$

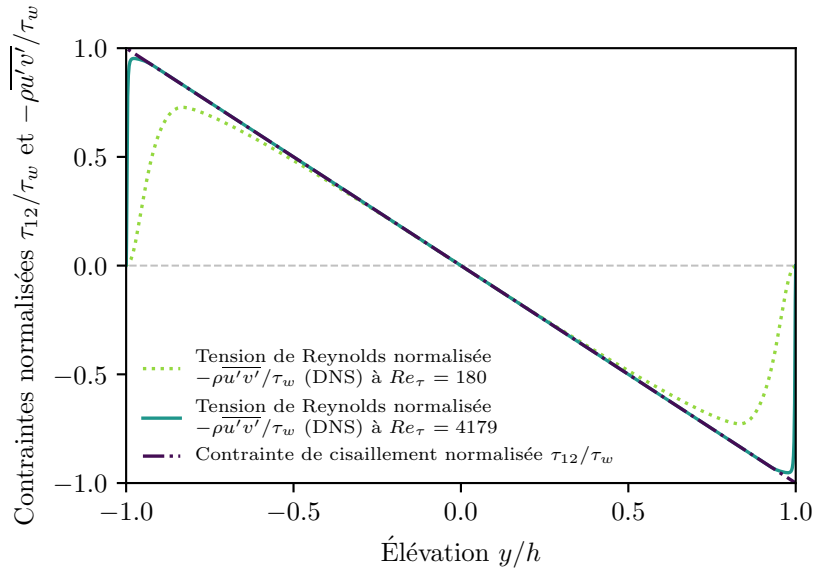


FIGURE 1.3 – Évolution du rapport des contraintes de cisaillement normalisées τ_{12}/τ_w et aperçu de la contribution de la tension de Reynolds $-\overline{\rho u'v'}/\tau_w$ selon la hauteur du canal. Données DNS de Kim et al. (1987) et Lozano-Durán et Jiménez (2014).

La figure 1.3 représente l'évolution de la contrainte totale et la contribution de la tension de Reynolds $-\overline{\rho u'v'}$ selon la hauteur d'un canal plan. Les nombres de Reynolds étudiés sont

supérieurs à $Re_\tau = 180$.

Dans la partie centrale du canal, la tension de Reynolds $-\rho\overline{u'v'}$ représente la totalité de la contrainte de cisaillement τ_{12} . En effet, le gradient de la vitesse débitante moyenne $\partial\overline{U}/\partial y$ est négligeable dans cette zone proche de $y = 0$. Avec l'accroissement du nombre de Reynolds Re_τ , cette zone grandit. La mesure des fluctuations des composantes de la vitesse u' et v' au centre du canal permet ainsi d'obtenir le gradient de la contrainte de cisaillement τ_{12} . L'extrapolation du gradient de la tension de Reynolds $-\rho\partial\overline{u'v'}/\partial y$ mesuré au centre permet d'obtenir le frottement pariétal moyen à $y = \pm h$:

$$\tau_w \simeq \pm \rho h \left. \frac{\partial\overline{u'v'}}{\partial y} \right|_{y=0} . \quad (1.16)$$

Utilisation des variables de paroi pour décrire l'écoulement

Dans une portion de la région interne de la couche limite, l'équation 1.17 définit la vitesse caractéristique u_τ de cette zone proche de la paroi. Cette grandeur est nommée vitesse de frottement :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} . \quad (1.17)$$

Les variables adimensionnelles U^+ et y^+ , définies par l'équation 1.18, sont appelées variables de paroi :

$$U^+ = \frac{\overline{U}}{u_\tau} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y}{\nu} \frac{u_\tau}{\nu} . \quad (1.18)$$

Pour décrire l'écoulement, un nombre de Reynolds Re_τ est également défini en fonction de la vitesse de frottement u_τ , de la demi-hauteur du canal h et de la viscosité cinématique du fluide ν :

$$Re_\tau = \frac{u_\tau \times h}{\nu} \quad (1.19)$$

1.3 Revue de littérature pour la vérification d'un canal pleinement développé bidimensionnel

1.3.1 Mesure du frottement pariétal d'un écoulement pleinement développé

De nombreuses méthodes permettant de mesurer le frottement pariétal ont été proposées au fil du temps. Le tableau 1.1 répertorie les différentes techniques selon la catégorie de mesure :

directe ou indirecte (Haritonidis, 1989; Berca, 2007). Les paragraphes suivants présentent les techniques les plus utilisées dans la littérature pour mesurer le frottement dans les canaux pleinement développés et bidimensionnels.

TABLE 1.1 – Catégorisation des types de mesure du frottement pariétal.

Mesure directe	Mesure indirecte
Interférométrie avec film d’huile (OFI) Élément flottant	Vélocimétrie par images de particules (PIV) Vélocimétrie laser par effet Doppler (LDV) Tube de Preston Lame de rasoir Film chaud Fil chaud Fil/film chaud pulsé

Mesure par interférométrie avec film d’huile (OFI)

Cette technique est basée sur la mesure de la déformation d’un mince film d’huile déposé sur la paroi du canal. À cause du frottement pariétal, la goutte se répand. Le rapport d’amincissement du film d’huile mesuré par interférométrie est déterminé par les franges d’interférences produites par une source lumineuse.

La technique, créée par Tanner et Blows (1976), a été décrite et améliorée par Janke (1993). Aucun étalonnage n’est nécessaire, il faut seulement un accès optique. De plus, aucune hypothèse sur l’écoulement ne doit être élaborée, rendant alors cette technique très intéressante. Le dispositif de mesure est assez simple, mais la viscosité de l’huile utilisée doit être évaluée avec une grande précision. Les inconvénients principaux sont :

- le temps de mesure est élevé, entre 10 minutes et 3 heures, selon la viscosité de l’huile et l’intensité du frottement (Berca, 2007) ;
- dans l’eau et pour des valeurs de frottement comprises entre 2 Pa et 5 Pa, l’incertitude de cette méthode a été estimée à 15 % pour un canal pleinement développé (Garrison et al., 1998).

Mesure par vélocimétrie laser

Le frottement peut être déterminé indirectement de plusieurs manières en utilisant la vélocimétrie laser dans un écoulement de Poiseuille plan. Dans la partie de la couche limite la plus proche de la paroi, appelée sous couche visqueuse, l’évolution de la vitesse débitante \bar{U} est linéaire avec l’éloignement $(h - y)$ par rapport à la paroi alors le frottement peut être déterminé par l’équation 1.12. Cependant, cette partie de la région interne est très petite

$y^+ < 5$ (Cousteix, 1989) ce qui rend la mesure de la vitesse très complexe. Elle nécessiterait l'utilisation d'un micro-PIV ou d'un micro-LDV.

Dans la partie externe de la couche limite, comme expliqué précédemment, le gradient transversal de la tension de Reynolds $-\rho\overline{u'v'}/\partial y$ peut être extrapolé pour obtenir le frottement pariétal. La principale difficulté de cette méthode est de mesurer instantanément et simultanément les composantes débitantes et transversales de la vitesse. Pour cela, un système PIV ou un système LDV composé de deux paires de faisceaux laser peut être utilisé.

Mesure par le gradient longitudinal de pression

Comme présenté dans les paragraphes précédents, le gradient longitudinal de pression peut être utilisé pour mesurer indirectement le frottement pariétal (Lemay, 2010; Kundu et al., 2012). Pour déterminer ce gradient, des prises de pression sont nécessaires. D'après Tropea et al. (2007), la mesure de la pression est soumise à de nombreux paramètres géométriques liés à la prise de pression elle-même qui peuvent altérer la valeur mesurée, dont son diamètre et sa profondeur. Généralement, le gradient de pression peut être mesuré par un capteur de pression différentielle ou un manomètre à colonnes d'eau. Les avantages de ces solutions sont la rapidité de mise en place et la mesure du gradient de pression moyen. Par contre, ce sont des mesures intrusives dans l'écoulement.

Comparaison avec les études numériques

Dans l'objectif de vérifier les mesures du frottement, les études expérimentales de l'écoulement de Poiseuille plan seront comparées dans ce travail aux simulations numériques directes (DNS). Celles-ci résolvent numériquement les équations de Navier-Stokes sans aucun modèle de turbulence. Le domaine de simulation prend la forme d'une boîte dont les côtés L_x et L_z correspondent respectivement aux directions débitantes et latérales. La géométrie de l'écoulement de Poiseuille plan n'est donc pas respectée : les parois ont une taille finie. Pour l'étude de Hoyas et Jiménez (2006), les dimensions de simulation sont importantes : $L_x = 8\pi h$ et $L_z = 3\pi h$ mais, la principale différence entre les études numériques et les études expérimentales est l'application de conditions aux limites. Une condition limite de Neumann est ajoutée dans les deux directions \vec{x} et \vec{z} pour les vitesses, reproduisant des dimensions infinies. Par conséquent, il n'est pas possible de reproduire expérimentalement l'écoulement calculé par DNS.

1.3.2 Influence de la géométrie du canal dans la littérature

Pour reproduire un écoulement de Poiseuille plan, le canal devrait avoir des dimensions infinies, condition irréalisable dans la pratique. Plusieurs paramètres géométriques sont donc nécessaires pour décrire le canal. L'obtention d'un écoulement bidimensionnel est soumise au rapport de forme AR tandis que le rapport de longueur LR permet de rendre l'écoulement pleinement développé :

$$AR = \frac{b}{h} \quad \text{et} \quad LR = \frac{L_e}{h}, \quad (1.20)$$

où b est la demi-largeur du canal, h correspond à la demi-hauteur du canal et L_e est la longueur de développement.

Le tableau 1.2 présente une liste non exhaustive de différents canaux conçus pour être pleinement développés et bidimensionnels référencés dans la littérature. La hauteur de chaque canal est précisée dans la deuxième colonne. Pour les installations à géométrie variable, c'est l'intervalle qui est présenté. Les colonnes suivantes contiennent les rapports de forme et de longueur. La gamme des nombres de Reynolds basés sur le frottement Re_τ étudiée par chaque auteur est présentée ensuite.

TABLE 1.2 – Liste de canaux pleinement développés bidimensionnels

Auteur	Hauteur $2h$ [mm]	Rapport de forme AR	Rapport de longueur LR	Reynolds Re_τ	Fluide
Laufer (1948)	127	12	110	522 – 2249	Air
Comte-Bellot et Craya (1965)	180	13.3	133	2340 – 8160	Air
Hussain et Reynolds (1975)	63.5	12	400	640 – 1363	Eau
Wei et Willmarth (1989)	25.72	11.8 : 1	172	169 – 1607	Eau
Antonia et al. (1992)	42	18	320	181 – 916	Air
Rhodes et Knight (1994)	24.6–123.2	10 – 50	106 – 530	394 – 1253	Air
Durst et al. (1998)	100	18	200	87 – 293	Air
Zanoun et al. (2003)	50	12	230	1500 – 5000	Air
Monty (2005)	100	11.7	260	1015 – 3941	Air
Vinuesa et al. (2014)	6.35–15.88	12.8 – 48	200	200 – 900	Air

Puisque la section est rectangulaire, il existe des effets de bord. Dans le cas où des écoulements secondaires se forment dans les coins, l'écoulement au centre est modifié, l'hypothèse de la bidimensionnalité ne s'applique plus. Le frottement pariétal n'est plus proportionnel au

gradient longitudinal de pression. Cependant, pour un canal avec un rapport de forme élevé, les effets tridimensionnels ne sont plus significatifs. Dean (1978) mentionne une limite minimale de 7 pour le rapport de forme. Au début des années 2000, Zanoun et al. (2003) et Monty (2005) recommandent un facteur de forme supérieur de 12 environ. Après une étude récente, Vinuesa et al. (2014) préconisent une limite minimale du rapport de forme de 24.

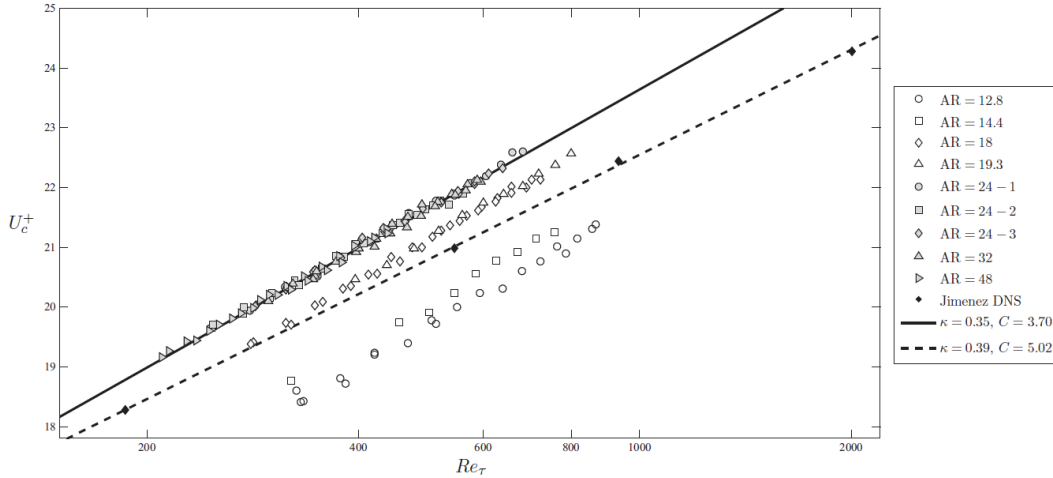


FIGURE 1.4 – Mesures de la vitesse normalisée pour différents nombres de Reynolds Re_τ par interférométrie de film d’huile dans le plan central pour canaux avec des rapports de forme allant de 12.8 à 48. Ces données expérimentales sont comparées aux études DNS de Jiménez et al. (2004) et de del Álamo et al. (2004). Extrait de Vinuesa et al. (2015). Cette étude présente trois périmètres différents ayant le même rapport de forme : $AR = 24 - 1$, $AR = 24 - 2$ et $AR = 24 - 3$.

La figure 1.4 (Vinuesa et al., 2015) présente la vitesse au centre du canal normalisée en variable de paroi U_c^+ en fonction du nombre de Reynolds Re_τ . Cette vitesse est obtenue par :

$$U_c^+ = \frac{\overline{U}_c}{u_\tau}, \quad (1.21)$$

où \overline{U}_c est la vitesse moyenne au centre du canal et u_τ est la vitesse de frottement déduite du frottement pariétal (équation 1.17). La mesure du frottement provient soit d’une mesure par OFI, soit d’une étude numérique par DNS. La mesure du frottement pour Vinuesa et al. (2015) est possible, car les valeurs mesurées du frottement sont faibles (Garrison et al., 1998). Cette mesure directe sert de référence. Dans cette étude, le frottement est également mesuré à l’aide du gradient de pression longitudinal et une comparaison avec les mesures par OFI est réalisée. La mesure du frottement déduite du gradient de pression surestime le cisaillement local obtenu par OFI. De plus, la mesure du frottement par le gradient de pression présente une plus grande dépendance au rapport de forme que la mesure par OFI. D’après Vinuesa et al. (2015), l’écoulement au centre du canal est indépendant du rapport de forme à partir d’un rapport de forme de 24. Malgré cela, la mesure du frottement par le gradient de pression

apparaît toujours biaisée. Les résultats issus des calculs DNS présentent une différence avec les mesures expérimentales même lorsque $AR > 24$. Celle-ci croît avec le nombre de Reynolds Re_τ et est comprise entre 1.2 % pour $Re_\tau = 200$ et 2.8 % pour $Re_\tau = 800$. Cette erreur peut provenir de différentes sources. Tout d'abord, le calcul DNS a une répétition latérale contrairement à la configuration expérimentale qui dispose d'une paroi latérale. De plus, l'incertitude de mesure du frottement pariétal de cette étude par OFI vaut 0.85 % (Vinuesa et al., 2014). Un biais qui augmenterait la valeur du frottement pariétal aurait pour conséquence de diminuer la valeur de U_c^+ et d'augmenter Re_τ . En conclusion, l'écart entre les valeurs issues des simulations DNS et les mesures expérimentales par OFI de Vinuesa et al. (2015) n'est pas significatif par rapport à l'incertitude de mesure.

La relation entre le rapport de forme AR et le frottement pariétal obtenu par le gradient longitudinal de pression a été étudiée expérimentalement pour obtenir des lois empiriques. Ces équations, proposées par Yang (2009), Rhodes et Knight (1994) ainsi que Vinuesa et al. (2015), sont tracées pour des nombres de Reynolds calculés avec le diamètre hydraulique compris entre $Re_{D_H} = 5000$ et $Re_{D_H} = 19900$ (relation 1.22). Les relations données dans les équations 1.23 et 1.24 sont celles établies par Vinuesa et al. (2015) respectivement pour les parois horizontales et les parois latérales :

$$Re_{D_H} = \frac{D_H U_m}{\nu} , \quad (1.22)$$

$$\frac{\tau_w}{\tau_{w,P}} = -0.5125AR^{-0.7808} + 1 , \quad (1.23)$$

$$\frac{\overline{\tau_{sw}}}{\overline{\tau_{w,P}}} = -0.1623AR^{-3.166} + 0.6621 , \quad (1.24)$$

où τ_w est le frottement moyen sur la paroi horizontale, $\overline{\tau_{w,P}}$ correspond au frottement moyen sur la paroi horizontale obtenu avec le gradient longitudinal de pression et $\overline{\tau_{sw}}$ est le frottement moyen sur la paroi latérale.

La figure 1.5 reprend les moyennes des frottements pariétaux des parois horizontales τ_w et latérales $\overline{\tau_{sw}}$ issues des données DNS. Ces données DNS sont calculées avec des parois latérales et différents rapports de forme, de $AR = 1$ à $AR = 7$. Une condition limite de répétition dans la direction débitante est ajoutée. Par ailleurs, les relations de Yang (2009), Knight et Patel (1985) et Vinuesa et al. (2015) sont tracées. Il est intéressant de noter que les tendances de $\tau_w/\overline{\tau_{w,P}}$ concordent avec les corrélations de Yang (2009) et Knight et Patel (1985). Pour le frottement des parois latérales $\overline{\tau_{sw}}/\overline{\tau_{sw,P}}$, d'un point de vue qualitatif, la corrélation proposée par Yang (2009) évolue de manière similaire aux mesures corrigées de Vinuesa et al. (2015). Par contre, le comportement issu des équations de Knight et Patel (1985) est différent, vraisemblablement parce que leur étude s'est portée uniquement sur $AR \leq 10$. L'écart quantitatif peut être attribué à la difficulté d'estimation du frottement de la paroi latérale en utilisant des

tubes de Preston (Knight et Patel, 1985). La correction de la mesure du frottement pariétal par le gradient longitudinal de pression, proposée par Vinuesa et al. (2015) sur la figure 1.5 et par la relation 1.23, montre que le rapport $\tau_w/\overline{\tau_w,P} \rightarrow 1$ pour un rapport de forme AR infini.

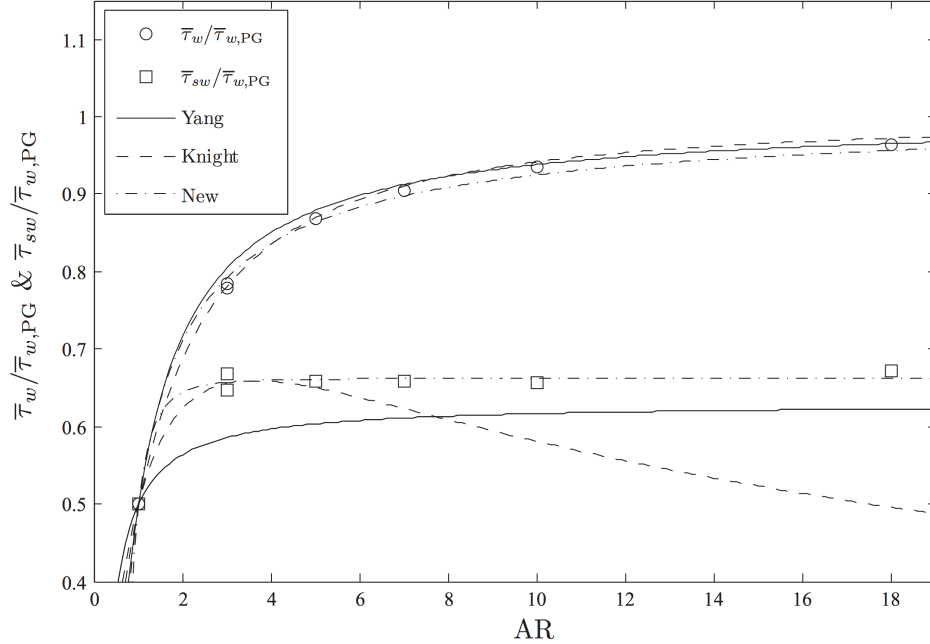


FIGURE 1.5 – Comparaisons entre le frottement pariétal réel des parois horizontales τ_w (noté ici $\bar{\tau}_w$) et latérales τ_{sw} (noté ici $\bar{\tau}_{sw}$) et le frottement déterminé par le gradient longitudinal de pression pour les parois horizontales $\overline{\tau_w,P}$ (noté ici $\bar{\tau}_{w,PG}$). Les relations proposées par Yang (2009), Knight et Patel (1985) ainsi que celles de Vinuesa et al. (2015) (appelées « New ») sont tracées et comparées avec ses mesures. Cette figure correspond à la figure 5 de (Vinuesa et al., 2015).

Knight et Patel (1985) ont défini également un autre paramètre fonction du rapport de forme, la proportion du frottement pariétal agissant sur les parois latérales $\%SF_{sw}$ mesurée dans la section centrale du canal. La figure 1.6, issue des travaux de Rhodes et Knight (1994), illustre le comportement de ce paramètre. Pour des rapports de forme supérieurs à 30, la proportion du frottement pariétal agissant sur les parois latérales représente moins de 1 % du frottement s’appliquant sur toutes les parois. La courbe appelée « Geometric line » représente la courbe attendue en fonction de la géométrie du canal, en prenant en compte les longueurs des parois. La différence entre les données et la ligne géométrique s’explique par la répartition non homogène du frottement pariétal le long du canal. Rhodes et Knight (1994) proposent de calculer la proportion du frottement pariétal agissant sur les parois latérales $\%SF_{sw}$ en fonction du rapport de forme AR par :

$$\%SF_{sw} = \frac{100}{1 + \left(\frac{1+1.345/AR}{1+1.345AR} \right)^{-1.057}} \quad (1.25)$$

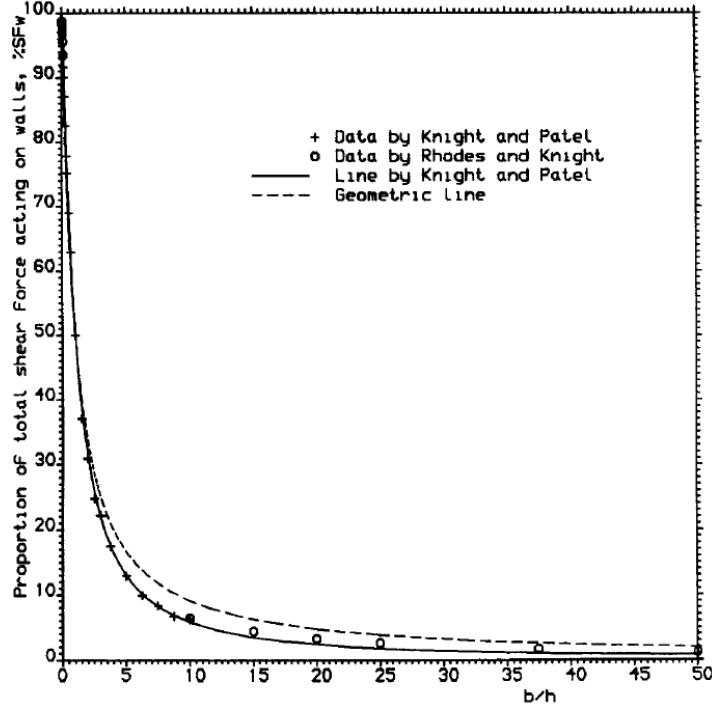


FIGURE 1.6 – Proportion du frottement pariétal agissant sur les parois latérales $\%SF_{sw}$ (notée ici $\%SF_w$) en fonction du rapport de forme AR (noté ici b/h). Cette figure correspond à la figure 4 de Rhodes et Knight (1994).

1.3.3 Influence de la géométrie du canal du LAMH

Le canal du LAMH a un rapport de forme $AR = 10.9$ (tableau 2.1). Cette valeur est en dessous des préconisations de Vinuesa et al. (2015). L'application de la relation 1.23 au canal hydrodynamique du LAMH permet d'obtenir une correction de la mesure de frottement pariétal par le gradient longitudinal de pression afin de retirer l'influence des parois latérales. La correction diminue le frottement pariétal mesuré de 8 % (équation 1.27).

$$\tau_w = (-0.5125AR^{-0.7808} + 1) \overline{\tau_{w,P}} \quad (1.26)$$

$$\tau_w = 0.92 \times \overline{\tau_{w,P}} \quad (1.27)$$

Cependant, l'étude de Vinuesa et al. (2015) est réalisée avec de l'air, alors les nombres de Reynolds de frottement Re_τ sont faibles : entre $Re_\tau \simeq 200$ et $Re_\tau \simeq 900$. En utilisant de l'eau,

les nombres de Reynolds sont généralement plus élevés. D'autres corrections de la mesure du frottement par le gradient longitudinal de pression sont proposées, notamment celle de Yang (2009) :

$$\frac{\tau_w}{\bar{\tau}_{w,P}} = 1 - \frac{k}{2AR}, \quad (1.28)$$

$$k^3 + \frac{k}{AR} - 2 = 0. \quad (1.29)$$

En résolvant l'équation 1.29 pour le canal du LAMH, on obtient la valeur de $k = 1.236$ et une correction 5.7 %. La correction à appliquer sur la mesure du frottement par le gradient longitudinal de pression proposée par Vinuesa et al. (2015) est plus élevée que celle de Yang (2009). Toutefois, la correction de Vinuesa et al. (2015) a été choisie, car le nombre de données permettant l'obtention de ce facteur correctif est plus élevé que pour Yang.

1.4 Problématique de recherche

La problématique de ce mémoire est d'obtenir une mesure de référence du frottement pariétal dans le canal hydrodynamique du LAMH.

1.5 Objectifs spécifiques

Dans le but de résoudre la précédente problématique, les prochains objectifs spécifiques à atteindre dans le cadre de cette maîtrise sont :

- confirmer que l'écoulement dans la section centrale est équivalent à l'écoulement théorique de Poiseuille plan ;
- améliorer la méthode de mesure du frottement pariétal basée sur le gradient longitudinal de pression et utilisée lors des essais préliminaires de Coulaud (2013) ;
- comparer une seconde méthode de mesure du frottement pariétal basée sur les fluctuations des composantes débitante et transversale de la vitesse avec la méthode utilisant le gradient longitudinal de pression.

1.6 Organisation du mémoire

Le chapitre 2 décrit les installations utilisées pour ce projet. De plus, le principe des mesures de la pression et de la vitesse ainsi que le montage expérimental utilisé y sont présentés. Dans

le chapitre 3, les méthodes de mesure du frottement pariétal sont décrites et l'incertitude de mesure est déterminée. Le chapitre 4 expose la caractérisation de l'écoulement ainsi que la comparaison des différentes méthodes de mesure du frottement pariétal. Enfin, le chapitre 5 présente les principales conclusions de cette étude.

Chapitre 2

Présentation des montages, des instruments de mesure et des incertitudes

Comme indiqué dans l'introduction, l'objectif du canal hydrodynamique est d'obtenir un écoulement dont le frottement pariétal est connu. Ce chapitre présente, dans un premier temps, les caractéristiques de ce canal hydrodynamique. Ensuite, les différents instruments de mesure utilisés ainsi que leurs incertitudes de mesure sont exposés.

2.1 Description du canal hydrodynamique

Le canal hydrodynamique a été conçu et construit par Coulaud (2013). Par la suite, de nombreuses modifications ont eu lieu sur le canal, notamment de Bouajila (2013), Chiriatti (2014) et Carrier (2015) dans le but d'améliorer le canal. Par exemple, des nids-d'abeilles ont été ajoutés afin de réduire la taille des structures turbulentes ou encore l'état de surface des parois a été amélioré. Différents éléments sont nécessaires pour obtenir un écoulement bidimensionnel et pleinement développé. La figure 2.1 représente les différents éléments de la boucle d'essai dont les composants principaux sont le réservoir, la pompe, la chambre de tranquillisation et la veine d'essai. Chacun de ces éléments est détaillé dans les paragraphes suivants.

La marque de la pompe qui entraîne l'écoulement dans la boucle est ABB et son modèle est 10L3B. Sa puissance nominale est de 22.4 kW. La roue de la pompe possède six aubes et une vitesse de rotation maximale $N_{pompe} = 1150$ tr/min.

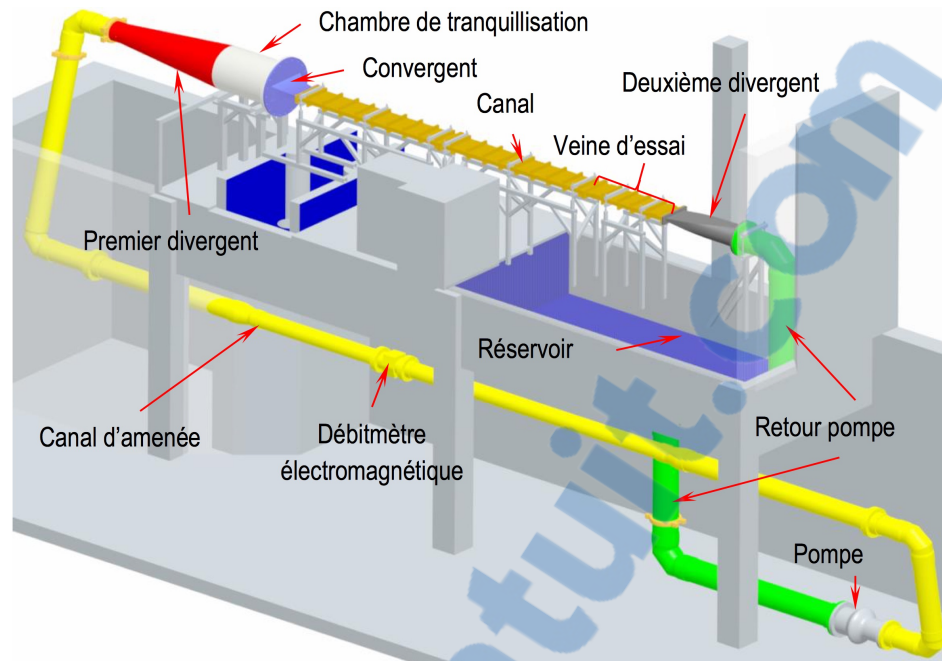


FIGURE 2.1 – Vue d'ensemble de la boucle d'essai. Extrait de (Coulaud, 2013)

La chambre de tranquillisation permet d'homogénéiser l'écoulement et de réduire le taux de turbulence. Les grosses structures sont brisées en traversant un nid-d'abeilles. Au passage du nid, la perte de charge est limitée si la vitesse est faible, justifiant d'autant plus l'agrandissement de la section. Initialement, un premier nid-d'abeilles était placé dans le divergent et un second dans la chambre. Cependant, lors des précédentes mesures, le nid conique du divergent s'est décroché. Ainsi, il ne reste plus que le nid-d'abeilles de la chambre de tranquillisation. Comme l'objectif du nid-d'abeilles est d'uniformiser l'écoulement, cette particularité pourrait avoir des conséquences sur la symétrie de l'écoulement entrant dans la partie rectiligne du canal.

Le convergent lie la chambre de tranquillisation au canal dont la section est plus faible. Avec une géométrie adaptée, il permet également de réduire le taux de turbulence et d'uniformiser l'écoulement (Metha et Bradshaw, 1979).

L'élément principal, le canal, comprend deux régions. La première, nommée zone de développement, permet de développer l'écoulement. La seconde, dans laquelle l'écoulement est pleinement développé, s'appelle veine d'essai. Les caractéristiques géométriques du canal sont répertoriées dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Caractéristiques géométriques du canal

Hauteur du canal	$2h$	30.30 mm
Largeur du canal	$2b$	330 mm
Longueur de développement (avant veine d'essai)	L_e	4620 mm
Longueur de la veine d'essai	L_{veine}	1206 mm
Rapport de forme	$AR = b/h$	10.9
Rapport de longueur	$LR = L_e/h$	306

Les parois du canal sont en aluminium traité par anodisation. L'anodisation sert à protéger les parois contre l'oxydation au contact de l'eau. Une couche d'oxydation anodique de 25 μm a été appliquée initialement, mais le canal a rapidement présenté de la corrosion à certains endroits, sur chaque paroi. Après le retrait de l'anodisation de 25 μm , un nouveau traitement de 50 μm a été appliqué. Malgré le traitement de surface d'anodisation de 50 μm sur les parois intérieures du canal, certaines marques d'oxydation peuvent être observées le long de la seule partie visible : la veine d'essai. De plus, la paroi inférieure dispose de 13 prises de pression dont l'intérieur n'est pas protégé contre l'oxydation. Ainsi, il est probable que l'intérieur des prises de pression ne soit plus parfaitement cylindrique, influençant alors la mesure (Tropea et al., 2007).

Les mesures sont réalisées dans la veine d'essai du canal hydrodynamique. L'écoulement doit être pleinement développé et bidimensionnel avant l'entrée dans cette zone. Afin de permettre la mesure de vitesse par LDV, les parois latérales de la veine sont en acrylique et deux accès optiques dans le mur supérieur sont réalisés.

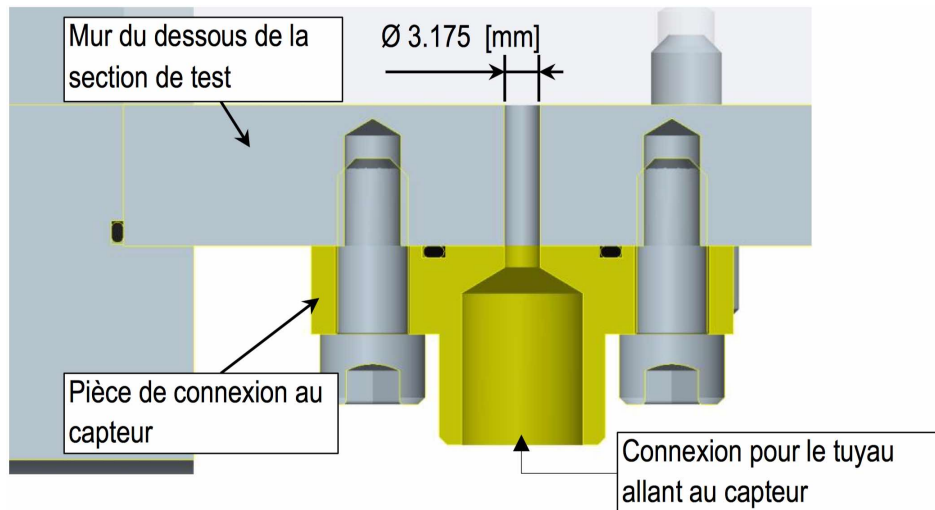


FIGURE 2.2 – Vue CAD en coupe d'une des prises de pression (Coulaud, 2013)

Initialement, la paroi inférieure de la veine d'essai était pourvue de trois prises de pression. La figure 2.2 représente la conception de ces prises dont le diamètre est de 3.175 mm. Ce diamètre représente 21 % de la demi-hauteur du canal h . D'après Tropea et al. (2007), un diamètre aussi important peut impliquer une erreur sur la mesure de la pression statique. Pour permettre une meilleure régression linéaire et donc une meilleure estimation du gradient de pression, dix prises de pression ont été ajoutées pour compléter les trois prises initiales (Bouajila, 2013). Afin de limiter l'effet du diamètre de ces nouveaux orifices, leur diamètre est 4 fois plus faible, soit 5.3 % de la demi-hauteur du canal h . Le tableau 2.2 répertorie la position des 13 prises de pression. Celles-ci sont alignées sur l'axe central du canal hydrodynamique (figure 2.3).

TABLE 2.2 – Position des prises de pression dans la veine d'essai. Les prises de pression 1, 4 et 13 ont un diamètre de 3.18 mm tandis que les autres ont un diamètre de 0.79 mm.

N°	1*	2	3	4*	5	6	7	8	9	10	11	12	13*
Position [mm]	0	82	152	257	397	517	574	622	752	892	992	1062	1147

L'écoulement est ralenti avant de rejoindre le réservoir à la surface libre. Un second divergent est situé à la sortie de la veine d'essai.

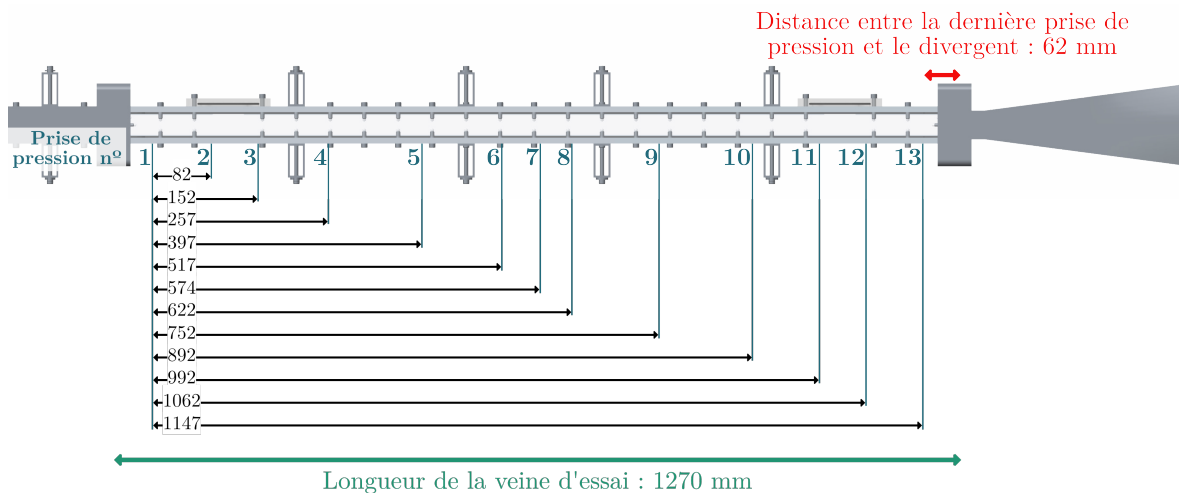


FIGURE 2.3 – Illustration de la position des prises de pression dans la veine d'essai. L'écoulement est de gauche à droite. Les positions sont numérotées sous le canal. La distance entre la dernière prise de pression et le début du divergent est représentée en rouge. Les distances sont exprimées en mm.

La température du circuit est régulée pour permettre l'utilisation d'un capteur de frottement pariétal à films chauds pour lequel la mesure du frottement est basée sur les échanges de

chaleur. La puissance échangée est régulée par la variation du débit massique d'eau froide à l'aide d'une vanne proportionnelle connectée à un contrôleur PID. La température est maintenue constante à l'intérieur d'un intervalle de 0.1 °C. La puissance de refroidissement de l'échangeur est de 25 kW pour une température d'entrée d'eau froide de 4.8 °C et une température d'eau chaude de 20 °C. La puissance de cet élément correspond à la somme des puissances de la pompe du circuit et de la pompe utilisée pour le refroidissement.

2.2 Mesure du débit

La mesure du débit s'effectue avec un débitmètre électromagnétique de la compagnie ABB. Ce type de débitmètre est couramment utilisé en recherche et dans l'industrie, car il possède une grande précision. Son fonctionnement repose sur la loi de l'induction électromagnétique. Un champ magnétique, dont l'intensité B_{mag} est connue, traverse un fluide conducteur en mouvement. Deux électrodes en contact avec l'écoulement sont positionnées perpendiculairement à celui-ci et au champ magnétique. Ainsi, une différence de potentiel entre les électrodes E_{elec} est directement proportionnelle à la vitesse moyenne débitante U_m du fluide et à la distance entre les électrodes l :

$$E_{elec} = B_{mag}U_m l . \quad (2.1)$$

L'étalonnage de ce débitmètre par la compagnie ABB a permis de déterminer son incertitude de mesure. Celle-ci vaut $u_Q = \pm 0.005$ % de la valeur mesurée.

Dans cette étude, les points de fonctionnement sont décrits par la vitesse moyenne de l'écoulement U_m basée sur :

$$U_m = \frac{Q}{S} , \quad (2.2)$$

où Q est le débit volumique et S est l'aire de la section.

2.3 Mesure de la pression

2.3.1 Manomètre à colonnes d'eau

Le canal hydrodynamique fonctionne pour des vitesses moyennes de 0.59 m/s à 9 m/s. La perte de pression dans la veine d'essai est estimée entre 300 Pa et 20000 Pa en fonction du débit. Il a été choisi d'utiliser un manomètre à colonnes d'eau qui permet d'obtenir une mesure simultanée en plusieurs points à faible coût et sans étalonnage. Afin d'augmenter sa sensibilité

aux faibles différences de pression, les colonnes d'eau peuvent être inclinées. Chacune des 13 prises de pression de la veine d'essai est reliée à une colonne d'eau dont le diamètre intérieur est 3/8 ". Celles-ci sont reliées à deux collecteurs communiquant qui permettent d'avoir une pression de référence commune. La figure 2.4 représente le manomètre et ses différentes composantes.

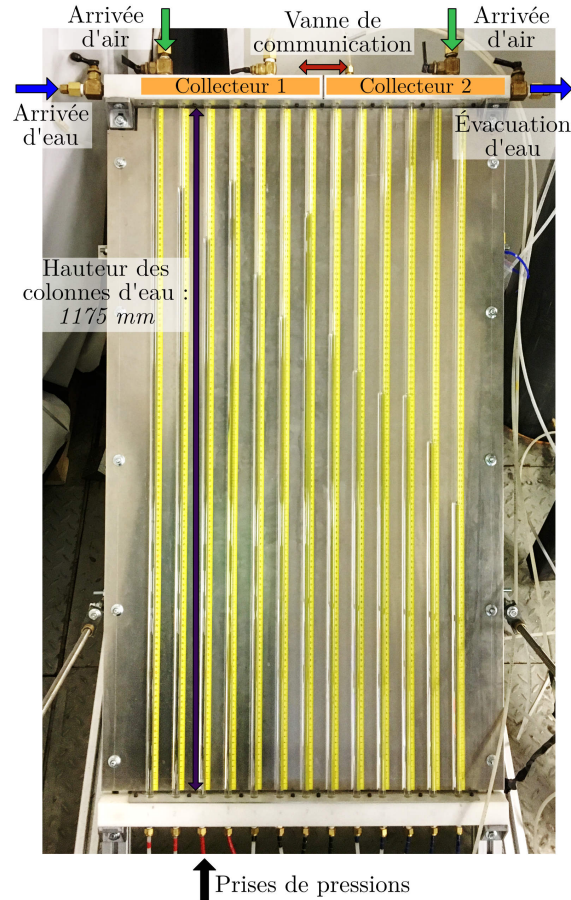


FIGURE 2.4 – Représentation du manomètre à colonnes d'eau et de ses principaux éléments.

Les prises de pression sont connectées dans la partie basse du manomètre. Comme le canal est en dépression par rapport à l'air ambiant, il faut le remplir d'eau lors de la mise en fonction. Les mesures des pressions relatives se font aux interfaces air-eau dans les colonnes de verre avec une règle collée derrière chaque colonne.

Pour les vitesses moyennes supérieures à 7 m/s ($Re_m \geq 210000$), la perte de charge entre la première et la dernière prise de pression est élevée (jusqu'à 14000 Pa). La hauteur du manomètre ne permet pas de mesurer une si grande différence de pression, alors la fermeture de la vanne de communication (en rouge sur la figure 2.4) permet d'isoler les collecteurs 1 et 2.

Les pressions sont différentes pour chaque collecteur. Le collecteur 1 contient les colonnes 1 à 7 tandis que le collecteur 2 comprend celles numérotées 8 à 13. La pression dans le collecteur 1 est supérieure à celle du collecteur 2 afin de pouvoir observer deux gradients longitudinaux de pression. En considérant l'écoulement pleinement développé, ces deux gradients doivent être égaux. La différence de pression entre les deux collecteurs n'est pas mesurée.

Pour s'assurer de la justesse de la lecture des colonnes d'eau, deux paramètres sont importants : l'horizontalité du châssis du manomètre doit être assurée et l'inclinaison des colonnes mesurée. Le premier paramètre est réglé par les pieds du manomètre. Sur les côtés des colonnes, deux tiges filetées permettent l'ajustement de l'inclinaison. Un rapporteur d'angle électronique permet de mesurer chaque angle.

2.3.2 Prise de mesure

Le système avec un manomètre à colonnes d'eau présente un inconvénient : l'impossibilité d'automatiser la mesure de la hauteur des colonnes d'eau. Par contre, la lecture peut être conservée : la solution choisie est de prendre une photographie des 13 colonnes d'eau d'une hauteur de 1175 mm. Un appareil de type reflex est utilisé avec un objectif 18 – 55 mm (Nikon D3300). Cet appareil permet des réglages précis et de prendre des photographies de 24 millions de pixels pour pouvoir lire les règles avec une résolution suffisante (figure 2.5).

Pour mesurer la hauteur d'eau, le centre de l'objectif devrait être au niveau de l'interface air-eau et perpendiculaire au manomètre. Bien entendu, il est impossible de positionner l'objectif face aux 13 interfaces pour chaque mesure. Une table de correction a été réalisée pour estimer l'erreur de projection. Cependant, en positionnant l'appareil avec les bons réglages de l'objectif, la correction à apporter sur la lecture est comprise entre 0 mm et 1 mm. La correction est proche de la résolution des rubans à mesurer, elle n'est donc pas appliquée. Le centre de l'objectif vise en permanence le milieu de la colonne d'eau centrale (numéro 7), à une hauteur de 600 mm.

Le trépied avec l'appareil numérique est disposé dans le laboratoire (figure 2.6), sur un plancher en plaques d'acier situé au-dessus du réservoir. Celles-ci sont peu rigides et les vibrations se transmettent facilement jusqu'à l'objectif. Un déclenchement à distance par un ordinateur a été utilisé afin que l'objectif soit immobile lors de la prise de vue.

Lors du fonctionnement du canal, des fluctuations hydrauliques assez importantes sont présentes et se manifestent par une variation de hauteur des colonnes d'eau. Un grand temps

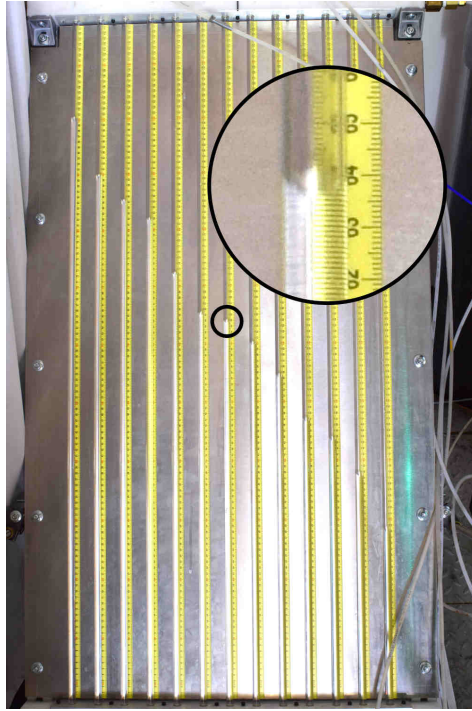


FIGURE 2.5 – Exemple de prise de vue avec l'appareil Nikon D3300 et un agrandissement d'une règle de mesure.



FIGURE 2.6 – Disposition du manomètre à colonnes d'eau par rapport à la veine d'essai et positionnement de l'appareil photo.

d'ouverture de la focale permet d'estimer ces fluctuations et d'obtenir une valeur moyenne du niveau de chaque colonne d'eau. Le temps d'ouverture est réglé sur 30 s. L'intérêt est alors d'observer l'ampleur de la fluctuation sur chaque colonne : l'interface air-eau devient floue. La figure 2.7 permet de comparer des mesures avec (droite) ou sans (gauche) les fluctuations. Les prises de pression avec un grand diamètre (numérotées 1, 4 et 13) présentent de plus grandes fluctuations dans les colonnes d'eau. Cependant, comme le temps d'ouverture vaut 30 s, le cliché ne révélera pas un phénomène dont la fréquence d'apparition est trop basse.

La mesure de la hauteur de chaque colonne est estimée de la manière suivante. La hauteur

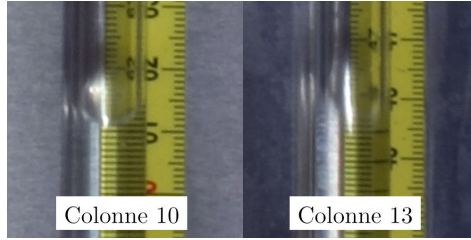


FIGURE 2.7 – Photographie issue d’une mesure pour une vitesse moyenne de 4 m/s dans la veine d’essai avec le manomètre incliné à 28 °. La colonne 10 (à gauche) ne montre pas de fluctuation tandis que la colonne 13 indique environ 5 mm.

du bas de la fluctuation de l’interface air-eau \overline{H}_b est mesurée. Puis, l’amplitude de la fluctuation \overline{H}_f est déterminée. La hauteur mesurée \overline{H} est :

$$\overline{H} = \overline{H}_b + \frac{\overline{H}_f}{2} . \quad (2.3)$$

En parallèle de la mesure de pression, des mesures du débit et de la vitesse sont réalisées. Ces dernières nécessitent plus de temps que les deux autres (section 2.4). Ainsi, 20 clichés du manomètre peuvent être pris pour confirmer que l’écoulement est stable pendant toute la durée de la mesure de vitesse. De plus, utiliser plusieurs photographies permet d’obtenir une incertitude bien plus faible sur la valeur des hauteurs d’eau.

2.3.3 Incertitudes sur la mesure de la pression

Les incertitudes de mesure sont composées des incertitudes de biais $B_{\overline{P}}$ et des incertitudes de précision $P_{\nu, \overline{P}}$, où \overline{P} représente la pression moyenne. L’incertitude de biais, ou systématique, est une erreur fixe donnant une mesure systématiquement plus haute ou plus basse que la valeur vraie. Si le biais est quantifié, les valeurs mesurées peuvent être corrigées. L’incertitude de précision consiste en une dispersion des mesures autour d’une valeur moyenne. L’incertitude de précision suit une distribution de Student avec une probabilité p menant à un intervalle de confiance de 95 %. Le coefficient de Student $t_{\nu, p}$ est une grandeur fonction de cette probabilité p et du nombre d’échantillons ν . L’incertitude globale $u_{\overline{P}}$ est la combinaison de ces deux incertitudes :

$$u_{\overline{P}}^2 = B_{\overline{P}}^2 + t_{\nu, p}^2 P_{\nu, \overline{P}}^2 . \quad (2.4)$$

Incertitude de biais

Erreur sur la position des règles pour chaque colonne (u_{PR})

Chaque colonne d'eau dispose de sa règle de mesure collée. L'origine de chaque règle est positionnée au même niveau avec une incertitude de positionnement de $u_{PR} = \pm 0.5$ mm. Cette valeur est égale à l'erreur de lecture sur la règle.

Erreur de lecture due au positionnement de l'objectif (u_{LA})

Comme l'objectif n'est pas centré sur l'interface air-eau de chaque colonne et que les colonnes sont dans un plan parallèle décalé de 10 mm par rapport aux règles, une erreur de lecture est présente (figure 2.8). Par rapport à l'objectif, les règles sont placées derrière les colonnes d'eau. Si l'objectif est placé plus bas que le ménisque dans la colonne, la valeur de la hauteur lue est trop élevée. En éloignant l'objectif du manomètre, cette erreur est fortement limitée. En fixant un niveau connu dans les colonnes, une différence entre la hauteur connue et la hauteur mesurée peut être déterminée. L'erreur a été estimée entre 0 mm et 0.5 mm, une incertitude de lecture due au positionnement de l'objectif a donc été choisie de $u_{LA} = \pm 0.25$ mm. Cette erreur est inférieure à l'erreur de lecture de la règle ($u_{PR} = \pm 0.5$ mm).

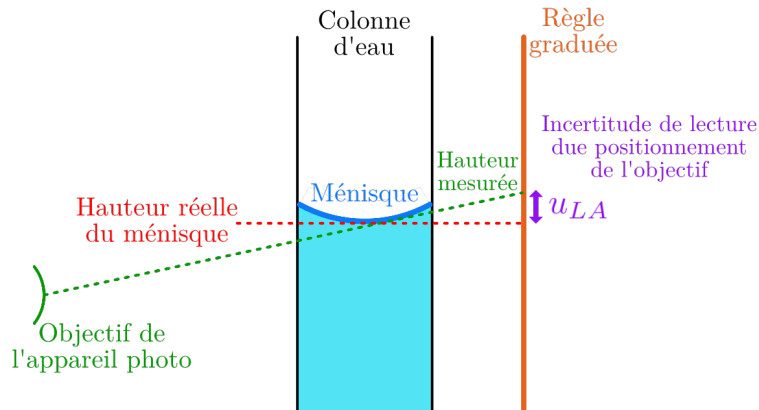


FIGURE 2.8 – Représentation de la mesure de l'incertitude de lecture due au positionnement de l'objectif u_{LA} .

Erreur d'angle d'inclinaison du manomètre (u_{IM})

Le manomètre doit être correctement disposé dans un plan incliné d'un angle β (figure 2.9). Pour cela, un rapporteur d'angles permet de mesurer l'inclinaison du manomètre avec une incertitude de $u_{\beta} = \pm 0.1$ °. De plus, pour réduire l'erreur de mesure et comme chaque colonne d'eau dispose de sa propre règle, l'origine de toutes les règles doit être identique. Ainsi, il faut que les origines forment une droite horizontale. L'incertitude angulaire du manomètre u_{IM} est

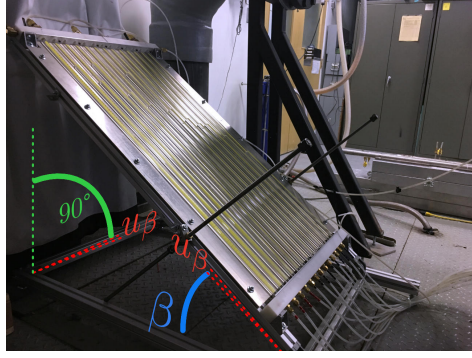


FIGURE 2.9 – Représentation de l’incertitude de l’angle d’inclinaison du manomètre u_{IM} liée aux erreurs angulaires u_{β} d’horizontalité de la structure du manomètre et de l’inclinaison des colonnes d’eau.

alors calculée par la relation :

$$u_{IM} = \pm \sqrt{\left(\frac{\sin(90 \pm u_{\beta}) - \sin(90)}{\sin(90)}\right)^2 + \left(\frac{\max(|\sin(\beta \pm u_{\beta}) - \sin(\beta)|)}{\sin(\beta)}\right)^2}. \quad (2.5)$$

Erreur de lecture de la hauteur de la colonne d’eau (u_{LH})

La résolution des règles est 1 mm alors l’incertitude de lecture de la hauteur est évaluée à $u_{LH} = \pm 0.5$ mm.

Erreur de mesure des fluctuations (u_{LF})

La mesure des fluctuations par la netteté de la photographie provoque quelques incertitudes. L’amplitude de la fluctuation a une incertitude de $u_{LF} = \pm 0.5$ mm correspondant à l’incertitude de lecture.

Erreur de précision de la distribution des hauteurs d’eau ($s_{\overline{H}_b}$) et des fluctuations ($s_{\overline{H}_f}$)

Les erreurs de précision $P_{\nu, \overline{P}}$ considérées ici sont liées aux convergences statistiques dans le calcul des moyennes de hauteur et des fluctuations. L’hypothèse est que la distribution des hauteurs d’eau d’une colonne autour de la moyenne suit une distribution de Student. Ainsi, l’erreur de précision de la hauteur d’eau est déterminée par la relation 2.7 et l’erreur liée à la

fluctuation est calculée par la relation 2.8 :

$$t_{\nu,p}^2 P_{\nu,\bar{P}}^2 = t_{\nu,p}^2 (e_{1P}^2 + e_{2P}^2)_{\bar{P}} , \quad (2.6)$$

$$e_{1P} = s_{\bar{H}_b} = \frac{\sigma_{H_b}}{\sqrt{N_P}} , \quad (2.7)$$

$$e_{2P} = s_{\bar{H}_f} = \frac{\sigma_{H_f}}{\sqrt{N_P}} , \quad (2.8)$$

où $s_{\bar{H}_b}$ (respectivement $s_{\bar{H}_f}$) est l'écart-type de la distribution de la moyenne de la hauteur (respectivement de la fluctuation), σ_{H_b} (respectivement σ_{H_f}) est l'écart-type de la hauteur d'eau d'une colonne (respectivement de la fluctuation), N_P est le nombre de données et $t_{\nu,p}^2$ est le coefficient de Student associé à un intervalle de confiance de 95 %. D'après l'équation 2.7, l'incertitude aléatoire est inversement proportionnelle à la racine du nombre de données mesurées. Comme 20 photographies sont réalisées pour chaque condition d'opération, l'erreur de précision de la distribution des hauteurs d'eau est assez importante.

Récapitulatif des incertitudes

Le tableau 2.3 récapitule les incertitudes de mesure de la pression avec l'importance relative de chacune d'elles. La figure 2.10 illustre l'influence de chaque composante de l'incertitude pour trois vitesses. Avec le manomètre inclinable, l'incertitude totale de mesure est faible par rapport à la résolution des règles de mesure (1 mm). En effet, l'erreur de mesure de la pression est maximale pour les hautes vitesses et vaut environ ± 12 Pa soit ± 1.2 mm de colonne d'eau.

TABLE 2.3 – Incertitudes de la mesure de pression pour trois nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen Re_m et importance relative de chacune des incertitudes la constituant. $u_{\bar{P}}$ est l'incertitude totale et les autres incertitudes sont définies dans le texte.

Nombre de Reynolds Re_m		31000	150000	271000
Incertitude totale ($u_{\bar{P}}$)	[Pa]	± 2.4	± 7.0	± 12.1
Position des règles ($u_{PR}/u_{\bar{P}}$)	[%]	27.5	28.1	25
Lecture hauteur d'eau ($u_{LH}/u_{\bar{P}}$)	[%]	27.5	28.1	25
Lecture fluctuations ($u_{LF}/u_{\bar{P}}$)	[%]	27.5	28.1	25
Position objectif ($u_{LA}/u_{\bar{P}}$)	[%]	6.9	7	6.2
Inclinaison manomètre ($u_{IM}/u_{\bar{P}}$)	[%]	9.4	0.1	0.1
Distribution des mesures des hauteurs ($s_{\bar{H}_b}/u_{\bar{P}}$)	[%]	1.3	6.5	18.6
Distribution des mesures des fluctuations ($s_{\bar{H}_f}/u_{\bar{P}}$)	[%]	0.1	2.1	0.1

Les incertitudes liées à la résolution du manomètre u_{LH} et u_{LF} sont parmi les plus élevées et représentent environ la moitié de l'incertitude. L'incertitude de position des règles u_{PR} équivaut à environ le quart de la valeur totale. Par contre, même pour les faibles vitesses moyennes dans la veine pour lesquelles le manomètre est incliné à 15° par rapport au sol,

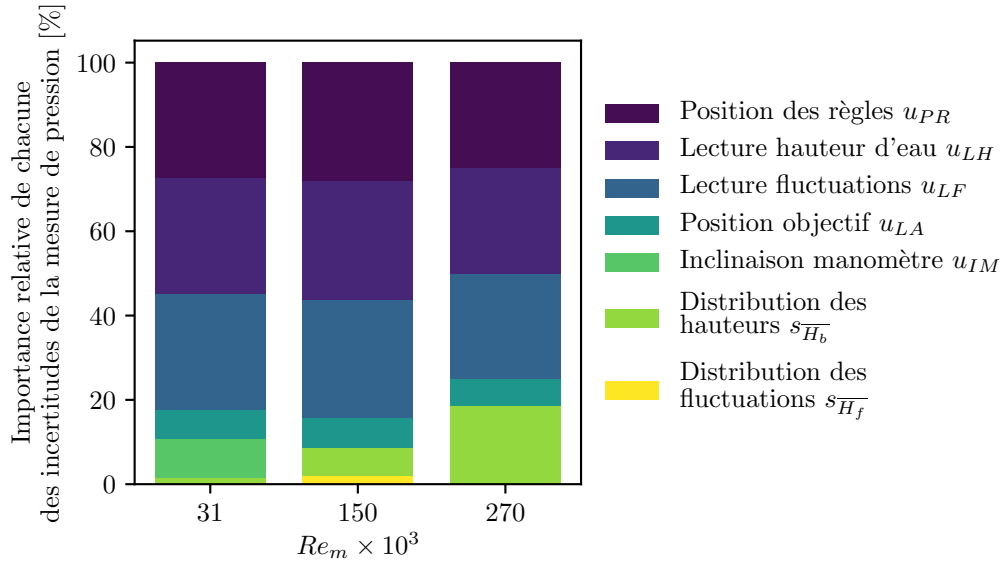


FIGURE 2.10 – Importance relative de chacune des incertitudes de la mesure de pression pour trois vitesses moyennes.

l'incertitude liée à l'inclinaison du manomètre u_{IM} est petite et représente 9.4 % de la valeur totale.

Pendant les mesures, le niveau d'eau de certaines colonnes varie et augmente ainsi l'incertitude aléatoire de distribution des mesures de hauteur s_{H_b} . Cette incertitude peut représenter presque 20 % de l'incertitude totale à une vitesse moyenne de 9 m/s. Une augmentation du nombre de mesures réduirait cette incertitude.

Ainsi, l'amélioration principale à apporter au système de mesure serait de diminuer la résolution des règles des colonnes d'eau et d'augmenter la précision du positionnement des règles. En effet, une résolution de 0.5 mm (contre 1 mm actuellement) combinée à une incertitude de positionnement des règles de 0.25 mm (contre 0.5 mm) réduirait l'incertitude totale d'environ 30 %.

2.4 Mesure de la vitesse

La technique de vélocimétrie laser à effet Doppler a été choisie pour mesurer la vitesse dans le canal hydrodynamique. Cette section présente le principe de cette technique, son application à cette étude et l'analyse d'incertitude liée à cette mesure.

2.4.1 Principe de fonctionnement de la vélocimétrie laser à effet Doppler

La vélocimétrie laser à effet Doppler permet d'obtenir une ou plusieurs composantes de vitesse d'un écoulement, en un point et de manière non intrusive. Elle est reconnue pour offrir une excellente précision et une bonne résolution temporelle, de l'ordre de 1 kHz. La figure 2.11 représente le principe de cette technique.

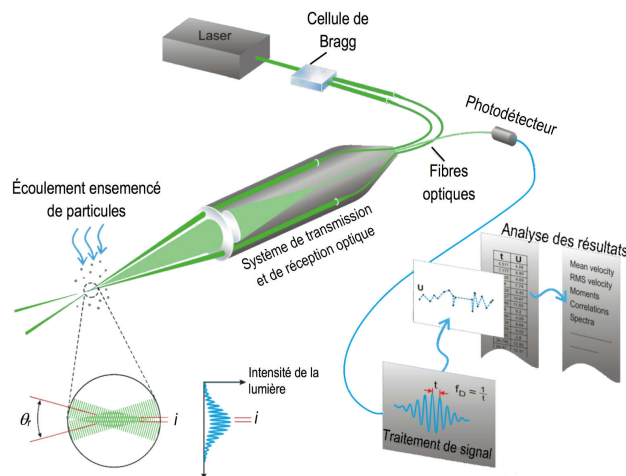


FIGURE 2.11 – Principe de fonctionnement de la technique LDV (Dantec Dynamics, 2017).

Un faisceau laser de longueur d'onde connue est généré puis divisé en deux par la cellule de Bragg qui déphase également les deux parties. Les faisceaux traversent une lentille convergente et se rejoignent en un point focal dans l'écoulement. L'intersection des faisceaux déphasés crée un volume de mesure ellipsoïdal qui forme un patron de franges. Les particules réfléchissantes, ajoutées à l'écoulement, reflètent les franges de lumière à des fréquences particulières à cause de l'effet Doppler (voir paragraphe suivant). Ces réflexions sont captées par un photodétecteur et converties en signal électrique. La fréquence des oscillations de ce signal dépend de la vitesse à laquelle une particule traverse les franges de lumière. À partir du signal, le processeur calcule la vitesse de la particule. Cette technique de mesure est indirecte, car on détermine la vitesse des particules et non la vitesse du fluide. Toutefois, pour une densité de particules proche de celle de l'eau, il a été montré que leurs fluctuations sont représentatives de celles de l'écoulement. La densité relative des particules utilisées pour ce projet est de 1.4 ce qui induit une erreur de moins de 1 % (Gagnon, 2012; Lemay, 2014).

L'effet Doppler est illustré à la figure 2.12. Pour des ondes émises (en rouge) à une fréquence fixe, un objet en mouvement va recevoir et réfléchir ces ondes à une fréquence différente. L'effet Doppler se caractérise donc par une différence de longueur d'onde entre l'émission et

la réception (Albrecht et al., 2003). Pour une configuration à deux faisceaux (figure 2.13), lorsque la lumière frappe la particule, deux fréquences légèrement différentes seront émises. Cet écart est dû à l'orientation des deux faisceaux par rapport à l'orientation des réflexions. Les relations suivantes présentent les fréquences réfléchies, issues des deux faisceaux :

$$f_{r,1} = f_L + \frac{\vec{U}_P \cdot (\hat{e}_r - \hat{e}_1)}{\lambda_L} , \quad (2.9)$$

$$f_{r,2} = f_L + \frac{\vec{U}_P \cdot (\hat{e}_r - \hat{e}_2)}{\lambda_L} , \quad (2.10)$$

où f_L est la fréquence du faisceau incident, \hat{e}_r est le vecteur directionnel unitaire de la lumière réfléchie, \hat{e}_1 et \hat{e}_2 sont les vecteurs directionnels unitaires provenant respectivement du premier et du second faisceau, $f_{r,1}$ et $f_{r,2}$ sont les fréquences des deux faisceaux laser. Le second terme de droite des équations 2.9 et 2.10 est lié à l'effet Doppler.

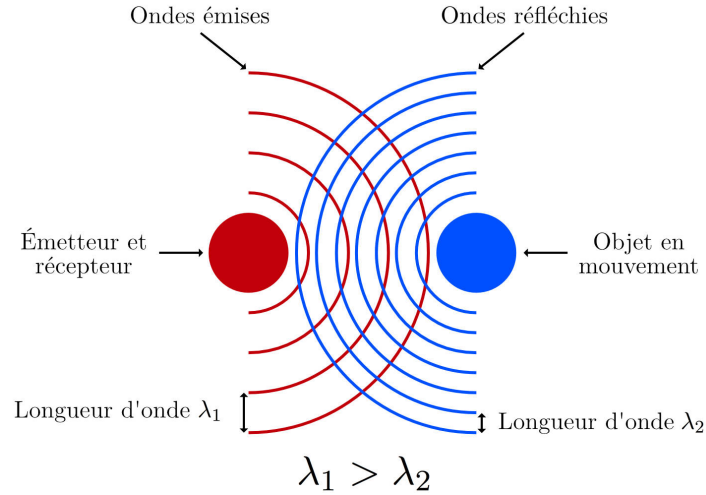


FIGURE 2.12 – Représentation de l'effet Doppler.

Dans la présente configuration, le récepteur est le photodétecteur. Il reçoit la lumière issue de la combinaison des deux réflexions lumineuses. Le signal lumineux reçu est alors modulé par une fréquence de battement f_D définie comme la différence entre les deux fréquences réfléchies :

$$f_D = f_{r,1} - f_{r,2} = \frac{\vec{U}_P \cdot (\hat{e}_2 - \hat{e}_1)}{\lambda_L} . \quad (2.11)$$

L'équation 2.11 peut être exprimée en fonction de l'angle des faisceaux θ_L et la composante perpendiculaire à la lumière réfléchie de la vitesse de la particule U_{\perp} :

$$f_D = \frac{2 \sin \theta_L}{\lambda_L} U_{\perp} . \quad (2.12)$$

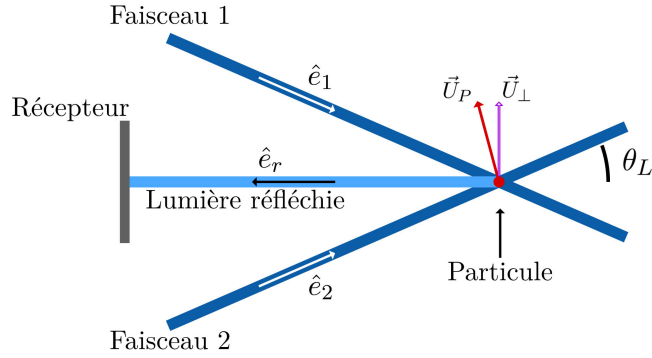


FIGURE 2.13 – Configuration à deux lasers pour la technique LDV.

En connaissant la longueur d'onde des faisceaux et l'angle de ceux-ci, la vitesse de la particule peut être déterminée par la mesure de la fréquence de battement comme le montre l'équation suivante :

$$U_{\perp} = \frac{\lambda_L}{2 \sin \theta_L} f_D . \quad (2.13)$$

Cependant, le sens du déplacement de la particule ne peut pas être déterminé par la relation 2.13. L'ajout d'une cellule de Bragg, un modulateur acousto-optique, à l'un des deux faisceaux permet de décaler la fréquence d'une valeur f_{sh} de ce même faisceau. Ainsi, l'équation de la fréquence de battement devient la relation :

$$f'_D = f'_{r,1} - f'_{r,2} = f_{sh} + \frac{\vec{U}_P \cdot (\hat{e}_2 - \hat{e}_1)}{\lambda_L} = f_{sh} + \frac{2 \sin \theta_L}{\lambda_L} U_{\perp} . \quad (2.14)$$

Par conséquent, une fréquence de battement supérieure ou inférieure au décalage imposé démontre le sens de déplacement de la particule.

Le photodétecteur réalise la première étape du traitement du signal lumineux issu de la réflexion par la conversion de ce dernier en courant électrique. Il est alors transmis au processeur sous forme d'une tension électrique. Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, le signal de la tension a la forme d'une combinaison entre une fonction sinus et une fonction « gaussienne » comme le montre la partie gauche de la figure 2.14. Un filtre passe-haut permet d'éliminer l'influence de la fonction gaussienne sur le spectre de puissance (partie centrale de la figure 2.14). La fréquence dominante du signal qui correspond à la fréquence de battement est obtenue après l'application d'une transformée de Fourier rapide (partie droite de la figure 2.14). Le processeur permet ensuite d'obtenir la vitesse de la particule par l'équation 2.14.

Volume de mesure

Au croisement entre deux faisceaux laser de longueurs d'onde proches, l'interférence des

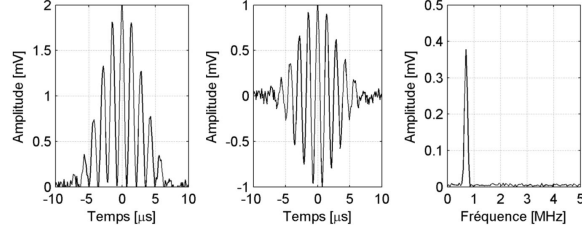


FIGURE 2.14 – Représentation du signal traité par le processeur. Gauche : signal brut dans le domaine temporel. Centre : signal filtré dans le domaine temporel. Droite : signal filtré dans le domaine fréquentiel. Image issue de Lemay (2014).

faisceaux crée un patron de frange (figure 2.15). La distance interfrange δ_{frange} est fonction de la longueur d’onde du laser et s’exprime ainsi :

$$\delta_{frange} = \frac{\lambda_L}{2 \sin \theta_L} . \quad (2.15)$$

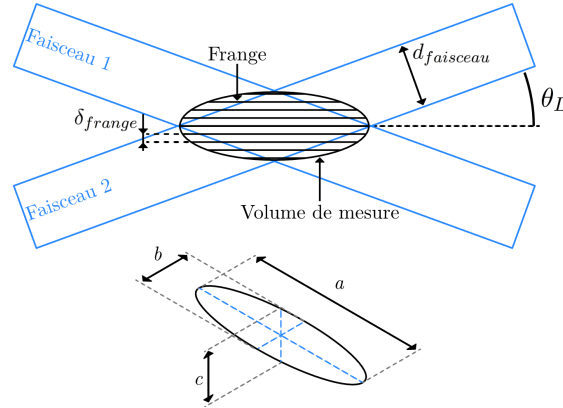


FIGURE 2.15 – Modèle du volume de mesure.

L’ensemble des franges correspond au volume de mesure. Il est très important de connaître les dimensions de celui-ci, car la résolution spatiale est conditionnée par ces propriétés géométriques. Le volume de mesure est modélisé comme un ellipsoïde (figure 2.15) dont les dimensions e_a , e_b et e_c sont définies par :

$$e_a = \frac{d_{faisceau}}{\sin \theta_L} \quad (2.16)$$

$$e_b = \frac{d_{faisceau}}{\cos \theta_L} \quad (2.17)$$

$$e_c = d_{faisceau} . \quad (2.18)$$

Les relations 2.16, 2.17 et 2.18 sont exprimées en fonction du diamètre des faisceaux au point focal $d_{faisceau}$ qui est défini par :

$$d_{faisceau} = \frac{4L_{focale}\lambda_L}{\pi D_{faisceau}} \quad (2.19)$$

où L_{focale} est la longueur focale de la lentille de la sonde et $D_{faisceau}$ est le diamètre des faisceaux avant de traverser la lentille. Le volume de l'ellipsoïde V_e est :

$$V_e = \frac{\pi d_{faisceau}^3}{3 \sin(2\theta_L)}. \quad (2.20)$$

Paramètres d'acquisition

Le temps d'observation et le nombre d'acquisitions par point doivent suffire pour obtenir la convergence des grandeurs statistiques. La fréquence d'acquisition dépend de différents paramètres, comme la quantité de particules injectées dans le banc, la vitesse de l'écoulement au point mesuré et la distance parcourue dans l'eau de la lumière des faisceaux. Cependant, une surestimation de la durée nécessaire par point aurait une grande influence sur la durée totale des expérimentations. De plus, pour estimer la dispersion des mesures autour d'une vitesse moyenne, une erreur de précision maximale est visée.

Afin de réduire le temps de mesure, le mode « Burst » a été privilégié. Dans ce mode, la vitesse de toutes les particules traversant le volume est mesurée. Le taux d'acquisition n'est donc pas uniforme dans le temps. Comme les données ne sont pas indépendantes, la mesure des valeurs moyennes est biaisée et l'erreur doit être estimée (Albrecht et al., 2003).

Calcul de la vitesse moyenne

Le taux d'acquisition de données n'est pas constant durant la mesure en un point. Pour estimer la vitesse moyenne de l'écoulement, il faut tenir compte du temps de passage de la particule dans le volume de mesure. Ceci permet de favoriser les particules qui traversent le volume de mesure au centre. Par exemple, pour le cas d'un écoulement unidirectionnel le temps de passage est inversement proportionnel à la vitesse de la particule. Ainsi, il est nécessaire de pondérer chaque mesure de vitesse d'une particule par son temps de passage dans le volume de mesure.

L'équation 2.21 représente le calcul d'une moyenne pondérée de la composante débitante \bar{U} où U_i est la vitesse instantanée à l'instant i , TT_i représente le temps de passage d'une particule dans le volume de mesure et n est le nombre de particules mesurées. La moyenne pondérée de

la composante transversale se détermine de manière analogue.

$$\bar{U} = \frac{\sum_{i=1}^n TT_i \times U_i}{\sum_{i=1}^n TT_i} \quad (2.21)$$

L'écart-type de la mesure d'une composante de vitesse ne se calcule pas de la manière usuelle. Comme pour la moyenne, celui-ci est pondéré par le temps de passage des particules et son expression est :

$$\sigma_U = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n TT_i \times (U_i - \bar{U})^2}{\sum_{i=1}^n TT_i}} . \quad (2.22)$$

2.4.2 Montage LDV

Le laser utilisé dans ce projet est un Spectra-Physics Stabilité 2017 de type Argon/Krypton délivrant une puissance maximale de 6 W en continu. Le faisceau laser généré est divisé en deux et un faisceau passe par la cellule de Bragg pour augmenter sa fréquence de 40 MHz. Les faisceaux sont à nouveau divisés avec un séparateur de couleurs selon trois longueurs d'onde : une paire violette à 476.5 nm, une paire bleue à 488 nm et une paire verte à 514.5 nm. Chaque paire peut être utilisée pour mesurer une composante de vitesse. Pour ce projet, comme une seule sonde contenant deux paires de faisceaux est utilisée, seuls les faisceaux bleus et verts sont nécessaires. Deux composantes de la vitesse peuvent alors être mesurées simultanément.

Les particules insérées dans l'écoulement sont des sphères de verre vide recouvertes d'argent d'un diamètre moyen de 10 μm et leur densité moyenne relative à l'eau est de 1.4.

Un montage est assemblé pour réaliser les mesures avec le LDV. Il est composé d'une structure de poutres profilées en aluminium, de trois moteurs linéaires électriques dont la précision de positionnement est de ± 0.02 mm ainsi que d'une sonde laser avec son support. Les caractéristiques de la lentille sont répertoriées dans le tableau 2.4.

Fenêtres optiques

Pour permettre aux faisceaux laser d'atteindre l'écoulement, des accès optiques sont présents dans la veine d'essai. En effet, les parois verticales du canal sont transparentes. Le matériau

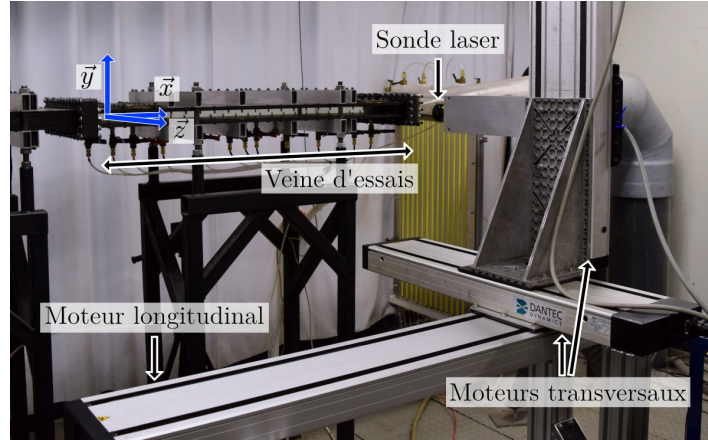


FIGURE 2.16 – Représentation du montage LDV.

TABLE 2.4 – Caractéristiques des lentilles de la sonde.

Caractéristiques	Lentille
Diamètre de sonde	60 mm
Longueur focale L_{focale}	402.5 mm
Distance entre les faisceaux à la sortie de la sonde $L_{faisceau}$	39.04 mm
Diamètre initial des faisceaux $D_{faisceau}$	2.16 mm
Demi-angle des faisceaux dans l'air $\theta_{L,air}$	2.78 °

choisi est l'acrylique. Le parallélisme des parois est un paramètre important pour éviter l'effet d'astigmatisme entraînant un décalage entre le point focal de chacun des faisceaux. Ce défaut a tendance à biaiser la mesure. Le parallélisme entre les surfaces extérieure et intérieure d'une paroi est assuré par deux facteurs : la planéité de chaque surface, garantie ici avec une tolérance de $\lambda_L/4 \sim 0.13 \mu\text{m}$ sur 100 mm où λ_L la longueur d'onde du faisceau et une variation d'épaisseur de la paroi n'excédant pas 1 μm .

Avoir des murs latéraux entièrement fabriqués en acrylique permet de faire des mesures sur toute la longueur de la veine d'essai. Une paroi d'un seul tenant implique l'absence de marche, garantissant la continuité du profil hydraulique.

De plus, deux accès optiques sur la paroi supérieure ont été conçus pour faciliter l'installation de capteurs de frottement à étalonner. Pour assurer le bon positionnement de la fenêtre et éviter un espacement entre le mur supérieur et la fenêtre, celle-ci est de forme oblongue et est ajustée serrée. Un joint torique assure l'étanchéité. Lors de la fabrication, l'épaisseur de la paroi a été contrôlée pour éviter une discontinuité dans le profil hydraulique.

Effets de la réfraction sur le volume de mesure

Les faisceaux laser circulent dans trois milieux lors des mesures : l'air, l'acrylique et l'eau. Le changement de milieu modifie la trajectoire et la longueur d'onde du faisceau (figure 2.17). Ce phénomène est appelé réfraction. La loi de Snell-Descartes stipule que les variations de l'angle d'incidence θ et de la longueur d'onde λ sont fonction du ratio des indices de réfraction :

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} . \quad (2.23)$$

La figure 2.18 présente ce phénomène pour le trajet du laser lors du passage dans les trois

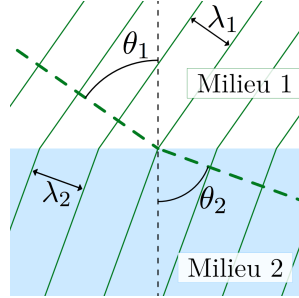


FIGURE 2.17 – Principe de la réfraction.

milieux. Il faut remarquer que la distance focale des faisceaux est différente de celle où le laser reste dans l'air. De plus, les déplacements de la sonde ne sont pas identiques à ceux du volume de mesure dans l'eau. À partir de la relation 2.23 et des indices de réfraction de l'eau ($n_{eau} = 1.337$) et de l'air ($n_{air} = 1.000$), l'équation 2.24 lie les déplacements de la sonde ΔL_{sonde} et du volume de mesure ΔL_{vol} :

$$\Delta L_{vol} = \frac{n_{air}}{n_{eau}} \Delta L_{sonde} . \quad (2.24)$$

Le phénomène de réfraction n'affecte pas la mesure de vitesse liée à l'équation 2.14, car le ratio du sinus de l'angle des faisceaux sur la longueur d'onde est constant :

$$\frac{\lambda_{L,air}}{\sin \theta_{air}} = \frac{\lambda_{L,eau}}{\sin \theta_{eau}} . \quad (2.25)$$

Cette remarque est également valable pour la distance interfrange. En effet, le même ratio intervient dans l'équation. Par contre, les dimensions du volume de mesure seront différentes, car le demi-angle des faisceaux diffère. Le diamètre des faisceaux au point focal est inchangé puisque les changements de la longueur focale et de la longueur d'onde se compensent. Le tableau 2.5 représente les propriétés des volumes de mesure dans l'eau pour les deux couleurs. La coordonnée $2 \times e_a$ est la dimension la plus grande de l'ellipsoïde, orientée dans la largeur du canal b selon \vec{z} (figure 2.19), tandis que les composantes $2 \times e_b$ et $2 \times e_c$ correspondent aux longueurs selon \vec{x} et \vec{y} .

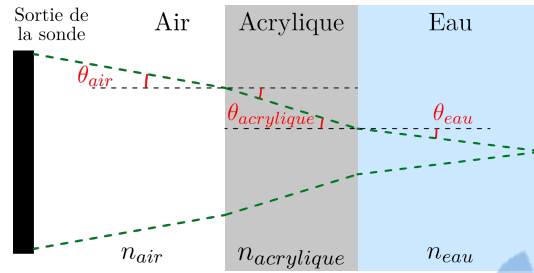


FIGURE 2.18 – Schématisation de la réfraction de deux faisceaux laser au travers de l'acrylique et de l'eau.

TABLE 2.5 – Propriété du volume de mesure.

Caractéristiques	Unités	Faisceaux verts	Faisceaux bleus
Volume de mesure V	[mm ³]	0.0262	0.0224
e_a	[mm]	3.360	3.187
e_b	[mm]	0.122	0.116
e_c	[mm]	0.122	0.116
Distance interfrange δ_{frange}	[μ m]	7.08	6.72

Positionnement du système LDV

Dans cette partie, la position du montage ainsi que le plan de mesure choisi sont présentés. Ensuite, les différentes positions pour vérifier les effets 3D et le développement de l'écoulement sont identifiées. La figure 2.19 illustre l'orientation des axes dans le canal. La composante débitante est orientée selon \vec{x} tandis que la composante transversale dans la hauteur est selon \vec{y} . La largeur du canal est représentée par la composante \vec{z} .

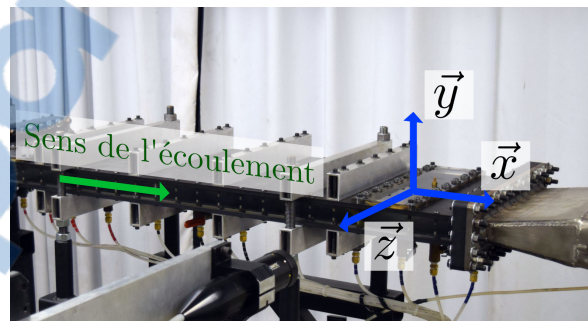


FIGURE 2.19 – Orientation des axes dans l'écoulement. Le système d'axe est orienté de manière analogue à la figure 1.2.

Pour cette étude, le système LDV est positionné le long du canal hydrodynamique afin de permettre la mesure de deux composantes de la vitesse, la débitante (selon \vec{x}) et la transversale (selon \vec{y}). La figure 2.20 représente le montage du système LDV. Celui-ci permet d'avoir une grande amplitude de positionnement dans la veine d'essai. En effet, les trois moteurs per-

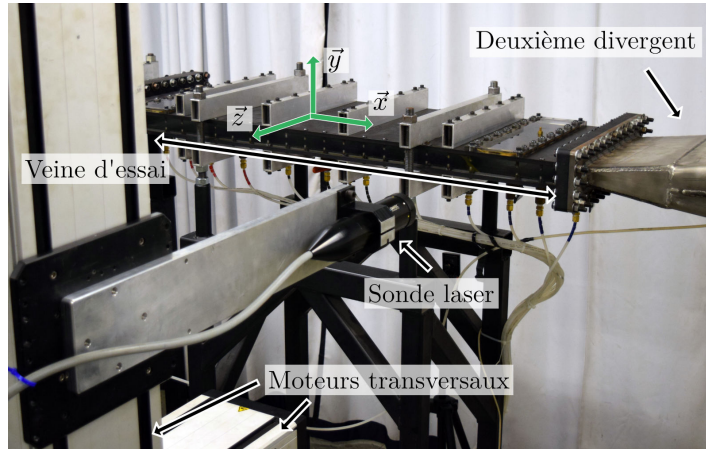


FIGURE 2.20 – Positionnement du montage LDV.

mettent de déplacer le volume de mesure selon les trois composantes. Ainsi, toutes les mesures de la vitesse sont réalisées sans changer le montage, tant pour s'assurer de la validité de l'écoulement dans le canal hydrodynamique que pour déterminer le frottement.

L'axe de la sonde laser pointe dans la largeur du canal dans la direction $-\vec{z}$. Ainsi, la dimension la plus grande du volume de mesure se trouve orientée dans la largeur du canal. Pour un écoulement pleinement développé bidimensionnel, le profil de vitesse ne doit pas varier le long de l'écoulement (direction \vec{x}) et dans une zone proche de la mi-largeur d'une largeur d'environ $3h$ (direction \vec{z}).

Le système LDV permet de mesurer deux composantes de la vitesse perpendiculaires. Pour obtenir le frottement, il faut déterminer la vitesse débitante (direction \vec{x}) et la vitesse transversale (direction \vec{y}) simultanément. La résolution spatiale de la mesure LDV est donc conditionnée par les petites dimensions de l'ellipsoïde uniquement. L'étude de l'écoulement dans ce canal implique l'utilisation de deux configurations distinctes.

La première est la configuration usuelle (figure 2.21.a), utilisée pour déterminer le frottement avec le système LDV. La sonde est alors orientée à $\gamma = 45^\circ$ par rapport à la direction débitante de l'écoulement. La coordonnée $y/h = 0$ correspond au centre du canal. Cette configuration permet de mesurer dans $y/h \in [-0.4 ; 0.4]$. Deux paires de faisceaux sont utilisées créant alors deux volumes de mesure supposés coïncidents. Ceux-ci permettent de mesurer deux composantes orthogonales de la vitesse C_{x_1} et C_{y_1} . L'orientation de la sonde à $\gamma = 45^\circ$ permet de mesurer les deux composantes de vitesse dans un plus grand intervalle y/h par rapport à une configuration à $\gamma = 0^\circ$. Un changement de repère permet d'obtenir les composantes

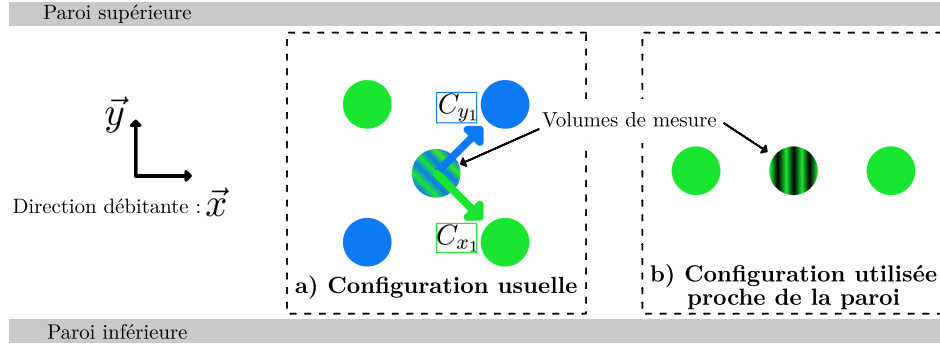


FIGURE 2.21 – Configurations utilisées pour le système LDV. La première configuration (a) est utilisée pour les mesures du frottement dans le canal avec la méthode basée sur les fluctuations de la vitesse. La sonde est orientée à $\gamma = 45^\circ$ par rapport à l'écoulement et deux paires de faisceaux permettent d'avoir deux volumes de mesures coïncidents. La seconde configuration (b) est celle utilisée pour mesurer la vitesse débitante (selon \vec{x}) proche de la paroi. Pour celle-ci, la sonde est orientée à $\gamma = 0^\circ$ et une seule paire de faisceaux est utilisée.

de la vitesse débitante U_i et transversale V_i instantanées :

$$\begin{bmatrix} U_i \\ V_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\gamma) & \sin(\gamma) \\ -\sin(\gamma) & \cos(\gamma) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{x_{1_i}} \\ C_{y_{1_i}} \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

Les composantes de la vitesse instantanées sont alors pondérées par le temps de passage de la particule TT_i afin de calculer les composantes débitante \bar{U} et transversale \bar{V} moyennes (relation 2.21).

La deuxième configuration (figure 2.21.b) est plus directe et est utilisée afin de pouvoir mesurer la vitesse débitante au plus proche de la paroi. La sonde est cette fois orientée à $\gamma = 0^\circ$ et une seule paire de faisceaux est utilisée. Seule la composante débitante \bar{U} de la vitesse est mesurée. Les points de mesure peuvent alors être compris dans $y/h \in [-0.997 ; 0.997]$.

Grilles de mesure

Les mesures de la vitesse se sont déroulées en deux étapes. La première consiste en la vérification des caractéristiques de l'écoulement (bidimensionnel et pleinement développé) et la seconde concerne les mesures de la vitesse afin de déterminer le frottement.

L'utilisation du LDV permet d'effectuer uniquement des mesures ponctuelles, si le volume de mesure est considéré petit. La grille de mesure, une série de points de mesure, est définie pour chaque campagne de mesure. L'échantillonnage spatial de la grille de mesure est choisi



en fonction des phénomènes à observer.

Pour positionner les plans de mesure, l'origine du repère est caractérisée par :

- l'entrée du canal qui définit la coordonnée $x = 0$ mm. La veine d'essai commence alors à la position $x = 4620\text{mm} = 305h$;
- la demi-hauteur qui définit la position $y = 0$. La coordonnée y varie dans l'intervalle $[-h ; h]$ soit $[-15.15\text{mm} ; 15.15\text{mm}]$;
- la demi-largeur du canal qui correspond à $z = 0$. L'intervalle possible pour cette coordonnée est $[-10.9h ; 10.9h]$ soit $[-165\text{mm} ; 165\text{mm}]$.

La figure 2.22 illustre toutes les positions de mesure, représentées par des droites. Chaque droite représente une campagne de mesure. Les droites rouges ont permis de vérifier le développement de l'écoulement. Les lignes bleues concernent la vérification des effets tridimensionnels. Les droites vertes représentent les points de mesure du frottement. Le tableau 2.6 présente les étapes des mesures.

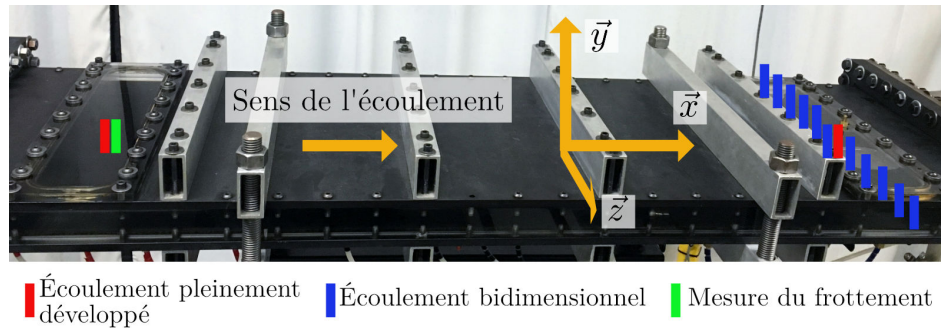


FIGURE 2.22 – Positions des plans de mesure. Les couleurs représentent les objectifs des mesures. En rouge pour vérifier si l'écoulement est pleinement développé. En bleu pour vérifier si l'écoulement bidimensionnel. En vert : positions pour mesurer le frottement.

La vérification du développement de l'écoulement dans le canal a été effectuée avec une paire de faisceaux laser de longueur d'onde $\lambda_L = 514.5$ nm, orientée pour mesurer directement la composante débitante. La vérification a été faite pour deux vitesses moyennes : 0.5 m/s et 8 m/s. Les conditions de la mesure étaient :

- 2 positions dans le sens de l'écoulement à $x = 4778$ mm et à $x = 5683$ mm par rapport au début de la partie rectiligne du canal ;
- 25 points dans la hauteur du canal : $y \in [-0.997h ; 0.997h]$;
- une position dans la largeur du canal : $z = 0$ (au centre).

TABLE 2.6 – Positions des mesures de la vitesse ; les deux premiers types de mesure sont la vérification de l'écoulement.

Type de mesure	Nombre de positions			Vitesses étudiées	Sens sonde	Faisceaux
	x	y	z			
Pleinement développé	2	25	1	0.5 m/s et 8 m/s	0 °	Verts
Bidimensionnel	1	5	11	0.5 m/s et 8 m/s	45 °	Verts et bleus
Mesures du frottement	1	29	1	0.5 m/s à 9 m/s	45 °	Verts et bleus

La vérification des effets tridimensionnels a été effectuée avec les faisceaux de la sonde orientés à 45 ° en mesurant les deux composantes de la vitesse. La vérification a été faite pour deux vitesses moyennes différentes : 0.5 m/s et 8 m/s. Les conditions de la mesure étaient :

- une seule position dans le sens de l'écoulement : $x = 5683$ mm ;
- 5 points dans la hauteur du canal : $y \in [-0.4h ; 0.4h]$;
- 11 points dans la largeur du canal : $z \in [-3.96h ; 10.63h]$. L'intensité lumineuse n'a pas permis de mesurer à travers toute la largeur du canal.

La mesure de la vitesse pour déterminer le frottement nécessite les deux composantes. Ainsi, il est préférable que les faisceaux soient orientés à 45 °. Cette configuration a été utilisée pour des mesures avec 12 vitesses moyennes comprises entre 0.5 m/s et 9 m/s. Les conditions étaient :

- une seule position dans le sens de l'écoulement : $x = 4778$ mm ;
- 29 points dans la hauteur du canal : $y \in [-0.4h ; 0.4h]$;
- une position dans la largeur du canal : $z = 0$ (au centre).

2.4.3 Indépendance des mesures

Comme mentionné précédemment, l'acquisition des données par le LDV n'est pas uniforme dans le temps et toutes les mesures ne sont pas indépendantes. Selon Albrecht et al. (2003), pour des mesures dépendantes, il faut déterminer un temps minimum τ_i assurant l'indépendance entre deux mesures. Comme l'acquisition du LDV est aléatoire, un intervalle de temps égal à au moins deux temps τ_i est nécessaire. Le nombre de données indépendantes N_{LDV} est défini par le nombre de pas de temps indépendants durant la mesure entière, tel que :

$$N_{LDV} = \frac{T_{mesure}}{2\tau_i} , \quad (2.27)$$

où T_{mesure} représente la durée totale de mesure en un point.

Pour déterminer le temps d'indépendance unitaire τ_i , une évaluation du décalage temporel est nécessaire afin que la fonction d'autocorrélation de la vitesse débitante ρ_1 devienne négli-

geable. Le coefficient d'autocorrélation représente la dépendance entre deux mesures décalées dans le temps et suit la relation :

$$\rho_1(\tau_i) = \frac{\overline{U(t)U(t+\tau_i)}}{\sqrt{\overline{(U(t))^2} \cdot \overline{(U(t+\tau_i))^2}}}, \quad (2.28)$$

où $U(t)$ correspond à la vitesse mesurée à l'instant t et $U(t+\tau_i)$ est la vitesse mesurée à l'instant $t+\tau_i$. Comme l'échantillonnage n'est pas uniforme dans le temps avec les mesures LDV, les méthodes classiques pour évaluer la fonction d'autocorrélation ne peuvent pas être utilisées. L'emploi d'une méthode couplant les méthodes « fuzzy slotted » et de « normalisation locale » est nécessaire. Celle-ci permet d'utiliser les données brutes avec une meilleure résolution temporelle par rapport aux techniques de rééchantillonnage.

Le temps τ_i a été calculé pour chaque vitesse. D'après Coulaud (2013), le temps d'indépendance est plus important au centre du canal qu'à proximité des parois, car les structures cohérentes sont plus importantes au centre. Ainsi, seule la partie centrale du canal a été étudiée. La figure 2.23 représente la fonction d'autocorrélation de la vitesse débitante pour trois nombres de Reynolds. Le temps d'indépendance unitaire τ_i a été évalué graphiquement comme le temps pour atteindre $\rho_1 < 0.05$. La fonction décroît plus rapidement pour les Reynolds élevés, ce qui se traduit par un temps d'indépendance unitaire plus faible.

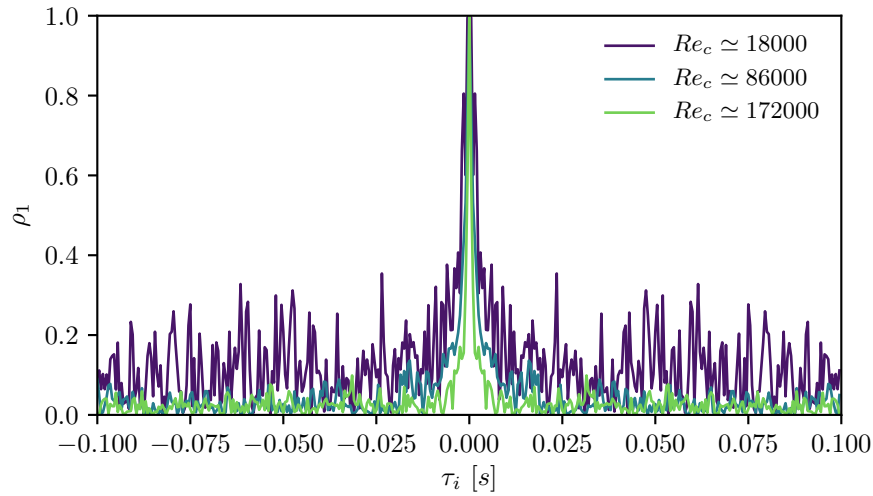


FIGURE 2.23 – Fonction d'autocorrélation de la vitesse débitante pour trois nombres de Reynolds basés sur la vitesse centrale et la demi-hauteur du canal.

La figure 2.24 illustre l'évolution du temps d'indépendance unitaire ainsi déterminé en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne de l'écoulement et la hauteur du canal Re_m . Sachant que le temps mort nécessaire entre deux mesures est $2\tau_i$ afin d'avoir

des mesures indépendantes, la relation 2.27 permet alors d'obtenir le nombre de pas de temps indépendants et la valeur de l'incertitude aléatoire peut être déterminée.

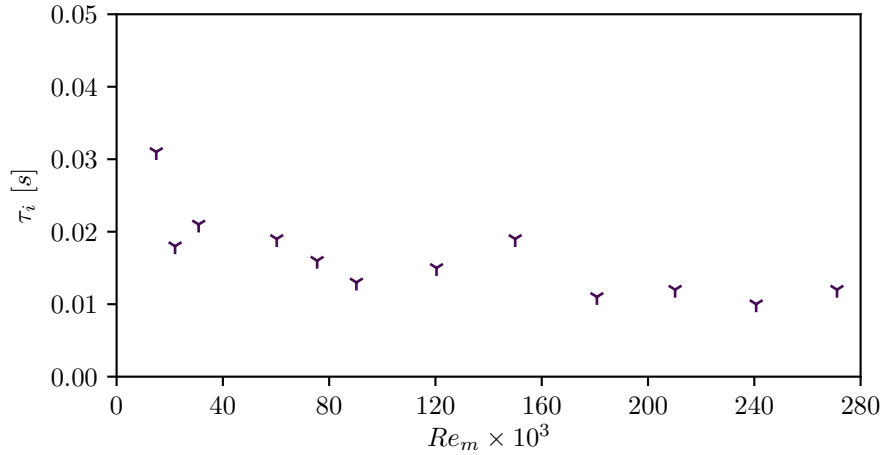


FIGURE 2.24 – Évolution du temps d'indépendance unitaire en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne et la hauteur du canal.

Pour calculer les grandeurs moyennes, un rééchantillonnage des mesures est réalisé. Ce rééchantillonnage est présenté à la figure 2.25. Le principe est simple : à partir de la première particule mesurée, une attente équivalente à la durée du temps mort $2\tau_i$ est effectuée. Après cette pause, la vitesse de la prochaine particule est conservée. Ce rééchantillonnage mène à une plus faible quantité de données, de l'ordre de 1500 à 6000 vitesses mesurées. Toutes les analyses subséquentes sont réalisées avec ces vitesses rééchantillonnées.

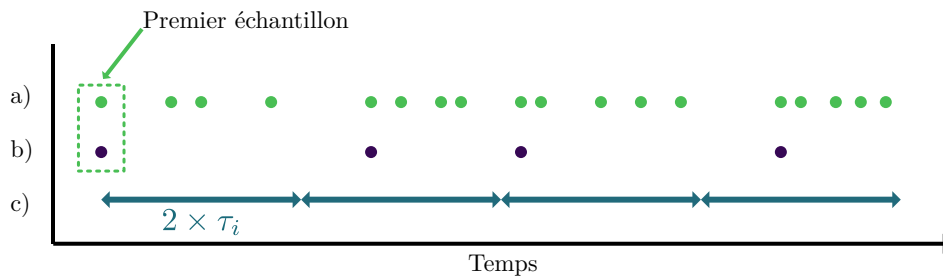


FIGURE 2.25 – Rééchantillonnage des mesures réalisées avec le système LDV. a) Données brutes, b) Données rééchantillonnées, c) Intervalle de temps entre deux mesures.

2.4.4 Incertitudes du montage LDV

Afin de mesurer les vitesses avec le système du LDV, un alignement précis de la sonde laser est effectué. La première étape consiste à orienter les faisceaux par rapport à l'écoulement.

Ensuite, la sonde et les moteurs sont alignés ensemble avant d'ajuster la position du montage sonde-moteurs sur le canal.

Incertitudes d'alignement

Alignement de la sonde

Pour aligner la sonde avec l'axe horizontal de l'écoulement dans la configuration à 45 °, les faisceaux sont positionnés sur une arête horizontale du canal. La sonde est ajustée dans son support, afin que les deux faisceaux soient centrés sur l'arête (voir figure 2.26). Cette méthode implique une incertitude d'alignement u_{AMS} inférieure à 0.1 mm alors que les faisceaux sont écartés de 25 mm. L'incertitude angulaire $u_{\gamma_{MS}}$ vaut donc :

$$u_{\gamma_{MS}} = \pm \tan^{-1} \left(\frac{u_{AMS}}{25} \right) = \pm 0.22^\circ . \quad (2.29)$$

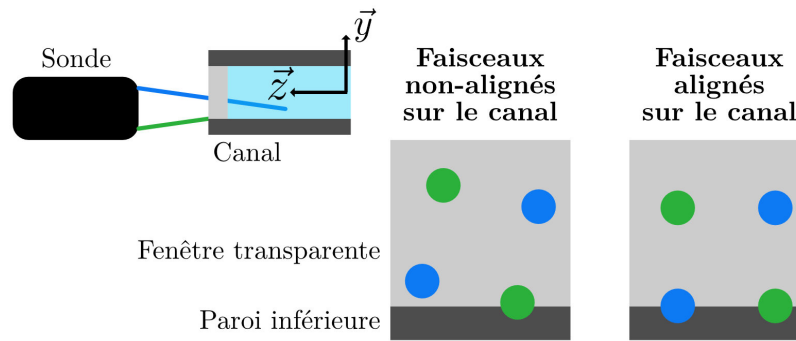


FIGURE 2.26 – Alignement de la sonde laser avec l'axe horizontal du canal hydrodynamique.

Alignement des moteurs par rapport au canal

Afin d'avoir un positionnement différencié selon les trois axes du canal, les trois moteurs sont positionnés perpendiculairement entre eux. Ensuite, la sonde est alignée avec les moteurs en la déplaçant par rapport à une cible. Le désalignement de la sonde est illustré par la figure 2.27 et l'incertitude u_{α_y} le quantifie.

Finalement, l'ensemble composé de la sonde et du moteur doit être aligné avec le canal à l'aide d'une cible semi-transparente. Si la réflexion n'est pas alignée sur la cible alors l'axe de la sonde n'est pas perpendiculaire à la fenêtre et le montage doit être pivoté autour de l'axe \vec{x} (figure 2.28). L'incertitude d'alignement du montage autour de l'axe \vec{x} est notée u_{α_x} . De plus, en déplaçant les faisceaux le long d'une arête du canal, une erreur u_{α_z} sur l'alignement autour de l'axe \vec{z} peut être estimée. Le tableau 2.7 répertorie les incertitudes, qui sont très faibles.

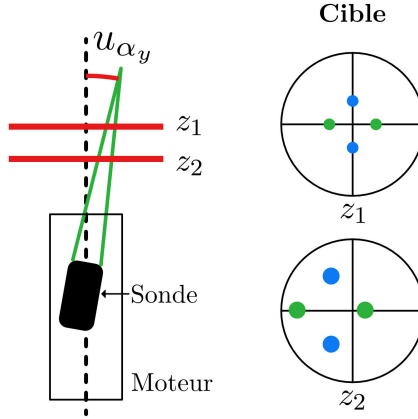


FIGURE 2.27 – Désalignement de la sonde avec les moteurs et l’effet d’un déplacement sur la cible.

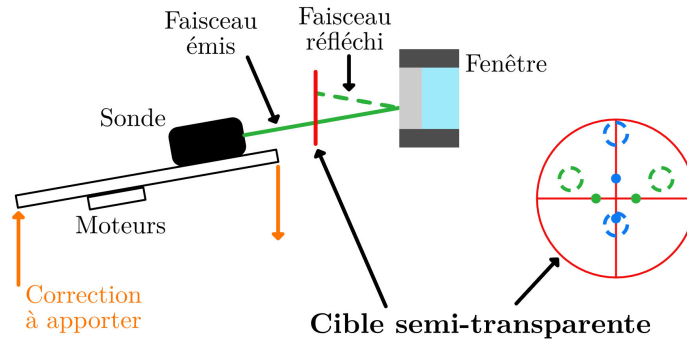


FIGURE 2.28 – Correction nécessaire pour rendre les faisceaux et la fenêtre perpendiculaires.

TABLE 2.7 – Incertitudes d’alignement des moteurs du système LDV par rapport aux axes du canal.

Axe	Incertitude	Longueur de mesure	Incertitude angulaire
\vec{x}	$u_{MC_x} = \pm 0.25 \text{ mm}$	400 mm	$u_{\alpha_x} = \pm \tan^{-1} \left(\frac{u_{MC_x}}{400} \right) = 0.04^\circ$
\vec{y}	$u_{MC_y} = \pm 0.25 \text{ mm}$	400 mm	$u_{\alpha_y} = \pm \tan^{-1} \left(\frac{u_{MC_y}}{400} \right) = 0.04^\circ$
\vec{z}	$u_{MC_z} = \pm 0.25 \text{ mm}$	650 mm	$u_{\alpha_z} = \pm \tan^{-1} \left(\frac{u_{MC_z}}{650} \right) = 0.02^\circ$

Incertitudes de positionnement du repère du LDV

Positionnement du moteur

Les moteurs ont une incertitude de positionnement $u_{A_M} = \pm 0.02 \text{ mm}$.

Positionnement dans le sens de l’écoulement

La coordonnée la moins importante pour ce montage est le positionnement du point focal dans le sens de l’écoulement, car celui-ci est pleinement développé comme discuté ultérieure-

ment. Ainsi, l'incertitude de positionnement dans le sens de l'écoulement vaut $u_{CC_x} = \pm 1$ mm.

Demi-hauteur

La position centrale dans la hauteur du canal est obtenue par l'alignement des faisceaux sur l'arête haute puis l'arête basse du canal. La coordonnée de la demi-hauteur est ainsi connue et l'incertitude sur la position verticale devient $u_{CC_y} = \pm 0.05$ mm.

Détection des parois latérales

Lorsque le volume de mesure se trouve à une interface entre deux milieux, notamment l'eau et l'acrylique des fenêtres, le photodétecteur reçoit une très forte réflexion. Elle est maximale lorsque le centre du volume de mesure se trouve à l'interface. Le repérage des deux parois latérales est alors aisé et l'incertitude de la détection des parois latérales vaut $u_{CC_z} = \pm 0.5$ mm.

Incertitudes sur les coordonnées du laser

Les équations 2.30 à 2.32 représentent les incertitudes des coordonnées de positionnement du système LDV dans le canal u_{R_x} , u_{R_y} et u_{R_z} . Celles-ci sont directement les erreurs de position de la grille de mesure. Les relations 2.30 à 2.32 montrent que les moteurs ont une influence négligeable : $u_{A_M} = \pm 0.02$. Ainsi, une amélioration du processus d'alignement des différents éléments aurait l'influence la plus importante sur les diminutions des incertitudes.

$$u_{R_x} = \pm \sqrt{u_{CC_x}^2 + u_{A_M}^2} = \pm 1mm \quad (2.30)$$

$$u_{R_y} = \pm \sqrt{u_{CC_y}^2 + u_{A_M}^2} = \pm 0.05mm \quad (2.31)$$

$$u_{R_z} = \pm \sqrt{u_{CC_z}^2 + u_{A_M}^2} = \pm 0.5mm \quad (2.32)$$

2.4.5 Incertitudes des propriétés du LDV

Les propriétés géométriques de la sonde laser sont connues. L'écartement entre les faisceaux d'une même paire vaut $L_{faisceaux} = 39.04 \pm 0.02$ mm. La longueur focale de la sonde utilisée vaut $L_{focale} = 402.5 \pm 0.05$ mm. L'angle des faisceaux d'une même paire dans l'air est calculé par :

$$\theta_{L,air} = \tan^{-1} \left(\frac{L_{faisceaux}}{2L_{focale}} \right) = 2.777 \pm 0.002^\circ \quad (2.33)$$

2.4.6 Incertitudes de vitesses

Plusieurs composantes de vitesse sont nécessaires pour la totalité de l'étude : les vitesses moyennes débitante \bar{U} et transversale \bar{V} ainsi que les composantes moyennes mesurées par la configuration usuelle (figure 2.21.a) \bar{C}_{x_1} et \bar{C}_{y_1} . Les incertitudes associées à ces grandeurs sont respectivement $u_{\bar{U}}$, $u_{\bar{V}}$, $u_{\bar{C}_{x_1}}$ et $u_{\bar{C}_{y_1}}$ (équations 2.34 à 2.37). Chaque incertitude est composée d'une incertitude de biais B et d'une incertitude de précision P soumise à un intervalle de confiance de 95 %.

$$u_{\bar{U}}^2 = B_{\bar{U}}^2 + t_{\nu,p}^2 P_{\bar{U}}^2 \quad (2.34)$$

$$u_{\bar{V}}^2 = B_{\bar{V}}^2 + t_{\nu,p}^2 P_{\bar{V}}^2 \quad (2.35)$$

$$u_{\bar{C}_{x_1}}^2 = B_{\bar{C}_{x_1}}^2 + t_{\nu,p}^2 P_{\bar{C}_{x_1}}^2 \quad (2.36)$$

$$u_{\bar{C}_{y_1}}^2 = B_{\bar{C}_{y_1}}^2 + t_{\nu,p}^2 P_{\bar{C}_{y_1}}^2 \quad (2.37)$$

Incertitudes de biais

Erreur d'orientation de la sonde

Les faisceaux laser sont à 45° par rapport à la direction principale de l'écoulement \vec{x} avec une erreur d'orientation de la sonde $u_{\gamma_{MS}}$. Les mesures des composantes C_{x_1} et C_{y_1} de la vitesse sont effectuées sur les axes \vec{x}_1 et \vec{y}_1 . Après rotation d'un angle de $\gamma = 45^\circ$ des composantes de la vitesse, celles-ci sont alors dans le repère (\vec{x}_M, \vec{y}_M) . La différence d'orientation entre ce repère et l'écoulement du canal est due à l'erreur d'orientation de la sonde laser $u_{\gamma_{MS}}$. Les composantes de la vitesse dans le repère réorienté (\vec{x}_M, \vec{y}_M) sont C_x et C_y et elles définissent la vitesse de l'écoulement C en ce point de mesure (relation 2.38). L'angle ϕ de la vitesse résultante \vec{C} par rapport à la direction principale de l'écoulement \vec{x} est défini par l'équation 2.39.

$$C = \sqrt{C_x^2 + C_y^2} \quad (2.38)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{C_y}{C_x} \right) \quad (2.39)$$

L'erreur d'orientation de la sonde $u_{\gamma_{MS}}$ est quantifiée à $\pm 0.22^\circ$ (équation 2.29). La figure 2.29 illustre l'impact de cette erreur sur la mesure de la vitesse. L'incertitude de la vitesse due à cette erreur est calculée à partir de la relation 2.40 pour la composante débitante $u_{C_{x,PS}}$ et l'équation 2.41 pour la transversale $u_{C_{y,PS}}$.

$$u_{C_{x,PS}} = \pm C_x (\cos \phi - \cos (\phi + u_{\gamma_{MS}})) \quad (2.40)$$

$$u_{C_{y,PS}} = \pm C_y (\sin \phi - \sin (\phi + u_{\gamma_{MS}})) \quad (2.41)$$

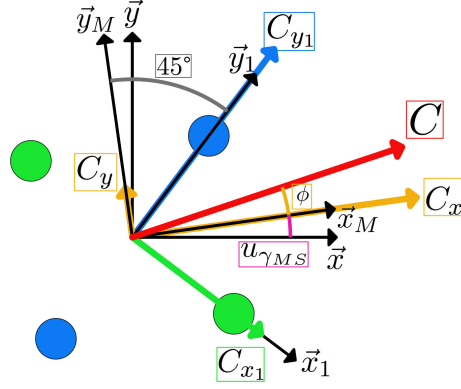


FIGURE 2.29 – Influence de l’incertitude d’orientation de la sonde sur la mesure de la vitesse. La particule se déplace à une vitesse C (rouge).

Incertitude angulaire d’intersection des faisceaux laser

La deuxième incertitude de biais est l’erreur angulaire d’intersection des faisceaux laser. Pour toutes les paires de faisceaux laser, le raisonnement est identique. Pour cet exemple, la vitesse d’une particule mesurée par une paire de faisceaux laser est C_p . Afin de déterminer l’influence de l’angle d’intersection des faisceaux θ_L , la vitesse d’une particule est exprimée en fonction de la longueur d’onde des faisceaux λ_L , de la fréquence de battement f_D et de l’angle θ_L :

$$C_p = \frac{\lambda_L}{2 \sin \theta_L} f_D \quad (2.42)$$

$$\theta_L = \tan^{-1} \left(\frac{L_{\text{faisceaux}}}{2L_{\text{focale}}} \right) . \quad (2.43)$$

Dans l’air, l’angle des faisceaux vaut $\theta_{L,air} = 2.777 \pm 0.002$ ° (équation 2.33). Ainsi, en incluant l’équation 2.43 dans 2.42, les équations 2.44 à 2.47 correspondent à l’incertitude de la vitesse en fonction de l’erreur d’angle d’intersection des faisceaux laser. Les vitesses considérées sont :

- U lorsqu’une seule paire de faisceaux est utilisée ;
- V lorsque deux paires de faisceaux sont utilisées et lorsque la transformation vers le repère principal du canal (\vec{x}, \vec{y}) a été réalisée ;
- C_{x_1} et C_{y_1} lorsque deux paires de faisceaux à 45 ° sont utilisées et lorsque l’étude utilise les données avant la transformation vers le repère principal du canal.

$$u_{U_{\theta_L}} = \pm U \frac{L_{focale}}{L_{focale}^2 + L_{faisceaux}^2/4} \sqrt{u_{L_{focale}}^2 + \frac{L_{focale}^2}{L_{faisceaux}^2} u_{L_{faisceaux}}^2} \quad (2.44)$$

$$u_{V_{\theta_L}} = \pm V \frac{L_{focale}}{L_{focale}^2 + L_{faisceaux}^2/4} \sqrt{u_{L_{focale}}^2 + \frac{L_{focale}^2}{L_{faisceaux}^2} u_{L_{faisceaux}}^2} \quad (2.45)$$

$$u_{C_{x_1, \theta_L}} = \pm C_{x_1} \frac{L_{focale}}{L_{focale}^2 + L_{faisceaux}^2/4} \sqrt{u_{L_{focale}}^2 + \frac{L_{focale}^2}{L_{faisceaux}^2} u_{L_{faisceaux}}^2} \quad (2.46)$$

$$u_{C_{y_1, \theta_L}} = \pm C_{y_1} \frac{L_{focale}}{L_{focale}^2 + L_{faisceaux}^2/4} \sqrt{u_{L_{focale}}^2 + \frac{L_{focale}^2}{L_{faisceaux}^2} u_{L_{faisceaux}}^2} \quad (2.47)$$

Erreur de perpendicularité entre l'axe de la sonde et la surface de la fenêtre

L'incertitude angulaire entre la surface de l'accès optique et l'axe de la sonde est estimée à $u_{\alpha_y} = u_{\alpha_x} = 0.04^\circ$ (tableau 2.7) lors de l'alignement du montage.

L'incertitude sur la composante de vitesse due à cette erreur angulaire est calculée en utilisant la perte de vitesse (relations 2.48 à 2.51). Comme pour le paragraphe précédent, chaque vitesse considérée, U , V , C_{x_1} ou C_{y_1} , dépend de l'application :

$$u_{U_{\perp}} = \pm U (1 - \cos(u_{\alpha_x})) , \quad (2.48)$$

$$u_{V_{\perp}} = \pm V (1 - \cos(u_{\alpha_y})) , \quad (2.49)$$

$$u_{C_{x_1, \perp}} = \pm C_{x_1} \left(1 - \cos \left(\sqrt{u_{\alpha_x}^2 + u_{\alpha_y}^2} \right) \right) , \quad (2.50)$$

$$u_{C_{y_1, \perp}} = \pm C_{y_1} \left(1 - \cos \left(\sqrt{u_{\alpha_x}^2 + u_{\alpha_y}^2} \right) \right) . \quad (2.51)$$

Pour être parfaitement rigoureux, la vitesse transversale dans la largeur du canal \vec{z} doit aussi être prise en compte afin d'évaluer son influence. Cependant, elle n'a pas pu être mesurée. Cette vitesse est supposée faible par rapport aux deux autres composantes. De plus, l'erreur de perpendicularité influe sur l'angle d'intersection des faisceaux du volume de mesure. Chaque faisceau d'une même paire a un angle d'incidence différent par rapport à la fenêtre, comme illustré à la figure 2.30.

Les relations suivantes permettent de calculer les angles d'incidence des faisceaux dans l'air ϵ_{air} avec l'incertitude de perpendicularité u_{α_x} :

$$\epsilon_{1,air} = -\theta_{L,air,\Delta perp} + u_{\alpha_x} , \quad (2.52)$$

$$\epsilon_{2,air} = \theta_{L,air,\Delta perp} + u_{\alpha_x} . \quad (2.53)$$

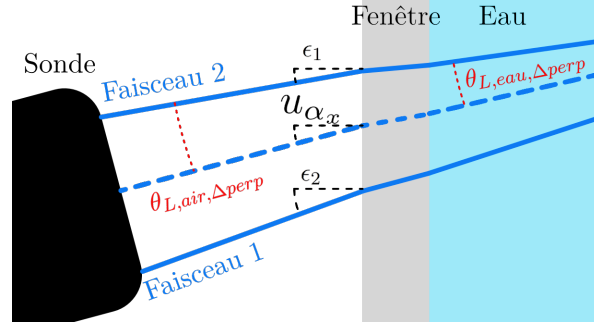


FIGURE 2.30 – Effet de l’erreur de perpendicularité sur l’angle d’incidence des faisceaux laser.

Dans l’eau, l’angle d’incidence est déterminé avec les indices de réfraction :

$$\epsilon_{1,eau} = \sin^{-1} \left(\frac{n_{air}}{n_{eau}} \sin(\epsilon_{1,air}) \right) , \quad (2.54)$$

$$\epsilon_{2,eau} = \sin^{-1} \left(\frac{n_{air}}{n_{eau}} \sin(\epsilon_{2,air}) \right) . \quad (2.55)$$

L’angle d’incidence de l’axe de la sonde dans l’eau $\theta_{L,eau,\Delta perp}$ est issu de la moyenne des angles :

$$\theta_{L,eau,\Delta perp} = \frac{\epsilon_{2,eau} - \epsilon_{1,eau}}{2} . \quad (2.56)$$

Les équations 2.57 à 2.60 définissent l’influence de cette erreur sur l’incertitude de la vitesse. Elles sont composées du rapport entre l’angle d’incidence avec l’erreur de perpendicularité $\theta_{L,eau,\Delta perp}$ et l’angle d’incidence sans l’erreur $\theta_{L,eau}$.

$$u_{U_{\theta_L,\perp}} = \pm U \left(1 - \frac{\sin \theta_{L,eau,\Delta perp}}{\sin \theta_{L,eau}} \right) \quad (2.57)$$

$$u_{V_{\theta_L,\perp}} = \pm V \left(1 - \frac{\sin \theta_{L,eau,\Delta perp}}{\sin \theta_{L,eau}} \right) \quad (2.58)$$

$$u_{C_{x_1\theta_L,\perp}} = \pm C_{x_1} \left(1 - \frac{\sin \theta_{L,eau,\Delta perp}}{\sin \theta_{L,eau}} \right) \quad (2.59)$$

$$u_{C_{y_1\theta_L,\perp}} = \pm C_{y_1} \left(1 - \frac{\sin \theta_{L,eau,\Delta perp}}{\sin \theta_{L,eau}} \right) \quad (2.60)$$

Incertitude de biais totale

L’incertitude de biais de la mesure de vitesse pour chaque composante est la combinaison des erreurs élémentaires :

$$B_{\bar{U}} = \pm \sqrt{u_{C_{x,PS}}^2 + u_{U_{\theta_L}}^2 + u_{U_{\perp}}^2 + u_{U_{\theta_L,\perp}}^2} , \quad (2.61)$$

$$B_{\bar{V}} = \pm \sqrt{u_{C_{y,PS}}^2 + u_{V_{\theta_L}}^2 + u_{V_{\perp}}^2 + u_{V_{\theta_L,\perp}}^2} , \quad (2.62)$$

$$B_{\bar{C}_{x_1}} = \pm \sqrt{u_{C_{x,PS}}^2 + u_{C_{y,PS}}^2 + u_{C_{x_1\theta_L}}^2 + u_{C_{x_1,\perp}}^2 + u_{C_{x_1\theta_L,\perp}}^2} , \quad (2.63)$$

$$B_{\bar{C}_{y_1}} = \pm \sqrt{u_{C_{x,PS}}^2 + u_{C_{y,PS}}^2 + u_{C_{y_1\theta_L}}^2 + u_{C_{y_1,\perp}}^2 + u_{C_{y_1\theta_L,\perp}}^2} . \quad (2.64)$$

Incertitudes aléatoires

L'unique incertitude aléatoire pour la mesure LDV est due à la convergence statistique dans le calcul des moyennes. De la même manière que pour la mesure de la pression, l'équation 2.7 est adaptée pour les mesures des composantes de la vitesse :

$$P_{\overline{U}} = s_{\overline{U}} = \frac{\sigma_U}{\sqrt{N_{LDV}}} , \quad (2.65)$$

$$P_{\overline{V}} = s_{\overline{V}} = \frac{\sigma_V}{\sqrt{N_{LDV}}} , \quad (2.66)$$

$$P_{\overline{C_{x_1}}} = s_{\overline{C_{x_1}}} = \frac{\sigma_{C_{x_1}}}{\sqrt{N_{LDV}}} , \quad (2.67)$$

$$P_{\overline{C_{y_1}}} = s_{\overline{C_{y_1}}} = \frac{\sigma_{C_{y_1}}}{\sqrt{N_{LDV}}} . \quad (2.68)$$

Le nombre de données N_{LDV} correspond au nombre de mesures indépendantes. La configuration « burst » du système LDV mesure toutes les particules traversant le volume de mesure. L'étude de l'autocorrélation des vitesses a été présentée à la section 2.4.3. Ce nombre de données est bien plus grand pour la mesure de la vitesse (entre 1500 et 6000 données) que pour la mesure de la pression (20 données). L'intervalle de confiance choisi est 95 %. Les termes σ_U , σ_V , $\sigma_{C_{x_1}}$ et $\sigma_{C_{y_1}}$ correspondent aux écarts-types des composantes mesurées de la vitesse, selon les configurations utilisées. Ces écarts-types sont pondérés par le temps de passage de la particule TT et sont exprimés de manière analogue à l'équation 2.22.

Récapitulatif des incertitudes

Les incertitudes moyennes des deux composantes de vitesse débitante $u_{\overline{U}}$ et transversale $u_{\overline{V}}$ sont répertoriées dans les tables 2.8 et 2.9. L'importance relative de chacune des incertitudes est illustrée sur les figures 2.31 et 2.32 pour les deux composantes. Ces tableaux présentent plusieurs points importants sur les incertitudes. Tout d'abord, plusieurs erreurs de biais sont négligeables : les erreurs liées à l'orientation de la sonde ($u_{C_{x,PS}}$ et $u_{C_{y,PS}}$), les erreurs liées à la perpendicularité de l'axe de la sonde par rapport à la paroi ($u_{U_{\perp}}$ et $u_{V_{\perp}}$) et les incertitudes issues de l'angle des faisceaux liées à l'erreur de perpendicularité de l'axe de la sonde ($u_{U_{\theta_{L,\perp}}}$ et $u_{V_{\theta_{L,\perp}}}$).

Pour la composante débitante $u_{\overline{U}}$, l'erreur de précision $P_{\overline{U}}$ est prédominante et représente jusqu'à 86 % de l'incertitude totale. L'incertitude de biais due à l'incertitude angulaire d'intersection des faisceaux laser $u_{U_{\theta_L}}$ est importante et représente jusqu'au tiers de l'erreur totale.

Pour la composante transversale $u_{\overline{V}}$, l'erreur de précision $P_{\overline{V}}$ représente la majeure partie de l'incertitude totale à basse vitesse. À vitesse plus importante, l'incertitude angulaire

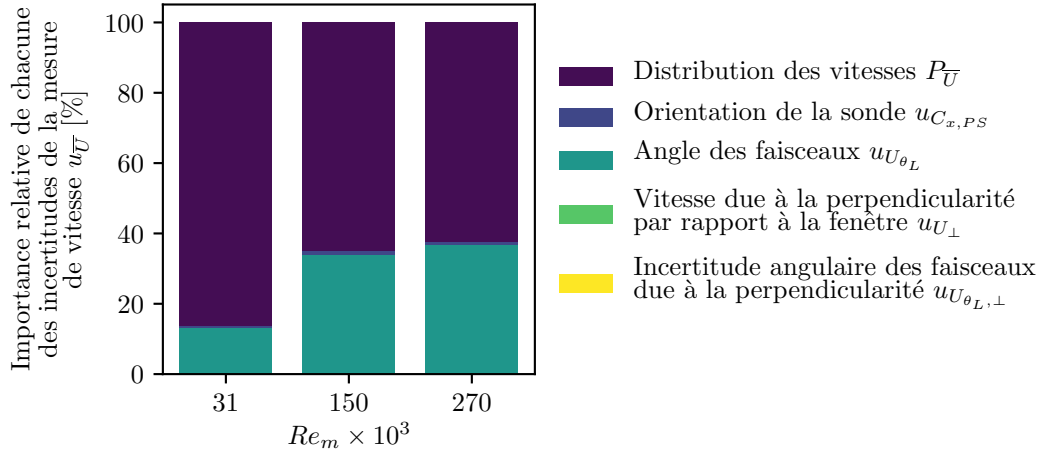


FIGURE 2.31 – Importance relative de chacune des incertitudes de la mesure de la composante débitante de vitesse pour trois nombres de Reynolds. Les incertitudes aléatoires sont $P_{\bar{U}}$ tandis que la part des incertitudes de biais $B_{\bar{U}}$ représente la somme des autres incertitudes.

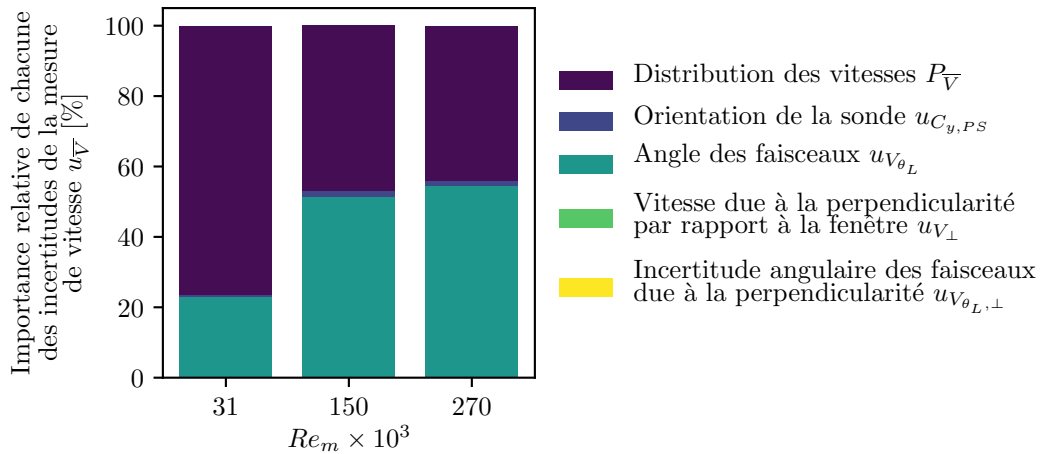


FIGURE 2.32 – Importance relative de chacune des incertitudes de la mesure de la composante transversale de vitesse pour trois nombres de Reynolds. Les incertitudes de précision sont $P_{\bar{V}}$ tandis que la part des incertitudes de biais $B_{\bar{V}}$ représente la somme des autres incertitudes.

d'intersection des faisceaux laser $u_{V_{\theta_L}}$ et l'erreur de précision représentent la totalité de l'incertitude. Pour améliorer la précision des mesures des composantes de la vitesse, il faudrait vraisemblablement se concentrer sur l'erreur de précision en augmentant le nombre de données mesurées.

TABLE 2.8 – Incertitudes de la mesure de la composante débitante de la vitesse $u_{\bar{U}}$ pour trois nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen et importance relative de chacune des incertitudes les constituant.

Nombre de Reynolds Re_m		31000	150000	271000
Vitesse $u_{\bar{U}}$	[m/s]	± 0.002	± 0.006	± 0.010
$u_{C_{x,PS}}/u_{\bar{U}}$	[%]	0.4	1	0.9
$u_{U_{\theta_L}}/u_{\bar{U}}$	[%]	13.2	34	36.7
$u_{U_{\perp}}/u_{\bar{U}}$	[%]	0	0	0
$u_{U_{\theta_L,\perp}}/u_{\bar{U}}$	[%]	0	0	0
$B_{\bar{U}}/u_{\bar{U}}$	[%]	13.6	34.9	37.6
$P_{\bar{U}}/u_{\bar{U}}$	[%]	86.4	65.1	62.4

TABLE 2.9 – Incertitudes de la mesure de la composante transversale de la vitesse $u_{\bar{V}}$ pour trois nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen et importance relative de chacune des incertitudes les constituant.

Nombre de Reynolds Re_m		31000	150000	271000
Vitesse $u_{\bar{V}}$	[m/s]	± 0.002	± 0.004	± 0.008
$u_{C_{y,PS}}/u_{\bar{V}}$	[%]	0.8	1.7	1.6
$u_{V_{\theta_L}}/u_{\bar{V}}$	[%]	22.9	51.3	54.4
$u_{V_{\perp}}/u_{\bar{V}}$	[%]	0	0	0
$u_{V_{\theta_L,\perp}}/u_{\bar{V}}$	[%]	0	0	0
$B_{\bar{V}}/u_{\bar{V}}$	[%]	23.8	53	56
$P_{\bar{V}}/u_{\bar{V}}$	[%]	76.2	47	44

2.4.7 Incertitudes des écarts-types

Comme la moyenne, l'écart-type contient une incertitude aléatoire, assimilée à une distribution de Chi-carré χ^2 lorsque l'échantillon est distribué normalement (Bendat et Piersol, 2010). Les incertitudes associées aux composantes débitante u_{σ_U} et transversale u_{σ_V} sont :

$$[-u_{\sigma_U}, +u_{\sigma_U}] = \left[\sqrt{\frac{\nu\sigma_U^2}{\chi^2_{(\frac{\alpha}{2}, \nu)}}}, \sqrt{\frac{\nu\sigma_U^2}{\chi^2_{(1-\frac{\alpha}{2}, \nu)}}} \right], \quad (2.69)$$

$$[-u_{\sigma_V}, +u_{\sigma_V}] = \left[\sqrt{\frac{\nu\sigma_V^2}{\chi^2_{(\frac{\alpha}{2}, \nu)}}}, \sqrt{\frac{\nu\sigma_V^2}{\chi^2_{(1-\frac{\alpha}{2}, \nu)}}} \right]. \quad (2.70)$$

L'intervalle de confiance $(1 - \alpha)$ choisi est encore 95 %. Selon les équations 2.69 et 2.70, l'incertitude de l'écart-type est asymétrique. Pour simplifier la présentation de cette incertitude, seule la composante positive est considérée. En effet, celle-ci est toujours supérieure à la composante négative. Pour un nombre d'échantillons indépendants N_{LDV} supérieur à 120, une approximation de la distribution du χ^2 peut être effectuée :

$$\chi^2_{(1-\frac{\alpha}{2})} \simeq N_{LDV} \left(1 - \frac{2}{9N_{LDV}} + z_{(1-\frac{\alpha}{2})} \sqrt{\frac{2}{9N_{LDV}}} \right)^2, \quad (2.71)$$

avec $z_{(1-\frac{\alpha}{2})}$ déterminé pour une distribution normale, tel que pour un intervalle de confiance donné $(1 - \frac{\alpha}{2})$ et un grand nombre d'échantillons, $z_{(1-\frac{\alpha}{2})} = 1.96$. Pour la composante débitante, les écarts-types varient entre 0.03 ± 0.03 m/s et 0.45 ± 0.06 m/s. Pour la composante transversale, les écarts-types varient entre 0.02 ± 0.02 m/s et 0.30 ± 0.04 m/s pour des vitesses moyennes de l'écoulement comprises entre 0.5 m/s et 9 m/s. Il faut noter que ce calcul sous-estime la véritable incertitude : il ne tient pas compte de l'incertitude sur la mesure de vitesse.

2.5 Résumé du chapitre

Dans un premier temps, les principaux éléments du canal hydrodynamique du LAMH ont été présentés. Ensuite, la mesure du débit, réalisée à l'aide d'un débitmètre électromagnétique, a été exposée. La vitesse moyenne mesurée U_m est comprise entre 0.5 m/s et 9 m/s. Les nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen sont respectivement 15000 et 271000.

La mesure de la pression a été réalisée avec un manomètre à colonnes d'eau dont les incertitudes de mesure ont été estimées. Il a été montré que les principales erreurs élémentaires de mesure sont issues de la résolution des règles permettant l'estimation de la hauteur d'eau dans chacune des colonnes. La différence de pression mesurée par le manomètre varie entre 300 ± 2 Pa et 20000 ± 12 Pa.

Finalement, la méthode de mesure de la vitesse, ainsi que le montage du système LDV et les erreurs élémentaires associées ont été présentés. L'utilisation du mode « Burst » du LDV a permis de réduire le temps de mesure, mais a impliqué de réaliser un rééchantillonnage du signal mesuré. Il a été montré que la principale source d'erreur de mesure correspond à la distribution des vitesses mesurées.

Chapitre 3

Validation des méthodes de mesure

Ce chapitre a pour objectif d'évaluer les méthodes de mesure testées pour obtenir le frottement dans le canal qui servira à étalonner les capteurs de frottement. Tout d'abord, la méthode pour obtenir le frottement à partir du gradient de pression est présentée. Cette partie expose les relations théoriques permettant de déterminer le frottement ainsi que les erreurs de mesures. La deuxième section décrit la méthode d'obtention du frottement à partir de la mesure de la vitesse. Cette partie présente les relations théoriques ainsi qu'une analyse de la justesse des vitesses moyennes mesurées. Ensuite, la corrélation des mesures est évaluée afin de vérifier la cohérence des fluctuations de la vitesse. Finalement, l'erreur sur la mesure du frottement est présentée.

3.1 Gradient de pression

3.1.1 Relation entre le frottement et le gradient de pression

Dans un écoulement de Poiseuille, le gradient longitudinal de pression est constant et le profil de vitesse ne varie pas le long de l'écoulement. En supposant l'écoulement pleinement développé, alors, par définition, tous les gradients longitudinaux des grandeurs physiques moyennées sont nuls ($\partial(\overline{})/\partial x = 0$) sauf la pression ($\partial\overline{P}/\partial x = cste$). Comme présenté précédemment, le frottement pariétal moyen est donc constant le long de la conduite et les équations de Navier-Stokes se simplifient. L'équation 1.13 peut être adaptée pour une mesure moyenne du frottement pariétal :

$$\tau_w = \frac{-\Delta P}{L_t} h, \quad (3.1)$$

où ΔP est la différence de pression statique espacée d'une longueur L_t et h est la demi-hauteur du canal. Dans le cas d'un écoulement de Poiseuille plan obtenu en laboratoire, la section est rectangulaire et les effets des écoulements secondaires dans les coins influent sur la mesure.

Cependant, si la largeur est suffisamment grande par rapport à la hauteur, l'écoulement est considéré bidimensionnel ($\partial(\)/\partial z = 0$) et l'équation 3.1 reste valide (Munson et al., 2013).

On peut donc théoriquement obtenir le frottement pariétal à partir de la mesure du gradient de pression dans le canal hydrodynamique, en supposant que dans la veine d'essai, l'écoulement est pleinement développé. Toutefois, d'après Tropea et al. (2007), la conception de la prise de pression peut introduire une erreur sur la mesure de la pression statique. La différence entre la pression statique mesurée P_m et la valeur réelle P est proportionnelle au frottement pariétal τ_w au niveau de la prise de pression :

$$P_m - P = \Pi \tau_w . \quad (3.2)$$

Le coefficient de proportionnalité Π varie selon le frottement pariétal et les dimensions de la prise de pression et du canal :

$$\Pi = f \left(\frac{d_{tap} u_\tau}{\nu}, \frac{d_{tap}}{2h}, Ma, \frac{l_{tap}}{d_{tap}}, \frac{d_t}{d_{tap}}, \frac{\epsilon_{tap}}{d_{tap}} \right) , \quad (3.3)$$

où d_{tap} est le diamètre de la prise de pression, Ma est le nombre de Mach, l_{tap} est la longueur de la prise de pression, d_t est le diamètre du tuyau relié à la prise de pression et ϵ_{tap} est la hauteur des bavures en amont de la prise de pression.

D'après Tropea et al. (2007), si la géométrie des prises de pression est identique, l'erreur de biais du gradient de pression due à la géométrie est nulle. Ainsi, d'après l'équation 3.2 et si les prises de pression sont identiques, la différence de pression entre deux points de mesure est :

$$\Delta P = P_2 - P_1 = (P_{m2} - \Pi \tau_w) - (P_{m1} - \Pi \tau_w) = P_{m2} - P_{m1} . \quad (3.4)$$

Treize prises de pression sont présentes dans la paroi inférieure de la veine d'essai, mais trois d'entre elles ont un diamètre plus grand que les autres. Par conséquent, la mesure du gradient de pression dans la veine d'essai est réalisée seulement sur les dix prises de pression dont le diamètre vaut 1/32 ”.

3.1.2 Obtention du gradient de pression

L'objectif de ce paragraphe est de déterminer le gradient longitudinal de pression et son erreur de mesure. C'est-à-dire qu'à partir d'un couple de données (x_i, y_i) , il faut obtenir les coefficients de la régression linéaire à l'aide d'un polynôme du premier degré ainsi que leur incertitude respective. Pour le gradient de pression, le couple de données (x_i, y_i) correspond respectivement à la localisation de la prise de pression dans l'écoulement $x_i \equiv L_{x_i}$ et à la

pression mesurée en ce point $y_i \equiv \bar{P}$. La pression mesurée est directement fonction de la hauteur d'eau $\bar{H}_b + \frac{\bar{H}_f}{2}$ mesurée dans la colonne du manomètre reliée à la prise située à x_i du manomètre, comme présenté dans la relation 3.5. La pression est également fonction de la masse volumique de l'eau ρ , de l'accélération gravitationnelle g et de l'angle d'inclinaison du manomètre β .

$$\bar{P} = \rho g \left(\bar{H}_b + \frac{\bar{H}_f}{2} \right) \sin \beta \quad (3.5)$$

La méthode de détermination des coefficients est issue de Lemay (2017) et basée sur une fonction de minimisation des moindres carrés. Le principe est de résoudre l'équation 3.6 en minimisant la relation 3.7 afin d'obtenir les coefficients a_0 et a_1 de la régression linéaire. Le terme y_{ei} est une fonction d'estimation de y_i pour les N couples de données (x_i, y_i) . Cette fonction correspond à l'estimation de la pression mesurée $y_i \equiv \bar{P}$ à la localisation $x_i \equiv L_{x_i}$.

$$y_{ei} = a_0 + a_1 \times x_i \quad (3.6)$$

$$\sum_{i=1}^N d_i^2 = \sum_{i=1}^N (y_{ei} - y_i)^2 \quad (3.7)$$

Un système linéaire d'équations est formé par ce problème et peut s'écrire sous la forme matricielle suivante :

$$B \times A = C \quad (3.8)$$

$$\begin{bmatrix} N & \sum_{i=1}^N x_i \\ \sum_{i=1}^N x_i & \sum_{i=1}^N x_i^2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^N y_i \\ \sum_{i=1}^N y_i x_i \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

La relation 3.8 permet d'obtenir $A = B^{-1} \times C$ si B n'est pas une matrice singulière. La figure 3.1 présente l'évolution de la pression dans la veine d'essai en fonction de la localisation dans l'écoulement pour un nombre de Reynolds basé sur l'écoulement moyen $Re_m = 150000$.

Les coefficients de la régression linéaire a_0 et a_1 sont fonction des couples (x_i, y_i) , alors l'incertitude sur le vecteur de coefficients A peut être estimée par la relation 3.10. Les termes u_{x_i} et u_{y_i} sont les erreurs sur les données (x_i, y_i) . Les dérivées partielles des coefficients A sont exprimées par les relations 3.11 et 3.12.

$$u_A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial x_i} \right)^2 u_{x_i}^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial y_i} \right)^2 u_{y_i}^2 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial A}{\partial x_i} = B^{-1} \left(\frac{\partial C}{\partial x_i} - \frac{\partial B}{\partial x_i} A \right) \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial A}{\partial y_i} = B^{-1} \frac{\partial C}{\partial y_i} \quad (3.12)$$

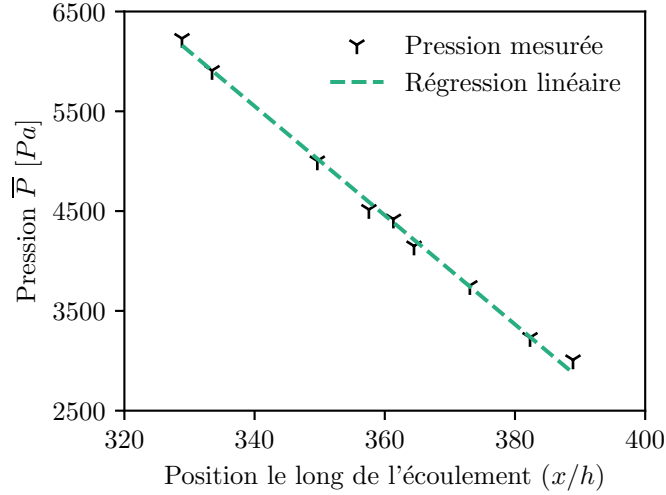


FIGURE 3.1 – Évolution de la pression dans la veine d'essai en fonction de la position dans l'écoulement (x/h) pour une vitesse moyenne de $U_m = 5$ m/s ($Re_m = 150000$).

Dans le cas de l'obtention du gradient longitudinal de pression, l'incertitude u_{x_i} relative à la localisation de la prise de pression s'écrit :

$$u_{x_i}^2 = B_{Lx_i}^2 + t_{\nu,p}^2 P_{\nu,Lx_i}^2, \quad (3.13)$$

$$P_{\nu,Lx_i}^2 = (e_{1P})_{Lx_i}^2. \quad (3.14)$$

L'erreur de biais sur la position des prises de pression est nulle $B_{Lx_i} = 0$. L'erreur de précision est composée d'une erreur élémentaire $(e_{1P})_{Lx_i} = u_{Lx_i} = 0.002$ mm, et représente l'erreur de précision de la machine à commande numérique qui a été utilisée pour usiner les prises de pression de la paroi inférieure du canal. En faisant l'hypothèse que la précision des moteurs de la machine est stable dans le temps, cette erreur de précision est calculée pour un grand nombre d'observations avec une probabilité de 95 % alors $t_{\nu,p} = 1.96$.

L'incertitude u_{y_i} correspond à l'incertitude de mesure de la pression moyenne $u_{\bar{P}}$ dans la section centrale du canal à la position x_i (relation 3.15). Elle est composée d'une erreur de biais $B_{\bar{P}}$ et d'une erreur de précision $P_{\nu,\bar{P}}$, associées à des erreurs élémentaires (relations 3.16 et 3.17). Les incertitudes sont calculées avec un nombre fini d'observations et avec une probabilité de 95 %.

$$u_{y_i}^2 = u_{\bar{P}}^2 = B_{\bar{P}}^2 + t_{\nu,p}^2 P_{\nu,\bar{P}}^2 \quad (3.15)$$

$$B_{\bar{P}}^2 = (e_{1B}^2 + e_{2B}^2 + e_{3B}^2 + e_{4B}^2)_{\bar{P}} \quad (3.16)$$

$$P_{\nu,\bar{P}}^2 = (e_{1P}^2 + e_{2P}^2)_{\bar{P}} \quad (3.17)$$

Les erreurs élémentaires sur la mesure de la pression moyenne au centre du canal sont :

- $(e_{1B})_{\overline{P}} = \rho g \sin(\beta) u_{PR}$; erreur de lecture de la hauteur des colonnes d'eau issue du positionnement des règles, avec $u_{PR} = \pm 0.5 \text{ mm}$;
- $(e_{2B})_{\overline{P}} = \rho g \sin(\beta) u_{LH}$; erreur de lecture de la hauteur des colonnes d'eau, avec $u_{LH} = \pm 0.5 \text{ mm}$;
- $(e_{3B})_{\overline{P}} = \frac{1}{2} \rho g \sin(\beta) u_{LF}$; erreur de lecture des fluctuations de la hauteur des colonnes d'eau, avec $u_{LF} = \pm 0.5 \text{ mm}$;
- $(e_{4B})_{\overline{P}} = g (\overline{H}_b + \overline{H}_f/2) \sin(\beta) u_{\rho}$; erreur sur la masse volumique du fluide, avec $u_{\rho} = \pm 0.02 \text{ kg/m}^3$;
- $(e_{5B})_{\overline{P}} = \rho g (\overline{H}_b + \overline{H}_f/2) \cos(\beta) u_{\beta}$; erreur angulaire du manomètre, avec $u_{\beta} = \pm 0.1^\circ$;
- $(e_{1P})_{\overline{P}} = \rho g \sin(\beta) \sigma_{\overline{H}_b} / \sqrt{N}$; écart-type de la distribution des moyennes des hauteurs d'eau mesurées, avec $N = 20$ correspondant au nombre de photographies réalisées ;
- $(e_{2P})_{\overline{P}} = \frac{1}{2} \rho g \sin(\beta) \sigma_{\overline{H}_f} / \sqrt{N}$; écart-type de la distribution des moyennes des fluctuations des hauteurs d'eau mesurées.

3.1.3 Erreur sur la mesure du frottement à partir de la mesure de pression

Pour la mesure de pression, le frottement est fonction du gradient de pression et de la demi-hauteur du canal h (relation 3.18). Le coefficient a_1 de la régression linéaire correspond au gradient longitudinal de pression dans la veine d'essai. L'incertitude du coefficient de la régression linéaire u_{a_1} dépend de l'erreur de mesure de la hauteur du canal u_h et est présentée par la relation 3.19.

$$\overline{\tau_{w,P}} = \frac{-\partial \overline{P}}{\partial x} h = a_1 h \quad (3.18)$$

$$u_{\overline{\tau_{w,P}}}^2 = \left(\frac{\partial \overline{\tau_{w,P}}}{\partial a_1} u_{a_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{\tau_{w,P}}}{\partial h} u_h \right)^2 = (u_{a_1} h)^2 + (u_h a_1)^2 \quad (3.19)$$

Le manomètre à colonnes d'eau permet de mesurer la totalité de la perte de charge dans la veine d'essai pour les nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen allant jusqu'à $Re_m \simeq 210000$. Au-delà de $Re_m \simeq 210000$, la perte de charge dans la veine d'essai est trop importante par rapport à la hauteur totale des colonnes d'eau du manomètre. Il faut alors utiliser la vanne centrale du manomètre pour séparer les deux collecteurs (figure 2.4) afin d'avoir deux pressions relatives différentes et ainsi mesurer deux gradients longitudinaux de pression. Les gradients de pression sont alors estimés pour les colonnes 1 à 7 et les colonnes 8 à 13.

La figure 3.2 présente l'évolution du frottement pariétal issu du gradient de pression en fonction du nombre de Reynolds basé sur l'écoulement moyen Re_m . Les nombres de Reynolds étudiés sont compris entre $Re_m = 15000$ et $Re_m = 271000$. L'axe secondaire des ordonnées illustre l'évolution de l'erreur relative du frottement pariétal.

Pour des nombres de Reynolds $Re_m < 50000$, l'erreur relative est élevée (jusqu'à 22 %), mais la valeur du frottement pariétal est très faible : $\overline{\tau_{w,P}}(Re_m = 31000) \simeq 4 \pm 0.25$ Pa. Pour des nombres de Reynolds compris entre $Re_m = 50000$ et $Re_m = 210000$, l'erreur relative de mesure du frottement pariétal est faible et inférieure à 1.5 %. Les valeurs du frottement sont comprises entre 10.7 ± 0.25 Pa et 95.7 ± 0.75 Pa.

Par contre, pour les nombres de Reynolds $Re_m > 210000$, l'erreur relative est comprise entre 5 % et 6 % (représentée par les barres d'erreur). La raison principale est une conséquence de la séparation des deux collecteurs. Elle implique de réaliser une régression linéaire sur seulement 4 prises de pression. L'incertitude liée à la régression linéaire est alors beaucoup plus élevée. Pour cette gamme de Reynolds, le frottement pariétal est compris entre 126 ± 6 Pa et 157 ± 9 Pa.

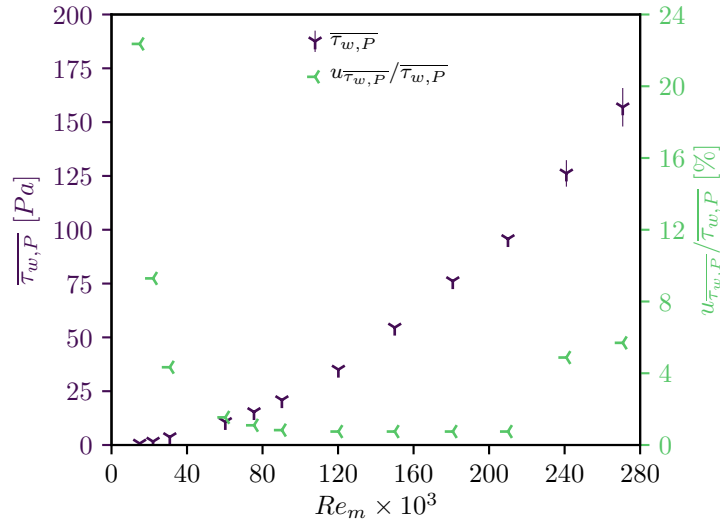


FIGURE 3.2 – L'axe des ordonnées de gauche présente l'évolution du frottement pariétal déterminé par le gradient de pression $\overline{\tau_{w,P}}$ en fonction du nombre de Reynolds basé sur l'écoulement moyen Re_m . L'axe de droite montre l'évolution de l'erreur relative du frottement pariétal $u_{\overline{\tau_{w,P}}}/\overline{\tau_{w,P}}$.

3.2 Gradient de la tension de Reynolds

3.2.1 Relation entre le frottement et les fluctuations des composantes de la vitesse

Comme énoncé dans la section 1.2, l'écoulement de Poiseuille plan étudié dans ce projet doit répondre à de nombreuses caractéristiques théoriques. Les fluctuations des composantes de la vitesse (u' et v') sont $u' = U - \bar{U}$ et $v' = V - \bar{V}$. Les vitesses moyennes \bar{U} et \bar{V} sont pondérées par le temps de passage TT de la particule (Albrecht et al., 2003). L'évolution de la contrainte totale est linéaire selon la hauteur du canal (figure 1.3). À la paroi, la contrainte totale correspond uniquement au frottement pariétal, l'expression de la contrainte de cisaillement peut donc s'écrire selon la hauteur du canal y (équation 1.15). Le gradient de la tension de Reynolds $-\rho\overline{\partial u'v'}/\partial y$ est mesuré dans la partie centrale du canal. Son extrapolation permet d'obtenir le frottement pariétal (rappel de l'équation 1.16) :

$$\tau_w \simeq \pm \rho h \left. \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \right|_{y=0} . \quad (3.20)$$

Lors de la prise de mesure, à chaque instant et pour chacun des points de mesure indépendants, le terme des fluctuations croisées $u'v'$ a été déterminé. Ensuite, la moyenne du produit croisé $\overline{u'v'}$, pondérée en fonction du temps de passage de chaque particule TT_i , a été obtenue pour chacun des points de mesure d'une manière analogue à l'équation 2.21. Ceci permet de retirer le biais issu de la variabilité du taux d'acquisition de la vitesse.

3.2.2 Vérification de la vitesse mesurée avec deux paires de faisceaux laser

L'objectif de cette section est de vérifier jusqu'à quel point la vitesse débitante mesurée est indépendante du nombre de paires de faisceaux laser utilisées et de l'orientation de la sonde. Pour cela, les deux configurations du système LDV sont utilisées. La première est la configuration usuelle (figure 2.21.a), utilisée pour déterminer le frottement avec le système LDV en utilisant deux paires de faisceaux et en orientant la sonde à $\gamma = 45 \pm 0.22^\circ$. La deuxième configuration (figure 2.21.b) est alors utilisée afin de pouvoir mesurer la vitesse débitante proche de la paroi à l'aide d'une seule paire de faisceaux en orientant la sonde à $0 \pm 0.22^\circ$.

Pour vérifier que la vitesse débitante mesurée est indépendante du nombre de paires de faisceaux laser utilisées et de l'orientation de la sonde, une comparaison entre plusieurs profils de vitesse débitante a été réalisée. La figure 3.3 présente les profils de vitesse débitante moyenne issus des calculs DNS dans des canaux de del Álamo et Jiménez (2003) (graphique

3.3.a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) (graphique 3.3.b) ainsi que les mesures réalisées. Les premières mesures sont celles réalisées avec la configuration pour les mesures proches de la paroi. Une seule paire de faisceaux est utilisée, la sonde est orientée à 0° et le système mesure directement la vitesse débitante. En chaque position, la vitesse moyenne pondérée par le temps de passage de la particule a été calculée. Les autres mesures ont été réalisées avec la configuration usuelle avec la sonde orientée à $\gamma = 45 \pm 0.22^\circ$. Les mesures sont réalisées aux positions indiquées sur la figure 3.4. Deux vitesses moyennes sont mesurées : $U_m = 0.5$ m/s ($Re_\tau \simeq 400$, $Re_m \simeq 15000$) et $U_m = 8$ m/s ($Re_\tau \simeq 5500$, $Re_m \simeq 240000$). Chaque profil mesuré a été présenté sur la demi-hauteur du canal afin de pouvoir comparer les profils inférieurs avec les profils supérieurs. Le centre du canal correspond à $y/h = 0$ et la paroi équivaut à $y/h = 1$. Chaque profil est normalisé par la vitesse centrale mesurée de ce même profil.

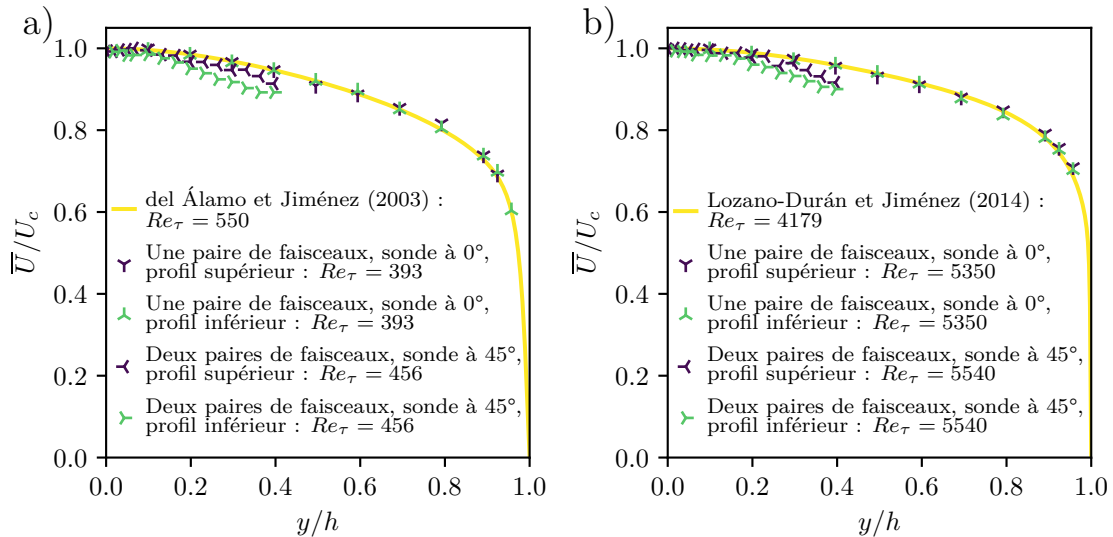


FIGURE 3.3 – Comparaison des profils de vitesse débitante de la partie supérieure et inférieure pour deux orientations de la sonde LDV à 0° et à 45° . Le centre du canal est à l’abscisse $y/h = 0$ et la paroi correspond à l’abscisse $y/h = 1$. Le graphique a) concerne un nombre de Reynolds d’environ $Re_\tau \simeq 400$ ($Re_m \simeq 15000$) et le graphique b) correspond à $Re_\tau \simeq 5500$ ($Re_m \simeq 240000$). Les profils issus des calculs DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés pour comparaison.

Pour les deux nombres de Reynolds étudiés, les mesures effectuées avec une seule paire de faisceaux concordent avec les profils issus des calculs DNS. L’écart maximal entre les profils mesurés et les profils DNS est inférieur à l’erreur de mesure qui vaut 0.5% . L’incertitude de positionnement dans la hauteur du canal du volume de mesure vaut $u_{R_y} = \pm 0.05$ mm soit $u_{R_y}/h = \pm 0.003$. Pour les mesures effectuées avec une seule paire de faisceaux, l’écart de positionnement dans la hauteur du canal entre les profils inférieur et supérieur est inférieur à l’incertitude de positionnement u_{R_y} . Les vitesses moyennes mesurées avec une seule paire de

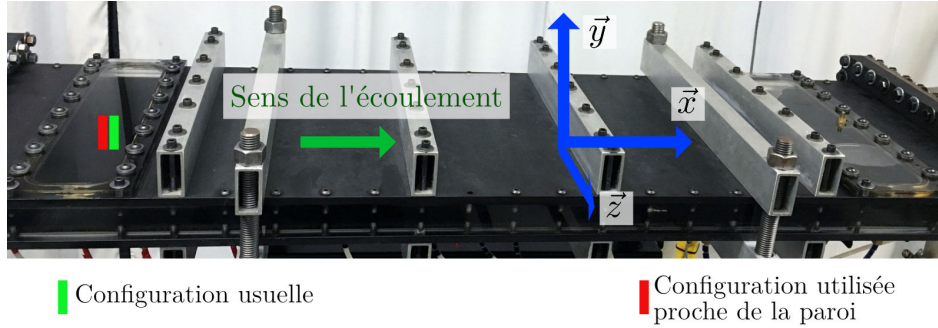


FIGURE 3.4 – Présentation des positions mesurées pour la vérification de l’influence de l’orientation de la sonde sur la vitesse moyenne débitante.

faisceaux sont satisfaisantes.

Les profils de vitesse moyenne normalisés issus des mesures effectuées avec deux paires de faisceaux ne concordent pas avec les profils issus des calculs DNS. La vitesse mesurée décroît trop rapidement avec le rapprochement de la paroi. De plus, un écart de positionnement dans la hauteur du canal entre les profils inférieur et supérieur est présent. Cet écart est compris entre -0.5 mm ($0.03y/h$) et -0.7 mm ($0.05y/h$) selon les nombres de Reynolds. Dans tous les cas, l’écart est beaucoup plus important que l’incertitude de positionnement dans la hauteur du canal du volume de mesure u_{R_y} . Comme la méthode de positionnement est identique quelque soit le nombre de faisceaux utilisés et l’orientation de la sonde, il semble improbable que l’incertitude de positionnement soit autant sous-estimée.

Comme les profils de vitesse moyenne débitante mesurés par deux paires de faisceaux orientés à 45° ne correspondent pas aux mesures avec une seule paire de faisceaux, une étude comparative entre ceux-ci est nécessaire. Pour les mesures avec deux paires de faisceaux, l’objectif de cette étude est d’étudier les signaux moyennés de la vitesse avant leur projection : $\overline{C_{x_1}}$ et $\overline{C_{y_1}}$. Les moyennes de ces signaux sont également pondérées par le temps de passage de la particule.

La comparaison est effectuée avec les profils de la vitesse débitante mesurés avec une seule paire de faisceaux \overline{U} projetés à 45° . Ceci permet de comparer les profils entre eux sans normalisation. Les mesures avec une seule paire de faisceaux n’ont pas été réalisées au même moment que les mesures avec deux paires de faisceaux. Les débits mesurés pour chacune des orientations de la sonde sont présentés dans le tableau 3.1. Pour $Re_\tau \simeq 400$, l’écart entre les débits mesurés vaut 2.2 % et pour $Re_\tau \simeq 5500$, cet écart vaut 0.4 %.

La figure 3.5 présente une comparaison de plusieurs profils de vitesse pour deux nombres

TABLE 3.1 – Différences de débits mesurés entre les mesures effectuées avec deux paires de faisceaux et celles réalisées avec une seule paire de faisceaux. Mesures réalisées pour deux nombres de Reynolds $Re_m \simeq 15000$ et $Re_m \simeq 240000$.

Nombre de faisceaux	Débits pour $Re_m \simeq 15000$	Débits pour $Re_m \simeq 240000$
2 paires	4.96 ± 0.01 L/s	80.06 ± 0.01 L/s
1 paire	4.85 ± 0.01 L/s	79.75 ± 0.02 L/s
Écart de débit	2.2 %	0.4 %

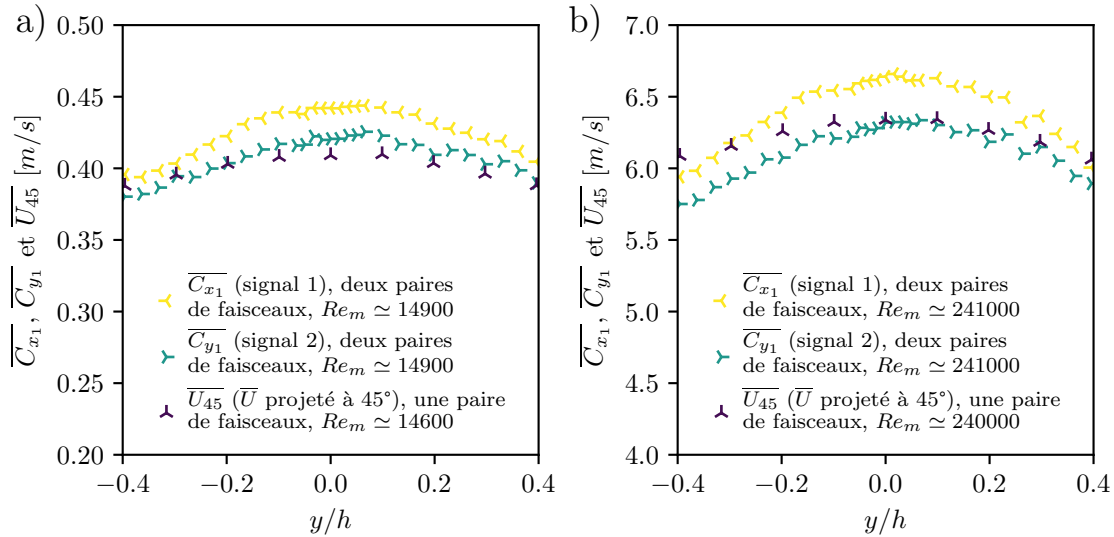


FIGURE 3.5 – Profils de vitesse moyenne mesurés par deux paires de faisceaux orientés à 45° avant projection sur \vec{x} et \vec{y} . La première paire de faisceaux mesure la vitesse moyenne pondérée $\overline{C_{x_1}}$ et la deuxième correspond à $\overline{C_{y_1}}$. Les profils de la vitesse moyenne débitante mesurés par une seule paire de faisceaux sont projetés à 45° et appelés $\overline{U_{45}}$. Deux nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen sont étudiés $Re_m \simeq 15000$ et $Re_m \simeq 240000$.

de Reynolds basés sur l'écoulement moyen $Re_m \simeq 15000$ (graphique 3.5.a) et $Re_m \simeq 240000$ (graphique 3.5.b). Le centre du canal correspond à l'abscisse $y/h = 0$. Les deux premiers profils de chaque graphique concernent la vitesse mesurée par deux paires de faisceaux orientés à 45° ce qui correspond à la configuration usuelle présentée sur la figure 2.21.a. Cependant, les deux signaux mesurés par les deux volumes de mesure ne sont pas projetés dans les dimensions principales du canal : \vec{x} et \vec{y} . Le dernier profil de vitesse est mesuré en utilisant la configuration proche de la paroi (figure 2.21.b). Celle-ci permet la mesure directe de la vitesse débitante de l'écoulement. Pour la présente analyse, ces mesures de la vitesse débitante sont projetées à 45° et sont appelées $\overline{U_{45}}$. Comme le débit entre les mesures est similaire, l'écoulement devrait l'être également, une comparaison entre les profils mesurés par les deux configurations est alors possible, sans nécessiter une normalisation par la vitesse centrale par exemple.

Au centre du canal, la vitesse transversale devrait être nulle, alors pour un même débit, la vitesse mesurée par la configuration utilisant deux paires de faisceaux devrait être égale à celle mesurée par une seule paire de faisceaux :

$$\overline{C_{x_1}} = \overline{C_{y_1}} = \overline{U_{45}} . \quad (3.21)$$

Cependant, cette relation n'est respectée pour aucun des deux nombres de Reynolds mesurés. En effet, les vitesses mesurées avec la configuration à deux paires de faisceaux $\overline{C_{x_1}}$ et $\overline{C_{y_1}}$ sont toujours supérieures à celles obtenues avec la configuration à une seule paire $\overline{U_{45}}$.

Les mesures réalisées avec la configuration usuelle utilisant deux paires de faisceaux présentent une variation de la vitesse avec la hauteur du canal très importante par rapport aux mesures effectuées en utilisant une seule paire de faisceaux. En effet, pour la configuration à deux paires de faisceaux, les composantes de vitesse $\overline{C_{x_1}}$ et $\overline{C_{y_1}}$ mesurées à une hauteur de $y/h = \pm 0.396$ valent 90 % de la composante mesurée au centre du canal. Par contre, pour la configuration à une paire de faisceaux, la vitesse mesurée à une hauteur de $y/h = 0.396$ vaut 95 % de la vitesse mesurée au centre du canal. Sur une hauteur de $y/h = 0.396$, la diminution des composantes mesurées par deux paires de faisceaux est donc deux fois plus importante que pour une configuration utilisant une seule paire de faisceaux. Ces deux remarques permettent de conclure que les mesures moyennes des composantes de la vitesse obtenues en utilisant deux paires de faisceaux orientées à 45 ° ne sont pas utilisables. Cette analyse ne permet pas de s'assurer que la vitesse moyenne débitante mesurée est indépendante du nombre de faisceaux utilisés et de l'orientation de la sonde.

De plus, pour la configuration utilisant deux paires de faisceaux, les profils de vitesse mesurés ne sont pas identiques. Les onze nombres de Reynolds étudiés dans cette configuration varient de $Re_m \simeq 15000$ à $Re_m \simeq 271000$. Pour chacun d'eux, la vitesse mesurée $\overline{C_{x_1}}$ est supérieure à $\overline{C_{y_1}}$ pour tous les points de mesure. Cependant, au centre du canal, la vitesse transversale selon \vec{y} devrait être nulle. La relation 3.22 devrait alors être respectée si la sonde est positionnée à $\gamma = 45$ ° par rapport à l'écoulement.

$$\overline{C_{x_1C}} \times \sin(\gamma) = \overline{C_{y_1C}} \times \cos(\gamma) \quad (3.22)$$

L'incertitude d'orientation de la sonde est estimée à $u_{\gamma_{MS}} = \pm 0.22$ ° (relation 2.29). Pour satisfaire l'équation 3.22 pour toutes les vitesses, l'angle d'orientation de la sonde devrait être d'environ 43.6 °, ce qui représente un écart de 1.4 ° par rapport à $\gamma = 45$ °. Cet écart est bien plus important que l'incertitude mesurée. Cependant, le paragraphe précédent conclut que les moyennes des composantes mesurées ne sont pas satisfaisantes. Il a donc été décidé de

conserver l'hypothèse que la sonde est orientée à $45 \pm 0.22^\circ$ par rapport à l'écoulement dans la configuration usuelle.

3.2.3 Étude des fluctuations des mesures

Même si les mesures moyennes des composantes de la vitesse effectuées avec la sonde à 45° en utilisant deux paires de faisceaux ne correspondent ni aux mesures effectuées avec une seule paire de faisceaux ni aux profils issus des calculs DNS, il est intéressant d'étudier les profils de turbulence de la vitesse.

La turbulence de la composante débitante de la vitesse u' est définie comme étant la partie fluctuante de la vitesse :

$$U = \bar{U} + u' . \quad (3.23)$$

Par définition, la moyenne de la composante turbulente est nulle $\overline{u'} = 0$ alors, pour tout le champ de vitesse, la corrélation entre la vitesse moyenne et la partie fluctuante de la vitesse est nulle. Par conséquent, la turbulence de l'écoulement et la moyenne de l'écoulement sont deux phénomènes décorrélés. Par ailleurs, seules les composantes fluctuantes de la vitesse sont utilisées pour déterminer le frottement pariétal.

Fluctuations normalisées par la vitesse moyenne au centre du canal

Pour estimer le niveau de turbulence de la composante débitante, l'évaluation de la grandeur fluctuante σ_U et de la vitesse moyenne \bar{U} sont nécessaires. Comme expliqué dans la section 2.4.1, les calculs des moyennes et des écarts-types sont pondérés par le temps de passage de la particule TT (relations 2.21 et 2.22). De plus, pour avoir des mesures indépendantes, un rééchantillonnage est réalisé (paragraphe 2.4.3). Le niveau de turbulence pour la composante débitante peut être défini par le rapport σ_U/\bar{U}_c avec \bar{U}_c correspondant à la vitesse débitante moyenne mesurée au centre du canal par le système LDV en utilisant une seule paire de faisceaux et avec la sonde à 0° .

Les grandeurs fluctuantes issues des mesures LDV peuvent être comparées aux études DNS de del Álamo et Jiménez (2003), de Hoyas et Jiménez (2006) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014). La figure 3.6 présente l'évolution du niveau de turbulence axial normalisé par la vitesse centrale de l'écoulement σ_U/\bar{U}_c pour plusieurs nombres de Reynolds. Les mesures de la vitesse avec le système LDV ont été réalisées dans deux configurations. La première a utilisé une seule paire de faisceaux orientée à 0° par rapport à l'écoulement dont l'intersection forme

un volume de mesure évoluant dans l'intervalle $\pm 0.996y/h$ (figure 2.21.b). Pour cette configuration, le frottement pariétal est estimé par le gradient de pression. Les nombres de Reynolds basés sur la vitesse de frottement et la demi-hauteur du canal associés à cette configuration valent $Re_\tau = 393$ et $Re_\tau = 5350$. La deuxième configuration a utilisé deux paires de faisceaux orientées à $\gamma = \pm 45^\circ$ par rapport à l'écoulement formant alors deux volumes de mesure, supposés coïncidents (figure 2.21.a). Du fait de l'orientation de la sonde, la vitesse débitante est donc une valeur calculée à partir des deux composantes de la vitesse mesurée. Pour cette configuration, les positions des volumes de mesure sont comprises dans l'intervalle $\pm 0.396y/h$. Le frottement pariétal est déterminé à partir des tensions de Reynolds. Les nombres de Reynolds de frottement sont compris entre $Re_\tau = 456$ et $Re_\tau = 6222$.

Pour un nombre de Reynolds similaire, le niveau de turbulence axial mesuré en orientant la sonde à $\gamma = \pm 45^\circ$ avec deux paires de faisceaux est similaire à celui mesuré avec une seule paire de faisceaux, lorsque la sonde est orientée à 0° . Par ailleurs, la quantité de turbulence mesurée est identique lorsqu'elle est déterminée en utilisant deux volumes de mesure ou un seul. Le niveau de turbulence axial n'est alors pas fonction du nombre de paires de faisceaux. Ainsi, lorsque la sonde est orientée à $\pm 45^\circ$, les deux volumes de mesure issus des deux paires de faisceaux sont coïncidents.

Dans la région centrale du canal, le niveau de turbulence axial mesuré par le système LDV est légèrement surestimé par rapport aux études DNS. Pour les faibles nombres de Reynolds, l'écart maximal observé vaut environ 0.01 (figure 3.6.a). Par contre, avec l'accroissement du nombre de Reynolds, cet écart tend à diminuer et vaut environ 0.005 pour $Re_\tau \simeq 5500$ (figure 3.6.c). Pour les mesures plus proches de la paroi, le niveau de turbulence axial mesuré est très proche de celui déterminé par les études DNS.

Étant donné que les mesures avec le système LDV surestiment le niveau de turbulence axial au centre du canal, le gradient selon la hauteur de la tension de Reynolds $\overline{u'v'}$ pourrait être également surestimé. Dans ce cas, le frottement déterminé par la mesure des fluctuations des composantes de la vitesse serait trop élevé par rapport aux mesures DNS. Une vérification de la corrélation croisée des composantes débitante \overline{U} et transversale \overline{V} de la vitesse en fonction de la hauteur dans le canal est nécessaire.

Corrélation croisée des composantes fluctuantes

De la même manière que précédemment, la composante $\overline{u'v'}$ de la tension de Reynolds mesurée a été comparée aux études DNS. La moyenne temporelle \overline{V} et l'écart-type de la composante transversale de la vitesse σ_V ont été calculées de manière analogue à la composante

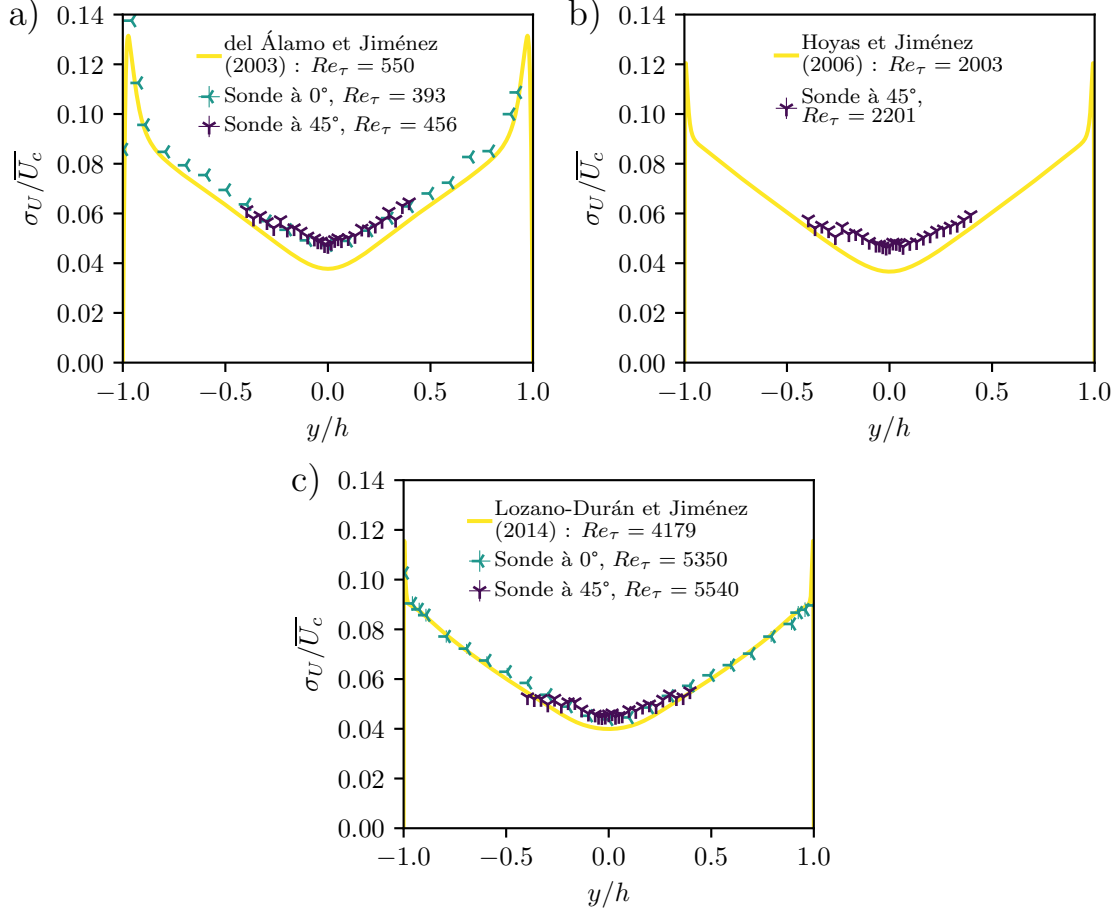


FIGURE 3.6 – Évolution des fluctuations normalisées par la vitesse moyenne au centre du canal σ_U/\overline{U}_c . Plusieurs nombres de Reynolds sont présentés : a) $Re_\tau \simeq 400$ ($Re_m \simeq 15000$), b) $Re_\tau \simeq 2200$ ($Re_m \simeq 90000$) et c) $Re_\tau \simeq 5500$ ($Re_m \simeq 240000$). Les mesures avec le système LDV sont réalisées de deux manières. La première utilise une seule paire de faisceaux et la sonde orientée à $\gamma = 0^\circ$. Pour la seconde, la sonde est orientée à $\gamma = \pm 45^\circ$ et deux paires de faisceaux sont utilisées. Les études DNS de del Álamo et Jiménez (2003), de Hoyas et Jiménez (2006) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont également montrées. Les barres d'erreurs sont présentées, mais leurs dimensions sont faibles par rapport à la taille des symboles.

débitante. La composante $\overline{u'v'}$ de la tension de Reynolds est définie par la moyenne temporelle pondérée par le temps de passage de la particule dans le volume de mesure TT_i par la relation :

$$\overline{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^n (TT_i \times (U_i - \overline{U}) \times (V_i - \overline{V}))}{\sum_{i=1}^n TT_i} . \quad (3.24)$$

Lorsque la sonde du système LDV est orientée à $\pm 45^\circ$ et que deux paires de faisceaux

sont utilisées, les fluctuations des composantes de la vitesse u' et v' peuvent être déterminées par projection des signaux enregistrés. Les positions des volumes de mesure coïncidents sont comprises dans l'intervalle $\pm 0.396y/h$ selon la hauteur. Une comparaison avec les études DNS de del Álamo et Jiménez (2003), de Hoyas et Jiménez (2006) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) a été réalisée. La figure 3.7 présente l'évolution de la corrélation croisée des composantes de la vitesse en fonction de la hauteur dans le canal. Les nombres de Reynolds de frottement présentés dans cette figure valent $Re_\tau \simeq 400$ et $Re_\tau \simeq 4200$.

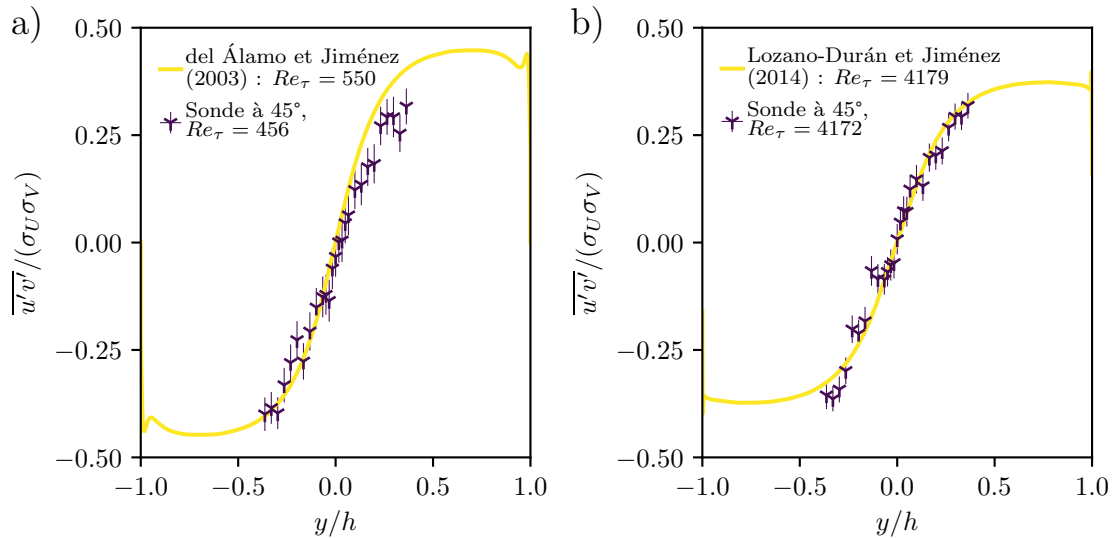


FIGURE 3.7 – Évolution de la corrélation croisée des composantes de la vitesse $\overline{u'v'}/(\sigma_U\sigma_V)$ en fonction de la hauteur dans le canal y/h . Plusieurs nombres de Reynolds sont présentés : a) $Re_\tau \simeq 400$ ($Re_m \simeq 15000$), b) $Re_\tau \simeq 4200$ ($Re_m \simeq 180000$). Les mesures avec le système LDV sont réalisées en orientant la sonde à $\pm 45^\circ$ par rapport à l'écoulement et en utilisant deux paires de faisceaux. Les études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont également ajoutées.

Pour des positions comprises entre $\pm 0.35y/h$, les mesures effectuées concordent avec les études DNS. Cette remarque permet de valider que la corrélation croisée dans la partie centrale du canal et, par la même occasion, que la mesure de la tension de Reynolds $\overline{u'v'}$ sont cohérentes. En se rapprochant de la paroi, l'écart avec les courbes mesurées augmente légèrement. La corrélation croisée des points extrêmes situés à $y/h = +0.396$ et $y/h = -0.396$ est très mauvaise et n'est pas représentée sur la figure 3.7. En effet, les faisceaux sont très proches de l'arête de la paroi latérale, dégradant la qualité de la mesure. Les graphiques subséquents présentent uniquement les résultats pour les 27 points restants positionnés entre $\pm 0.363y/h$. Ces mêmes points sont alors utilisés pour déterminer le frottement pariétal.

Pour tous les nombres de Reynolds $Re_m \geq 60000$, les mesures de la partie inférieure du canal ($y/h < 0$) sont moins homogènes que pour la partie supérieure. Sur la figure 3.7.b, les

points situés à $y/h = -0.132$ et $y/h = -0.231$ sont moins bons que les autres. La présence de salissures sur la fenêtre au niveau du passage des faisceaux laser serait une explication envisageable.

Pour conclure, lorsque la sonde est orientée à $\gamma = 45^\circ$ et que deux paires de faisceaux sont utilisées, les fluctuations u' et v' des composantes de la vitesse sont satisfaisantes, même à très faible nombre de Reynolds. Elles permettent d'obtenir la tension de Reynolds pour des mesures comprises dans l'intervalle $y/h = \pm 0.363$. Le gradient de la tension de Reynolds peut ainsi être déterminé dans toute la région centrale du canal. La détermination du frottement pariétal par la méthode utilisant la tension de Reynolds est par conséquent validée.

3.2.4 Erreur sur la mesure du frottement à partir de la mesure de vitesse

Le frottement pariétal $\overline{\tau_{w,R}}$ est déterminé par le gradient de la tension de Reynolds $-\overline{\rho u'v'}$ estimé dans la partie centrale du canal y/h . L'évolution de la contrainte de cisaillement τ_{12} est linéaire dans la hauteur du canal, alors la relation suivante s'applique :

$$\tau_{12} = \mu \frac{\partial \overline{U}}{\partial y} - \overline{\rho u'v'} = \overline{\tau_{w,R}} \frac{y}{h} \quad (3.25)$$

Le terme $\mu \frac{\partial \overline{U}}{\partial y}$ est très faible pour la région centrale du canal à $y/h \in [\pm 0.5]$ pour tous les nombres de Reynolds étudiés (figure 1.3).

La même méthode basée sur Lemay (2017) que pour la détermination du frottement par le gradient de pression est utilisée. Cette fois-ci, le couple de données (x_i, y_i) correspond respectivement à la localisation dans la hauteur du canal y/h et à la tension de Reynolds $-\overline{\rho u'v'}$ à cette position. La relation liant le couple de données est donc la suivante :

$$-\overline{\rho u'v'} = \overline{\tau_{w,R}} \frac{y}{h} \quad (3.26)$$

La relation 3.27 permet d'exprimer le coefficient $a_1 = \overline{\tau_{w,R}}$ de la régression linéaire. L'incertitude sur le coefficient de la régression linéaire $u_{a_1} = u_{\overline{\tau_{w,R}}}$ peut s'exprimer par les relations 3.28 et 3.29.

$$\overline{\tau_{w,R}} = \frac{-\overline{\rho u'v'}}{y/h} \quad (3.27)$$

$$u_{\overline{\tau_{w,R}}}^2 = \left(\frac{\partial \overline{\tau_{w,R}}}{\partial \rho} u_\rho \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{\tau_{w,R}}}{\partial \overline{u'v'}} u_{\overline{u'v'}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{\tau_{w,R}}}{\partial (y/h)} u_{y/h} \right)^2 \quad (3.28)$$

$$u_{\overline{\tau_{w,R}}}^2 = \left(\frac{-\overline{u'v'}}{y/h} u_\rho \right)^2 + \left(\frac{-\rho}{y/h} u_{\overline{u'v'}} \right)^2 + \left(\frac{\overline{\rho u'v'}}{(y/h)^2} u_{y/h} \right)^2 \quad (3.29)$$

Dans l'objectif d'exprimer ces équations en utilisant uniquement les erreurs élémentaires associées à chaque grandeur mesurée, il est nécessaire de détailler le terme lié aux fluctuations de vitesses de la tension de Reynolds $\overline{u'v'}$ (relation 3.30). Toutes les moyennes sont pondérées par le temps de passage TT_i de la particule i , comme présenté dans Albrecht et al. (2003). Les fluctuations de la composante débitante u'_i et de la composante transversale v'_i sont calculées par les relations 3.32 et 3.33 en fonction de l'angle d'orientation de la sonde et des composantes de vitesse mesurées $C_{x_{1i}}$ et $C_{y_{1i}}$ de la particule i .

$$\overline{u'v'} = \frac{\sum_{i=1}^N (TT_i u'_i v'_i)}{\sum_{i=1}^N TT_i} \quad (3.30)$$

$$u'_i = U_i - \frac{\sum_{j=1}^N (TT_j U_j)}{\sum_{j=1}^N TT_j} \quad (3.31)$$

$$u'_i = C_{x_{1i}} \cos \gamma + C_{y_{1i}} \sin \gamma - \frac{\sum_{j=1}^N (TT_j (C_{x_{1j}} \cos \gamma + C_{y_{1j}} \sin \gamma))}{\sum_{j=1}^N TT_j} \quad (3.32)$$

$$v'_i = -C_{x_{1i}} \sin \gamma + C_{y_{1i}} \cos \gamma - \frac{\sum_{j=1}^N (TT_j (-C_{x_{1j}} \sin \gamma + C_{y_{1j}} \cos \gamma))}{\sum_{j=1}^N TT_j} \quad (3.33)$$

La moyenne du produit des fluctuations pour une position de mesure peut donc s'exprimer selon la relation 3.34. L'incertitude de mesure de ce terme $u_{\overline{u'v'}}$ (relation 3.35) est fonction de trois erreurs élémentaires :

- $u_{C_{x_{1i}}}$; erreur de mesure de la composante de vitesse orientée selon \vec{x}_1 pour la particule i ;
- $u_{C_{y_{1i}}}$; erreur de mesure de la composante de vitesse orientée selon \vec{y}_1 pour la particule i ;
- $u_{\gamma_{MS}} = \pm 0.22^\circ$ pour $\gamma = 45^\circ$; erreur d'orientation de la sonde laser par rapport à l'écoulement.

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{\sum_{i=1}^N TT_i} \sum_{i=1}^N \left[TT_i \left(C_{x_{1i}} \cos \gamma + C_{y_{1i}} \sin \gamma - \frac{\sum_{j=1}^N TT_j (C_{x_{1i}} \cos \gamma + C_{y_{1i}} \sin \gamma)}{\sum_{j=1}^N TT_j} \right) \right. \\ \left. \left(-C_{x_{1i}} \sin \gamma + C_{y_{1i}} \cos \gamma - \frac{\sum_{j=1}^N TT_j (-C_{x_{1j}} \sin \gamma + C_{y_{1j}} \cos \gamma)}{\sum_{j=1}^N TT_j} \right) \right] \quad (3.34)$$

$$u_{\overline{u'v'}}^2 = \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial C_{x_{1i}}} u_{C_{x_{1i}}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial C_{y_{1i}}} u_{C_{y_{1i}}} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial \gamma} u_\gamma \right)^2 \quad (3.35)$$

Les relations 3.36 à 3.38 permettent de calculer les dérivées partielles de $u_{\overline{u'v'}}$.

$$\frac{\partial u_{\overline{u'v'}}}{\partial C_{x_{1i}}} = \frac{TT_i}{\left(\sum_{k=1}^N TT_k \right)^3} \left[\cos \gamma \left(\sum_{k=1}^N TT_k - TT_i \right) \left(-C_{x_{1i}} \sin \gamma \sum_{k=1}^N TT_k + C_{y_{1i}} \cos \gamma \sum_{k=1}^N TT_k \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{k=1}^N TT_k (C_{x_{1k}} \sin \gamma - C_{y_{1k}} \cos \gamma) \right) - \sin \gamma \left(\sum_{k=1}^N TT_k - TT_i \right) \left(C_{x_{1i}} \cos \gamma \sum_{k=1}^N TT_k \right. \right. \\ \left. \left. + C_{y_{1i}} \sin \gamma \sum_{k=1}^N TT_k - \sum_{k=1}^N TT_k (C_{x_{1k}} \cos \gamma + C_{y_{1k}} \sin \gamma) \right) \right] \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial u_{\overline{u'v'}}}{\partial C_{y_{1i}}} = \frac{TT_i}{\left(\sum_{k=1}^N TT_k \right)^3} \left[\sin \gamma \left(\sum_{k=1}^N TT_k - TT_i \right) \left(-C_{x_{1i}} \sin \gamma \sum_{k=1}^N TT_k + C_{y_{1i}} \cos \gamma \sum_{k=1}^N TT_k \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{k=1}^N TT_k (C_{x_{1k}} \sin \gamma - C_{y_{1k}} \cos \gamma) \right) + \cos \gamma \left(\sum_{k=1}^N TT_k - TT_i \right) \left(C_{x_{1i}} \cos \gamma \sum_{k=1}^N TT_k \right. \right. \\ \left. \left. + C_{y_{1i}} \sin \gamma \sum_{k=1}^N TT_k - \sum_{k=1}^N TT_k (C_{x_{1k}} \cos \gamma + C_{y_{1k}} \sin \gamma) \right) \right] \quad (3.37)$$

$$\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial \gamma} = \frac{1}{\left(\sum_{k=1}^N TT_k \right)^3} \sum_{i=1}^N TT_i \left[\cos(2\gamma) \left\{ \left(C_{y_{1i}} \sum_{k=1}^N TT_k - \sum_{k=1}^N TT_k C_{y_{1k}} \right)^2 \right. \right. \\ \left. \left. - \left(C_{x_{1i}} \sum_{k=1}^N TT_k - \sum_{k=1}^N TT_k C_{x_{1k}} \right)^2 \right\} - \left(\sin(2\gamma) + 2 \sin \gamma \cos \gamma \right) \right. \\ \left. \left(C_{x_{1i}} \sum_{k=1}^N TT_k - \sum_{k=1}^N TT_k C_{x_{1k}} \right) \left(C_{y_{1i}} \sum_{k=1}^N TT_k - \sum_{k=1}^N TT_k C_{y_{1k}} \right) \right] \quad (3.38)$$

L'obtention du gradient de la tension de Reynolds est obligatoire pour déterminer le frottement pariétal. Les nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen étudiés sont compris entre $Re_m = 15000$ et $Re_m = 271000$. La figure 3.8 illustre l'évolution du frottement pariétal issu de la tension de Reynolds $\overline{\tau_{w,R}}$ sur l'axe des ordonnées principal en fonction du nombre de Reynolds. L'axe secondaire des ordonnées présente l'erreur relative du frottement pariétal $u_{\overline{\tau_{w,R}}}/\overline{\tau_{w,R}}$.

L'évolution du frottement pariétal en fonction des nombres de Reynolds suit une tendance claire. Le frottement mesuré varie entre 1 Pa et 177 ± 1 Pa. Pour des vitesses supérieures à $Re_m = 271000$, des grandes franges de cavitation ont pu être observées empêchant la mesure du frottement. Pour tous les nombres de Reynolds, l'erreur relative de mesure du frottement pariétal $u_{\overline{\tau_{w,R}}}/\overline{\tau_{w,R}}$ est constante, petite, elle vaut 0.5 %.

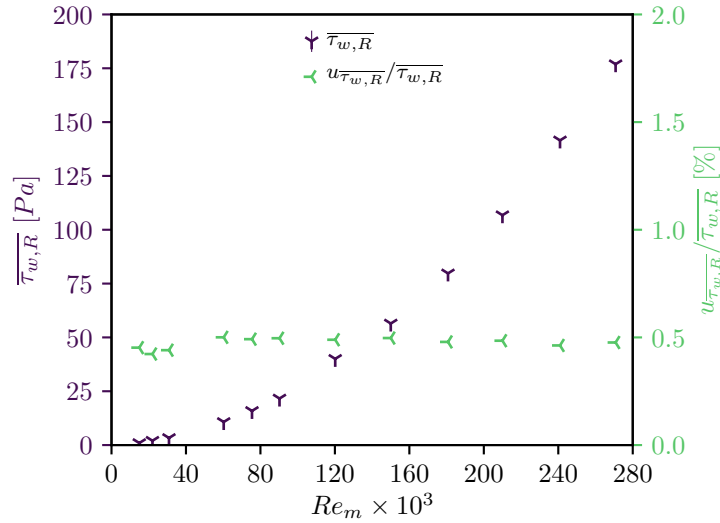


FIGURE 3.8 – Évolution du frottement pariétal déterminé par le gradient de la tension de Reynolds $\overline{\tau_{w,R}}$ (axe des ordonnées principal) en fonction du nombre de Reynolds Re_m . Les barres d'erreur du frottement sont représentées, mais leurs dimensions sont faibles par rapport à la taille des symboles. L'erreur relative du frottement pariétal $u_{\overline{\tau_{w,R}}}/\overline{\tau_{w,R}}$ est représentée sur l'axe secondaire des ordonnées à droite.

Chapitre 4

Validation de l'écoulement dans le canal hydrodynamique

Ce chapitre a pour objectif d'évaluer les caractéristiques de l'écoulement dans le canal hydrodynamique et de le comparer à la littérature existante. Les chapitres précédents ont permis de présenter le montage expérimental et les incertitudes de mesure. Tout d'abord, les hypothèses nécessaires pour obtenir un écoulement de Poiseuille plan seront vérifiées. L'écoulement de la section centrale de la veine d'essai du canal doit être en effet pleinement développé et bidimensionnel. La section suivante présentera une comparaison des différentes méthodes d'obtention du frottement utilisées dans ce travail par rapport à la littérature.

4.1 Étude du caractère pleinement développé

Cette section a pour objectif de démontrer que l'écoulement dans le canal hydrodynamique est pleinement développé. Un écoulement est dit pleinement développé lorsque le profil de vitesse moyenne est invariant selon la direction principale de l'écoulement. Pour quantifier cela, des mesures de profils de vitesse ont été réalisées dans la section centrale du canal. Deux vitesses moyennes d'écoulement ont été sélectionnées : 0.5 m/s ($Re_\tau = 456$) et 8 m/s ($Re_\tau = 5540$). Les profils de vitesse sont constitués de 25 mesures ponctuelles. Le caractère pleinement développé de l'écoulement a été vérifié à deux positions longitudinales. Les positions des mesures sont résumées dans la table 4.1 et illustrées sur la figure 4.1.

La mesure du frottement avec le système LDV est réalisée à partir des fluctuations de la vitesse. Il est donc nécessaire d'étudier le développement des profils de la vitesse moyenne débitante \bar{U} ainsi que le développement de la grandeur turbulente de la vitesse débitante normalisée σ_U/\bar{U}_C . Dans ce cas, \bar{U}_C correspond à la vitesse débitante moyenne mesurée au

TABLE 4.1 – Caractère pleinement développé : positions de mesure.

Positions selon x/h :						
315			375			
Positions selon y/h :						
0	± 0.099	± 0.198	± 0.297	± 0.396	± 0.495	± 0.594
± 0.693	± 0.792	± 0.891	± 0.924	± 0.957	± 0.996	

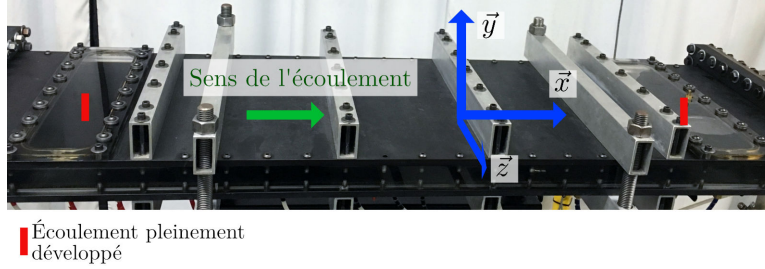


FIGURE 4.1 – Caractère pleinement développé : positions des mesures (en rouge).

centre du canal par le système LDV en utilisant une seule paire de faisceaux et avec la sonde à 0° .

La figure 4.2 présente les profils moyens de la composante débitante de la vitesse en fonction de la hauteur dans le canal. La vitesse débitante est mesurée en utilisant une seule paire de faisceaux orientée à 0° par rapport à l'écoulement (figure 2.21.b). Cette configuration est utilisée pour les mesures proches de la paroi. Les profils ont été mesurés dans la section centrale du canal, à deux positions selon la direction principale d'écoulement : $x/h = 315$ et $x/h = 375$. Les mesures ont été réalisées pour deux vitesses moyennes, 0.5 m/s (figure 4.3.a) et 8 m/s (figure 4.3.b), qui correspondent respectivement aux nombres de Reynolds $Re_\tau = 393$ et $Re_\tau = 5350$. Les profils issus des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont calculés de manière normalisée par rapport à la vitesse centrale. Afin de pouvoir les comparer aux mesures expérimentales, chacun des profils a été multiplié par la moyenne de la vitesse centrale débitante des deux positions de mesures.

L'évolution des profils mesurés de la composante débitante de la vitesse est très similaire aux études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et Lozano-Durán et Jiménez (2014) pour des nombres de Reynolds semblables. L'écart croît avec le rapprochement de la paroi. L'écart maximal entre les valeurs mesurées et les études DNS à $Re_\tau = 393$ vaut 0.015 m/s à la position $y/h = 0.891$. Pour $Re_\tau = 5350$, cet écart vaut 0.1 m/s à la position $y/h = 0.957$. Dans cette région, le gradient de vitesse débitante est très important.

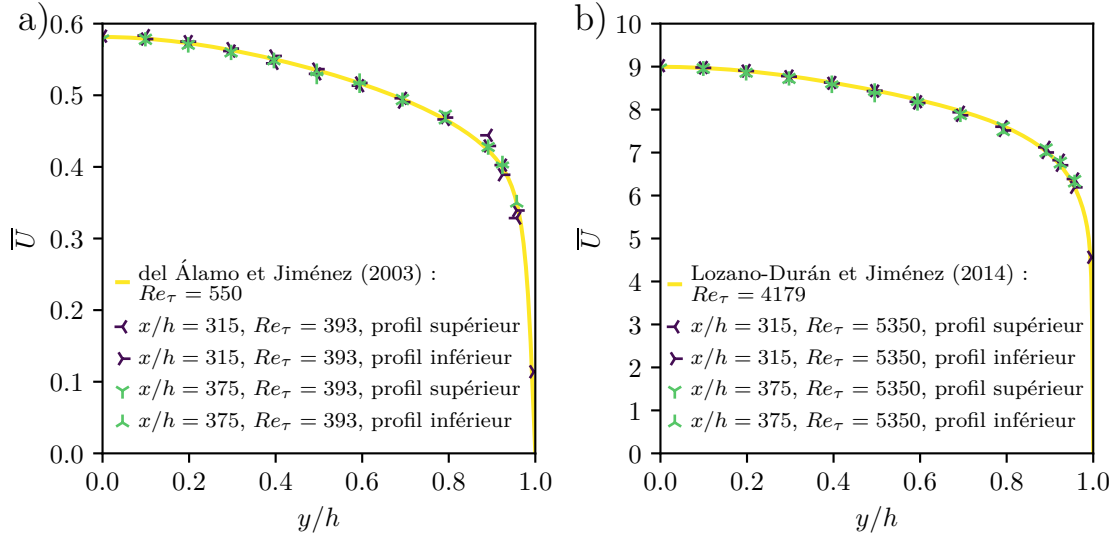


FIGURE 4.2 – Évolution de la composante débitante de la vitesse \bar{U} pour plusieurs nombres de Reynolds Re_τ . Les mesures LDV sont réalisées avec une seule paire de faisceaux en orientant la sonde à 0° par rapport à l'écoulement. Selon la direction principale de l'écoulement, deux positions de mesure sont évaluées : $x/h = 315$ et $x/h = 375$. Les profils des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) (a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés (b).

Les profils de vitesse débitante moyenne \bar{U} mesurés à deux nombres de Reynolds différents sont identiques pour des positions y/h comprises dans l'intervalle ± 0.8 . Pour les deux nombres de Reynolds étudiés, les mesures du profil supérieur réalisées à $y/h = 0.996$ ont été retirées du graphique, car elles présentaient une trop grande erreur aléatoire.

La figure 4.3 présente les profils d'évolution de la grandeur turbulente de la vitesse débitante σ_U/\bar{U}_C . Les mesures de la vitesse sont réalisées de la même manière que pour la figure précédente. Deux positions de mesures selon la direction principale de l'écoulement sont étudiées : $x/h = 315$ et $x/h = 375$. Celles-ci correspondent au début et à la fin de la veine d'essai. Les mesures ont été réalisées pour deux vitesses moyennes 0.5 m/s (figure 4.3.a) et 8 m/s (figure 4.3.b) qui correspondent respectivement aux nombres de Reynolds $Re_\tau = 393$ et $Re_\tau = 5350$.

L'évolution des profils mesurés de σ_U/\bar{U}_C est semblable à l'évolution de ceux issus des calculs DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) pour des nombres de Reynolds approchant. L'écart maximal entre les profils mesurés et ceux calculés a lieu au centre du canal. Cet écart vaut environ $0.009\sigma_U/\bar{U}_C$ pour $Re_\tau = 393$ et environ $0.004\sigma_U/\bar{U}_C$ pour $Re_\tau = 5350$.

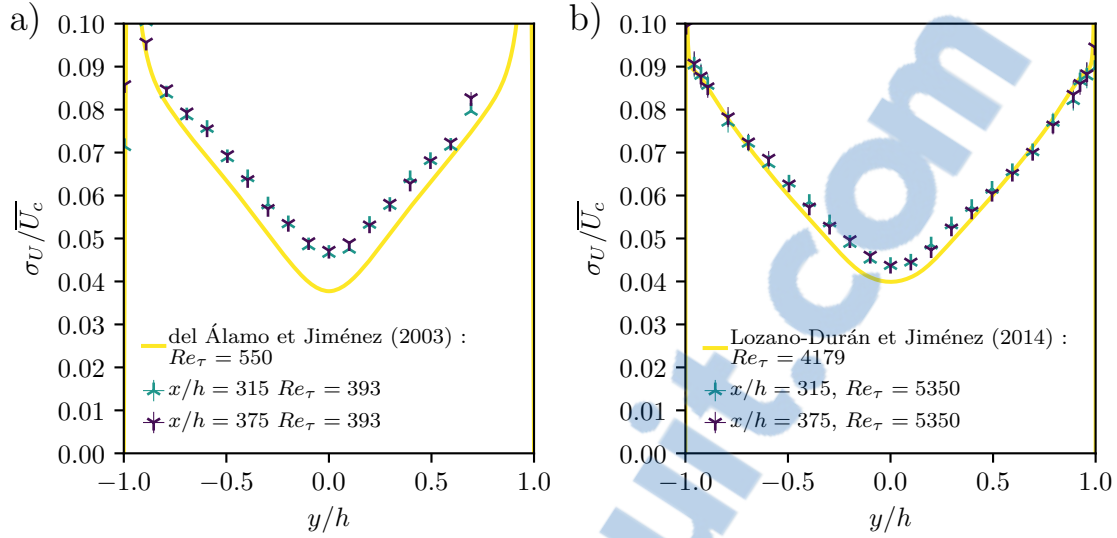


FIGURE 4.3 – Évolution de la grandeur turbulente débitante normalisée $\sigma_U/\overline{U_C}$ pour plusieurs nombres de Reynolds Re_τ . Les mesures LDV sont réalisées avec une seule paire de faisceaux en orientant la sonde à 0° par rapport à l'écoulement. Selon la direction principale de l'écoulement, deux positions de mesure sont évaluées : $x/h = 315$ et $x/h = 375$. Les profils des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) (a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés (b).

Pour les deux nombres de Reynolds testés, les profils de $\sigma_U/\overline{U_C}$ à $x/h = 315$ et à $x/h = 375$ sont identiques pour des mesures comprises dans $y/h = \pm 0.8$. Très proche de la paroi supérieure, pour $Re_\tau = 393$, l'erreur aléatoire est trop importante pour deux points, ils ont alors été retirés du graphique.

L'analyse précédente permet conclure que l'écoulement peut être considéré pleinement développé car les profils de vitesse moyenne débitante ainsi que l'évolution du niveau de turbulence de la composante débitante sont identiques pour les mesures réalisées à $x/h = 315$ et à $x/h = 375$. Les graphiques subséquents sont réalisés à partir de mesures réalisées à la position $x/h = 315$. Cette position est la plus éloignée de la fin de la veine d'essai et du divergent qui pourrait avoir une influence sur certaines grandeurs comme la pression.

4.2 Étude du caractère bidimensionnel

De manière analogue à la section précédente, l'objectif est de vérifier le caractère bidimensionnel de l'écoulement. Dans la région centrale de ce type de canal, l'écoulement doit respecter les hypothèses de l'écoulement de Poiseuille plan. Les composantes de la vitesse moyenne de l'écoulement ne doivent pas varier dans la largeur du canal (axe \vec{z} de la figure 4.4).

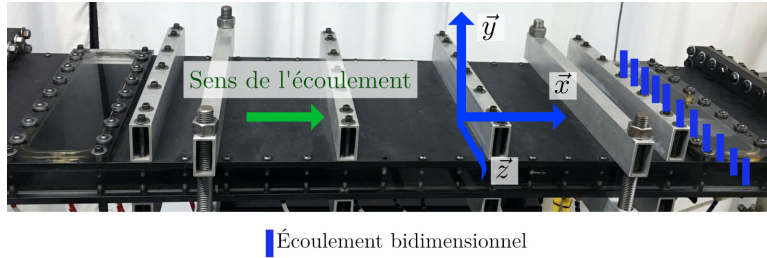


FIGURE 4.4 – Caractère bidimensionnel : positions des mesures.

Des mesures des profils de vitesse ont été réalisées pour deux vitesses moyennes d'écoulement : 0.5 m/s ($Re_\tau = 456$) et 8 m/s ($Re_\tau = 5540$). Cinq positions dans la hauteur et onze positions dans la largeur du canal sont étudiées (table 4.2). Les mesures sont réalisées en utilisant la configuration usuelle du système LDV (figure 2.21.a) qui oriente la sonde à 45° et utilise les deux paires de faisceaux laser. Dans cette configuration, il a été montré dans le chapitre précédent que les vitesses moyennes obtenues ne sont pas valables. Cette étude du caractère bidimensionnel de l'écoulement ne portera alors que sur les grandeurs fluctuantes des composantes de la vitesse.

TABLE 4.2 – Positions de mesure du caractère bidimensionnel de l'écoulement.

Positions selon y/h :										
0.396		0.264		0		-0.264		-0.396		
Positions selon z/h :										
10.62	9.24	7.26	5.28	3.96	2.64	1.32	0	-1.32	-2.64	-3.96

La première grandeur étudiée est la turbulence associée à la composante débitante de la vitesse $\sigma_U/\overline{U_C}$ pour deux nombres de Reynolds. La figure 4.5 présente les profils de la turbulence de la composante débitante normalisée à différentes positions dans la largeur du canal (z/h). Deux vitesses sont étudiées : 0.5 m/s et 8 m/s qui correspondent respectivement aux nombres de Reynolds $Re_\tau = 393$ (graphique 4.5.a) et $Re_\tau = 5350$ (graphique 4.5.b). Les profils de turbulence de la composante débitante de la vitesse issus des calculs DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) pour les mêmes nombres de Reynolds similaires sont présentés.

Pour les deux nombres de Reynolds, la turbulence de la composante débitante de la vitesse mesurée présente un écart avec le profil issu du calcul DNS. Cet écart est le plus important pour la mesure à mi-hauteur dans le canal et vaut environ 0.013 pour $Re_\tau = 393$ et 0.008 pour $Re_\tau = 5350$. Cependant, les nombres de Reynolds entre les mesures réalisées et les études DNS ne sont pas identiques. L'intérêt est donc de comparer la forme de l'évolution.

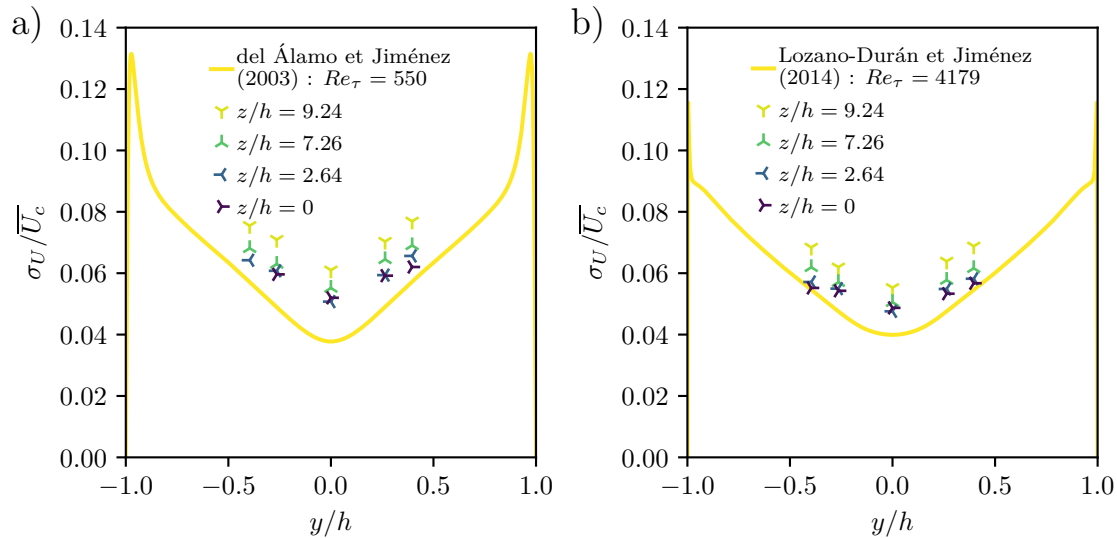


FIGURE 4.5 – Évolution de la grandeur turbulente débitante normalisée $\sigma_U/\overline{U_C}$ pour deux nombres de Reynolds $Re_\tau = 393$ (a) et $Re_\tau = 5350$ (b). Les mesures LDV sont réalisées avec deux paires de faisceaux en orientant la sonde à 45° par rapport à l'écoulement. Selon la largeur de l'écoulement, plusieurs positions de mesure sont évaluées entre $z/h = 0$ et $z/h = 9.24$. Les profils des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) (a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés (b).

Les profils de turbulence de la composante débitante de la vitesse qui correspondent le mieux aux profils issus des calculs DNS sont ceux réalisés au centre du canal ($z/h = 0$). Les profils positionnés à $z/h = 2.64$ sont également très semblables aux profils centraux. Cependant, les profils éloignés ($z/h = 7.26$ et $z/h = 9.24$) présentent un écart significatif avec les mesures effectuées au centre du canal. Ces remarques sont également valables pour les mesures réalisées à $z/h < 0$.

La deuxième grandeur étudiée pour évaluer le caractère bidimensionnel du canal est la turbulence associée à la composante transversale de la vitesse $\sigma_V/\overline{U_C}$. Avec la sonde laser orientée à 45° , les composantes débitantes et transversales de la vitesse ont été mesurées simultanément par le système LDV. Ainsi, les profils de la grandeur turbulente transversale ont été mesurés aux mêmes positions que précédemment. Ils sont présentés sur la figure 4.6. Les mesures ont été réalisées pour deux vitesses moyennes de l'écoulement 0.5 m/s et 8 m/s. Les profils de turbulence issus des calculs DNS de del Álamo et Jiménez (2003) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont également ajoutés.

Pour les deux nombres de Reynolds $Re_\tau = 393$ et $Re_\tau = 5350$, la turbulence de la composante transversale de la vitesse présente un écart avec le profil issu du canal DNS. Cet écart est



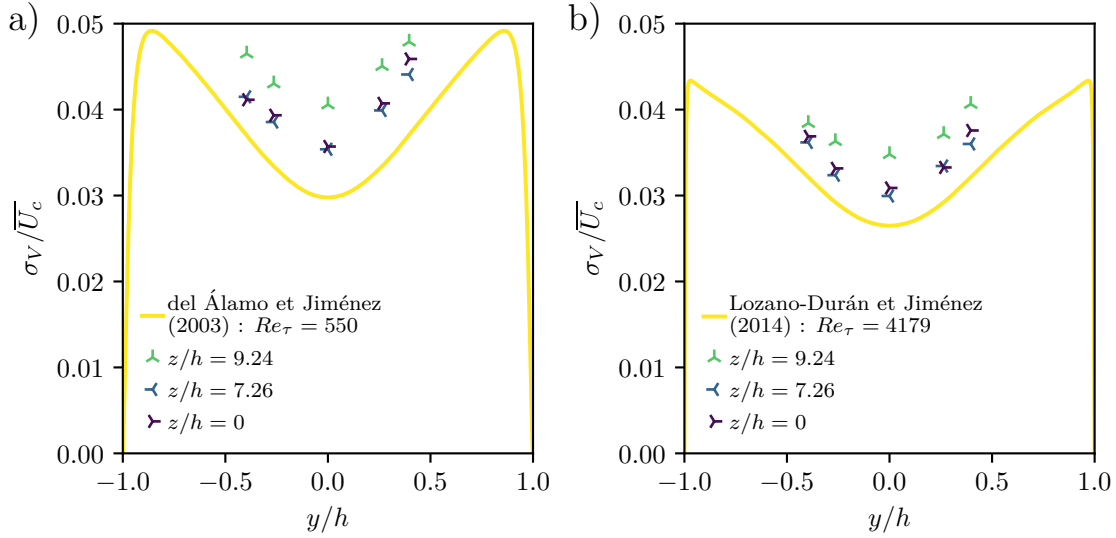


FIGURE 4.6 – Évolution de la grandeur turbulente transversale normalisée $\sigma_V/\overline{U_C}$ pour deux nombres de Reynolds $Re_\tau = 393$ (a) et $Re_\tau = 5350$ (b). Les mesures LDV sont réalisées avec deux paires de faisceaux en orientant la sonde à 45° par rapport à l’écoulement. Selon la profondeur de l’écoulement, plusieurs positions de mesure sont évaluées entre $z/h = 0$ et $z/h = 9.24$. Les profils des études DNS de del Álamo et Jiménez (2003) (a) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutés (b).

presque constant sur toute la hauteur de mesure. Il varie entre 0.004 et 0.007 pour $Re_\tau = 393$. Pour $Re_\tau = 5350$, l’écart évolue entre 0.003 et 0.004. Les profils de turbulence transversale au centre du canal ($z/h = 0$) sont les plus proches des profils issus des calculs DNS. Pour cette composante, les profils positionnés à $z/h = 7.26$ ont des résultats semblables à ceux obtenus au centre du canal. Par contre, un écart important est observé pour les profils positionnés à $z/h = 9.24$.

Ainsi, la turbulence mesurée au centre du canal pour les composantes débitante et transversale de la vitesse présente des résultats semblables à celle obtenue par les calculs DNS. Une région centrale du canal de largeur $z/h = \pm 2.64$ est définie dans laquelle les turbulences débitante et transversale mesurées sont identiques aux valeurs obtenues au centre du canal. L’analyse précédente permet de considérer que l’écoulement est bidimensionnel dans la zone de mesure.

4.3 Étude en variables de paroi

Dans l’objectif d’étalonner la veine d’essai elle-même ou même de permettre l’étalonnage de capteurs de frottement, une comparaison entre les données mesurées et les valeurs obtenues

dans la littérature est nécessaire. Pour un écoulement pleinement développé bidimensionnel, le profil de vitesse est indépendant lorsqu'il est exprimé en variables de paroi U^+ et y^+ (relations 4.1 et 4.2), toutes deux fonctions de la vitesse de frottement moyenne u_τ . La vitesse de frottement est obtenue du frottement pariétal mesuré.

$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (4.1)$$

$$y^+ = \frac{y \times u_\tau}{\nu} \quad (4.2)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4.3)$$

Conformément aux analyses de la section 3.2.2, la mesure de la vitesse moyenne débitante \bar{U} avec le système LDV n'est pas valable lorsque deux paires de faisceaux orientés à 45° (figure 2.21) sont utilisées. Le profil de vitesse débitante a été mesuré avec la sonde disposée à 0° et une seule paire de faisceaux utilisée. Le frottement n'a pas été déterminé lors de la réalisation de ces mesures de vitesses. Cependant, le frottement par le gradient de pression a été obtenu avec des débits très similaires. En effet, l'écart entre les débits moyens pour ces deux campagnes de mesure vaut 0.4 % pour $Re_m = 240000$, comme présenté dans le tableau 3.1.

La figure 4.7 représente ces profils de vitesse débitante exprimés en variables de paroi. Les mesures de Coulaud (2013) ainsi que les études DNS de Hoyas et Jiménez (2006) et Lozano-Durán et Jiménez (2014) sont ajoutées. Un dernier profil de vitesse correspondant aux mesures réalisées pendant cette étude en appliquant la correction proposée par Vinuesa et al. (2015) a été tracé.

Comme présenté dans la revue de littérature (Vinuesa et al., 2015), pour un nombre de Reynolds $Re_\tau \leq 900$, la valeur du frottement pariétal déterminé par le gradient de pression $\overline{\tau_{w,P}}$ est toujours surestimée par rapport à la valeur de référence du frottement τ_w . La référence est la mesure directe du frottement issue de l'interférométrie par film d'huile. La correction proposée est fonction uniquement du rapport de forme AR (rappel de la relation 1.26) :

$$\tau_w = (-0.5125 AR^{-0.7808} + 1) \overline{\tau_{w,P}} . \quad (4.4)$$

Cette correction diminue la valeur du frottement de 8 % et, par conséquent, augmente U^+ et diminue y^+ qui rapproche les données expérimentales aux valeurs obtenues par DNS.

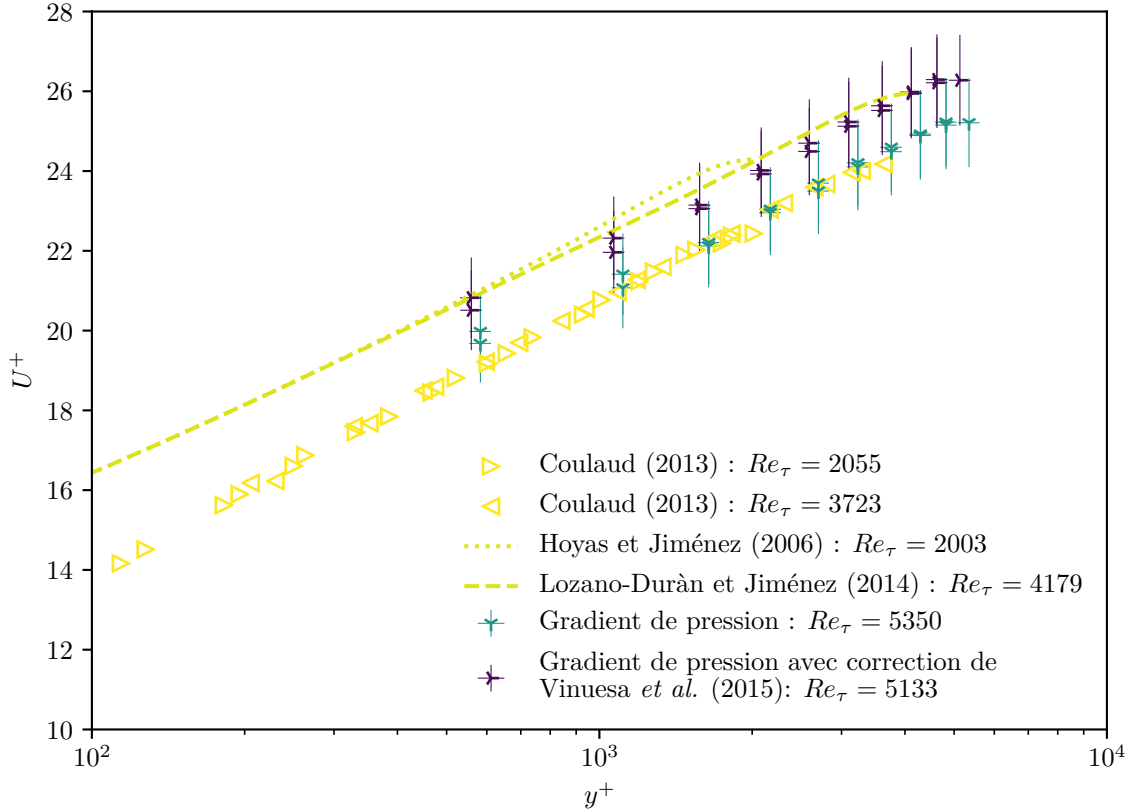


FIGURE 4.7 – Profils de vitesse mesurés avec la sonde à 0° en utilisant le frottement pariétal obtenu à partir de la mesure de pression. Ajout de la correction proposée par Vinuesa *et al.* (2015). Comparaison avec les mesures de Coulaud (2013) ainsi que les profils DNS de Hoyas et Jiménez (2006) et Lozano-Durán et Jiménez (2014).

Les mesures de Coulaud (2013), dont le frottement est issu du gradient de pression, présentent un décalage par rapport aux profils DNS de Hoyas et Jiménez (2006) et Lozano-Durán et Jiménez (2014). Le profil de la présente étude, réalisé à $Re_\tau = 5350$ et dont le frottement est également calculé à partir du gradient de pression, correspond aux mesures de Coulaud (2013). L'incertitude de mesure du frottement pariétal vaut environ 4.8 %. L'erreur principale est liée à la faible longueur des colonnes d'eau du manomètre pour la mesure du gradient de pression (paragraphe 3.1.3). Par contre, le profil incluant de la correction de Vinuesa *et al.* (2015) correspond aux profils des études DNS. Cette remarque est valide même si la correction a été déterminée pour un nombre de Reynolds $Re_\tau \leq 900$ alors que le nombre de Reynolds de ce profil de vitesse vaut $Re_\tau = 5350$. Il semble donc valable d'extrapoler la proposition de Vinuesa *et al.* (2015) jusqu'aux nombres de Reynolds rencontrés dans le canal d'étalonnage.

4.4 Évolution du frottement pariétal

Ce paragraphe présente une comparaison du frottement pariétal moyen τ_w obtenu à partir de toutes les méthodes de mesure de cette étude ainsi que les mesures préliminaires réalisées par Coulaud (2013). L'analyse est effectuée pour tous les nombres de Reynolds basés sur l'écoulement moyen $Re_m \in [15000; 271000]$.

La figure 4.8 illustre l'évolution du frottement pariétal moyen mesuré τ_w en fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement moyen Re_m . Les mesures de Coulaud (2013) ont été réalisées pour des $Re_m \simeq 80000$ et $Re_m \simeq 150000$ (\triangleright) à partir du gradient de pression, en utilisant un capteur différentiel de pression. Le gradient de pression était alors déterminé en utilisant deux prises de pression uniquement.

Le frottement pariétal déterminé à partir du gradient transversal de la tension de Reynolds a été mesuré pour 12 nombres de Reynolds compris entre $Re_m \simeq 15000$ et $Re_m \simeq 271000$ (\leftarrow). Les nombres de Reynolds correspondants de frottement évoluent entre $Re_\tau = 460 \pm 3$ et $Re_\tau = 6334 \pm 35$. Le frottement pariétal mesuré par cette méthode croît jusqu'à $\overline{\tau_{w,R}} = 177 \pm 1$ Pa.

Le frottement pariétal issu du gradient longitudinal de pression a été mesuré avec le manomètre à colonnes d'eau pour 12 vitesses d'écoulement (∇). Les nombres de Reynolds de frottement varient entre $Re_\tau = 393 \pm 87$ et $Re_\tau = 5965 \pm 340$. Avec cette méthode, le frottement pariétal maximal vaut $\overline{\tau_{w,P}} = 157 \pm 9$ Pa.

La correction de Vinuesa et al. (2015) concerne, par définition, uniquement les mesures du frottement pariétal obtenu à partir du gradient longitudinal de la pression (\blacktriangleleft). Cette correction implique une diminution de la valeur du frottement de 8 % pour le canal hydrodynamique du laboratoire (4.4). La correction préconisée par Vinuesa et al. (2015) concerne des nombres de Reynolds $Re_\tau \leq 900$, ce qui correspond, pour notre canal, à un nombre de Reynolds basé sur l'écoulement moyen $Re_m \leq 35000$. Ainsi, seuls les trois premiers points de mesure respectent cette préconisation. Pour tous les autres nombres de Reynolds ($Re_m > 35000$), la correction est extrapolée. Il faut également noter que cette équation de correction est uniquement fonction du rapport de forme du canal, mais que d'après Tropea et al. (2007), la géométrie des prises de pression a une influence sur la valeur mesurée. Cette fonction de correction pourrait alors ne pas être suffisante pour déterminer le frottement pariétal réel dans le canal.

Tout d'abord, il est important de remarquer que les mesures du frottement pariétal réalisées

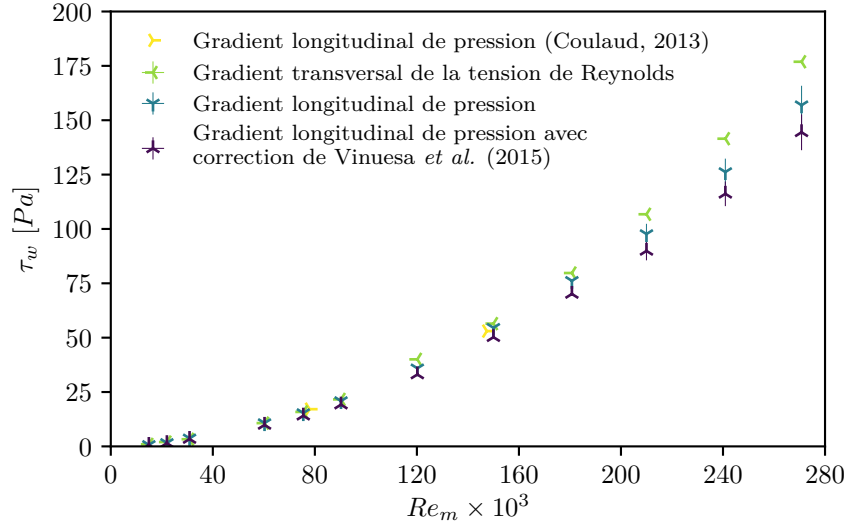


FIGURE 4.8 – Évolution du frottement pariétal moyen τ_w en fonction du nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne de l’écoulement Re_m . Les mesures avec la méthode liée au gradient de pression de Coulaud (2013) et la correction de Vinuesa et al. (2015) sont ajoutées.

avec le gradient longitudinal de pression de cette étude $\overline{\tau_{w,P}}$ correspondent aux valeurs obtenues par Coulaud (2013) lors des expériences préliminaires. Par conséquent, le comportement de l’écoulement est identique depuis la fabrication du canal hydrodynamique, même si un nid-d’abeilles a été ajouté et les surfaces internes anodisées. Pour toutes les vitesses étudiées, la valeur du frottement pariétal déterminé par la tension de Reynolds est plus élevée que celle déterminée par le gradient longitudinal de pression d’environ 7 % à 9 %. En supposant que la valeur réelle du frottement moyen τ_w est proche de la valeur issue du gradient longitudinal de pression corrigée par Vinuesa et al. (2015), la différence avec la méthode utilisant la tension de Reynolds vaut alors 15 % à 17 %.

L’écart entre les méthodes est important. Cependant, la méthode basée sur le gradient transversal de la tension de Reynolds mesure les fluctuations des composantes de la vitesse au centre du canal. L’évolution de cette grandeur est supposée linéaire jusqu’à la paroi pour obtenir le frottement. Ainsi, la méthode de mesure du frottement pariétal basée sur la tension de Reynolds est une extrapolation du champ de vitesse central jusqu’à la paroi. Une explication possible de la différence est que, contrairement à l’écoulement de Poiseuille plan (figure 1.3), l’évolution transversale de la contrainte de cisaillement dans la section centrale du canal n’est pas linéaire.

Chapitre 5

Conclusion

Ce mémoire a présenté l'étude réalisée afin d'obtenir une mesure de référence du frottement pariétal dans le canal hydrodynamique du LAMH. Ce canal a été conçu et fabriqué par Coulaud (2013). Les objectifs de cette étude étaient :

- de confirmer que l'écoulement dans la section centrale est équivalent à l'écoulement théorique de Poiseuille plan ;
- d'améliorer la méthode de mesure du frottement pariétal basée sur le gradient longitudinal de pression utilisée lors des essais préliminaires de Coulaud (2013) ;
- de comparer une seconde méthode de mesure du frottement pariétal basée sur les fluctuations des composantes débitante et transversale de la vitesse avec la méthode utilisant le gradient de pression.

L'écoulement de Poiseuille plan dispose de caractéristiques pertinentes pour cette étude, notamment parce que le frottement pariétal est théoriquement connu. Cependant, la revue de littérature a mis en évidence la difficulté d'obtenir la mesure de frottement pariétal moyen par la simple méthode du gradient longitudinal de pression : quel que soit le rapport de forme du canal, une correction est nécessaire (Vinuesa et al., 2015). Une seconde méthode mesurant une grandeur physique différente de la pression a donc été testée.

La vérification de l'écoulement dans le canal a été accomplie avec des mesures de vitesse par vélocimétrie laser à effet Doppler. Deux configurations ont été mises en place. La première utilisait une paire de faisceaux alignée avec la direction débitante de l'écoulement. L'étude révèle qu'avec cette configuration, les profils de la vitesse moyenne et des fluctuations sont cohérents avec les études DNS de Hoyas et Jiménez (2006) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014). La deuxième configuration mesurait deux composantes orthogonales de vitesse simultanément. Les faisceaux étaient disposés à $\gamma = 45^\circ$ par rapport à la direction débitante de l'écoulement. Contrairement à la première configuration, et de manière inattendue, les profils

de vitesse moyenne ne suivent pas les études DNS. Aucune explication satisfaisante n'a pu être trouvée pour expliquer ce constat. La validation de l'écoulement n'a alors pas pu être réalisée avec le profil de vitesse moyenne pour les mesures orientées à $\gamma = 45^\circ$. Par contre, les profils de fluctuations des composantes débitante et transversale de la vitesse concordent avec les études DNS. L'étude des profils de fluctuations turbulentes a cependant permis de montrer que le canal hydrodynamique du laboratoire est pleinement développé dans toute la veine d'essais. De plus, la bidimensionnalité de l'écoulement, en termes de fluctuations turbulentes, est vérifiée pour une zone centrale de largeur $z/h = \pm 2.64$.

La première méthode de mesure du frottement pariétal moyen exploitait le gradient longitudinal de pression dans la section centrale du canal. Une des améliorations proposées dans la présente étude consiste à utiliser un manomètre inclinable à colonnes d'eau. Les vitesses étudiées étaient comprises entre 0.5 m/s et 9 m/s, correspondant respectivement à des nombres de Reynolds $Re_m = 15000$ et $Re_m = 271000$. Les nombres de Reynolds de frottement ont été déterminés entre $Re_\tau = 393 \pm 3$ et $Re_\tau = 5965 \pm 340$. Par cette méthode, les valeurs du frottement pariétal moyen ont été mesurées entre $\overline{\tau_{w,P}} = 1 \pm 0.1$ Pa et $\overline{\tau_{w,P}} = 157 \pm 9$ Pa. La seconde méthode de mesure, obtenue par le système LDV, utilisait le gradient transversal de la tension de Reynolds $-\overline{\rho u'v'}$ dans la région centrale. Théoriquement, ce gradient peut être extrapolé jusqu'à la paroi pour obtenir le frottement pariétal. Les vitesses étudiées étaient très similaires à celles de la première méthode. Les nombres de Reynolds basés sur la couche limite étaient compris entre $Re_\tau = 460 \pm 3$ et $Re_\tau = 6334 \pm 35$. Le frottement pariétal moyen mesuré valait entre $\overline{\tau_{w,R}} = 1 \pm 0.01$ Pa et $\overline{\tau_{w,R}} = 177 \pm 1$ Pa.

L'étude en variables de paroi U^+ et y^+ montre que les mesures liées au gradient de pression de cette étude sont cohérentes avec celles de Coulaud (2013). Ainsi, l'écoulement dans le canal n'a pas évolué. L'étude du rapport de forme minimal de Vinuesa et al. (2015) montre également la nécessité d'appliquer une correction sur la valeur du frottement pariétal moyen mesuré en utilisant le gradient de pression. Pour le canal hydrodynamique du LAMH, la correction diminue la valeur du frottement mesuré de 8 %. Même si la correction de Vinuesa et al. (2015) est recommandée pour des nombres de Reynolds faibles $Re_\tau < 900$, celle-ci a été appliquée aux mesures à $Re_\tau \simeq 5000$. Les mesures ainsi corrigées, utilisées pour tracer les profils de vitesse en variables de paroi U^+ et y^+ concordent avec les études DNS de Hoyas et Jiménez (2006) et de Lozano-Durán et Jiménez (2014). Ces mesures corrigées sont donc considérées comme la référence du frottement pariétal dans le canal ce qui permet de confirmer la réalisation des objectifs de la maîtrise.

Les tendances d'évolution du frottement pariétal moyen avec l'augmentation du nombre de Reynolds Re_m concordent entre les méthodes de mesure bien que les valeurs du frottement

issu du gradient transversal de la tension de Reynolds sont de 15 % à 17 % plus élevées que les valeurs dites de référence. La tension de Reynolds au centre du canal correspond à la totalité de la contrainte de cisaillement. Théoriquement, celle-ci évolue linéairement dans la hauteur du canal. Ainsi, une explication possible de l'écart entre les méthodes pourrait être que l'évolution transversale de la contrainte de cisaillement n'est pas linéaire dans un contexte expérimental. Comme ce point n'a pas pu être vérifié, la validité de l'utilisation de la tension de Reynolds pour évaluer le cisaillement, qui correspondait au troisième objectif de la maîtrise, devra être approfondie dans le futur.

Les idées et les méthodes développées dans ce travail pourraient encore être perfectionnées avec les objectifs de réduire les incertitudes de mesure et d'améliorer tant les vérifications de l'écoulement que l'obtention de la référence du frottement :

- une analyse plus approfondie de la méthode de mesure du frottement pariétal par le gradient de pression serait bénéfique, notamment pour étudier l'influence de la géométrie des prises de pression et pour déterminer une correction à plus haut nombre de Reynolds ;
- l'étude du champ de vitesse avec la vélocimétrie par images de particules de type micro-PIV permettrait de mesurer les composantes débitante et transversale de la vitesse avec une meilleure résolution ;
- une étude DNS de ce canal hydrodynamique, même à faible nombre de Reynolds, permettrait de vérifier la qualité de la méthode utilisant la tension de Reynolds. Cette étude tridimensionnelle est pour l'instant inaccessible aux moyens de calculs disponibles.

En dépit des interrogations subsistantes, les objectifs de la maîtrise sont atteints, en majeure partie. Dans la veine d'essais, l'écoulement dans la section centrale est assimilé à un écoulement pleinement développé et bidimensionnel. Les deux méthodes d'estimation du frottement pariétal moyen présentent la même évolution avec le nombre de Reynolds et les valeurs obtenues sont assez proches. Pour les faibles nombres de Reynolds, un frottement pariétal de référence pour le canal est déterminé à l'aide d'une correction qui pourra être extrapolée à des nombres de Reynolds plus élevés, mais cette correction devrait être davantage étudiée.

Bibliographie

- Albrecht H.-E., Damaschke N., Borys M. et Tropea C. 2003, *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*, 1^{re} éd., Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-662-05165-8.
- Antonia R. A., Teitel M., Kim J. et Browne L. W. B. 1992, « Low-Reynolds-number effects in a fully developed turbulent channel flow », *Journal of Fluid mechanics*, vol. 236, p. 579–605.
- Bendat J. S. et Piersol A. G. 2010, *Random Data : Analysis and Measurement Procedures*, 4^e éd., John Wiley & Sons, ISBN 978-0-470-24877-5.
- Berca E.-L. 2007, *Instrumentation Development for Wall Shear-Stress Applications in 3D Complex Flows*, thèse de doctorat, EPFL.
- Bouajila S. 2013, *Amélioration d'un Banc de Calibration Pour Capteurs de Frottement Pariétal*, Rapport de stage, Université Laval, Québec, Canada.
- Carrier V. 2015, *Rapport de Fin de Stage*, Rapport de stage, Université Laval, Québec, Canada.
- Chiriatti A. 2014, *Fabrication et Caractérisation d'un Capteur de Frottement Pariétal Pour Des Écoulements 3D*, Rapport de stage, Université Laval, Québec, Canada.
- Comte-Bellot G. et Craya A. 1965, *Écoulement Turbulent Entre Deux Parois Parallèles*, thèse de doctorat, Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'air.
- Coulaud M. 2013, *Conception d'un Banc de Calibration Pour l'étalonnage de Capteurs de Frottement Pariétal*, mémoire de maîtrise, Université Laval, Québec, Canada.
- Cousteix J. 1989, *Turbulence et couche limite*, Éditions Cépaduès, ISBN 978-2-85428-210-8.
- Dantec Dynamics. 2017, « Measurements principles of LDA. », <http://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-lda>. Consulté le : 2017-01-29.
- Dean R. B. 1978, « Reynolds Number Dependence of Skin Friction and Other Bulk Flow Variables in Two-Dimensional Rectangular Duct Flow », *Journal of Fluids Engineering*, vol. 100(2), doi :10.1115/1.3448633, p. 215–223.

- del Álamo J. C. et Jiménez J. 2003, « Spectra of the very large anisotropic scales in turbulent channels », *Physics of Fluids*, vol. 15 n° 6, doi :10.1063/1.1570830, p. L41, ISSN 10706631.
- del Álamo J. C., Jiménez J., Zandonade P. et Moser R. D. 2004, « Scaling of the energy spectra of turbulent channels », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 500, doi :10.1017/S002211200300733X, p. 135–144, ISSN 0022-1120, 1469-7645.
- Duquesne P., Deschênes C., Iliescu M. et Ciocan G. D. 2009, « Calibration in a potential water jet of a five-hole pressure probe with embedded sensors for unsteady flow measurement », vol. 7522, doi :10.1117/12.851735.
- Duquesne P., Iliescu M., Fraser R., Deschênes C. et Ciocan G. D. 2010, « Monitoring of velocity and pressure fields within an axial turbine », vol. 12.
- Durst F., Fischer M., Jovanović J. et Kikura H. 1998, « Methods to set up and investigate low Reynolds number, fully developed turbulent plane channel flows », *Journal of fluids engineering*, vol. 120 n° 3, p. 496–503.
- Gagnon J.-M. 2012, *Contribution to the Study of the 3D Unsteady Flow in a Propeller Turbine*, thèse de doctorat, Université Laval.
- Garrison T. J., Manceau E. et Nikitopoulos D. E. 1998, « Skin friction measurements in a gas-liquid pipe flow via optical interferometry », *Journal of fluids engineering*, vol. 120 n° 2, p. 303–310.
- Haritonidis J. H. 1989, « The Measurement of Wall Shear Stress », dans *Advances in Fluid Mechanics Measurements*, springer berlin heidelberg éd., n° 45 dans Lecture Notes in Engineering, ISBN 978-3-540-51136-6, p. 229–261.
- Houde S., Fraser R., Ciocan G. D. et Deschênes C. 2012a, « Experimental study of the pressure fluctuations on propeller turbine runner blades : Part 2, transient conditions », vol. 15 (6), p. 062061.
- Houde S., Fraser R., Ciocan G. D. et Deschênes C. 2012b, « Part 1 – Experimental study of the pressure fluctuations on propeller turbine runner blades during steady-state operation », vol. 15 (2), p. 022004.
- Hoyas S. et Jiménez J. 2006, « Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re\tau=2003$ », *Physics of Fluids*, vol. 18 n° 1, doi :10.1063/1.2162185, p. 011702, ISSN 1070-6631, 1089-7666.
- Hussain A. et Reynolds W. C. 1975, « Measurements in fully developed turbulent channel flow », *Journal of Fluids Engineering*, vol. 97 n° 4, p. 568–578.

- Hydro-Québec. 2017, « Notre énergie », <http://www.hydroquebec.com/developpement-durable/energie-environnement/hydroelectricite.html>. Consulté le : 2017-10-02.
- Janke G. 1993, *Über Die Grundlagen Und Einige Anwendungen Der Ölfilminterferometrie Zur Messung von Wandreibungsfeldern in Luftströmungen*, mémoire de maîtrise, Technische Universität Berlin.
- Jiménez J., del Álamo J. C. et Flores O. 2004, « The large-scale dynamics of near-wall turbulence », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 505, doi :10.1017/S0022112004008389, p. 179–199, ISSN 0022-1120, 1469-7645.
- Kim J., Moin P. et Moser. 1987, « Turbulent statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number », *Journal of Fluid Mechanics*, n° 177, doi :10.1017/S0022112087000892, p. 133–166.
- Knight D. W. et Patel H. 1985, « Boundary shear in smooth rectangular ducts », *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 111, p. 29–47.
- Kundu P., Cohen I. et Dowling D. 2012, *Fluid mechanics, 920 pp*, Academic Press, New York, NY, ISBN 978-0-12-382100-3.
- Laufer J. 1948, *Investigation of Turbulent Flow in a Two-Dimensional Channel*, thèse de doctorat, California Institute of Technology, Pasadena, California, USA.
- Lemay J. 2010, *Notes de Cours de Turbulence - Module 3*.
- Lemay J. 2017, *Mesure, Mécatronique et Traitement de Données*, Éditions JFD, ISBN 978-2-924651-24-7.
- Lemay S. 2014, *Étude Expérimentale de l'écoulement Dans Le Canal Inter-Aube d'une Turbine de Type Bulbe*, mémoire de maîtrise, Université Laval, Québec, Canada.
- Lozano-Durán A. et Jiménez J. 2014, « Effect of the computational domain on direct simulations of turbulent channels up to $Re_{\tau} = 4200$ », *Physics of Fluids*, vol. 26 n° 1, doi : 10.1063/1.4862918, p. 011 702, ISSN 1070-6631, 1089-7666.
- Metha R. et Bradshaw P. 1979, « Design rules for small low speed wind tunnels », *Aeronautical Journal (Royal Aeronautical Society)*, vol. 73, p. 443–449.
- Monty J. P. 2005, *Developments in Smooth Wall Turbulent Duct Flows*, thèse de doctorat.
- Morachioli L. 2007, *Développement d'une Sonde de Pression à 5 Trous Instationnaire Avec Capteurs Embarqués*, mémoire de maîtrise, Université Laval, Québec, Canada.

- Munson B. R., Young D. F., Okiishi T. H. et Huebsch W. W. 2013, *Fundamentals of Fluid Mechanics*, 7^e éd., Hoboken, NJ, ISBN 978-1-118-11613-5.
- Rhodes D. G. et Knight D. W. 1994, « Distribution of shear force on boundary of smooth rectangular duct », *Journal of Hydraulic Engineering*, vol. 120(7), doi :10.1061/(ASCE)0733-9429(1994)120:7(787), p. 787–807.
- Tanner L. H. et Blows L. G. 1976, « A study of the motion of oil films on surfaces in air flow, with application to the measurement of skin friction », *Journal of Physics E : Scientific Instruments*, vol. 9 n° 3, p. 194.
- Tropea C., Yarin A. et Foss J. F. 2007, *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, ISBN 978-3-540-30299-5.
- USEI. 2017, « International Energy Statistics. », <http://www.eia.gov/beta/international/>.
- Vinuesa R., Bartrons E., Chiu D., Dressler K. M., Rüedi J.-D., Suzuki Y. et Nagib H. M. 2014, « New insight into flow development and two dimensionality of turbulent channel flows », *Experiments in Fluids*, vol. 55 n° 6, doi :10.1007/s00348-014-1759-8, ISSN 0723-4864, 1432-1114.
- Vinuesa R., Schlatter P. et Nagib H. M. 2015, « On minimum aspect ratio for duct flow facilities and the role of side walls in generating secondary flows », *Journal of Turbulence*, vol. 16 n° 6, doi :10.1080/14685248.2014.996716, p. 588–606, ISSN 1468-5248.
- Wei T. et Willmarth W. W. 1989, « Reynolds-number effects on the structure of a turbulent channel flow », *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 204 n° -1, doi :10.1017/S0022112089001667, p. 57, ISSN 0022-1120, 1469-7645.
- Yang S.-Q. 2009, « Mechanism for initiating secondary currents in channel flows », *Canadian Journal of Civil Engineering*, vol. 36 n° 9, doi :10.1139/L09-081, p. 1506–1516, ISSN 0315-1468, 1208-6029.
- Zanoun E.-S., Durst F. et Nagib H. 2003, « Evaluating the law of the wall in two-dimensional fully developed turbulent channel flows », *Physics of Fluids*, vol. 15 n° 10, doi :10.1063/1.1608010, p. 3079, ISSN 10706631.