



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale du frottement pariétal instationnaire

Hamid Zidouh

► **To cite this version:**

Hamid Zidouh. Étude expérimentale du frottement pariétal instationnaire. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis, UVHC, (France), 2007. Français. NNT : 2007VALE0045 . tel-02997730

**HAL Id: tel-02997730**

**<https://uphf.hal.science/tel-02997730v1>**

Submitted on 10 Nov 2020

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

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

# THÈSE



*Présentée à*

L'UNIVERSITÉ DE VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS

*Pour obtenir le titre de*

**DOCTEUR**

**Discipline : MÉCANIQUE-ÉNERGÉTIQUE**

**Option : MÉCANIQUE DES FLUIDES**

*Par*

**Hamid ZIDOUH**

**Étude expérimentale du frottement pariétal  
instationnaire**

*Soutenue publiquement le 20 Décembre 2007 devant la commission d'examen :*

*Jury*

**Rapporteurs :**

M. J-Y BILLARD

Professeur, ENSAM/Ecole Navale de Brest

M. F. ALOUI

Maître de conférences, HDR, Université de Nantes

**Examineurs :**

M. M. BELLENOUE

Professeur, ENSMA/Université de Poitiers, Président du jury

M. G. BOIS

Professeur, ENSAM de Lille

M. C. TOURNIER

Professeur, UVHC

M. L. LABRAGA

Professeur, UVHC, directeur de thèse

M. M. WILLIAM-LOUIS

Maître de conférences, HDR, UVHC, co-directeur de thèse





## Résumé

L'objectif de cette thèse est de déterminer expérimentalement l'évolution temporelle du frottement pariétal instationnaire en présence d'une propagation d'onde de pression. L'écoulement transitoire est obtenu suite à la fermeture brusque d'une vanne, située à l'extrémité aval d'une conduite où l'écoulement est initialement permanent. L'étude expérimentale de l'écoulement transitoire est réalisée par vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler pour les mesures des profils de vitesse instantanés, et par la méthode polarographique pour la détermination du frottement pariétal local. Ces mesures ont permis de mettre en évidence l'effet des ondes de pression sur les profils de vitesse et sur le frottement pariétal. Les résultats ont permis de montrer que l'approche quasi-stationnaire pour la détermination du frottement instationnaire, n'est valable que dans le cas où les caractéristiques de l'écoulement varient peu. Lorsque l'écoulement est soumis à de fortes accélérations et décélérations, cette approche n'est plus applicable. Cette étude a permis de confirmer tout en les précisant, certains modèles basés sur l'accélération instantanée. L'analyse des résultats montre que le coefficient empirique de l'accélération instantanée utilisé dans de nombreux modèles dépend intimement de la nature de l'événement transitoire, de l'intensité des accélérations ou des décélérations et du temps, et que le frottement instationnaire est en phase avec l'accélération. On montre que l'échelle de temps d'un événement transitoire est un paramètre essentiel dont il faut tenir compte pour une meilleure prédiction du frottement pariétal dans un écoulement instationnaire.

**Mots clés :** Frottement pariétal instationnaire, Écoulement turbulent transitoire, Coup de bélier, Méthode polarographique, Vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler.





## Abstract

The aim of this thesis is to find out experimentally the temporal evolution of unsteady skin friction in the presence of a propagation of pressure wave. The transient flow is obtained downstream sudden valve closure. The experimental study of the transient flow is carried out by Ultrasonic pulsed Doppler velocimetry to measure the instantaneous velocity profiles and by the polarographic method to determine the local skin friction. These measurements made it possible to highlight the effect of the waves of pressure on the velocity profiles and skin friction. The results made it possible to show that the quasi-steady approach to determine the unsteady friction is valid only if the characteristics of the flow vary little. When the flow is subjected to strong accelerations and decelerations, this approach is not applicable. This study made it possible to confirm all while specifying them, certain models based on the instantaneous acceleration. The analysis of the results shows that the empirical coefficient of the instantaneous acceleration used in many models depends closely on the nature of the transient event, of the intensity of accelerations or decelerations and the time. It is shown that the scale of time of a transient event is an essential parameter of which it is necessary to hold account for a better prediction of skin friction in a transient flow.

***Key words*** : Unsteady friction, Transient turbulent flow, Water hammer, Electrochemical method, Ultrasound Doppler velocimetry.



# Table des matières

Résumé	xi
Abstract	xiii
Table des Matières	xv
Liste des Figures	xxi
Liste des Tableaux	xxv
Nomenclature	xxvii
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
<b>1 ÉTAT DE L'ART SUR LES APPROCHES DU FROTTEMENT PARIÉTAL INSTANTONNAIRE</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	5
1.2 Modèles unidimensionnels . . . . .	7
1.2.1 Équations de base . . . . .	7
1.2.2 Modèle de Darcy-Weisbach . . . . .	10
1.2.3 Modèle de Cocchi . . . . .	12
1.2.4 Modèle de l'accélération instantanée . . . . .	13
1.2.4.1 Modèle de Daily . . . . .	13
1.2.4.2 Modèle de Carstens et Roller . . . . .	14
1.2.4.3 Modèle de Safwat et Podler . . . . .	15
1.2.4.4 Modèle de Shuy . . . . .	15
1.2.4.5 Modèle de Brunone . . . . .	17
1.2.5 Modèle de l'historique de vitesse . . . . .	20

## Table des matières

---

1.2.5.1	Introduction . . . . .	20
1.2.5.2	Modèle de Zielke . . . . .	21
1.2.5.3	Formulation de Trikha . . . . .	22
1.2.5.4	Modèle de Vardy . . . . .	24
1.3	Modèles 2D . . . . .	30
1.3.1	Modèle d'Eichinger et Lein (1992) . . . . .	32
1.3.2	Modèle de Silva-Araya et Chaudhry (1997) . . . . .	34
1.4	Conclusion . . . . .	34
<b>2</b>	<b>MÉTHODES EXPÉRIMENTALES</b>	<b>37</b>
2.1	MÉTHODE POLAROGRAPHIQUE . . . . .	37
2.1.1	Introduction . . . . .	37
2.1.2	Généralités sur les méthodes électrochimiques . . . . .	38
2.1.2.1	Principe physique de la méthode électrochimique . . . . .	38
2.1.2.2	Choix de la tension de polarisation . . . . .	40
2.1.2.3	Solution polarographique . . . . .	40
2.1.2.4	Sondes polarographiques . . . . .	41
2.1.3	Les fondements théoriques . . . . .	42
2.1.4	Étude des sondes polarographiques en régime permanent . . . . .	44
2.1.4.1	Sonde simple circulaire en régime permanent . . . . .	45
2.1.4.2	Les sondes doubles en régime permanent . . . . .	46
2.1.4.3	Propriétés directionnelles des sondes polarographiques . . . . .	47
2.1.5	Étude des sondes polarographiques en régime instationnaire . . . . .	48
2.1.5.1	Solution quasi-stationnaire . . . . .	49
2.1.5.2	Réponse linéaire . . . . .	50
2.1.5.3	Réponse non linéaire . . . . .	51
2.1.6	Conclusion . . . . .	54
2.2	VÉLOCIMÉTRIE ULTRASONORE À EFFET DOPPLER . . . . .	55
2.2.1	Introduction . . . . .	55
2.2.2	Ultrasons : propriétés et bases théoriques . . . . .	56
2.2.3	Transducteur . . . . .	57
2.2.3.1	Définition . . . . .	57
2.2.3.2	Principe de fonctionnement . . . . .	58

## Table des matières

---

2.2.3.3	Champs ultrason . . . . .	59
2.2.4	Propagation des ondes ultrasonores . . . . .	59
2.2.4.1	L'absorption . . . . .	60
2.2.4.2	La diffusion . . . . .	60
2.2.5	La technique de vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler . . . . .	61
2.2.5.1	Introduction . . . . .	61
2.2.5.2	Effet Doppler . . . . .	62
2.2.5.3	Principe de fonctionnement . . . . .	63
2.2.5.4	Limites et paramètres du système Doppler pulsé . . . . .	65
2.2.6	Conclusion . . . . .	69
<b>3</b>	<b>BANC EXPÉRIMENTAL – MÉTHODES DE MESURES</b>	<b>71</b>
3.1	Introduction . . . . .	71
3.2	Description du montage expérimental . . . . .	71
3.2.1	Réservoir d'alimentation et système de recyclage . . . . .	72
3.2.1.1	le réservoir de recyclage . . . . .	72
3.2.1.2	la pompe . . . . .	72
3.2.1.3	le cuve d'alimentation . . . . .	72
3.2.2	Régulateur . . . . .	74
3.2.3	Canal vertical : conduite - vanne . . . . .	75
3.2.3.1	La veine d'essai . . . . .	75
3.2.3.2	La vanne électromécanique . . . . .	75
3.3	Instrumentation . . . . .	76
3.3.1	Mise en œuvre de la méthode électrochimique . . . . .	76
3.3.1.1	Réactifs électrochimiques . . . . .	76
3.3.1.2	La chaîne de mesures . . . . .	77
3.3.1.3	Les sondes polarographiques . . . . .	78
3.3.1.4	Détermination de la tension de polarisation . . . . .	78
3.3.1.5	Détermination de la surface active de la sonde - Saut de potentiel . . . . .	79
3.3.1.6	Précision des résultats . . . . .	82
3.3.2	La vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler . . . . .	82
3.3.2.1	DOP2000 de Signal Processing S.A. . . . .	82

3.3.2.2	Paramétrage du vélocimètre DOP2000 . . . . .	85
3.3.2.3	Ensemencement de l'écoulement . . . . .	87
3.3.2.4	Position des sondes ultrasoniques . . . . .	88
3.3.2.5	Calibration des distances mesurées . . . . .	88
3.3.2.6	Procédure de correction des données . . . . .	88
3.3.3	Mesure de la pression . . . . .	92
3.4	Protocole de mesure . . . . .	93
3.4.1	Déclenchement simultané des mesures . . . . .	93
3.4.2	Résolution temporelle . . . . .	94
3.4.3	Reproductibilité des mesures . . . . .	95
3.5	Conclusion . . . . .	96
<b>4</b>	<b>ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU FROTTEMENT PARIÉTAL TRANSITOIRE</b>	<b>97</b>
4.1	Introduction . . . . .	97
4.2	Écoulement stationnaire . . . . .	97
4.2.1	Les profils de vitesses . . . . .	98
4.2.2	Mesures électrochimiques du frottement pariétal . . . . .	102
4.2.3	Conclusion . . . . .	103
4.3	Écoulement Transitoire . . . . .	104
4.3.1	Introduction . . . . .	104
4.3.2	Propagation des ondes acoustiques . . . . .	105
4.3.2.1	Description générale du phénomène de coup de bélier .	105
4.3.2.2	Les échelles des temps de l'onde de pression . . . . .	107
4.3.2.3	Évolution des profils des vitesses . . . . .	112
4.3.2.4	La vitesse de propagation de l'onde . . . . .	113
4.3.3	Analyse de l'évolution des profils de vitesse instationnaires . . .	113
4.3.3.1	Fermeture manuelle de la vanne . . . . .	114
4.3.3.2	Fermeture à l'aide de l'électrovanne . . . . .	117
4.3.3.3	Conclusion . . . . .	124
4.3.4	Mesures du frottement pariétal instationnaire à l'aide de la méthode électrochimique . . . . .	124
4.3.4.1	Introduction . . . . .	124
4.3.4.2	Détermination du sens de l'écoulement pariétal . . . . .	125

## Table des matières

---

4.3.4.3	Correction de la réponse des sondes électrochimiques . . .	126
4.3.4.4	Résultats expérimentaux du frottement pariétal . . . . .	127
4.3.4.5	Conclusion . . . . .	133
4.3.5	Modèles du frottement pariétal transitoire . . . . .	134
4.3.5.1	Fermeture manuelle de la vanne . . . . .	136
4.3.5.2	Fermeture à l'aide de l'électrovanne . . . . .	142
4.3.6	Discussion des résultats . . . . .	147
4.4	Conclusion . . . . .	150
	<b>CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES</b>	<b>153</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>157</b>





# Table des figures

1.1	Volume de contrôle utilisé dans le développement de l'équation de continuité . . . . .	8
1.2	Volume de contrôle utilisé dans le développement de l'équation du mouvement . . . . .	9
1.3	Mesures de force de traînée par Cocchi (1989) durant une accélération .	12
1.4	Les résultats expérimentaux de Carstens et Roller et de Daily et al. . .	14
1.5	Rapport entre le frottement instationnaire et le frottement quasi-stationnaire d'après Shuy [19] . . . . .	17
1.6	Historique du facteur de Coriolis $\beta$ et de la vitesse moyenne $U$ (Hino [30])	18
1.7	Les fonctions de poids de Zielke $W$ et celle de Trikha $W_{app}$ . . . . .	24
1.8	Distribution de la viscosité d'après Vardy et Brown [9] . . . . .	26
1.9	Coefficient de pertes de charge durant une impulsion d'accélération ; $Re_e = 842000$ Vardy et Brown [25] . . . . .	29
1.10	Fonctions poids pour différents nombres de Reynolds . . . . .	30
1.11	Évolution des profils de vitesses au milieu de la conduite (Eichinger et Lein [13]) . . . . .	33
2.1	Schéma de principe d'une cellule polarographique . . . . .	38
2.2	Polarogramme d'une solution polarographique . . . . .	40
2.3	Différents types des sondes polarographiques . . . . .	41
2.4	Champ de concentration et profil de vitesse sur une sonde simple . . . .	42
2.5	Sensibilité des sondes simples au gradient de vitesse (Tournier [39]) . .	45
2.6	Schéma simplifié d'une sonde double . . . . .	46
2.7	Etalonnage des sondes différentielles (Tournier [39]) . . . . .	48
2.8	Module et phase de la fonction de transfert d'une sonde simple soumise à des fluctuations longitudinales . . . . .	51

## Table des figures

---

2.9	Propagation d'une onde acoustique, longitudinale (gauche) et transversale (droite) . . . . .	56
2.10	Géométrie de champs ultrason . . . . .	58
2.11	Géométrie de champs ultrason . . . . .	59
2.12	L'amplitude d'onde le long de l'axe de propagation . . . . .	59
2.13	Mesure des profils de vitesse par vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler	62
2.14	Principe de fonctionnement d'un vélocimètre ultrasonore Doppler pulsée	64
2.15	Vitesse mesurable pour une fréquence d'émission de 4 MHz en fonction de l'angle Doppler $\alpha$ . . . . .	66
2.16	Effet de l'erreur de l'angle Doppler sur les mesures de vitesse . . . . .	67
3.1	Montage expérimental . . . . .	73
3.2	La vanne utilisée . . . . .	75
3.3	Chaîne d'acquisition électrochimique . . . . .	77
3.4	Polarogramme obtenu pour une sonde simple . . . . .	79
3.5	Asymptote de Cottrell . . . . .	80
3.6	Exemple de réponse transitoire d'une sonde polarographique à un saut de potentiel . . . . .	81
3.7	Le vélocimètre DOP2000 (Signal Processing S.A.) . . . . .	83
3.8	Principe de fonctionnement du vélocimètre ultrasonore . . . . .	84
3.9	La première phase du procédé de correction . . . . .	89
3.10	La deuxième phase du procédé de correction . . . . .	89
3.11	Trajectoire du faisceau ultrason à partir de l'extérieur, à travers la paroi à l'intérieur du fluide . . . . .	90
3.12	(a) Le capteur utilisé et (b) une coupe de ce capteur . . . . .	92
3.13	Schéma d'ensemble du système de déclenchement des acquisitions . . . . .	94
3.14	Profil de vitesse . . . . .	95
3.15	Reproductibilité des signaux de pression . . . . .	95
4.1	Profils de vitesses moyennes corrigés et non corrigés : avec $Re = 31827$	99
4.2	Profils de vitesses pour différents nombres de Reynolds, obtenus sur le diamètre de la conduite . . . . .	99
4.3	Profils de vitesse expérimentaux normalisés . . . . .	101

## Table des figures

---

4.4	Exemples de courants limites de diffusion délivrés par une sonde polarographique simple . . . . .	102
4.5	Évolution de l'onde de pression et des profils de vitesses - Test 1 . . . . .	108
4.6	Évolution des profils de vitesses - Test 4 . . . . .	115
4.7	Évolution des profils de vitesses - Test 2 . . . . .	119
4.8	Évolution de la vitesse moyenne . . . . .	123
4.9	Évolution de l'accélération locale . . . . .	123
4.10	Évolution de la différence des deux coefficients de transfert $K_1$ et $K_2$ relatifs aux deux demi-électrodes de la sonde double . . . . .	125
4.11	Évolution du gradient pariétal de vitesse obtenu à l'aide des trois approches	127
4.12	Évolution de la vitesse moyenne (Test 4) . . . . .	129
4.13	Évolution de l'accélération locale (Test 4) . . . . .	129
4.14	Évolution du frottement pariétal adimensionné suite à une fermeture manuelle de la vanne (Test 4) . . . . .	129
4.15	Évolution du frottement adimensionné suite à la fermeture de l'électrovanne (Tests 1, 2 et 3) . . . . .	130
4.16	Évolution de la vitesse moyenne . . . . .	131
4.17	Évolution de l'accélération locale . . . . .	131
4.18	Évolution du frottement adimensionné suite à la fermeture de l'électrovanne . . . . .	131
4.19	Évolution des fonctions de poids utilisées . . . . .	135
4.20	Évolution du frottement mesuré en fonctions de $ta/L$ comparé au modèle quasi-stationnaire et celui de Shuy [19] . . . . .	136
4.21	Évolution du frottement mesuré en fonctions de $ta/L$ comparé au modèle quasi-stationnaire et celui de Shuy [19] . . . . .	139
4.22	Évolution du frottement mesuré en fonctions de $ta/L$ comparé au modèle quasi-stationnaire et ceux Zielke [1], de Trikha [2] et de Vardy et Brown [9]	140
4.23	Évolution du frottement mesuré en fonctions de $ta/L$ comparé au modèle quasi-stationnaire et à la formulation proposée pour les modèles de Zielke [1] de Trikha [2] et de Vardy et Brown [9] . . . . .	141
4.24	Évolution de $\lambda/\lambda_s$ et de $k$ en fonction de $\phi$ (Région R1), durée $\simeq 40$ ms	142
4.25	Évolution de $\lambda/\lambda_s$ et de $k$ en fonction de $\phi$ (Région R2) . . . . .	143
4.26	Évolution de $\lambda/\lambda_s$ et de $k$ en fonction de $\phi$ (Région R3) . . . . .	143

4.27	Évolution de $\lambda/\lambda_s$ et de $k$ en fonction de $\phi$ (Région R4) . . . . .	144
4.28	Évolution du frottement mesuré en fonctions de $ta/L$ comparé au modèle quasi-stationnaire et celui de Shuy [19] . . . . .	145
4.29	Évolution du frottement mesuré en fonctions de $ta/L$ comparé aux modèles quasi-stationnaire et ceux de Zielke [1], de Trikha [2]et celui de Vardy et Brown [9] . . . . .	145
4.30	Évolution du frottement mesuré en fonctions de $ta/L$ comparé au modèle quasi-stationnaire et à la formulation proposée pour les modèles de Zielke [1], de Trikha [2]et celui de Vardy et Brown [9] . . . . .	146
4.31	Exemple de configuration où l'influence des fronts d'onde de pression est significative pour $t \simeq L/a$ (Prado [86]) . . . . .	148
4.32	Évolution de $k$ en fonction de $D^2/\nu t$ d'après Abreu et Betamio de Almeida [87] . . . . .	149

# Liste des tableaux

2.1	Propriétés acoustiques dans divers milieux . . . . .	57
3.1	Caractéristiques physiques de la solution électrochimique . . . . .	77
3.2	Diamètres des sondes électrochimiques obtenus à partir de la surface active	81
3.3	Les spécifications des capteurs de pression utilisés . . . . .	93
4.1	Principaux paramètres des écoulements stationnaires . . . . .	101
4.2	Frottement pariétal obtenu à l'aide de la relation 4.5 . . . . .	102
4.3	Valeurs du courant, du coefficient de transfert de masse et du frottement pariétal obtenus à l'aide de la méthode polarographique en écoulement stationnaire . . . . .	103
4.4	Principaux paramètres des essais effectués . . . . .	104
4.5	Les coefficients d'amortissement de Vardy et Brown $C^*$ [9] . . . . .	135
4.6	Évolution de $\lambda/\lambda_s$ et de $k$ en fonction de $\phi$ (Région R1) . . . . .	137
4.7	Évolution de $\lambda/\lambda_s$ et de $k$ en fonction de $\phi$ (Région R2) . . . . .	138
4.8	Évolution de $\lambda/\lambda_s$ et de $k$ en fonction de $\phi$ (Région 3) . . . . .	138



# Nomenclature

$a$	célérité des ondes de pression
$A$	section droite de la conduite
$A_s$	aire de la surface active d'une sonde polarographique
$B$	module d'incompressibilité adiabatique du fluide
$c_a$	célérité de l'onde acoustique
$C_f$	coefficient de frottement
$C$	concentration de l'espèce active
$C_0$	concentration de l'espèce active loin de la sonde
$C^*$	coefficient d'amortissement de frottement de Vardy
$d$	diamètre d'une sonde simple circulaire
$\mathfrak{D}$	coefficient de diffusion moléculaire
$D$	diamètre de la conduite
$e$	épaisseur de la paroi de la conduite
$e$	épaisseur de la feuille isolante d'une sonde double (Chapitre 2)
$e^-$	symbole de la charge électronique
$erf()$	fonction d'erreur
$E$	module d'Young de la paroi
$E_q$	potentiel d'équilibre
$F_T$	force de traînée
$f_d$	fréquence Doppler
$f_e$	fréquence des ondes émises
$f_{prf}$	fréquence d'échantillonnage
$f_r$	fréquence des ondes réfléchies
$\mathcal{F}$	constante de Faraday
$g$	accélération de la gravité
$h$	hauteur piézométrique
$h$	résolution spatiale du vélocimètre
$I$	courant limite de diffusion



$\mathcal{I}$	intensité du faisceau ultrasonore
$j$	pertes de charge par unité de longueur
$k$	coefficient empirique de Shuy et de Daily
$k_3$	coefficient empirique de Brunone
$K$	coefficient de transfert des électrodes 1 et 2 d'une sonde double
$K_1, K_2$	coefficients de transfert
$K_e$	module d'élasticité du fluide
$l$	largeur de la sonde
$L$	longueur de la conduite
$l$	largeur d'une sonde simple rectangulaire
$M$	nombre de Mach
$N_A$	nombre d'accélération de Cocchi
$Ox^{a+}$	oxydant
$p$	pression
$P$	distance entre la particule et la sonde ultrasonore
$r$	coordonnée radiale
$R$	rayon de la conduite
$\mathcal{R}$	coefficient de réflexion
$Re$	nombre de Reynolds
$Red^{(a-n)+}$	réducteur
$S$	gradient pariétal de vitesse
$S_x, S_z$	gradients pariétaux longitudinal et transversal de la vitesse
$t_0$	temps caractéristique de la sonde polarographique
$t^*$	variable d'intégration
$\mathcal{T}$	coefficient de transmission
$u, v, w$	composantes de la vitesse du fluide
$u', v'$	fluctuations turbulentes
$u_\tau$	vitesse de frottement
$U$	vitesse débitante
$U_{max}$	vitesse maximale dans l'axe de la conduite
$U_p$	tension de polarisation
$\vec{U}$	vecteur de vitesse locale

## NOMENCLATURE

---

$x, y, z$	coordonnées cartésiennes
$y$	distance à partir de la paroi (chapitre 4)
$W$	fonction de poids
$Z$	impédance acoustique

### Lettres grecques

$\alpha_{sp}$	pente de l'asymptote de Cottrell
$\alpha$	angle Doppler
$\beta$	facteur de Coriolis
$\phi$	paramètre d'accélération de Shuy
$\Phi$	fonction de dissipation d'énergie
$\lambda$	coefficient de pertes de charge
$\mu$	viscosité dynamique
$\nu$	viscosité cinématique
$\nu_t$	viscosité cinématique turbulente
$\nu_T$	viscosité cinématique totale
$\theta$	température
$\rho$	masse volumique du fluide
$\tau$	contrainte de cisaillement interne
$\tau_p$	contrainte de cisaillement à la paroi
$\tau_{ps}$	contrainte de cisaillement stationnaire à la paroi
$\tau_{pi}$	contrainte de cisaillement instationnaire à la paroi
$\psi$	temps adimensionné
$\psi_L$	temps de montée

### Exposant

+	variables réduites
---	--------------------

# INTRODUCTION GÉNÉRALE

Depuis plus d'un siècle, nombreuses ont été les études théoriques et expérimentales portant sur les écoulements transitoires en conduites. Du point de vue pratique et industriel, on s'est surtout intéressé à l'estimation des pressions provoquées par le phénomène dit de coup de bélier, au nom suffisamment évocateur des dommages possibles sur les canalisations et le matériel hydraulique. Le coup de bélier est un état transitoire provoqué par les changements soudains de la vitesse ou de la pression d'écoulement. Ces changements se traduisent par une propagation d'ondes dans la conduite. Les circonstances où peuvent apparaître ces variations de pression suite à des perturbations volontaires (changement de régime) ou accidentelles (rupture de conduites, arrêt de pompes) sont nombreuses. On retrouve les mêmes phénomènes lors de la circulation d'un train dans un tunnel. En effet, lors de l'entrée d'un train dans un tunnel il y a génération d'ondes de pression par effet de pistonnement qui se propagent dans le tunnel.

En écoulement transitoire, turbulent ou laminaire, la part essentielle de la dissipation d'énergie provient des pertes de charge dues au frottement pariétal, c'est pourquoi plusieurs modèles de frottement en régime transitoire ont été développés. Historiquement, le frottement pariétal dans un écoulement transitoire a été souvent étudié avec l'approche quasi-stationnaire. La contrainte de cisaillement pariétale est exprimée en fonction de la vitesse moyenne du fluide par la formule de Darcy-Weisbach. Ceci revient à dire que les profils de vitesse sont semblables à ceux de l'écoulement permanent du même nombre de Reynolds.

Le frottement ainsi calculé est probablement sous-estimé car la dissipation d'énergie doit être plus importante dans un écoulement transitoire. En effet, les travaux expérimentaux et théoriques montrent que la distribution des vitesses dans une section de la conduite n'est pas la même en écoulement permanent et en écoulement transitoire.

Puisque le frottement pariétal dépend étroitement de cette distribution, les formules du frottement en écoulement permanent ne sont pas valables pour l'écoulement transitoire.

Des modèles approfondis ont été proposés pour permettre une meilleure prédiction des écoulements transitoires laminaires. On peut citer, à titre d'exemple, ceux de Zielke [1], de Trikha [2] et de Brunone et al. [3]. Dans ces modèles, le terme du frottement est fonction, non seulement de la vitesse moyenne instantanée, mais aussi des fluctuations de la vitesse et des vitesses antérieures.

Dans la plupart des études expérimentales, le frottement transitoire a été calculé à partir des profils de vitesses mesurés à l'aide de films chauds ou de la vélocimétrie Laser Doppler. La mise en œuvre de ces deux techniques de mesures en un point est longue et fastidieuse, car elle nécessite une parfaite reproductibilité des essais. Cette difficulté peut être surmontée par l'utilisation de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler grâce à l'aptitude de cette dernière à fournir instantanément un profil de vitesse. Cependant, la nature complexe des écoulements transitoires, caractérisée par des phases fortement accélérées ou décélérées ne permet pas d'obtenir le frottement pariétal avec précision à partir de l'équation du mouvement, compte tenu de la difficulté à mesurer le gradient de pression et l'accélération instantanés dans ces conditions.

Une méthode électrochimique fondée sur les propriétés diffusionnelles de certains composés chimiques en solution a déjà été utilisée au Laboratoire. Elle s'est révélée particulièrement adaptée à l'étude locale et instantanée des gradients pariétaux de vitesse. Nous l'avons mise en œuvre pour analyser l'effet d'un changement brusque d'un écoulement dans une conduite verticale sur le frottement instationnaire.

L'objectif de ce travail est double :

Il consiste dans un premier temps à réaliser un dispositif expérimental capable de mesurer simultanément la pression, les profils de vitesses et le frottement pariétal dans un écoulement turbulent transitoire obtenu suite à la fermeture d'une vanne située à l'extrémité aval d'une conduite verticale où l'écoulement est initialement permanent.

Dans un deuxième temps, il consiste à appliquer nos données expérimentales aux modèles les plus utilisés dans la littérature, afin d'en déterminer les limites d'utilisation.

Le mémoire est organisé comme suit :

Le chapitre 1 est consacré à l'étude bibliographique sur les différentes approches du calcul du frottement pariétal instationnaire.

Le chapitre 2 décrit les différentes méthodes expérimentales utilisées dans le cadre

de cette étude. On y présente les fondements théoriques ainsi que les limites d'utilisation de la méthode électrochimique et de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler.

Le chapitre 3 décrit le dispositif expérimental réalisé au Laboratoire de Mécanique et Energétique de l'université de Valenciennes et la mise en œuvre des différentes techniques de mesures.

Le chapitre 4 est consacré à l'exploitation de l'ensemble des résultats expérimentaux. L'analyse de l'écoulement permanent est réalisée dans la première partie de ce chapitre. Dans la deuxième partie de ce chapitre, les résultats obtenus dans le cas de l'écoulement transitoire sont discutés et confrontés aux différents modèles proposés dans la littérature.

Une conclusion générale synthétise les principaux résultats de cette étude et propose des perspectives à ce travail.



# Chapitre 1

## ÉTAT DE L'ART SUR LES APPROCHES DU FROTTEMENT PARIÉTAL INSTATIONNAIRE

### 1.1 Introduction

Les écoulements transitoires dans les réseaux de conduites sont dues aux changements planifiés ou accidentels de l'écoulement. Il en résulte des variations spatiales et temporelles du débit d'écoulement et de pression.

La modélisation de la dissipation d'énergie dans les écoulements transitoires a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche depuis le début du vingtième siècle, soit par voie théorique ou par voie expérimentale. De nos jours, l'intérêt est focalisé sur la modélisation des dissipations d'énergie dans les conduites et les tunnels. Ces études s'intéressent aux propagations des ondes de pression dans les conduites suite aux changements brusques des conditions d'écoulements et dans les tunnels suite aux entrées et sorties des trains à grande vitesse.

Le calcul correct de la propagation des ondes de pression dans les conduites et les tunnels dépend de la fiabilité de modéliser plusieurs phénomènes. Ces phénomènes incluent, par exemple, la cavitation et l'interaction fluide-structure, qui peuvent avoir une influence sur les formes d'évolution des ondes de pression aussi bien que sur leurs amplitudes et vitesses de propagation.

Un autre phénomène est le frottement pariétal. Historiquement, il a été suffisant de

représenter le frottement pariétal transitoire par un modèle quasi-stationnaire. Selon ce modèle, la contrainte de cisaillement à la paroi à chaque instant est égale à sa valeur correspondant à l'écoulement stationnaire du même nombre de Reynolds. Cette approche a été validée par des mesures expérimentales pour des écoulements faiblement transitoires, c'est à dire, loin du front de l'onde de pression. Près du front de l'onde de pression, cependant, l'influence des contributions instationnaires sur le frottement pariétal peut être importante.

Le frottement pariétal dans un écoulement transitoire dans une conduite a été souvent étudié par des méthodes 1D, en supposant que les composantes axiales des différentes variables d'écoulement sont très grandes par rapport à leurs composantes radiales. Cette approche 1D a été validée par Mitra et Rouleau [4] pour les écoulements laminaires et par Vardy et Hwang [5] pour les écoulements turbulents. Ces auteurs ont observé de très faibles composantes radiales de la vitesse dans les deux cas (valeur maximale de l'ordre de  $10 - 20 \mu m/s$ ).

Les méthodes unidimensionnelles du frottement pariétal instationnaire peuvent être classées en trois groupes : celles basées sur l'accélération instantanée, celles utilisant l'historique de la vitesse d'écoulement et celles basées sur la thermodynamique irréversible. La première de ces approches est la plus utilisée dans les modélisations numériques. Une description récente de cette approche est donnée par Brunone et al. [6]. La deuxième approche est basée sur l'approche de Zielke [1] développée à l'origine pour les écoulements laminaires transitoires. En se basant sur la méthodologie de Zielke [1], Vardy et al. [7] ont développé un nouveau modèle de fonction poids pour le cas d'écoulement turbulent transitoire à nombre de Reynolds modéré. Plus tard, Vardy et Brown [8–10] ont étendu ce modèle à des écoulements turbulents transitoires aux nombres de Reynolds élevés.

Le troisième groupe des méthodes unidimensionnelles est basé sur l'application de la thermodynamique irréversible au frottement pariétal transitoire (Axworthy et al. [11]).

Puisque le frottement pariétal transitoire dépend du profil de vitesse dans une section droite (qui peut prendre des formes très complexes dans un écoulement transitoire), des modèles 2D ou quasi-2D ont été proposés. Ces modèles calculent le profil de vitesse instantané et les pertes d'énergie instantanées correspondantes. Parmi ces modèles, on trouve les modèles d'Ohmi et al. [12], Eichinger et Lein [13], Brunone et al. [14], Silva-Araya et Chaudhry [15] et Pezzinga [16]. Ces méthodes fournissent plus de détails



que les approches 1D mais elles sont plus coûteuses en ressources informatiques. En plus, ces modèles nécessitent toujours la validation de leurs hypothèses concernant la modélisation de la turbulence ou de la distribution de la viscosité à travers la section droite de la conduite durant l'événement transitoire.

## 1.2 Modèles unidimensionnels

### 1.2.1 Équations de base

L'écoulement transitoire dans une conduite d'un fluide peu compressible est souvent étudié en utilisant les équations 1D de mouvement et de continuité. Ces équations sont obtenues en appliquant les principes de conservation de masse et de mouvement à un volume de contrôle.

#### *L'équation de continuité*

En utilisant le théorème de transport de Reynolds, la conservation de la masse du volume de contrôle s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{vc} \rho dV = \int_{sc} \rho (\vec{U} \cdot \vec{n}) dA \quad (1.1)$$

où  $vc$  est le volume de contrôle ;  $sc$  est la surface de contrôle ;  $\rho$  est la masse volumique du fluide ;  $\vec{U}$  est le vecteur vitesse et  $\vec{n}$  est le vecteur unité normal à la surface de contrôle.

En se référant à la figure 1.1, considérons un volume de contrôle dont la longueur  $\delta x$  tend vers zéro. L'équation 1.1, dans ce cas, s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho A)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho AU)}{\partial x} = 0 \quad (1.2)$$

où  $U = \frac{1}{A} \int_A u dA$  est la vitesse moyenne à travers la section  $A$  et  $\alpha$  est l'angle entre l'axe de la conduite et la direction horizontale.

Le premier et le second terme du membre gauche de l'équation 1.2 représentent la variation locale de la masse avec le temps due aux effets combinés de la compressibilité du fluide et de l'élasticité de la conduite et le flux de masse instantané, respectivement.

L'équation 1.2 peut être réécrite comme suit :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} + \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (1.3)$$

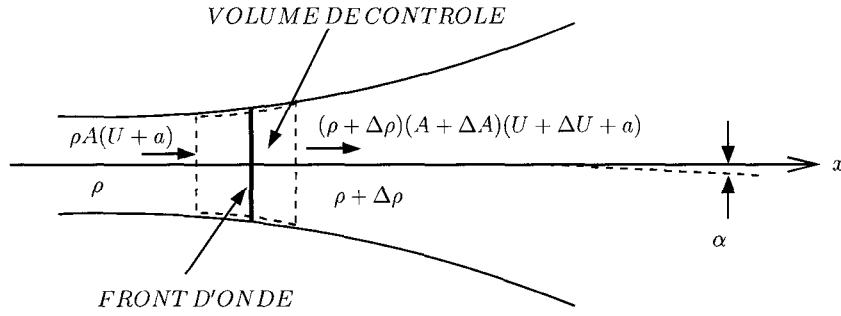


FIG. 1.1 – Volume de contrôle utilisé dans le développement de l'équation de continuité

où  $D/Dt = \partial/\partial t + U\partial/\partial x$  est la dérivée totale selon une dimension spatiale. Sachant que la densité et la surface de la conduite varient en fonction de la pression, l'équation 1.3 s'écrit :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dP} \frac{DP}{Dt} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dP} \frac{DP}{Dt} + \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{1}{\rho} \frac{DP}{Dt} + a^2 \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \quad (1.4)$$

où  $a^{-2} = \frac{D\rho}{DP} + (\rho/A) \frac{DA}{DP}$  et  $a$  est la vitesse de propagation de l'onde de pression. Cette vitesse est reliée au module d'élasticité  $K_e$  du fluide et au module d'Young  $E$  de la conduite par l'équation :

$$a^2 = \frac{K_e/\rho}{1 + [(K_e/E)(D/e)]} \quad (1.5)$$

où  $D$  diamètre interne de la conduite et  $e$  l'épaisseur de la paroi de la conduite.

En utilisant la hauteur piézométrique, c'est-à-dire  $h = p - z$  à partir de la figure 1.1, l'équation de continuité s'écrit alors ainsi :

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{g}{a^2} \left( U \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial t} \right) = 0 \quad (1.6)$$

où  $g$  est l'accélération de la gravité.

### L'équation du mouvement

L'équation de mouvement pour le volume de contrôle s'écrit :

$$\sum \vec{F}_{ext} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{vc} \rho \vec{U} dV = \int_{sc} \rho \vec{U} (\vec{U} \cdot \vec{n}) dA \quad (1.7)$$

En se référant à la figure 1.2, considérons le volume de contrôle dont la longueur  $\delta x$  tend vers zéro. En considérant les forces extérieures associées à la gravité, le gradient de pression et aux composantes tangentielles du frottement visqueux, la forme locale de l'équation du mouvement, s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho AU}{\partial t} + \frac{\partial \beta \rho AU^2}{\partial x} = -A \frac{\partial P}{\partial x} - \pi D \tau_p - \rho g A \sin \alpha \quad (1.8)$$

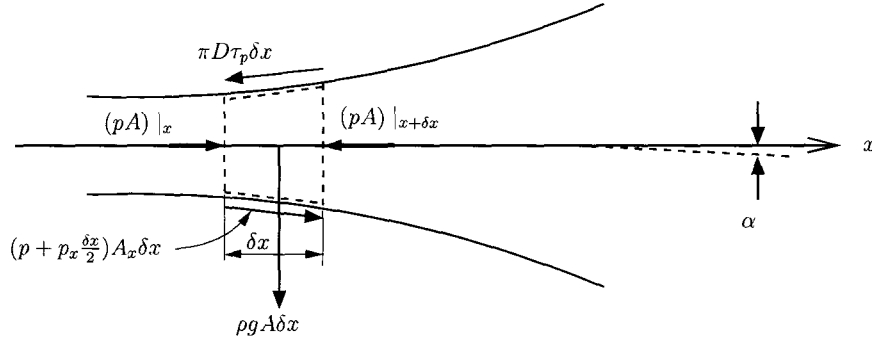


FIG. 1.2 – Volume de contrôle utilisé dans le développement de l'équation du mouvement

Où  $\beta = \int_A u^2 dA / U^2$  est le facteur de Coriolis et  $\tau_p$  est la contrainte de cisaillement à la paroi. En utilisant la dérivée totale, l'équation du mouvement s'écrit alors :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{\rho A} \frac{\partial (\beta - 1) \rho AU^2}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + g \sin \alpha + \frac{\pi D \tau_p}{\rho A} = 0 \quad (1.9)$$

En négligeant la correction du facteur de Coriolis, l'équation du mouvement 1.9 devient :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + g \sin \alpha + \frac{\pi D \tau_p}{\rho A} = 0 \quad (1.10)$$

Les équations 1.6 et 1.10 gouvernent l'écoulement instationnaire unidimensionnel d'un fluide compressible dans une conduite flexible.

Dans la pratique, le nombre de mach  $M = U/a$ , qui est le rapport entre la vitesse moyenne d'écoulement et la vitesse de propagation de l'onde, est de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-2}$ . La condition  $M \ll 1$  a été utilisée afin de simplifier les équations 1.6 et 1.10. Dans ce cas, les termes convectifs,  $U \frac{\partial h}{\partial x}$  et  $U \frac{\partial U}{\partial x}$  sont très petits comparés aux autres termes et peuvent être négligés. Par conséquent, en négligeant ces termes, les équations du mouvement et de continuité s'écrivent alors, respectivement :

$$\frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{4}{\rho D} \tau_p = 0 \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{g}{a^2} \frac{\partial h}{\partial t} = 0 \quad (1.12)$$

Les pertes de charge par unité de longueur  $j$ , due au frottement du fluide sont généralement données par les pertes de charge dans le cas d'un écoulement stationnaire

$$j = \lambda \frac{U^2}{4Rg} \quad (1.13)$$

pour un écoulement turbulent

$$j = \frac{8\nu}{gR^2} U \quad (1.14)$$

pour un écoulement laminaire.

Où  $\lambda = \tau_p / (\rho U^2 / 8)$  représente le coefficient des pertes de charge et  $\nu$  est la viscosité cinématique.

La fonction de dissipation d'énergie représente les contraintes visqueuses et turbulentes. Pour l'écoulement axisymétrique, l'expression de la fonction de dissipation d'énergie, est donnée par (White [17]) :

$$\Phi = \frac{\partial u}{\partial r} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial r} - \rho \overline{u'v'} \right) \quad (1.15)$$

$r$  = coordonnée radiale mesurée à partir de l'axe de la conduite ;  $\mu$  = la viscosité dynamique du fluide ;  $\frac{\partial u}{\partial r}$  = gradient de vitesse dans la direction radiale ;  $u'$ ,  $v'$  = les fluctuations turbulentes correspondant à la vitesse longitudinale  $u$ , et la vitesse radiale  $v$ , respectivement ; Le terme  $\overline{u'v'}$  représente les tensions de Reynolds. L'équation 1.15 représente la dissipation d'énergie par unité de volume et unité de temps.

### 1.2.2 Modèle de Darcy-Weisbach

Dans les analyses conventionnelles, il est supposé que les expressions phénoménologiques qui relient le frottement pariétal à la vitesse moyenne dans les écoulements stationnaires restent valides pour le cas des écoulements transitoires. Selon cette approximation, les caractéristiques de l'écoulement sont supposées similaires à celles de l'écoulement stationnaire du même nombre de Reynolds instantané. Selon ce modèle, la

dissipation d'énergie donnée par le dernier terme de l'équation 1.11 est évaluée par l'approximation quasi-stationnaire. L'utilisation de l'équation de Darcy-Weisbach donne :

$$\tau_p(t) \approx \tau_{ps}(t) = \frac{\rho\lambda |U(t)| U(t)}{8} \quad (1.16)$$

En d'autres termes, l'approche quasi-stationnaire suppose que le coefficient de frottement, et par conséquent la contrainte de cisaillement à la paroi, dépend du nombre de Reynolds local instantané.

L'application de ce modèle du frottement pariétal est satisfaisante seulement pour les écoulements faiblement transitoires. Dans ce type d'écoulements, la forme du profil de vitesse instantané est semblable à celle du profil de vitesse d'un écoulement stationnaire pour un même nombre de Reynolds. Dans un écoulement fortement transitoire, les profils de vitesse changent d'une manière plus complexe (Brunone et al. [6]), caractérisés par des gradients pariétaux plus importants. Par conséquent, il en résulte un frottement pariétal plus important que ses valeurs correspondant à l'écoulement stationnaire. Dans les écoulements fortement transitoires, l'approximation quasi-stationnaire n'est plus valide, puisqu'elle sous-estime le frottement pariétal et surestime l'amortissement des oscillations, entraînant des divergences entre les résultats numériques et les données expérimentales (Brunone et al. [6], Bergant et al. [18]).

Pour améliorer le modèle quasi-stationnaire, des modèles du frottement transitoire ont été développés. La forme générale des contraintes de cisaillement à la paroi dans les modèles instationnaires est donnée par :

$$\tau_p(t) = \tau_{ps}(t) + \tau_{pi}(t) \quad (1.17)$$

où  $\tau_{ps}(t)$  et  $\tau_{pi}(t)$  sont la composante quasi-stationnaire et instationnaire de la contrainte de cisaillement à la paroi instantanée, respectivement.  $\tau_{ps}(t)$  est généralement donnée par l'équation 1.16.

$\tau_{pi}(t)$  est nulle dans les écoulements stationnaires, faible dans les écoulements faiblement transitoires, et significative dans les écoulements transitoires.

Les termes du frottement pariétal transitoire proposés dans la littérature peuvent être classifiés en six groupes (Bergant et al. [18]), selon que le terme du frottement dépend :

- de la vitesse moyenne instantanée d'écoulement  $U$  (Cocchi 1989 ; Hino et al. 1976)

- de la vitesse moyenne instantanée d'écoulement  $U$  et de l'accélération locale instantanée  $\partial U/\partial t$  (Daily et al. 1956; Carlsen et Roller 1959; Kurokawa 1986; Shuy [19])
- de la vitesse moyenne instantanée d'écoulement  $U$  et de l'accélération locale instantanée  $\partial U/\partial t$  et de l'accélération convective instantanée  $\partial U/\partial x$  (Brunone et al. [20])
- de la vitesse moyenne instantanée  $U$  et de la diffusion  $\partial^2 U/\partial x^2$  (Vennatro 1996, Svingen 1997)
- de la vitesse moyenne instantanée  $U$  et des poids de l'historique de la vitesse  $W(\zeta)$  (Zielke 1968 [1], Trikha 1975 [2], Vardy 1993 [7])
- de la distribution instantanée de la vitesse d'écoulement à travers la section droite de la conduite (Eichinger and Lein 1992; Vardy et Hwang 1991 [5], silva-Araya et Chaudhry 1997 [15], Pezzinga 1999 [21])

### 1.2.3 Modèle de Cocchi

Dans un écoulement transitoire oscillatoire (sinusoidal), Cocchi [22] a mesuré la vitesse moyenne instantanée et la force de traînée durant la première phase d'accélération (figure 1.3). Cocchi [22] a observé des valeurs de la force de traînée plus importantes que celles correspondant à l'écoulement stationnaire.

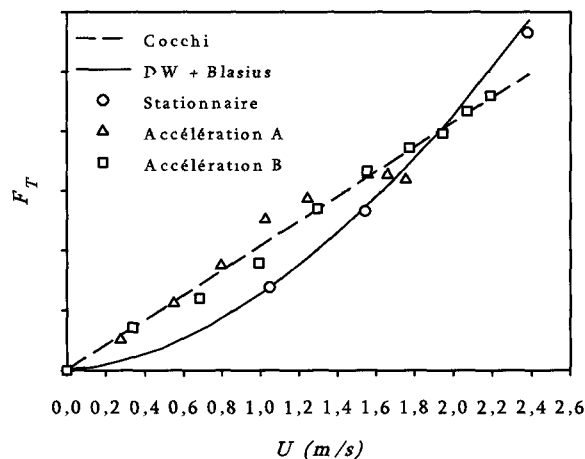


FIG. 1.3 – Mesures de force de traînée par Cocchi (1989) durant une accélération

Les données expérimentales de Cocchi confirment les expressions de Darcy-Weisbach et de Blasius pour les écoulements stationnaires (conduite à paroi lisse,  $Re < 1,2 \cdot 10^5$ ) :

$$F_T = \rho g A L \frac{\lambda U^2}{4gR} \quad (1.18)$$

$$\lambda = \frac{0,316}{Re^{0,25}} \quad (1.19)$$

Où  $F_T$  est la force de traînée.

Pour les écoulements transitoires, Cocchi a défini le nombre d'accélération  $N_A = \frac{2R}{U^2} \frac{dU}{dt}$  et il a observé que, si  $N_A > 0,05$ , la valeur du coefficient des pertes de charge à insérer dans l'équation 1.18 est donnée par :

$$\lambda = \frac{980}{Re} \quad (1.20)$$

Cocchi [22] montre que  $\lambda$  dépend de  $Re$  et de  $N_A$ .

## 1.2.4 Modèle de l'accélération instantanée

### 1.2.4.1 Modèle de Daily

Daily et al. [23] ont suggéré un modèle du frottement transitoire en proposant des simplifications qui ne sont pas applicables à des écoulements fortement transitoires caractérisés par des formes complexes des profils de vitesse instantanés (dissymétrie des profils de vitesses, apparition d'effets annulaires). À partir de l'équation du mouvement et en supposant que les profils de vitesse turbulents pour des écoulements stationnaires et transitoires sont semblables, Daily et al. [23] ont développé la relation suivante :

$$\tau_p = \tau_{ps} + \frac{k\rho R}{4} \frac{\partial U}{\partial t} \quad (1.21)$$

où

$$\tau_{ps} = \frac{k\rho R}{4} \frac{\partial U}{\partial t} \quad (1.22)$$

$k$  est un coefficient empirique déterminé numériquement.

Daily et al. [23] ont fourni quelques résultats obtenus dans une conduite en cuivre à paroi lisse d'un diamètre 25.4 mm, et 99 diamètres de long. La veine d'essai est très courte, rigide et ne permet pas de grandes variations de la forme du profil de vitesse ni d'écoulement de retour.

Les résultats expérimentaux de Daily et al. [23] (Figure 1.4) montrent que les contraintes de cisaillement instationnaires, dans un écoulement accéléré, sont légèrement supérieures à celles correspondant à l'écoulement stationnaire. À partir de ces résultats, Daily et al. [23] proposent  $k = 0.01$  ( $\frac{\partial U}{\partial t} > 0$ , donc le terme  $\tau_{pi}$  est positif). Pour l'écoulement décéléré, les contraintes de cisaillement instationnaires sont inférieures à celles obtenues en écoulement stationnaire, fournissant  $k = 0.62$  ( $\frac{\partial U}{\partial t} < 0$ , donc le terme  $\tau_{pi}$  est négatif). Dans le cas particulier d'un écoulement décéléré, la figure 1.4 montre que les données de Daily et al. [23] peuvent être représentées par des droites parallèles, chaque droite correspondant à une décélération.

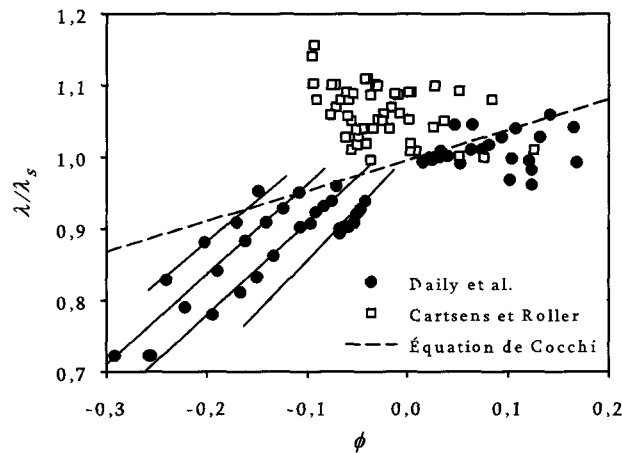


FIG. 1.4 – Les résultats expérimentaux de Carstens et Roller et de Daily et al.

#### 1.2.4.2 Modèle de Carstens et Roller

Carstens et Roller [24] montrent que l'équation 1.21 peut être obtenue à partir de l'équation linéaire du mouvement appliquée à un élément cylindrique annulaire, ceci en supposant que la vitesse longitudinale locale est indépendante de la direction axiale, et que les profils de vitesse instationnaires obéissent à la loi puissance suivante :

$$\frac{u(r, t)}{U(t)} = \frac{(2n + 1)(2n + 1)}{2n^2} \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/n} \quad (1.23)$$

où  $n = 7$  pour un nombre de Reynolds  $Re \leq 10^5$  et augmente avec le nombre de Reynolds ( $n = 10$  pour  $Re = 3,2 \cdot 10^6$ ).

Un écoulement instationnaire régi par l'équation 1.23 est caractérisé par une accélération modérée et par l'absence d'écoulement de retour. Dans ce cas, les profils de



vitesse instantanés ont la même forme que celle correspondant à l'écoulement stationnaire. En effet, l'équation 1.23 ne peut pas représenter les profils de vitesse de type coup de bélier tels que ceux trouvés par Vardy et Hwang [5], Silva-Araya et Chaudhry [15], Pezzinga [16, 21] et Eichinger et Lein [13]. Selon une autre hypothèse de base dans la formulation de l'équation 1.21, l'historique de l'écoulement turbulent transitoire n'a pas d'influence sur les variables instantanées de l'écoulement.

À partir des résultats expérimentaux, Carstens et Roller [24] ont suggéré  $k \approx 0.449$  pour les deux types d'écoulements (accélééré et décélééré).

Dans le cas d'une accélération constante, le coefficient de frottement instationnaire a été évalué aussi par Vardy et Brown [25] à partir du modèle de fonction de poids, qui sera discuté plus loin.

#### 1.2.4.3 Modèle de Safwat et Podler

Safwat et Polder [26] ont étudié expérimentalement un écoulement oscillant dans un tube en U. Leurs résultats montrent que le frottement dépend de la fréquence des oscillations. Safwat et Polder [26] ont proposé un modèle de contrainte de cisaillement similaire au modèle de Carstens et Roller [24] :

$$\tau_p(t) = \alpha U(t) + \beta \frac{\partial U}{\partial t} \quad (1.24)$$

Les coefficients  $\alpha$  et  $\beta$  dépendent de la fréquence des oscillations. Une bonne concordance avec les résultats expérimentaux a été obtenue.

#### 1.2.4.4 Modèle de Shuy

Shuy [19] a réécrit l'équation 1.21, précédemment proposée par Daily et al. [23] et Carstens et Roller [24], sous la forme suivante :

$$\lambda = \lambda_s + \frac{kD}{U^2} \frac{dU}{dt} \quad (1.25)$$

et il a défini un paramètre d'accélération,  $\phi$ , donné par :

$$\phi = \frac{2D}{\lambda_s U^2} \frac{dU}{dt} \quad (1.26)$$

l'équation 1.25 devient

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 1 + \frac{k}{2}\phi \quad (1.27)$$

Au moyen d'un dispositif sophistiqué, Shuy [19] a mesuré le frottement pariétal dans des écoulements turbulents accélérés et décélérés dans une conduite lisse. Les mesures du frottement ont été réalisées à l'aide d'un tube de cisaillement isolé de la veine d'essai principale. La force de traînée a été mesurée en utilisant des jauges de contraintes. Ces mesures couvrent une gamme du nombre de Reynolds entre 40000 et 130000, tandis que le paramètre d'accélération  $\phi$  varie entre  $-2$  et  $3$ . La conduite d'essai est de  $16\text{ m}$  de long, avec un diamètre interne égal à  $50,9\text{ mm}$ . La pression instationnaire est mesurée à l'aide de capteurs de pression distants de  $2,194\text{ m}$ . Les écoulements transitoires sont générés par le contrôle d'une vanne à pointeau montée à l'extrémité aval de la conduite et pilotée par un moteur.

Le débit d'écoulement est obtenu à partir du niveau d'eau dans le réservoir d'alimentation. La fiabilité et l'exactitude de cette méthode de mesure de la vitesse moyenne instantanée d'écoulement a été vérifiée pour les écoulements stationnaires. Par contre pour les écoulements transitoires, cette méthode peut être contestable.

En étudiant le cas d'écoulement accéléré, Shuy [19] a effectué environ 50 essais. Dans chaque essai, l'écoulement a été accéléré d'un nombre de Reynolds initial d'environ 40000 à un nombre Reynolds de 130000, ceci en ouvrant la vanne à différentes vitesses. Les contraintes de cisaillement à la paroi mesurées s'écartent de plus en plus des valeurs quasi-stationnaires (calculées à partir de l'équation de Karman-Nikuradse) lorsque l'accélération augmente. Ces résultats montrent que les contraintes de cisaillement à la paroi mesurées sont systématiquement inférieures aux valeurs quasi-stationnaires.

À partir de la moyenne de 50 à 200 essais consécutifs, Shuy [19] propose  $k = -0,33$ . Puisque  $\frac{dU}{dt} > 0$ , le dernier terme dans l'équation 1.21 est donc négatif.

Dans son étude d'écoulement décéléré, Shuy [19] a effectué aussi environ 50 essais. Dans chaque essai, l'écoulement est rapidement décéléré à partir d'un nombre de Reynolds d'environ 130000 en fermant la vanne à différentes vitesses. Dans ce cas, les contraintes de cisaillement à la paroi mesurées sont systématiquement supérieures aux valeurs quasi-stationnaires. Pour  $-2 < \phi < 0$ , la valeur moyenne de  $k$  est de l'ordre de  $-0,52$ . Puisque  $\frac{dU}{dt} < 0$ , le dernier terme dans l'équation 1.21 est positif.

Les résultats de Shuy [19] ont mis en évidence une tendance inattendue à l'augmen-

tation du frottement pariétal transitoire en phase de décélération et à sa diminution en phase d'accélération de l'écoulement. En effet, ses conclusions contredisent tous les résultats trouvés dans la littérature. Shuy [19] attribue ces résultats à la relaminarisation qui se produit dans les écoulements accélérés et qui pourrait expliquer la diminution de la contrainte de cisaillement à la paroi. La figure 1.5 montre les résultats complets de Shuy [19] présentés par Washington [27].

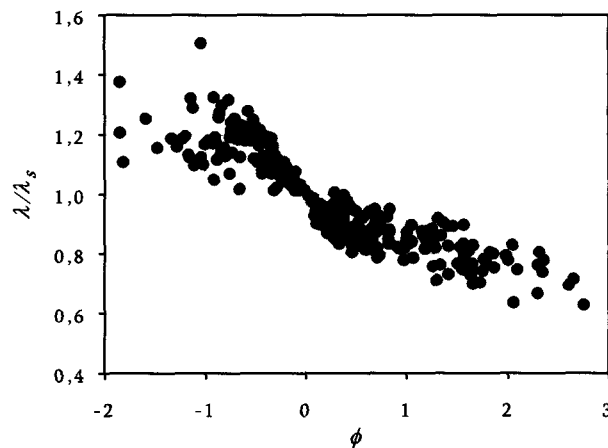


FIG. 1.5 – Rapport entre le frottement instationnaire et le frottement quasi-stationnaire d'après Shuy [19]

Finalement, Shuy [19] a défini les limites de l'approximation quasi-stationnaire par

$$0,95 < \frac{\lambda}{\lambda_s} < 1,05 \quad (1.28)$$

L'écoulement peut être étudié par l'approximation quasi-stationnaire pour les valeurs limites suivantes de  $\phi$  :

$$-0,2 < \phi < 0,3 \quad (1.29)$$

#### 1.2.4.5 Modèle de Brunone

Une importante amélioration du modèle de l'accélération instantanée a été présentée par Brunone et Golia [3], Greco [28] et Brunone et al. [20,29]. Le modèle de Brunone [20] est largement utilisé dans les applications de coup de bélier grâce à sa simplicité et à sa fiabilité à reproduire les caractéristiques de la dissipation d'énergie et l'atténuation des ondes de pression.

Brunone et al. [20] se sont basés sur les mesures expérimentales de vitesse effectuées par Hino et al. [30], à l'aide d'un anémomètre à fil chaud, dans un écoulement oscillant à faibles nombres de Reynolds. À partir de ces données, Brunone et al. [20] ont montré la complexité des profils de vitesses instationnaires et les variations du facteur de Coriolis  $\beta$ . En effet,  $\beta$  présente des valeurs plus élevées pendant l'accélération de l'écoulement et des valeurs plus basses durant la décélération (la figure 1.6).

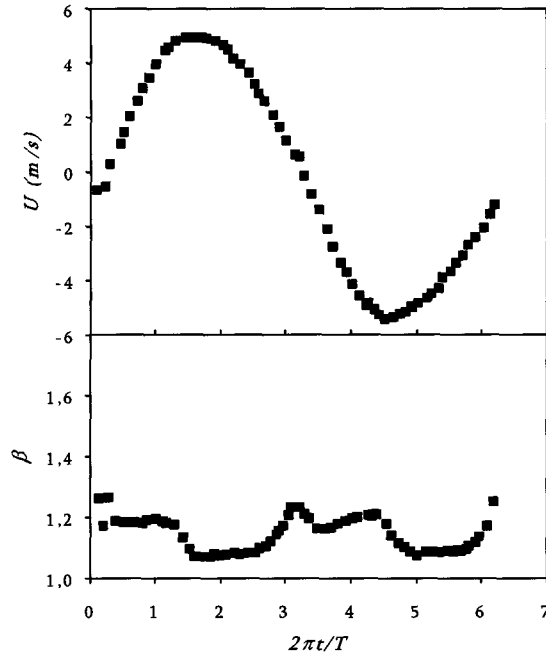


FIG. 1.6 – Historique du facteur de Coriolis  $\beta$  et de la vitesse moyenne  $U$  (Hino [30])

Brunone et al. [20] ont effectué deux changements dans l'équation du mouvement 1D :

- les profils de vitesse n'étant pas uniformes dans les écoulements transitoires, il en résulte un coefficient de Coriolis différent de 1 ;
- les contraintes de cisaillement à la paroi sont différentes de celles correspondant à l'écoulement stationnaire.

L'équation du mouvement s'écrit alors :

$$\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{U}{g} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{g} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\eta + \varphi}{g} \frac{\partial U}{\partial t} + j_s = 0 \quad (1.30)$$

où  $\eta = \beta - 1$  est la différence par rapport à 1 du facteur de Coriolis  $\beta$ , où

$$\beta = \frac{\int_A u^2 dA}{U^2 A} \quad (1.31)$$

$(\varphi/g) \partial U / \partial t$  est la différence entre le terme du frottement instationnaire et celui correspondant au frottement stationnaire,  $j_s = \frac{fU|U|}{2gD}$ .

$$j = j_s + \frac{\varphi}{g} \frac{\partial U}{\partial t} \quad (1.32)$$

où  $\varphi$  fonction du temps.

Dans l'équation 1.30, le terme convectif  $U \frac{\partial U}{\partial x}$  a été négligé puisque le nombre de Mach est faible dans les problèmes de coup de bélier.

La formule de la contrainte de cisaillement à la paroi correspondant à l'équation 1.30 s'écrit ainsi :

$$\tau_p = \tau_{ps} + \frac{(\eta + \varphi) \rho R}{4} \frac{\partial U}{\partial t} \quad (1.33)$$

C'est exactement la même équation 1.21, en posant  $k = \eta + \varphi$ . Où  $\eta$  correspond à la correction du coefficient de Coriolis, alors que  $\varphi$  correspond à la correction des contraintes de cisaillement à la paroi.

Pour représenter  $\eta + \varphi$ , Brunone et al. [20] ont proposé l'expression suivante :

$$\eta + \varphi = k_3 \left( 1 - a \frac{\partial U}{\partial x} / \frac{\partial U}{\partial t} \right) \quad (1.34)$$

où  $k_3$  est le coefficient empirique de Brunone.

Donc, en terme de contraintes de cisaillement à la paroi, on a :

$$\tau_p = \tau_{ps} + \frac{k_3 \rho R}{4} \left( \frac{\partial U}{\partial t} - a \frac{\partial U}{\partial x} \right) \quad (1.35)$$

or, en terme de coefficient de frottement, on a :

$$\lambda = \lambda_s + \frac{2k_3 R}{U|U|} \left( 1 - \frac{a}{\left( \frac{\partial U}{\partial t} / \frac{\partial U}{\partial x} \right)} \right) \frac{\partial U}{\partial t} \quad (1.36)$$

L'approche de Brunone et al. [20] donne une correction significative du frottement instationnaire quand l'écoulement est accéléré ( $U \frac{\partial U}{\partial x} > 0$ ) et une légère correction quand l'écoulement est décéléré ( $U \frac{\partial U}{\partial x} < 0$ ).

Afin de généraliser le modèle de Brunone et al. [20] aux événements transitoires accélérés et décélérés, Pezzinga [16] et Vítkovský (Bergant et al. [18]) ont proposé des formules alternatives de l'équation 1.34, respectivement :

$$\eta + \varphi = k_3 \left( 1 + \text{sign} \left( U \frac{\partial U}{\partial x} \right) a \frac{\partial U}{\partial x} / \frac{\partial U}{\partial t} \right) \quad (1.37)$$

$$\eta + \varphi = k_3 \left( 1 + \text{sign}(U) a \left| \frac{\partial U}{\partial x} \right| / \frac{\partial U}{\partial t} \right) \quad (1.38)$$

En utilisant la formule de Vítkovský 1.38, l'équation de Brunone 1.35 devient :

$$\tau_p = \tau_{ps} + \frac{k_3 \rho R}{4} \left( \frac{\partial U}{\partial t} + a \text{sign}(U) \frac{\partial U}{\partial x} \right) \quad (1.39)$$

D'après Carravetta et al. [31], le paramètre  $k_3$  est donné par :

$$\frac{h_n}{h_{n-1}} = \left( \frac{1}{1 + k_3} \right)^2 \quad (1.40)$$

où  $h_n$  et  $h_{n-1}$  sont les hauteurs piézométriques, par rapport à la valeur quasi-stationnaire, pour deux périodes consécutives prises après la fermeture totale d'une vanne placée à l'extrémité aval de la conduite. Pour différentes conditions expérimentales, plusieurs auteurs ont obtenu des valeurs de  $k_3$  entre 0,033 et 0,085. Parmi ces auteurs, Pezzinga [16] a développé un diagramme de Moody pour prédire  $k_3$  en utilisant un modèle de turbulence quasi 2D. Vardy et Brown [25] ont fourni une expression théorique pour déterminer le coefficient  $k_3$  en utilisant le coefficient d'amortissement du cisaillement de Vardy  $C^*$ .

$$k_3 = \frac{\sqrt{C^*}}{2} \quad (1.41)$$

où le coefficient d'amortissement de cisaillement de Vardy  $C^*$  est donné par :

- écoulement laminaire :  $C^* = 0,00476$
- écoulement turbulent :  $C^* = \frac{7.41}{Re^{\log(14.3/Re^{0.05})}}$

## 1.2.5 Modèle de l'historique de vitesse

### 1.2.5.1 Introduction

En 1968, Zielke [1] a développé le modèle de l'historique de vitesse pour un écoulement laminaire transitoire. Ce modèle prend en compte l'influence de l'historique des variations de la vitesse locale pour prédire la valeur instantanée de la contrainte de cisaillement à la paroi. Étant basé sur une analyse analytique exacte de l'écoulement laminaire transitoire, ce modèle est précis et aucun développement supplémentaire n'est

nécessaire. Néanmoins, son implémentation nécessite d'énormes ressources de calcul (espace mémoire et temps de calcul).

Trikha [2] propose une approximation de la fonction de poids de Zielke [1]. Cette expression approchée est exprimée sous forme d'une courte série exponentielle. Typiquement, trois paramètres additionnels sont introduits à chaque pas de calcul, mais aucune donnée à partir des pas de temps précédents n'est nécessaire d'être mémorisée.

En se basant sur l'approche de Zielke [1], Vardy et al. [7] ont présenté le modèle de fonctions de poids pour un écoulement turbulent transitoire à nombre de Reynolds modéré. Des modèles de l'historique de vitesse améliorés ont été présentés par Vardy et Brown [8,9,25] pour les écoulements turbulents transitoires aux nombres de Reynolds élevés, dans les conduites à parois lisse et rugueuse.

### 1.2.5.2 Modèle de Zielke

Ce modèle du frottement pariétal instationnaire a été développée à l'origine par Zielke [1], pour les écoulements laminaires transitoires. En appliquant la transformée de Laplace à l'équation du mouvement d'un écoulement parallèle axisymétrique d'un fluide incompressible, Zielke [1] en déduit l'expression suivante :

$$\tau_p(t) = \frac{4\rho\nu}{R}U(t) + \frac{2\rho\nu}{R} \int_0^t \frac{\partial U}{\partial t}(t^*) W(t-t^*) dt^* \quad (1.42)$$

où  $t^*$  est une variable d'intégration et  $W$  est la fonction de poids qui est une fonction du temps adimensionné  $\psi$  donné par :

$$\psi = \frac{\nu t}{R^2} \quad (1.43)$$

Pour  $\psi \geq 0,02$ ,  $W(\psi) \approx W_1(\psi)$  où

$$W_1(\psi) = e^{-26,3744\psi} + e^{-70,8493\psi} + e^{-135,0198\psi} \\ + e^{-218,9216\psi} + e^{-322,5544\psi} \quad (1.44)$$

Pour  $\psi > 0$  et  $\psi \leq 0,02$ ,  $W(\psi) \approx W_2(\psi)$  où

$$W_2(\psi) = 0,282095\psi^{-1/2} - 1,25 + 1,057855\psi^{1/2} + 0,937500\psi \\ + 0,396696\psi^{3/2} - 0,351563\psi^2 \quad (1.45)$$

Le premier terme de l'équation 1.42 représente la partie stationnaire  $\tau_{ps}$  de la contrainte de cisaillement à la paroi alors que le deuxième terme représente la partie instationnaire  $\tau_{pi}$ . La partie instationnaire  $\tau_{pi}$  est une intégrale de convolution de l'accélération et d'une certaine fonction de poids, ce qui montre que la contrainte de cisaillement à la paroi dépend de l'historique de l'écoulement.

La comparaison des résultats numériques avec les résultats expérimentaux de Holmboe et Rouleau [32] pour un écoulement laminaire transitoire montre une concordance entre ces résultats. Cette compatibilité est meilleure que l'approche quasi-stationnaire ( $W = 0$  dans l'équation 1.42).

Les hypothèses que Zielke [1] a utilisées pour développer l'équation 1.42 peuvent être résumées comme suit : (i) l'écoulement est laminaire ; (ii) l'écoulement est complètement développé ; (iii) les termes convectifs sont négligés ; (iv) l'effet de la compressibilité du fluide sur les profils de vitesse est négligé ; et (v) les profils de vitesse restent axisymétriques dans l'écoulement transitoire. L'hypothèse (i) limite l'application de l'équation 1.42 aux écoulements laminaires. Les hypothèses (ii), (iii) et (iv) sont généralement applicables dans les cas de coup de bélier, où le fluide (eau) a une faible compressibilité, et la longueur de la conduite est très supérieure à la longueur de développement de l'écoulement.

La résolution numérique de l'intégrale de convolution dans l'équation 1.42 nécessite un important espace mémoire pour stocker toutes les vitesses calculées auparavant, et un large temps CPU pour exécuter cette intégration.

### 1.2.5.3 Formulation de Trikha

Trikha [2] propose une approximation de la fonction de poids de Zielke [1] en utilisant trois termes exponentiels :

$$W(\psi) \approx W_{app}(\psi) = W_1(\psi) + W_2(\psi) + W_3(\psi) \quad (1.46)$$

Où

$$W_i(\psi) = m_i e^{n_i \psi} \quad \text{pour } i = 1, 2, 3 \quad (1.47)$$

En plus, prenons pour  $i = 1, 2, 3$



$$y_i(t) = \int_0^t \frac{\partial U}{\partial t}(t^*) W_i(t - t^*) dt^* \quad (1.48)$$

Donc, à partir des équations 1.42, 1.46 et 1.48

$$\tau_p(t) = \frac{4\rho\nu}{R}U(t) + \frac{2\rho\nu}{R}(y_1 + y_2 + y_3) \quad (1.49)$$

En développant l'équation 1.48, on a

$$y_i(t + \Delta t) = y_i(t) e^{-n_i(\nu/R^2)\Delta t} + m_i \{U(t + \Delta t) - U(t)\} \quad (1.50)$$

Par conséquent, la valeur courante de  $\tau_p(t)$  peut être calculée en utilisant les équations 1.49 et 1.50 en prenant en compte les valeurs stokées de  $y_1, y_2, y_3$  et  $U$  du dernier pas de temps, et de la valeur courante de  $U$  à cette itération.

Les coefficients  $m_i$  et  $n_i$  sont déterminés par l'ajustement de l'équation 1.47 à la courbe définie par les équations 1.44 et 1.45 en imposant les conditions suivantes :

- i*  $\int_0^\infty W_{app}(\psi) d\tau = \int_0^\infty W(\psi) d\tau$
- ii*  $W_{app}(\psi) = W(\psi)$  pour  $\psi \approx 0,0001, 0,001, 0,01$
- iii*  $\left| \frac{W_{app}(\psi) - W(\psi)}{W(\psi)} \right| < 0,02$  pour  $\psi > 0,1$

La solution de  $W_{app}(\psi)$  est :

$$W_{app}(\psi) = 40,0e^{-8000\psi} + 8,10e^{-200\psi} + e^{-26,4\psi} \quad (1.51)$$

Les nombres utilisés dans les conditions (*ii*) et (*iii*) ci-dessus sont arbitraires et ont été choisis pour obtenir une meilleure approximation de la fonction de poids. Il faut noter aussi que  $W_{app}$  peut être la somme de plus de trois fonctions exponentielles, et peut donner une meilleure approximation de la fonction de Zielke [1] qui est  $W$ . Chaque terme exponentiel supplémentaire exigera une valeur de plus à stocker à chaque pas de temps. La figure 1.7 illustre les fonctions de poids de Zielke [1] et de Trikha [2].

L'avantage de l'utilisation des formes exponentielles réside dans la facilité d'obtenir une forme récursive, qui permet de regrouper l'historique de l'écoulement dans les quantités calculées à chaque itération. Dans ce cas, seulement les quantités calculées au dernier pas temps sont nécessaires à stocker en mémoire, et il n'est pas nécessaire de calculer l'intégral de convolution, à chaque itération, à partir du début. Ceci réduit considérablement l'espace mémoire et le temps CPU de calcul.

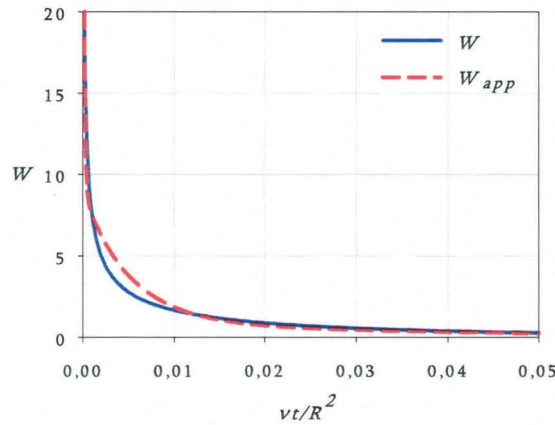


FIG. 1.7 – Les fonctions de poids de Zielke  $W$  et celle de Trikha  $W_{app}$

Bien que le modèle de Zielke [1] soit formulé pour l'écoulement laminaire transitoire, Trikha [2], Bergant et al. [18] ont montré que celui de Trikha [2] donne des résultats acceptables pour des écoulements turbulents transitoires aux nombres de Reynolds modérés. Cependant, Vardy et Brown [25] déconseillent l'application de l'équation 1.42 de Zielke [1] en dehors du régime laminaire.

#### 1.2.5.4 Modèle de Vardy

Vardy et al. [7] ont étendu l'approche de Zielke [1] à des écoulements turbulents transitoires aux nombres de Reynolds modérés dans les conduites à paroi lisse. Plus tard, Vardy et Brown [8,9] ont présenté une nouvelle formulation pour des écoulements turbulents transitoires aux nombres de Reynolds élevés. En plus, Vardy et Brown [8] ont montré que ce modèle donne des résultats équivalents à ceux de Vardy et al. [7] pour un écoulement turbulent transitoire à nombre de Reynolds modéré et à ceux de Zielke pour un écoulement laminaire transitoire. Ce modèle est valide pour les cas d'écoulements transitoires à partir du régime laminaire jusqu'au régime pleinement turbulent, dans des conduites à parois lisses. Le modèle de Vardy et Brown [9] est donnée par :

$$\tau_p(t) = \rho\lambda \frac{U(t)|U(t)|}{8} + \frac{2\rho\nu}{R} \int_0^t \frac{\partial U}{\partial t}(t^*) W(t-t^*) dt^* \quad (1.52)$$

L'intégrale de convolution dans les équations 1.42 et 1.52, rend ces dernières peu pratique du point de vue numérique. C'est pourquoi, Vardy et Brown [9] ont proposé une approximation de la fonction de poids  $W$ , ce qui augmente l'efficacité de leur modèle. L'approximation de la fonction de poids  $W_{app}$  proposée par Vardy et Brown

s'écrit ainsi :

$$W_{app}(t) = \exp(-\psi/C^*) / 2\sqrt{\pi\psi} \quad (1.53)$$

Où  $C^*$  est le coefficient d'amortissement du frottement donné par :

$$C^* = 12,86/Re^m \quad (1.54)$$

Où

$$m = \log\left(\frac{15,29}{Re^{0,0567}}\right) \quad (1.55)$$

Analogue à l'approximation de Trikha [2], l'approximation  $W_{app}$  nécessite seulement le stockage des variables d'écoulement à partir du dernier pas de temps, au contraire de la fonction exacte  $W$  qui nécessite le stockage des variables pour tous les pas de temps.

En plus des hypothèses de (ii) à (v) utilisées par Zielke [1], Vardy et Brown [9] se sont basés sur les deux hypothèses suivantes dans l'établissement de l'équation 1.52 : (vi) la viscosité cinématique turbulente varie linéairement dans la couche de cisaillement (la couche près de la paroi de la conduite où la dissipation visqueuse se produit en grande partie), et constante dans la région centrale de la conduite ; (vii) la viscosité cinématique turbulente conserve sa valeur stationnaire dans l'écoulement transitoire. Cette distribution de la viscosité peut être présentée sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \text{anneau} & \nu = \nu_p (1 + \alpha y) \\ \text{noyau} & \nu = \nu_c \end{cases} \quad (1.56)$$

où  $\alpha$  est la taux de variation de la viscosité en fonction de la distance  $y$ .  $\alpha$  satisfait :

$$\alpha = (\nu_c - \nu_p) / b\nu_p \quad (1.57)$$

Les coordonnées de l'intersection entre les deux régions sont données par :

$$\sigma_c \equiv \nu_c / \nu_p = 0,065u_\tau R / \nu_p \quad (1.58)$$

où  $u_\tau = \sqrt{\tau_p / \rho}$  est la vitesse du frottement, et  $b = 0,2R$ .

Dans la figure 1.8, la distribution de la viscosité proposée est comparée aux données expérimentales de Laufer [33] obtenus dans un écoulement stationnaire dans une conduite à paroi lisse.

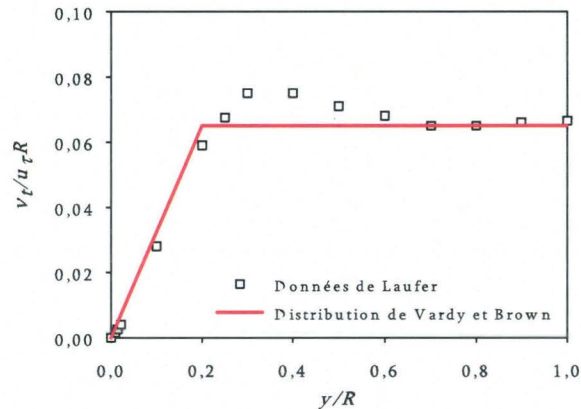


FIG. 1.8 – Distribution de la viscosité d'après Vardy et Brown [9]

L'hypothèse (vii) est connue sous le nom de "l'hypothèse de turbulence figée" 'frozen turbulence', puisque la structure de turbulence ne change pas dans les écoulements turbulents transitoires. Cette hypothèse a été étudiée par Ghidaoui et al. [34] en utilisant le modèle d'écoulement quasi-2D.

*\* La réponse du champ de turbulence en écoulement transitoire*

Une meilleure connaissance de la réponse du champ turbulent aux ondes de pression est essentielle pour estimer la performance des modèles basés sur une approche quasi-stationnaire dans le cas des écoulements transitoires. Cela implique de mieux comprendre comment les ondes de pression génèrent des pics de frottement à la paroi, comment et quand l'écoulement dans le noyau central répond à ces pics du frottement pariétal.

Les caractéristiques de l'écoulement dans le noyau central commencent à changer seulement quand le pic de frottement généré par l'onde de pression passe de la zone tampon vers le noyau central. En se basant sur des résultats expérimentaux, He et Jackson [35] ont estimé le décalage entre l'instant de la génération du pic de frottement à la paroi et le moment où des changements significatifs dans la structure et l'intensité de la turbulence apparaissent près de l'axe de la conduite. Ce décalage est de l'ordre de  $\sqrt{2}D/2u_\tau$ . Ce dernier correspond à l'échelle de temps nécessaire au pic de frottement

généralisé à la paroi pour influencer le champ de turbulence stationnaire à travers toute la section droite de la conduite.

Ghidaoui et al. [34] ont montré que la validité de l'approche quasi-stationnaire, dans les problèmes de type coups de bélier, dépend du paramètre adimensionnel  $\mathcal{P}$ , qui représente le rapport entre l'échelle de temps de diffusion radiale de la vorticité et l'échelle de temps de l'onde de pression  $L/a$ .  $\mathcal{P}$  est défini par :

$$\mathcal{P} = \frac{\sqrt{2}D/2u_\tau}{L/a} \quad (1.59)$$

Physiquement,  $\mathcal{P}$  représente le rapport entre l'échelle de temps de la diffusion de vorticité et l'échelle de temps de propagation de l'onde. Ghidaoui et al. [34] ont défini les trois régimes suivants :

Régime I : quand  $\mathcal{P} \gg 1$  (c'est-à-dire que l'échelle de temps de propagation de l'onde de pression est très faible devant l'échelle de la diffusion radiale de la vorticité), la structure et l'intensité de la turbulence durant l'événement transitoire reste très similaire à celle du cas stationnaire pendant plusieurs cycles de la propagation de l'onde. Dans ce cas, l'adoption des modèles de turbulence d'écoulement stationnaire est justifiée.

Régime II : quand  $\mathcal{P} \sim 1$  (c'est-à-dire que les échelles de temps de la propagation de l'onde et de la diffusion radiale de la vorticité sont du même ordre de grandeur), la structure et l'intensité de la turbulence changent significativement durant l'événement transitoire, rendant ainsi l'hypothèse quasi-stationnaire invalide.

Régime III : quand  $\mathcal{P} \ll 1$ , la fréquence de l'onde de pression est faible, l'inertie de l'écoulement est négligeable, l'effet du coup de bélier est négligeable. Par conséquent, l'approximation quasi-stationnaire est applicable.

#### \* *Accélération uniforme*

Dans le cas particulier d'une accélération uniforme  $\dot{U}_0 = \partial U / \partial t$  et en utilisant la fonction de poids  $W_{app}$ , Vardy et Brown [9] ont obtenu une solution analytique de la contrainte de cisaillement à la paroi instationnaire.   partir de l'intégration du deuxième terme de l'équation 1.52, Vardy et Brown [9] ont obtenu :

$$\tau_{pw}(t) = \frac{2\rho\nu}{R} \int_0^t \frac{\partial U}{\partial t}(t^*) W(t-t^*) dt^* = \rho\dot{U}_0 R \sqrt{C^*} \operatorname{erf}\left(\sqrt{\psi_T/C^*}\right) \quad (1.60)$$

où  $erf()$  est une fonction d'erreur et  $\psi_T$  est le temps adimensionné écoulé depuis le début de l'accélération (il correspond au temps  $T$ ). Il est d'usage d'exprimer l'équation 1.60 en termes de coefficient de frottement instationnaire :

$$\lambda_i = \tau_{pi} / \frac{1}{8} \rho \dot{U}_0 R \approx 2\sqrt{C^*} erf\left(\sqrt{\psi_T/C^*}\right) \quad (1.61)$$

Sachant que le coefficient d'amortissement de frottement  $C^*$  est constant, la fonction d'erreur détermine la forme de l'historique des contraintes de cisaillement à la paroi instationnaires. Au début de l'accélération ( $erf(\psi_T = 0) = 0$ ) on a  $\tau_{pi} = 0$  ou  $\lambda_i = 0$ . Puisque  $erf(\psi_T \rightarrow \infty) = 1$ , le coefficient de frottement instationnaire approche donc une valeur (asymptotique) limite, donnée par :

$$\lambda_{iL} = 8\sqrt{C^*} \quad (1.62)$$

Cette valeur limite  $\lambda_{iL}$  est atteinte asymptotiquement à l'instant dit "temps de montée"  $\psi_L = 3,323C^*$ . Physiquement,  $\psi_L$  est lié à l'échelle de temps de la diffusion radiale de la vorticité à travers la section droite de la conduite.    partir de l'instant adimensionné  $\psi_L$ , les contraintes de cisaillement instationnaires restent constantes. Dans les simulations des ondes dans les conduites et les tunnels,  $\psi_L$  peut utilement être comparé aux temps requis pour le développement de l'onde (temps de fermeture de vanne, etc...) et pour la propagation des ondes dans le système.

   partir des définitions précédentes nous pouvons observer que  $C^*$ ,  $\lambda_{iL}$  et  $\psi_L$  diminuent fortement avec  $Re$ . Ces résultats sont valables pour des accélérations uniformes et de faibles variations de vitesses, ce qui permet de considérer l'événement transitoire comme une succession de phases.

La figure 1.9 montre l'extension du modèle de Vardy et Brown [25] aux variations brusques de l'accélération : si la phase d'accélération est plus courte que le temps de montée,  $\lambda_i$  commencera à diminuer avant d'atteindre la valeur limite  $\lambda_{iL}$ .



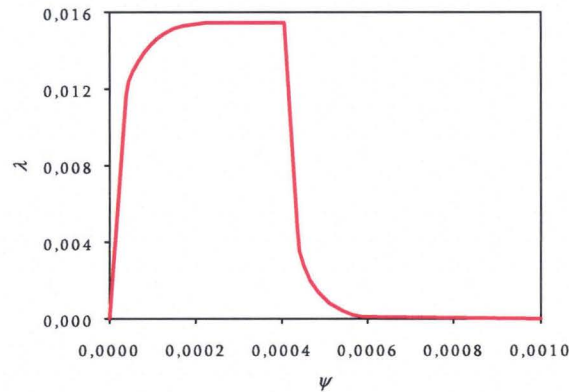


FIG. 1.9 – Coefficient de pertes de charge durant une impulsion d'accélération;  $Re_i = 842000$  Vardy et Brown [25]

*- Relation entre les modèles de l'historique de l'écoulement et de l'accélération instantanée*

La compréhension du lien entre l'équation 1.21 et les équations 1.42 et 1.52 précise les limites du modèle de l'accélération instantanée. Dans le cas particulier d'une accélération constante, l'équation 1.21 peut être obtenue à partir des équations 1.42 et 1.52.

La figure 1.10 [8] montre que pour des nombres de Reynolds élevés cette fonction  $W$  est très faible partout sauf quand  $\frac{ut}{R^2}$  tend vers 0, c'est à dire quand  $t^*$  s'approche de  $t$  dans l'équation 1.52. La région où  $W(t - t^*)$  dans l'équation 1.52 devient significatif, correspond à la période de la diffusion radiale de la turbulence,  $T_d$ . Si l'accélération varie lentement dans la région où  $W(t - t^*)$  est significative, il est clair que 1.42 et 1.52 peuvent être approchées de façon satisfaisante par l'équation 1.21. Ceci est une méthode alternative pour indiquer que l'équation 1.21 est acceptable quand l'accélération n'est pas constante du moment que l'échelle de temps des perturbations de l'écoulement dépasse l'échelle de la diffusion radiale de turbulence à travers la couche pariétale. L'équation 1.21 est une bonne approximation des équations 1.42 et 1.52 quand  $t$  est faible, car  $W(t - t^*)$  est presque inchangée et  $\int_0^t \frac{\partial U}{\partial t}(t^*) dt^* = U(t) - U(0)$ .

Vardy et Brown [25] montrent que le paramètre de Brunone  $k_3$  peut être interprété comme étant égal à la valeur limite du coefficient de frottement instationnaire  $\lambda_{iL}$  et précisent que l'équation 1.35 est valable si le temps d'accélération dépasse le temps de montée, alors que si les changements se produisent dans des échelles de temps

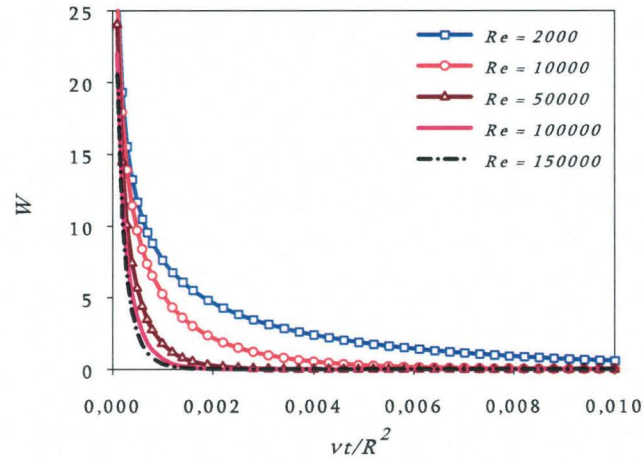


FIG. 1.10 – Fonctions poids pour différents nombres de Reynolds

sensiblement plus courtes que  $\psi_L$ , l'approche de la fonction de poids devrait être utilisée.

La conclusion de Vardy et Brown [25] peut être interprétée comme une validation de l'approche de l'accélération instantanée : en effet, la restriction des échelles de temps plus longues que le temps de montée est rarement un facteur limitateur.

### 1.3 Modèles 2D

Les modèles d'écoulement bidimensionnel (2D) et quasi-2D supposent que l'écoulement durant les événements transitoires reste axisymétrique et que les équations du mouvement et de continuité 2D sont résolues numériquement, pour évaluer les profils de vitesse. La contrainte de cisaillement à la paroi est calculée directement à partir du profil de vitesse obtenu, à chaque pas temps, en utilisant :

$$\tau_p(t) = \mu \left[ \frac{\partial u}{\partial r} \right]_{r=R} \quad (1.63)$$

où  $u = u(x, r, t)$  = la vitesse longitudinale au point  $x$ ,  $r$  et à l'instant  $t$ ;  $r$  la coordonnée radiale; et  $\left[ \frac{\partial u}{\partial r} \right]_p$  = le gradient de vitesse, évalué à la paroi de la conduite. Les équations 2D de continuité et du mouvement, respectivement, sont :

$$\frac{g}{a^2} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial r v}{\partial r} = 0 \quad (1.64)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{1}{r \rho} \frac{\partial r \tau}{\partial r} \quad (1.65)$$



où  $v = v(x, r, t)$  est la vitesse radiale au point  $x, r$  et à l'instant  $t$ ;  $\tau$  est la contrainte de cisaillement interne. Dans l'équation 1.65, les termes convectifs ont été négligés. Les parois de la conduite ont été généralement supposées rigides, solides, et imperméables, donc la vitesse radiale à la paroi de la conduite est supposée nulle. En plus, la condition d'axisymétrie nécessite que la vitesse radiale soit nulle au centre de la conduite. Comme l'ont montré Vardy et Hwang [5] et Mitra et Rouleau [4], les écoulements transitoires dans les conduites sont généralement unidimensionnels. Il en résulte :

$$\frac{\partial h}{\partial r} = 0 \quad (1.66)$$

L'équation 1.66 exige une hauteur piézométrique constante à travers la section droite de la conduite, donc toute onde de pression doit se propager sous forme d'onde plane, parallèle à la section droite. Suite à cette condition, l'équation 1.66 est communément appelé l'hypothèse d'onde plane. En effet, l'hypothèse d'onde plane définit la différence entre les modèles quasi-2D et 2D. Vardy et Hwang [5] indique que l'hypothèse d'onde plane est valable, sauf dans les régions très près du front de l'onde. Dans ces régions, l'hypothèse d'axisymétrie aussi devient incertaine, dû aux perturbations turbulente de la vitesse, associées au fort gradient de pression à travers le front de l'onde.

Dans l'écoulement 2D, la contrainte de cisaillement interne est donnée par :

$$\tau(r) = \rho\nu \frac{\partial u}{\partial r} - \overline{\rho u'v'} \quad (1.67)$$

où  $u', v'$  sont les fluctuations turbulentes correspondant à la vitesse longitudinale  $u$ , et la vitesse radiale  $v$ , respectivement ; Le terme  $\overline{u'v'}$  représente les tensions de Reynolds, qui nécessitent d'être approchées, à l'aide d'un modèle de turbulence. Il est fréquent d'adopter l'hypothèse de viscosité turbulente, où le second membre de l'équation 1.67 est redéfini comme :

$$\rho\nu \frac{\partial u}{\partial r} - \overline{\rho u'v'} = \rho(\nu + \nu_t) \frac{\partial u}{\partial r} = \rho\nu_T \frac{\partial u}{\partial r} \quad (1.68)$$

où  $\nu_t$  est la viscosité cinématique turbulente ; et  $\nu_T$  est la viscosité cinématique totale, la somme de la viscosité cinématique du fluide, et de la viscosité cinématique turbulente.

### 1.3.1 Modèle d'Eichinger et Lein (1992)

Eichinger et Lein [13] ont procédé à des calculs numériques au moyen d'une approche quasi 2D, sous les hypothèses de l'écoulement de rotation-symétrique incompressible, pleinement développé. Les équations de continuité et de Reynolds, obtenues à partir de l'équation du mouvement, sont :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1.69)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r\nu \frac{\partial u}{\partial r} - r\overline{u'v'} \right] \quad (1.70)$$

Les contraintes de Reynolds sont inconnues, donc une information additionnelle est nécessaire : Eichinger et Lein [13] adoptent le modèle de turbulence  $k - \epsilon$  de bas Reynolds développé par Nagano et Hishida [36], où  $k$  et  $\epsilon$  sont respectivement l'énergie cinétique et le taux de dissipation du mouvement turbulent. Le principe de la viscosité turbulente est la base de ce genre de modèles de turbulence :

$$-\overline{u'v'} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial r} \quad (1.71)$$

où  $\nu_t$  est la viscosité turbulente.

Pour calculer la viscosité turbulente, des équations de transport sont nécessaires, selon le modèle de turbulence adopté. Un examen des divers modèles de turbulence a été proposé par Rodi (1980) et Pezzinga (2000a).

Les équations 1.69 et 1.70, ainsi que le modèle  $k - \epsilon$ , permettent le calcul de la distribution instantanée de vitesse pour les écoulements laminaires et turbulents. Eichinger et Lein [13], dans une deuxième étape, établissent les équations 1D de mouvement 1.11 et de continuité 1.12 en faisant la moyenne dans la section transversale, et utilisent cette approche 1D pour analyser le frottement instationnaire au moyen de la méthode des caractéristiques, MOC (Wylie et Streeter 1993).

Des profils instantanés de vitesse sont utilisés pour calculer la valeur instantanée du terme de frottement basée sur la contrainte de cisaillement à la paroi :

$$j = -\frac{2}{g\rho R} \tau_p = -\frac{2\nu}{gR} \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=R} \quad (1.72)$$

Les résultats numériques et les données expérimentales de Holmboe et Rouleau [32] (1967), montrent une bonne concordance pour des régimes d'écoulements laminaires et turbulents.

Des profils de vitesse obtenus numériquement par Eichinger et Lein [13] dans la mi-longueur d'une simple conduite, pour un écoulement turbulent, sont représentés sur la figure 1.11.

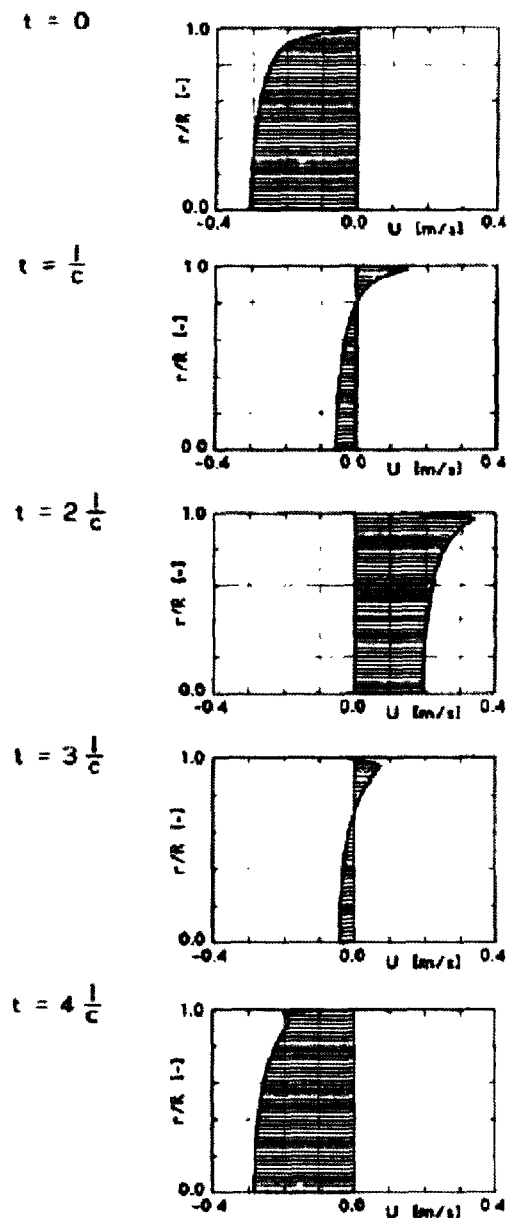


FIG. 1.11 – Évolution des profils de vitesses au milieu de la conduite (Eichinger et Lein [13])

### 1.3.2 Modèle de Silva-Araya et Chaudhry (1997)

Silva-Araya et Chaudhry [15] ont suivi la même procédure que celle d'Eichinger et Lein [13] comparant leurs solutions numériques (obtenues par la Méthode des Caractéristiques) avec les données de Holmboe et Rouleau [32]. Cependant le modèle de turbulence est différent : le modèle de la longueur de mélange est choisi pour la région interne de la couche limite, alors qu'un modèle de viscosité turbulente est choisi pour la région externe ; la longueur de mélange est convertie en une viscosité turbulente pour rendre les deux modèles compatibles.

Au moyen d'un procédé de calcul numérique, Silva-Araya et Chaudhry [15] obtiennent une concordance entre l'historique de variation de pression obtenue par Holmboe et Rouleau [32] et fournissent des profils de vitesses numériques pour les deux cas laminaire et turbulent, pratiquement identiques à ceux obtenues par Eichinger et Lein [13].

## 1.4 Conclusion

Le frottement pariétal dans les écoulements turbulents transitoires a été souvent étudié par voie théorique. Ces études ont présenté plusieurs approches pour le calcul du frottement pariétal transitoire. Cependant, l'application de ces différentes méthodes a montré la nécessité des mesures expérimentales des profils de vitesse dans les écoulements turbulents transitoires. En effet, la plupart des techniques d'anémométrie donnent l'historique de vitesse pour certains points sans la possibilité de fournir des profils de vitesse complets. Cette étude bibliographique a permis de souligner le manque total de mesures directes du frottement pariétal transitoire.

C'est pour toutes ces raisons que nous avons entrepris de déterminer expérimentalement le frottement pariétal dans un écoulement transitoire obtenu suite à la fermeture brusque d'une vanne située à l'extrémité aval d'une conduite où l'écoulement est initialement permanent. Deux techniques de mesure seront utilisées : la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler (VUD) et la méthode électrochimique. Ces techniques ont l'avantage d'être non intrusives. Des mesures synchronisées de pression, de vitesse et du frottement sont réalisées.

Les résultats des mesures de vitesse permettront ainsi de mettre en évidence l'in-

## **CHAPITRE 1 : ÉTAT DE L'ART SUR LES APPROCHES DU FROTTEMENT PARIÉTAL INSTATIONNAIRE**

---

fluence de l'onde de pression sur les profils de vitesse et d'appliquer quelques modèles du frottement pariétal transitoire présentés dans cette étude bibliographique. Les résultats théoriques du frottement seront comparés aux mesures directes du frottement.

Dans le chapitre suivant, nous présentons les méthodes expérimentales utilisées dans cette étude.



# Chapitre 2

## MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

### 2.1 MÉTHODE POLAROGRAPHIQUE

#### 2.1.1 Introduction

C'est bien après les premières études des mécanismes de transport d'ions, faites par Nernst [37] (1904), que l'on a développé, par analogie, entre transfert de chaleur et transfert de masse, une technique électrochimique fondée sur les propriétés diffusionnelles de certains composés chimiques en solution : les couples oxydo-réducteurs.

Dans cette partie, nous présentons la technique électrochimique, son principe, ses fondements théoriques et ses limites d'utilisation. L'historique de la méthode ne sera abordé ici que succinctement car il a été largement détaillé par plusieurs auteurs (Hanratty et Campbell [38] et Tournier [39]).

La méthode polarographique a été appliquée à la métrologie pariétale en mécanique des fluides grâce à l'introduction des microélectrodes par Reiss et Hanratty [40]. Dans ce cas, le champ de vitesse est développé au premier ordre dans la couche limite de concentration. Ce développement permet la détermination du gradient de vitesse moyen supposé constant par la mesure du coefficient de transfert de masse des électrodes.

L'utilisation de cette méthode est particulièrement judicieuse pour les mesures pariétales, car elle n'engendre aucune perturbation locale.

## 2.1.2 Généralités sur les méthodes électrochimiques

### 2.1.2.1 Principe physique de la méthode électrochimique

Les cellules électrochimiques (dites aussi cellules polarographiques) sont constituées par des ensembles d'interface électrode-solution. Le plus souvent, une cellule polarographique est formée d'une électrode de mesure et d'une contre électrode (anode) séparées par au moins un électrolyte (Figure 2.1). L'élément sensible est de taille très petite permettant ainsi une étude locale et fine du transfert de masse. La contre électrode est de grande dimension, ainsi la densité du courant qui la traverse est très faible. Elle peut servir de référence de potentiel et ne limite pas le courant circulant dans la cellule. La réaction chimique globale ayant lieu dans une cellule correspond à la somme de deux réactions électrochimiques indépendantes qui décrivent les changements chimiques intervenant aux deux électrodes. L'étude de ces changements chimiques au niveau de l'électrode de mesure permet ainsi de mesurer les gradients pariétaux de vitesse instantanés sans perturber l'hydrodynamique du système.

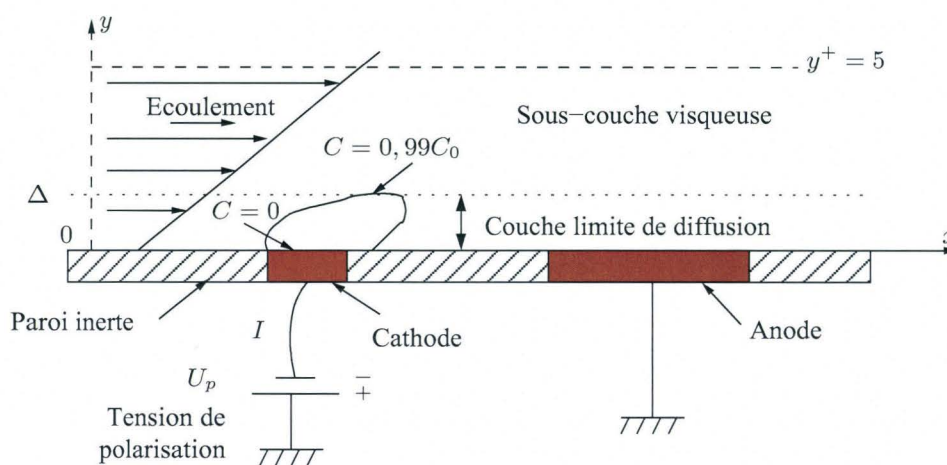


FIG. 2.1 – Schéma de principe d'une cellule polarographique

Pour un couple oxydo-réducteur en présence d'une électrode inattaquable, la réaction chimique s'écrit ainsi :



$Ox/Red$  désigne le couple oxydo-réducteur et  $n$  désigne le nombre d'électrons mis en jeu par la réaction.



En circuit ouvert, l'électrode prendra un certain potentiel d'équilibre  $E_q$  (défini par la loi de Nernst [37]) dépendant des concentrations en oxydant et en réducteur.

Le fait de polariser l'électrode entraîne un déplacement de cet équilibre. En fermant le circuit entre l'anode et la cathode, il y a création d'un courant électrique résultant de la réaction d'oxydo-réduction due à la polarisation de l'électrode. En se référant à la figure 2.1, il y a oxydation au niveau de l'anode et une réduction au niveau de la cathode. En présence d'un fort excès d'électrolyte indifférent, l'intensité du courant atteint sa valeur limite lorsque la concentration du réactif est nulle à la surface de l'électrode. La mesure du courant électrique  $I$  dans le circuit électrique permet d'atteindre le coefficient de transfert de masse  $K$  donné par la relation :

$$I = n\mathcal{F}A_sC_0K \quad (2.2)$$

où  $A_s$  est l'aire de la surface active de l'électrode ;  $C_0$  est la concentration de l'espèce active loin de la sonde et  $\mathcal{F}$  est la constante de Faraday.

Pour une réaction d'oxydo-réduction suffisamment rapide, l'échange d'électrons est uniquement limité par le déplacement des ions au sein de la solution. La valeur de ce courant est liée à quatre phénomènes :

- la migration des ions grâce au champ électrique résultant de la polarisation de l'électrode. Dans la pratique, on ajoute un excès d'électrolyte inerte dans la solution afin d'annuler l'effet de ce champ sur la diffusion de l'ion actif ;
- la convection forcée grâce au mouvement du fluide ;
- la convection naturelle sous l'effet des gradients de masse volumique liés aux gradients de concentrations : la convection naturelle est négligée tant que la convection forcée est prédominante ;
- la diffusion massique liée au gradient de concentration de l'espèce actif.

En définitive, le courant reçu sur l'électrode est uniquement fonction du mouvement de la solution. Il est donc créé par le transfert de masse de la diffusion convective.

Pour que la mesure soit significative, la réaction chimique doit être rapide et réversible, le courant limite de réduction doit être maximum pour un minimum d'ions transportés et enfin, le coefficient de diffusion doit être grand pour que les couches de diffusion ne soient pas trop épaisses.

### 2.1.2.2 Choix de la tension de polarisation

La figure 2.2 représente l'évolution du courant délivré par la cellule polarographique en fonction de la tension de polarisation. La courbe  $I = f(U_p)$  est appelée polarogramme. Pour différents régimes hydrodynamiques, la présence d'un courant limite suffit à préciser la plage de tension à utiliser pour que la réaction soit en régime de diffusion contrôlée.

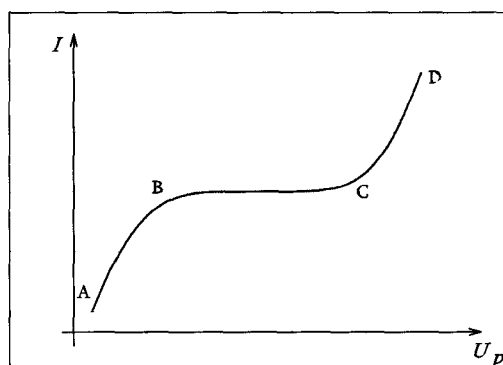


FIG. 2.2 – Polarogramme d'une solution polarographique

Ce régime correspond à une concentration du réactif maintenue nulle à la surface de l'électrode. Le polarogramme fait apparaître ce régime par le plateau de diffusion (BC). La hauteur du plateau de diffusion est proportionnelle à la concentration en réactif et au coefficient de transfert de masse (équation 2.2).

Sur la portion (AB), la réaction est dite cinématiquement limitée : la concentration à la paroi surface de l'électrode n'est pas nulle. Enfin sur la portion (CD), on remarque une augmentation brusque du courant électrique délivré par la sonde. Ceci est dû à des réactions additionnelles comme l'électrolyse d'eau.

### 2.1.2.3 Solution polarographique

Le choix de la solution polarographique est important dans la mise en œuvre de la méthode polarographique. Il existe de nombreuses solutions polarographiques couramment utilisées, seules quelques-unes sont bien adaptées à des usages de métrologie pariétale. La solution polarographique adoptée doit avoir un comportement newtonien afin de linéariser les composantes de la vitesse. Pour que la cinétique réactionnelle n'intervienne pas dans les mesures électrochimiques, il est nécessaire que la réaction soit

instantanée et réversible. La réaction doit donner le maximum de courant électrique pour un minimum d'ions transportés. La solution doit être stable, peu sensible à la lumière et le polarogramme doit présenter un palier net comme le montre la figure 2.2. Mitchell et Hanratty [41] suggèrent l'utilisation du couple ferri-ferrocyanure de potassium en indiquant qu'il s'agit d'un complexe stable et peu sensible à la lumière.

D'autre part, l'électrolyte est très important dans la mise en œuvre de la méthode polarographique puisqu'il permet « d'éliminer » le phénomène de migration ionique. Ainsi, l'électrolyte utilisé doit satisfaire les conditions suivantes :

- l'électrolyte doit être chimiquement inerte dans les conditions de polarisation et avoir une constante de réaction très grande ;
- il doit contenir des ions non réactifs permettant d'éliminer l'effet de migration ionique ;
- il doit être facile à utiliser (non toxique, non inflammable, etc.).

### 2.1.2.4 Sondes polarographiques

La mesure du frottement pariétal local se fait à l'aide de sondes polarographiques en platine ou Nickel (métaux nobles inattaquables). Dans la pratique, on trouve plusieurs types et géométrie des sondes comme le montre la figure 2.3 :

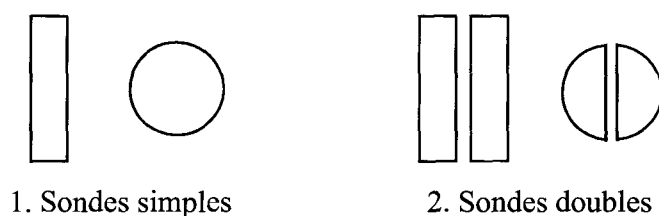


FIG. 2.3 – Différents types des sondes polarographiques

- les sondes simples circulaires et rectangulaires permettent de mesurer le module du gradient pariétal de vitesse. La mise en place de ce type de sondes est relativement aisée. Elles génèrent peu d'erreurs dues à leur surface active ;

- les sondes différentielles circulaires et rectangulaires ainsi que les sondes triples circulaires permettent de mesurer le module et donnent le sens de l'écoulement.

L'anode doit avoir une surface très grande par rapport à celle de la sonde polarographique. En pratique, l'anode est une feuille de platine ou de Nickel, montée en contact avec la solution polarographique dans la zone de mesure.

### 2.1.3 Les fondements théoriques

L'usage de la polarographie en métrologie est basé sur la mesure du coefficient de transfert de l'électrode. Il s'agit donc d'établir la relation existant entre le gradient pariétal de vitesse et le flux de diffusion. Le calcul de ce dernier nécessite la connaissance du champ de concentration qui est donné par l'équation de diffusion convective en régime de diffusion contrôlée.

En se référant à la figure 2.4, nous considérons une sonde polarographique rectangulaire de longueur  $L$  et de largeur  $l$ , affleurant une paroi inerte.

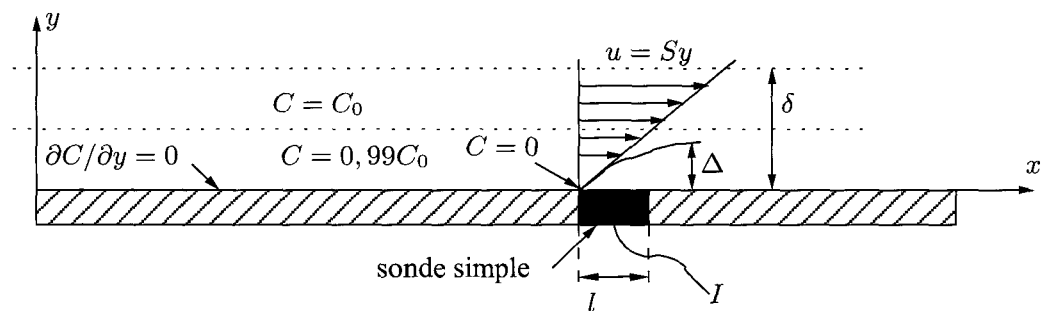


FIG. 2.4 – Champ de concentration et profil de vitesse sur une sonde simple

En régime de diffusion contrôlée, le champ de concentration dans un fluide isovolume est donné par :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U} \cdot \vec{\text{grad}}(C) = \mathcal{D} \cdot \Delta C \quad (2.3)$$

où  $\mathcal{D}$  est le coefficient de diffusion moléculaire,  $C$  est la concentration de l'espèce active et  $\vec{U}$  est le vecteur de vitesse locale.

Les conditions aux limites associées au problème s'écrivent ainsi :

$$C = 0 \quad \text{sur la sonde polarographique}$$

$$C = C_0 \quad \text{à l'infini}$$

$$\left( \frac{\partial C}{\partial y} \right)_{y=0} = 0 \quad \text{sur la paroi inerte}$$

Afin de respecter les critères d'homogénéité de l'écoulement, permettant ainsi d'avoir un gradient pariétal de vitesse uniforme sur la surface de la sonde polarographique, il est nécessaire de faire les hypothèses suivantes :

- les électrodes sont de petites tailles vis-à-vis des longueurs d'onde des plus petites perturbations spatiales du champ de vitesse ;

- l'amplitude de ces perturbations relativement à la valeur ponctuelle au centre de l'électrode est petite.

Dans ces conditions, seuls interviennent les deux paramètres  $S_x$  et  $S_z$  qui sont respectivement les projections du gradient pariétal de vitesse sur les axes  $(xx')$  et  $(zz')$ . En effet, le tenseur de gradient de vitesse se réduit compte tenu des conditions de non glissement à la paroi, en un vecteur dont les seules composantes  $S_x$  et  $S_z$  ne sont pas nulles. Ainsi, le champ des vitesses au voisinage immédiat de la paroi peut être représenté par le premier terme d'un développement en série de Taylor, et compte tenu de l'équation de continuité on obtient [39] :

$$\begin{cases} u(x, y, z, t) = yS_x \\ w(x, y, z, t) = yS_z \\ v(x, y, z, t) = 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

Le coefficient de transfert  $K_i$  sur une partie  $A_{s_i}$  de la sonde est donné par :

$$K_i = \frac{\mathfrak{D}}{A_s C_0} \int \int_{A_{s_i}} \left( \frac{\partial C}{\partial y} \right)_{y=0} dA_{s_i} \quad (2.5)$$

Ce coefficient est normé par rapport à l'aire totale  $A_s$  de la sonde pour qu'il puisse satisfaire aux règles d'additivité du signal.

En utilisant la relation donnant le vecteur vitesse, l'équation 2.3 s'écrit alors ainsi :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + yS_x \frac{\partial C}{\partial x} + yS_z \frac{\partial C}{\partial z} = \mathfrak{D} \cdot \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \quad (2.6)$$

Pour adimensionner cette équation, il existe plusieurs changements de variables notamment celui de Py [42] :

$$\begin{aligned} C^+ &= \frac{C}{C_0} & x^+ &= \frac{x}{l} & y^+ &= \frac{y\tilde{S}^{1/3}}{l} & S^+ &= \frac{Sl^2}{\mathfrak{D}} \\ t^+ &= \frac{t\mathfrak{D}\tilde{S}^{2/3}}{l} & n^+ &= \frac{nl^2}{\mathfrak{D}\tilde{S}^{2/3}} & K_i^+ &= \frac{K_i l}{\mathfrak{D}} \end{aligned}$$

$\tilde{S}$  est un gradient pariétal réduit à choisir suivant les cas et  $n$  est une fréquence.

L'équation de diffusion convection s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial C^+}{\partial t^+} + \frac{y^+}{\tilde{S}} S^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} = \frac{1}{\tilde{S}^{2/3}} \frac{\partial^2 C^+}{\partial x^{+2}} + \frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}} \quad (2.7)$$

et le coefficient de transfert vaut :

$$K_i^+ = \frac{\tilde{S}^{1/3}}{A_s} \int \int_{A_{s_i}} \left( \frac{\partial C^+}{\partial y^+} \right) dA_{s_i} \quad (2.8)$$

avec pour conditions aux limites :

$$\begin{aligned} C^+ &= 1 && \text{sur la sonde polarographique} \\ C^+ &= 0 && \text{à l'infini} \\ \left( \frac{\partial C^+}{\partial y^+} \right)_{y^+=0} &= 0 && \text{sur la paroi inerte} \end{aligned}$$

#### 2.1.4 Étude des sondes polarographiques en régime permanent

Pour un écoulement bidimensionnel permanent, l'équation 2.7 se simplifie. En négligeant la diffusion tangentielle, l'équation 2.7 s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}} = y^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} \quad (2.9)$$

avec les mêmes conditions aux limites que précédemment.

La sensibilité des sondes simples au gradient pariétal de vitesse a été déterminée par Reiss et Hanratty [40] puis par Mitchel et Hanratty [41]. Le coefficient de transfert de masse pour une électrode d'allongement infini suivant l'axe  $z$  est donné par la relation :

$$K^+ = 0,807 |S_x^+|^{1/3} \quad (2.10)$$

En pratique, l'équation 2.10 est appelée solution de Levêque (1928) [43]. En régime stationnaire, on écrira alors :

$$I = 0,807 n \mathcal{F} C_0 A_s \frac{\mathcal{D}}{l} \left( \frac{S_x l^2}{\mathcal{D}} \right)^{1/3} \quad (2.11)$$

Etant donné que toutes les caractéristiques géométriques de la sonde sont connues ainsi que la concentration à l'infini  $C_0$ , le courant limite de diffusion  $I$  et le coefficient de diffusion  $\mathcal{D}$ , on peut déduire le gradient pariétal de vitesse  $S_x$  à partir de la relation 2.11.

$$S_x = \frac{l}{\mathcal{D}^2} \left( \frac{I}{0,807 n \mathcal{F} C_0 A_s} \right)^3 \quad (2.12)$$

Dans le cas où  $1 \leq S^+ \leq 1000$ , le terme de la diffusion tangentielle ne peut pas être négligé. Ling [44] a estimé le terme correctif relatif à la diffusion longitudinale. L'équation 2.10 s'écrira alors selon Ling [44] :

$$K^+ = 0,807S_x^{+1/3} + 0,19S_x^{+1/6} \quad (2.13)$$

Pour  $S_x^+ > 5000$ , le terme supplémentaire devient négligeable. Cognet [45] a étudié l'influence de la diffusion dans la direction  $x$  sur une sonde simple. Ses résultats représentés sur la figure 2.5 restent très voisins de la solution asymptotique de Reiss et Hanratty [46] et ne s'écartent que pour les faibles gradients. Cette différence est due à l'influence de la diffusion tangentielle sur la réponse de la sonde simple.

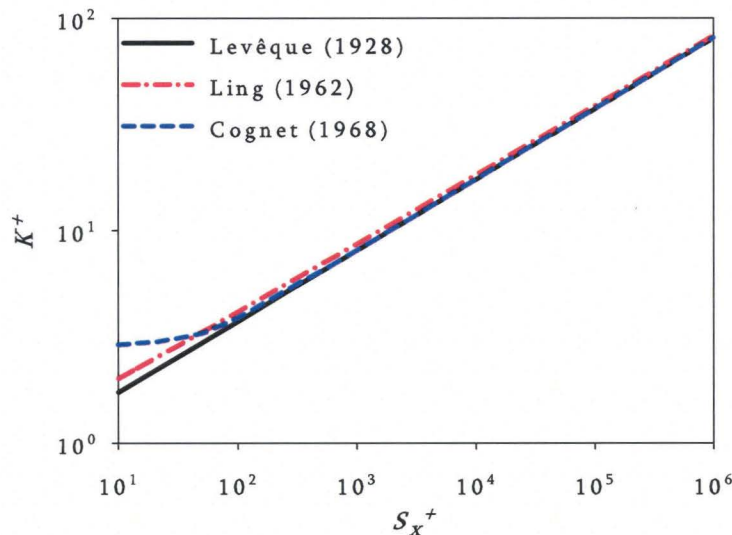


FIG. 2.5 – Sensibilité des sondes simples au gradient de vitesse (Tournier [39])

#### 2.1.4.1 Sonde simple circulaire en régime permanent

Par rapport aux sondes rectangulaires, les sondes simples circulaires offrent de nombreux avantages et sont fréquemment utilisées. En effet, elles sont plus compactes et leur mise en place est beaucoup plus facile que les sondes rectangulaires. Toutefois, ces sondes simples circulaires présentent un défaut majeur : la diffusion dans la direction d'envergure peut être importante. Reiss et Hanratty [40] ont montré qu'une sonde circulaire de diamètre  $d$  se comporte en régime permanent comme une sonde simple rectangulaire de longueur  $l_e = 0,81356d$ .

En reprenant l'étude  $K^+ = f(S^+)$ , Py et Gosse [47] ont montré qu'aux gradients élevés les deux formes d'électrodes se comportent de la même façon et que la diffusion tangentielle peut être négligée pour  $S^+ \geq 1000$ .

### 2.1.4.2 Les sondes doubles en régime permanent

L'utilisation d'une sonde simple permet d'accéder au gradient pariétal de vitesse, ceci sans détecter le sens de l'écoulement. Pour remédier à ce problème, Son et Hanratty [48] ont suggéré l'utilisation des sondes doubles. Une sonde double est un arrangement de deux sondes simples identiques (placées transversalement à l'écoulement) et séparées par une mince feuille isolante (Mylar par exemple). Ainsi, selon le sens de l'écoulement, l'une des sondes se trouve dans le sillage de l'autre. En conséquence, le flux recueilli sur la sonde amont est plus grand que celui sur la sonde aval. Donc en comparant les courants  $I_1$  et  $I_2$ , on arrive à connaître le sens de l'écoulement (Py et Gosse [47], Lebouché [49]).

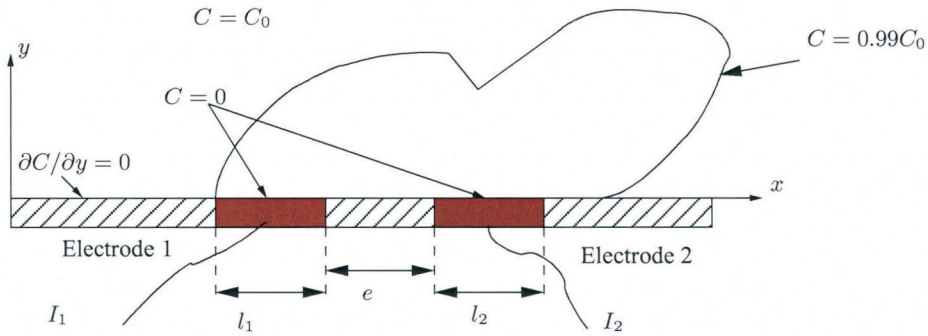


FIG. 2.6 – Schéma simplifié d'une sonde double

En se plaçant dans les mêmes conditions que celles d'une sonde simple, Py et Gosse [47] ont calculés les coefficients  $K_1^+$  et  $K_2^+$  de deux demi-électrodes séparées par un axe neutre infiniment mince perpendiculaire à l'écoulement moyen, et obtiennent :

$$K_1^+ - K_2^+ = S^{+1/3} \cdot \left( \int_0^{1/2} \frac{dx}{\Gamma(4/3)(9x)^{1/3}} - \int_{1/2}^1 \frac{dx}{\Gamma(4/3)(9x)^{1/3}} \right) \quad (2.14)$$

L'équation ci-dessus s'écrira alors ainsi :

$$K_1^+ - K_2^+ = 0,26 \cdot 0,807 S^{+1/3} = 0,210 S^{+1/3} \quad (2.15)$$

où  $K_i^+ = \frac{I_i}{nFC_0A_i} \frac{l_i}{\mathfrak{D}}$  ;  $S^+ = S \frac{(2l)^2}{\mathfrak{D}}$  et  $i = 1$  ou  $2$ .



Bien que la mesure de  $K_1^+ - K_2^+$  permette de remonter au gradient pariétal de vitesse  $S$ , cette relation permet surtout de déterminer le signe de ce dernier, et donc de déterminer le sens de l'écoulement de retour.

Cependant, la relation 2.15 doit être considérée avec quelques précautions du point de vue quantitatif, dans les zones de faible frottement, comme il a été montré par Labbé et Lebouché [50].

### 2.1.4.3 Propriétés directionnelles des sondes polarographiques

Py et Gosse [47] mettent en évidence les propriétés directionnelles des sondes doubles en déterminant l'évolution des fonctions  $\frac{(K_1^+ - K_2^+)}{(K_1^+ + K_2^+)}$  en fonction du sinus de l'angle  $\alpha$  que fait la direction de l'écoulement avec la ligne neutre des électrodes. Dans un très large domaine  $10 < S^+ < 10^9$ , cette évolution est indépendante de  $S^+$ . À partir de ce résultat, une méthode métrologique tridimensionnelle peut être développée à partir des relations fondamentales suivantes :

$$\frac{(K_1^+ - K_2^+)}{(K_1^+ + K_2^+)} = F(\sin(\alpha)) \quad (2.16)$$

$$K_1^+ + K_2^+ = gG(\sin(\alpha)) S^{+1/3} \quad (2.17)$$

$$\text{où } S^{+1/3} = \left( S_x^{+2} + S_z^{+2} \right)^{1/3}.$$

Les relations 2.16 et 2.17 sont valables dès que  $S^+ > 5000$ . Les fonctions  $F$  et  $G$ , obtenues par étalonnage, ne dépendent que de la géométrie des électrodes et de leur orientation. La fonction  $G$  est calculée en ramenant le coefficient de transfert à  $\alpha = 90$  puisque dans ce cas  $G = 1$ . on écrit :

$$G = \frac{(K_1^+ + K_2^+)}{(K_1^+ + K_2^+)_{\alpha=90}} \quad (2.18)$$

Il est à noter que dans le cas particulier d'une sonde circulaire simple ou segmentée (sauf défaut de fabrication), on a  $G(\sin(\alpha)) = 1 ; \forall \alpha$ .

La figure 2.7 représente les fonctions obtenues par étalonnage (Tournier [39]).

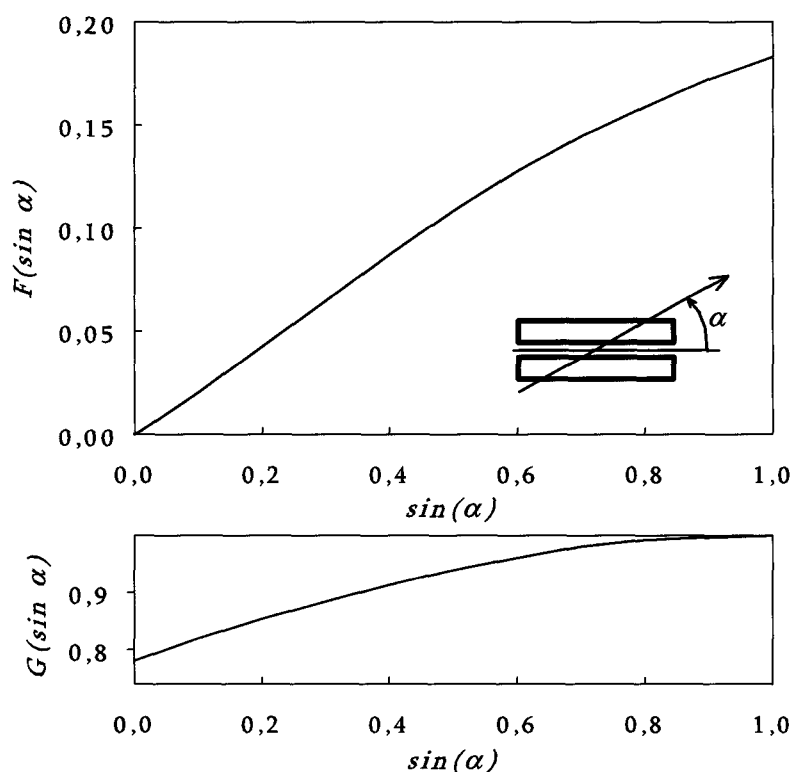


FIG. 2.7 – Etalonnage des sondes différentielles (Tournier [39])

### 2.1.5 Étude des sondes polarographiques en régime instationnaire

Généralement, les écoulements étudiés en pratique sont instationnaires ; voire turbulents. La solution de Levêque [43] n'est pas applicable à ces types d'écoulement. Les fluctuations du champ des vitesses produisent des fluctuations en module et en phase du champ de concentration et des coefficients de transfert de masse. En effet, la réponse temporelle du transfert de masse à des excitations fluctuantes du gradient pariétal de vitesse a pour origine l'effet capacitif de la couche limite de concentration vis-à-vis des phénomènes de diffusion ionique. En d'autres termes, si la sous couche de concentration a du mal à suivre les variations des fluctuations de l'écoulement, on assiste à une atténuation du signal fluctuant et à un déphasage au niveau du signal de sortie (courant limite de diffusion). La réponse en fréquence des sondes simples polarographiques a été bien étudiée du point de vue théorique soit par des méthodes analytiques (Mitchel et Hanratty [41]) ou par des méthodes numériques (Fortuna et Hanratty [51] et Maquinghen [52]).

Le gradient pariétal de vitesse peut être calculé à partir des mesures de transfert de masse à l'aide des approches suivantes : la solution quasi-stationnaire, les fonctions de transfert, la solution de Sobolik et al. [53] et la méthode inverse.

Dans le cas d'un écoulement permanent en moyenne, il est possible de faire la décomposition classique de chaque grandeur en termes moyens et en termes fluctuants.

Ainsi, les grandeurs associées au problème peuvent s'écrire :

$$S = \bar{S} + s \quad S_x = \bar{S}_x + s_x \quad S_z = \bar{S}_z + s_z$$

$$K_1 = \bar{K}_1 + k_1 \quad K_2 = \bar{K}_2 + k_2 \quad C = \bar{C} + c$$

### 2.1.5.1 Solution quasi-stationnaire

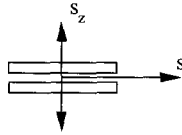
En hypothèse quasi-stationnaire, les coefficients de transfert sont donnés à tout instant par les relations 2.16 et 2.17 [39].

Pour des fluctuations de faible amplitude, il est possible de linéariser ces relations.

Les fluctuations de chaque composante du gradient pariétal de vitesse sont données par une combinaison linéaire des fluctuations  $k_1 + k_2$  et  $k_1 - k_2$ .

Le résultat se simplifie si  $\alpha = 0$  ou  $\alpha = \frac{\pi}{2}$

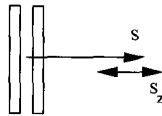
si  $\alpha = 0$



alors

$$\frac{s_z}{\bar{S}} = \frac{1}{p} \frac{k_1 - k_2}{K_1 + K_2} \quad \text{avec} \quad p = \left( \frac{\partial F}{\partial \sin \alpha} \right)_0 \quad (2.19)$$

si  $\alpha = \frac{\pi}{2}$



alors

$$\frac{s_x}{\bar{S}} = 3 \frac{k_1 - k_2}{K_1 - K_2} = 3 \frac{k_1 + k_2}{K_1 + K_2} \quad (2.20)$$

### 2.1.5.2 Réponse linéaire

Lorsque les fluctuations sont petites, il est possible de linéariser l'équation de la diffusion convective. Le principe de superposition peut s'appliquer. Le champ de concentration fluctuant  $c$  provoqué par  $s_x$  et  $s_z$  est la somme des champs fluctuants  $c_x$  et  $c_z$  provoqués respectivement par  $s_x$  seul et  $s_z$  seul.

$$c = c_x(s_x) + c_z(s_z) \quad (2.21)$$

où  $c_x$  et  $c_z$  sont les solutions de :

$$\frac{\partial c_x}{\partial t} = \frac{1}{S^{2/3}} \left( \frac{\partial^2 c_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_x}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial^2 c_x}{\partial y^2} - y \frac{\partial c_x}{\partial x} + \frac{s_x}{S} y \frac{\partial \bar{C}}{\partial x} \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial c_z}{\partial t} = \frac{1}{S^{2/3}} \left( \frac{\partial^2 c_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c_z}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial^2 c_z}{\partial y^2} - y \frac{\partial c_z}{\partial x} + \frac{s_z}{S} y \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \quad (2.23)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$c_x = c_z = 0 \quad \text{sur l'électrode;}$$

$$\frac{\partial c_x}{\partial y} = \frac{\partial c_z}{\partial y} = 0 \quad \text{sur la paroi inerte.}$$

L'équation 2.22 a été résolue par de nombreux auteurs (Mitchel et Hanratty [41]; Lebouché [54]; Fortuna et Hanratty [51]; Ambari et al. [55] et Maquinghen [52]) en négligeant la diffusion tangentielle, ce qui permet de la rendre bidimensionnelle. Une fonction de transfert est alors introduite entre les fluctuations du gradient de vitesse et les fluctuations d'intensité. La figure 2.8 montre quelques exemples de fonction de transfert en amplitude et en phase en fonction de la fréquence. Cette figure 2.8 montre une forte dispersion dans les résultats numériques.

La vérification expérimentale est délicate car elle nécessite un contrôle rigoureux de l'écoulement. L'écoulement pulsé dans une conduite (Ambari et al. [55]) généré par un disque en rotation ou autour d'un cylindre oscillant (Bennar [56]) a été utilisé avec plus ou moins de succès.

L'équation 2.23, qui prend en compte les fluctuations transversales, a été résolue par Kaprawi [57] pour une sonde rectangulaire et par Tournier [39] pour une sonde circulaire en utilisant la réponse indiciale.

Labraga et al. [58] ont étudié expérimentalement la réponse en fréquence des sondes électrochimiques aux fluctuations transversales de la vitesse. Ils [58] ont pu déterminer l'inertie introduite dans les mesures par des sondes différentielles rectangulaires.

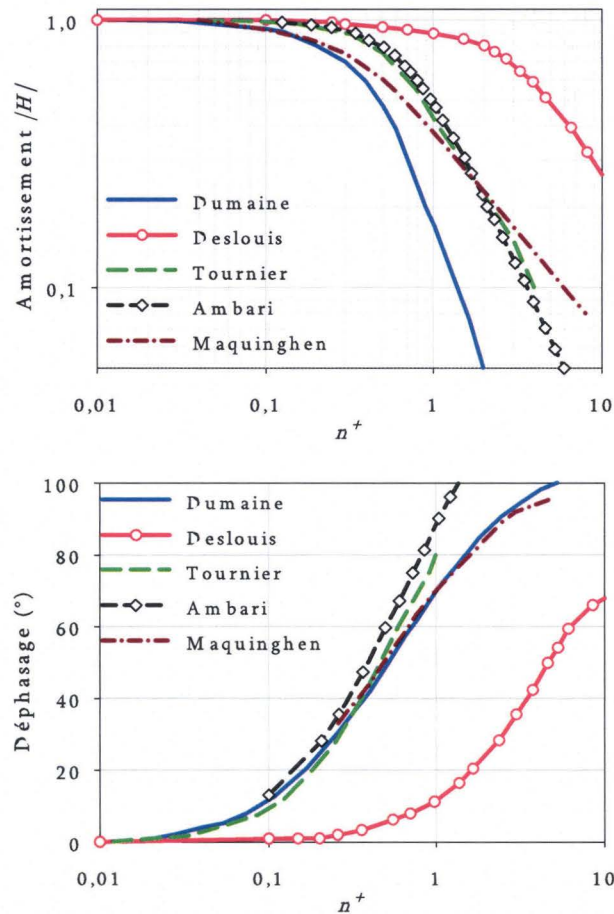


FIG. 2.8 – Module et phase de la fonction de transfert d’une sonde simple soumise à des fluctuations longitudinales

### 2.1.5.3 Réponse non linéaire

Pour des fluctuations de grandes amplitudes, l’équation de la diffusion convective ne peut plus être linéarisée. La réponse à une fluctuation du gradient pariétal de vitesse ne peut être déterminée que par résolution de l’équation de la diffusion convective pour chaque cas d’espèce. D’autre part, quand les valeurs de  $S(t)$  sont proches de zéro, la diffusion tangentielle peut ne plus être négligeable.

Dans ces conditions deux approches sont utilisées pour le calcul du gradient pariétal de vitesse.

#### A - Méthode de Sobolik

Sobolik et al. [53] ont proposé une méthode de calcul du gradient pariétal de vitesse, basée sur la correction de la solution quasi-stationnaire à partir de la réponse de la sonde

électrochimique en régime transitoire. Ils supposent que le champ de concentration au voisinage de la sonde électrochimique dans le cas bidimensionnel peut être défini sous la forme :

$$C(x, y, t) = C_0 \left( 1 - F \left( \frac{y}{\delta(t)} \left( \frac{l_s}{x} \right)^{1/3} \right) \right) \quad (2.24)$$

où  $\delta(t)$  désigne l'épaisseur de la couche limite et  $F$  est une fonction décroissante normalisée par les conditions  $F(0) = 1$ ,  $F(\infty) = 0$  et  $F'(0) = -1$ .

En remplaçant l'équation 2.24 dans l'équation de diffusion convective et en intégrant analytiquement sur tout l'espace, ils obtiennent l'expression suivante :

$$S_c(t) = S_q(t) + \frac{2}{3} t_0 \left( \frac{\partial S_q}{\partial t} \right) \quad (2.25)$$

où  $S_q(t)$  correspond au gradient pariétal de vitesse mesuré en régime quasi-stationnaire (eq. 2.11), alors que  $\left( \frac{\partial S_q}{\partial t} \right)$  représente la variation par rapport au temps du gradient pariétal de vitesse.  $t_0$  est le temps caractéristique de la sonde électrochimique marquant le passage du régime transitoire au régime quasi-stationnaire.

$$t_0 = \left( \frac{\alpha_{sp}}{I} \right)^2 \quad (2.26)$$

où  $\alpha_{sp}$  correspond à la pente de l'asymptote de Cottrell :

$$\alpha_{sp} = n \mathcal{F} C_0 A_s \left( \frac{\mathfrak{D}}{\pi} \right)^{1/2} \quad (2.27)$$

En remplaçant  $I$  (2.11) et  $\alpha_{sp}$  (2.27) par leur définition respective, il vient :

$$t_0 = 0,428 \left( \frac{d^2}{\mathfrak{D} S^2} \right)^{1/3} \quad (2.28)$$

$S_c$  donne ainsi la valeur corrigée du gradient pariétal de vitesse en tenant compte des effets "d'inertie de la sonde électrochimique". En d'autres termes,  $S_c$  correspond à une mesure du gradient réalisée dans des conditions dynamiques et non pas stationnaires.

Sobolik et al. [53] vérifient la validité de la relation 2.25 pour un écoulement d'un film ondulant. Ils mesurent simultanément l'épaisseur du film ondulant à partir du courant fourni par une sonde électrochimique et par une méthode de capacitance. Les mesures obtenus au moyen des deux méthodes sont identiques et en bon accord avec les résultats théoriques de la dynamique des films ondulants (Sobolik et al. [53]).

D'après de nouvelles expérimentations consacrées aux écoulements de film ondulant, Tihon et Sobolik [59] précisent que la relation permet de calculer le gradient pariétal de vitesse instantané pour des fluctuations importantes de l'écoulement.

Rehimi [60] a utilisé cette méthode pour corriger le signal électrochimique. Il en conclut que cette méthode sous-estime les fluctuations du gradient pariétal de vitesse à faibles valeurs de  $S^+$ .

## B - Méthode de transfert de masse inverse

Compte tenu de la forte non linéarité entre le courant limite de diffusion mesuré et le gradient pariétal  $S(t)$ , la détermination de ce dernier ne peut s'effectuer qu'en inversant la solution de l'équation de convection diffusion. Comme ce gradient dépend essentiellement du temps, l'estimation séquentielle inverse peut s'avérer la solution intéressante pour ce genre d'inversion. Cette estimation séquentielle est une méthode d'inversion temporelle qui est basée sur la recherche d'une fonctionnelle ( $S^*(t)$  dans notre cas) en minimisant l'écart entre le courant limite de diffusion mesuré et celui simulé en résolvant le problème direct. Ce type d'estimation séquentielle s'adapte bien à tout type de signal temporel comportant une large gamme de fréquences. Cette méthode a été introduite par Mao et Hanratty [61] puis Maquinghen [52], Rehimi et al. [62] et Rehimi [60] en polarographie, ceci en utilisant l'algorithme de Beck [63].

L'application de l'estimation séquentielle suppose connue la variation du frottement aux instants  $t^+ \leq t_0^+$  et une bonne adaptation des données ( $K_{num}^+(t^+ \leq t_0^+) \cong K_{exp}^+(t^+ \leq t_0^+)$ ). Alors le gradient pariétal de vitesse  $S^+(t_0^+ + 1)$  est par la suite estimé à partir de la valeur expérimentale  $K_{exp}^+(t_0^+ + 1)$ . Si  $S_0^+$  est une valeur estimée du «vrai gradient pariétal de vitesse», en utilisant un développement en série de Taylor à l'ordre 1, on écrit :

$$K_{exp}^+(t_0^+ + 1) = K_{num}^{+0}(t_0^+ + 1) + (S^+(t_0^+ + 1) - S_0^+(t_0^+ + 1)) \left( \frac{\partial K_{num}^+(t_0^+ + 1)}{\partial S^+} \right)_{S_0^+(t_0^+ + 1)} \quad (2.29)$$

Le gradient de vitesse l'instant  $t_0^+ + 1$  est donné par la relation suivante :

$$S^+(t_0^+ + 1) = S_0^+(t_0^+ + 1) + \frac{K_{exp}^+(t_0^+ + 1) - K_{num}^{+0}(t_0^+ + 1)}{\left( \frac{\partial K_{num}^+(t_0^+ + 1)}{\partial S^+} \right)_{S_0^+(t_0^+ + 1)}} \quad (2.30)$$

$S_0^+$  désigne une première estimation du gradient pariétal de vitesse à l'instant  $t_0^+ + 1$ ,  $K_{num}^{+0}$  désigne la valeur du flux de masse à l'instant  $t_0^+ + 1$  en supposant que le gradient pariétal de vitesse est  $S_0^+$ , et  $S^+$  désigne l'estimation finale du gradient pariétal de vitesse.

Le champ de concentration à l'instant  $t_0^+ + 1$  est recalculé en utilisant le gradient de vitesse  $S^+(t_0^+ + 1)$ . Ainsi, le flux de masse  $K_{num}^+(t_0^+ + 1)$  est connu et il est plus proche de la valeur expérimentale que  $K_{num}^{+0}(t_0^+ + 1)$ .

La difficulté majeure de l'utilisation de cette méthode est l'initialisation. Les deux champs de concentration à  $t_0^+ - 1$  et  $t_0^+$  doivent être connus.

Cette méthode a été appliquée avec succès à la détermination du frottement pariétal autour d'un point de décollement d'un cylindre fixe (Maquinghen [52]) et autour d'un cylindre en rotation (Labraga et al. [64]). Cette méthode a permis à Rehimy et al. [62] d'étudier l'influence du bruit sur le calcul du gradient pariétal de vitesse et de comparer leurs résultats avec ceux trouvés par les différentes approches les plus utilisées.

### 2.1.6 Conclusion

Nous avons présenté dans cette section la méthode électrochimique utilisée pour les mesures du frottement pariétal. Nous avons exposé son principe, ses fondements théoriques et ses limites d'utilisation. Ces conditions étant satisfaites, la méthode électrochimique permet de déterminer le gradient pariétal de vitesse par la mesure soit d'un signal de sonde simple soit de deux signaux d'une sonde double  $K_1$  et  $K_2$ . Dans ce dernier cas, l'écoulement de retour peut être mis en évidence.

Dans le régime permanent, la détermination du gradient pariétal de vitesse est simple à obtenir en tenant compte de la diffusion axiale. Or pour des mesures stationnaires, il est nécessaire de connaître la réponse en fréquence de la couche limite de diffusion. La réponse en fréquence des sondes électrochimiques a souvent été traité soit par une approche des fonctions de transfert, soit en utilisant l'approximation intégrale suggérée par Sobolik et al. [53], soit la méthode inverse.

La méthode électrochimique est une technique de mesure non perturbatrice de l'écoulement. Elle permet des mesures locales et instantanées du frottement pariétal. Cette méthode nous permettra d'étudier le frottement pariétal dans un écoulement transitoire.



## 2.2 VÉLOCIMÉTRIE ULTRASONORE À EFFET DOPPLER

### 2.2.1 Introduction

Le choix de la mesure des champs de vitesse dans cette étude s'est tout naturellement porté sur la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler VUD. Cette technique se base sur l'effet Doppler et permet en effet de traverser une paroi ou un fluide opaque et de mesurer directement un profil de vitesse complet dans l'axe de l'onde ultrasonore.

La vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler a été appliquée à l'origine en médecine depuis 60 ans. La première utilisation des ultrasons pour des raisons médicales a été effectuée en 1949 à travers des analyses échographiques. Kalmus [65] a décrit la méthode de mesure de la vitesse d'écoulement à partir de la mesure du déphasage entre l'onde émise et l'onde réceptionnée. Cette méthode a été développée par Franklin et al. [66] pour produire un vélocimètre utilisable pour la mesure du flux sanguin. Plus tard, Satomura [67] a été le premier à relier la vitesse du sang à la fréquence Doppler. Le premier vélocimètre a été basé sur le principe d'émission continue d'onde ultrasonore, il a été présenté par Baker [68] en 1965. Cinq ans plus tard, les instruments ultrasonores à émission pulsée ont été introduits, permettant ainsi la sélectivité de la profondeur de mesure de la vitesse.

L'utilisation des ultrasons pulsés a fait étendre cette technique à d'autres domaines, et a ouvert des nouvelles perspectives de mesures en hydrodynamique. Takeda [69,70] a été le premier à étendre cette méthode à des écoulements non cliniques et à développer un système de mesure des profils de vitesses pour plusieurs types de fluides opaques. Il a trouvé que cette méthode présente beaucoup d'avantages par rapport aux techniques conventionnelles : elle est non intrusive et elle est applicable dans les liquides opaques contrairement aux méthodes optiques.

Garbini et al. [71] ont montré que la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler est applicable en turbulence développée. Wunderlich et Brunn [72] ont présenté une méthode de correction des données permettant de prendre en compte l'effet de la paroi. Nowak [73] a utilisé cette méthode pour étudier le frottement pariétal dans un écoulement turbulent dans une conduite.

Dans ce paragraphe, nous exposerons certains aspects physiques des ultrasons, l'effet Doppler et le principe de fonctionnement de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler.

### 2.2.2 Ultrasons : propriétés et bases théoriques

Une onde sonore (dites aussi acoustique) est une déformation, autour d'un point d'équilibre, qui se propage dans un milieu élastique. Une onde acoustique se manifeste sous forme des variations de pression locale. Il s'agit d'un mouvement de va-et-vient autour d'une position de repos des éléments constituant le milieu. Chaque élément en mouvement entraîne ses voisins, permettant ainsi une propagation de l'onde de proche en proche.

On peut distinguer différents types d'ondes caractérisés par le mode de vibrations des particules au cours de la propagation de l'onde. Les ondes longitudinales (ou de compression) dans lesquelles la vibration des particules est parallèle à la direction de propagation de l'onde. On leur oppose les ondes transversales (ou de cisaillement), lorsque la direction de vibration des particules est perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde. Ce type d'ondes ne se transmet pas dans les fluides. En plus, quelques ondes ultrasonores se propagent à l'interface de deux milieux, les plus connues sont les ondes de Rayleigh et celles de Lamb.

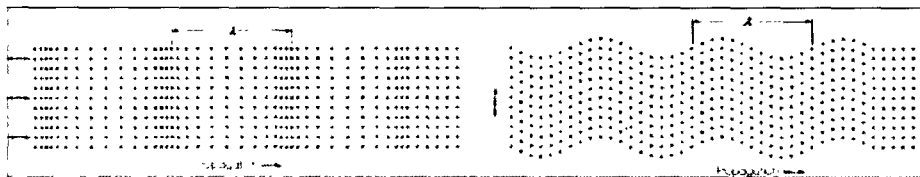


FIG. 2.9 – Propagation d'une onde acoustique, longitudinale (gauche) et transversale (droite)

La célérité de l'onde acoustique, notée  $c_a$ , est la vitesse de propagation de la variation de pression dans le milieu. Elle dépend de plusieurs facteurs tel que la densité, température et autres propriétés du milieu. En général, la célérité de l'onde acoustique  $c_a$  ( $m \cdot s^{-1}$ ) est donnée par :

$$c_a = \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (2.31)$$

où  $E$  ( $N \cdot m^{-2}$ ) et  $\rho$  ( $kg \cdot m^{-3}$ ) sont respectivement le module d'élasticité et la masse volumique du milieu.

Pour les liquides, l'équation ci-dessus s'écrit ainsi :

$$c_a = \sqrt{\frac{B}{\rho_0}} \quad (2.32)$$

où  $B$  ( $N \cdot m^{-2}$ ) est le module d'incompressibilité adiabatique et  $\rho_0$  est la masse volumique d'équilibre.

Pour les mesures ultrasoniques des profils de vitesse, la célérité de l'onde acoustique dans l'eau dépend particulièrement de la température  $T$  du milieu. Parmi les nombreuses expressions semi-empiriques de la célérité, on donne à titre indicatif celle de Lubbers et Graaff [74] pour de l'eau pure à une température  $\theta$  ( $C$ ), ainsi :

$$c_a = 1405,03 + 4,624\theta - 0,0383\theta^2 \quad (2.33)$$

L'aptitude d'un milieu donné à la pénétration des ondes acoustiques est exprimée par une constante appelée impédance acoustique  $Z$  [ $kg \cdot m^{-2}s^{-1} = Ray$ ] donnée par :

$$Z = \rho c_a \quad (2.34)$$

Elle dépend de la masse volumique et de la compressibilité du milieu, c'est-à-dire de son aptitude à subir une diminution de volume. L'impédance acoustique est d'autant plus grande que la densité est importante et que la compressibilité est faible. Comme indiqué dans le tableau 2.1, elle est faible pour l'air, plus importante dans les liquides et très élevée pour les solides.

Milieu $T = 20$	Célérité $c_a(m/s)$	Impédance acoustique $Z(Ray)$
Air	343	$0,0004 \cdot 10^6$
Eau	1480	$1,48 \cdot 10^6$
Cuivre	4700	$424 \cdot 10^6$
Plexiglas	2730	$3,25 \cdot 10^6$

TAB. 2.1 – Propriétés acoustiques dans divers milieux

## 2.2.3 Transducteur

### 2.2.3.1 Définition

Les ultrasons sont générés par des transducteurs piézo-électriques. Un transducteur constitue l'interface entre l'électronique et le milieu étudié : il peut être récepteur,

émetteur ou émetteur-récepteur. Il s'agit d'un convertisseur d'énergie. Quand le transducteur fonctionne en émission, il convertit l'énergie électrique en énergie mécanique ce qui génère une onde acoustique et inversement en réception. On peut distinguer deux types d'émissions associées à deux types de transducteurs émetteur-récepteur [Sapriel [75], Kino [76]] :

- L'émission continue : le système comprend un transducteur fonctionnant en émetteur et un transducteur fonctionnant en récepteur.
- L'émission pulsée : le système est constitué d'un seul transducteur fonctionnant alternativement en émetteur et en récepteur.

### 2.2.3.2 Principe de fonctionnement

La figure 2.10 illustre l'allure typique d'un transducteur ultrasonore. Le transducteur est constitué d'une petite plaque de matériau piézoélectrique (céramique ferroélectrique ou le polyvinylidene fluoride, etc.). Cette plaque est recouverte d'électrodes métalliques ; ce qui permet de transmettre et recueillir l'énergie électrique. Le principe de fonctionnement utilisé est l'effet piézoélectrique.

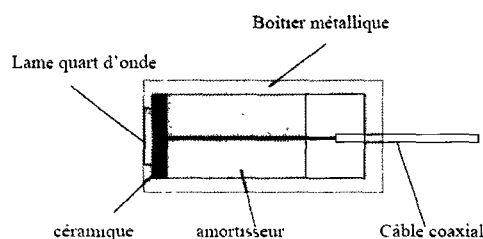


FIG. 2.10 – Géométrie de champs ultrason

L'effet piézoélectrique indirect correspond à la phase d'émission des ultrasons. Au repos, les charges positives et négatives sont harmonieusement réparties dans le matériau piézoélectrique. Lorsqu'on applique une différence de potentiel entre les électrodes, cette contrainte interne provoque une variation de l'épaisseur du cristal donc une onde en émission.

L'effet piézoélectrique direct correspond à la phase de réception des ultrasons. Quand l'onde arrive sur le cristal piézoélectrique, elle exerce une contrainte mécanique qui entraîne une variation de l'épaisseur du cristal et une polarisation due à l'apparition d'un dipôle électrique et de charges sur l'électrode ; c'est cette variation de potentiel qui est mesurée.

### 2.2.3.3 Champs ultrason

La vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler exige un faisceau focalisé pour fournir une description détaillée du champ d'écoulement.

La géométrie du champ acoustique dépend du rayon de l'élément piézoélectrique,  $a$ , et de la longueur d'onde des ultrasons émis,  $\lambda$ .

Dans un milieu homogène isotrope et non dispersif, un faisceau acoustique, créé par une source vibrant à la manière d'un piston, se propage comme le montre la figure 2.11, en restant cantonné dans un cylindre puis diverge.

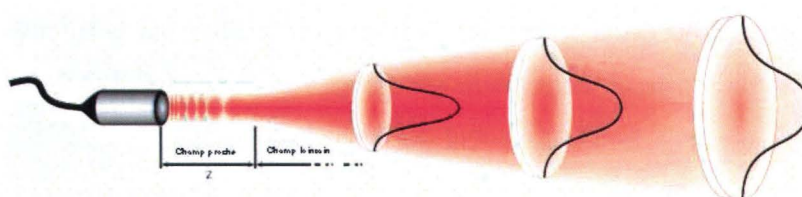


FIG. 2.11 – Géométrie de champs ultrason

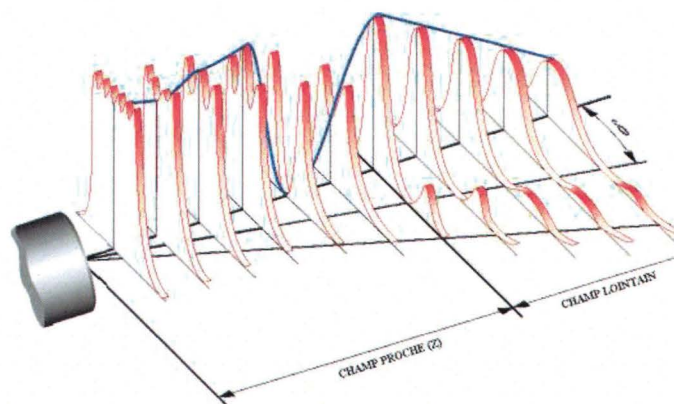


FIG. 2.12 – L'amplitude d'onde le long de l'axe de propagation

La forme typique d'un champ ultrasonique est montrée sur les figures 2.11 et 2.12, où on distingue deux zones différentes : une près de la sonde, de forme cylindrique appelée «champ proche», et une autre plus éloignée, en forme de cône appelée «champ lointain».

### 2.2.4 Propagation des ondes ultrasonores

Durant leur propagation, les ondes ultrasonores, concentrées sous forme de faisceaux, vont interagir avec la matière qu'elles traversent. Plusieurs phénomènes favo-

risent leur atténuation :

- absorption dans les milieux homogènes ;
- diffusion ultrasonore.

#### 2.2.4.1 L'absorption

Il est bien connu qu'en se propageant, l'onde ultrasonore cède une partie de son énergie au milieu qu'elle traverse. L'intensité du faisceau ultrasonore diminue : c'est l'absorption de l'énergie ultrasonore.

Cette absorption est liée essentiellement à des mécanismes de conduction thermique et de viscosité dépendants de la fréquence de l'onde. En effet, les fréquences élevées provoquent de très nombreuses vibrations qui favorisent le transfert d'énergie. L'absorption est exprimée par la loi de Beer [73] donnée par :

$$I = I_0 e^{-a l} \quad (2.35)$$

où  $I_0, I$  ( $W m^{-2}$ ) l'intensité initiale et l'intensité à la distance  $l$   
 $l$  ( $m$ ) distance le long de la ligne de propagation  
 $a$  ( $m^{-1}$ ) coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption définissant le pouvoir de pénétration des ultrasons est proportionnel au carré de la fréquence ultrasonore :

$$a = \Upsilon f^2$$

où  $\Upsilon$  ( $s^2 m^{-1}$ ) est constante caractéristique.

#### 2.2.4.2 La diffusion

Le phénomène de diffusion ultrasonore est comparable à la diffusion de la lumière dans un milieu. Toutes les lois d'optique peuvent s'appliquer notamment la loi de Snell-Descartes qui définit les angles de réflexion en fonction des indices des milieux que traverse l'onde.

Ces indices, appelés indices optiques, ont leurs équivalents dans la diffusion ultrasonore que sont les impédances acoustiques.

Tout comme en optique, le phénomène de diffusion apparaît dès que le milieu dans lequel se propage l'onde présente des discontinuités d'impédances acoustiques.

Considérons une onde acoustique rencontrant la surface de séparation de deux milieux matériels différents. Elle va donner naissance à une onde réfléchie et à une onde transmise dans la même direction. Ces deux ondes seront de même nature que l'onde incidente.

À l'interface, l'expression des conditions aux limites permet d'obtenir :

– Le coefficient de réflexion :

$$\mathcal{R} = \frac{Z_2 \cos \theta_1 - \cos \theta_2}{Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2} \quad (2.36)$$

– Le coefficient de transmission :

$$\mathcal{T} = 1 + \mathcal{R} = \frac{2Z_2 \cos \theta_1}{Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2} \quad (2.37)$$

où  $Z_1, Z_2$  les impédances acoustiques des milieux [Ray] et  $\theta_1, \theta_2$  sont les angles d'incidence et de réfraction avec la normale.

## 2.2.5 La technique de vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler

### 2.2.5.1 Introduction

La vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler est basée sur l'effet Doppler. Cette technique consiste, de façon successive, à émettre un train d'ondes ultrasonores dans le milieu puis à réceptionner les échos du milieu afin d'extraire l'information relative à la vitesse. Le principe de fonctionnement de cette méthode a été décrit par plusieurs auteurs [69, 77, 78].

L'application de la méthode est possible quand l'écoulement contient des cibles acoustiques assez petites pour représenter adéquatement l'écoulement du fluide. Ces cibles, appelés centres diffuseurs, agissent à la fois en tant que récepteurs et émetteurs. Les centres diffuseurs peuvent être des particules solides, des bulles d'air, ... ; c'est-à-dire des corps présentant une différence de densité par rapport à la phase homogène. Cette différence de densité se traduit par un changement d'impédance acoustique du fluide. C'est dans le cas où cette variation locale d'impédance se produit sur une distance supérieure à la moitié de la longueur d'onde ultrasonore, que l'appareil peut considérer la cause comme un centre diffuseur. La vitesse et la position d'un centre diffuseur peuvent être déterminées à partir de la durée entre l'émission de l'onde ultrasonore et la réception de son écho, en connaissant la vitesse du son dans le milieu. Si les échos sont reçus sans interruption dans des intervalles de temps définis, un profil complet de vitesse peut être obtenu, comme représenté sur la figure 2.13.

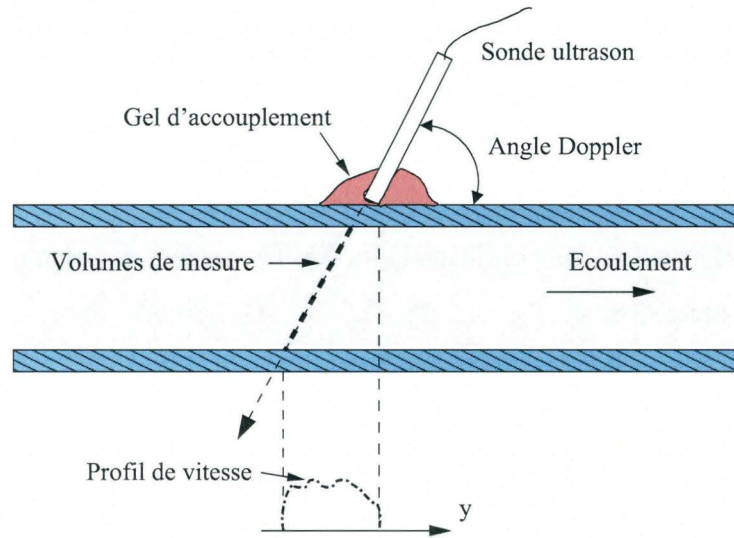


FIG. 2.13 – Mesure des profils de vitesse par vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler

Dans ce paragraphe nous exposerons les principes de base de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler, à savoir :

- les aspects physiques : l'effet Doppler ;
- le principe de fonctionnement de la méthode.

### 2.2.5.2 Effet Doppler

L'effet Doppler est la variation de la fréquence d'une onde acoustique ou électromagnétique. Il résulte du mouvement entre l'émetteur et le récepteur.

Considérons un transducteur ultrasonore émettant des ondes de fréquence  $f_e$ . Ce dernier étant immobile dans un milieu dans lequel la vitesse du son est donnée par la valeur  $c_a$ . Un récepteur, ou cible, se déplace dans le même milieu avec la vitesse  $u$ .

Le vélocimètre ultrasonore Doppler pulsée n'accède qu'à la composante radiale de la vitesse notée  $u_a$ . Une particule en mouvement par rapport à la sonde perçoit le faisceau avec un effet Doppler, donc avec une fréquence telle que :

$$f_g = f_e \pm \frac{f_e u_a}{c_a} \quad (2.38)$$

La cible agissant comme une variation de la densité du milieu, les ondes sont partiellement réfléchies. Ainsi, la cible joue le rôle de source mobile passive de signaux ultrasonores. La fréquence  $f_r$  des ondes réfléchies par la cible mesurée par le transduc-



teur stationnaire (jouant le rôle de récepteur) s'écrit ainsi :

$$f_r = f_g \frac{c_a}{c_a \mp u_a} \quad (2.39)$$

En combinant les deux équations précédentes, la fréquence du signal reçue par le transducteur est :

$$f_r = f_e \frac{(c_a \pm u_a)}{(c_a \mp u_a)} \quad (2.40)$$

L'équation peut être simplifiée en considérant que la vitesse de la cible est bien plus faible que la vitesse du son ( $v \ll c$ ). En utilisant le développement limité et en négligeant les termes d'ordre supérieur à deux, la fréquence du signal reçue par le transducteur s'écrit alors ainsi :

$$f_r = f_e \frac{(c_a \pm u_a)}{(c_a \mp u_a)} = f_e \left(1 \pm \frac{2u_a}{c_a}\right)^2 = f_e \left(1 \pm \frac{2u_a}{c_a}\right) \quad (2.41)$$

La différence entre les fréquences des signaux émis et reçus (appelée fréquence Doppler) s'écrit alors ainsi :

$$f_d = f_e - f_r = \pm \frac{2f_e u_a}{c_a} \quad (2.42)$$

L'équation indique que l'effet Doppler est proportionnel à la vitesse de la cible mobile, plus spécifiquement, au rapport de la vitesse de la cible mobile à la vitesse de propagation d'onde. Ainsi la mesure de  $f_d$  permet de déterminer la composante radiale de la vitesse d'écoulement :

$$u_a = \frac{f_d c_a}{2f_e} \quad (2.43)$$

Par convention, la vitesse est positive lorsque la cible s'éloigne de l'émetteur.

### 2.2.5.3 Principe de fonctionnement

L'analyse des échos d'une cible permet de déterminer à la fois la localisation et la vitesse de cette cible. En connaissant le temps entre les signaux émis et reçus ainsi que la vitesse  $c_a$  de l'onde dans le milieu traversé, il est possible de connaître la distance entre le transducteur et la cible. Un profil de vitesse est ainsi obtenu dans l'axe de tir du transducteur.

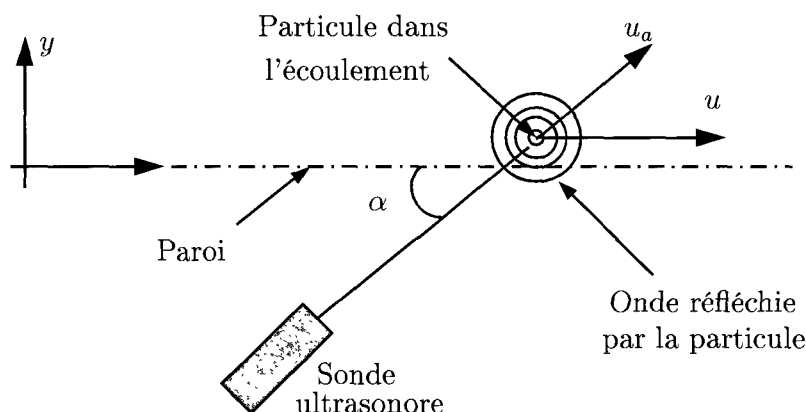


FIG. 2.14 – Principe de fonctionnement d'un vélocimètre ultrasonore Doppler pulsée

Dans la figure 2.14, nous considérons un transducteur ultrasonique qui émet des impulsions courtes à la fréquence  $f_e$  et reste fixe dans un milieu où la vitesse du son est donnée par  $c_a$ . Un centre diffuseur se déplaçant avec la vitesse  $u$  reflétera partiellement les ondes émises par le transducteur.

Il est généralement souhaitable de mesurer au moins la composante horizontale du vecteur vitesse. Pour que la composante radiale de la vitesse mesurable par le vélocimètre corresponde à cette composante horizontale, il faudrait que le transducteur soit plongé horizontalement dans le liquide. Ceci rendrait impossible la détermination d'un profil de vitesse complet. Une autre démarche consiste à incliner le transducteur par rapport à l'horizontale (figure 2.13) d'un angle  $\alpha$ , appelé angle Doppler. En faisant l'approximation que la composante verticale est négligeable par rapport à la composante horizontale de la vitesse, il en résulte que la vitesse longitudinale peut s'exprimer en fonction de la vitesse radiale mesurée :

$$u = \frac{u_a}{\cos \alpha} \quad (2.44)$$

En combinant les relations 2.43 et 2.44, la vitesse de la particule s'écrit alors ainsi :

$$u = \frac{f_d c_a}{2 f_e \cos \alpha} \quad (2.45)$$

La position de la particule est fournie par la relation d'échographie, qui relie la distance du centre diffuseur au délai entre l'émission de l'onde et la réception de son écho. A partir de l'intervalle de temps et de la vitesse du son dans le milieu de propagation, la position de la particule peut être calculée ainsi :

$$P = \frac{1}{2}c_a\Delta t \quad (2.46)$$

où  $P$  est la distance entre la particule et le capteur et  $\Delta t$  est le délai entre l'émission d'impulsion et la réception.

Le facteur  $\frac{1}{2}$  résulte du fait que l'impulsion ultrasonique couvre la distance entre le capteur et la particule deux fois, par conséquent la moitié du délai  $\Delta t$  correspond à cette distance.

Si plusieurs milieux sont traversés par le faisceau ultrasonique, l'équation 2.46 peut s'écrire alors ainsi :

$$\frac{\Delta t}{2} = \sum_j \frac{d_j}{c_j} \quad (2.47)$$

où  $c_j$  est la vitesse acoustique du milieu  $j$  et  $d_j$  la distance parcourue par le faisceau ultrasonique dans ce milieu.

#### 2.2.5.4 Limites et paramètres du système Doppler pulsé

##### Relation d'ambiguïté

Comme tout processus échantillonné, les signaux Doppler sont astreints au théorème d'échantillonnage. Ainsi, pour chaque fréquence de répétition des trains d'ondes ultrasonores (PRF), il existe une valeur mesurable maximale de la fréquence Doppler. Au-dessus de cette fréquence les mesures sont affectées par l'anti-repliement :

$$f_{dMax} = \frac{f_{prf}}{2} \quad (2.48)$$

$f_{prf}$  (PRF Pulse Repetition Frequency) est la fréquence d'échantillonnage ou la fréquence de répétitions des cycles émissions-réceptions.

Il s'en suit que pour chaque fréquence  $f_{prf}$ , la vitesse selon l'axe d'écoulement est limitée par :

$$u_{max} = \frac{f_{prf}c_a}{4f_e \cos \alpha} \quad (2.49)$$

Les systèmes Doppler à émission pulsée introduisent donc une limitation de la vitesse maximale mesurable. De plus, on impose à l'écho le plus lointain d'être arrivé à

la sonde avant l'émission suivante. Il en résulte alors que la distance maximale d'exploration d'un tel instrument se trouve elle aussi limitée par la fréquence  $f_{prf}$  puisque :

$$P_{max} = \frac{c_a}{2f_{prf}} \quad (2.50)$$

Une diminution de la fréquence de répétition repousse la limite en profondeur mais réduit la valeur de la fréquence Doppler maximum mesurable. La vitesse et la profondeur maximales sont ainsi reliées par la relation suivante :

$$P_{max} u_{max} = \frac{c_a^2}{8f_e \cos \alpha} \quad (2.51)$$

Cette relation, qui porte le nom de relation d'ambiguïté, montre bien, que si la profondeur d'exploration de l'appareil augmente, sa gamme de vitesse mesurable est automatiquement réduite, et réciproquement. De même, En réduisant la fréquence du transducteur, des vitesses plus importantes peuvent être perçues à la même profondeur de mesure. Il s'agit donc de trouver un compromis entre la profondeur mesurable et la vitesse mesurable, pour une fréquence donnée. Cependant, étant donné que la taille d'un seul volume de mesure dépend de la longueur d'onde ultrasonique, la résolution spatiale sera réduite. La figure 2.15 illustre l'effet de l'angle Doppler sur la gamme de vitesse mesurable.

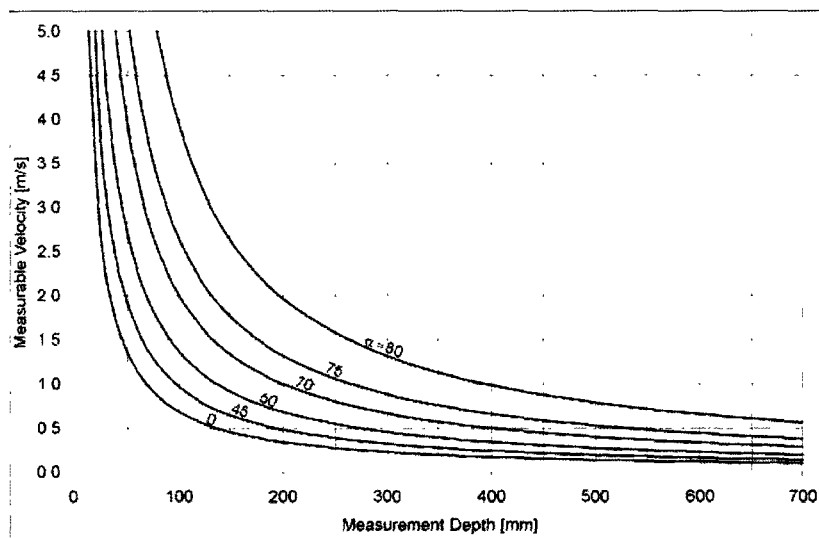


FIG. 2.15 – Vitesse mesurable pour une fréquence d'émission de 4 MHz en fonction de l'angle Doppler  $\alpha$

### L'effet de l'angle Doppler

L'angle Doppler joue un rôle important dans le calcul de la vitesse des particules. Comme le montre l'équation 2.44, la dépendance à l'égard l'angle Doppler est sous forme de cosinus. Le cosinus de l'angle Doppler fournit la composante du vecteur vitesse d'écoulement projeté sur la ligne de mesure. En effet, l'erreur d'évaluation de l'angle Doppler affecte la valeur de la vitesse mesurée  $u_a$ .

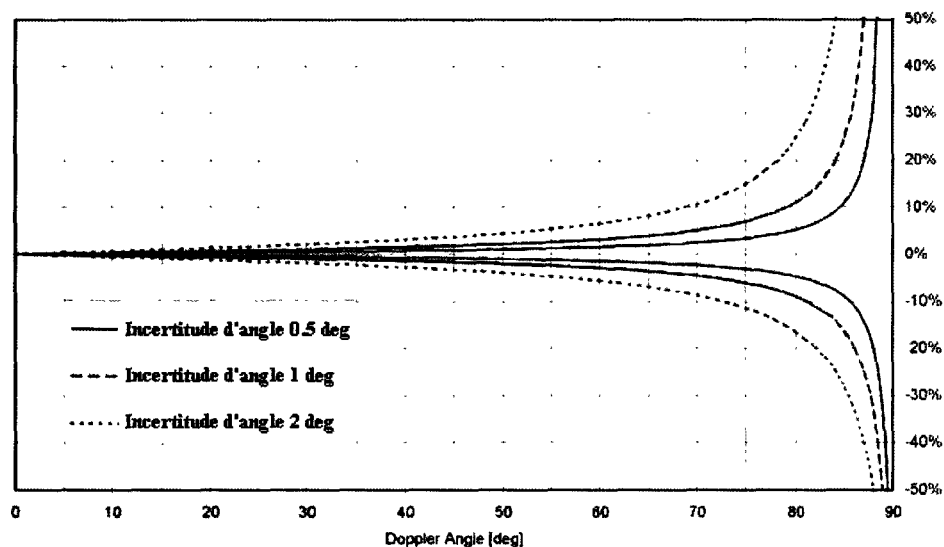


FIG. 2.16 – Effet de l'erreur de l'angle Doppler sur les mesures de vitesse

L'erreur d'évaluation de l'angle Doppler est plus critique à des grands angles qu'elle l'est à des petits angles, parce que le décalage de fréquence devient très petit à de grands angles et la sensibilité du système est réduite. La figure 2.16 montre l'importance d'employer le plus petit possible angle Doppler en effectuant des mesures d'écoulement. Par exemple, une incertitude de  $\pm 1$  à un angle Doppler de 80 mènera à une erreur d'environ 10% dans le calcul des vitesses. Ainsi, il est très important de déterminer exactement l'angle Doppler. En général, plus l'angle Doppler est faible plus les mesures des vitesses sont précises.

Notons que, le système utilisé présente une limite de l'angle Doppler de l'ordre de 45.

### Résolution spatiale

La dimension transversale du volume de prélèvement est déterminée par la géométrie du champ ultrasonique (la figure 2.11). La dimension longitudinale, cependant,

dépend de la longueur de la salve et de la largeur de bande de l'unité électronique de réception.

En raison de la divergence du faisceau ultrasonique, la dimension latérale de volume d'échantillonnage augmente avec la profondeur, tandis que la dimension longitudinale,  $h$ , demeure constante et égale à

$$h = \frac{c\delta t}{2}$$

où  $\delta t$  est la durée d'émission de chaque signal simple.

### Résolution temporelle

La résolution temporelle est donnée par le temps minimum entre deux profils de vitesse mesurés. Elle dépend du temps nécessaire au système pour l'acquisition des données et pour le calcul de la fréquence Doppler.

Puisque la fréquence Doppler peut être calculée seulement à partir de plusieurs échantillons, donc plus d'une émission est nécessaire pour obtenir un profil de vitesse. Le temps nécessaire pour mesurer un profil de vitesse dépend alors du nombre d'émissions par profil. Par conséquent, la période d'acquisition de données d'un profil dépend de la fréquence PRF et du nombre de répétitions d'impulsion utilisées pour le calcul de la fréquence Doppler.

Le temps de traitement de données est très court (seulement quelques millisecondes), et ainsi habituellement négligeable comparé au temps d'acquisition de données. Ainsi, la résolution temporelle peut être rapprochée au temps d'acquisition de données. Elle est donnée par

$$\Delta t_{theor} = \frac{n_{rep}}{f_{prf}} = \frac{2n_{rep}P_{max}}{c_a} \quad (2.52)$$

où  $\Delta t$  est la résolution temporelle théorique,  $n_{rep}$  nombre de répétitions d'impulsion par profil,  $f_{prf}$  et la fréquence PRF et  $P_{max}$  est la profondeur de mesure.

La fréquence PRF dépend de la profondeur de mesure, alors que le nombre de répétitions d'impulsion est directement choisi par l'opérateur. En conséquence, la résolution temporelle élevée est obtenue avec une profondeur de mesure courte et de faibles nombres de répétitions par impulsion.

### 2.2.6 Conclusion

Dans cette section, nous avons présenté les fondements théoriques de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler utilisée pour les mesures des profils des vitesses dans l'écoulement transitoire. Dans un premier temps, nous avons présenté un aperçu sur les ultrasons et quelques bases théoriques. Par la suite, nous avons exposé le principe de fonctionnement de la méthode. Enfin, nous avons présenté les limites d'utilisation de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler.





# Chapitre 3

## BANC EXPÉRIMENTAL – MÉTHODES DE MESURES

### 3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons le dispositif expérimental et les méthodes expérimentales permettant l'étude du frottement pariétal dans un écoulement turbulent transitoire. Le dispositif expérimental est un canal hydraulique vertical ayant à son extrémité une vanne à fermeture rapide. Le choix des matériaux utilisés a été conditionné par la nature du fluide potentiellement corrosif ainsi que par les techniques expérimentales utilisées. Dans la première partie, nous présentons une description détaillée du canal hydraulique. La deuxième partie est consacrée à la mise en œuvre de la méthode électrochimique et de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler. Dans cette partie, on présente les conditions expérimentales et la chaîne de mesures. Dans la troisième partie, nous présentons la mise en place de la synchronisation entre les différentes méthodes expérimentales.

### 3.2 Description du montage expérimental

Les mesures expérimentales ont été réalisées au Laboratoire de Mécanique et Energétique de Valenciennes. Le montage expérimental est constitué de trois systèmes :

- un réservoir et un système de recyclage ;
- une veine d'essais ;

– un système d’acquisition de données.

Le banc est conçu pour fonctionner en circuit fermé (figure 3.1). Ce dispositif a été conçu pour fournir une pression d’alimentation constante, même pendant l’écoulement transitoire généré par la fermeture et l’ouverture de la vanne montée à l’extrémité aval de la veine d’essai. Le dispositif expérimental a été conçu pour permettre la mise en œuvre de la méthode électrochimique.

Ainsi la conception des principaux organes de ce dispositif est réalisée à partir des matériaux chimiquement inertes et électriquement neutres. Dans notre étude, nous avons utilisé le polypropylène.

### 3.2.1 Réservoir d’alimentation et système de recyclage

#### 3.2.1.1 le réservoir de recyclage

Le réservoir de recyclage (réservoir 2 : figure 3.1) est une cuve de volume de  $2,5m^3$ . Dans ce réservoir, nous avons monté une pompe permettant l’alimentation de la cuve d’alimentation (réservoir 1 : figure 3.1) .

#### 3.2.1.2 la pompe

La pompe utilisée dans notre étude est une pompe verticale magnétique VEMA 50-125. Cette pompe permet d’acheminer le liquide du bac de stockage vers la cuve d’alimentation de la veine d’essais. Afin de l’isoler de l’écoulement du liquide potentiellement corrosif, le corps de cette pompe a été fabriqué en Polypropylène. La pompe a été dimensionnée de telle sorte qu’elle puisse fournir une hauteur d’eau de  $20m$  avec un débit de  $50m^3h^{-1}$  à  $2900trs/min$  et une puissance de  $7,5KW$ . En jouant sur la vitesse de rotation, on peut réguler son débit. Cela est réalisé grâce un variateur de vitesse Digidrive ( $7.5KW$ ) piloté par un régulateur Honeywell PID.

#### 3.2.1.3 le cuve d’alimentation

La cuve d’alimentation (réservoir 1 : figure 3.1) est composée de trois parties cylindriques concentriques ayant des bords supérieurs situés à des hauteurs différentes (hauteur de bord supérieur qui décroît en partant du cylindre extérieur vers le cylindre intérieur).

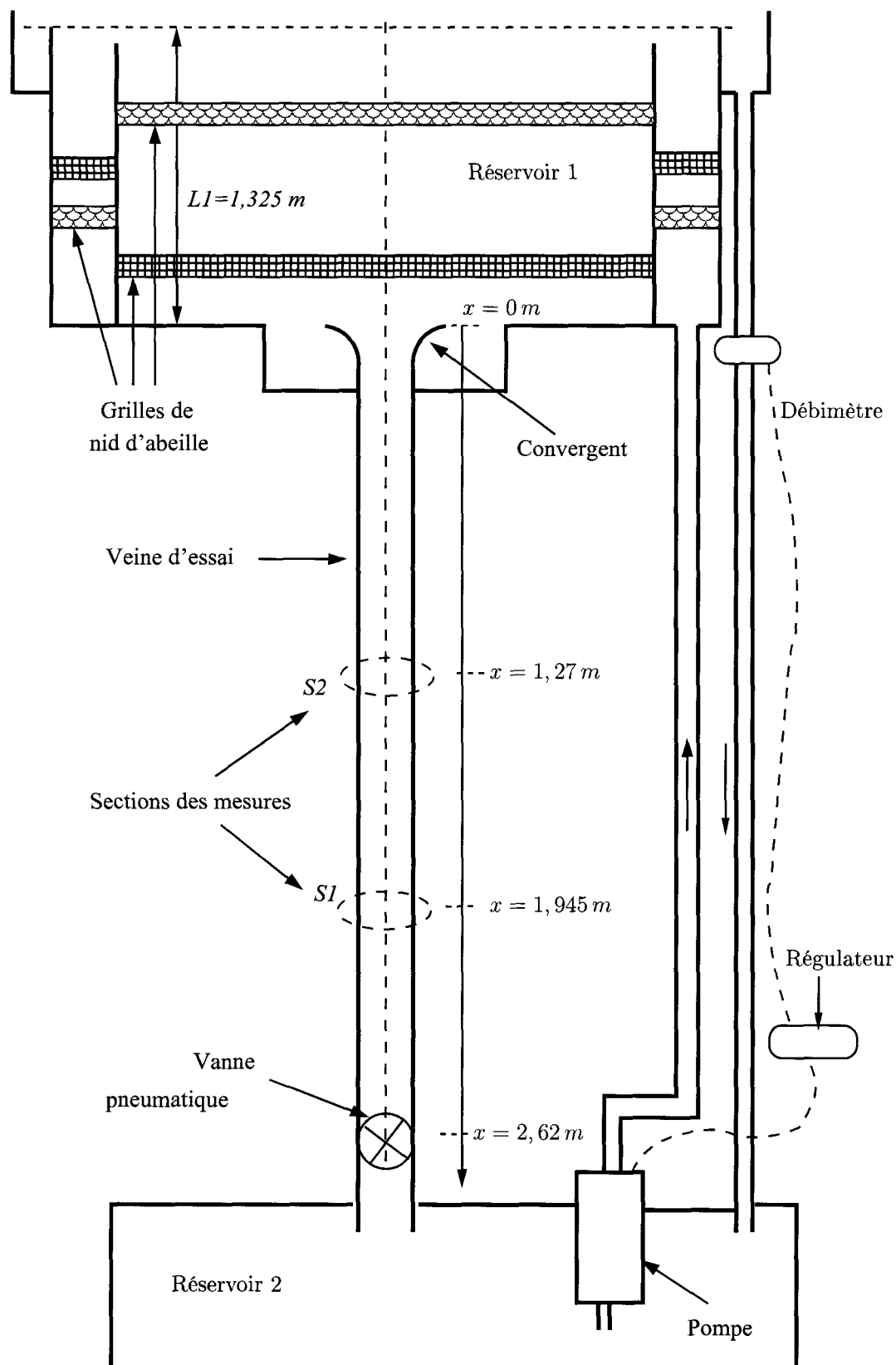


FIG. 3.1 – Montage expérimental

- Le cylindre extérieur sert de trop plein et il est vidé dans le réservoir de recyclage.
- Celui du milieu reçoit le fluide du réservoir de recyclage à l'aide de la pompe. L'alimentation en fluide de ce cylindre se fait par le fond avec un jet horizontal pour minimiser les remous. Une première grille de nid d'abeille à mailles hexagonales (mailles de 30 *mm* diamètre) permet d'amortir les fluctuations dues à la pompe. Une deuxième grille de nid d'abeille plus fine (mailles de 8 *mm* diamètre) permet d'uniformiser l'écoulement vers le haut.
- Si le cylindre intermédiaire est plein, le surplus du fluide est déversé d'abord dans le cylindre intérieur. Ce dernier contient aussi deux couches de nid d'abeilles afin d'avoir un écoulement uniforme avant l'entrée de la veine d'essais. Si le cylindre intérieur est plein, le surplus du cylindre intermédiaire est alors déversé dans le cylindre extérieur puis évacué dans le réservoir de recyclage. Cela nous permettra de contrôler le niveau du cylindre intérieur.

### 3.2.2 Régulateur

Comme les ondes de pression génèrent des variations de débit rapides dans la veine, on peut s'attendre à ce que le niveau d'eau dans le cylindre intérieur de la cuve supérieure change aussi. Or il est absolument nécessaire de maintenir ce niveau constant pour ne plus influencer les mesures. Pour cela, on ne contrôle pas le niveau par capteur de niveau car les marges d'erreur pour une telle procédure est de l'ordre de 10 *cm*. Par ailleurs, la durée qu'il faut pour que la pompe réajuste ce niveau peut être longue comparée aux échelles de temps des ondes. Ainsi, on a déplacé le paramètre de contrôle sur la ligne d'évacuation du trop plein. Le bord supérieur du cylindre extérieur étant plus haut que celui du cylindre intérieur, on peut prévenir la baisse de niveau en s'appuyant sur le niveau du trop plein via le débit d'évacuation. On augmente la sensibilité en réduisant la largeur de la partie "Trop plein". C'est la raison pour laquelle nous avons choisi une ligne d'évacuation avec un siphon sur lequel nous avons monté un débitmètre (figure 3.1). Le débit mesuré est comparé à une consigne sur le régulateur Honeywell PID qui commande le variateur de la vitesse de la pompe. Le débitmètre choisi est du type DFB-Z en propylène. L'étendue de mesure est de 0,1 à 10 *m/s* (avec une erreur de mesure inférieure à 5 % entre 0,3 et 0,5 *m/s*, et de l'ordre de 1 % entre 0,5 et 10 *m/s*). La pression maximale supportée est de 25 *bar*.

### 3.2.3 Canal vertical : conduite - vanne

#### 3.2.3.1 La veine d'essai

La veine d'essais est une conduite cylindrique en polypropylène. De longueur  $L = 2,62\text{ m}$ , de diamètre intérieur  $D = 61,4\text{ mm}$  et d'épaisseur de paroi  $e = 6,8\text{ mm}$ , cette veine peut résister jusqu'à une pression de  $10\text{ bars}$ . A l'entrée de la veine, un convergent a été conçu et monté de manière à assurer une répartition uniforme de la vitesse dans la veine d'essais. Le rapport de contraction retenu ici est  $17/1$ .

Afin d'éviter les vibrations, la veine d'essai a été fixée à un mur à l'aide de trois barres de fixation.

#### 3.2.3.2 La vanne électromécanique

L'écoulement transitoire est généré dans la veine d'essais au moyen d'une vanne électromécanique montée à l'extrémité aval de la conduite (figure 3.1). Il s'agit d'une vanne papillon de type WEFER (figure 3.2) d'un diamètre nominal de  $65\text{ mm}$  PN10/16 supportant une gamme de pression allant jusqu'à  $7\text{ bar}$ . Le corps et le disque de cette vanne sont en PVC afin d'isoler la vanne de l'écoulement du liquide qui pourrait être corrosif. Notons que l'axe de la vanne est en inox.

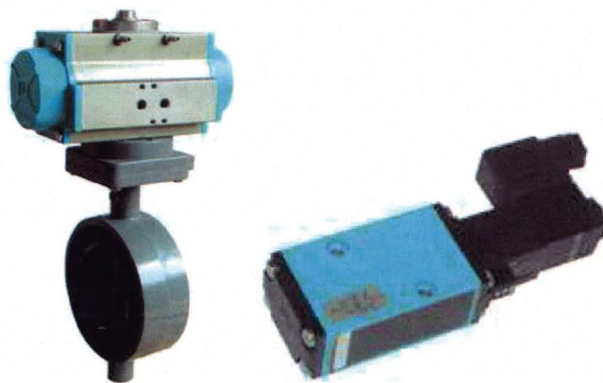


FIG. 3.2 – La vanne utilisée

Les manœuvres de la vanne sont assurées à l'aide d'un actionneur pneumatique. L'actionneur pneumatique utilisé est de type " deux double effet 0 – 180 " (il permet l'ouverture et la fermeture de la vanne). Il est relié au réseau d'air comprimé du laboratoire et fonctionne dans une gamme de pressions allant jusqu'à  $7\text{ bars}$ . Le temps de réponse de l'actionneur pneumatique est de l'ordre de  $60\text{ ms}$  (pour une pression de  $6\text{ bars}$ ).

A son tour, l'actionneur pneumatique est piloté à l'aide d'une électrovanne 5/2 de type NAMUR. C'est une vanne à commande électrique avec une tension d'alimentation de 24V DC. Elle supporte une pression allant jusqu'à 10 bars. L'électrovanne est pilotée à son tour par l'utilisateur au moyen d'une alimentation stabilisée.

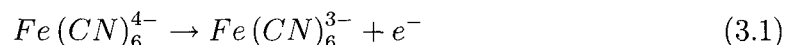
### 3.3 Instrumentation

#### 3.3.1 Mise en œuvre de la méthode électrochimique

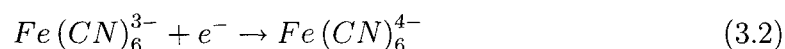
##### 3.3.1.1 Réactifs électrochimiques

Le couple oxydo-réducteur utilisé dans notre étude est le ferricyanure-ferrocyanure de Potassium. Cette solution présente les caractéristiques suivantes : la solution a un comportement newtonien, la réaction chimique est très rapide et réversible, elle permet d'avoir le maximum de courant électrique pour un minimum d'ions transportés. Le polarogramme présente un palier net comme le montre la figure 3.4.

La sonde polarographique est dans notre cas le siège d'une réaction de réduction de ferricyanure selon l'équation suivante :



Tandis que la contre électrode est le siège d'une réaction d'oxydation du ferrocyanure, ainsi :



La solution est préparée sur la base d'un mélange équimolaire ferricyanure-ferrocyanure à raison de  $10 \text{ mol}/m^3$ . En pratique, on peut utiliser plusieurs électrolytes compatibles avec les ions de Ferricyanures.

Compte tenu de la présence de différentes pièces du montage expérimental composées d'acier inoxydable, il faut renoncer à l'utilisation des électrolytes de types KCl et NaCl. En effet, ces électrolytes posent des problèmes de corrosion. L'électrolyte indifférent retenu ici est le sulfate de potassium. Ce dernier présente moins de problèmes de corrosion et il a un faible pouvoir oxydo-réducteur (Sobolik et al. [53]). L'électrolyte est utilisé avec une concentration de  $240 \text{ mol}/m^3$ . Compte tenu de la sensibilité

de ferri-ferrocyanure de potassium à l'éventuelle photolyse ou la dégradation des espèces chimiques par la lumière, les parties transparentes du canal ont été recouvertes de l'extérieur par un rideau opaque.

Les principales caractéristiques physiques de la solution électrochimique utilisée sont présentées dans le tableau suivant 3.1 :

masse volumique $\rho$ ( $kg/m^3$ )	1024
viscosité cinématique $\nu$ ( $m^2/s$ )	$1,025 \cdot 10^{-6}$
coefficient de diffusion $\mathcal{D}$ ( $m^2/s$ )	$7,45 \cdot 10^{-10}$

TAB. 3.1 – Caractéristiques physiques de la solution électrochimique

### 3.3.1.2 La chaîne de mesures

La chaîne de mesure représentée sur la figure ci-dessous est constituée :

- de modules transformant le courant en tension ;
- d'un convertisseur analogique/digital CELISAB ;
- d'un ordinateur.

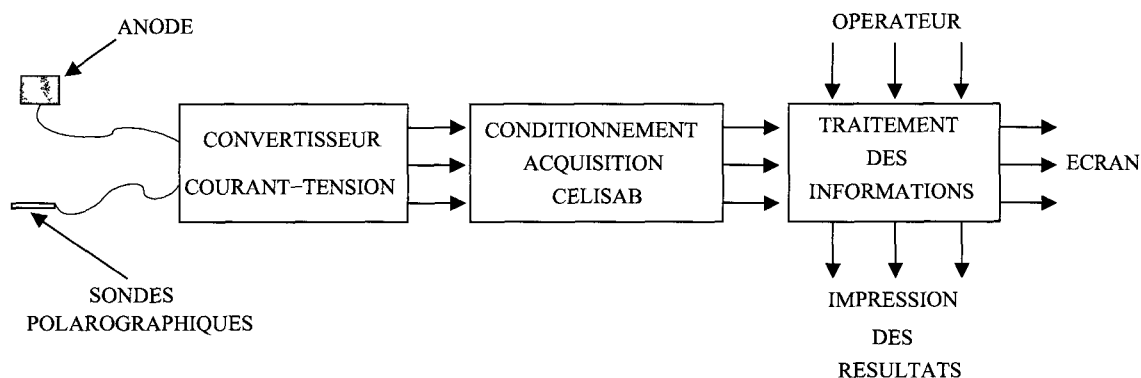


FIG. 3.3 – Chaîne d'acquisition électrochimique

#### A - Modules de transformation courant/tension

Les courants électriques recueillis au niveau des électrodes présentent des intensités de l'ordre de quelques micro-ampères en général. Avant d'être enregistrés, ces signaux sont d'abord amplifiés, puis convertis en tension. Un appareil polarographique réalise cette opération.

Cet appareillage est composé de 8 modules qui permettent l'acquisition simultanée de 8 signaux électrochimiques. Une partie de ce dispositif maintient le potentiel d'anode égale à la valeur souhaitée. Chaque électrode est maintenue à un potentiel nul.

### B - Système d'acquisition

Après transformation des courants en tensions, l'acquisition des données brutes ainsi que leur stockage est assuré à l'aide du logiciel ACQNT. Ce logiciel pilote le convertisseur SAB32, organisé autour d'une partie analogique et d'une partie numérique. L'acquisition analogique comprend un multiplexage maximum de 8 entrées analogiques. Un échantillonneur bloqueur sur chaque voie permet l'acquisition simultanée des 8 voies. Un convertisseur analogique/Digital 12 bits recueille les signaux à une cadence de 300000 conversions par seconde.

La chaîne CELISAB est munie d'un trigger externe permettant de déclencher l'acquisition en fonction d'un seuil déterminé.

#### 3.3.1.3 Les sondes polarographiques

Dans cette étude, nous avons utilisé deux types de sondes polarographiques :

- Sondes circulaires simples réalisées à partir d'un fil de platine d'un diamètre  $0,5\text{ mm}$ .
- Sondes rectangulaires double pour étudier l'écoulement de retour. Ces sondes sont formées de deux rubans de platine, de  $0,1\text{ mm}$  de largeur et de  $0,5\text{ mm}$  de long, séparées par un feuille de Mylar de  $8\text{ }\mu\text{m}$  d'épaisseur.

L'anode est une feuille de platine de  $70\times 120\text{ mm}$  et d'épaisseur de  $0,5\text{ mm}$ , encastrée dans la paroi de la cuve d'alimentation à une distance de  $150\text{ cm}$  des sondes polarographiques, qui sont situées dans la veine d'essais.

#### 3.3.1.4 Détermination de la tension de polarisation

Dans le but de déterminer la tension de polarisation qui correspond au régime de diffusion contrôlée, nous avons établi un polarogramme pour chacune des sondes polarographiques utilisées, ceci pour la gamme étudiée des nombres de Reynolds. La figure 3.4 donne, à titre d'exemple, les polarogrammes d'une microélectrode d'une sonde double. D'après ces polarogrammes, la tension de polarisation pourrait être choisie dans le pla-



teau compris entre  $200\text{ mV}$  et  $500\text{ mV}$ . Pour nos mesures, nous travaillons avec une tension optimale de  $350\text{ mV}$ . Dans tout le plateau de diffusion contrôlée (en particulier pour cette tension optimale), la réponse ( $I$ ) de la sonde polarographique est indépendante de la tension de polarisation. Le courant ne dépend que de l'hydrodynamique de l'écoulement ainsi que de la concentration en ferricyanure de potassium sur la surface des sondes qui est  $C_{\text{ferricyanure}} = 0$ .

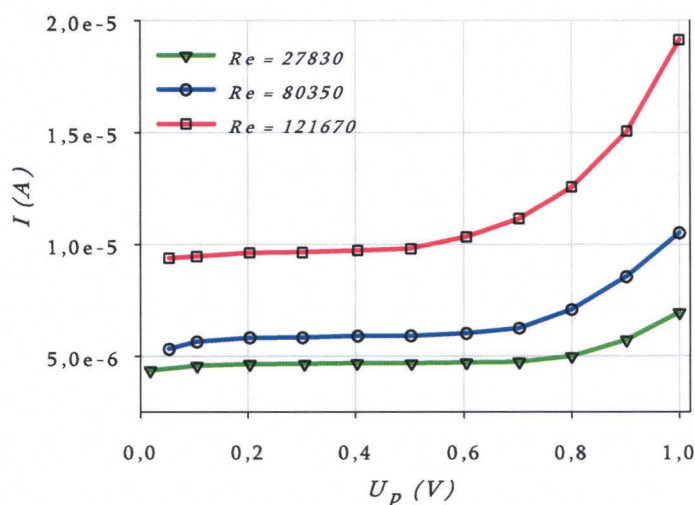


FIG. 3.4 – Polarogramme obtenu pour une sonde simple

### 3.3.1.5 Détermination de la surface active de la sonde - Saut de potentiel

La relation existant entre gradient pariétal de vitesse et intensité limite diffusionnelle mesurée nécessite de connaître précisément la surface active de l'électrode. Bien qu'élaborées à partir d'un fil de platine de  $0,5\text{ mm}$  de diamètre, les différentes opérations (coupure, collage, et polissage) nécessaires à l'implantation des sondes en paroi, altèrent leur géométrie. En considérant que la surface active de l'électrode puisse s'identifier à l'aire d'un disque de diamètre  $d$ , il s'avère possible que ce diamètre  $d$  diffère alors de  $0,5\text{ mm}$ . Des mesures optiques, bien que parfois difficiles à mettre en œuvre, apportent alors des informations sur le diamètre physique réel. Toutefois, ces mesures mettent aussi en évidence l'existence de rugosités, plus au moins importantes, sur la surface des électrodes (Dumont [79]). En pratique, la surface active d'une électrode est plus grande que celle donnée par la surface de la section du fil.

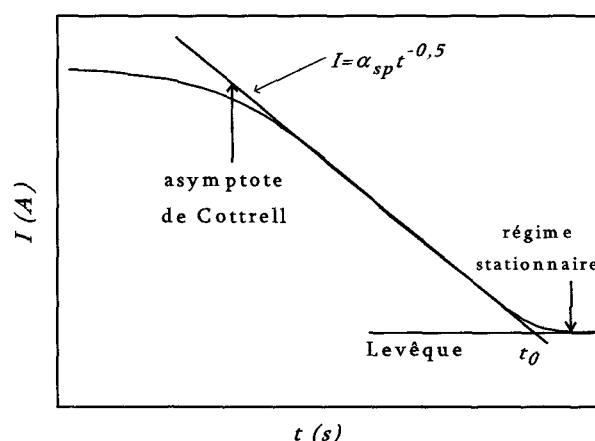


FIG. 3.5 – Asymptote de Cottrell

Dans le cadre de cette étude, la méthode d'étalonnage ou de détermination de la surface active des micro-électrodes est basée sur la réponse de ces dernières à un échelon de potentiel en régime transitoire. Cette technique est habituellement appelée « méthode de l'asymptote de Cottrell » ou « méthode du saut de potentiel ». Le principe de cette méthode consiste à imposer à l'électrode un échelon de potentiel allant de 0 jusqu'à la valeur constante correspondant au courant limite de diffusion et à suivre l'évolution temporelle de la réponse fournie par cette électrode (Sobolik et al. [80]). Le courant transitoire fourni par l'électrode suit une évolution caractérisée par l'asymptote de Cottrell dans la période précédant le régime stationnaire (Figure 3.5). D'après la seconde loi de Fick, l'évolution du courant limite de diffusion en fonction de temps s'écrit :

$$I = n\mathcal{F}C_0A_s \left( \frac{\mathcal{D}}{\pi t} \right)^{1/2} = \alpha_{sp} t_0^{-1/2}$$

où  $\alpha_{sp} = n\mathcal{F}C_0A_s \left( \frac{\mathcal{D}}{\pi} \right)^{1/2}$ .

Le temps  $t_0$  (Figure 3.5) marque le passage du régime transitoire au régime stationnaire gouverné par les phénomènes convectifs. Ce temps  $t_0$ , qui correspond à l'intersection des asymptotes de Cottrell et de Levêque, est donné par la relation :

$$t_0 = \left( \frac{\alpha_{sp}}{I_s} \right)^2 \quad (3.3)$$

Il est intéressant de noter que l'asymptote de Cottrell est indépendante des conditions hydrodynamiques. Ceci veut dire qu'il est possible d'effectuer un étalonnage de

la sonde de mesure même en présence d'un écoulement permanent. Dans cette étude, les étalonnages ont été effectués en absence d'écoulement.

Cette méthode permet donc de calculer  $A$  si  $C$  et  $D$  sont connus, mais elle peut être aussi appliquée au calcul de  $D$  si  $A$  et  $C$  sont connus. Un exemple d'évolution du courant  $I$  en fonction du temps est présenté sur la figure 3.6. Huit séries d'étalonnage, totalisant 40 calibrations, sont réalisées au cours de la campagne de mesures à partir de la solution acqueuse présentée précédemment.

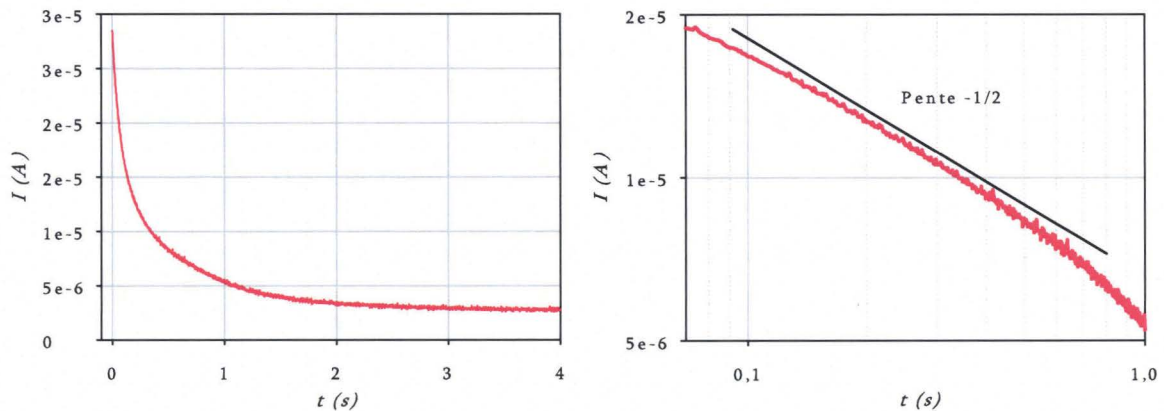


FIG. 3.6 – Exemple de réponse transitoire d'une sonde polarographique à un saut de potentiel

Dans un premier temps, le tracé des courbes en échelle logarithmique permet de cerner la zone d'étude pour laquelle l'intensité du courant  $I$  est proportionnelle à  $t^{-1/2}$  (figure 3.6). Les résultats obtenus pour l'ensemble des électrodes présentent des pentes peu différentes de  $-1/2$ . L'exploitation des réponses  $I = f(t^{-1/2})$  donnent, dans un second temps, des résultats satisfaisants qui permettent de calculer la surface active et d'en déduire le diamètre :

$$d = \sqrt{\frac{4\alpha_{sp}}{n\mathcal{F}C_0\sqrt{\mathcal{D}\pi}}} \quad (3.4)$$

Le tableau 3.2 regroupe les valeurs moyennes, pour les différentes sondes utilisées.

Sonde	sonde circulaire	sonde rectangulaire (1)	sonde rectangulaire (2)
$d$ ou $l$ moyen (mm)	$0,63 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,04$

TAB. 3.2 – Diamètres des sondes électrochimiques obtenus à partir de la surface active

Les résultats montrent que les surfaces actives déduites du saut de potentiel sont plus grandes que les surfaces des sondes théoriques. Ce résultat montre que le polissage des sondes, après leur insertion dans le module de mesure, conduit à la formation de rugosité sur les sondes et à leur étalement.

### 3.3.1.6 Précision des résultats

En régime permanent, le gradient pariétal de vitesse est relié au coefficient de transfert de masse par la relation

$$S = bK^3 \quad (3.5)$$

où  $K$  est donné par l'équation 2.2. L'incertitude sur la mesure de  $S$  dépend de nombreux facteurs :

$$\left| \frac{\Delta S}{S} \right| \leq 3 \left[ \left| \frac{\Delta I}{I} \right| + \left| \frac{\Delta C_0}{C_0} \right| + \left| \frac{\Delta A}{A} \right| + \left| \frac{\Delta \mathfrak{D}}{\mathfrak{D}} \right| \right] \quad (3.6)$$

$$\left| \frac{\Delta S}{S} \right| = 3 [1\% + 1,5\% + 3\% + 1,5\%] \simeq 21\% \quad (3.7)$$

où  $\left| \frac{\Delta S}{S} \right|$ ,  $\left| \frac{\Delta I}{I} \right|$ ,  $\left| \frac{\Delta C_0}{C_0} \right|$ ,  $\left| \frac{\Delta A}{A} \right|$ , et  $\left| \frac{\Delta \mathfrak{D}}{\mathfrak{D}} \right|$  sont les incertitudes relative sur le gradient pariétal  $S$ , le courant limite de diffusion  $I$ , la concentration de la solution polarographique  $C_0$ , la surface active de la sonde polarographique  $A$  et le coefficient de diffusion  $\mathfrak{D}$ .

Cette incertitude relative sur le gradient pariétal de vitesse montre que des mesures absolues requièrent le plus grand soin dans la conduite des expériences. Il faut cependant remarquer que, pour une série de mesures, toutes les erreurs à l'exception de celle de  $I$ , interviennent de manière constante. Il suffit donc de rapporter les signaux mesurés en régime transitoire ( $k$ ) à ceux obtenus en stationnaire ( $k_s$ ) et d'élever au cube ce rapport. Les résultats seront alors présentés à l'aide du rapport ( $\tau/\tau_s$ ).

## 3.3.2 La vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler

### 3.3.2.1 DOP2000 de Signal Processing S.A.

#### *Description du système*

L'anémomètre à ultrason utilisé dans cette étude est le vélocimètre DOP2000 de Signal Processing SA/TecFlow de Lausanne (Suisse). La figure 3.7 illustre le modèle



2032 du vélocimètre DOP2000. Ce système est un appareil permettant de traiter des signaux ultrasonores. Cet appareil est branché à une sonde émettant et recevant des ultrasons. Il permet de fixer n'importe quelle fréquence d'émission de la sonde au Hertz près.



FIG. 3.7 – Le vélocimètre DOP2000 (Signal Processing S.A.)

Plusieurs sondes ultrasoniques peuvent être reliées à l'unité principale par l'intermédiaire d'un multiplexeur intégré.

Le procédé de mesure est contrôlé par un logiciel DOP2000 Simulation Software V.4.04.2. L'utilisateur peut modifier la fréquence d'émission, la position de la fenêtre de mesure, la taille et la distribution des volumes d'échantillonnage, et beaucoup d'autres paramètres. Après la fin des mesures, les données obtenues peuvent être passées en revue et analysées avec un logiciel séparé. Les données obtenues peuvent également être importées dans d'autres applications.

#### *Le principe de fonctionnement*

Le principe de fonctionnement du vélocimètre DOP2000 est illustré sur la figure 3.8. Le signal provenant de l'oscillateur principal génère l'impulsion d'émissions nécessaires à l'obtention de la fréquence de répétition synchrone des impulsions ultrasonores (PRF). L'amplification du signal d'écho est augmentée proportionnellement à la profondeur afin de compenser l'atténuation des ondes. Après avoir été amplifié, le signal

d'écho est démodulé puis filtré afin d'isoler l'information Doppler. Enfin un filtre passe-bas supprime les artefacts dans le spectre généré par la démodulation. Le signal Doppler est ensuite échantillonné puis traverse un convertisseur Analogique/Digital rapide. Le temps entre chaque acquisition détermine la résolution spatiale entre chaque volume d'échantillons tandis que le temps entre l'émission et la réception détermine la distance du volume d'étude. Le signal issu du convertisseur est mémorisé puis filtré par un filtre passe-haut éliminant les composantes stationnaires et quasi-stationnaires. La fréquence du signal Doppler est ensuite calculée. Le résultat peut alors être utilisé pour déterminer la vitesse.

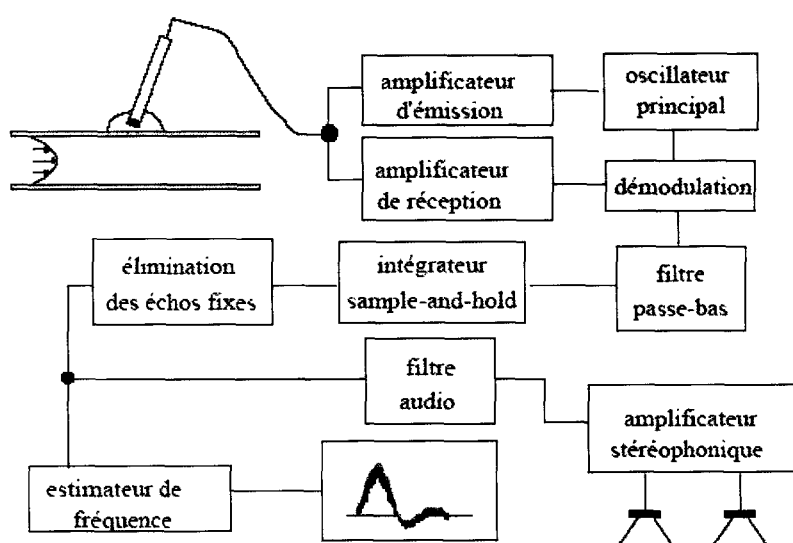


FIG. 3.8 – Principe de fonctionnement du vélocimètre ultrasonore

Le DOP2000 est muni d'un Trigger externe permettant le déclenchement de l'acquisition des données des profils des vitesses. Avant la réception du signal trigger, le DOP2000 mesure continuellement les profils des vitesses mais ne transfère pas leurs valeurs dans la mémoire interne. Le DOP2000 commencera le transfert seulement après la réception du signal trigger au niveau de l'entrée du trigger externe.

Un délai peut être appliqué après la réception du signal trigger avant de commencer à enregistrer les profils. Cette fonction nous sera utile dans la suite de notre étude.

Le vélocimètre DOP2000 permet la visualisation de :

- profils de vitesse ;
- module d'écho : son comportement montre la présence des structures fortement réfléchies et une possible saturation des dispositifs électroniques due à un niveau incorrect

d'amplification ;

- énergie Doppler : représente le signal d'écho sortant du filtre passe-haut ;
- évolution du débit ;

Le fonctionnement correct du vélocimètre est basé sur un paramétrage adéquat de certains paramètres. Une description complète des paramètres DOP2000 peut être trouvée dans les notes techniques DOP2000 [81]. Dans le paragraphe suivant, les plus importants seront brièvement décrits.

### 3.3.2.2 Paramétrage du vélocimètre DOP2000

#### *La fréquence d'échantillonnage PRF*

L'un des paramètres importants du vélocimètre DOP2000 est la fréquence d'échantillonnage PRF (pour Pulse Repetition Frequency) dite aussi la fréquence de répétitions des impulsions. Ce paramètre est le temps entre deux émissions d'ultrasons par la sonde. Il conditionne la profondeur maximale mesurable, ainsi que la fréquence Doppler maximale. Ces deux quantités sont liées par la relation suivante déduite de l'équation 2.48 :

$$P_{max} f_{DMax} = \frac{c_a}{4} \quad (3.8)$$

Dans le vélocimètre DOP2000, la fréquence PRF est exprimée en  $\mu s$ . L'appareil est capable de produire différentes fréquences PRF, et ainsi de mesurer à différentes profondeurs maximales. Pour éviter les parasites dans les signaux de retour, la PRF doit être inférieure au temps nécessaire aux ondes ultrasonores pour faire un aller-retour.

#### *TGC ("time gain control")*

Le paramètre TGC contrôle le niveau d'amplification des échos avant qu'ils ne soient analysés. Dans certains cas, une simple augmentation exponentielle d'amplification en fonction de la distance est suffisante pour obtenir la bonne sensibilité le long du profil de vitesse entier. Cependant, les échos de la paroi ou d'autres objets réfléchissants peuvent saturer des parties du profil et produire de fausses valeurs de vitesse. Un bon arrangement de TGC fournit un graphique caractérisé par des crêtes propres correspondant aux interfaces du liquide-paroi de conduite et par des échos de basses amplitudes cor-

respondant aux particules en écoulement, qui fournissent les informations sur la vitesse.

### *Nombre d'émissions par profils (PRF/Profil)*

Des mesures fiables nécessitent l'analyse des résultats d'un certain nombre d'émissions. Ce nombre affecte la variance de la fréquence Doppler estimée et la période de mesure d'un simple profil de vitesse.

L'algorithme utilisé pour estimer la fréquence Doppler est basé sur l'hypothèse que la vitesse des particules contenue dans le volume d'échantillonnage reste constante pendant le temps de mesure. Le nombre d'émissions doit être choisi ainsi selon le type d'écoulement étudié :

- L'écoulement stationnaire exige beaucoup d'émissions pour réduire la variance sans perdre des informations concernant le phénomène physique ;
- L'écoulement instationnaire, d'autre part, a besoin de peu d'émissions, selon le degré de variabilité de la vitesse avec le temps.

Par conséquent, le choix de ce paramètre doit satisfaire le compromis entre la qualité de mesure (variance minimale) et le temps nécessaire pour reconstruire chaque profil de vitesse.

La variance de mesure peut être encore améliorée en utilisant un des deux filtres additionnels : filtre linéaire (moyenne glissante) ou filtre non-linéaire (médian). Au cours de cette étude de l'écoulement transitoire, le PRF/profil = 16 et aucun filtre n'était appliqué.

### *La fréquence d'émission*

Le choix de la fréquence d'émission dépend de divers facteurs :

- (1) - de la dimension désirée du volume d'échantillonnage : la résolution spatiale augmente avec la fréquence ;
- (2) - de l'atténuation du signal ultrasonique : l'atténuation diminue quand la fréquence d'émission diminue ;
- (3) - de la vitesse mesurable maximale , selon l'équation 2.49.

Cependant, il n'est pas possible de modifier  $f_e$  simplement par le logiciel ; il est nécessaire de remplacer la sonde ultrasonique. Au cours de cette présente étude, nous avons utilisé une sonde ultrasonique d'une fréquence d'émission de 4 MHz.



### *Longueur de la salve ultrasonique*

La salve ultrasonique émise peut être constituée par 2, 4 ou 8 cycles. Une telle longueur affecte :

- la résolution, si la durée d'émission est plus longue que  $1,2\mu s$  ;
- l'énergie Doppler, si la durée d'émission est plus courte que  $1,2\mu s$ .

La durée d'une impulsion simple,  $\delta t$ , est donnée par :

$$\delta t = \frac{n \text{ cycles}}{f_e} \quad (3.9)$$

### *Paramétrage du DOP2000*

Pour un bon paramétrage du DOP2000, les étapes suivantes ont été réalisées :

1. commencer à partir des valeurs définies par défaut des paramètres ;
2. sélectionner la fréquence d'émission de la sonde ultrasonique utilisée ;
3. analyser le TGC : en cas de saturation, réduire la puissance d'émission ;
4. si le profil de vitesse n'apparaît pas, augmenter la sensibilité et/ou la puissance d'émission ; vérifier l'amplitude d'échos par le menu de TGC ;
5. vérifier que "l'aliasing" ne se produit pas en changeant l'angle Doppler et/ou en modifiant la fréquence PRF ;
6. adapter l'échelle de vitesse ;
7. choisir la résolution d'affichage désirée ;
8. choisir la profondeur maximale en changeant le PRF (en faisant attention à "l'aliasing") ;
9. adapter le nombre d'émissions par profil.

#### **3.3.2.3 Ensemencement de l'écoulement**

Le choix des particules d'ensemencement est crucial pour une bonne exécution d'une expérience de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler. L'ensemencement de l'écoulement dans le canal hydraulique est effectué en utilisant des particules sphériques de copolyamide de diamètres moyens  $d = 120 \mu m$  et densité de  $1,05 g/cm^3$  proche de celle de l'eau. La taille de ces particules a été choisie de façon à ne pas perturber l'écoulement et à minimiser les différences de vitesse entre le traceur et le fluide.

#### 3.3.2.4 Position des sondes ultrasoniques

Afin d'imposer correctement et facilement l'inclinaison de la sonde ultrasonique, un système rigide avec un seul degré de liberté (permettant une rotation de 180 du capteur) a été conçu. Ce dispositif maintient la sonde alignée avec l'axe de conduite.

La continuité du champ ultrasonique entre la sonde et la paroi de la conduite a été contrôlée en utilisant un gel ultrasonique qui permet une meilleure qualité sonore.

#### 3.3.2.5 Calibration des distances mesurées

Afin d'interpréter entièrement les données expérimentales, un calibrage préliminaire a été imposé, basé sur la comparaison entre les distances réelles et celles fournies par le DOP2000. En effet, l'élaboration des données exige la connaissance exacte de la distance de référence de la surface de la sonde, afin de localiser les parois de la conduite, et relier ainsi les positions aux vitesses locales mesurées.

La sonde a été placée à une distance soigneusement mesurée de la paroi externe de la conduite. Par la suite, l'espace entre la sonde et la conduite a été plongé dans le gel ultrasonique. La paroi, traversée par le faisceau ultrasonique, produit un écho fort, clairement identifié dans le diagramme du "module d'échos TGC" de DOP2000.

Afin de déterminer le point où le faisceau ultrasonique rencontre l'interface, le paramétrage suivant a été adopté :

- Éclat ultrasonique court (2 cycles) et une valeur adéquate de la fréquence de répétition pour obtenir la résolution longitudinale maximum.
- Basse puissance et basse sensibilité pour enlever d'autres échos et de distinguer clairement le signal venant de la paroi.

#### 3.3.2.6 Procédure de correction des données

Les données fournies par le DOP2000 doivent être corrigées pour les raisons suivantes : la succession de milieux de différentes propriétés acoustiques, la variabilité spatiale de la forme et de l'intensité du champ ultrason, et la dimension finie du volume d'échantillonnage (important dans les zones près des parois). Par conséquent, le procédé de correction de Wunderlich et Brunn [72] a été utilisé. Ce procédé de correction est basé sur des considérations géométriques et réalisé en deux phases différentes.

La première phase (la figure 3.9) concerne le repositionnement des échos dû au croisement de deux interfaces, à savoir "gel ultrasonique - paroi" et "paroi - écoulement".

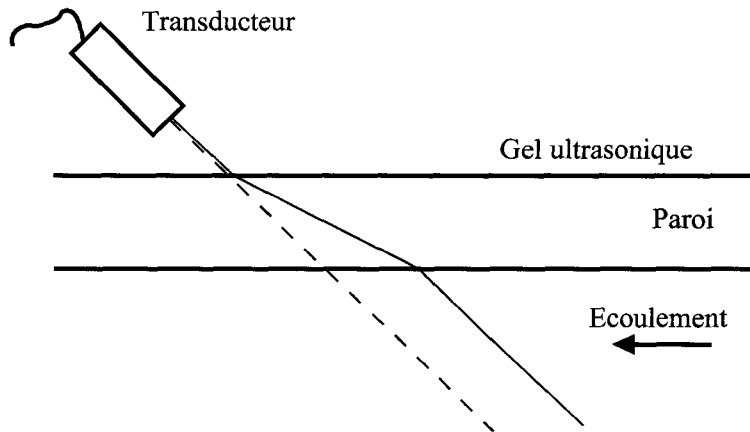


FIG. 3.9 – La première phase du procédé de correction

La deuxième phase concerne la correction des données près de la paroi. Des mesures de vitesse locale sont situées dans le centre du volume de prélèvement (cylindre ABCD sur la figure 3.10). Si un tel volume est placé en partie dans la conduite et en autre partie dans l'écoulement, la mesure de la vitesse locale doit être décalée au centre du volume de prélèvement actuel, c'est-à-dire la portion de volume dans l'écoulement (AHKD sur la figure 3.10). Cette phase de correction modifie seulement quelques points du profil de vitesse (Figure 3.10).

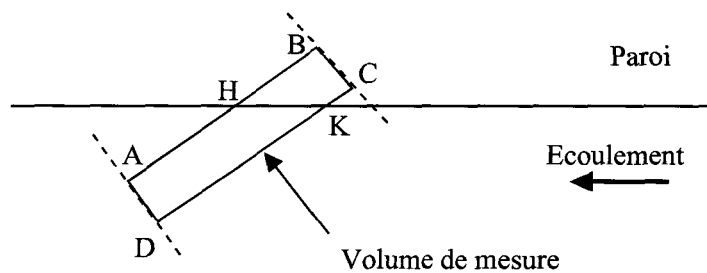


FIG. 3.10 – La deuxième phase du procédé de correction

### *Phase 1 : Repositionnement des échos*

Le faisceau ultrasonique doit traverser trois milieux de propriétés acoustiques différentes : le gel ultrasonique avec une vitesse du son  $c_g$ , la paroi de la conduite avec une

vitesse du son  $c_p$  et le fluide en écoulement à l'intérieur de la conduite avec une vitesse du son  $c_f$  (la figure 3.11).

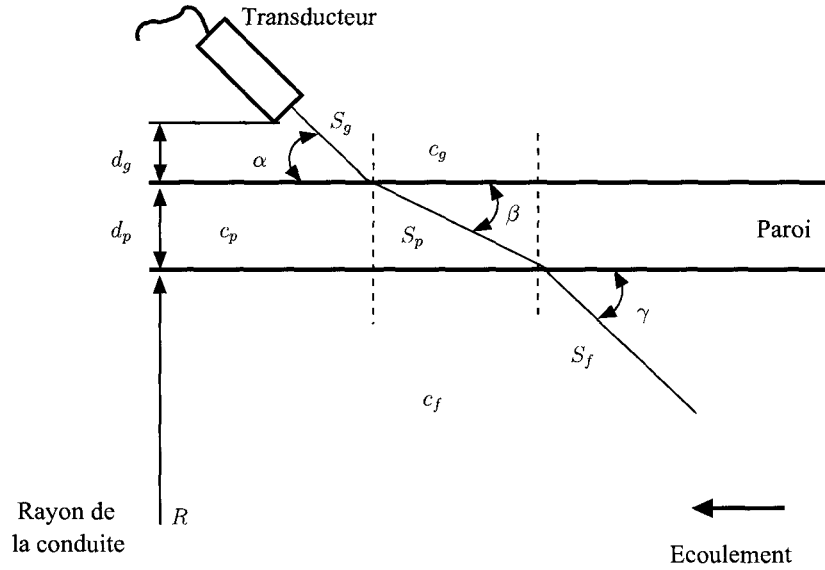


FIG. 3.11 – Trajectoire du faisceau ultrason à partir de l'extérieur, à travers la paroi à l'intérieur du fluide

Les profondeurs concernant les vitesses mesurées sont calculées à partir des paramètres suivants : angle Doppler,  $\alpha$ , les vitesses du son,  $c_i$  ( $i = g, p, f$ ), la distance sonde-conduite  $d_g$ , et le rayon de la conduite  $R$  et son épaisseur  $d_p$ . Quant aux phénomènes de réfraction, la loi de Snell est appliquée :

$$\frac{c_g}{c_p} = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta\right)} = \frac{\cos(\alpha)}{\cos(\beta)} \quad (3.10)$$

$$\frac{c_f}{c_p} = \frac{\cos(\gamma)}{\cos(\beta)} ; \quad \frac{c_g}{c_f} = \frac{\cos(\alpha)}{\cos(\gamma)} \quad (3.11)$$

Les angles  $\beta$  et  $\gamma$  peuvent être exprimés en fonction de  $\alpha$  :

$$\sin(\beta) = \sqrt{1 - \left(\frac{c_p}{c_g} \cos(\alpha)\right)^2} \quad (3.12)$$

$$\sin(\gamma) = \sqrt{1 - \left(\frac{c_f}{c_g} \cos(\alpha)\right)^2} \quad (3.13)$$

En utilisant l'équation 2.47 et les relations géométriques suivantes :

$$\begin{aligned}
 d_f &= S_f \sin(\gamma) \\
 d_p &= S_p \sin(\beta) \\
 d_g &= S_g \sin(\alpha)
 \end{aligned}
 \tag{3.14}$$

Il est possible de calculer le position radiale  $r_i$ , à partir du centre de la conduite :

–  $r_i$  est dans le gel ultrasonique :  $r_i > R + d_p$

$$r_i = (R + d_p + d_g) - \frac{\Delta t \cdot \sin(\alpha) \cdot c_g}{2}
 \tag{3.15}$$

–  $r_i$  est dans la paroi de la conduite :  $R + d_p \geq r_i \geq R$

$$r_i = (R + d_p) - c_p \sqrt{1 - \left(\frac{c_p}{c_g} \cos(\alpha)\right)^2} \left(\frac{\Delta t}{2} - \frac{d_o}{c_p \sin(\alpha)}\right)
 \tag{3.16}$$

–  $r_i$  est dans l'écoulement :  $R \geq r_i$

$$r_i = (R + d_p) - c_p \sqrt{1 - \left(\frac{c_f}{c_g} \cos(\alpha)\right)^2} \left(\frac{\Delta t}{2} - \frac{d_g}{c_g \sin(\alpha)} - \frac{d_p}{c_p - \left(\frac{c_p}{c_g} \cos(\alpha)\right)^2}\right)
 \tag{3.17}$$

Dans cette étude le gel ultrasonique permet la même inclinaison du faisceau ultrasonique, à l'extérieur et à l'intérieur de la conduite :

$$c_g = c_f \quad \text{et} \quad \alpha = \gamma
 \tag{3.18}$$

### ***Phase 2 : Correction des données près de la paroi***

Le volume d'échantillonnage est approximativement un cylindre de diamètre  $d$  (correspondant au diamètre de l'élément piézoélectrique) et d'une hauteur  $h = c_f \delta t / 2$ . Les échos réfléchies par les particules entièrement ou partiellement présentes dans le volume, sont associées au centre  $r_o$  de ce volume. Ceci est correct si le volume de mesure est complètement contenu à l'intérieur du fluide en écoulement. Près de la paroi, où seulement une partie du volume de mesure est à l'intérieur de l'écoulement, son centre

pourrait être situé à l'intérieur de la paroi de la conduite près de la sonde ultrasonique. La distance de référence  $b$  est définie ainsi :

$$b = \frac{1}{2} (h \sin \alpha + d \cos \alpha) \quad (3.19)$$

Pour une distance de la paroi de la conduite inférieure à  $b$ , les données mesurées associées au centre du volume d'échantillonnage ne devrait pas être associées au centre de ce volume mais seulement au centre  $r_c$  de la partie qui se trouve à l'intérieur de la conduite.

### 3.3.3 Mesure de la pression

Afin de mesurer l'intensité des ondes de pression ainsi que leur localisation durant la propagation des ondes, on effectuera des mesures de pression instantanée en deux points (S1 et S2) sur la veine d'essais (Figure 3.1). Ces mesures de pression sont réalisées à l'aide de deux capteurs de pression miniatures en acier inoxydable à membrane affleurante. Ces capteurs sont de type absolu : ENTRAN du modèle EPX-N03-3,5B-/L3M (Figure 3.12). Ce type des capteurs utilise un pont Wheatstone à jauges de contraintes actives. Ces capteurs à membrane en acier inoxydable présentent l'avantage évident d'une robustesse accrue. Il est possible de les utiliser en milieu aqueux ou corrosif, le matériau étant compatible avec ces milieux. Des visualisations microscopiques n'ont montré aucun effet de la solution polarographique en ferri-ferrocyanure de potassium sur la membrane du capteur.

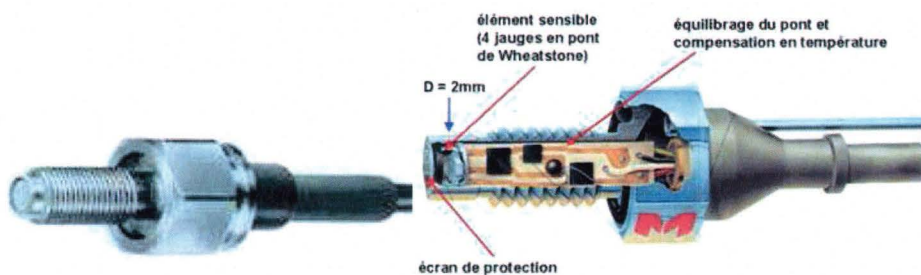


FIG. 3.12 – (a) Le capteur utilisé et (b) une coupe de ce capteur

Le tableau 3.3 présente les principales caractéristiques des capteurs de pression utilisés.

Etendue de mesure	7 bars
Tension d'excitation	10 V
Sortie pleine échelle	10 V
Non linéarité	$\pm 0,25\% FSO$
Bande passante	20 %
Fréquence de résonance	75 kHz
Température de fonctionnement	-40 120 C

TAB. 3.3 – Les spécifications des capteurs de pression utilisés

Les signaux de pression des deux capteurs, à la sortie du conditionneur, sont recueillis par le même système d'acquisition utilisé pour les mesures du frottement pariétal.

## 3.4 Protocole de mesure

### 3.4.1 Déclenchement simultané des mesures

Afin de mettre en évidence les effets de la propagation de l'onde de pression sur les évolutions des profils des vitesses et du frottement pariétal, nous avons mis en œuvre une procédure permettant le déclenchement simultané des différentes mesures de pression de frottement et de vitesse afin de les analyser dans la même base de temps. Ces mesures permettent ainsi d'obtenir des informations simultanées sur l'évolution de l'onde de pression, son influence sur les profils des vitesses et sur le frottement pariétal. Cette technique permettra aussi de comparer le frottement pariétal issu d'une sonde et celui déduit des modèles théoriques.

Pour mettre en œuvre le déclenchement simultané des différentes mesures, nous avons adopté la configuration présentée par la figure 3.13. Dans cette configuration, une alimentation stabilisée génère le signal de déclenchement ("Trigger"). Ce dernier est utilisé d'une part pour contrôler la vanne pneumatique et d'autre part pour déclencher les triggers du vélocimètre DOP2000 et de la carte CELISAB. La procédure des acquisitions simultanées est la suivante :

- On déclenche la fermeture de la vanne à l'aide de l'interrupteur de l'alimentation stabilisée (front montant).

- Ce signal trigger de l'alimentation initialise d'une part les mesures des vitesses et d'autre part les mesures du frottement et celles des pressions.

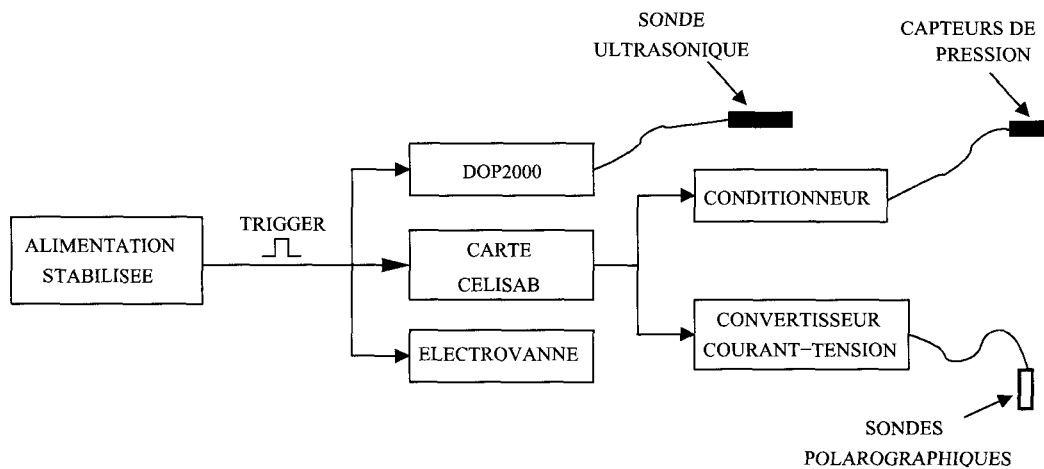


FIG. 3.13 – Schéma d'ensemble du système de déclenchement des acquisitions

De cette façon, l'origine des temps est la même pour les différentes mesures effectuées. Notons que cette origine coïncide avec le début de la fermeture de la vanne.

Les signaux électrochimiques et ceux correspondant aux mesures des pressions sont enregistrés dans un même fichier. Ces signaux sont acquis à l'aide de la carte d'acquisition CELISAB à une fréquence de  $10000\text{ Hz}$ .

### 3.4.2 Résolution temporelle

Une bonne résolution temporelle est nécessaire à l'étude de l'écoulement turbulent transitoire. Comme il a été évoqué dans le paragraphe 2.2.5.4, la résolution temporelle du DOP2000 dépend d'une part du nombre d'émissions par profil et d'autre part de la profondeur de mesure.

Dans le cas des mesures des profils des vitesses à travers toute la section droite de la conduite, l'écart temporel minimum que nous avons constaté entre deux mesures consécutives est de l'ordre de  $4\text{ ms}$ . Ces mesures des profils des vitesses ont montré une symétrie axiale des profils des vitesses, comme il est illustré sur la figure 3.14.

Afin d'améliorer la résolution temporelle, nous avons effectué des mesures des profils des vitesses à travers la moitié de la conduite. Ceci augmente la résolution temporelle qui est alors de l'ordre de  $2\text{ ms}$ . Cette technique permet donc un bon suivi de l'effet de l'onde de pression sur les profils des vitesses.



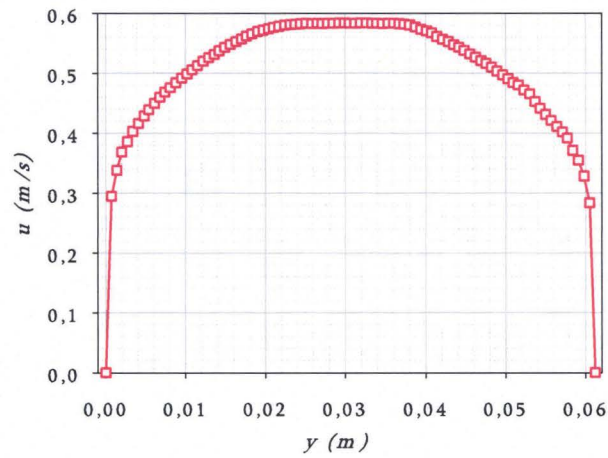


FIG. 3.14 – Profil de vitesse

### 3.4.3 Reproductibilité des mesures

Dans le cadre de notre étude, les mesures sont effectuées dans le régime transitoire. Afin de vérifier la fiabilité de nos mesures, nous avons effectué un grand nombre d'essais. Cette technique nous a permis d'une part d'obtenir une bonne précision, et d'autre part de vérifier la reproductibilité des résultats, comme illustré sur la figure 3.15.

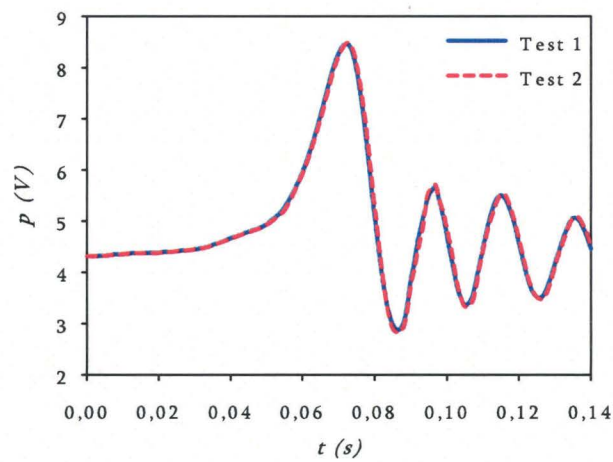


FIG. 3.15 – Reproductibilité des signaux de pression

### 3.5 Conclusion

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons mis au point un dispositif expérimental permettant l'étude du frottement pariétal et des profils de vitesses dans un écoulement turbulent transitoire. Dans ce chapitre, nous avons présenté dans un premier temps le montage expérimental et les méthodes de mesures. Dans un second temps, nous avons exposé les conditions des essais et le protocole expérimental.

L'écoulement transitoire est généré par les manœuvres d'une vanne pneumatique montée à l'extrémité aval d'une conduite. Des mesures simultanées de pression, de frottement pariétal et des profils de vitesses sont effectuées. Ces mesures permettront l'étude de l'évolution de la propagation des ondes de pression et son effet sur le frottement pariétal et sur les profils de vitesses. Par la suite, les mesures du frottement pariétal à l'aide de la méthode électrochimique sont comparées aux résultats des modèles théoriques évoqués dans le chapitre 1.

Nous présenterons les résultats de cette étude expérimentale dans le chapitre suivant.

# Chapitre 4

## ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU FROTTEMENT PARIÉTAL TRANSITOIRE

### 4.1 Introduction

La présentation des méthodes expérimentales au chapitre 2 nous a permis de décrire les techniques utilisées pour l'étude du frottement pariétal transitoire. Dans le cadre de ce travail, le dispositif mis en place a été présenté dans le chapitre 3. L'objectif de ce chapitre est de décrire et commenter les résultats de notre étude expérimentale. Dans un premier temps, des mesures de vitesse et de frottement ont été réalisées dans un écoulement stationnaire afin de valider les méthodes expérimentales utilisées. Par la suite, nous présenterons, d'une part les résultats des mesures des vitesses, et d'autre part les mesures électrochimiques du frottement pariétal. Ces mesures de frottement seront comparées aux résultats fournis par les différents modèles de calcul du frottement transitoire.

### 4.2 Écoulement stationnaire

Avant d'entreprendre les mesures dans l'écoulement transitoire, la fiabilité du dispositif expérimental a dû être vérifiée. Dans ce but, une campagne de mesures préliminaires en écoulement stationnaire a été effectuée.

### 4.2.1 Les profils de vitesses

Avant d'entreprendre les mesures en instationnaire, nous avons au préalable vérifié la fiabilité de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler dans le cas du régime permanent.

Les essais préliminaires réalisés concernent les écoulements stationnaires en conduites pour différents nombres de Reynolds. Les séries de mesures temporelles qui s'y rapportent, d'une durée moyenne de deux minutes par enregistrement, sont suffisamment longues pour que les résultats présentés ici, puissent être considérés comme statistiquement convergents.

Les mesures des profils de vitesse sont ensuite validées en les comparant aux lois théoriques bien connues dans la littérature. On signale qu'au cours de ces essais, les mesures concernent :

- les profils de vitesses instantanés par DOP2000 ;
- les profils de pressions dans les deux sections S1 et S2 (Figure 3.1).

À partir des données des vitesses brutes, les opérations suivantes ont été effectuées :

- calcul du profil de vitesse moyen ;
- implantation de la méthode de correction des profils de vitesses de Wunderlich et Brunn [72] ;
- comparaison avec les distributions des lois universelles pour les conduites à parois lisses (Nikuradse [82]).

La figure 4.1 représente les résultats de la méthode de correction des données appliquées à un profil de vitesse moyenne correspondant au nombre de Reynolds  $Re = 31827$ . Suite à une bonne résolution spatiale du système DOP2000 ainsi qu'à l'angle Doppler optimal adopté dans nos mesures, nous constatons une concordance entre les résultats des deux phases de la méthode de correction.

La figure 4.1 montre clairement la difficulté du vélocimètre à mesurer correctement des vitesses locales près de la paroi opposée. La distorsion est provoquée par la réflexion de l'écho produit par l'interface apposée. Ce phénomène est rapporté dans les notes techniques du vélocimètre DOP2000 [81].

La symétrie axiale des profils de vitesses moyennes nous permet de restreindre l'analyse à la moitié des profils des vitesses : la partie choisie était celle près de la sonde. Ce choix est justifié par l'absence de problème de mesure au niveau de la première

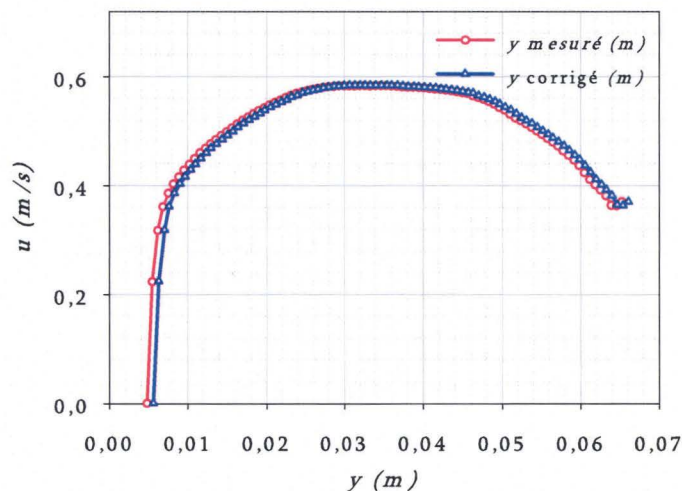


FIG. 4.1 – Profils de vitesses moyennes corrigés et non corrigés : avec  $Re = 31827$

interface paroi-fluide.

La figure 4.2 représente les profils de vitesses moyennes corrigés pour différents nombres de Reynolds.

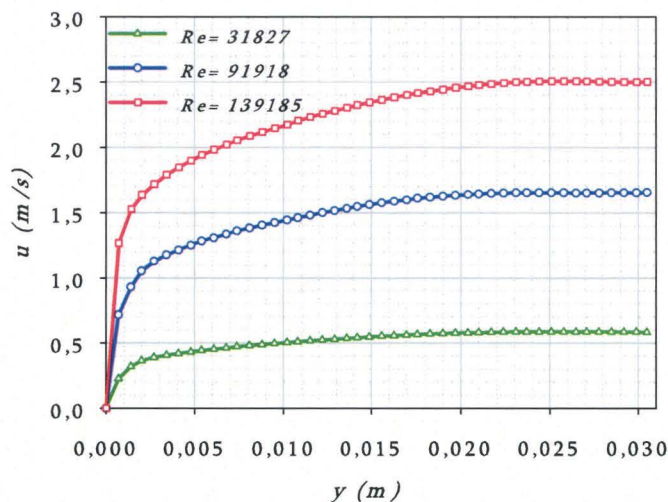


FIG. 4.2 – Profils de vitesses pour différents nombres de Reynolds, obtenus sur le diamètre de la conduite

Dans une couche limite turbulente, le profil de vitesse se décompose en 3 zones :

Une zone proche de la paroi appelée sous-couche visqueuse régie par une loi de vitesse linéaire :

$$u^+ = y^+ \quad (4.1)$$

Où  $u^+ = u/u_\tau$ ,  $y^+ = yu_\tau/\nu$  et  $u_\tau$  représente la vitesse de frottement.

Dans la sous-couche visqueuse,  $y^+ \leq 5$ , les contraintes visqueuses prédominent par rapport aux contraintes turbulentes.

Zone tampon  $5 < y^+ < 40$ , dans laquelle les contraintes visqueuses et turbulentes sont du même ordre de grandeur.

Une zone  $y^+ > 40$ , dans laquelle les contraintes sont essentiellement turbulentes et le profil de vitesse régit par la loi de vitesse logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\chi} \log y^+ + C \quad (4.2)$$

où  $\chi = 0,41$  et  $C = 5$  pour la plaque plane (Schlichting [83]).

Dans le cas d'un écoulement turbulent établi en conduite, la vitesse de frottement peut être calculée à l'aide de la relation :

$$u_\tau = U \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \quad (4.3)$$

où  $\lambda = 4C_f$  représente le coefficient de perte de charge. Il est déterminé à l'aide des lois de Blasius et de Prandtl dans les cas des conduites lisses [83] :

$$\begin{cases} \lambda = \frac{0,316}{Re^{1/4}} & \text{pour } Re < 10^5 \text{ (loi de Blasius)} \\ \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log(Re\lambda) - 0,8 & \text{pour } Re > 10^5 \text{ (loi de Prandtl)} \end{cases} \quad (4.4)$$

La figure 4.3 représente, en échelle semi-logarithmique, les profils des vitesses moyennes réduites ainsi que la régression des données selon les lois théoriques (Équations 4.1 et 4.2) présentées ci-dessus. Nous constatons que les profils des vitesses moyennes réduites indiquent une bonne concordance avec la loi logarithmique pour les différents nombres de Reynolds  $Re$ . L'étendue de la zone logarithmique dépend du nombre de Reynolds.

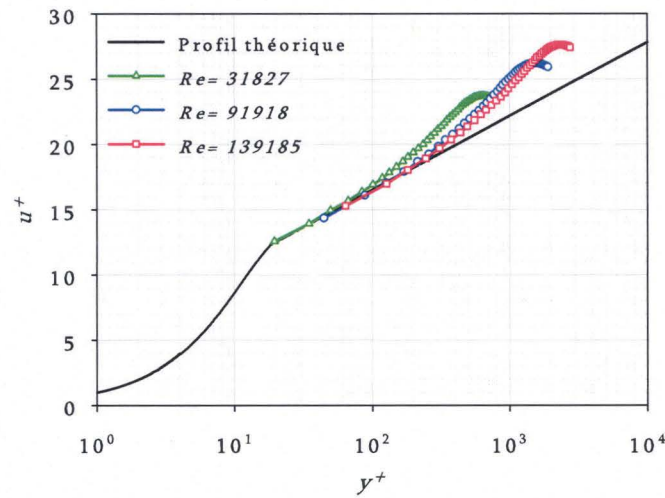


FIG. 4.3 – Profils de vitesse expérimentaux normalisés

Les valeurs obtenues des principaux paramètres d'écoulement étudié sont résumées dans le tableau 4.1.

$Re = DU/\nu$	31827	91918	139185
Vitesse maximale $U_{max}$ (m/s)	0,58	1,65	2,50
Vitesse débitante $U$ (m/s)	0,46	1,34	2,04
Coefficient de perte de charge $\lambda$	0,023	0,018	0,016
Contrainte de cisaillement à la paroi $\tau_p$ (Pa)	0,64	4,10	8,22
Vitesse de frottement $u_\tau$ (cm/s)	2,54	6,41	9,08

TAB. 4.1 – Principaux paramètres des écoulements stationnaires

La contrainte pariétale a été calculée aussi à l'aide de relation :

$$\tau_p = \frac{D (\Delta p - \rho g \Delta L)}{4 \Delta L} \quad (4.5)$$

où  $D$  est le diamètre de la conduite,  $\Delta L$  est la distance entre les 2 capteurs de pression et  $\Delta p$  est la perte de pression sur la longueur  $\Delta L$ .

Rappelons que ces capteurs de pression sont de type absolu et qu'il a donc fallu concevoir un montage afin de les utiliser dans une gamme de pression compatible avec les pertes de charge dans la section de mesure considérée.

L'utilisation d'une alimentation stabilisée, d'un circuit sommateur et d'un amplificateur a permis d'augmenter la sensibilité des capteurs au voisinage des pressions que



l'on souhaite mesurer.

Dans ces conditions, les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.2.

$Re$	27830	80350	121670
$\tau_p$ (Pa)	$0,74 \pm 0,09$	$4,33 \pm 0,52$	$11,50 \pm 1,38$

TAB. 4.2 – Frottement pariétal obtenu à l'aide de la relation 4.5

Pour conclure, ces observations montrent la fiabilité de la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler pour effectuer des mesures instantanées des profils des vitesses dans les écoulements turbulents dans une conduite. La qualité des profils des vitesses moyennes peut être nettement améliorée par un choix judicieux des fréquences d'échantillonnage qui limiteront la profondeur de mesure.

#### 4.2.2 Mesures électrochimiques du frottement pariétal

Pour les mesures du frottement pariétal en écoulement stationnaire, nous avons utilisé une sonde polarographique circulaire simple. Le diamètre de cette sonde est de l'ordre de  $0,6\text{ mm}$ . La figure 4.4 montre l'évolution du courant limite de diffusion en fonction du temps pour trois nombres de Reynolds de  $Re = 27830$ ,  $Re = 80350$  et  $Re = 121670$ .

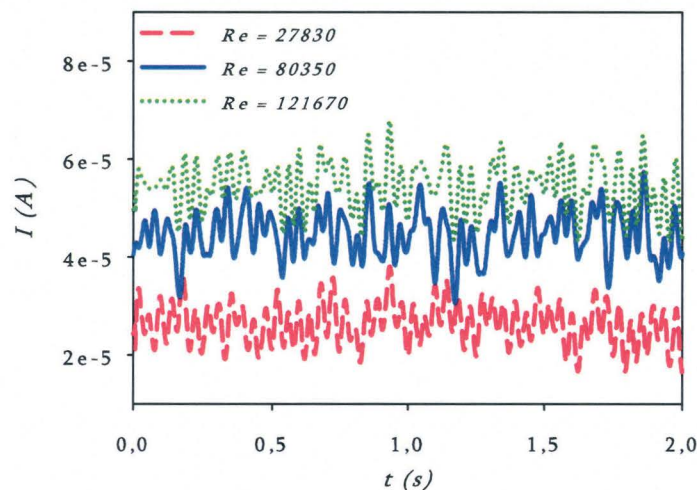


FIG. 4.4 – Exemples de courants limites de diffusion délivrés par une sonde polarographique simple

Le tableau 4.3 présente les différentes valeurs moyennes du courant limite de diffu-



sion  $I$ , du coefficient de transfert de masse  $K$  et du frottement pariétal  $\tau_p$  équivalent pour la gamme des nombres de Reynolds étudiée.

$Re$	27830	80350	121670
$I$ ( $\mu A$ )	26,01	43,94	55,02
$K$ ( $m/s$ )	$8,41e - 5$	$1,41e - 4$	$1,78e - 4$
$\tau_p$ ( $Pa$ )	$1,05 \pm 0,22$	$4,97 \pm 1,11$	$10,37 \pm 2,17$

TAB. 4.3 – Valeurs du courant, du coefficient de transfert de masse et du frottement pariétal obtenus à l’aide de la méthode polarographique en écoulement stationnaire

Les résultats des mesures du frottement pariétal à l’aide de la méthode électrochimique et ceux issus des mesures de pression et de vitesses, sont en accord dans la limite des incertitudes de mesures des différentes grandeurs.

### 4.2.3 Conclusion

Cette étude préliminaire a montré la fiabilité du dispositif utilisé ainsi que les techniques de mesure. Dans un premier temps, cette étude nous a permis d’optimiser les différents paramètres du vélocimètre DOP2000 et de vérifier la fiabilité de la méthode de correction des données de vitesses [72]. Dans un second temps, les mesures préliminaires du frottement pariétal nous ont permis de contrôler la mise en place de la méthode électrochimique.

Compte tenu des résultats de l’étude stationnaire, il est alors possible d’étudier les écoulements turbulents transitoires.

## 4.3 Écoulement Transitoire

### 4.3.1 Introduction

Les mesures préliminaires dans le cas d'un écoulement stationnaire réalisées dans la section précédente ont montré la fiabilité du banc expérimental et des techniques de mesures. Il est donc possible d'étudier l'écoulement transitoire généré par les manœuvres de la vanne pneumatique (chapitre 3). L'objectif de cette partie est double :

1 - Étudier la propagation de l'onde de pression et son influence sur les profils des vitesses et sur le frottement pariétal.

2 - Comparer le frottement pariétal mesuré à l'aide de la méthode électrochimique et celui déduit des différents modèles théoriques présentés dans le chapitre 1.

Au cours de cette étude, plusieurs essais ont été effectués pour deux nombres de Reynolds et deux différents temps de fermeture de la vanne  $T_v$ . Les conditions de ces essais sont résumées dans le tableau 4.4. Les essais 1, 2 et 3 correspondent à une fermeture automatique de la vanne et ont été réalisés pour  $Re = 121670$  tandis que l'essai 4 correspond à une fermeture manuelle de la vanne pour  $Re = 134340$ . Les profils de vitesses pour le test 4 ont été obtenus en prenant comme origine des temps l'instant initial ( $t_0 = 0$ ) de la fermeture de la vanne correspondant à l'origine des temps des pressions. Les profils de vitesses des tests 1, 2 et 3 ont été acquis en réalisant un décalage temporel par rapport à l'instant initial de la fermeture de la vanne. Les premiers profils des tests 1, 2 et 3 ont été acquis respectivement à  $t = t_0$ ,  $t = t_0 + \Delta t$  et  $t = t_0 + 2\Delta t$ , avec  $\Delta t = 1 \text{ ms}$ .

	Test 1, 2 et 3	Test 4
$Re$	121670	134340
$T_v$ (ms)	70,09	73
Température $\theta$ (C)	25	25

TAB. 4.4 – Principaux paramètres des essais effectués

Les prochains paragraphes présenteront respectivement :

- une description générale du phénomène de “coup bélier” généré par la fermeture de la vanne montée à l'extrémité aval de la veine d'essais.
- une étude de l'influence des ondes de pression sur les profils des vitesses. Dans

cette étude, deux cas de fermetures manuelle et automatique sont considérés.

- les résultats expérimentaux du frottement pariétal dans un écoulement transitoire et une analyse de son évolution.
- la comparaison du frottement pariétal mesuré et celui déduit des modèles théoriques.

### 4.3.2 Propagation des ondes acoustiques

#### 4.3.2.1 Description générale du phénomène de coup de bélier

Le coup de bélier est très connu des hydrauliciens et trouve sa justification dans le principe de la conservation de l'énergie d'un écoulement, et plus particulièrement dans la conversion entre énergie cinétique et pression. Ce phénomène est généré par la fermeture (ou l'ouverture) d'une vanne qui engendre de brusques décélérations (ou accélérations) du fluide, conduisant à des fluctuations de pression et de débit qui peuvent quelquefois être destructrices. De nombreux paramètres régissent le coup de bélier. On peut citer notamment les caractéristiques du circuit (géométrie, matériaux), du fluide (compressibilité) ainsi que la vitesse d'ouverture de la vanne.

Dans notre étude, l'écoulement transitoire est généré par la fermeture de la vanne. À l'instant de fermeture de la vanne, le fluide immédiatement adjacent à la vanne est mis en arrêt par une impulsion de pression développée à la face de la vanne. Dès que la première couche du fluide est mise au repos, la même action est appliquée à la couche suivante du fluide. Une onde de surpression d'amplitude  $\Delta p$ , due à la mise en repos du fluide, se propage de la vanne vers l'autre extrémité de la conduite à la célérité du son (notée  $a$ ). L'amplitude  $\Delta p$  est définie à partir de l'équation suivante :

$$\Delta p = -\rho a \Delta U \left(1 - \frac{U_0}{a}\right) \approx -\rho a \Delta U \quad (4.6)$$

L'équation 4.6 fournit une relation entre la variation de vitesse et de la pression. Cette relation est d'une grande importance dans l'étude des écoulements transitoires.

L'expression de la célérité du fluide dépend, dans le cas d'une conduite déformable, de la densité, de la compressibilité du fluide et des propriétés de la paroi de la conduite. La fluctuation de pression dépend de la compressibilité du fluide mais aussi de la géométrie du circuit.

Le suivi temporel des fluctuations de pression en plusieurs endroits distincts est

d'un grand intérêt. Ainsi, l'évolution temporelle de la pression à l'extrémité amont de la conduite (réservoir  $x = 0$ ), à l'extrémité aval (vanne,  $x = L$ ) ou en tout autre point sera différente.

La figure 4.5 (p) montre les évolutions en fonction du temps de la pression à la section de mesure S1 (Figure 3.1). L'origine de l'axe du temps  $t = 0$ , correspond au début de la fermeture de la vanne. Les figures 4.5 PV 01 à PV 24 montrent les profils de vitesse instantanés acquis au même instant que la pression instantanée conformément à la numérotation indiquée sur les figures. Dans la section suivante, l'évolution des profils des vitesses sera analysée et discutée en détail. Le cycle complet, qui résulte après la fermeture totale de la vanne est décrit comme suit :

La fermeture totale de la vanne a pour effet de stopper immédiatement le fluide localisé en  $x = L$ , générant ainsi une onde de surpression qui se propage ensuite vers le réservoir à la vitesse  $a$  (sens inverse de l'écoulement).

Tout au long de la remontée de l'onde, les particules fluides sont successivement informées de la fermeture de la vanne et s'arrêtent instantanément à leur tour, contribuant localement à une élévation de pression. L'écoulement en amont du front d'onde continue sa progression du réservoir vers la vanne fermée avec une vitesse moyenne  $U_0$ . Les figures 4.5 PV 01 à PV 18 montrent clairement cette diminution rapide de la vitesse de l'écoulement au cours de cette étape de la propagation de l'onde de surpression.

À l'arrivée de l'onde au réservoir (Figure 4.5 (p) 19), tout le fluide contenu dans la conduite est alors immobile, en surpression par rapport à son état initial (toute l'énergie cinétique a été convertie en énergie élastique).

Ce fluide comprimé, en équilibre instable avec le fluide du réservoir, va donc se détendre vers ce dernier. L'onde de compression se réfléchit à l'entrée de la veine d'essais générant une compression partielle vers le réservoir et une onde de dépression qui se propage vers la vanne. Cette onde de dépression est caractérisée par un effet aspiratoire du fluide vers l'entrée de la veine d'essais. Les figures 4.5 PV 19 à PV 21 montrent clairement un écoulement de retour concentré dans une région entre la zone pariétale et le noyau central de la conduite.

Le développement de cette onde de dépression induit un retour au champ de pression initial observé pour  $t = 0$ . Au terme de ce premier retour, l'onde de pression est alors localisée à la vanne, en  $x = L$ . La vanne étant une extrémité fermée, l'onde incidente de dépression est réfléchiée en une même onde de dépression de sens inverse, remontant

la conduite vers le réservoir. Cette fois-ci, l'onde de dépression a pour effet de réduire l'écoulement de retour grâce à son effet aspiratoire vers la vanne fermée 4.5.

À la fin de cette phase, l'intégralité de la conduite est alors en dépression conduisant de nouveau à un équilibre de pression instable entre le réservoir et la conduite au profit du réservoir cette fois-ci qui, étant une extrémité ouverte, impose une onde réfléchie de nature différente de l'onde incidente. C'est donc une onde de surpression qui va se propager vers la vanne. À la fin de cette phase, le champ de pression revient à son état initial avant l'événement transitoire. Cette fin caractérise le terme du premier cycle de la propagation de l'onde de pression et le début d'un nouveau cycle.

Notons que la vitesse de fermeture de la vanne conditionnera quant à elle l'amplitude des fluctuations de pression (de débit) suivant la loi de Michaud (Delay [84]) dépendant du rapport entre la durée de la manœuvre et le temps d'un aller-retour de l'onde ( $2L/a$ ).

#### **4.3.2.2 Les échelles des temps de l'onde de pression**

L'effet de l'onde de pression sur les profils de vitesses, de pression et du frottement pariétal dépend de l'échelle de temps  $T$ . Cette échelle est définie par l'équation suivante :

$$T = at/L \quad (4.7)$$

où  $L$  : longueur de la conduite,  $a$  : célérité de l'onde de pression et  $t$  : le temps.

Vardy et Brown [85] ont noté que l'écoulement dans le noyau central de la conduite est plus influencé par les forces axiales d'inertie que par la diffusion radiale de la vorticité. Dans cette région, l'écoulement n'est influencé par la réponse de la couche limite au changement de la vitesse axiale qu'après le passage du front de l'onde de pression.

Notons que la longueur de la conduite utilisée dans notre cas est beaucoup plus petite que celle rencontrée dans la littérature. En effet, alors que  $t \simeq L/a$  pour une fermeture avec un échelon de pression bien marqué, ici la pression atteint son maximum à  $t > 13L/a$ . La conduite utilisée est donc caractérisée par des échelles de temps importantes de l'ordre de  $t \simeq 14L/a$  et ne permet pas l'analyse des phénomènes dus aux ondes de pression isolées clairement identifiables. Ce cas particulier aura une incidence sur les profils de vitesses, de pression et sur l'évolution du frottement pariétal lors d'un événement transitoire.

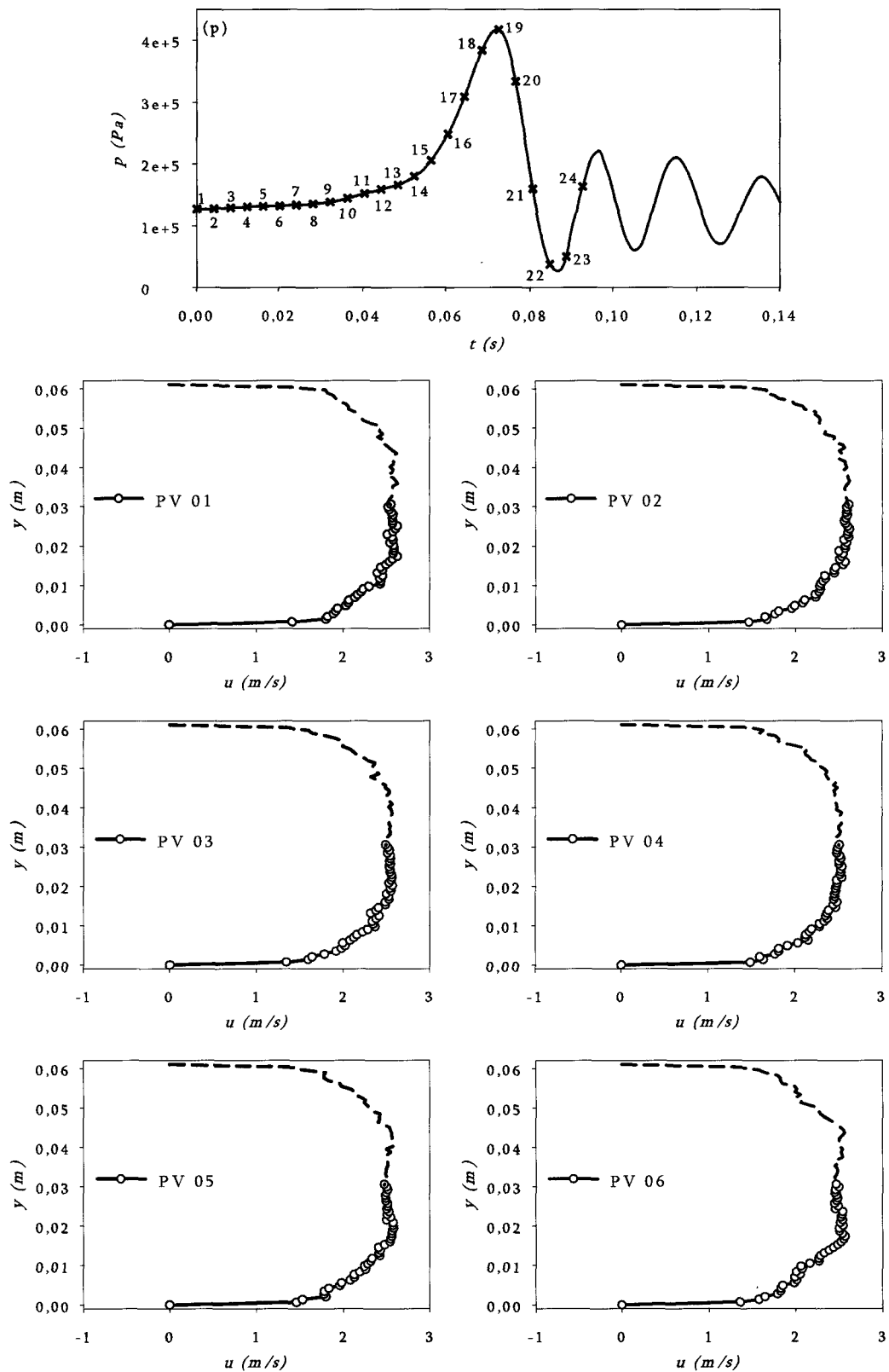


FIG. 4.5 – Évolution de l'onde de pression et des profils de vitesses - Test 1

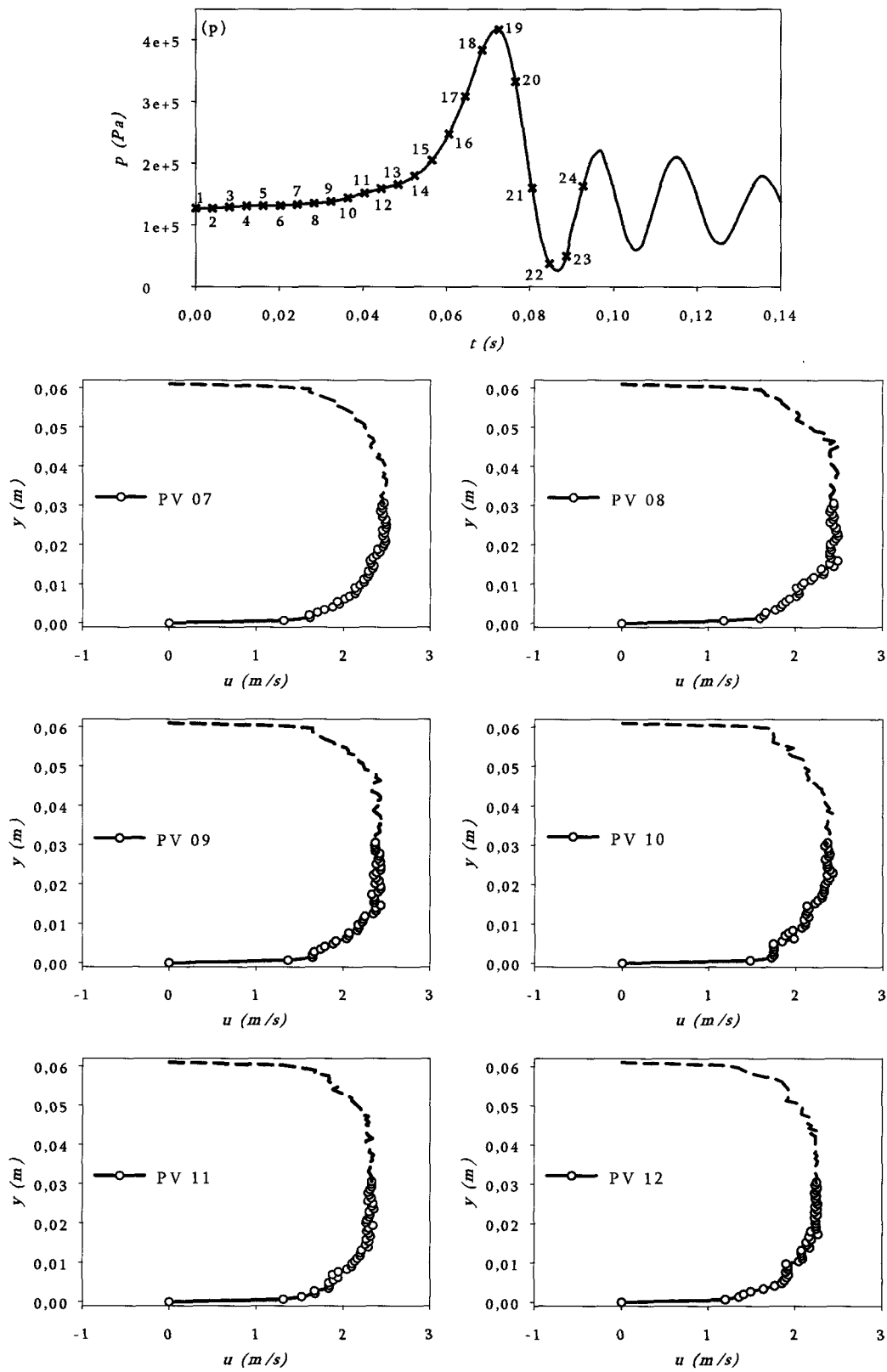


FIG. 4.5 - Évolution de l'onde de pression et des profils de vitesses - Test 1 (Suite)

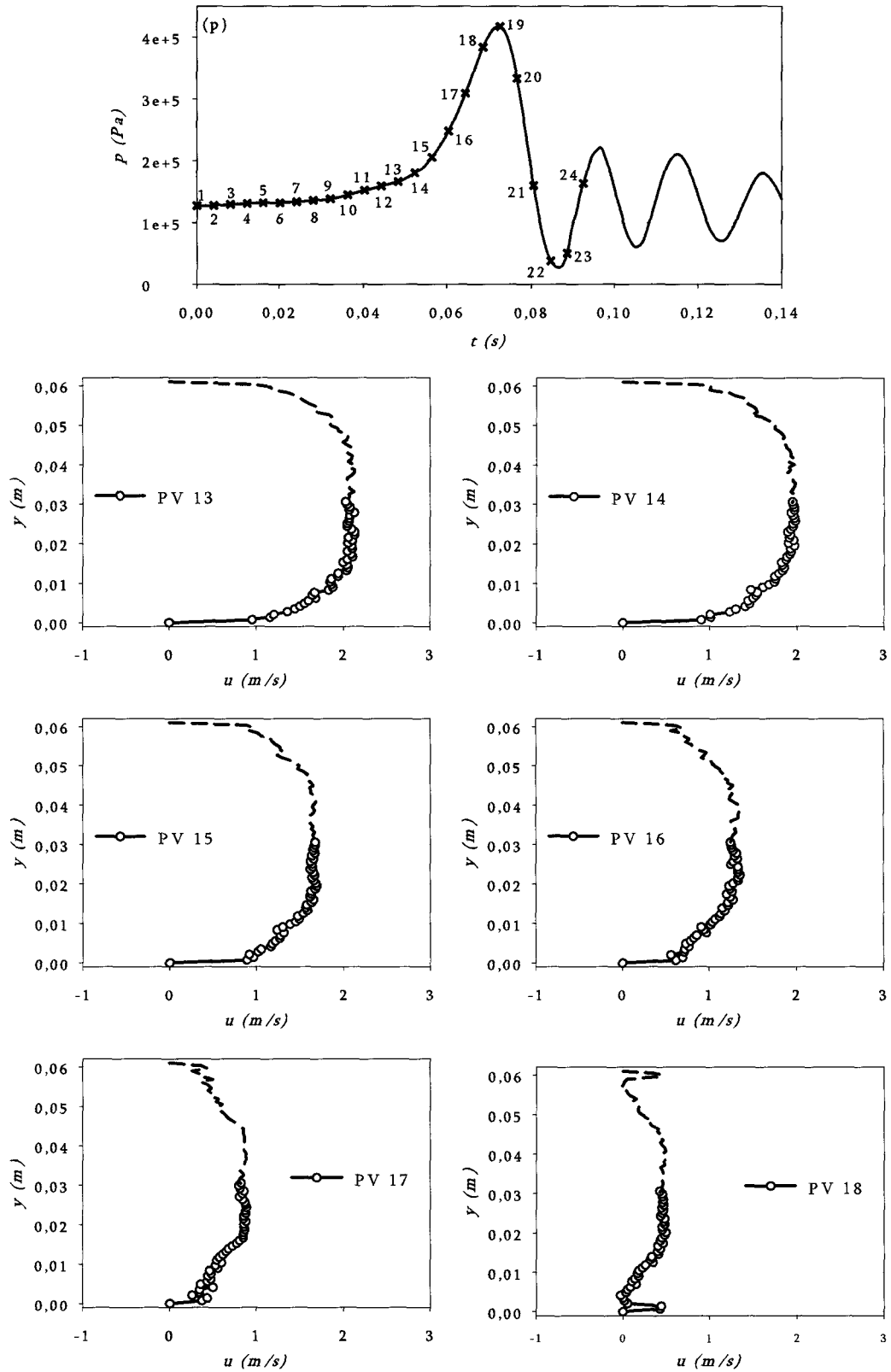


FIG. 4.5 - Évolution de l'onde de pression et des profils de vitesses - Test 1 (Suite)



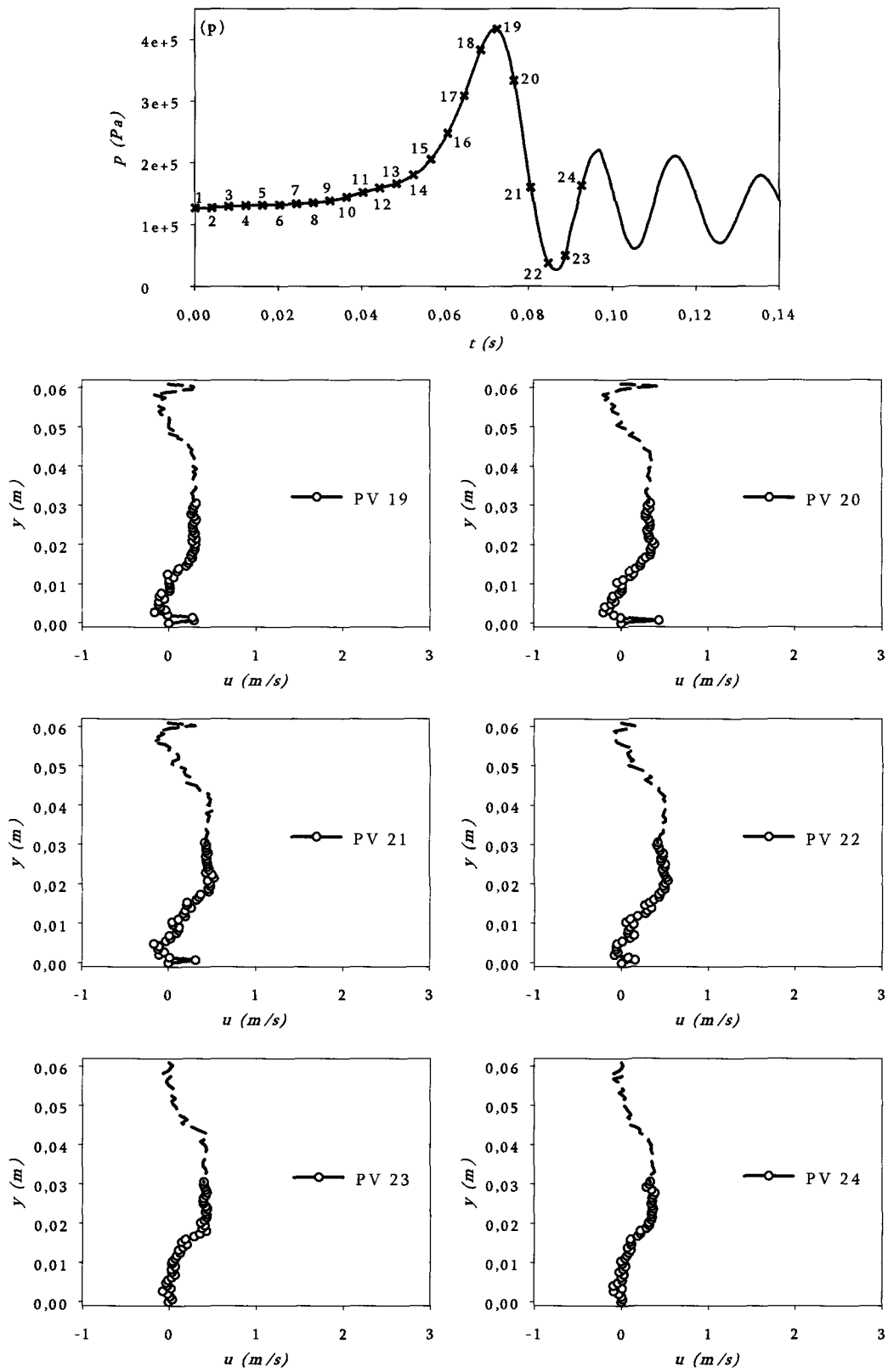


FIG. 4.5 - Évolution de l'onde de pression et des profils de vitesses - Test 1 (Suite)

### 4.3.2.3 Évolution des profils des vitesses

La figure 4.5 illustre clairement le lien entre les profils de vitesses et l'onde de pression se propageant dans la conduite. Rappelons que nous n'avons mesuré que la moitié des profils, l'autre moitié est obtenue par symétrie.

Durant les premiers instants  $0 < t < 0,044 \text{ s}$  correspondant  $0 < at/L < 8,41$ , on constate une faible augmentation de la pression. Cette augmentation de pression est accompagnée d'une diminution des vitesses locales à travers la section droite de la conduite, comme le montrent les figures PV 01 à PV 11.

À partir de l'instant  $t = 0,044 \text{ s}$  ( $at/L = 8,41$ ) correspondant au profil PV 12, nous remarquons le début d'une forte augmentation de pression, conduisant à une décélération significative de l'écoulement. En effet, suite à cette augmentation de pression, nous constatons une diminution plus rapide de la vitesse de l'écoulement comme le montrent les profils de vitesses PV 12 à PV 17 (Figure 4.5). Le profil de vitesse PV 14 (Figure 4.5) illustre le début des effets annulaires qui s'amplifient avec le développement de l'onde de pression.

Les profils de vitesses PV 18 à PV 24 (Figure 4.5) montrent la présence d'un écoulement de retour dans une région intermédiaire entre la zone pariétale et le noyau central.

Ces profils montrent l'exemple d'un profil de vitesse, d'un débit presque nul, ayant une structure interne très complexe. De tels profils de vitesses montrent la possibilité d'obtenir un frottement pariétal plus important même pour des écoulements de faibles vitesses moyennes.

Le profil PV 19 correspond à la fin de la phase de surpression et au début de développement de l'onde de dépression au niveau de l'entrée de la conduite. Les figures PV 20 et PV 21 montrent des profils de vitesses pendant la phase de dépression présentant une légère augmentation de la vitesse de l'écoulement près de la paroi.

Le profil PV 22 est mesuré juste avant l'arrivée de la deuxième onde de dépression au niveau de la section de mesure S1 (Figure 3.1). Ce profil est caractérisé par une légère diminution de la vitesse.

Enfin, le profil PV 23 est mesuré au cours du développement de la deuxième onde de surpression. Au terme de cette phase, le champ de pression reprend son état initial avant la fermeture de la vanne et un deuxième cycle de propagation peut alors commencer.

#### 4.3.2.4 La vitesse de propagation de l'onde

La célérité de l'onde de pression a été calculée à partir de l'analyse spectrale des signaux de pression. D'après les résultats expérimentaux, la durée moyenne d'un cycle de propagation de l'onde de pression  $\Delta T$  est de l'ordre de 20,92 ms. La célérité de l'onde de pression est donc donnée par :

$$a_{exp} = \frac{4L}{\Delta T} = 500,95 \text{ m/s} \quad (4.8)$$

Cette valeur peut être comparée à celle déduite de la formule théorique 1.5. En prenant en compte les propriétés du fluide (module d'élasticité  $K_e = 2,5 \text{ GPa}$ ) et celles de la paroi de la conduite (le module de Young du polypropylène  $E = 1,99 \text{ GPa}$ , le coefficient de Poisson  $\mu = 0,38$  et l'épaisseur  $e = 6,8 \text{ mm}$ ), la célérité de l'onde de pression dans la conduite est donc :

$$a = \frac{\sqrt{K_e/\rho}}{\sqrt{1 + (1 - \mu/2) [(K_e/E) (D/e)]}} = 496 \text{ m/s} \quad (4.9)$$

La différence entre ces deux valeurs est de l'ordre de 1 %.

La fréquence de l'onde de pression notée  $F_{CDB}$  est donnée par la relation :

$$F_{CDB} = \frac{a}{4L} = \frac{501}{4 * 2,62} = 47,80 \text{ Hz} \quad (4.10)$$

Le processus de propagation des ondes de pression se répète donc à une fréquence de 48 Hz.

#### 4.3.3 Analyse de l'évolution des profils de vitesse instationnaires

Afin d'étudier l'effet de la propagation de l'onde de pression sur l'évolution des profils de vitesses, nous nous sommes concentrés sur les mesures synchronisées des profils de vitesses et de la pression dans la section de mesure S1 (figure 3.1). Pour mettre en évidence l'effet de l'onde de pression sur l'évolution des profils de vitesses, nous avons comparé chaque profil de vitesse instantané à :

- un profil stationnaire en loi puissance de la forme  $u = U_{max} (y/R)^{1/n}$ . Où  $U_{max}$  est la vitesse maximale sur l'axe de l'écoulement et la valeur de l'exposant  $n$  dépend du nombre de Reynolds (Schlichting [83]).

- un profil pseudo-stationnaire. Chaque profil pseudo-stationnaire (à  $t = t_i$ ) a été obtenu en multipliant le profil de vitesse stationnaire initial par le rapport  $q = U(t = t_i)/U_0$ . Où  $U_0$  et  $U$  sont les vitesses débitantes à  $t = 0$  et à  $t = t_i$ , respectivement.

Ces profils ont été ajoutés pour mettre l'accent sur la différence entre les profils de vitesses mesurés et ceux pris en compte par les modèles 1D basés sur l'approche quasi-stationnaire.

#### 4.3.3.1 Fermeture manuelle de la vanne

À la suite de la fermeture manuelle de la vanne, une onde de pression est générée (Figure 4.6 (p)). Cette onde de pression est caractérisée par un temps de développement plus long et une amplitude  $\Delta p$  moins importante que celle constatée après la fermeture à l'aide de l'électrovanne (Figure 4.5 (p)). La figure 4.6 (p) montre une atténuation rapide de la pression après seulement un cycle de la propagation de l'onde de pression.

Au cours de la phase de fermeture de la vanne et le développement de la première onde de surpression, nous avons constaté une diminution de la vitesse de l'écoulement. Durant cette phase, nous remarquons une légère différence entre d'un côté les profils de vitesses mesurés (Figures 4.6 PV 01 à PV 09) et de l'autre côté les profils pseudo-stationnaires et les profils en loi de puissance.

Notons que cette différence constatée pour le premier profil de vitesses mesuré (Figures 4.6 PV 01) peut être attribuée aux fluctuations turbulentes.

À partir du profil de vitesse PV 10 (Figure 4.6), nous remarquons une augmentation plus nette de la pression. Cette augmentation est accompagnée d'une divergence entre les profils de vitesses mesurés et les profils pseudo-stationnaires et ceux en loi de puissance. Cette divergence est caractérisée par des effets annulaires qui s'amplifient avec la propagation de l'onde de pression.

Au cours de cette phase de la propagation de l'onde de pression, nous remarquons que les profils de vitesses mesurés présentent des gradients pariétaux de vitesses plus importants que ceux correspondant aux profils pseudo-stationnaires et aux profils en loi de puissance. En plus, les profils PV 12 à PV 16 (Figure 4.6) présentent un écoulement de retour dans une région intermédiaire entre la zone pariétale et le noyau central.

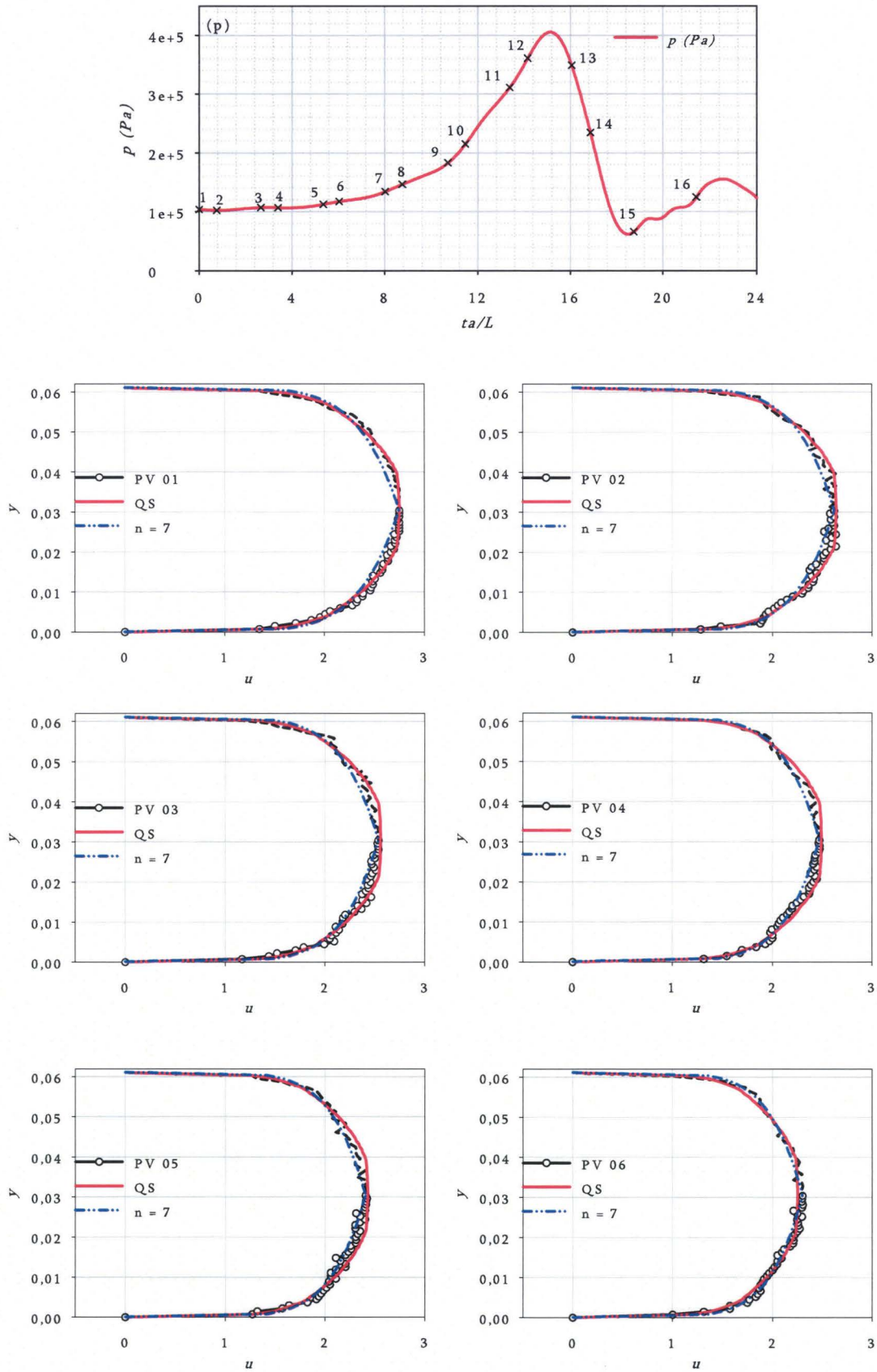


FIG. 4.6 – Évolution des profils de vitesses - Test 4

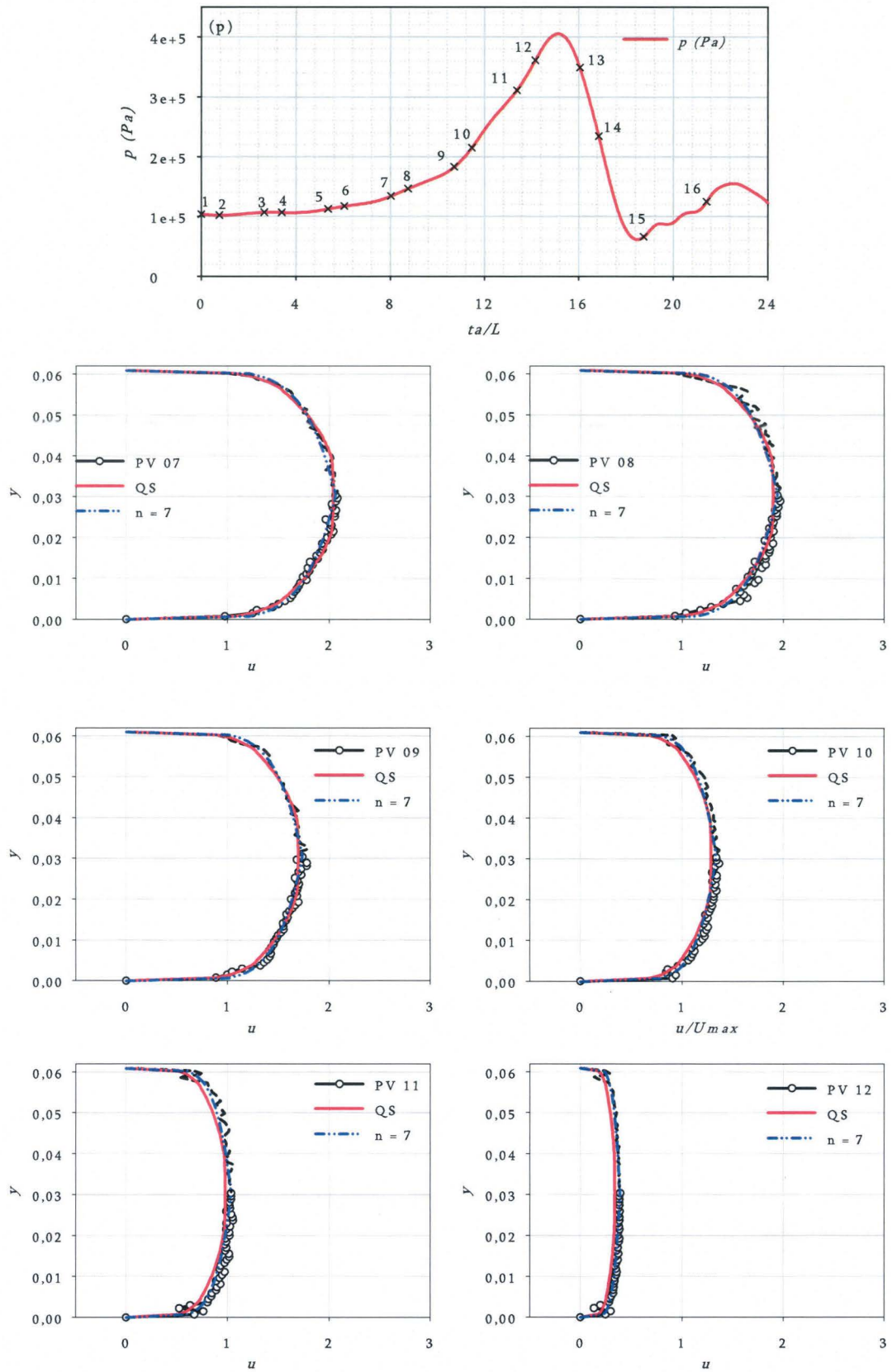


FIG. 4.6 - Évolution des profils de vitesses - Test 4 (suite)

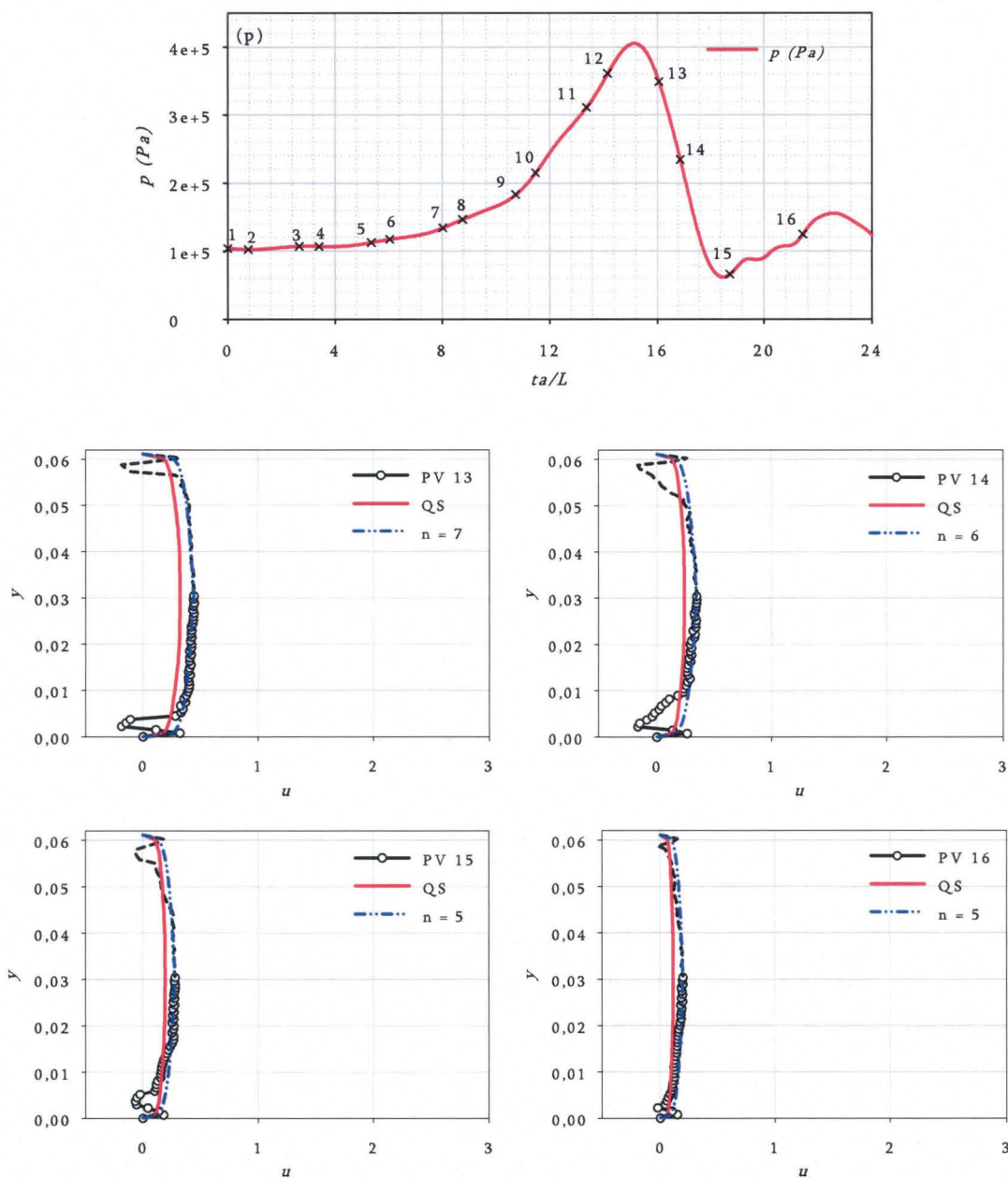


FIG. 4.6 - Évolution des profils de vitesses - Test 4 (suite)

#### 4.3.3.2 Fermeture à l'aide de l'électrovanne

La difficulté d'obtenir des résultats reproductibles à l'aide de la fermeture manuelle nous a conduit à utiliser une électrovanne dont la fermeture est parfaitement synchronisée avec les mesures de pression, des profils de vitesses et du frottement.

Durant la période de développement de l'onde de pression ( $0 < ta/L < 6,9$ ), les profils des vitesses instationnaires (Figures 4.7 PV 01 à PV 10), montrent une similitude avec les profils pseudo-stationnaires et les profils en loi de puissance. Cette similitude

s'explique par les lentes variations de la pression qui agit uniformément sur les profils de vitesses.

Le profil PV 14 (Figure 4.7) montre le début de formation des effets annulaires. À partir de ce profil (Figure 4.7 PV 14), on peut distinguer deux régions : la zone pariétale et le noyau central, au sein de l'écoulement turbulent transitoire. Ces deux régions réagissent différemment à l'égard de l'onde de pression.

Les profils de PV 15 à PV 18 subissent de profonds changements, caractérisés par une diminution plus rapide de la vitesse moyenne. Cette évolution de la vitesse est à rapprocher de l'augmentation de la pression qui passe de  $2 \times 10^5 Pa$  à  $4 \times 10^5 Pa$ . La réduction significative de la vitesse moyenne durant cette phase due à l'événement transitoire est probablement liée à une dilatation de la conduite. On observe une divergence de plus en plus importante entre les profils de vitesses mesurés, les profils de vitesses pseudo-stationnaires et ceux en loi de puissance (Figures 4.7 PV 15 à PV 24).

Les figures PV 18 et PV 19 illustrent les profils de vitesses au cours du passage de l'onde de pression à travers la section de mesure S1 (figure 3.1). Les profils PV 18 à PV 24 montrent la nature complexe des profils de vitesses instantanés dans un écoulement turbulent transitoire. Ce type de profils confirme la possibilité d'obtenir un frottement pariétal très important même pour de très faibles vitesses moyennes.

Ce résultat montre l'inaptitude du modèle quasi-stationnaire, basé sur la vitesse moyenne, à la prédiction correcte du frottement pariétal dans ce type d'écoulement. En effet, ce modèle sous-estime le frottement pariétal.

Les profils PV 18 à PV 24 représentent un écoulement de retour dans la région intermédiaire entre la zone pariétale et le noyau central. Cet écoulement de retour est détecté seulement dans une partie de la section droite de la conduite. Ceci s'explique par l'effet du champ de gravité qui tend à diminuer l'effet aspiratoire de la première onde de dépression du cycle de propagation.



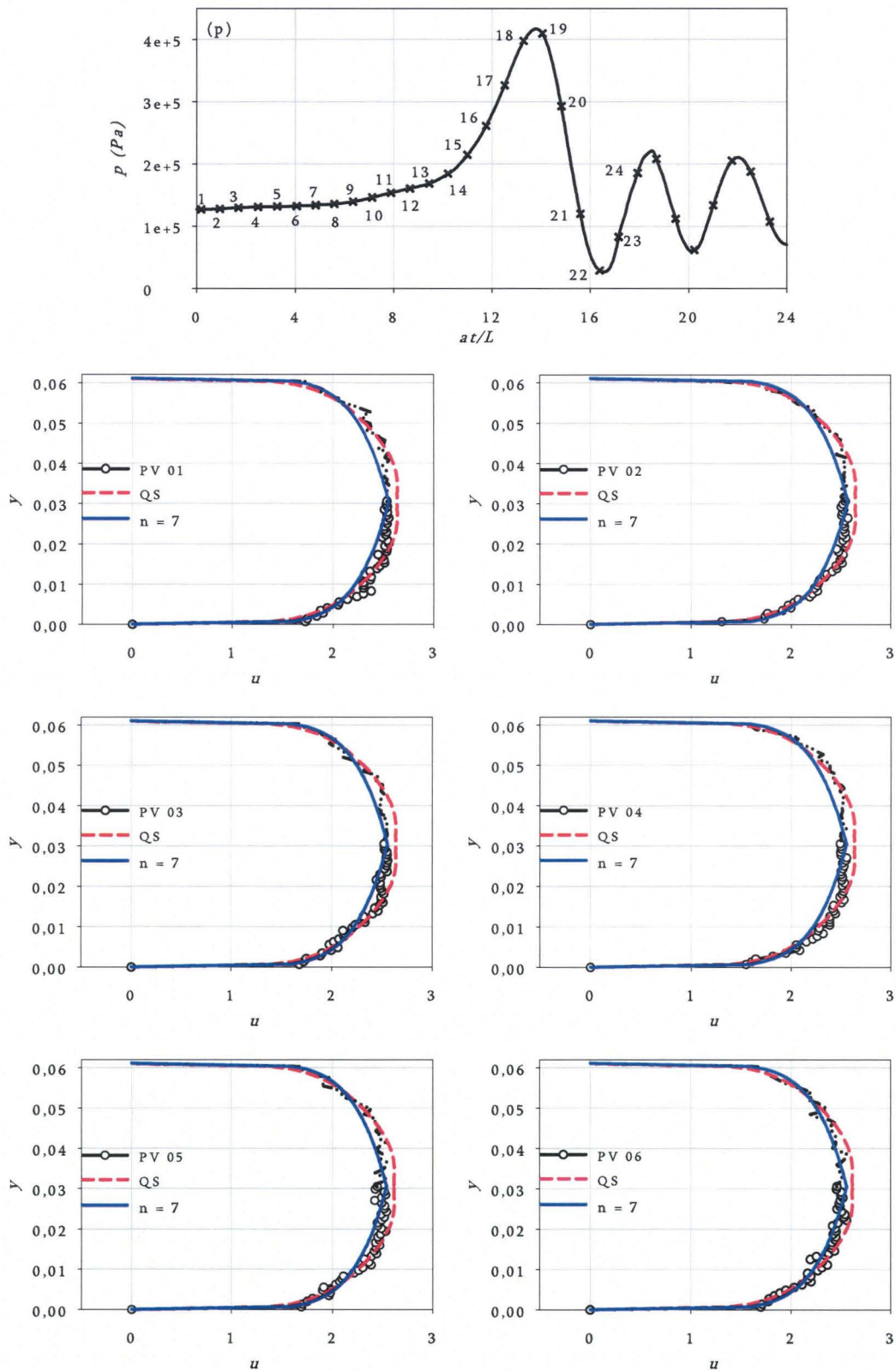


FIG. 4.7 – Évolution des profils de vitesses - Test 2

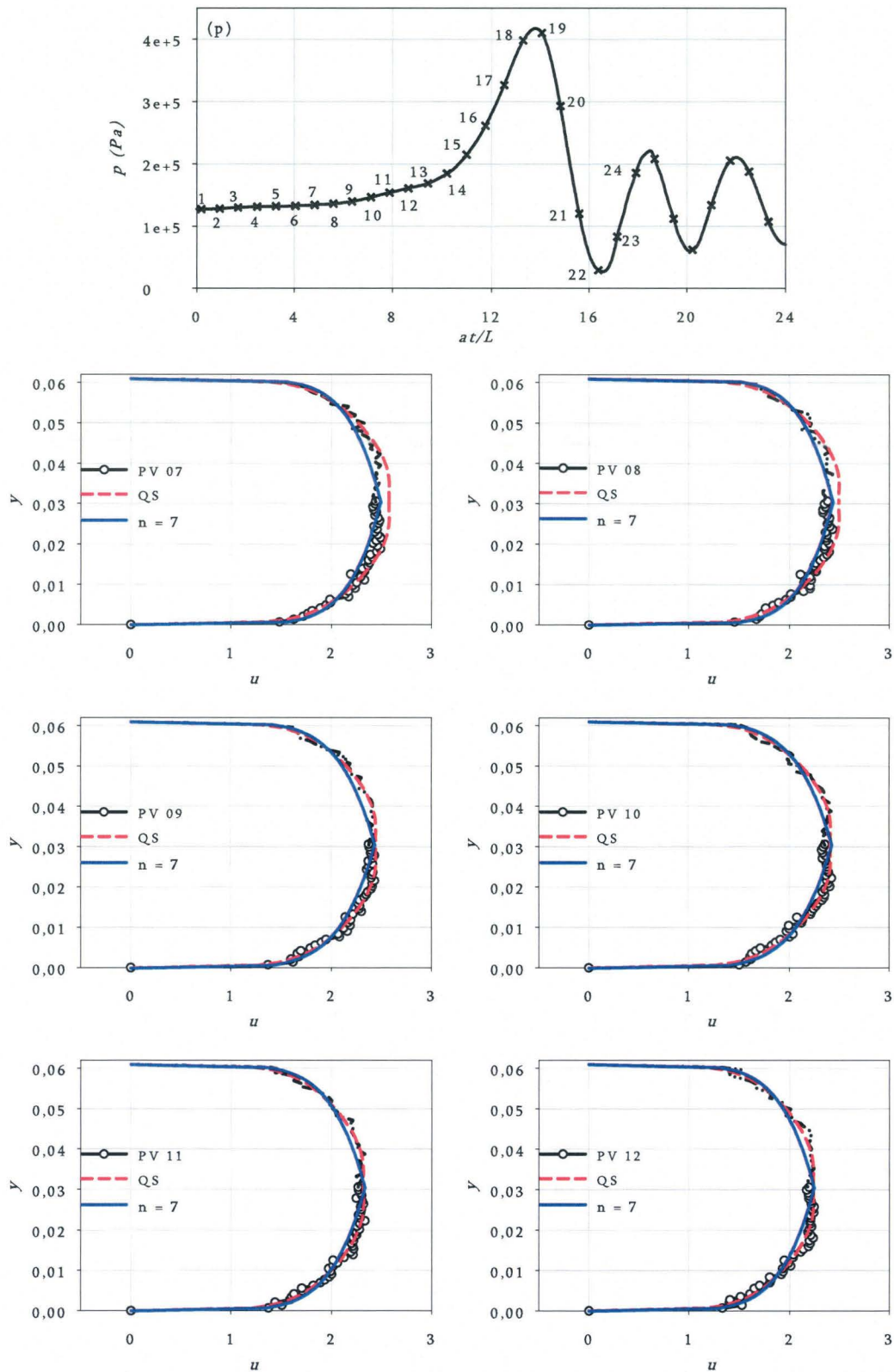


FIG. 4.7 - Évolution des profils de vitesses - Test 2 (suite)

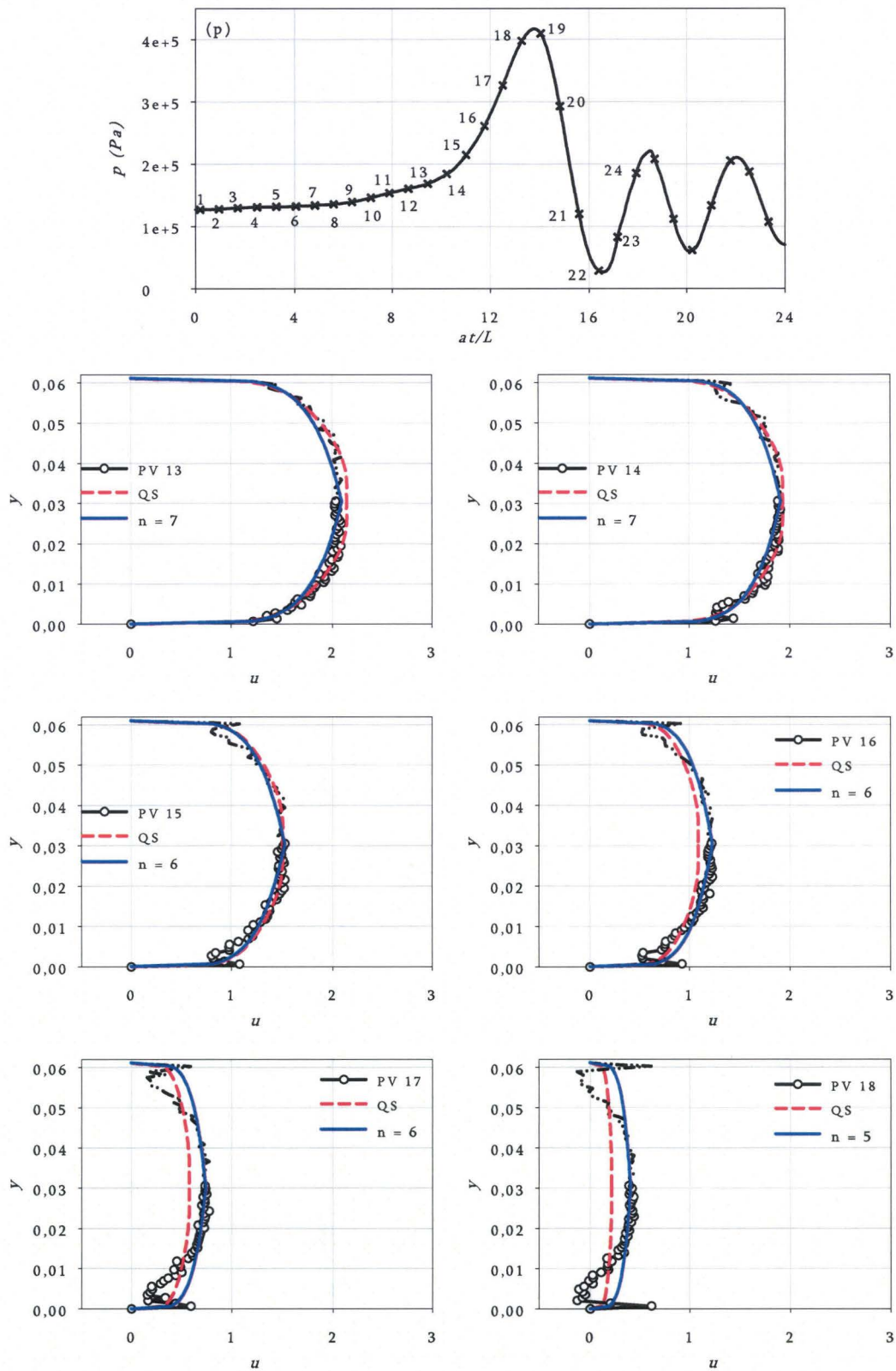


FIG. 4.7 - Évolution des profils de vitesses - Test 2 (suite)

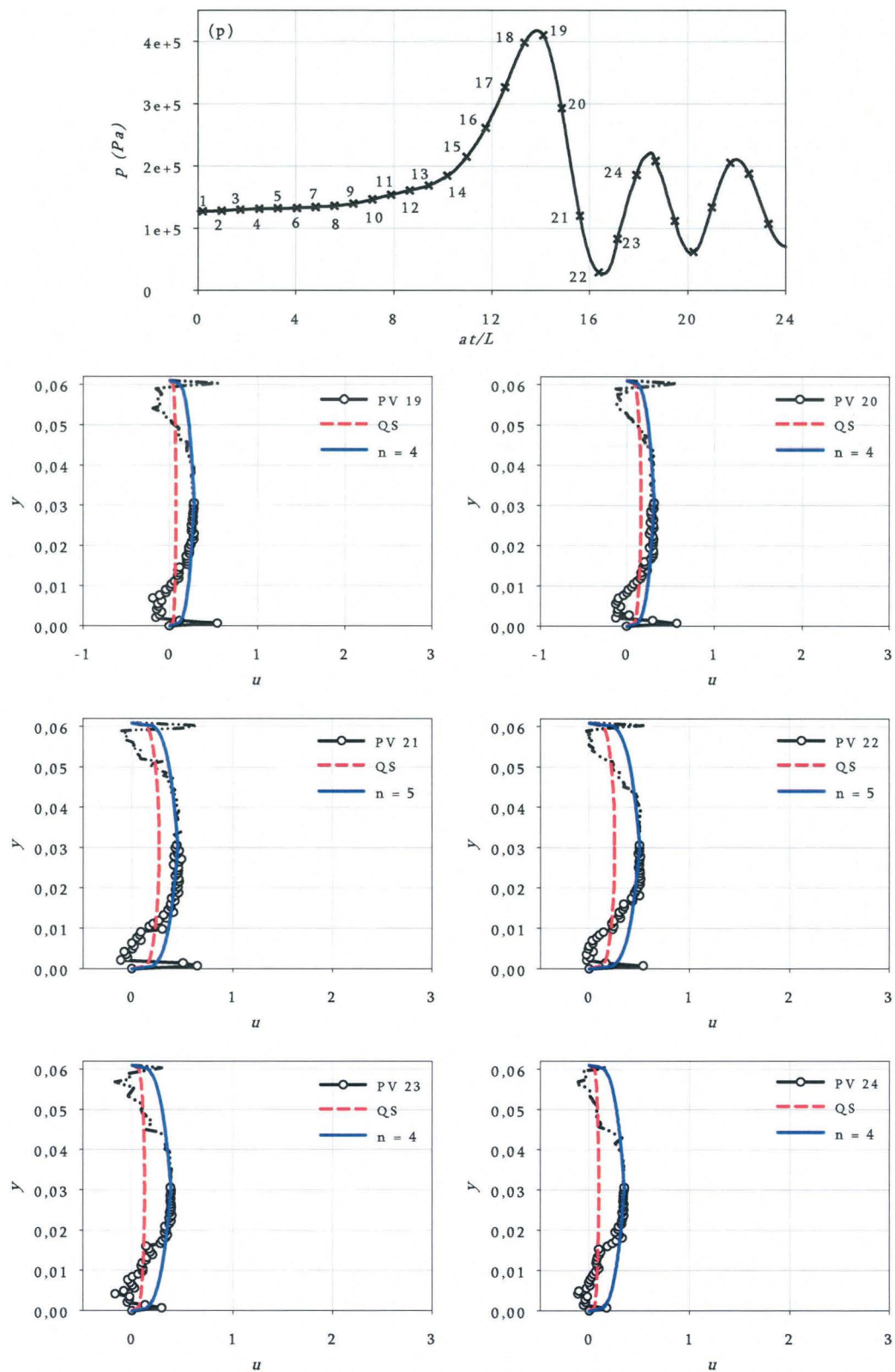


FIG. 4.7 - Évolution des profils de vitesses - Test 2 (suite)



Les figures 4.8 et 4.9 représentent les évolutions de la vitesse moyenne et de l'accélération de l'écoulement, respectivement, pour trois tests. Notons que la vitesse moyenne a été calculée à partir des profils de vitesses instantanées mesurées en utilisant la relation suivante :

$$U = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r u dr \quad (4.11)$$

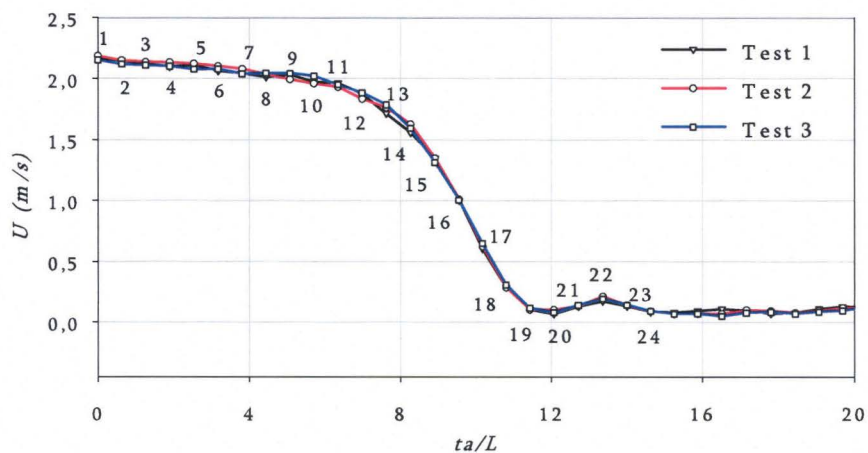


FIG. 4.8 – Évolution de la vitesse moyenne

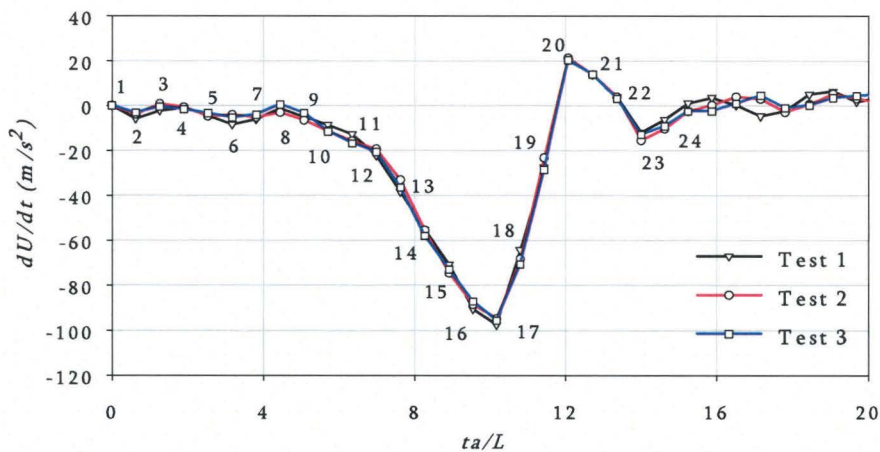


FIG. 4.9 – Évolution de l'accélération locale

Ces figures montrent le degré de reproductibilité des mesures de vitesses.

### **4.3.3.3 Conclusion**

Les figures 4.6 et 4.7 illustrent clairement le lien entre les profils de vitesses et l'onde de pression se propageant à travers la conduite. À partir de cette analyse de l'effet de l'onde de pression sur les profils de vitesses, on note que :

- Dans les écoulements faiblement transitoires, les profils de vitesses présentent une similitude avec les profils pseudo-stationnaires et les profils en loi de puissance ;

- Par contre, pour *les écoulements* soumis à de fortes variations, les profils de vitesses présentent des formes plus complexes avec la présence d'effets annulaires et d'un écoulement de retour dans une région intermédiaire entre la zone pariétale et le noyau central.

- Ces profils de vitesses présentent des gradients pariétaux de vitesse plus importants que ceux correspondant aux profils pseudo-stationnaires et aux profils en loi de puissance. Les profils de vitesses instationnaires présentent des gradients pariétaux de vitesse et des écoulements de retour plus importants dans le cas de la fermeture automatique que dans celui de la fermeture manuelle.

La nature générale de la réponse des profils des vitesses à l'arrivée de l'onde de pression peut être interprétée de la façon suivante : l'augmentation de pression causée par la fermeture de la vanne crée un gradient de pression qui agit plus au moins uniformément sur les profils des vitesses. Cette différence de pression décélère l'écoulement, mais tend à inverser le sens de l'écoulement dans une région entre la zone pariétale et le noyau central en raison des vitesses initiales faibles dans cette région. Cet effet de l'onde de pression se propage vers l'axe de la conduite grâce au mélange turbulent (dominant dans le noyau central) avec une vitesse qui augmente avec le nombre de Reynolds initial (He et Jackson [35]).

### **4.3.4 Mesures du frottement pariétal instationnaire à l'aide de la méthode électrochimique**

#### **4.3.4.1 Introduction**

Dans ce paragraphe nous présentons les résultats des mesures du frottement pariétal instationnaire à l'aide de la méthode électrochimique. Dans un premier temps, les signaux électrochimiques ont été corrigés à l'aide de l'approche de Sobolik et al. [53].

Les résultats sont comparés à ceux de l'approche quasi-stationnaire. Dans un deuxième temps, nous exposons les résultats concernant les mesures synchronisées des profils de vitesses et du frottement pariétal.

#### 4.3.4.2 Détermination du sens de l'écoulement pariétal

Des mesures préliminaires ont été nécessaires pour déterminer le sens de l'écoulement pariétal. Nous avons donc eu recours à l'utilisation d'une sonde double constituée de deux demi-électrodes rectangulaires séparées par une feuille de mylar d'épaisseur  $8 \mu m$ . Comme il est très difficile de réaliser deux demi-électrodes dont les surfaces actives sont rigoureusement identiques, il a fallu équilibrer les deux sondes en présence d'un écoulement permanent.

Nous avons utilisé la procédure suivante :

- la sonde 1 étant dépolarisée, le courant de la sonde 2 est transformée en tension auquel un gain, compatible avec la dynamique de la carte d'acquisition, est appliqué.
- La sonde 2 étant ensuite dépolarisée, on polarise la sonde 1 puis on ajuste le gain de manière à obtenir la tension délivrée par la première sonde.

La figure 4.10 montre l'évolution de la différence des deux coefficients de transfert en écoulement transitoire rapporté à leur somme obtenu en écoulement permanent.

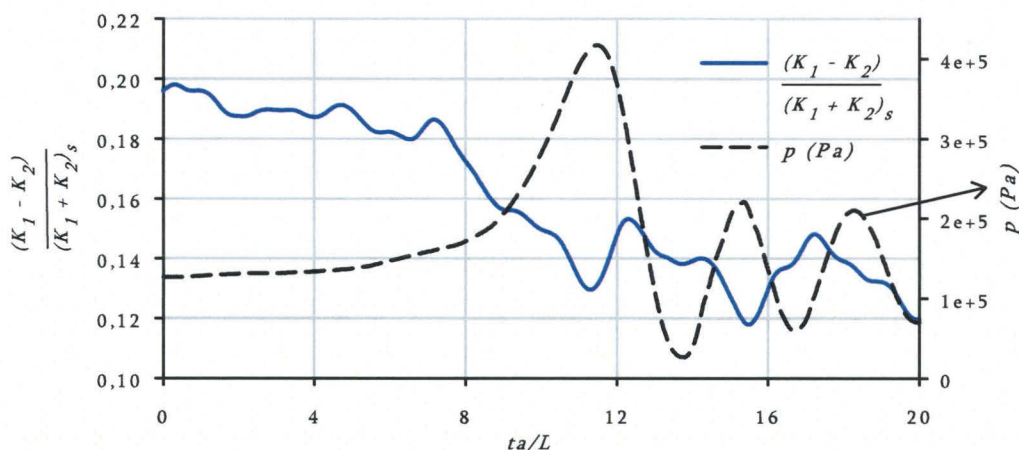


FIG. 4.10 – Évolution de la différence des deux coefficients de transfert  $K_1$  et  $K_2$  relatifs aux deux demi-électrodes de la sonde double

L'intérêt de cette représentation est double : elle permet d'une part de confirmer la valeur théorique ( $\cong 0,19$ ) de ce rapport lorsque la direction de l'écoulement est orientée perpendiculairement à la ligne neutre de la sonde double. Un éventuel écart

par rapport à cette valeur est souvent dû à un décalage d'une sonde par rapport à l'autre. Ce rapport permet d'autre part de montrer qu'aucun écoulement de retour ne se manifeste à la paroi de la conduite. La figure 4.10 montre également que la sonde double est plus sensible aux fluctuations du gradient pariétal de vitesse que la sonde simple de même surface active.

On observe que ce rapport ne change pas de signe, et que par conséquent aucun écoulement de retour ne se produit durant l'événement transitoire. Il sera nécessaire d'utiliser la méthode inverse appliquée aux signaux de la sonde double pour déterminer précisément le gradient pariétal de vitesse et son signe.

Dans la suite de cette étude, nous avons utilisé une sonde circulaire simple pour les mesures du frottement pariétal.

#### **4.3.4.3 Correction de la réponse des sondes électrochimiques**

Le gradient pariétal de vitesse a été calculé à l'aide de l'approche quasi-stationnaire, de la technique développée par Sobolik et al. [53], et de la méthode inverse. Il est à noter que pour les sondes circulaires, nous avons utilisé l'approximation qui consiste à remplacer le diamètre  $d$  par la longueur équivalente  $l = 0,82d$ . Cette hypothèse a été utilisée notamment pour le calcul du frottement à l'aide d'un code de calcul de la méthode inverse développé au sein du laboratoire (Maquinghen [52]).

La figure 4.11 représente les gradients pariétaux de vitesse instantanés adimensionnés obtenus à l'aide des trois approches citées ci-dessus. On observe que les gradients pariétaux de vitesse calculés à partir de la solution de Sobolik et al. [53] ou à partir de la méthode inverse sont en avance de phase en comparaison avec ceux obtenus à l'aide de l'approche quasi-stationnaire. Pour  $0,06 < t < 0,076$ , les gradients pariétaux corrigés augmentent de manière significative. Le faible écart entre la méthode inverse et la solution de Sobolik et al. [53] nous a conduit à adopter cette dernière approche. Le gradient pariétal de vitesse présenté dans la suite du rapport est calculé à l'aide de la solution de Sobolik et al. [53].



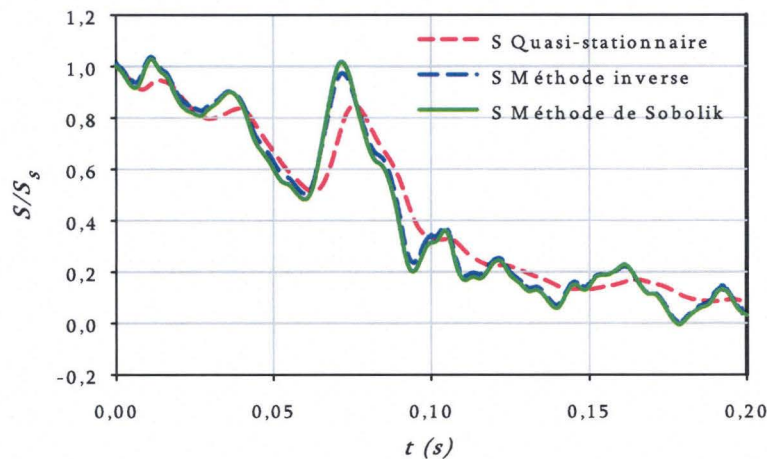


FIG. 4.11 – Évolution du gradient pariétal de vitesse obtenu à l'aide des trois approches

#### 4.3.4.4 Résultats expérimentaux du frottement pariétal

La synchronisation des mesures électrochimiques, de pression et des profils de vitesses a permis d'une part de constater l'effet de l'onde de pression sur les évolutions des profils de vitesses et du frottement pariétal, et d'autre part de comparer le frottement pariétal mesuré à l'aide de la méthode électrochimique à ceux obtenus à partir des différents modèles.

Afin d'effectuer une étude comparative entre les mesures électrochimiques et les résultats obtenus à partir des mesures des vitesses de l'écoulement, le frottement pariétal a été adimensionné par la valeur correspondant à l'écoulement stationnaire avant le début de la fermeture de la vanne.

Dans cette section, nous présentons les évolutions du frottement pariétal mesuré et celui déduit du modèle quasi-stationnaire. Malgré la structure complexe des profils de vitesses instationnaires, les différents auteurs retiennent les lois théoriques correspondant au cas stationnaire pour le calcul de la partie quasi-stationnaire du frottement pariétal.

On rappelle que les numéros qui apparaissent sur les courbes des figures, correspondent à la numérotation des profils de vitesses mesurés pour le cas étudié.

*a - Fermeture manuelle de la vanne*

Les figures 4.12 et 4.13 représentent respectivement les évolutions de la vitesse moyenne de l'écoulement et de l'accélération locale de l'écoulement. Dans la figure 4.14, nous représentons l'évolution du frottement pariétal transitoire mesuré à l'aide de la méthode électrochimique, et celle du frottement pariétal déduit à partir du modèle quasi-stationnaire (à partir de la vitesse moyenne instantanée).

À partir des figures 4.12 et 4.13, nous distinguons quatre régions :

- la première caractérisée par des faibles décélérations : cette zone correspond au début du développement de l'onde de pression ;
- la seconde région caractérisée par des fortes décélérations : elle correspond aux fortes variations de la pression et de l'accélération ;
- la troisième région correspond à une phase de l'événement transitoire où la valeur absolue de l'accélération diminue : elle est le siège de fortes variations de la pression ;
- enfin, la quatrième région caractérisée par une atténuation des différentes grandeurs.

Dans la région R1 (Figure 4.14) caractérisée par des faibles décélérations, nous remarquons une diminution du frottement pariétal mesuré. De plus, nous remarquons que le frottement instationnaire mesuré à l'aide de la méthode polarographique est sensiblement égal au frottement obtenu à partir d'une approche quasi-stationnaire. Ceci s'explique par la forme des profils de vitesses mesurés au cours de cette phase de la propagation de l'onde de pression. En effet, ces profils de vitesses mesurés présentent une diminution de la vitesse en gardant une certaine ressemblance avec les profils de vitesses pseudo-stationnaires et les profils de vitesses en loi de puissance. Ce résultat est en contradiction avec celui de Shuy [19] qui, pour des accélérations nettement plus faible a trouvé que le frottement instationnaire est supérieur au frottement quasi-stationnaire. Ses résultats sont probablement due à la méthode de mesure du frottement instationnaire, basée sur un système mécanique, certes performant en écoulement permanent mais contestable en écoulement transitoire. Compte tenu des fortes décélérations, on devrait obtenir un frottement instationnaire plus faible que l'équivalent obtenu à partir des profils de vitesses, après correction du signal électrochimique ; ce qui contredit davantage les résultats de Shuy [19].

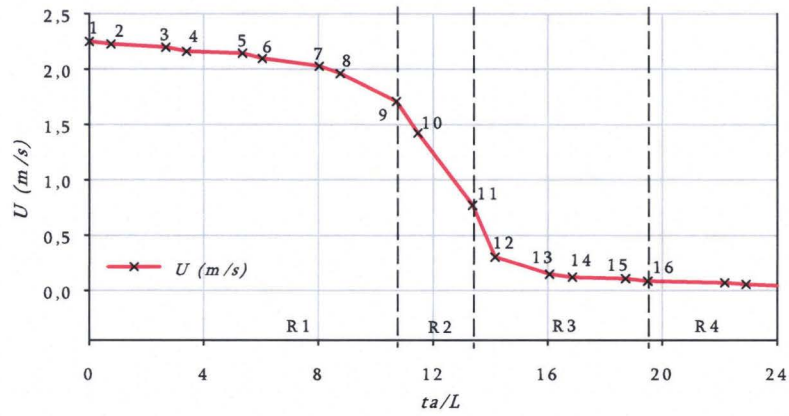


FIG. 4.12 – Évolution de la vitesse moyenne (Test 4)

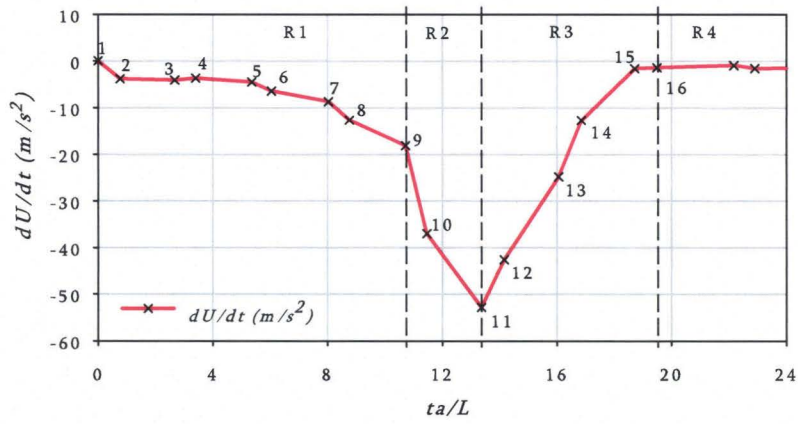


FIG. 4.13 – Évolution de l'accélération locale (Test 4)

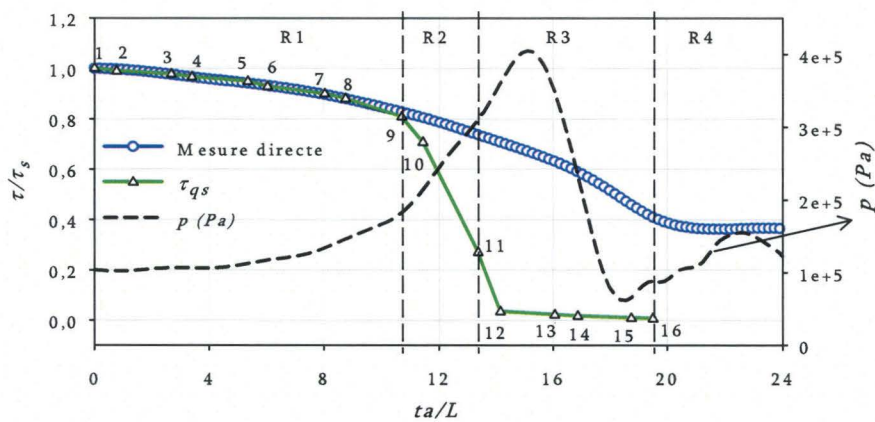


FIG. 4.14 – Évolution du frottement pariétal adimensionné suite à une fermeture manuelle de la vanne (Test 4)

Dans la région R2 (Figure 4.14) caractérisée par de fortes décélérations, nous remarquons une diminution rapide du frottement pariétal calculé à partir des profils de vitesses comparé au frottement pariétal mesuré directement : dans cette région, l'hypothèse quasi-stationnaire pour calculer le frottement pariétal n'est plus valable.

Dans la région R3, la vitesse moyenne varie moins vite et le gradient de pression atteint son maximum en valeur absolue.

Dans la région R4, le retour à l'équilibre de l'ensemble des grandeurs est amorcé. Les ondes de pression continuent à osciller en s'atténuant.

### *b - Fermeture à l'aide de l'électrovanne*

La figure 4.15 montre les résultats de trois essais de mesure du frottement pariétal à l'aide de la méthode électrochimique.

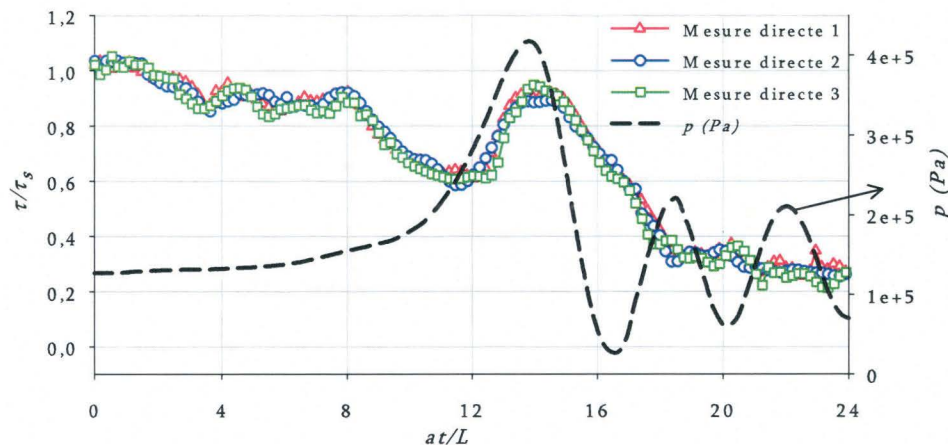


FIG. 4.15 – Évolution du frottement adimensionné suite à la fermeture de l'électrovanne (Tests 1, 2 et 3)

Ces résultats illustrent la bonne reproductibilité des mesures du frottement pariétal à l'aide de la méthode électrochimique.

Les figures 4.16 et 4.17 représentent respectivement les évolutions de la vitesse moyenne et de l'accélération de l'écoulement. Chaque point de ces deux figures représente la moyenne sur 75 essais dont nous avons vérifié la reproductibilité des mesures. La figure 4.18 représente les évolutions du frottement pariétal transitoire mesuré à l'aide de la méthode électrochimique et de celui déduit du modèle quasi-stationnaire.



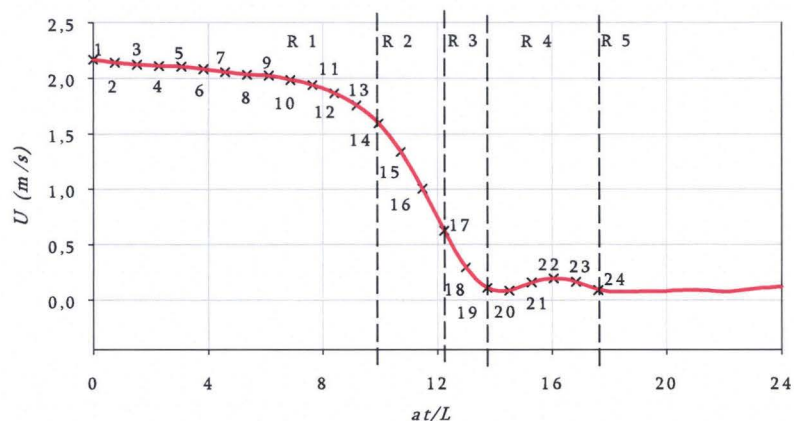


FIG. 4.16 – Évolution de la vitesse moyenne

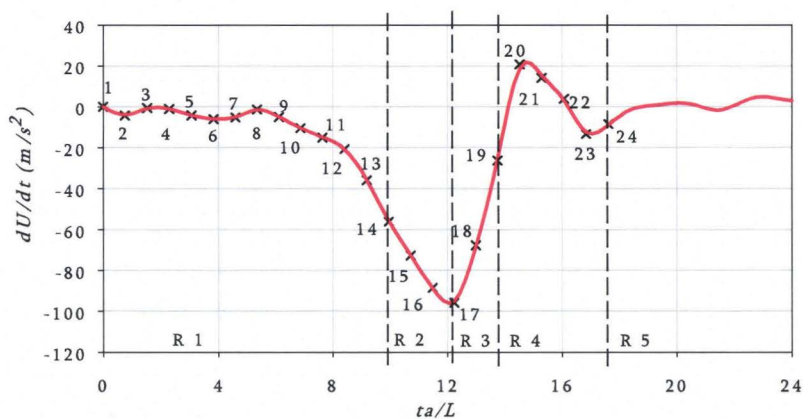


FIG. 4.17 – Évolution de l'accélération locale

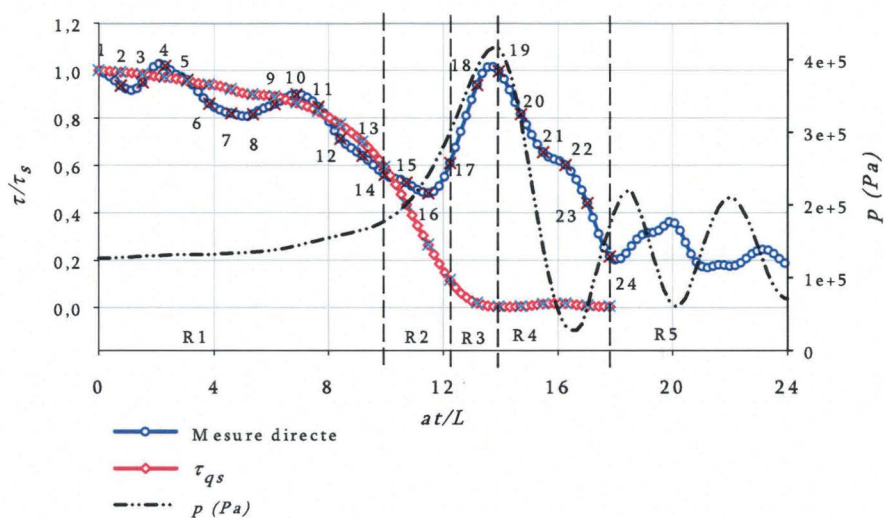


FIG. 4.18 – Évolution du frottement adimensionné suite à la fermeture de l'électrovanne

L'évolution de  $dU/dt$  (Figure 4.17) montre des décélérations plus importantes que celles mesurées dans le cas de la fermeture manuelle.

L'analyse des figures 4.16, 4.17 et 4.18 nous permet de relier l'évolution du frottement pariétal transitoire, à celle de la vitesse moyenne et à celle de l'accélération de l'écoulement. En effet, l'analyse de ces figures a permis de mettre en évidence cinq zones distinctes reconnaissables en fonction de  $dU/dt$ ,  $\tau/\tau_s$  et de  $p$  :

Dans la région R1 (Figures 4.16, 4.17 et 4.18) caractérisée par une augmentation lente de la pression, on remarque une faible décélération de l'écoulement et par la suite une faible diminution du frottement pariétal transitoire mesuré à l'aide de la méthode électrochimique. Ces variations du frottement concordent avec celles du frottement pariétal déduit du modèle quasi-stationnaire. Cet accord s'explique par la similitude entre les profils de vitesses mesurés, les profils pseudo-stationnaires et ceux en loi de puissance. Nous observons des oscillations du frottement pariétal probablement liées à la propagation des ondes de pression perceptibles dès l'amorce de la fermeture de la vanne. Le capteur de pression n'a pas permis de mettre en évidence ces oscillations à cause de sa sensibilité relativement faible.

Dans la région R2 (Figures 4.16, 4.17 et 4.18) nous remarquons une forte augmentation de la pression accompagnée d'une forte décélération de l'écoulement. À partir de ces résultats, nous constatons une diminution significative du frottement pariétal mesuré et celui déduit du modèle quasi-stationnaire. L'évolution du frottement pariétal dans cette région nous permet de faire deux remarques :

- \* les mesures directes du frottement montrent des valeurs plus importantes que celles déduites du modèle quasi-stationnaire basé sur la vitesse moyenne. Ceci s'explique par la nature complexe des profils de vitesses mesurés dans cette région. En effet, l'analyse des profils de vitesses a montré que ces derniers présentent des gradients pariétaux de vitesse plus importants que ceux correspondant aux profils pseudo-stationnaires et aux profils en loi de puissance.

- \* le frottement instationnaire présente un minimum relatif correspondant au maximum du gradient de pression.

Dans la région R3 (Figure 4.18), caractérisée par une augmentation brusque de la pression, nous constatons une forte augmentation du frottement pariétal transitoire. De plus, on constate que le maximum du frottement pariétal correspond au minimum de la vitesse moyenne de l'écoulement.

Dans la région R4, l'écoulement traverse une phase d'accélération accompagnée d'une diminution du frottement pariétal. De plus, le maximum du frottement pariétal a lieu à l'instant où la variation de la pression est maximale.

Les figures 4.16 et 4.18 montrent que le frottement pariétal peut être très important même pour des vitesses moyennes faibles. Ces variations du frottement pariétal transitoire sont en bon accord avec les résultats des mesures des profils de vitesses instantanés. En effet, dans les régions R3, R4 et R5, les vitesses moyennes (Figure 4.7) sont faibles et associées à des gradients pariétaux de vitesse importants, et donc à de fortes contraintes de cisaillements à la paroi.

La région R5 correspond à une zone où le frottement pariétal oscille en s'amortissant avec une pseudo-fréquence correspondant à celle de l'onde de pression.

Manifestement le modèle quasi-stationnaire, qui ne prend pas en compte la nature complexe des profils de vitesses près de la paroi, n'est pas applicable pour le calcul du frottement pariétal transitoire dans de tels cas.

#### **4.3.4.5 Conclusion**

Dans cette partie, nous avons représenté l'évolution du frottement pariétal mesuré à l'aide de la méthode électrochimique et celui déduit du modèle quasi-stationnaire basé sur la vitesse moyenne de l'écoulement. Dans les deux cas, l'influence de l'accélération de l'écoulement sur le frottement pariétal transitoire prédomine. Les deux cas étudiés ont montré l'effet du temps de la fermeture sur l'évolution des profils des vitesses et par la suite sur le frottement pariétal. Ces deux cas ont aussi illustré l'influence de l'accélération de l'écoulement sur le frottement pariétal transitoire.

Durant les faibles décélérations, nous avons constaté un bon accord entre les variations du frottement pariétal transitoire et celles du frottement pariétal déduit d'une approche quasi-stationnaire. Par contre durant les fortes décélérations de l'écoulement, nous avons remarqué des valeurs du frottement pariétal transitoire supérieures à celles calculées à partir du modèle quasi-stationnaire.

### 4.3.5 Modèles du frottement pariétal transitoire

Les contraintes de cisaillement à la paroi ont été obtenues en appliquant les modèles du frottement pariétal transitoire aux profils des vitesses mesurées. Plusieurs auteurs [5,13,15] ont utilisé des modèles de turbulence associés aux équations du mouvement et de continuité. Ces auteurs ont constaté une concordance entre les variations de pressions mesurées et celles calculées numériquement. Néanmoins, ces modèles nécessitent toujours la validation des hypothèses concernant la modélisation de la turbulence ou la distribution de la viscosité dans une section droite de la conduite durant l'événement transitoire. De plus, aucune comparaison n'a été faite avec les mesures des profils de vitesses instationnaires. Des mesures des profils de vitesses instationnaires ont été réalisées par Brunone et al. [6]. Ces mesures ont permis de mettre en évidence les caractéristiques des profils de vitesses instationnaires et la nature complexe de ces profils accompagnés d'un écoulement de retour. Par contre, ces mesures n'ont pas permis une analyse quantitative.

L'un des objectifs de ce travail est de confronter les différents modèles du frottement pariétal sur la base des mesures des profils de vitesses et de la mesure du frottement instationnaire. Les données des vitesses mesurées dans le cadre de cette étude ont été ainsi utilisées pour vérifier certains modèles proposés dans la littérature tels que :

- Le modèle de Shuy [19] qui permet le calcul du frottement pariétal instationnaire en fonction du coefficient d'accélération  $\phi = \phi(\lambda_s, \partial U/\partial t, U)$  déduit expérimentalement, et d'un coefficient empirique  $k$ . Pour les écoulements décélérés, Shuy [19] propose une valeur de  $k$  de l'ordre de  $-0,52$  pour  $-2 < \phi < 0$ .

Axworthy et al. [11] ont montré que le coefficient  $k$ , multiplicateur de  $\partial u/\partial t$ , est généralement variable dans le temps et l'espace.

- Le modèle de l'historique de vitesse avec les formulations proposées par Zielke [1], Trikha [2] et Vardy et Brown [9], proposé à l'origine par Zielke [1] pour des écoulements laminaires transitoires. Ce modèle prend en compte l'influence de l'historique des variations de la vitesse locale pour prédire le frottement pariétal instationnaire. Pour son extension à des écoulements turbulents transitoires, Trikha [2] et Vardy et Brown [9] ont présenté de nouvelles formulations de ce modèle. Selon ce modèle, la partie instationnaire du frottement pariétal est donc reliée à l'historique des variations de la vitesse locale à travers l'intégrale de convolution suivante :



$$\tau_{pi}(t) = \frac{2\rho\nu}{R} \int_0^t \frac{\partial U}{\partial t}(z) W(t-z) dz \quad (4.12)$$

Où  $W$  est la fonction de poids. Vardy et Brown [9] ont proposé une fonction de poids qui dépend du nombre de Reynolds, en utilisant le coefficient d'amortissement du frottement  $C^*$  calculé à partir des équations 1.54 et 1.55.

Pour les deux cas de fermeture étudiés, les valeurs du coefficient  $C^*$  sont présentées dans le tableau suivant :

	Test 1, 2 et 3	Test 4
Coefficient d'amortissement $C^*$	$3,30 \times 10^{-4}$	$3,10 \times 10^{-4}$

TAB. 4.5 – Les coefficients d'amortissement de Vardy et Brown  $C^*$  [9]

La figure 4.19 montre les fonctions de poids de Zielke [1], de Trikha [2] et de Vardy et Brown [9]. Cette figure montre une concordance entre les deux fonctions de poids de Vardy et de Brown [9] correspondant aux deux types de fermetures.

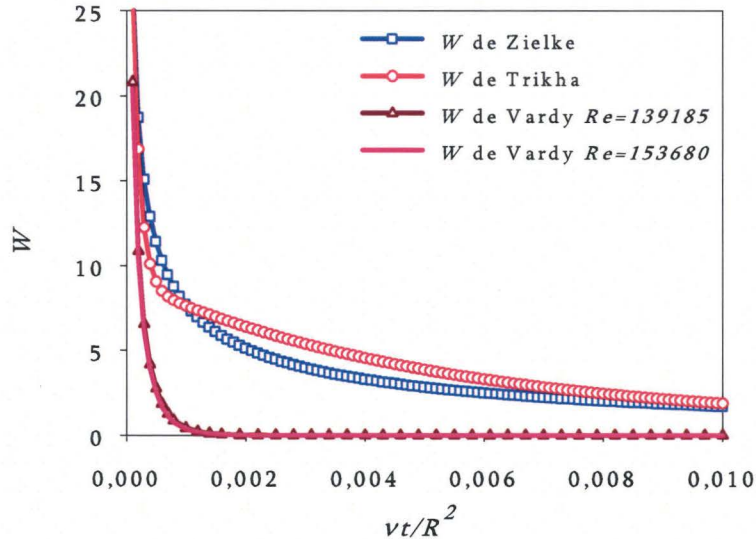


FIG. 4.19 – Évolution des fonctions de poids utilisées

L'application de ces modèles nécessite la validation des hypothèses concernant leurs limites d'utilisation.

#### 4.3.5.1 Fermeture manuelle de la vanne

*a* - *Modèle de Shuy* [19]

Le modèle proposé par Shuy [19] est représenté sur la figure 4.20.

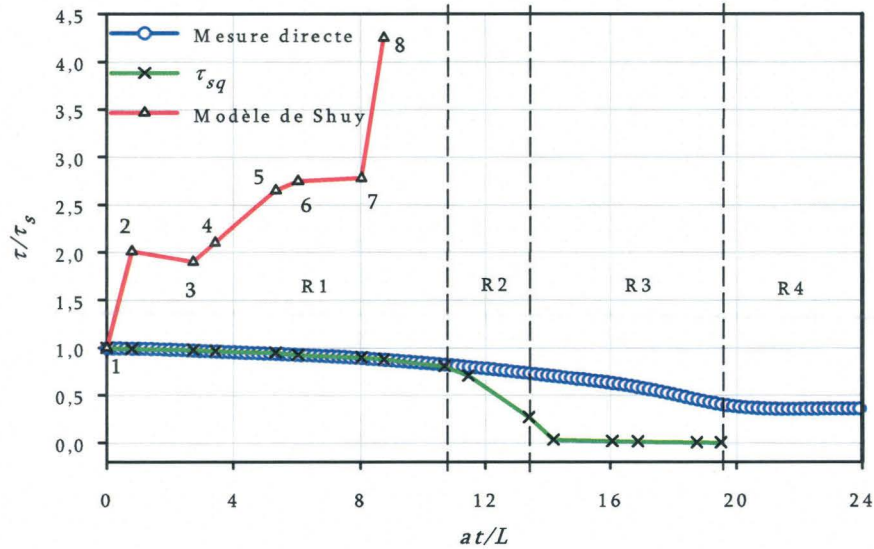


FIG. 4.20 – Évolution du frottement mesuré en fonctions de  $ta/L$  comparé au modèle quasi-stationnaire et celui de Shuy [19]

Ce modèle estime le frottement pariétal par excès. Ceci s'explique par la valeur du coefficient empirique de l'accélération  $k$ . En effet, la valeur de ce dernier dépend de l'ordre de grandeur des accélérations étudiées. Rappelons que les résultats de Shuy [19] concernent des écoulements faiblement transitoires caractérisés par des coefficients d'accélération nettement plus faibles que ceux étudiés dans le présent travail. Il convient donc d'adapter les valeurs de  $k$  pour les différentes phases des écoulements transitoires étudiés.

A partir des résultats expérimentaux des mesures du frottement pariétal et des profils de vitesses, les valeurs du rapport  $\lambda/\lambda_s$  et du coefficient  $k$  sont calculées. Ici,  $\lambda$  est le coefficient de pertes de charge déduit des mesures du frottement à l'aide de la méthode polarographique et  $\lambda_s$  est le coefficient de pertes de charges déduit des mesures de vitesses. Le coefficient  $k$  est obtenu à partir de la relation de Shuy [19] :

$$k = \frac{2}{\phi} (\lambda - \lambda_s) \quad (4.13)$$

où le coefficient d'accélération  $\phi$  est déduit des mesures de vitesses. Il est donné

par :

$$\phi = \frac{2D}{\lambda_s U^2} \frac{\partial U}{\partial t} \quad (4.14)$$

Le tableau 4.6 montre l'évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  dans la région R1. Cette région est caractérisée par des valeurs de  $\phi$  comprises entre  $-15$  et  $0$  et d'une valeur moyenne de  $k$  de l'ordre de  $-4,3 \times 10^{-5}$ . Une analyse de ces coefficients conduit donc à l'expression liant le frottement instationnaire au coefficient d'accélération  $\phi$  :

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 1 - 2,15 \times 10^{-5} \phi \simeq 1 \quad (4.15)$$

La faible valeur de  $k$  montre que dans la région R1 la partie instationnaire du frottement pariétal est presque nulle.

$\phi$	$\lambda/\lambda_s$	$k$
0,00	0,9988	0,00
-4,1263	1,0064	-0,0031
-3,7597	0,9974	0,0014
-4,5233	0,9978	0,0010
-6,8615	0,9907	0,0027
-7,8598	1,0018	-0,0005
-8,2053	0,9954	0,0011
-15,2508	0,9967	0,0004

TAB. 4.6 – Évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  (Région R1)

La figure 4.20 et le tableau 4.6 montrent que, pour des coefficients d'accélération  $\phi$  compris entre  $-15$  et  $0$ , le frottement pariétal déduit du modèle quasi-stationnaire est en bon accord avec le frottement pariétal mesuré. Ceci contredit les limites d'application du modèle quasi-stationnaire proposées par Shuy [19].

Le tableau 4.7 montre l'évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  dans la région R2. Dans cette dernière, caractérisée par des valeurs de  $\phi$  comprises entre  $-320$  et  $-35$  et d'une valeur moyenne de  $k = -0,0374$ , nous remarquons de fortes valeurs du rapport  $\lambda/\lambda_s$ . Dans cette région (Tableau 4.7), le frottement pariétal transitoire est relié au coefficient  $\phi$  selon la relation suivante :

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 1 - 0,0187\phi \quad (4.16)$$

$\phi$	$\lambda/\lambda_s$	$k$
-17,9656	1,0236	-0,0026
-35,9712	1,1368	-0,0076
-97,8702	2,7235	-0,0352
-320,0400	12,1055	-0,0694

TAB. 4.7 – Évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  (Région R2)

Enfin dans la région R3, nous trouvons une valeur moyenne de  $k = -0,1051$  pour une gamme du coefficient  $\phi$  comprise entre  $-1222$  et  $-591$ . On trouve donc :

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 1 - 0,0525\phi \quad (4.17)$$

$\phi$	$\lambda/\lambda_s$	$k$
-1222,5384	30,3837	-0,0481
-591,5286	38,3182	-0,1262
-926,6409	66,3333	-0,1410

TAB. 4.8 – Évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  (Région 3)

La figure 4.21 illustre le frottement pariétal mesuré et les frottements déduits du modèle quasi-stationnaire et du modèle de Shuy en utilisant l'équation 4.15.

Dans la région R1 où  $0,95 \leq \lambda/\lambda_s \leq 1,05$  et  $k = -4,3 \times 10^{-5}$ , ces résultats montrent un bon accord entre le frottement pariétal mesuré et celui déduit du modèle quasi-stationnaire et du modèle ajusté de Shuy [19] (Equation 4.15). Ce résultat permet donc d'étendre le modèle de Shuy [19] à des décélérations très importantes.

Nos résultats montrent que le modèle de Shuy [19] n'est pas valable puisqu'il surestime la valeur du frottement instationnaire. En effet, les différents tableaux présentés ici montrent que le coefficient empirique d'accélération  $k$  doit être revu en fonction de l'ordre de grandeur des coefficients d'accélération  $\phi$  étudiés.

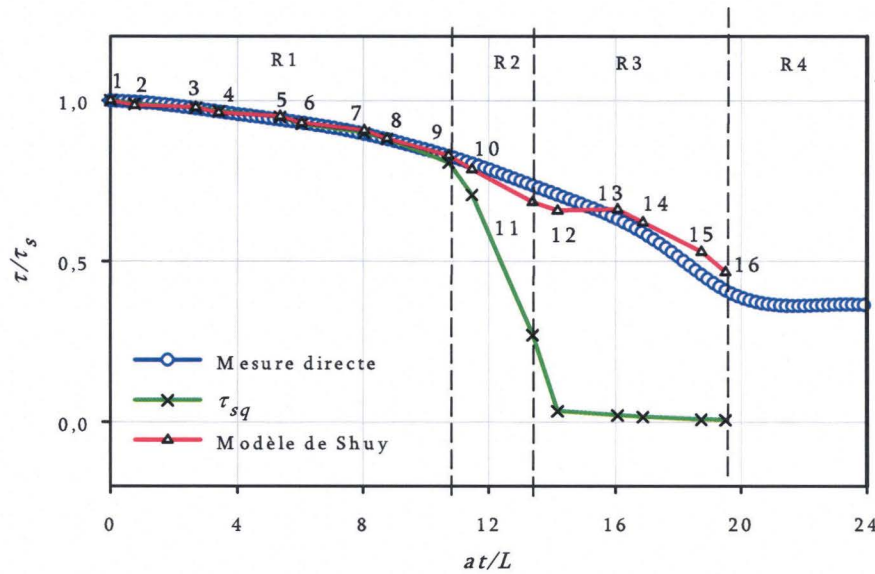


FIG. 4.21 – Évolution du frottement mesuré en fonctions de  $ta/L$  comparé au modèle quasi-stationnaire et celui de Shuy [19]

Rappelons que dans notre étude (fermeture manuelle de la vanne), l'écoulement turbulent transitoire peut être étudié par l'approximation quasi-stationnaire pour les valeurs limites suivantes de  $\phi$  :

$$-15 < \phi < 0 \quad (4.18)$$

au lieu des limites  $-0,2 < \phi < 0$  proposées par Shuy et qui ne sont valables que pour des écoulements faiblement transitoires.

#### *b - Modèle de l'historique de vitesse*

La figure 4.22 représente les résultats d'application des modèles de Zielke [1], de Trikha [2] et de Vardy et Brown [9].

Dans la région R1, la figure 4.22 montre que les trois formulations du modèle de l'historique de vitesse sous-estiment le frottement par rapport au modèle quasi-stationnaire et sous-estiment le frottement réel pendant la phase de décélération de l'écoulement. Ceci est en contradiction avec les résultats de cette étude et ceux de Shuy [19].

Dans la région R2 caractérisée par des fortes décélérations, nous remarquons que le frottement déduit des modèles de l'historique de vitesse est supérieur au frottement déduit du modèle quasi-stationnaire mais nettement inférieur au frottement transitoire mesuré.



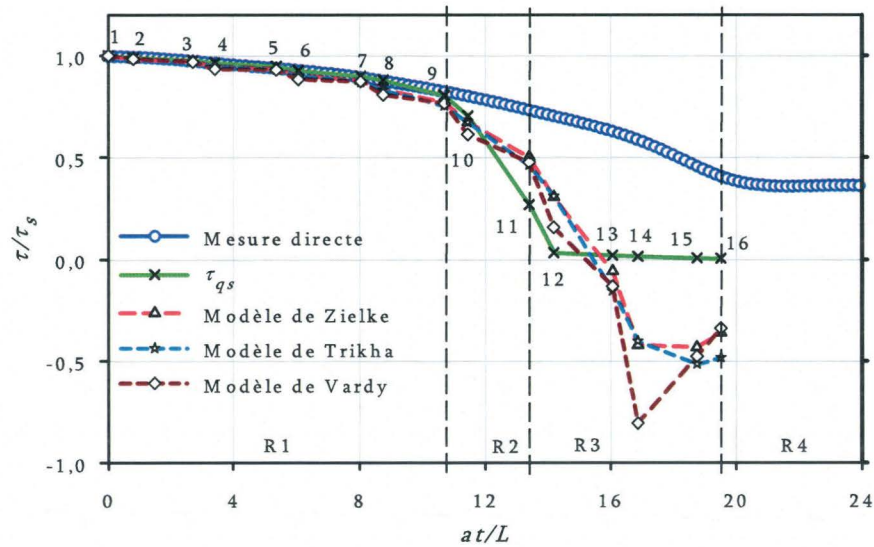


FIG. 4.22 – Évolution du frottement mesuré en fonctions de  $ta/L$  comparé au modèle quasi-stationnaire et ceux Zielke [1], de Trikha [2] et de Vardy et Brown [9]

Enfin dans les régions R3 et R4, le frottement déduit des modèles de l'historique de vitesse est systématiquement inférieur au frottement transitoire mesuré. Dans ces deux régions, les modèles présentent des valeurs du frottement pariétal négatives ce qui est en contradiction avec les résultats des mesures des profils de vitesses et ceux des mesures à l'aide de la sonde polarographique double.

D'après ces résultats (Figure 4.22), il est clair que ces trois approches de l'historique de vitesse ne représentent pas correctement le frottement pariétal transitoire. Ces résultats s'expliquent par la forme du terme instationnaire. Étant donné que les fonctions de poids sont positives, le frottement pariétal instationnaire calculé est négatif dans un écoulement décéléré. Ces résultats montrent l'inefficacité de ces modèles dans le cas des écoulements décélérés.

En effet, ce modèle est adapté à des écoulements turbulents transitoires dont les échelles de temps sont différentes de celles de cette présente étude. Dans de telles configurations, des écoulements de retour peuvent être produits dès les premiers instants du premier cycle de la propagation de l'onde et par la suite des contraintes de cisaillement négatives. Ce modèle n'est pas applicable ici.

Pour des échelles de temps analogues à celles de cette présente étude, il serait plus judicieux de pondérer le terme du frottement instationnaire conformément aux autres modèles proposés par Daily [23], Shuy [19] et Carstens et Roller [24].

Si on suppose un modèle de l'historique de vitesse de la forme  $\tau_p = \tau_{qs} + k\tau_{pi}$ , avec  $k = -1$ . Le terme instationnaire du modèle de l'historique de vitesse s'écrit :

$$\tau_{pi}(t) = -\frac{2\rho\nu}{R} \int_0^t \frac{\partial U}{\partial t}(z) W(t-z) dz \quad (4.19)$$

où  $W$  est la fonction de poids correspondant à chacune de trois formules du modèle de l'historique de vitesse

Dans ce cas, la figure 4.23 montre une évolution du frottement conforme à celle mesurée jusqu'à  $t = 14L/a$ . Pour  $t > 14L/a$ , la fonction de poids doit être réajustée.

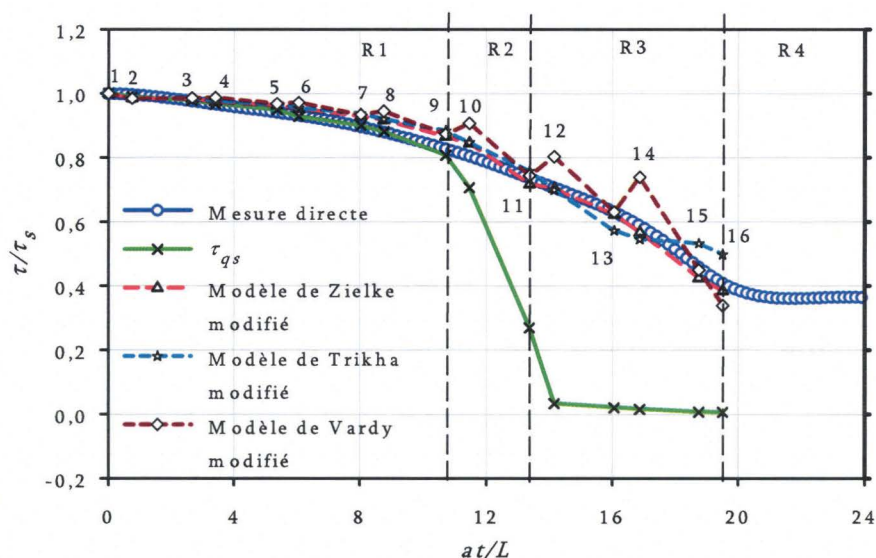


FIG. 4.23 – Évolution du frottement mesuré en fonctions de  $ta/L$  comparé au modèle quasi-stationnaire et à la formulation proposée pour les modèles de Zielke [1]de Trikha [2] et de Vardy et Brown [9]

Ces résultats (Figure 4.23) montrent clairement que les formules modifiées de Zielke [1], de Trikha [2] et de Vardy et Brown [9] représentent convenablement le frottement pariétal transitoire.

#### 4.3.5.2 Fermeture à l'aide de l'électrovanne

##### a - Modèle de Shuy

Nous utilisons ici la même procédure que celle développée dans le cas d'une fermeture manuelle de la vanne. Les figures 4.24, 4.25, 4.26 et 4.27 représentent l'évolution du rapport  $\lambda/\lambda_s$  et du paramètre empirique  $k$  dans les différentes régions décrites dans la section précédente 4.3.4.4.

La figure 4.24 représente les variations du rapport  $\lambda/\lambda_s$  et du paramètre empirique  $k$  dans la région R1.

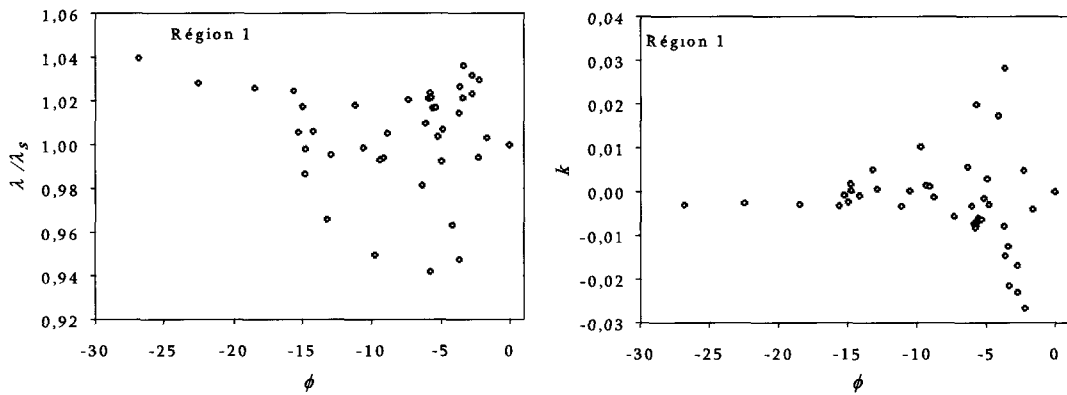


FIG. 4.24 – Évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  (Région R1), durée  $\simeq 40$  ms

Ces résultats (figure 4.24) montrent d'une part les fluctuations du rapport autour de 1 (plus exactement  $0,95 \leq \lambda/\lambda_s \leq 1,05$ ), et d'autre part les fluctuations du coefficient  $k$  autour de 0. Ceci montre que le frottement transitoire  $\tau_p$  tend vers le frottement stationnaire  $\tau_{qs}$  lorsque  $|\phi|$  tend vers 0; c'est-à-dire durant les faibles décélérations. Dans cette région, les coefficients d'accélération  $k$  sont du même ordre de grandeur que ceux trouvés dans le cas d'une fermeture manuelle.

Pour  $-30 \leq \phi \leq 0$ , le coefficient  $k$  a une valeur moyenne de l'ordre de  $-6,36 \times 10^{-3}$ . Donc dans cette région, l'équation de Shuy 1.25 devient :

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 1 - 0,0032\phi \simeq 1 \quad (4.20)$$

Dans la région R2 (Figure 4.25) caractérisée par de fortes décélérations, nous constatons une forte augmentation de  $\lambda/\lambda_s$  au fur et à mesure que le coefficient d'accélération  $|\phi|$  augmente. Ce qui montre l'insuffisance du modèle quasi-stationnaire à évaluer correctement le frottement pariétal transitoire dans cette région.



La figure 4.25 montre également des valeurs de  $\phi$  plus importantes que celles trouvées dans le cas de fermeture manuelle et celles trouvées par Shuy  $-2 \leq \phi \leq 0$ . Pour  $-500 \leq \phi \leq 0$ , le coefficient  $k$  a une valeur moyenne de l'ordre de  $-3,26 \times 10^{-3}$ . Donc, dans cette région, l'équation de Shuy 1.25 s'écrit :

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 1 - 0,0016\phi \quad (4.21)$$

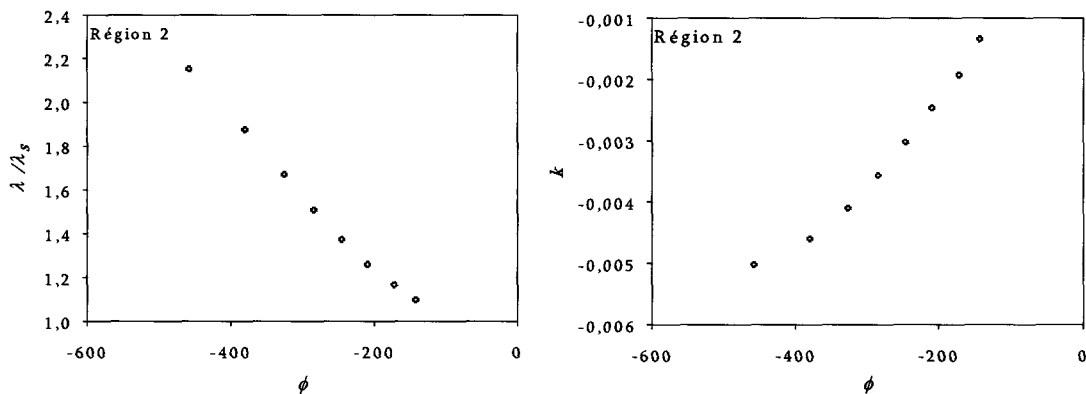


FIG. 4.25 – Évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  (Région R2)

En ce qui concerne la région R3, les résultats de calcul du rapport  $\lambda/\lambda_s$  et du coefficient  $k$  sont représentés sur la figure 4.26. Cette figure montre une très forte augmentation du coefficient d'accélération  $\phi$  suivie d'une importante augmentation du rapport  $\lambda/\lambda_s$ ; ce qui justifie l'insuffisance du modèle quasi-stationnaire avec de telles accélérations.

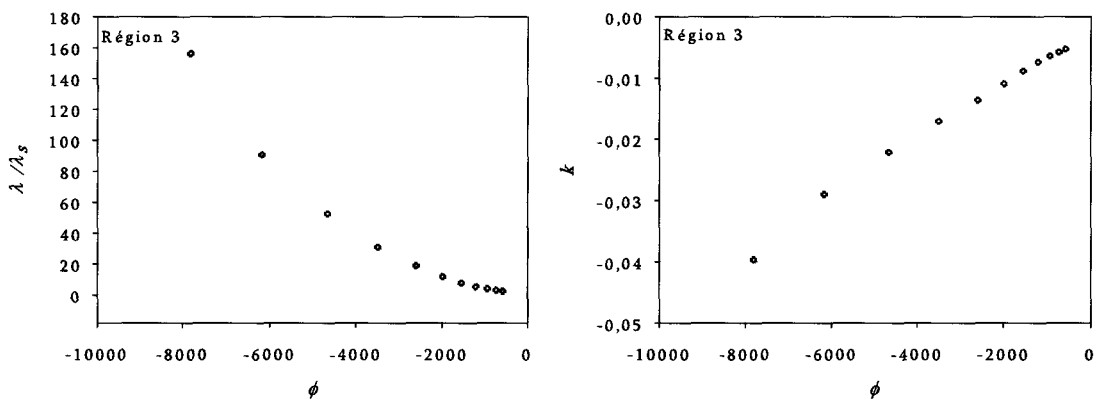


FIG. 4.26 – Évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  (Région R3)

Dans cette région, le coefficient  $k$  a une valeur moyenne de l'ordre de  $-0,0152$ . Par la suite, l'équation de Shuy 1.25 devient :

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 1 - 0,0076\phi \quad (4.22)$$

En revanche dans la région R4 (Figure 4.27) caractérisée par une accélération de l'écoulement, nous constatons des coefficients d'accélération importants associés à des rapports élevés.

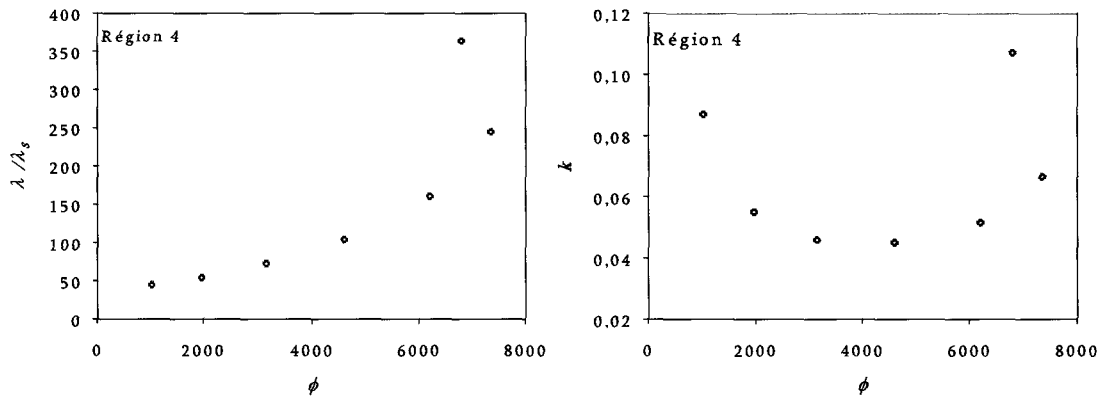


FIG. 4.27 – Évolution de  $\lambda/\lambda_s$  et de  $k$  en fonction de  $\phi$  (Région R4)

Dans la région 4, le coefficient  $k$  a une valeur moyenne de l'ordre de  $0,0229$ . Donc, dans cette région, l'équation de Shuy 1.25 s'écrit :

$$\frac{\lambda}{\lambda_s} = 1 + 0,00115\phi \quad (4.23)$$

Dans la figure 4.28, nous représentons le frottement pariétal mesuré et celui déduit du modèle quasi-stationnaire et du modèle de Shuy en utilisant les équations 4.20, 4.21, 4.22 et 4.23.

Dans la région R1 (Figure 4.28) où  $-30 \leq \phi \leq 0$ , nous remarquons une bonne concordance entre le frottement pariétal mesuré et celui déduit du modèle quasi-stationnaire et du modèle de Shuy (Équation 4.20). Les résultats de ce cas confirment les constatations tirées du cas précédent.

Dans les région R2, R3 et R4, nous constatons une sous-estimation de plus en plus importante du frottement pariétal déduit du modèle quasi-stationnaire.

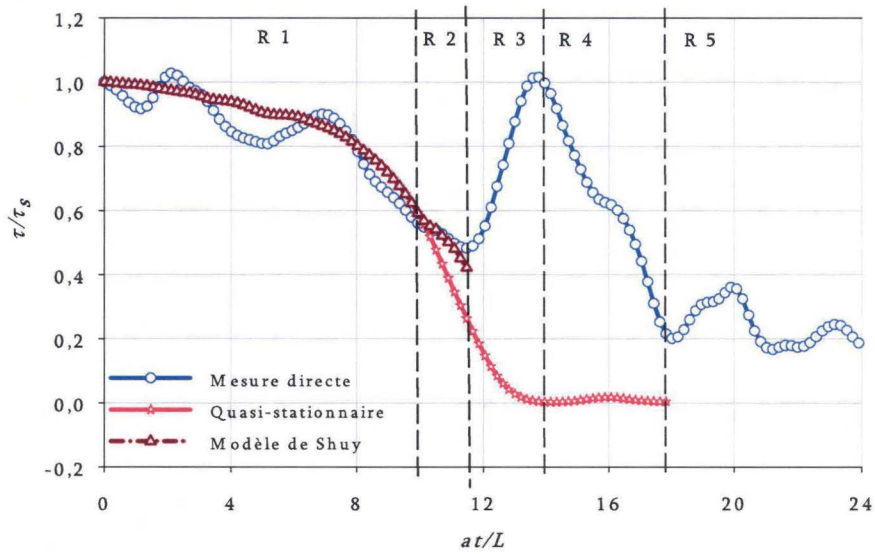


FIG. 4.28 – Évolution du frottement mesuré en fonctions de  $ta/L$  comparé au modèle quasi-stationnaire et celui de Shuy [19]

*b - Modèle de l'historique de vitesse*

La figure 4.29 représente le frottement pariétal déduit des modèles de Zielke [1], de Trikha [2] et de Vardy et Brown [9], respectivement.

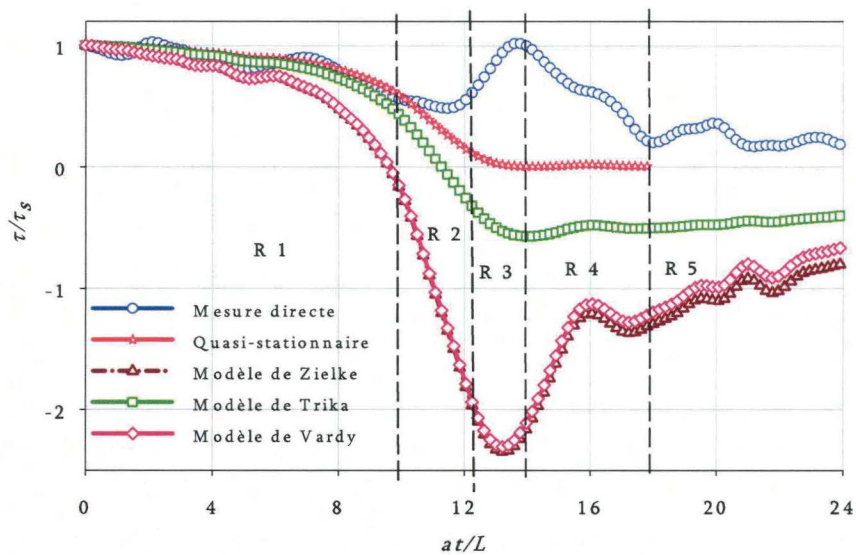


FIG. 4.29 – Évolution du frottement mesuré en fonctions de  $ta/L$  comparé aux modèles quasi-stationnaire et ceux de Zielke [1], de Trikha [2] et celui de Vardy et Brown [9]

Dans la région R1 caractérisée par de faibles décélérations, la figure 4.29 montre

une bonne concordance entre le frottement pariétal mesuré et celui déduit du modèle Trikha [2]. De plus, les modèles de Zielke [1] et de Vardy et Brown [9] sont en bon accord avec le frottement mesuré seulement pour  $0 \leq at/L \leq 6$ .

En revanche durant les phases caractérisées par de fortes décélérations, les trois approches de l'historique de vitesse ne représentent pas correctement le frottement pariétal.

En adoptant la même formulation 4.19 proposée dans le cas de fermeture manuelle, nous avons obtenu les résultats présentés sur la figure 4.30.

D'après la figure 4.30, la modification de la partie instationnaire du frottement pariétal améliore les résultats dans la région R1 et elle étend le domaine d'application de l'approche de l'historique de vitesse jusqu'à la région R2 caractérisée par des décélérations moyennes. En revanche dans la région R3 caractérisée par des fortes décélérations, cette approche ne représente pas correctement le frottement pariétal. Il est nécessaire d'ajuster la fonction de poids et/ou d'appliquer un coefficient d'accélération dépendant du temps.

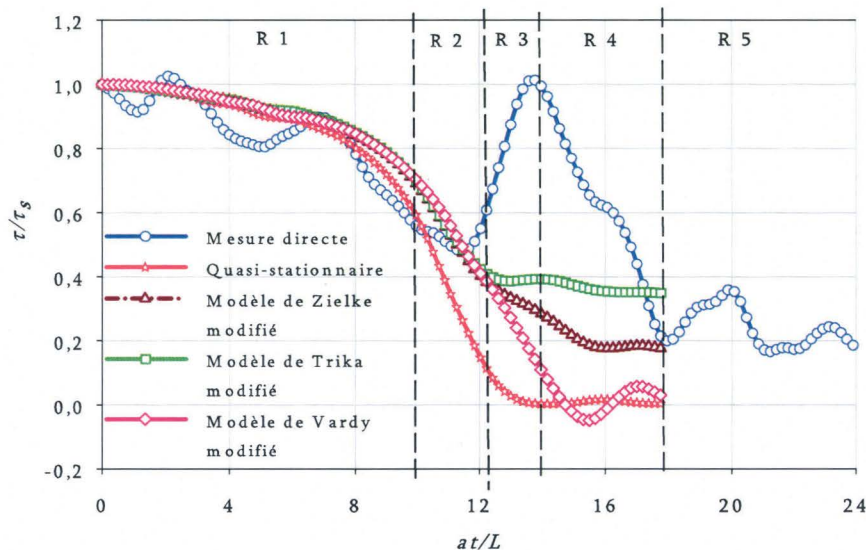


FIG. 4.30 – Évolution du frottement mesuré en fonctions de  $ta/L$  comparé au modèle quasi-stationnaire et à la formulation proposée pour les modèles de Zielke [1], de Trikha [2] et celui de Vardy et Brown [9]

La comparaison des résultats obtenus à partir de l'application de la nouvelle formulation de l'approche de l'historique de vitesse aux deux cas de fermetures, montre

clairement l'effet de l'ordre de grandeur des décélérations sur l'efficacité de cette approche. En effet, cette approche ne peut être appliquée qu'à des écoulements transitoires de faibles décélérations.

#### 4.3.6 Discussion des résultats

Les résultats obtenus ici montrent que le frottement transitoire dépend de nombreux paramètres.

Le gradient pariétal instationnaire mesuré par la méthode polarographique est en bon accord avec celui mesuré à partir des profils de vitesse lorsque l'intensité des décélérations est modérée. Ce résultat remet en question celui de Shuy [19] qui trouve que le frottement instationnaire est supérieur au frottement calculé à partir de l'hypothèse quasi-stationnaire.

Lorsque l'écoulement est soumis à de fortes variations, les profils de vitesses s'éloignent notablement des profils classiques correspondant au même nombre de Reynolds. Le frottement instationnaire est plus important que l'équivalent calculé à partir des profils de vitesse.

Vardy et Brown [85] ont essayé d'interpréter les résultats de Shuy [19] à l'aide de la notion d'échelle de temps dans les problèmes liés aux coups de bélier. En effet, ces derniers suggèrent que le frottement instationnaire évolue différemment selon la valeur des échelles de temps. Ils attribuent la notion d'échelle de temps courte à la phase initiale de l'événement transitoire lorsque l'influence de chaque onde de pression est clairement identifiable. Dans le cas contraire, l'échelle de temps est considérée comme longue.

L'expérience de Holmboe et Rouleau [32] décrite par Zielke permet d'illustrer une configuration de coups de bélier dans laquelle l'effet des fronts d'onde de pression se fait sentir dès les premiers instants de l'événement transitoire (Figure 4.31). Les conditions expérimentales de Holmboe et Rouleau [32] sont les suivantes : longueur de la conduite  $L = 36\text{ m}$ , d'un rayon  $R = 0,0127\text{ m}$  et d'une vitesse du son  $a = 1324,4\text{ m/s}$ . La figure 4.31 (a) montre que la pression atteint son maximum pour  $t \simeq L/a$ . La figure 4.31 (b) montre que le frottement pariétal calculé à partir de différents modèles change de signe aussitôt après la fermeture de la vanne. Ces modèles montrent que la vitesse moyenne change de signe au même moment (Figure 4.31 c). Ces résultats sont représentatifs

d'une configuration de coups de bélier où l'échelle de temps est considérée comme courte.

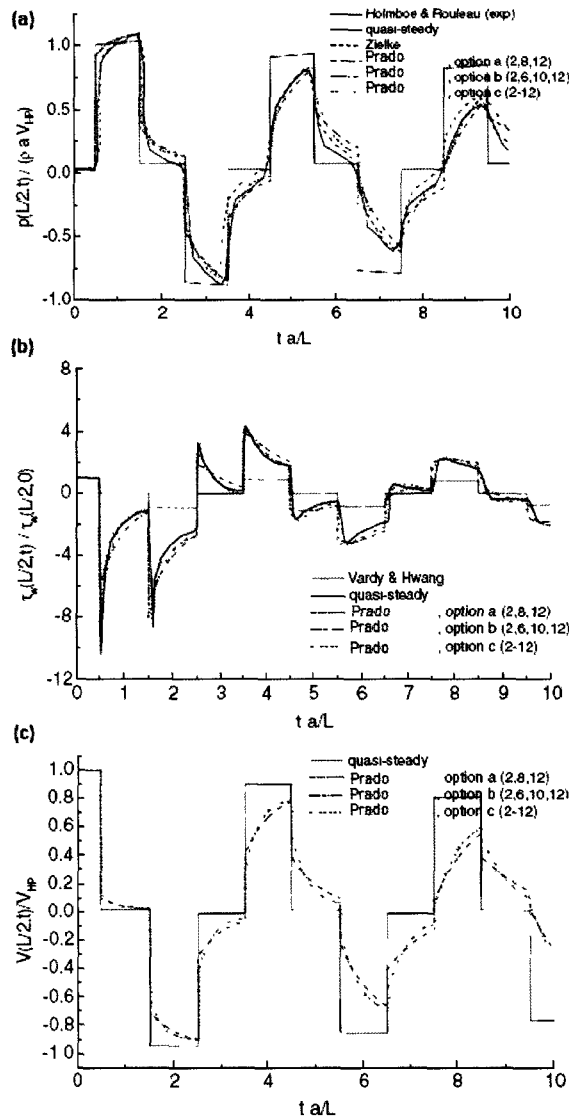


FIG. 4.31 – Exemple de configuration où l'influence des fronts d'onde de pression est significative pour  $t \simeq L/a$  (Prado [86])

Dans notre cas, l'effet de l'onde de pression sur le frottement est visible à partir  $t \simeq 14L/a$ ; ce qui correspond à une échelle de temps importante par rapport à celle définie précédemment. Les modèles proposés dans la littérature sont basés sur des échelles de temps courtes. Par conséquent, il est important d'analyser l'évolution du frottement instationnaire par le biais non seulement de l'accélération, mais aussi par la notion d'échelle de temps.

Lorsque l'échelle de temps est petite, Vardy et Brown [85] ont montré que le frot-

tement instationnaire transitoire est plus petit que celui obtenu par une approche quasi-stationnaire dans le cas d'une décélération. Ces auteurs ont montré que dans le cas des échelles de temps plus élevées, le frottement instationnaire est plus grand que le frottement stationnaire dans le cas d'une décélération.

À la lumière de ces résultats, dans le cas d'une décélération, nous pouvons conclure que les auteurs qui proposent des modèles de la forme  $\tau = \tau_{qs} + k \frac{\partial u}{\partial t}$  doivent distinguer les deux cas selon l'échelle de temps considérée. Si l'effet de l'onde de pression se fait sentir pour  $t \simeq L/a$ ,  $k$  est positif. Si  $t \gg L/a$ ,  $k$  est négatif. De plus les valeurs de  $k$  dépendent de l'accélération.

Abreu et Betâmio de Almeida [87] ont examiné les limites de validité de l'approche accélération instantanée. Ils ont montré que le coefficient  $k$  dépend du paramètre  $\lambda = D^2/\nu t$  où  $D$  est le diamètre de la conduite et  $\nu$  est la viscosité cinématique du fluide.

Les résultats numériques (Figure 4.32) obtenus par Abreu et Betâmio de Almeida [87] montrent l'évolution du coefficient  $k$  en fonction de temps. Les valeurs de  $k$  trouvées, pour les régions R1, R2, et R3 dans les deux cas étudiés ici, concordent avec les valeurs déduites à partir des résultats d'Abreu et de Betâmio de Almeida [87] (Figure 4.32). Ces résultats montrent que  $k$  dépend de la phase de l'événement transitoire, de l'accélération et du temps.

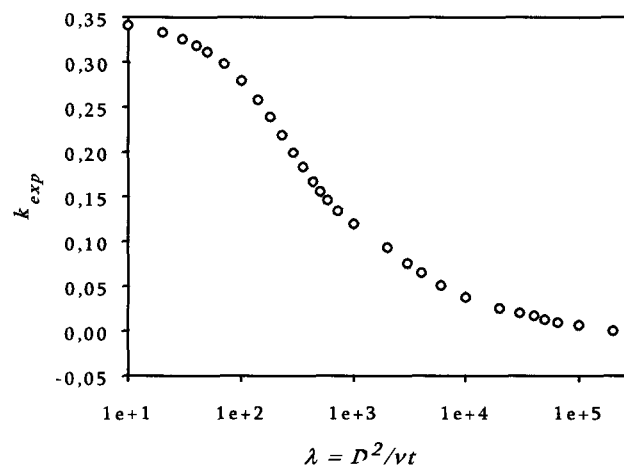


FIG. 4.32 – Évolution de  $k$  en fonction de  $D^2/\nu t$  d'après Abreu et Betâmio de Almeida [87]

Ce résultat est à rapprocher de celui de Axworthy et al. [11] qui ont montré que la valeur de  $k$  dépend du temps et de l'espace. Ils ont montré que la diffusion de la

vorticité dans l'écoulement est responsable du changement de la forme du profil de vitesse. Si le temps de propagation de l'onde ( $L/a$ ) est inférieur à celui de la diffusion de vorticité ( $\sqrt{2}D/2u_\tau$ ), alors le profil de vitesse n'a pas le temps de subir un changement significatif. Par conséquent, le frottement pariétal varie comme l'accélération de l'écoulement. Ce résultat est en excellent accord avec celui de la présente étude pour les données suivantes :  $L/a = 0,0052 s$ ,  $\sqrt{2}D/2u_\tau = 0,4615 s$ , les profils de vitesse ne sont modifiés que pour  $t > 9L/a$ . Dans ces conditions le frottement est en phase avec l'accélération ; ce qui est conforme à l'hypothèse de Axworthy et al. [11] et à celle de Ghidaoui et al. [34] qui ont défini différents régimes en fonction du rapport :

$$\mathcal{P} = \frac{\sqrt{2}D/2u_\tau}{L/a} \quad (4.24)$$

Les modèles de l'historique de vitesse sont de la forme  $\tau = \tau_{qs} + \tau_i$  où  $\tau_i$  est fonction de l'accélération. Si  $\partial u/\partial t < 0$ , ces modèles ne peuvent s'appliquer qu'à des écoulements transitoires caractérisés par des grandes échelles de temps, puisqu'elles conduisent systématiquement à un frottement instationnaire plus petit que le frottement obtenu par une approche quasi-stationnaire ; ce qui contredit les résultats de cette étude. Il convient donc de pondérer la partie instationnaire pour prendre en compte la notion d'échelle de temps, afin qu'ils puissent être applicables aux résultats de cette étude. Il peut être réalisé par la modification du terme de frottement instationnaire en utilisant l'approche proposée par Daily [23] et Shuy [19].

## 4.4 Conclusion

Ce chapitre présente l'étude expérimentale du frottement pariétal en régime transitoire. Au cours de cette étude, la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler et la méthode électrochimique ont été utilisées avec succès.

La première partie de ce chapitre a été consacrée à une étude préliminaire des écoulements permanents, afin de vérifier la fiabilité du dispositif expérimental.

Dans la seconde partie, nous avons présenté les résultats des mesures simultanées des profils de vitesses, de pression et de frottement pariétal en régime transitoire. Cette étude a mis en évidence l'effet des fronts d'onde de pression sur les profils de vitesse et sur le frottement pariétal. Plusieurs paramètres qui influencent le frottement pariétal



en régime transitoire ont été étudiés, telles que les échelles de temps de l'onde et l'accélération de l'écoulement.

Les données des vitesses ont été exploitées afin de vérifier certains modèles du frottement pariétal instationnaire. Cette étude a montré que le modèle de Shuy [19] n'est pas valable y compris pour des décélération modérées. Elle a montré également l'insuffisance des modèles quasi-stationnaire et de l'historique de vitesse pour prédire correctement le frottement pariétal pendant les phases caractérisées par des accélérations élevées, pour des échelles de temps longues, pour des échelles de temps longues. Par analogie avec les modèles de Shuy [19] et Daily [23], nous avons présenté une pondération des modèles de l'historique de vitesse ; ce qui a permis d'améliorer les résultats de ces modèles.

À la lumière de ces résultats, cette étude a montré que la méthode électrochimique, associée à la vélocimétrie ultrasonique, s'avère être la mieux adaptée pour la mesure du frottement instationnaire, sous réserve que la réponse des sondes polarographiques soit prise en compte.



# CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

Le travail présenté ici a consisté, à partir d'une démarche expérimentale fiable sous certaines conditions, à analyser les évolutions du frottement pariétal et des profils de vitesses dans un écoulement transitoire dans une conduite. L'écoulement transitoire est obtenu initialement suite à un écoulement permanent dans une conduite et à une fermeture brusque d'une vanne située à l'extrémité aval de cette conduite. Au cours de cette étude, nous avons étudié la dynamique de l'écoulement transitoire en utilisant la vélocimétrie ultrasonore Doppler (VUD) et le frottement pariétal en utilisant la méthode électrochimique. Ce travail expérimental a été basé sur la synchronisation des deux techniques de mesures (VUD et électrochimie) et des mesures de pression afin de coupler la réponse pariétale des microélectrodes avec la dynamique instantanée de l'écoulement transitoire par la VUD.

Une étude préliminaire dans le cas d'un écoulement permanent nous a permis de vérifier la fiabilité du montage expérimental et la mise en oeuvre des méthodes expérimentales. Les données de vitesses fournies par le vélocimètre ultrasonore ont été corrigées en utilisant le procédé de correction de Wunderlich et Brunn [72]. Ce procédé, basé sur des considérations géométriques, est réalisé en deux phases différentes. La première phase concerne le repositionnement des échos en prenant en compte la succession de trois milieux (gel acoustique, paroi et fluide) de propriétés acoustiques différentes. La deuxième phase concerne la correction des données de vitesse près de la paroi.

La méthode électrochimique est une méthode non intrusive permettant de mesurer le gradient pariétal de vitesse. La technique du saut de potentiel a été appliquée avec succès pour mesurer la surface active des sondes polarographiques; ce qui a permis

d'évaluer le frottement en valeur absolue. L'utilisation d'une sonde double a permis de vérifier l'absence d'écoulement de retour dans cette configuration particulière. Nous avons comparé le frottement pariétal obtenu à l'aide de l'approche quasi-stationnaire à ceux calculés à partir de l'approche intégrale de Sobolik et al. [53] et à partir de la méthode inverse. La méthode de Sobolik et al. [53] a l'avantage de corriger le signal électrochimique dans le domaine temporel et d'être facile à mettre en œuvre. Cependant, lorsque l'amplitude des fluctuations devient importante, cette approche n'est plus valable. Il est nécessaire d'appliquer la méthode inverse pour calculer précisément le frottement instationnaire surtout dans le cas transitoire. Cette étude a montré que, dans ce cas particulier, le signal électrochimique corrigé à l'aide de la méthode de Sobolik et al. [53] est en excellent accord avec celui calculé à l'aide de la méthode inverse.

La méthode électrochimique a été associée à la vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler, qui a permis de mesurer instantanément les profils de vitesses. Les résultats de cette étude ont montré, a posteriori, que les deux méthodes de mesures sont complémentaires : l'absence de l'écoulement de retour à la paroi a été mise en évidence par la technique polarographique alors que la vélocimétrie ultrasonore a montré que les effets annulaires se traduisent par un écoulement de retour à une distance finie de la paroi. Le frottement pariétal, les profils de vitesses et la pression instationnaires ont été mesurés à l'aide d'un dispositif expérimental approprié. Les mesures réalisées dans le cas d'un écoulement permanent ont permis de confirmer les profils de vitesses et le frottement pariétal théoriques. Dans le cas de l'écoulement transitoire, les profils de vitesses suivent sensiblement une loi de puissance dans la phase initiale de l'événement transitoire puis se dégradent sous l'effet des gradients de pression avec l'apparition d'effets annulaires générant des gradients de vitesses intenses, et un écoulement de retour à une distance de la paroi  $y \simeq 0,1 * R$  à  $0,2 * R$ . Les résultats montrent que le frottement pariétal peut être estimé à l'aide de l'hypothèse quasi-stationnaire lorsque les profils de vitesse suivent une loi de puissance. Lorsque les irrégularités caractérisées en particulier par des effets annulaires apparaissent sur ces profils, durant la phase de décélération, l'approche quasi-stationnaire n'est plus valable.

L'analyse des résultats confrontés à ceux de la littérature suggère de prendre en compte l'échelle de temps différente selon les cas. Il convient de distinguer les situations selon que l'effet d'une onde de pression est perceptible ou non dès les premiers instants de l'écoulement transitoire. La longueur de la conduite de cette étude étant relativement

petite, l'événement transitoire est caractérisé par une échelle de temps longue. Dans ces conditions, le frottement instationnaire est supérieur à celui obtenu en utilisant un modèle quasi-stationnaire dans la phase de décélération.

Les résultats ont montré que le modèle de Shuy [19] n'est pas valable en particulier pour des décélérations dont l'intensité est modérée. Les modèles basés sur l'historique de vitesse ne peuvent pas s'appliquer dans ce cas. En effet, ces modèles impliquent systématiquement un frottement instationnaire inférieur au frottement stationnaire du fait même de la forme des modèles et ne peuvent donc s'appliquer qu'à des écoulements transitoires caractérisés par des échelles de temps courtes. Il convient donc de pondérer la partie instationnaire pour prendre en compte la notion d'échelle de temps afin que ces modèles puissent être applicables aux résultats de cette étude.

La méthode électrochimique a permis de mettre en évidence les différents paramètres qui influencent l'évolution du frottement transitoire. La prise en compte de ces paramètres est nécessaire pour une prédiction correcte du frottement à l'aide des simulations numériques. Un des paramètres importants dans la problématique des coups de bélier et dont peu d'études ont fait état, est celui de la viscoélasticité de la conduite. La prise en compte de ce paramètre est nécessaire pour une meilleure compréhension des écoulements transitoires.

Cette étude doit être poursuivie avec les perspectives suivantes :

1 - La conduite doit être suffisamment longue afin de pouvoir analyser l'influence des accélérations et des décélérations sur le frottement pariétal durant les premiers instants de l'événement transitoire.

2 - La conduite doit être horizontale et présenter une partie significative où l'écoulement est établi.

3 - La réalisation des mesures simultanées des profils de vitesses en deux sections de mesures, afin d'étudier le modèle de Brunone [3] qui prend en compte l'accélération convective  $\partial U/\partial x$ .



# Bibliographie

- [1] Zielke W. Frequency-dependent friction in transient pipe flow. *Journal of Basic Engineering, ASME*, 90 :109–115, 1968.
- [2] Trikha A. K. An efficient method for simulating frequency-dependent friction in transient liquid flow. *Journal of Fluids Engineering, ASME*, 97(1) :97–105, 1975.
- [3] Brunone B. and Golia U.M. Some considerations on velocity profiles in unsteady pipe flows. *Proc., Int. Conf. on "Entropy and Energy Dissipation in Water Resources"*, Maratea, Italy, V.O. Singh and M. Fiorentino, Eds., pages 281–487, 1991.
- [4] Mitra A.K. and Rouleau W.T. Radial and axial variations in transient pressure waves transmitted through liquid lines. *Journal of Fluids Engineering, ASME*, 107(1) :105–111, 1985.
- [5] Vardy A.E. and Hwang K. A characteristics model of transient friction. *Journal of Hydraulic Research*, 29(5) :669–684, 1991.
- [6] Brunone B., Karney B.W., Mecarelli M., and Ferrante M. Velocity profiles and unsteady pipe friction in transient flow. *Journal of water resources planning and management*, 126(4) :236–244, 2000.
- [7] Vardy A.E., Hwang K.L., and Brown J.M.B. A weighting function model of transient turbulent pipe flow. *Journal of Hydraulic Research*, 31 :533–548, 1993.
- [8] Vardy A.E. and Brown J.M.B. Transient,turbulent, smooth pipe friction. *Journal of Hydraulic Research, IAHR*, 33(4) :435–456, 1995.
- [9] Vardy A.E. and Brown J.M.B. Transient turbulent friction in smooth pipe flows. *Journal of Sound and Vibration*, 259(5) :1011–1036, 2003.
- [10] Vardy A.E. and Brown J.M.B. Transient turbulent friction in fully rough pipe flows. *Journal of Sound and Vibration*, 270 :233–257, 2004.

## Bibliographie

---

- [11] Axworthy D.H., Ghidaoui M.S., and McInnis D.A. Extended thermodynamics derivation of energy dissipation in unsteady pipe flow. *Journal of Hydraulic Research*, 126(4) :276–287, 2000.
- [12] Ohmi M., Iguchi, M., and Hinami H. Flow pattern and frictional losses in pulsating pipe flow. part 1. effect of pulsating frequency on the turbulent flow pattern. *Bulletin of the JSME* 23, 186 :2013–2020, 1980.
- [13] Eichinger P. and Lein G. The influence of friction on unsteady pipe flow. *Proceeding of the Int. Conf. on Unsteady Flow and Fluid Transients*, B. ed., Balkema, Rotterdam, The Netherlands, Durham, Uk, pages 41–50, 1992.
- [14] Brunone B., Golia U.M., and Greco M. Effects of two-dimensionality on pipe transients modelling. *Journal of Hydraulic Engineering, American Society of Civil Engineers*, 121 :906–912, 1995.
- [15] Silva-Araya W. F. and Chaudhry M. H. Computation of energy dissipation in transient flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, 123(2) :108–115, 1997.
- [16] Pezzinga G. Evaluation of unsteady flow resistances by quasi-2d or 1d models. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 126(10) :778–785, 2000.
- [17] White F.M. *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill Book Co. Inc., New York, 2th edition, 1991.
- [18] Bergant A., Simpson A.R., and Vitkosky J.P. Developments in unsteady pipe flow friction modelling. *Journal of Hydraulic Research*, 39(3) :249–257, 2001.
- [19] Shuy E. B. Wall shear stress in accelerating and decelerating turbulent pipe flows. *Journal of Hydraulic Research*, 34(2) :173–183, 1996.
- [20] Brunone B., Golia U.M., and Greco M. Some remarks on the momentum equation for fast transients. *Int. Meeting on Hydraulic Transients with Column Separation, 9th Round Table, IAHR, Valencia, Spain*, pages 201–209, 1991.
- [21] Pezzinga G. Quasi-2d model for unsteady flow in pipe networks. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 125(7) :676–685, 1999.
- [22] Cocchi G. Esperimento sulla resistenza al deflusso con moto vario in un tubo. *Atti della Accademia delle Scienze dell’Istituto di Bologna*, 14 :203–210, 1989.
- [23] Daily W.L., Hankey W.L., Olive R.W., and Jordan J.M. Resistance coefficients for accelerated and decelerated flows through smooth tubes and orifices. *Transactions of ASME*, 78 :1071–1077, 1956.



## Bibliographie

---

- [24] Carstens M.R. and Roller J.E. Boundary-shear stress in unsteady turbulent pipe flow. *Journal of the hydraulics division, ASCE*, 85 :67–81, 1959.
- [25] Vardy A.E. and Brown J.M.B. On turbulent, unsteady, smooth-pipe friction. *Proc., 7th Int. Conf. on Pressure Surges and Fluid Transients in Pipelines and Open Channels, BHR Group, Harrogate, England*, page 289, 1996.
- [26] Safwat H.H. and Van der Polder J. Friction-frequency dependence for oscillatory flows in circular pipes. *Journal of Hydraulics division, ASCE*, 99(HY11) :1933–1945, 1973.
- [27] Washington P.A. Discussion on "wall shear stress in accelerating and decelerating pipe flows". *Flow of Hydraulic Research, IAHR*, 35 :140–142, 1997.
- [28] Greco M. Some recent findings on column separation during water hammer. *Excerpta, G.N.I., Liberia Progetto Ed. Padua, Italy*, 5 :261–272, 1990.
- [29] Brunone B., Golia U.M., and Greco M. Modeling of fast transients by numerical methods. *Int. Meeting on Hydraulic Transients with Column Separation, 9th Round Table, IAHR, Valencia, Spain*, pages 273–281, 1991.
- [30] Hino M. et al. Experiments on transition to turbulence in an oscillatory pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 75 :193–207, 1976.
- [31] Carravetta A., Golia U.M., and Greco M. On the spontaneous damping of pressure oscillations in water-hammer transients. *Proc., 23rd Congr. of Hydr. and Hydr. Works*, 4E :67–79, 1992.
- [32] Holmboe E. L. and Rouleau W. T. The effect of viscous shear on transients in liquid lines. *Journal of Basic Engineering, ASME*, 89(1) :174–180, 1967.
- [33] Laufer J. *The Structure of Turbulence in Fully-Developed Pipe Flow*. N.A.C.A., Report 1174, 1954.
- [34] Ghidaoui M.S., Mansour S.G.S., and Zhao M. Applicability of quasisteady and axisymmetric turbulence models in water hammer. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128(10) :917–924, 2002.
- [35] He S. and Jackson J.D. A study of turbulence under conditions of transient flow in a pipe. *Journal of Fluid Mechanics*, 408 :1–38, 2000.
- [36] Nagano Y. and Hishida M. Improved form of the  $k-\epsilon$  model for wall turbulent shear flows. *Trans. ASME J. Fluids Engineering*, 109 :156–160, 1987.

## Bibliographie

---

- [37] Nernst W. *Z. Physik Chem.*, 47 :52, 1904.
- [38] Hanratty T.J. and Campbell J.A. Measurements of wall shear stress. *In. Fluid Mechanics. Measurements (ed. R.J. Goldstein)*, pages 559–615, 1983.
- [39] Tournier C. Etude de l'écoulement tridimensionnel instationnaire autour des cylindres par tribométrie électrochimique. *Thèse de Doctorat ès sciences, Paris VI, Paris, France, 1976.*
- [40] Reiss L.P. and Hanratty T.J. Measurement of instantaneous rates of mass transfer to a small sink on a wall. *A.I.Ch.E Journal*, 8 :245, 1962.
- [41] Mitchell J.E. and Hanratty T.J. A study of turbulence at a wall using an electrochemical wall-stress meter. *Journal of Fluid Mechanics*, 26 :199–221, 1966.
- [42] Py B. Etude tridimensionnelle de la sous couche visqueuse dans une veine rectangulaire par des mesures de transfert en paroi. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 15 :129–144, 1973.
- [43] Levêque M.A. Les lois de transmission de la chaleur par convection. *Ann. Mines*, 13 :381–412, 1928.
- [44] Ling S.C. Heat transfer from a small isothermal spanwise strip in an insulated boundary. *Journal of Heat Transfer, Trans. ASME*, C85 :230–263, 1963.
- [45] Cognet G. Contribution à l'étude du mouvement de couette par la méthode polarographique. *Thèse d'Etat, Université de Nancy, Nancy, France, 1968.*
- [46] Reiss L.P. and Hanratty T.J. An experimental study of the unsteady nature of the viscous sub-layer. *A.I.Ch.E Journal*, 9 :154–160, 1963.
- [47] Py B. and Gosse J. Sur la réalisation d'une sonde polarographique pariétale sensible à la vitesse et à la direction de l'écoulement. *Comptes Rendus Ac. Sc. Paris, tome 269*, pages 401–404, 1969.
- [48] Son J.S. and Hanratty T.J. Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at Reynolds number from  $5 \cdot 10^3$  to  $10^6$ . *Journal of Fluid Mechanics*, 35 :353–368, 1969.
- [49] Lebouché M. Sur la mesure polarographique de gradient pariétal de vitesse dans les zones d'arrêt amont ou de décollement du cylindre. *Comptes rendus de l'Académie des Sciences, Série A, Tome 276*, pages 1245–1248, 1973.

## Bibliographie

---

- [50] Labbé M. and Lebouché M. Sur l'utilisation des sondes polarographiques multiples aux faibles gradients pariétaux de vitesse ; effet de sillage. *Comptes rendus Académiques des sciences, série B, tome 280*, pages 325–328, 1975.
- [51] Fortuna G. and Hanratty T.J. Frequency response of the boundary layer on wall transfer probes. *Int. J. of Heat Mass Transfer*, 14 :1449–1507, 1971.
- [52] Maquinghen T. Métrologie tridimensionnelle instationnaire à l'aide de la méthode polarographique. *Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, Valenciennes, France*, 1999.
- [53] Sobolik V., Wein O., and Cermak J. Simultaneous measurement of film thickness and wall shear stress in wavy flow of non-newtonian liquids. *Collection Czechoslovak Chem. Commun.*, 52 :913–928, 1987.
- [54] Lebouché M. Contribution à l'étude des mouvements turbulents par la méthode polarographique. *Thèse de Doctorat ès sciences, Nancy I, Nancy, France*, 1968.
- [55] Ambari A., Deslouis C., and Tribollet B. Frequency response of the mass transfer rate in a modulated flow at electrochemical probes. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 29 :35–45, 1986.
- [56] Bennar J.E. Etude des structures pariétales de l'écoulement autour d'un profil d'aile en mouvement harmonique de pilonnement par la méthode électrochimique. *Thèse de doctorat, Université de Valenciennes, Valenciennes, France*, 1993.
- [57] Kaprawi M. Transfert de matière à la surface d'une électrode de forme complexe en régime de diffusion contrôlée : Application à la métrologie des écoulements pariétaux. *Thèse de Doctorat, Université de valenciennes, Valenciennes, France*, 1992.
- [58] Labraga L., Tournier C., and Florent P. Experimental study of the frequency response of electrochemical split probes to transversal velocity fluctuations. *Experiments in Fluids*, 11 :325–332, 1991.
- [59] Tihon J. and Sobolik V. Dynamics of electrodiffusion friction probes in wavy film flow. *Proc. of 3<sup>th</sup> Int. E.D. Workshop. Dourdan, France*, pages 397–404, 1993.
- [60] Rehim F. Caractérisation expérimentale des structures tourbillonnaires derrière un cylindre en milieu confiné par la PIV et la polarographie. *Thèse de doctorat, Université de Nantes, Nantes, France*, 2006.

## Bibliographie

---

- [61] Mao Z. and Hanratty J.T. Analysis of wall shear stress probes in large amplitude unsteady flows. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34 :281–290, 1991.
- [62] Rehim F., Aloui F., Ben Nasrallah S., Doubriez L., and Legrand J. Inverse method for electrodiffusional diagnostics of flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 :1242–1254, 2006.
- [63] Beck J.V., Blackwell B., and St-Clair C.R. *Inverse heat conduction*. Willey, New York, 1985.
- [64] Labraga L., Bourabaa N., and Berkah T. Wall shear stress from a rotating cylinder in cross flow using the electrochemical technique. *Experiments in Fluids*, 33 :488–496, 2002.
- [65] Kalmus H. P. Electronic flowmeter system. *Review of Scientific Instruments*, 25 :201–206, 1954.
- [66] Franklin D.L., Baker D.W., Ellis R.M., and Rushmer R.F. A pulsed ultrasonic flowmeter. *Institute of Radio Engineers Transactions on Medical Electronics ME*, 6 :204–206, 1959.
- [67] Satomura S. Ultrasonic doppler method for the inspection of cardiac functions. *Journal of the acoustical society of america*, 29(11) :1181–1185, 1957.
- [68] Baker D.W. The doppler shift principale applied to flow and displacement measurement. *Proceeding of the 18th annual conference on engineering in medecine and biology*, 1965.
- [69] Takeda Y. Velocity measurement by ultrasound doppler shift method. *International of Journal Heat and Fluid Flow*, 7(4) :313–318, 1986.
- [70] Takeda Y. Velocity profile measurement by ultrasonic doppler method. *Experimental Thermal and Fluid Sciences*, 10 :444–453, 1995.
- [71] Garbini J.L., Forster F.K., and Jorgensen J.E. Measurement of fluid turbulence based on pulsed ultrasound techniques. part 1 & 2. *Journal of Fluid Mechanics*, 118 :445–505, 1982.
- [72] Wunderlich J. C. and Brunn P. O. A wall layer correction for ultrasound measurement in tube flow : comparison between theory and experiment. *Flow Measurement and Instrumentation*, 11 :63–69, 2000.
- [73] Nowak M. Wall shear stress measurement in a turbulent pipe flow using ultrasound doppler velocimetry. *Experiments in fluids*, 33 :249–255, 2002.

## Bibliographie

---

- [74] Lubbers J. and Graaff R. A simple and accurate formula for the sound velocity in water. *Ultrasound in Medicine and biology*, 24(7) :1065–1068, 1998.
- [75] Sapriel J. *L'acousto-optique*. Masson, 1976.
- [76] Kino S. *Acoustic waves : Devices, imaging and analog signal processing*. Prentice-Hall, 1976.
- [77] Lhermitte R. Doppler sonar observation of tidal flow. *Journal of geophysical research*, 88(C1) :725–742, 1983.
- [78] Guler I. and Savas Y. Design parameters of pulsed wave ultrasonic doppler blood flowmeter. *Journal of medical systems*, 22(4) :273–278, 1998.
- [79] Dumont E. Caractéristiques des écoulements et des frottements pariétaux dans un échangeur de chaleur à surface raclée. *Thèse de doctorat, Université de Nantes, Nantes, France*, 1999.
- [80] Sobolik V., Tihon J., and Wein O. Calibration of electrodiffusion friction probes using a voltage-step transient. *Journal of Applied Electrochemistry*, 28 :329–335, 1998.
- [81] *DOP2000 User's manual*. Signal Processing S.A., Switzerland, 2003.
- [82] Nikuradse J. Gesetzmässigkeiten der turbulenten stromung in glatten rohren. *VDI-Forschungsheft*, 356, 1932.
- [83] Schlichting H. *Boundary Layer Theory*. McGraw-Hill, New York, 7th edition, 1979.
- [84] Delay G. Analyse des écoulements transitoires dans les systèmes d'injection directe essence : effets sur l'entraînement d'air instationnaire du spray. *Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Toulouse, Toulouse, France*, 2005.
- [85] Vardy A.E. and Brown J.M.B. Discussion on "wall shear stress in accelerating and decelerating turbulent pipe flows". *Journal of Hydraulic Research, IAHR*, 35(1) :137–139, 1997.
- [86] Prado R. A. and Larreteguy A. E. A transient shear stress model for the analysis of laminar water-hammer problems. *Journal of hydraulic research*, 40 :45–53, 2002.
- [87] Abreu J.M. and Betâmio de Almeida A. Wall shear stress and flow behaviour under transient flow in pipe. *The practical application of surge analysis for de-*

## Bibliographie

---

*sign and operation (9th international on pressure surges). BHR Group, Cranfield, ROYAUME-UNI. ISBN 1-85598-051-7, pages 457–476, 2004.*

**Titre :** Étude expérimentale du frottement pariétal instationnaire

**Résumé :** L'objectif de cette thèse est de déterminer expérimentalement l'évolution temporelle du frottement pariétal instationnaire en présence d'une propagation d'onde de pression. L'écoulement transitoire est obtenu suite à la fermeture brusque d'une vanne située à l'extrémité aval d'une conduite où l'écoulement est initialement permanent. L'étude expérimentale de l'écoulement transitoire est réalisée par vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler pour les mesures des profils de vitesse instantanés et par la méthode polarographique pour la détermination du frottement pariétal local. Ces mesures ont permis de mettre en évidence l'effet des ondes de pression sur les profils de vitesse et sur le frottement pariétal. Les résultats ont permis de montrer que l'approche quasi-stationnaire pour la détermination du frottement instationnaire n'est valable que dans le cas où les caractéristiques de l'écoulement varient peu. Lorsque l'écoulement est soumis à de fortes accélérations et décélérations, cette approche n'est plus applicable. Cette étude a permis de confirmer tout en les précisant, certains modèles basés sur l'accélération instantanée. L'analyse des résultats montre que le coefficient empirique de l'accélération instantanée utilisé dans de nombreux modèles dépend intimement de la nature de l'événement transitoire, de l'intensité des accélérations ou des décélérations et du temps et que le frottement instationnaire est en phase avec l'accélération. On montre que l'échelle de temps d'un événement transitoire est un paramètre essentiel dont il faut tenir compte pour une meilleure prédiction du frottement pariétal dans un écoulement instationnaire.

**Mots clés :** Frottement pariétal instationnaire, Écoulement turbulent transitoire, Coup de bélier, Méthode polarographique, Vélocimétrie ultrasonore à effet Doppler.

**Title :** Experimental study of unsteady turbulent skin friction

**Abstract :** The aim of this thesis is to find out experimentally the temporal evolution of unsteady skin friction in the presence of a propagation of pressure wave. The transient flow is obtained downstream sudden valve closure. The experimental study of the transient flow is carried out by Ultrasonic pulsed Doppler velocimetry to measure the instantaneous velocity profiles and by the polarographic method to determine the local skin friction. These measurements made it possible to highlight the effect of the waves of pressure on the velocity profiles and skin friction. The results made it possible to show that the quasi-steady approach to determine the unsteady friction is valid only if the characteristics of the flow vary little. When the flow is subjected to strong accelerations and decelerations, this approach is not applicable. This study made it possible to confirm all while specifying them, certain models based on the instantaneous acceleration. The analysis of the results shows that the empirical coefficient of the instantaneous acceleration used in many models depends closely on the nature of the transient event, of the intensity of accelerations or decelerations and the time. It is shown that the scale of time of a transient event is an essential parameter of which it is necessary to hold account for a better prediction of skin friction in a transient flow.

**Key words :** Unsteady friction, Transient turbulent flow, Water hammer, Electrochemical method, Ultrasound Doppler velocimetry.