

50376  
1993  
143

consultation sur place  
uniquement.

50376  
1993  
143

N° d'ordre: 1103

Exclu du  
prêt.

THESE DE DOCTORAT  
présentée à  
L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET  
TECHNOLOGIES DE LILLE  
(U.F.R. de Mathématiques)  
pour obtenir le Grade de  
DOCTEUR EN MECANIQUE  
par

**Kléber CORENFLOS**

**ETUDE EXPERIMENTALE  
D'ÉCOULEMENTS DE  
COUETTE-POISEUILLE  
TURBULENTS  
A FAIBLE NOMBRE DE REYNOLDS**

Soutenue le 26 Mars 1993

devant la Commission d'examen

Membres du Jury :

Président	: M. DYMENT,	Professeur à l'UST de Lille.
Rapporteurs	: M. BONNET,	Directeur de Recherches au CNRS, CEAT de Poitiers.
	M. SCHIESTEL,	Chargé de Recherches au CNRS, Institut de Mécanique des Fluides de Marseille.
Membres	: M. DANG TRAN,	Chef de Division à l'ONERA O.A. à Châtillon.
	M. MONNIER,	Ingénieur à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (ONERA-IMFL).
	M. STANISLAS,	Professeur à l'Ecole Centrale de Lille (directeur de thèse).
	M. VANDROMME,	Professeur à l'INSA de Rouen.



50376  
1993  
143

page 1

50376  
1993  
143



*Je dédie cette thèse à mon fils ADRIEN,  
et surtout à mon épouse LAURENCE.*

*Elle a su faire preuve d'une patience infinie  
et me soutenir par ses encouragements répétés  
tout au long de la réalisation de ce travail.*

*Je leur renouvelle ici ma profonde affection.*

## Avant-propos

*Ce travail a été réalisé à l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (établissement de l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales). Il a été financé pour une part par la Direction des Recherches et Etudes Techniques et pour une autre part sur ressources générales. Je remercie Monsieur BAHUREL, Directeur de l'IMFL de m'avoir accueilli dans son établissement.*

*Je remercie également Monsieur DYMENT, Professeur à l'Université des Sciences et Technologies de Lille et chef du groupe Mécanique des Fluides Fondamentale, de m'avoir permis de réaliser ce travail au sein de son équipe et d'avoir accepté de présider le jury.*

*J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur STANISLAS, Professeur à l'Ecole Centrale de Lille et ingénieur à l'IMFL, pour ses enseignements ainsi que pour l'encadrement scientifique et le soutien moral qu'il a su me prodiguer tout au long de ces trois années de recherche.*

*Je remercie particulièrement Monsieur DANG, Chef de Division à l'ONERA, pour sa collaboration aux comparaisons expériences-simulations directes et pour sa participation au jury.*

*Mes remerciements vont également à Monsieur BONNET, Directeur de recherches au CEAT de Poitiers, à Monsieur SCHIESTEL, Chargé de recherches à l'IMF de Marseille et à Monsieur VANDROMME, Professeur à l'INSA de Rouen, pour avoir accepté de participer au jury d'examen.*

*Je suis très reconnaissant envers Monsieur MONNIER, ingénieur à l'IMFL, pour ses nombreux conseils, pour l'intérêt qu'il n'a jamais cessé de témoigner pour ce travail et pour sa présence dans le jury.*

*Mes remerciements vont également à Monsieur LADEN, technicien à l'IMFL, pour sa contribution importante à la conception et au démarrage de l'installation expérimentale, et à Monsieur DUPONT, Maître de Conférence à l'Ecole Centrale de Lille, pour son aide lors de la réalisation des essais.*

*Enfin, j'exprime toute ma reconnaissance aux membres du groupe MFF ainsi qu'au personnel de l'IMFL qui a contribué de diverses manières au bon déroulement de cette étude.*

# Table des matières

Liste des tableaux	5
Liste des figures	6
Notations principales	9
<b>1 But de l'étude</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction	11
1.2 Equations de Reynolds	12
1.3 Etude bibliographique	14
1.3.1 Résultats expérimentaux	14
1.3.2 Modélisation	19
1.3.3 Simulation directe de la turbulence	21
<b>2 Description de l'installation expérimentale</b>	<b>24</b>
2.1 Introduction	24
2.2 Paroi mobile	24
2.3 Soufflerie	25
2.4 Chaîne de mesures	27
2.4.1 Principe de mesure	27
2.4.2 Instrumentation	28
2.4.3 Mesure des vitesses moyennes et des fluctuations longitudinales	28
2.4.4 Mesure des tensions de Reynolds	29
2.4.5 Domaine de mesure	30
2.4.6 Spectres d'énergie	31
<b>3 Qualification de l'installation</b>	<b>32</b>
3.1 Géométrie du canal	32
3.2 Vibrations de la bande	32
3.3 Gradients de pression longitudinal et transversal	33
3.4 Influence de la température	34
3.4.1 Evolution de la température ambiante	34
3.4.2 Gradients thermiques dans le canal	35
3.5 Stabilité des conditions d'écoulement et mode opératoire	35
3.6 Vitesses de frottement	36
3.7 Ecoulement de Poiseuille	39

3.7.1	Introduction . . . . .	39
3.7.2	Etablissement des profils . . . . .	40
3.7.3	Conclusion . . . . .	43
<b>4</b>	<b>Résultats et discussions</b>	<b>45</b>
4.1	Introduction . . . . .	45
4.2	Profils de vitesse moyenne . . . . .	46
4.3	Spectres d'énergie . . . . .	47
4.4	Ecoulement de type Poiseuille . . . . .	48
4.4.1	Introduction . . . . .	48
4.4.2	Présentation des résultats . . . . .	48
4.5	Ecoulement de type intermédiaire . . . . .	50
4.5.1	Introduction . . . . .	50
4.5.2	Présentation des résultats . . . . .	51
4.5.3	Comparaison des résultats . . . . .	52
4.6	Ecoulement de type Couette . . . . .	54
4.6.1	Introduction . . . . .	54
4.6.2	Présentation des résultats . . . . .	54
4.6.3	Comparaison des résultats . . . . .	55
4.7	Discussion . . . . .	57
4.7.1	Comparaison des différents essais . . . . .	57
4.7.2	Etablissement des écoulements . . . . .	59
4.7.3	Validation des simulations directes . . . . .	59
4.7.4	Influence du nombre de Reynolds . . . . .	60
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>64</b>
	<b>Références bibliographiques</b>	<b>69</b>
	<b>Annexes</b>	<b>73</b>
	Annexe A : Influence de la géométrie des sondes en X . . . . .	74
	<b>Tableaux</b>	<b>79</b>
	<b>Figures</b>	<b>82</b>

## Liste des tableaux

- Tableau 1 : Comparaison des méthodes de calcul des vitesses de frottement pariétales.
- Tableau 2 : Paramètres des écoulements étudiés.
- Tableau 3 : Comparaison des écoulements à hauts et à bas Reynolds.

## Liste des figures

- Figure 1 : Différents types d'écoulements de Couette-Poiseuille.
- Figure 2 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 3 : Comparaison des profils des corrélations normales  $\overline{u^2}$  et  $\overline{v^2}$  pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 4 : Effet du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 5 : Effet du nombre de Reynolds sur le profil d'énergie turbulente pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 6 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour un écoulement de type Couette et un écoulement de type Poiseuille.
- Figure 7 : Comparaison du profil d'énergie turbulente pour un écoulement de type Couette et un écoulement de type Poiseuille.
- Figure 8 : Schéma de l'installation.
- Figure 9 : Référentiel et déplacements.
- Figure 10 : Convention angulaire.
- Figure 11 : Evolution de la hauteur du canal.
- Figure 12 : Exemple de réponse du capteur de proximité aux vibrations de la bande.
- Figure 13 : Amplitude des vibrations de la bande à  $V_b = 3$  m/s.
- Figure 14 : Evolution de la pression statique pour les quatre cas d'écoulement.
- Figure 15 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 16 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $\overline{u^2}$  pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 17 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $\overline{v^2}$  pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 18 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $\overline{w^2}$  pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 19 : Effet du type de sonde sur le profil de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 20 : Effet du type de sonde sur le profil de la corrélation normale  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 21 : Importance relative du gradient de vitesse moyenne et de la taille des sondes à fils croisés pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 22 : Etablissement et comparaison de  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 23 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille en coordonnées logarithmiques.
- Figure 24 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 25 : Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de Poiseuille.
- Figure 26 : Comparaison des profils de vitesse moyenne en coordonnées linéaires.

- Figure 27 : Comparaison des profils de vitesse moyenne en coordonnées logarithmiques.
- Figure 28a : Spectres unidimensionnels d'énergie turbulente : écoulement de Poiseuille et écoulement de type Poiseuille.
- Figure 28b : Spectres unidimensionnels d'énergie turbulente : écoulement de type intermédiaire et écoulement de type Couette.
- Figure 29 : Etablissement de  $\overline{U}$  pour l'écoulement de type Poiseuille.
- Figure 30 : Etablissement de  $\overline{u^2}$  pour l'écoulement de type Poiseuille.
- Figure 31 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille.
- Figure 32a : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille (région pariétale supérieure).
- Figure 32b : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille (région pariétale inférieure).
- Figure 33 : Profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Poiseuille.
- Figure 34 : Profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type Poiseuille.
- Figure 35 : Evolution du profil de vitesse moyenne en fonction du débit.
- Figure 36 : Evolution du profil de la corrélation normale  $\overline{u^2}$  en fonction du débit.
- Figure 37 : Etablissement de  $\overline{U}$  pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 38 : Etablissement de  $\overline{u^2}$  pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 39 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 40a : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire (région pariétale supérieure).
- Figure 40b : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire (région pariétale inférieure).
- Figure 41 : Profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 42 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 43 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $\overline{u^2}$  pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 44 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $\overline{v^2}$  pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 45 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $\overline{w^2}$  pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 46 : Comparaison des profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 47 : Comparaison des profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type intermédiaire.
- Figure 48 : Etablissement de  $\overline{U}$  pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 49 : Etablissement de  $\overline{u^2}$  pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 50 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 51 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette (région pariétale).



- Figure 52 : Profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 53 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 54 : Comparaison des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette (région pariétale).
- Figure 55 : Comparaison des profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 56 : Comparaison des profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type Couette.
- Figure 57 : Comparaison des profils d'énergie turbulente des différents types d'écoulement.
- Figure 58 : Comparaison des profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  en fonction du nombre de Reynolds.
- Figure 59 : Evolution des profils de vitesse moyenne en fonction du nombre de Reynolds.
- Figure 60 : Evolution des profils d'énergie turbulente en fonction du nombre de Reynolds.

## Notations principales

$E$ :	Tension de sortie de l'anémomètre.
$\overline{E}$ :	Tension moyenne de sortie de l'anémomètre.
$E_i$ :	Tension de sortie de l'anémomètre pour le fil $i$ .
$E_n$ :	Tension de sortie de l'anémomètre à la température nominale de calibration.
$e_i$ :	Fluctuations des tensions $E_i$ .
$\sqrt{e^2}$ :	Ecart-type de la fluctuation de tension autour de $\overline{E}$ .
$f$ :	Fréquence d'échantillonnage des spectres.
$h$ :	Hauteur du canal.
$k$ :	Energie cinétique turbulente.
$k_1$ :	Nombre d'onde : $k_1 = 2\pi f/U_q$ .
$L$ :	Echelle de longueur caractéristique des grosses structures turbulentes.
$l$ :	Echelle de longueur.
$P$ :	Pression statique instantanée.
$\overline{P}_p$ :	Pression statique moyenne à la paroi.
$p$ :	Fluctuation de pression.
$P_{atm}$ :	Pression atmosphérique.
$\overline{P}$ :	Pression moyenne.
$R$ :	Résistance du fil chaud.
$R_0$ :	Résistance du fil chaud à la température de référence $T_0$ .
$Re_b$ :	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse relative des parois ( $Re_b = V_b h/\nu$ ).
$Re_{max}$ :	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse maximale ( $Re_{max} = U_{max} h/\nu$ ).
$Re_q$ :	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse de débit ( $Re_q = U_q h/\nu$ ).
$Re_\lambda$ :	Nombre de Reynolds turbulent basé sur la vitesse $u_0$ et sur $\lambda$ ( $Re_\lambda = u_0 \lambda/\nu$ ).
$T$ :	Température du fil chaud.
$T_0$ :	Température de référence du fil chaud.
$T_{amb}$ :	Température ambiante du fluide.
$T_n$ :	Température nominale de calibration.
$T_{op}$ :	Température opérationnelle du fil chaud.
$t$ :	Temps.
$\vec{U}$ :	Vecteur vitesse.
$\overline{U}_c$ :	Vitesse moyenne au centre du canal.
$U_i$ :	Composante de la vitesse instantanée dans la direction $i$ ( $U_1 = U, U_2 = V, U_3 = W$ ).
$\overline{U}_i$ :	Composante de la vitesse moyenne dans la direction $i$ .

$U_{max}$ :	Vitesse maximale.
$U_{\perp}$ :	Vitesse moyenne normale au fil chaud.
$U_q$ :	Vitesse de débit.
$U^+$ :	Vitesse moyenne adimensionnée ( $U^+ = \bar{U}/u_{\tau}$ ).
$u_0$ :	Echelle de vitesse caractéristique des grosses structures turbulentes.
$u_i$ :	Composante de la vitesse fluctuante dans la direction $i$ ( $u_1 = u, u_2 = v, u_3 = w$ ).
$\overline{u_i u_j}$ :	Corrélation double de vitesse.
$\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}$ :	Corrélations normales de vitesse.
$\overline{uv}, \overline{uw}, \overline{vw}$ :	Corrélations croisées de vitesse.
$\overline{uv}_{ext_0}$ :	Extrapolation de $\overline{uv}$ en $y = 0$ .
$\overline{uv}_{ext_h}$ :	Extrapolation de $\overline{uv}$ en $y = h$ .
$u_{\tau}$ :	Vitesse de frottement.
$u_{\tau_1}$ :	Vitesse de frottement en $y = 0$ .
$u_{\tau_2}$ :	Vitesse de frottement en $y = h$ .
$V_b$ :	Vitesse de la paroi mobile.
$x_1 = x$ :	Coordonnée dans la direction de l'écoulement moyen.
$x_2 = y$ :	Coordonnée normale aux parois, dirigée de la paroi mobile vers la paroi fixe.
$x_3 = z$ :	Coordonnée transversale telle que le trièdre $(0, x, y, z)$ soit direct.
$y^+$ :	Distance pariétale adimensionnée ( $y^+ = yu_{\tau}/\nu$ ).
$\alpha$ :	Coefficient thermique de résistivité du fil chaud.
$\alpha_i$ :	Angle entre l'axe de sonde et le fil $i$ .
$\delta_{ij}$ :	Symbole de Kronecker = 1 si $i = j$ , 0 sinon.
$\epsilon_{ij}$ :	Taux de dissipation isotrope de la corrélation $\overline{u_i u_j}$ .
$\epsilon$ :	Taux de dissipation isotrope de l'énergie cinétique turbulente.
$\lambda$ :	Micro-échelle de Taylor ou échelle de dissipation.
$\mu$ :	Viscosité dynamique du fluide.
$\nu$ :	Viscosité cinématique du fluide.
$\nu_t$ :	Viscosité turbulente.
$\rho$ :	Masse volumique du fluide.
$\tau$ :	Contrainte de cisaillement totale ( $\tau = \mu d\bar{U}/dy - \rho \overline{uv}$ ).
$\tau_p$ :	Contrainte de cisaillement à la paroi.
$\varphi$ :	Angle entre l'axe de sonde et la vitesse moyenne.
$\psi_i$ :	Angle entre la vitesse moyenne et le fil $i$ ( $\psi_i = \alpha_i - \varphi$ ).

# Chapitre 1

## But de l'étude

### 1.1 Introduction

La turbulence est un phénomène physique important qui intervient dans nombre d'écoulements d'un grand intérêt pratique. Si la prédiction des écoulements turbulents a fait des progrès spectaculaires au cours des vingt dernières années, elle marque le pas depuis quelque temps, faute d'information nouvelle permettant de mieux comprendre la structure de la turbulence et donc de concevoir des modèles plus réalistes. Il est aujourd'hui unanimement admis que les modèles de fermeture en un point, malgré leur grand intérêt pratique, manquent sérieusement de bases physiques fiables qui permettraient d'en étendre la validité.

De ce point de vue, il semble que la simulation numérique directe, même si elle est pour le moment limitée à des nombres de Reynolds faibles, peut apporter des éléments importants de compréhension et donc de modélisation. Elle permet en effet d'accéder à tous les termes des équations de transport des modèles et notamment aux corrélations pression-vitesse et aux termes de l'équation pour la dissipation de l'énergie turbulente, inaccessibles actuellement à l'expérience.

Cependant, avant d'accorder pleine confiance aux résultats de simulation numérique, ceux-ci doivent être validés sur un certain nombre de cas tests pour lesquels on dispose de résultats expérimentaux suffisamment détaillés et fiables. C'est la garantie que toute la turbulence est bien représentée par les solutions obtenues en simulation numérique.

Pour assurer une telle validation, les expériences doivent souvent être repensées quant à la définition précise des conditions aux limites et aux champs de grandeurs à mesurer. En plus des comparaisons à effectuer sur des grandeurs moyennes, il faut également valider ces codes sur les caractéristiques instantanées.

Le but de la présente étude est d'essayer de contribuer à la première partie de cet objectif, c'est-à-dire de disposer d'expériences de référence, présentant des conditions aux frontières bien définies, à la fois de géométrie suffisamment simple pour être accessible par simulation numérique, et suffisamment complexe du point de vue de la turbulence pour apporter des informations nouvelles.

Un objectif supplémentaire des expériences décrite ici est, à terme, d'établir un lien expérimental entre les écoulements à faibles nombres de Reynolds accessibles aux simulations directes et ceux correspondant à des valeurs de ce paramètre plus représentatives de la réalité industrielle.

Ces expériences s'inscrivent dans la suite logique des travaux menés à l'IMFL sur les écoulements de Couette-Poiseuille [1], [2]. Ces travaux ont montré l'intérêt que représente sur le plan fondamental l'étude des écoulements turbulents se produisant entre deux parois dont une peut être mobile, en présence ou non d'un gradient de pression. Ces écoulements sont par ailleurs une simplification très réaliste des écoulements plus complexes existant dans de nombreux procédés industriels.

On les rencontre par exemple dans les problèmes de lubrification. En effet, l'existence de vitesses élevées au sein des paliers et l'utilisation de fluides de viscosité modérée, ne permettent pas de négliger la turbulence dans les films de lubrifiant.

Ce type d'écoulement est la combinaison de deux écoulements plus simples: l'écoulement de Poiseuille pur qui est produit par un gradient de pression longitudinal, et l'écoulement de Couette pur qui résulte de la mise en mouvement relatif d'une paroi par rapport à l'autre. On peut classer les écoulements de Couette-Poiseuille en trois catégories (figure 1) :

- 1) Les écoulements de type Poiseuille pour lesquels les profils de vitesse moyenne présentent un extremum (respectivement maximum ou minimum selon que le gradient de pression est favorable ou non).
- 2) Les écoulements de type Couette lorsque les profils de vitesse moyenne présentent un point d'inflexion mais pas d'extremum.
- 3) Les écoulements de type intermédiaire quand le gradient de vitesse moyenne  $d\bar{U}/dy$  est sensiblement nul à l'une des parois.

Dans le présent travail on a conçu une installation permettant d'étudier ces différents types d'écoulements. On y a réalisé un écoulement de Poiseuille pur afin de la qualifier, puis on y a étudié le comportement de trois types d'écoulements distincts: un écoulement de type Poiseuille, un écoulement de type intermédiaire et enfin, un écoulement de type Couette très proche d'un Couette pur. Ces essais ont tous été réalisés au même nombre de Reynolds  $Re_q$  basé sur la vitesse débitante  $U_q$  et la hauteur  $h$  du canal .

## 1.2 Equations de Reynolds

Tout écoulement isotherme de fluide Newtonien, isovolume est régi par une équation de conservation de la masse et trois équations de quantité de mouvement. Ce sont les équations de Navier-Stokes.

Si l'on ne s'intéresse qu'aux caractéristiques moyennes d'un écoulement turbulent, on utilise la décomposition de O. REYNOLDS :

$$U_i = \overline{U}_i + u_i \quad \text{pour } i=1,2,3 \quad P = \overline{P} + p$$

Le moyennage temporel des équations de Navier-Stokes, après utilisation de la décomposition précédente, aboutit aux équations de Reynolds qui s'écrivent, pour un fluide non pesant :

$$(1.1) \quad \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_i} = 0$$

$$(1.2) \quad \overline{U}_j \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \nu \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right]$$

Dans le cas de l'écoulement de canal plan, ces équations se simplifient notablement. Afin d'alléger l'écriture, les trois coordonnées seront notées respectivement  $x$ ,  $y$  et  $z$ , et les vitesses  $U$ ,  $V$  et  $W$  (figure 1).

Si l'on considère que l'écoulement est plan parallèlement à  $Oxy$ , permanent, établi et par droites parallèles à  $Ox$ , on déduit que :

- a) toutes les grandeurs moyennes sont indépendantes de  $z$  ;
- b) la vitesse moyenne n'a qu'une composante non nulle dans la direction  $x$  ;
- c) les grandeurs dynamiques moyennes ne sont fonction que de l'ordonnée  $y$ .

Compte tenu de ces propriétés, les équations (1.1) et (1.2) se réduisent à :

$$(1.3) \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x} + \frac{d}{dy} \left[ \nu \frac{d\overline{U}}{dy} - \overline{uv} \right] = 0$$

$$(1.4) \quad -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial y} + \frac{d(-\overline{v^2})}{dy} = 0$$

$$(1.5) \quad \overline{vw} = 0$$

L'intégration de (1.4), compte tenu de (1.3) conduit à l'équation suivante pour la pression:

$$(1.6) \quad \overline{P} = ax + b - \rho \overline{v^2}$$

avec  $a$  et  $b$  constantes.

On a donc :

$$(1.7) \quad \frac{\partial \overline{P}}{\partial x} = a$$

Le gradient de pression longitudinal peut être déterminé à partir de la connaissance des pressions pariétales en deux sections où l'écoulement est établi.

On voit que le système d'équations qui régit ce type d'écoulement est particulièrement simple puisqu'il se ramène à une seule équation de quantité de mouvement longitudinale. Il fait néanmoins intervenir la turbulence et la modélisation qui la concerne à travers la corrélation croisée  $\overline{uv}$  qui apparaît dans le terme de diffusion.

## 1.3 Etude bibliographique

Des solutions analytiques des équations pour ce type d'écoulement ont été obtenues en scindant l'écoulement en plusieurs zones et à l'aide de modèles de turbulence très simples de type longueur de mélange par CONSTANTINESCU [3] et CONSTANTINESCU & GALETUSE [4]. Elles ne permettent que des prédictions approximatives des profils de vitesse moyenne. Si l'on s'intéresse au détail du phénomène turbulent, les seules approches possibles sont l'étude expérimentale ou la résolution numérique. Cette dernière peut emprunter deux voies : la simulation directe qui consiste à résoudre le système fermé des équations de Navier-Stokes et la modélisation du système des équations de Reynolds (1.1) (1.2) à l'aide de fermetures au premier ou au second ordre.

### 1.3.1 Résultats expérimentaux

Au cours de ses recherches bibliographiques, MONNIER [1] a constitué une base de données expérimentales pour les écoulements de Poiseuille, les écoulements de Couette et les écoulements de Couette-Poiseuille à grands nombres de Reynolds qu'il faut ici compléter par les résultats à faible Reynolds.

#### Écoulements de Poiseuille

Les écoulements de Poiseuille ont notamment été étudiés par LAUFER [5], [6], COMTE-BELLOT [7], CLARK [8], HUSSAIN & REYNOLDS [9] et EL TELBANY & REYNOLDS [10] à [13]. Les nombres de Reynolds  $Re_{max}$ , basés sur la hauteur du canal et la vitesse maximale, varient de 24.600 à 514.000. A ces résultats, il convient aujourd'hui d'ajouter les travaux d'ECKELMANN [14], de KREPLIN & ECKELMANN [15], de NIEDERSCHULTE & al. [16], et de LIU & al. [17], dont les nombres de Reynolds varient de 5.600 à 8.200. L'influence du nombre de Reynolds  $Re_{max}$  sur les différentes grandeurs mesurées sera détaillée en peu plus loin. Dans la mesure où ce paramètre influence notablement les écoulements, ce sont ces travaux à bas Reynolds qui serviront de comparaison aux expériences d'écoulement de Poiseuille présentées au chapitre 3.

Dans la première série d'essais, donc pour les nombres de Reynolds les plus élevés, les mesures de vitesses moyennes effectuées par LAUFER, HUSSAIN & REYNOLDS et EL TELBANY & REYNOLDS semblent les plus réalistes (les écarts maxima

entre les résultats de ces auteurs sont de l'ordre de 2,5 %). En particulier, les profils de vitesse moyenne de COMTE-BELLOT diffèrent des autres de plus de 4 % et CLARK n'a pas fourni cette information. Par contre, les profils d'énergie turbulente  $k$  obtenus par CLARK et HUSSAIN & REYNOLDS sont sans doute les plus fiables compte tenu des précautions expérimentales prises par ces auteurs [1]. En effet, le niveau du pic d'énergie turbulente proche de la paroi rapporté par KLEBANOFF [18] pour une couche-limite coïncide avec celui trouvé par ces deux auteurs.

Il faut remarquer qu'à ces nombres de Reynolds, les écarts entre les résultats obtenus par les différents auteurs pour ce qui concerne l'énergie turbulente peuvent atteindre 40 % au niveau des pics pariétaux. Les caractéristiques de ce type d'écoulement sont donc encore loin de faire l'unanimité.

Dans la deuxième série d'essais, ECKELMANN [14] a mesuré les profils de vitesse moyenne d'un écoulement de canal plan à l'aide de l'anémométrie à film chaud pour des valeurs du nombre de Reynolds  $Re_{max}$  de 5.600 et de 8.200. Le fluide utilisé était de l'huile. La veine d'essai mesurait 8,5 m de long, 0,22 m de large et 0,79 m de haut. Les mesures ont été effectuées à une distance de 32 hauteurs de canal en aval de l'entrée de veine. Dans la même installation KREPLIN & ECKELMANN [15] ont mesuré les trois corrélations normales de vitesse turbulente  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$  pour un  $Re_{max}$  de 7.700. LIU & al. [17] fournissent les profils de vitesse moyenne obtenus par NIEDERSCHULTE [19] à l'aide de la vélocimétrie laser Doppler dans l'eau pour un nombre de Reynolds  $Re_{max}$  de 6.450 : les mesures ont été réalisées dans un canal rectangulaire de 5,08 cm sur 61 cm de section et de 15,24 m de long, la section de mesure se situant à 200 hauteurs de passage. NIEDERSCHULTE & al. [16] ont mesuré dans le même canal et au même  $Re_{max}$  les corrélations normales  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ , ainsi que la corrélation croisée  $\overline{uv}$ . Ils ont comparé leurs résultats à ceux de KIM & al. [20] obtenus par simulation directe et les ont trouvés en bon accord.

Sur la figure 2 on constate que les profils de vitesse moyenne obtenus par ECKELMANN et par NIEDERSCHULTE sont pratiquement superposés. On note cependant une petite dissymétrie pour l'écoulement étudié par NIEDERSCHULTE, ainsi qu'une légère influence du nombre de Reynolds entre les deux profils mesurés par ECKELMANN.

Dans la région turbulente de la zone interne ( $y^+ = yu_\tau/\nu > 30$ ), les profils obéissent à une loi logarithmique :

$$(1.8) \quad U^+ = A \ln y^+ + B$$

Les valeurs des constantes  $A$  et  $B$  obtenues par ECKELMANN valent respectivement 2,65 et 5,9. Celles obtenues par NIEDERSCHULTE ne sont pas données dans la référence [16] mais peuvent être estimées à 2,45 et 5,7.

Sur la figure 3 sont reportés les profils de fluctuations de vitesse adimensionnées par la vitesse de frottement pariétale  $u_\tau$ . Les profils de  $\sqrt{\overline{u^2}}/u_\tau$  sont confondus, mais la fluctuation turbulente normale à l'écoulement moyen  $\sqrt{\overline{v^2}}/u_\tau$  présente un niveau plus faible pour les essais de NIEDERSCHULTE & al., notamment au voisinage



des pics pariétaux où l'écart atteint environ 20 %. De plus, l'ordonnée où cette corrélation atteint son maximum n'est pas la même pour les deux études ( $y^+ = 54$  pour NIEDERSCHULTE & al. et  $y^+ = 43$  pour KREPLIN & ECKELMANN). La différence de taille du domaine de mesure entre le vélocimètre laser et les sondes à film chaud utilisés dans ces deux études est probablement à l'origine de ce désaccord sur lequel on reviendra lors de la comparaison avec les présents résultats (cf. §3.7.2).

L'influence du nombre de Reynolds sur le profil de vitesse moyenne est très marquée. A titre d'exemple, le profil de  $\bar{U}$  mesuré par EL TELBANY & REYNOLDS [11] ( $Re_q = 64.600$ ) et celui obtenu par ECKELMANN [14] ( $Re_q = 5.600$ ) sont présentés sur la figure 4.

Quel que soit le nombre de Reynolds, la vitesse vérifie la loi logarithmique dans la région turbulente.

Les constantes  $A$  et  $B$  sont toujours voisines de 2,5 et 5. Les valeurs trouvées par les différents auteurs diffèrent sensiblement et aucun sens de variation en fonction de nombre de Reynolds n'a pu être clairement mis en évidence dans le cas de la première série d'essais ( $Re_{max} > 24.000$ ). Par exemple, CLARK [8] constate que  $B$  augmente avec le nombre de Reynolds alors que COMTE-BELLOT [7] trouve une évolution irrégulière de ce terme. Dans le cas des écoulements à très faible nombre de Reynolds cités précédemment ( $Re_{max} < 10.000$ ),  $A$  reste proche de 2,5 alors que  $B$  prend une valeur voisine de 6.

Si l'on superpose les résultats obtenus pour tous les nombres de Reynolds, on obtient des valeurs respectives de 2,66 et 5,41 pour  $A$  et  $B$  avec un écart maximum de  $\pm 17\%$  sur  $\Delta U^+$  pour une gamme de nombres de Reynolds s'étendant de 5.600 à 514.000.

On constate donc que dans l'état actuel des recherches, l'influence du nombre de Reynolds ne peut pas être dégagée avec certitude des erreurs expérimentales. Celles-ci sont vraisemblablement essentiellement imputables à l'imprécision sur la vitesse de frottement  $u_\tau$  qui est une grandeur difficile à déterminer.

Contrairement au profil de vitesse moyenne, l'énergie cinétique turbulente  $k/u_\tau^2$  semble peu influencée par le nombre de Reynolds de l'écoulement. Les dispersions observées par MONNIER [1] lors de la constitution de sa base de données ne seraient liées qu'à des erreurs de mesures et notamment, comme dans le cas de la vitesse moyenne, à la détermination de  $u_\tau$ . Cette conclusion est appuyée par les résultats de la figure 5 qui présente les profils de  $k$  obtenus par CLARK [8] ( $Re_{max} = 55.200$ ), par KREPLIN & ECKELMANN [15] ( $Re_q = 7.700$ ) et par EL TELBANY & REYNOLDS [12] ( $Re_{max} = 71.040$ ). Les mesures des deux premiers auteurs sont très voisines. L'écart relevé au centre du canal pour l'écoulement de Poiseuille réalisé par EL TELBANY & REYNOLDS semble confirmer la remarque faite par MONNIER [1] selon laquelle ces auteurs ont mesuré des niveaux d'énergie plus élevés que la normale, notamment au centre du canal pour ce type d'écoulement.

## Écoulements de Couette

Les résultats expérimentaux concernant les écoulements de Couette sont peu nombreux. Ceci est dû à la difficulté que représente la réalisation d'un écoulement de Couette de bonne qualité. MONNIER [1] a regroupé dans sa base de données les expériences réalisées par EL TELBANY & REYNOLDS [10] à [13], ROBERTSON & JOHNSON [21], REICHARDT [22] [23] et LEUTHEUSSER & CHU [24]. Les nombres de Reynolds  $Re_b$  de ces essais varient de 1.080 à 68.400 et certains écoulements sont laminaires. Aucune expérience nouvelle ne semble être venue enrichir cette série d'essais, à l'exception de l'étude de l'influence de la rugosité effectuée par AYDIN & LEUTHEUSSER [25].

Tous les auteurs fournissent les profils de vitesse moyenne. A bas Reynolds, les mesures de REICHARDT [22] ( $Re_b = 5.800$ ) et de LEUTHEUSSER & CHU [24] ( $Re_b = 5.880$ ) sont en bon accord hormis dans les régions pariétales. Cet écart a été attribué par MONNIER [1] à la différence des nombres de Reynolds des deux écoulements. En effet, lorsque ce paramètre augmente, le profil de  $\bar{U}$  prend la forme d'un "S" de plus en plus prononcé. Compte-tenu des observations faites plus haut sur les écoulements de Poiseuille pur, cet écart serait plutôt imputable aujourd'hui à la précision des mesures. Pour des valeurs du nombre de Reynolds plus élevées, MONNIER a constaté que le profil obtenu par ROBERTSON & JOHNSON [21] ( $Re_b = 66.000$ ) s'écartait de ceux qu'avaient mesurés EL TELBANY & REYNOLDS [13] ( $Re_b = 57.010$ ) et REICHARDT [22] ( $Re_b = 68.000$ ). Là encore, l'écart ne peut être clairement imputé au nombre de Reynolds.

Comme dans le cas d'un écoulement de Poiseuille, il existe une région où la loi logarithmique (1.8) est vérifiée. Les valeurs moyennes obtenues par les auteurs précédents pour les constantes  $A$  et  $B$  sont respectivement 2,5 et 5,4. Elles sont donc proches de celles trouvées pour l'ensemble des écoulements de Poiseuille (2,66 et 5,41).

Le nombre de données concernant les grandeurs turbulentes de ces écoulements est extrêmement réduit. ROBERTSON & JOHNSON ainsi que AYDIN & LEUTHEUSSER [25] ( $Re_b = 5.200$ ) ont mesuré la corrélation  $\overline{u^2}$  et seuls EL TELBANY & REYNOLDS présentent les profils des trois corrélations normales  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  et de la corrélation croisée  $\overline{uv}$ .

Les profils de  $\overline{u^2}$  obtenus par ces trois auteurs sont présentés par AYDIN & LEUTHEUSSER [25]. Les pics pariétaux des profils des trois études ont la même amplitude :  $\sqrt{\overline{u^2}}/u_\tau = 2,75$ ). Par contre, leur localisation est différente. La corrélation  $\overline{u^2}$  mesurée par EL TELBANY & REYNOLDS atteint son maximum en  $y^+ = 20$  alors que celles obtenues par ROBERTSON & JOHNSON et AYDIN & LEUTHEUSSER sont situées à la même distance de la paroi, soit en  $y^+ \simeq 14$ .

D'autre part, les trois auteurs observent un "plateau" pour cette corrélation dans la région centrale du canal, signe d'une quasi-homogénéité de cette partie de l'écoulement. ROBERTSON & JOHNSON obtiennent une valeur de  $\sqrt{\overline{u^2}}/u_\tau$  égale à 1,6 pour des nombres de Reynolds  $Re_b$  variant de 28.200 à 66.000. Cette grandeur

vaut respectivement 1,8 et 2 pour les essais de EL TELBANY & REYNOLDS ( $Re_b = 57.010$ ) et de AYDIN & LEUTHEUSSER ( $Re_b = 5.200$  et  $Re_b = 9.200$ ). Cette région où  $\overline{u^2}$  est constante semble donc exister quel que soit le nombre de Reynolds de l'écoulement, mais les niveaux relevés par les différents auteurs sont notablement différents. Ces écarts sont probablement dus, en grande partie, à des erreurs d'estimation de la vitesse de frottement  $u_\tau$ .

Les deux autres corrélations normales  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  mesurées par EL TELBANY & REYNOLDS sont également constantes dans la région centrale de l'écoulement. L'énergie cinétique turbulente  $k$  est donc constante dans cette zone. Ceci confirme l'existence d'une zone de turbulence homogène anisotrope (les trois composantes normales du tenseur de Reynolds n'étant pas égales) appelée "turbulence homologue" par VON KARMAN [26]. Ce phénomène s'explique par la constance du taux de production d'énergie cinétique de la turbulence  $-\overline{uv}d\overline{U}/dy$  dans cette région.

En effet, la principale caractéristique d'un écoulement de Couette pur est la constance de la contrainte de cisaillement totale  $\tau$  sur toute la hauteur de canal et de celle du gradient de vitesse moyenne  $d\overline{U}/dy$  et de la contrainte de cisaillement turbulente  $-\rho\overline{uv}$  sur une zone très étendue. Le taux de production d'énergie cinétique turbulente, qui est le produit de ces deux termes, y est donc constant. Les termes de diffusion et de convection de l'équation pour l'énergie sont négligeables et les taux de production et de dissipation d'énergie turbulente sont donc sensiblement égaux. Cet équilibre entre la production et la dissipation, qui n'est vérifié que dans une partie d'un écoulement de paroi, existe donc sur la majeure partie de la hauteur du canal dans le cas particulier d'un écoulement de Couette.

### Écoulements de Couette-Poiseuille

Dans le cas des écoulements de Couette-Poiseuille, les seules études expérimentales détaillées disponibles à ce jour sont celles de EL TELBANY & REYNOLDS [10], [11], [12] et HUEY & WILLIAMSON [27].

Les premiers ont étudié les écoulements de Couette avec gradient de pression favorable. Le nombre de Reynolds  $Re_{max}$ , basé sur la vitesse maximale de l'écoulement et la hauteur du canal, variait de 38.140 à 116.050. Le canal mesurait 2,44 m de long, 1,22 m de large et au choix 0,044, 0,066 ou 0,101 m de haut. Ces auteurs ont mesuré la vitesse moyenne, les trois composantes normales du tenseur de Reynolds ainsi que la corrélation croisée  $\overline{uv}$  de ce même tenseur à l'aide de l'anémométrie à fil chaud dans l'air.

HUEY & WILLIAMSON se sont intéressés au cas où le gradient de pression, opposé au déplacement de la paroi mobile, impose un débit nul.  $Re_{max}$  varie de 38.600 à 109.200. Les dimensions du canal étaient de 0,0635 m de haut, 0,6 m de large et de 2,44 m de long. Le fluide utilisé était de l'air. Les seules mesures fournies par ces auteurs sont la vitesse moyenne et la corrélation  $\overline{u^2}$ .

MONNIER [1] a montré qu'un changement de repère approprié permet de comparer les résultats des deux études précédentes. Il a noté une différence de niveau im-

portante pour  $\overline{u^2}/u_\tau^2$ , les valeurs mesurées par EL TELBANY & REYNOLDS étant notablement plus élevées pour les écoulements de type Poiseuille.

Deux remarques importantes peuvent être faites à propos des essais de EL TELBANY & REYNOLDS : Tout d'abord la corrélation croisée  $\overline{uv}$  et le gradient de vitesse moyenne  $dU/dy$  ne s'annulent pas à la même ordonnée dans le cas des écoulements de type Poiseuille. L'hypothèse de Boussinesq utilisée dans les modélisations au premier ordre (cf. §1.3.2) ne serait donc pas valable pour ce type d'écoulement.

Par ailleurs, EL TELBANY & REYNOLDS ont également mis en évidence une augmentation brutale du niveau d'énergie turbulente  $k$  lors du passage d'un écoulement de type Couette à un écoulement de type Poiseuille (figure 6 et 7). Ils ont attribué cet écart à un changement de nature de la turbulence dû au changement de signe de la vorticité dans un des demi-canaux entre ces deux types d'écoulements.

### 1.3.2 Modélisation

#### Modèles de fermeture au premier ordre

MONNIER [1] a tenté de prédire les écoulements de Couette-Poiseuille en améliorant différents modèles de turbulence simples basés sur l'hypothèse de Boussinesq. Cette hypothèse suggère que les contraintes turbulentes se comportent de façon analogue aux contraintes visqueuses :

$$(1.9) \quad -\overline{u_i u_j} = \nu_t \left[ \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} k$$

$$\text{avec : } \begin{cases} \delta_{ij} : \text{symbole de Kronecker} = 1 \text{ si } i = j, 0 \text{ sinon} \\ k : \text{énergie cinétique turbulente} \\ \nu_t : \text{viscosité turbulente} \end{cases}$$

Il a étudié trois types de modèles pour déterminer la viscosité turbulente  $\nu_t$  :

- a) les modèles de longueur de mélange,
- b) les modèles à une équation de transport ( $k-l$ ),
- c) les modèles à deux équations de transport ( $k-\epsilon$ ).

MONNIER a ensuite confronté les résultats des différentes modélisations avec ceux de la base de données expérimentales qu'il avait constituée.

Il a noté que le saut d'énergie relevé par EL TELBANY & REYNOLDS lors du passage d'un écoulement de type Couette à un écoulement de type Poiseuille n'était prédit par aucun des modèles. Cet écart pourrait donc être lié à une différence profonde de nature entre les deux types d'écoulements puisque les modèles ne la mettent pas en évidence.

Il a également constaté que, quel que soit le modèle utilisé des discordances persistent avec les expériences disponibles. Les profils de vitesse des écoulements de type

Couette et de Couette pur sont correctement prédits, mais leur énergie turbulente est globalement surestimée. De plus, pour les écoulements de type Poiseuille, la prédiction de la vitesse ainsi que celle de l'énergie turbulente dans la zone de vitesse maximale sont médiocres.

### Modèles de fermeture au second ordre

La première cause apparente, pouvant expliquer ces mauvais résultats, est l'hypothèse de Boussinesq. Celle-ci impose à la viscosité turbulente de s'annuler en même temps que le gradient de vitesse, ce qui a été infirmé par les essais de EL TELBANY & REYNOLDS. Pour s'affranchir de cette hypothèse, une modélisation complète du tenseur de Reynolds doit être proposée. Les modèles correspondants sont appelés modèles au second ordre. Ils nécessitent dans le cas le plus général la résolution de sept équations de transport pour les six contraintes de Reynolds et le taux de dissipation  $\epsilon$ . L'anisotropie du tenseur de Reynolds à proximité des parois peut ainsi être prise en compte.

VANHEE [2] a étudié cette modélisation. Il a décrit et adapté les modèles de SO & YOO [28], [29], JONES & MUSONGE [30] et GIBSON & RODI [31]. Ces modèles ayant été développés pour des écoulements libres et fortement turbulents, VANHEE les a complétés afin de permettre le calcul d'écoulements confinés jusqu'aux parois solides. Ils ont tous pour point de départ les équations de transport des contraintes de Reynolds :

$$\begin{aligned}
 (1.10) \quad \overline{U_k} \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} = & - \left[ \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} + \overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} \right] \\
 & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ -\overline{u_i u_j u_k} - \frac{\overline{p}}{\rho} (\delta_{ik} u_j + \delta_{jk} u_i) + \nu \frac{\partial \overline{u_i u_j}}{\partial x_k} \right] \\
 & + \frac{\overline{p}}{\rho} \left( \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) - 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k}
 \end{aligned}$$

VANHEE [2] a tenté de calculer les écoulements de Poiseuille et les écoulements de Couette avec ou sans gradient de pression à l'aide de ces modèles. Il a abouti à la conclusion que ces derniers n'apportent que peu d'améliorations aux résultats obtenus avec un modèle  $k-\epsilon$  par MONNIER [1]. Les modèles de fermeture au second ordre sont en fait surtout avantageux pour prédire des écoulements complexes au sein desquels l'anisotropie est très marquée.

Il en résulte que la médiocre prédiction des résultats de EL TELBANY & REYNOLDS pour les écoulements de type Poiseuille ne semble pas être imputable à l'hypothèse de Boussinesq. En effet, les modèles aux tensions de Reynolds utilisés par VANHEE ne sont pas basés sur cette hypothèse. Ils ont cependant abouti aux mêmes écarts que les fermetures au premier ordre, notamment pour les profils de vitesse moyenne dans la zone de gradient de vitesse nul. VANHEE pense que cette

discordance est plutôt liée au non-établissement de l'écoulement dans la section de mesure. En effet, EL TELBANY & REYNOLDS ont placé une grille à l'entrée de leur veine d'expérience. Celle-ci déclenche une turbulence sensiblement homogène dont le taux de décroissance est fonction du type de grille et du type d'écoulement. Ses effets se font donc peut-être encore sentir dans la zone de cisaillement moyen minimum. Dans cette région la vitesse est maximale (pour un écoulement de type Poiseuille) et la diffusion est très faible. La turbulence créée par la grille d'entrée n'est peut-être pas totalement dissipée. Ceci pourrait expliquer le plateau observé pour certaines grandeurs turbulentes dans cette zone.

D'autre part, le saut d'énergie turbulente mis en évidence par EL TELBANY & REYNOLDS lors du passage d'un écoulement du type Couette à un écoulement du type Poiseuille n'est pas non plus confirmé par les fermetures au second ordre.

Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce saut d'énergie :

- a) une différence de nature de la turbulence entre les deux types d'écoulements ;
- b) un problème d'établissement au cours des essais de EL TELBANY & REYNOLDS plus ou moins marqué selon le type d'écoulement ;
- c) un nombre de Reynolds critique nécessaire pour atteindre l'équilibre local, plus élevé pour les écoulements de type Couette que pour ceux de type Poiseuille.

### 1.3.3 Simulation directe de la turbulence

Une autre méthode pour calculer les écoulements turbulents consiste à résoudre directement les équations de Navier-Stokes instationnaires. Elle permet de calculer les valeurs instantanées de la pression et de la vitesse en tout point d'un maillage tridimensionnel et en fonction du temps. La seule connaissance des conditions aux limites et initiales suffit pour résoudre le problème. Il est alors possible de calculer des grandeurs inaccessibles à l'expérience telles que les corrélations pression-vitesse ou les corrélations triples de vitesses qui apparaissent notamment dans les équations de transport des contraintes de Reynolds et dans l'équation pour le taux de dissipation isotrope  $\epsilon$ , utilisées dans les modélisations de fermeture au second ordre [32].

Un écoulement turbulent étant caractérisé par un spectre continu, toutes les échelles présentes doivent être simulées. Il est donc nécessaire d'effectuer les calculs sur un domaine de taille supérieure à celle de la plus grande structure et dont le pas de maillage est inférieur à la plus petite échelle turbulente. Ces exigences limitent l'utilisation de la simulation directe à des écoulements de géométrie simple et à des nombres de Reynolds relativement modérés car le nombre de points de maillage nécessaire à l'intégration des équations augmente avec ce paramètre.

La puissance actuelle des calculateurs ne permet pas de simuler les écoulements à nombre de Reynolds  $Re_{max}$  supérieur à environ 20.000 pour des écoulements présentant des symétries (écoulements de Poiseuille ou de Couette purs), ou à 10.000 pour des écoulements asymétriques (écoulements de Couette-Poiseuille). Cependant,

le développement croissant de la capacité et de la rapidité des ordinateurs tend à toujours repousser ces limites et permet d'envisager la simulation d'écoulements de type industriel à l'horizon 2000.

Deux approches de simulation directe sont possibles : les méthodes spectrales, qui résolvent les équations de Navier-Stokes dans l'espace de Fourier et qui sont de nature globale, et les méthodes de différences finies qui restent dans le domaine physique et qui ont un caractère local. Elles sont exposées en détail par DANG & MORCHOISNE [33]. Une combinaison de ces deux techniques a par ailleurs été utilisée par MOIN & KIM [34] et HORIUTI [35]

Les méthodes spectrales sont très précises et particulièrement bien adaptées aux écoulements évoluant en temps et comportant deux directions de périodicité tels que la transition laminaire-turbulent étudiée entre autres par KLEISER & SCHUMANN [36] et ZANG & HUSSAINI [37] ou la turbulence développée en présence de paroi simulée par SPALART [38] et KIM & al. [20]. Elles requièrent une très grande précision sur les conditions aux limites et sont donc difficilement applicables aux écoulements évoluant en espace. On leur préfère alors les méthodes aux différences finies d'ordre élevé qui sont mieux adaptées à l'étude des écoulements de type industriel.

DANG & DESCHAMPS [39] ont calculé un écoulement de Poiseuille pur à l'aide d'un schéma aux différences finies d'ordre 4 en espace et d'ordre 2 en temps (code PEGASE). Ils ont utilisé 21.060 points de discrétisation ( $18 \times 18 \times 65$ ) pour un écoulement dont le nombre de Reynolds  $Re_{max}$  était de 4.000. Ils ont supposé la turbulence homogène dans les directions longitudinales ( $Ox$ ) et transversales ( $Oz$ ) et ont imposé une condition de non glissement sur les parois. Un gradient de pression moyenne longitudinal négatif entretient l'écoulement qui est initialisé à l'aide d'un écoulement laminaire, déstabilisé par des ondes de Tollmien-Schlichting. Ils ont constaté que la condition de gradient de pression constant pouvait être avantageusement remplacée par une condition de débit constant. La comparaison de leurs calculs des corrélations normales  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$  et croisée  $\overline{uv}$  avec les mesures de KREPLIN & ECKELMANN [15] s'est avérée satisfaisante. Les niveaux des pics pariétaux sont cependant systématiquement sous-estimés par la simulation.

DANG & DESCHAMPS ont également montré que leurs calculs de la plupart des termes des équations de transport pour les différentes contraintes de Reynolds (moments d'ordre 2), étaient très semblables à ceux obtenus par KIM & al. [20] par une méthode spectrale. Des écarts ne commencent à apparaître que pour les moments d'ordre supérieur tels que le terme de diffusion turbulente (corrélation triple de vitesse). KIM & al. avaient eu recours à environ 4.000.000 de points de discrétisation ( $192 \times 160 \times 129$ ) pour simuler un écoulement de Poiseuille pur dont le nombre de Reynolds  $Re_{max}$  était de 6.600. Le nombre de points de maillage était donc 100 fois plus élevé que celui utilisé par DANG & DESCHAMPS. Ces auteurs expliquent la cohérence des deux études, malgré la faible discrétisation employée, par la taille de maille, adimensionnées en variables de paroi, similaires pour les deux simulations.

RIDA & DANG [40] ont simulé un cas particulier d'écoulement de Couette-Poiseuille

à l'aide du même code que celui utilisé par DANG & DESCHAMPS [39]. Le nombre de Reynolds  $Re_q$ , basé sur la vitesse débitante et la hauteur du canal, était de 5.000 et le gradient de vitesse moyenne  $d\bar{U}/dy$  était nul à la paroi mobile. Les profils de vitesse moyenne, la corrélation  $\overline{u^2}$  et la corrélation croisée  $\overline{uv}$  sont donnés dans la référence [40]. De plus, les corrélations  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  nous ont été communiquées par ces auteurs. Le nombre de points de maillage des calculs était de 46.305 ( $21 \times 63 \times 35$  dans les directions respectives  $x$ ,  $y$  et  $z$ ). L'écoulement de type intermédiaire réalisé dans le cadre de cette étude a pour but de servir d'élément de comparaison à ces résultats de simulation directe.

Un écoulement de Couette pur a été simulé par LEE & KIM [41] pour un nombre de Reynolds  $Re_q$  de 6.000. La méthode est celle employée par KIM & al. [20] pour un nombre de points de discrétisation d'environ 3.000.000 ( $128 \times 129 \times 192$ ). Le profil de vitesse moyenne simulé est en bon accord avec celui mesuré par EL TELBANY & REYNOLDS [11], [12] pour un nombre de Reynolds  $Re_q$  notablement plus élevé de 28.500. Par contre, il est relativement différent de celui mesuré par REICHARDT [22] à un nombre de Reynolds de 2.900.

Les profils des corrélations normales sont également en bon accord avec ceux mesurés par EL TELBANY & REYNOLDS [12], [13]. LEE & KIM ont comparé ces profils à ceux obtenus pour un écoulement de Poiseuille pur par KIM & al. [20]. Ils ont mis en évidence un accroissement global de toutes les corrélations ainsi qu'un degré d'anisotropie plus marqué dans la région centrale pour l'écoulement de Couette pur. Ces différences sont induites par l'importance du taux de production d'énergie cinétique turbulente au centre de ce type d'écoulement.

Ces auteurs fournissent également les profils de contrainte de cisaillement  $-\rho\overline{uv}$  et d'énergie turbulente  $k$ . L'utilisation d'une méthode spectrale leur a permis d'estimer à 30 % la contribution des grosses structures (dont la fréquence est faible) à l'énergie totale.

LEE & KIM ont également constaté l'existence de structures très allongées qui occuperaient toute la hauteur du canal. Ces tourbillons de longueur supérieure à  $500 h$  dans la direction principale du mouvement ( $x$ ) et de rapport d'aspect égal à 1 (dans le plan  $Oyz$ ) seraient semblables aux instabilités que l'on peut observer dans des canaux à rayon de courbure important (force centrifuge) ou des canaux en rotation (force de Coriolis). Ces auteurs ont cependant limité leur domaine de calcul à  $4\pi h$  dans la direction  $x$  afin de simuler correctement les plus fines structures dissipatives présentes dans l'écoulement (de l'ordre de  $0,005 h$ ) en considérant que ces très longs tourbillons n'affectaient pas de façon significative la dynamique de l'écoulement.

A titre de comparaison, dans le cas d'un écoulement de Poiseuille, les dimensions des plus grandes structures existant loin des parois ont été mesurées par COMTE-BELLOT [42]. Elles valent respectivement  $1,6h$ ,  $h$  et  $0,8h$  dans les directions  $x$ ,  $y$  et  $z$ .

Ces calculs réalisés par LEE & KIM [41] seront comparés au chapitre 4 à l'écoulement de type Couette étudié ici.



## Chapitre 2

# Description de l'installation expérimentale

### 2.1 Introduction

Afin de réaliser les expériences projetées, une soufflerie a été construite à l'IMFL autour d'un banc motorisé (figure 8). Ce dernier entraîne une bande métallique qui simule la paroi mobile. Ce banc avait été initialement construit pour l'essai de pneumatiques d'avions en situation d'atterrissage : il s'ensuit que les dimensions de la veine ont dû être adaptées à celles de la paroi mobile existante.

Dans un premier tronçon cette installation permet de réaliser un écoulement turbulent établi, de canal plan, entre deux parois parallèles fixes (écoulement de Poiseuille). Dans la deuxième partie du canal où la paroi inférieure est mobile, on obtient un écoulement de Couette avec gradient de pression favorable car la paroi mobile se déplace dans le sens de l'écoulement de Poiseuille amont. Des sondages de vitesse moyenne et des tensions de Reynolds sont effectués dans ces deux zones par anémométrie à fil chaud. On y a également mesuré des spectres d'énergie de la fluctuation longitudinale de vitesse.

### 2.2 Paroi mobile

La paroi mobile est réalisée à l'aide d'une bande d'acier inoxydable de 1 mm d'épaisseur soudée sans fin à 45 degrés et tendue entre deux rouleaux de 1 m de diamètre et de 1,4 m d'entre-axes. Cette bande a une largeur de 0,6 m et une longueur développée d'environ 6 m. Elle a été réalisée spécifiquement pour cette étude par la société SANDVIK PROCESS SYSTEMS afin de minimiser les effets de passage de la soudure dans l'écoulement. La bande étant montée sur le banc et appliquée sur le patin, les variations d'épaisseur à respecter étaient de  $\pm 0,025$  mm sur un tour de bande, sauf sur les 100 mm encadrant la soudure où la tolérance était de  $\pm 0,05$  mm. La bande est entraînée en rotation par un moteur hydraulique.

Dans sa partie utile la bande glisse sur un patin de bronze fritté (Métafram) de 1 m

de long sur 0,69 m de large dont la hauteur et l'orientation peuvent être réglées. La position du patin est ajustée de manière à assurer la continuité de hauteur du canal et à minimiser les vibrations de la bande. Ce patin est refroidi par une circulation d'eau afin de maintenir constante la température dans la veine d'essai.

L'étanchéité latérale du canal est assurée par un joint de Métafram de 5 mm de large qui est appuyé sur la bande par des joints en mousse choisis pour minimiser le frottement.

Les raccords entre les parois fixes inférieures et la paroi mobile ont été particulièrement soignés. Ils sont réalisées avec des bandes en ABS de 0,5 mm d'épaisseur qui occupent toute la largeur de la veine. Leurs longueurs ont été ajustées sur le site, et les bords frottants ont été rodés par mise en mouvement de la bande afin de minimiser la hauteur des marches descendante sur la bande et montante sur la paroi fixe de sortie de canal. La légère surpression régnant à l'intérieur de la veine applique ces deux bandes d'ABS contre la paroi mobile et assure l'étanchéité de la paroi inférieure du canal.

La vitesse de translation de la paroi peut être réglée continuellement entre 0 et 36 m/s. Après implantation de la soufflerie, la paroi mobile a une longueur de 1,38 m et une largeur de 0,55 m.

## 2.3 Soufflerie

La soufflerie construite est de type EIFFEL atmosphérique (figure 8). La veine est fermée et horizontale. Elle est en légère surpression par rapport au hall d'essai afin de minimiser les fuites aux raccords entre parois fixes et paroi mobile. L'air est aspiré dans la pièce par le ventilateur puis passe dans un caisson de tranquillisation via un coude et un divergent. Il est ensuite guidé soit vers une veine d'étalonnage, soit vers la veine d'essai, par deux convergents. Pour des raisons d'encombrement les deux veines ainsi que le diffuseur d'alimentation sont montées perpendiculairement au caisson.

Le ventilateur est de type radial et permet d'aspirer jusqu'à 3.500 m<sup>3</sup>/h avec une surcharge de 4.900 Pa. Il est entraîné par un moteur asynchrone de 5,5 kW à l'aide d'une transmission par courroies. Un réglage par plages de la vitesse d'écoulement est obtenu par combinaison de différents jeux de poulies.

Le coude et le divergent d'alimentation sont en bois et guident l'écoulement vers le haut du caisson. Ils sont séparés par un joint souple qui minimise la transmission des vibrations du ventilateur au reste de l'installation. Une trappe est ménagée sur la partie arrondie extérieure du coude. Elle est actionnée par un système vis-écrou pour permettre le réglage fin de la vitesse débitante. Les vitesses obtenues dans les deux veines par combinaison de ces deux réglages varient continuellement de 0 à 40 m/s. Un nid d'abeille monté après le coude a pour but d'améliorer la qualité de l'écoulement pénétrant dans le caisson. Le diffuseur a un demi-angle au sommet de 19°.

Le caisson de tranquillisation est en bois et mesure 3,7 m de hauteur. Il a une section de 1,1 m sur 0,9 m. Les vitesses y sont inférieures à 1 m/s. Afin de stabiliser l'écoulement et de filtrer les éventuelles poussières, deux structures en nid d'abeille montées sur du grillage fin et doublées de deux épaisseurs de filtre au micron ont été fixées respectivement à 1 m et à 2 m de l'entrée d'air de la veine d'essai. Des fenêtres d'accès permettent le renouvellement de ces filtres.

La veine d'étalonnage est en bois. Elle a une section de 0,2 m sur 0,1 m et une longueur de 0,4 m. Elle est fixée sur un des flancs du caisson par l'intermédiaire d'un convergent de section rectangulaire et de profils circulaires de 0,2 m de rayon. Le rapport de contraction est de 12. Un nid d'abeille doublé d'un filtre à poussière et d'un grillage permet de casser les grosses structures. Une plaque d'obturation est installée en sortie lorsque cette veine n'est pas utilisée.

On a vérifié que l'écoulement en sortie de cette veine est uniforme. Le taux de turbulence y est inférieur à 1 %.

Un convergent du même type que celui de la veine d'étalonnage assure la liaison entre le caisson et la veine d'essai. Le rapport de contraction de ce convergent est d'environ 25. Il est équipé d'un nid d'abeille et d'un filtre au micron qui canalisent et stabilisent l'écoulement d'entrée à basse vitesse.

Afin d'obtenir un écoulement de Poiseuille turbulent établi au début de la paroi mobile, 15 cm de papier de verre à gros grain ont été collés dans le convergent, juste en amont de la veine, et on a placé un tube de Nickel de 2,5 mm et un de 5 mm de diamètre respectivement à 15 cm et à 10 cm de la section d'entrée du canal. Ce déclenchement ne s'étant révélé efficace qu'à des nombres de Reynolds supérieurs à 10.000, une grille spécifique a été positionnée à l'entrée de canal pour l'étude des écoulements à nombre de Reynolds égal à 5.000. Cette grille est constituée de barreaux de bois carrés de 5 mm montés en "X". Les "X" de 3 cm de hauteur sont collés entre deux baguettes fines tous les 5 cm. L'ensemble couvre toute la section du canal.

La veine d'essai est en duralumin (figure 9). Elle mesure 3,57 m de long, 0,55 m de large et 0,03 m de hauteur. La partie supérieure est composée de six couvercles. Un couvercle est équipé de quatorze prises de pression statique. Un autre en plexiglas est muni de neuf stations de sondage. Un système de déplacement automatique de sonde peut être positionné en chacune de ces stations.

Le référentiel choisi est représenté sur la figure 9. L'origine est prise sur la paroi inférieure au début du canal dans le sens de la longueur et au milieu dans le sens de la largeur. La zone d'établissement à paroi fixe s'étend jusqu'à  $x=1.69$  m. Le canal à paroi mobile a une longueur de 1,38 m. Il est prolongé par un tronçon à paroi fixe de 0,5 m de longueur qui débouche dans le hall d'essai à travers un nid d'abeille.

La combinaison du choix de la station de sondage et de la position des couvercles permet d'effectuer des mesures tous les 10 cm environ sur toute la longueur du canal en trois positions transversales ( $z = -20$  cm,  $z = 0$  cm et  $z = 20$  cm). Les deux stations de sondage étudiées principalement ici sont situées sur l'axe longitudinal

du canal, en  $x=1,455$  m où la paroi est fixe (Poiseuille amont) et en  $x=2,955$  m, au dessus de la paroi mobile. Trois autres stations, situées elles-aussi sur l'axe en  $x=1,855$  m,  $x=1,955$  m, et  $x=2,855$  m, permettent d'étudier l'établissement de l'écoulement. Le relevé des pressions statiques peut se faire quant à lui tous les 55 mm sur l'axe du canal et tous les 0,4 m environ en quatre positions transversales. L'absence de discontinuité sur la paroi supérieure du canal est garantie par l'usinage précis des couvercles.

## 2.4 Chaîne de mesures

Les mesures des vitesses moyennes, des contraintes de Reynolds et des spectres unidimensionnels d'énergie sont obtenues par anémométrie à fil chaud.

### 2.4.1 Principe de mesure

L'anémométrie à fil chaud est fondée sur les échanges de chaleur entre un filament conducteur et un fluide en mouvement. Toute variation de vitesse de l'écoulement se traduit par une modification du transfert de chaleur.

La résistance du filament varie avec sa température suivant une loi du type:

$$(2.11) \quad R = R_0[1 + \alpha(T - T_0)]$$

avec:

- $R_0$  : résistance du fil à la température  $T_0$   
 $\simeq 3,5 \Omega$  pour une sonde standard
- $\alpha$  : coefficient thermique de résistivité du filament  
 $\simeq 0,0036 C^{-1}$  pour le tungstène

Dans le cas de l'anémomètre à température constante, le principe consiste à maintenir la résistance du filament, et donc sa température, constante. Pour cela, le fil est placé dans une branche d'un pont de Wheastone piloté en tension. Toute variation de vitesse se traduit par un déséquilibre du pont qui est compensé instantanément par une variation de la tension d'alimentation. La mesure de cette tension permet de remonter à la vitesse de l'écoulement. L'analyse statique du circuit conduit à l'équation de calibration du fil chaud [49]:

$$(2.12) \quad E^2 = E_0^2 + B_0 \cdot U_{\perp}^n$$

où  $E$  est la tension de sortie de l'anémomètre,  $E_0$  est la tension de sortie à vitesse nulle,  $U_{\perp}$  est la vitesse moyenne normale au fil et  $B_0$  et  $n$  sont des constantes de calibration.

L'analyse dynamique, quant-à-elle, permet de déterminer la réponse en fréquence de l'anémomètre aux fluctuations de vitesses. Une compensation adéquate du pont permet d'atteindre des fréquences de coupure de l'ordre de 100 kHz.

### 2.4.2 Instrumentation

La chaîne de mesures est composée d'un anémomètre à température constante TSI IFA 100 couplé à un ordinateur BFM 186. Les sondes à fils chauds sont de marque DANTEC et de type "couche-limite", c'est-à-dire possédant des broches déportées par rapport au corps de sonde. Les éléments sensibles sont des fils de tungstène de 5  $\mu\text{m}$  de diamètre et de 1 mm de longueur.

Pour chaque point de mesure, on effectue 300.000 acquisitions à la fréquence de 2 kHz pour les mesures en veine d'essai et de 5 kHz en veine d'étalonnage. Un filtrage à 1 kHz est appliqué dans les deux cas. De cette manière les plus petites structures turbulentes de fréquence caractéristique d'environ 900 Hz sont prises en compte.

Les sondes sont montées sur des tables de déplacements motorisées MICRO-CONTRÔLE pilotées par le ordinateur (figure 9). On dispose d'une table de rotation pour l'étalonnage angulaire des sondes à fils croisés, et d'une table de translation pour les mesures en veine d'essai. Les pas minima de ces tables sont respectivement de 1/100 de degré et de 1  $\mu\text{m}$ .

Les pressions sont mesurées grâce à deux micro-manomètres de marque FURNESS possédant chacun trois gammes de mesures. La précision sur la valeur lue est de 1 % de la gamme utilisée, celle-ci variant de 0,1 à 100 mm d'eau.

### 2.4.3 Mesure des vitesses moyennes et des fluctuations longitudinales

Ces deux grandeurs sont déterminées à l'aide d'une sonde à fil simple par les relations [44] :

$$(2.13) \quad \bar{U} = \left( \frac{\bar{E}^2 - E_0^2}{B_0} \right)^{\frac{1}{n}}$$

$$(2.14) \quad \sqrt{u^2} = \frac{2\bar{U}^{1-n}\bar{E}}{nB_0} \sqrt{e^2}$$

Les constantes  $E_0$ ,  $B_0$  et  $n$  sont déterminées lors de la calibration du fil en veine d'étalonnage. La mesure de la tension moyenne  $\bar{E}$  et de son écart-type  $\sqrt{e^2}$  donne la composante de la vitesse moyenne perpendiculaire au fil  $\bar{U}$  et la contrainte turbulente normale  $\overline{u^2}$ .

## 2.4.4 Mesure des tensions de Reynolds

Pour caractériser le tenseur de Reynolds, il faut également déterminer les contraintes normales  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  ainsi que les corrélations  $\overline{uv}$  et  $\overline{uw}$ , la corrélation  $\overline{vw}$  étant nulle pour ce type d'écoulement (cf équation refre3s).

Dans ce but, on a fait réaliser deux sondes à fils croisés de type "couche-limite", c'est-à-dire possédant des broches déportées par rapport au corps de sonde. Les sondes à fils croisés permettent de mesurer  $\overline{U}$  et  $\overline{u^2}$  ainsi que  $\overline{v^2}$  et  $\overline{uv}$  pour l'une, et  $\overline{w^2}$  et  $\overline{uw}$  pour l'autre.

Ces sondes sont étalonnées en vitesse, mais aussi angulairement, selon une méthode proposée par JOHNSON & ECKELMANN [45]. Ceci permet de prendre en compte les angles réels des fils par rapport au support de sonde et de mesurer l'écart angulaire qui peut exister entre la vitesse moyenne et l'axe de la sonde.

La forme des équations de calibration a été étudiée et adaptée par HOYEZ [44] qui a abouti à des lois du type :

$$(2.15) \quad E_i^2 = E_{0i}^2 + [B_{0i} \sin^{n_i}(\alpha_i - \varphi) + B'_i] U^{n_i}$$

$$\text{avec: } \begin{cases} E_{0i}, B_{0i}, B'_i \text{ et } n_i \text{ constantes caractéristiques du fil "i" de la sonde} \\ \alpha_i \text{ angle entre l'axe de sonde et le fil "i"} \\ \varphi \text{ angle entre l'axe de sonde et la vitesse moyenne} \end{cases}$$

Les conventions angulaires sont représentées sur la figure 10.

Les constantes sont déterminées lors de la calibration par une méthode d'interpolation linéaire avec minimisation de l'erreur. Les angles  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  sont mesurés au théodolite. La mesure des tensions moyennes  $\overline{E_1}$  et  $\overline{E_2}$  permet de calculer le module du vecteur vitesse  $U$  et sa direction par rapport à l'axe de sonde  $\varphi$  par une méthode de Newton.

Le calcul des tensions de Reynolds a aussi pour point de départ les lois de calibration (2.15). La démarche utilisée est celle proposée par HOYEZ [44].

Si on pose :  $\psi_i = \alpha_i - \varphi$ , en différenciant les deux équations (2.15), on aboutit aux formules suivantes:

$$(2.16) \quad \overline{u^2} = \frac{C_2^2 \overline{e_1^2} + C_1^2 \overline{e_2^2} - 2C_1 C_2 \overline{e_1 e_2}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1)^2}$$

$$(2.17) \quad \overline{v^2} = \frac{A_2^2 \overline{e_1^2} + A_1^2 \overline{e_2^2} - 2A_1 A_2 \overline{e_1 e_2}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1)^2}$$

$$(2.18) \quad -\overline{uv} = \frac{A_2 C_2 \overline{e_1^2} + A_1 C_1 \overline{e_2^2} - (A_1 C_2 + A_2 C_1) \overline{e_1 e_2}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1)^2}$$

avec:

$e_i$ : fluctuations des tensions  $E_i$ .

et

$$A_1 = \frac{n_1 \bar{U}^{n_1-1} (B_{0,1} \sin^{n_1} \psi_1 + B'_1)}{2\bar{E}_1},$$

$$A_2 = \frac{n_2 \bar{U}^{n_2-1} (B_{0,2} \sin^{n_2} \psi_2 + B'_2)}{2\bar{E}_2},$$

$$C_1 = -\frac{n_1 \bar{U}^{n_1-1} B_{0,1} \sin^{n_1-1} \psi_1 \cos \psi_1}{2\bar{E}_1},$$

$$C_2 = -\frac{n_2 \bar{U}^{n_2-1} B_{0,2} \sin^{n_2-1} \psi_2 \cos \psi_2}{2\bar{E}_2},$$

La mesure de la corrélation normale  $\overline{w^2}$  et de la corrélation croisée  $\overline{uw}$  s'obtient par simple rotation du repère de référence autour de l'axe des  $x$ . Donc  $\overline{w^2}$  se calcule à l'aide de la formule (2.17), et  $-\overline{uw}$  à partir de (2.18).

Les écoulements étudiés ici sont supposés établis donc homogènes dans la direction  $x$ . De plus, comme l'écoulement est plan, ils sont homogènes dans la direction  $z$ , tout au moins à partir d'une certaine distance des parois latérales du canal. La corrélation croisée  $\overline{uw}$  est donc nulle en théorie. Or, la mesure a montré l'existence de pics au voisinage des parois haute et basse, ce aux différentes stations de sondage. Ce phénomène a été observé que l'écoulement soit ou non établi et quel que soit le type d'écoulement considéré. A l'analyse, il s'avère que la sonde utilisée pour déterminer cette corrélation mesure principalement, de par sa géométrie, un gradient de corrélation normale  $\overline{u^2}$ . Ce phénomène est détaillé et illustré dans l'annexe A. On montre également dans cette annexe que la mesure de  $\overline{w^2}$ , obtenue avec la même sonde, n'est que très peu affectée par la géométrie de la sonde.

### 2.4.5 Domaine de mesure

Les points de mesures les plus proches de la paroi fixe pour la sonde à fil simple et les sondes à fils croisés sont situés respectivement à 0,5 mm et 1 mm des parois fixes, et à environ 1 mm et 1,5 mm de la paroi mobile. Cependant, les mesures de  $\overline{W}$  et de  $\overline{w^2}$  ne sont pas données pour des distances pariétales aussi faibles. En effet, ces grandeurs sont obtenues avec une sonde dont les deux fils sont dans des plans parallèles aux parois. Lorsque la sonde se trouve dans une zone à fort gradient de vitesse, l'étalonnage effectué en écoulement uniforme n'est plus valable. Ceci conduit à des valeurs aberrantes qui ont été écartées, le critère étant la valeur de l'angle entre le module de la vitesse et l'axe de la sonde. Tous les vitesses dont l'angle n'appartenait pas à l'intervalle  $\pm 5^\circ$  ont été rejetées, puisque l'écoulement est a priori par droites parallèles.

### 2.4.6 Spectres d'énergie

Dans chaque cas d'écoulement on a réalisé plusieurs spectres d'énergie des fluctuations longitudinales de vitesse  $u$ . Ces dernières sont préalablement adimensionnées par la moyenne quadratique locale  $\sqrt{u^2}$ . Les spectres ont été obtenus par moyennage de 15 spectres de 4096 échantillons acquis à la fréquence de 6 kHz et filtrés à 3 kHz. On a ainsi pu contrôler que le filtrage à 1 kHz opéré lors des sondages des différents profils ne tronquerait pas une partie du signal provenant de la turbulence de l'écoulement.

Pour la représentation, un lissage des spectres a été réalisé par calcul d'une moyenne centrée du type :

$$(2.19) \quad E(i) = \frac{1}{n+4} (E(i-2) + E(i-1) + nE(i) + E(i+1) + E(i+2)),$$

puis 300 points ont été sélectionnés sur l'ensemble des fréquences de chaque spectre suivant une loi de répartition logarithmique.



## Chapitre 3

# Qualification de l'installation

### 3.1 Géométrie du canal

Après contrôle du parallélisme des deux rouleaux, le patin de glissement a été réglé en hauteur de façon à ce que sa surface soit dans le même plan que les deux génératrices supérieures des rouleaux. Les parois inférieures fixes du canal ont ensuite été alignées sur la bande par l'intermédiaire des parois latérales et du caisson de tranquillisation réglable lui-aussi en hauteur. Le parallélisme entre la bande, les différents tronçons de parois latérales et la paroi inférieure a été vérifiée. La paroi supérieure est parallèle aux longerons par construction. Le défaut de planéité de l'ensemble du canal, paroi mobile comprise, est ainsi inférieur à 0,3 mm, soit 1 % de la hauteur du canal. Cette hauteur de canal a ensuite été mesurée sur toute sa longueur, le long de trois génératrices longitudinales situées à :  $z = -20$  cm,  $z = 0$  cm (centre) et  $z = 20$  cm. Le résultat est présenté sur la figure 11. La hauteur ne varie que de 1 % si l'on ne tient pas compte des marches causées par l'épaisseur des raccords en ABS qui représentent 1,5 % de la hauteur pour le premier raccord et 5,5 % pour le raccord de sortie. Cette dernière marche ne perturbe pas les mesures puisqu'elle se situe à 12 cm en aval de la dernière section de sondage. Le défaut d'épaisseur de la bande n'est que de 80  $\mu$ m (soit 0,3 % de  $h$ ) au voisinage de la soudure et de 10  $\mu$ m (soit 0,03 % de  $h$ ) ailleurs. Le contrôle de la forme de la soudure a été effectué par mesure au comparateur du défaut de planéité, la bande étant plaquée contre le patin. Ce défaut est compris entre deux plans espacés de 0,2 mm sur la majeure partie de la soudure, avec un maximum à 0,5 mm près des bords de la bande.

### 3.2 Vibrations de la bande

Afin de s'assurer de la qualité de l'écoulement lorsque la bande est en mouvement, on a mesuré l'amplitude des vibrations de sa partie plane utile à l'aide d'un capteur de proximité, pour une vitesse de 3 m/s. Un exemple de la réponse du capteur pour un tour de bande est représenté sur la figure 12. On y distingue nettement les pics provoqués par le passage de la soudure. Les résultats pour diverses positions au dessus de la paroi mobile sont reportés sur la figure 13.

Dans la portion d'écoulement concernée, c'est-à-dire dans la zone centrale du canal, l'amplitude de la vibration hors soudure est inférieure à  $90 \mu\text{m}$ , soit 0,3 % de la hauteur de passage. Cette valeur est deux fois plus faible que l'échelle de Kolmogorov qui est de  $200 \mu\text{m}$ ; l'apport d'énergie causée par ces vibrations est donc négligeable.

Par contre, le passage de la soudure sur le patin provoque un saut de  $230 \mu\text{m}$ , soit 0,8 % de la hauteur de passage, donc du même ordre de grandeur que les plus petites structures. Cependant la fréquence de ce phénomène n'est que de 0,5 Hz alors que la plage de fréquences de la turbulence s'étale de 10 Hz pour les structures contenant l'énergie dont la longueur caractéristique est de l'ordre de la hauteur du canal, soit 30 mm, à 900 Hz environ pour les petits tourbillons dissipatifs. Il est donc légitime de négliger cette perturbation puisque d'une part sa hauteur est très inférieure à la taille des gros tourbillons et que d'autre part, sa fréquence de passage est très faible vis-à-vis de celle des tourbillons de taille comparable.

### 3.3 Gradients de pression longitudinal et transversal

La figure 14 présente l'évolution de la pression statique relevée sur la paroi supérieure fixe en fonction de l'abscisse dans quatre configurations d'écoulements : un écoulement de Poiseuille qui sera étudié en détail au §3.6 et trois cas d'écoulements de Couette avec gradient de pression qui feront l'objet du chapitre suivant. La vitesse débitante  $U_q$  de ces écoulements est voisine de 2,5 m/s et les vitesses de la paroi mobile  $V_b$  sont respectivement de 0, 2, 3 et 5 m/s.

Pour l'écoulement de Poiseuille pur ( $V_b = 0$ ), la variation de pression est linéaire dès  $x=0,6 \text{ m}$ , soit 20 hauteurs de passage. Seules subsistent deux petites perturbations provoquées par les raccords entre les parois fixes et la paroi mobile respectivement à 57 et à 103 hauteurs de passage environ.

Pour les trois autres cas ( $V_b \neq 0$ ), le changement de condition à la frontière au niveau du raccord paroi fixe-paroi mobile provoque une modification du gradient qui se traduit sur la figure par un changement de pente. Cette modification s'établit en moins de 15 hauteurs de passage, de sorte que le gradient de pression peut être considéré comme constant sur environ 70 % de la longueur du canal à paroi mobile.

Le relevé des répartitions transversales de pression statique a permis de contrôler la bidimensionnalité de l'écoulement ainsi que l'influence des couches-limites latérales se développant sur les côtés du canal. Pour une abscisse donnée, on a vérifié que la variation transversale de pression sur les trois-quart de la largeur du canal est inférieure à 0,1 Pa pour une pression dynamique basée sur la vitesse débitante  $U_q$  de 3,8 Pa.

## 3.4 Influence de la température

### 3.4.1 Evolution de la température ambiante

Une des principales sources d'erreur lors de la mesure par anémométrie à fil chaud est la variation de la température ambiante. Dans le cas présent, c'est-à-dire pour la mesure de vitesses moyennes d'environ 3 m/s, on a noté des erreurs d'environ 10 % sur la vitesse moyenne pour des écarts de température ambiante de l'ordre de 6 C. Les grandeurs turbulentes sont également affectées.

Des corrections s'avèrent donc nécessaires lorsque la température varie au cours d'un sondage ou lorsque le sondage de l'écoulement étudié ne peut être effectué à la même température que l'étalonnage des fils chauds.

Plusieurs formules de correction des tensions mesurées ont été proposées. La plus employée consiste à multiplier la tension mesurée par un coefficient correcteur fonction de la température opérationnelle du fil et des températures ambiantes relevées lors de la calibration et lors de la mesure en veine d'essai :

$$(3.20) \quad \frac{E^2}{T_{op} - T} = \frac{E_n^2}{T_{op} - T_n}$$

$E_n$  et  $T_n$  sont les valeurs nominales de la tension et de la température durant la calibration.  $E$  est la tension correspondant à la température  $T$ .

D'autres types de lois plus complexes ont été proposées par COLLIS & WILLIAMS [46], GRANT & KRONAUER [47] ou BEARMAN [48]. Ces lois, répertoriées dans l'ouvrage de PERRY [49], ont été testées sur les présentes mesures. La correction apportée était toujours dans le bon sens mais trop faible. Ce phénomène est probablement lié aux très faibles vitesses rencontrées dans l'écoulement. KANEVČE & OKA [50] estiment qu'à faible vitesse, la perte de chaleur par conduction dans les supports modifie le transfert de chaleur entre le fluide et le fil chaud. La différence de température  $T_{op} - T$  n'est donc plus le seul paramètre à prendre en compte. Ces auteurs proposent une loi de correction empirique des tensions ne faisant intervenir qu'une seule constante expérimentale. Cette méthode présente cependant un inconvénient majeur : elle nécessite de redéterminer la constante empirique à chaque rupture du fil ou à chaque modification de ses caractéristiques électrique ou mécanique, par un étalonnage long et minutieux en fonction de la température de veine.

On a alors contrôlé l'influence d'une variation de la température moyenne de  $\pm 0,5$  C. Les erreurs sur les vitesses moyennes et les corrélations normales mesurées sont inférieures à  $\pm 0,5$  %. Seules les corrélations croisées  $\overline{uv}$  et  $\overline{vw}$  semblent plus sensibles, avec  $\pm 2$  % d'erreur environ.

Au vu de ces constatations, on s'est astreint à réaliser les calibrations et les essais en veine à la même température, les écarts n'excédant jamais  $\pm 0,5$  C. Cette tolérance sur la température est celle proposée par PERRY [49].

### 3.4.2 Gradients thermiques dans le canal

La bande métallique glissant sur le patin provoque un échauffement de la partie inférieure de canal. On a évalué l'importance de ce gradient thermique normal à l'écoulement (suivant  $y$ ) grâce à la mesure de la résistance du fil simple utilisé comme thermomètre. Pour des vitesses de bande  $V_b$  de l'ordre de 3 m/s et un nombre de Reynolds  $Re_q$  de 5.000 la température à proximité de la bande est supérieure de 6 C à celle de la partie supérieure du canal, avec un fort gradient près de la paroi mobile. Le refroidissement du patin s'est donc avéré nécessaire pour tous les essais avec cisaillement. Le débit d'eau de refroidissement est ajusté en fonction de la réponse du fil chaud de façon à obtenir un gradient thermique inférieur à 1 C sur toute la hauteur du canal. Celui-ci est fonction de la température ambiante.

Les gradients thermiques latéraux et longitudinaux sont négligeables.

## 3.5 Stabilité des conditions d'écoulement et mode opératoire

Les temps de sondage étant relativement longs, il est nécessaire de contrôler la tenue dans le temps des divers paramètres de l'écoulement. Deux difficultés liées à la durée des essais se sont présentées.

Tout d'abord, l'huile du moteur hydraulique entraînant la bande s'échauffe, ce qui occasionne une modification de sa viscosité donc de la vitesse de la paroi mobile (les servo-valves pilotant le moteur n'étant pas asservies en vitesse). Cette vitesse ne devient stable à  $\pm 0,5\%$  qu'après deux heures de fonctionnement du banc d'essais.

D'autre part, la circulation d'huile et la présence des centrales hydrauliques alimentant le moteur dans le local où sont effectués les essais, provoquent une élévation de la température ambiante d'environ 6 C en deux heures. Il faut attendre environ trois heures pour obtenir une température de veine stabilisée à  $\pm 0,5$  C.

Les variations de température de veine étant très néfastes aux mesures, on a donc organisé les essais de façon à les minimiser. Les trois premières heures sont destinées à stabiliser les différents paramètres régissant l'écoulement, à savoir la vitesse de bande  $V_b$ , la vitesse débitante  $U_q$ , la température ambiante en veine  $T_{amb}$  et le gradient thermique normal. Un étalonnage rapide est alors réalisé lorsqu'aucun fichier de calibration pour une température voisine n'est disponible (rupture préalable du fil ou changement de ses caractéristiques). L'étalonnage terminé, la sonde est montée en veine afin de mesurer les vitesses et les corrélations désirées. Les sondages durent une heure pour le fil simple et plus de deux heures pour les fils croisés. Immédiatement après le sondage, et pour la même température ambiante, la sonde est réétalonnée avec soin.

Les sondes étant de type couche-limite, les mesures s'effectuent en deux temps. On sonde d'abord la partie supérieure du canal, puis la sonde est retournée afin de poursuivre la mesure vers la paroi inférieure. On a vérifié que ce retournement n'avait

pas d'influence sur les résultats en prolongeant les deux demi-sondages au-delà du milieu du canal. Les mesures se superposent correctement pour tous les profils quel que soit le sens de la sonde. Les corrélations les plus sensibles au retournement de sonde sont les corrélations croisées pour lesquelles les écarts peuvent atteindre 3%.

### 3.6 Vitesses de frottement

Les grandeurs caractéristiques choisies pour adimensionner les résultats sont la vitesse débitante de l'écoulement  $U_q$ , la hauteur du canal  $h$  et les vitesses de frottement pariétales  $u_{\tau_1}$  et  $u_{\tau_2}$ .

$U_q$  est calculée par intégration du profil de  $\bar{U}$  (méthode des trapèzes) :

$$U_q = \frac{1}{h} \int_0^h \bar{U} dy$$

Par définition,  $u_{\tau_1}$  et  $u_{\tau_2}$  sont respectivement les vitesses de frottement à la paroi inférieure et à la paroi supérieure :

$$(3.21) \quad u_{\tau_1} = \sqrt{\left| \nu \left( \frac{d\bar{U}}{dy} \right)_{y=0} \right|}$$

$$(3.22) \quad u_{\tau_2} = \sqrt{\left| \nu \left( \frac{d\bar{U}}{dy} \right)_{y=h} \right|}$$

Plusieurs méthodes sont envisageables pour déterminer ces grandeurs :

\* 1<sup>ère</sup> méthode : Dans la sous-couche visqueuse on a :

$$(3.23) \quad u_{\tau}^2 \# \left| \nu \frac{d\bar{U}}{dy} \right|$$

ce qui, compte tenu des conditions à la paroi, donne par intégration :

$$(3.24) \quad u_{\tau}^2 y = \nu \bar{U}$$

soit :

$$(3.25) \quad \frac{\bar{U}}{u_{\tau}} = \frac{y u_{\tau}}{\nu}$$

Cette relation est connue sous la forme :

$$U^+ = y^+ \quad \text{pour } y^+ \leq 5$$

Pour chaque paroi, la connaissance d'un point de vitesse moyenne dans cette zone suffit donc pour déterminer  $u_\tau$ .

\* 2<sup>ème</sup> méthode : Lorsque l'écoulement est établi, le gradient de pression longitudinal est constant et la première équation de quantité de mouvement (1.3) s'intègre facilement suivant  $y$  de 0 à  $h$  pour donner :

$$(3.26) \quad \nu \left( \frac{d\bar{U}}{dy} \right)_{y=h} - \nu \left( \frac{d\bar{U}}{dy} \right)_{y=0} = \frac{h}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$$

Dans le cas général d'un écoulement de Couette-Poiseuille tel qu'il a été défini précédemment,  $d\bar{U}/dy$  est toujours négatif à la paroi supérieure fixe. Par contre, à la paroi inférieure, ce gradient est positif s'il s'agit d'un écoulement de type Poiseuille et négatif pour un écoulement de type Couette.

On a donc :

$$(3.27) \quad -u_{\tau_2}^2 - \alpha u_{\tau_1}^2 = \frac{h}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}$$

avec  $\alpha = 1$  dans le cas de l'écoulement de type Poiseuille et  $\alpha = -1$  dans celui de type Couette.

Dans le cas général, la mesure du gradient de pression ne permet donc que le calcul de  $u_{\tau_1}^2 \pm u_{\tau_2}^2$ .

Dans le cas particulier de l'écoulement de Poiseuille, on a :

$$(3.28) \quad u_\tau = u_{\tau_1} = u_{\tau_2} = \sqrt{-\frac{h}{2\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}}$$

La mesure de  $\partial \bar{P} / \partial x$  donne donc  $u_\tau$ .

De même dans le cas d'un écoulement de Couette pur, les gradients de  $\bar{U}$  en  $y = 0$  et  $y = h$  sont égaux donc  $\partial \bar{P} / \partial x = 0$  et puisque  $\bar{v}^2$  s'annule aux parois, l'équation (1.6) devient :

$$(3.29) \quad \bar{P} = \bar{P}_p - \rho \bar{v}^2$$

Le calcul des vitesses de frottement pariétales n'est pas possible dans ce cas à partir de la mesure des pressions statiques à la paroi supérieure.

Dans le cas où le gradient de vitesse moyenne s'annule à la paroi inférieure, c'est-à-dire dans le cas de l'écoulement de type intermédiaire, on obtient :

$$(3.30) \quad u_{\tau_2} = \sqrt{-\frac{h}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}}$$

\* 3<sup>ème</sup> méthode : L'intégration de (1.3) entre 0 et  $y$  donne :

$$(3.31) \quad - \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \right) y + C = \nu \frac{d\bar{U}}{dy} - \bar{u}\bar{v}$$

Dans la partie pleinement turbulente de l'écoulement ( $y^+ \geq 30$ ), la contrainte visqueuse devient négligeable devant la contrainte turbulente, donc :

$$-\bar{u}\bar{v} = - \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \right) y + C$$

L'extrapolation de la partie linéaire du profil de  $\bar{u}\bar{v}$  jusqu'aux parois conduit donc à :

$$(3.32) \quad \bar{u}\bar{v}_{ext_0} = C$$

$$(3.33) \quad \bar{u}\bar{v}_{ext_h} = - \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} \right) h + C$$

Or, près des parois,  $\bar{u}\bar{v}$  est négligeable devant  $\nu \frac{d\bar{U}}{dy}$  et d'après l'équation (3.31), les membres de droite des équations (3.32) et (3.33) valent respectivement  $\nu \left( \frac{d\bar{U}}{dy} \right)_{y=0}$  et  $\nu \left( \frac{d\bar{U}}{dy} \right)_{y=h}$  donc :

$$(3.34) \quad u_{\tau_1} = \sqrt{|-\bar{u}\bar{v}_{ext_0}|}$$

$$(3.35) \quad u_{\tau_2} = \sqrt{|-\bar{u}\bar{v}_{ext_h}|}$$

La deuxième méthode valable uniquement pour un écoulement de Poiseuille entraîne des imprécisions liées à la faible valeur du gradient de pression pour les cas d'écoulement étudiés. Elle n'a donc pas été utilisée ici.

Le tableau 1 présente une comparaison des différentes vitesses de frottement pariétales calculées à l'aide des méthodes 1 et 3 pour les 4 cas d'écoulements étudiés dans ce travail. Ces grandeurs sont estimées à la station 1 pour l'écoulement de Poiseuille pur et à la station 5 pour les écoulements de Couette-Poiseuille.

L'accord est globalement satisfaisant. Du côté de la paroi fixe ( $u_{\tau_2}$  en  $y/h = 1$ ), l'écart maximum entre les deux méthodes atteint 10% dans le cas de l'écoulement de type intermédiaire. Près de la paroi mobile ( $u_{\tau_1}$  en  $y/h = 0$ ), compte tenu de la faible valeur de la vitesse de frottement, l'écart relatif apparaît beaucoup plus important (de l'ordre de 60% pour l'écoulement de type intermédiaire).

Une grande partie de ces différences peut être imputée à des erreurs d'estimation de position de sonde dans le canal. En effet, considérons que la vitesse moyenne est mesurée avec une précision de l'ordre de 1% et que le point le plus proche de l'une

des parois se trouve dans une zone où l'équation  $U^+ = y^+$  est vérifiée. Un calcul d'erreur à partir de cette équation conduit à :

$$(3.36) \quad 2 \frac{\Delta u_\tau}{u_\tau} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta y}{y}$$

Or, dans la sous-couche visqueuse, la valeur de  $y$  est très faible ( $\simeq 0,5$  mm). La précision sur cette mesure étant d'environ  $\pm 0,015$  mm, il en résulte une erreur d'environ 3,5% sur le calcul de  $u_\tau$ .

Par contre, ce réglage en position a une influence moindre dans le cas de la 3<sup>ème</sup> méthode. L'erreur sur la position de la sonde est à rapporter cette fois à la hauteur totale du canal soit  $h = 30$  mm. Le profil de  $\overline{uv}$  y est donc très peu sensible et l'erreur sur  $u_\tau$  devient proportionnelle à l'erreur sur  $\overline{uv}$  :

$$(3.37) \quad 2 \frac{\Delta u_\tau}{u_\tau} = \frac{\Delta \overline{uv}_{ext}}{\overline{uv}_{ext}}$$

$\Delta \overline{uv}_{ext}/\overline{uv}_{ext}$  ayant été estimée à  $\pm 2\%$  (cf. §3.4.1),  $u_\tau$  est donc calculé à  $\pm 1\%$ .

D'autre part, le nombre de points de mesure utilisés pour calculer  $u_\tau$  par cette approche est élevé alors que par la première méthode  $u_\tau$  n'est déterminée qu'à partir d'un seul point.

L'influence de l'erreur sur  $y$  sur la valeur de  $u_\tau$  est clairement mise en évidence dans le cas de l'écoulement de Poiseuille pur. La première méthode conduit à deux valeurs de  $u_{\tau_1}$  et  $u_{\tau_2}$  distinctes d'environ 4% alors que la troisième méthode aboutit à un écart inférieur à 0,3%, ces deux valeurs étant égales en théorie.

Compte tenu de sa meilleure précision, c'est cette dernière méthode, valable dans le cas d'un écoulement symétrique ou non, qui a été retenue pour calculer les vitesses de frottement servant à adimensionner les différentes grandeurs mesurées.

## 3.7 Ecoulement de Poiseuille

### 3.7.1 Introduction

Afin de qualifier complètement l'installation on a contrôlé l'établissement d'un écoulement de Poiseuille pur sur toute la longueur de la veine, la bande étant à l'arrêt. On a déterminé les profils des trois composantes de la vitesse moyenne  $\overline{U}$ ,  $\overline{V}$ ,  $\overline{W}$ , des trois corrélations normales du tenseur de Reynolds  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$  et la corrélation croisée  $\overline{uv}$ . Ces profils, relevés en deux stations différentes, ont été comparés. Les profils des grandeurs parfaitement établies ne sont présentées sur les figures qu'à l'une des stations de sondage. Dans le cas contraire on présentera les mesures enregistrées aux deux stations.

La première section se situe à la fin du canal à parois fixes ( $x = 1,455$  m). Elle permet de connaître les conditions d'entrée dans la partie de canal à paroi mobile. Ces données peuvent être utilisées notamment pour initialiser un calcul d'écoulement



de Couette-Poiseuille. On peut remarquer que lors de leurs essais, EL TELBANY & REYNOLDS [10] [11] [12] ne connaissaient pas ces conditions initiales puisque le convergent, muni d'une grille en sortie, alimentait directement le canal à paroi mobile. La deuxième station est située en  $x = 2,855$  m à 10 cm en amont de la principale station de mesure pour les écoulements de Couette avec gradient de pression favorable (station 4, figure 9).

Il était important de s'assurer que les profils n'évoluent plus d'une section à l'autre et que l'écoulement de Poiseuille est donc établi dès la station 1.

### 3.7.2 Etablissement des profils

L'écoulement de Poiseuille correspond à une vitesse maximale  $U_{max}$  de 3 m/s. La vitesse débitante calculée  $U_q$  est de 2,55 m/s. Le nombre de Reynolds  $Re_q$  vaut 5.100.

La figure 15 présente les trois composantes  $\overline{U}$ ,  $\overline{V}$  et  $\overline{W}$  de la vitesse moyenne. Les profils de  $\overline{U}$  mesurés par ECKELMANN [14] y sont également présentés. Les trois corrélations normales du tenseur de Reynolds  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  sont présentées respectivement sur les figures 16, 17 et 18. Les deux premières sont comparées à celles obtenues par NIEDERSCHULTE & al. [16] et par KREPLIN & ECKELMANN [15]. Pour la corrélation  $\overline{w^2}$ , on ne dispose que des mesures de KREPLIN & ECKELMANN [15].

L'établissement des profils de vitesse moyenne et des trois corrélations normales a été vérifié. Les résultats aux stations 1 ( $x=1,455$  m) et 4 ( $x=2,855$  m) étant parfaitement superposés, seules ont été présentées ici les mesures réalisées à la première station.

La forme du profil de  $\overline{W}$  dans les zones pariétales de l'écoulement met nettement en évidence l'influence du gradient de vitesse  $dU/dy$  sur les mesures obtenues avec la sonde dont les deux fils, séparés de 1 mm, sont situés dans des plans parallèles aux parois (cf. §2.4.5).

On peut constater que l'écoulement est parfaitement symétrique et que les profils de vitesse moyenne des différents auteurs ne montrent pas de différences notables. De même les trois profils de la corrélation  $\overline{u^2}$  sont confondus sur la totalité de la hauteur du canal à l'exception du centre du canal où les mesures sont inférieures de 10 % à celles de NIEDERSCHULTE & al. et de 6 % à celles de KREPLIN & ECKELMANN (figure 16).

Par contre, le niveau de  $\overline{v^2}$  mesuré par NIEDERSCHULTE & al. est très inférieur à celui trouvé ici (figure 17). Les présents résultats corroborent les mesures réalisées par KREPLIN & ECKELMANN pour lesquelles seuls les pics pariétaux sont plus faibles de 14 %. On remarque également que les pics obtenus par NIEDERSCHULTE & al. sont les plus éloignés des parois ( $y^+ = 54$ ). KREPLIN & ECKELMANN trouvent ce maximum en  $y^+ = 43$  et dans l'expérience réalisée ici,  $y^+$  vaut 19.

Enfin la corrélation  $\overline{w^2}$  est supérieure à celle mesurée par KREPLIN & ECKELMANN [15] avec un maximum d'écart de 16 % au niveau des pics pariétaux (figure 18). La localisation des pics est la même pour les deux expériences ( $y^+ = 16$ ).

Les écarts constatés dans les zones pariétales pour les deux corrélations  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  sont probablement imputables à l'influence de la paroi. En effet, les différentes tailles des domaines de mesure de NIEDERSCHULTE & al., KREPLIN & ECKELMANN et de la présente étude pour les sondes à fils croisées, adimensionnées par les variables de paroi, valent respectivement 0,13, 1,2 et 10. La taille du domaine de mesure est prise égale à la hauteur du réseau d'interfranges dans le cas de la vélocimétrie laser et à la hauteur des sondes dans le cas de l'anémométrie à fils et à films chauds. Il existe donc un rapport 10 entre les dimensions du domaine de mesure des essais actuels et de celui de KREPLIN & ECKELMANN et un rapport 100 avec celui de NIEDERSCHULTE & al.. Les présentes mesures de  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  apparaissent donc surestimées à proximité des parois. De plus la distance entre la paroi fixe et le pic pariétal de  $\overline{v^2}$  semble augmenter quand la taille du domaine de mesure diminue.

Une autre cause possible de ces écarts est liée au choix des fréquences d'échantillonnage des différentes études : Si elle est inférieure au double de la fréquence maximale du signal à enregistrer, une partie de l'information est tronquée. Pour chaque point de mesure, NIEDERSCHULTE & al. ont moyenné 40.960 valeurs acquises à la fréquence de 400 Hz et filtrées à 100 Hz. Or la plus petite échelle de temps relevée dans leur écoulement est inférieure à 50 Hz (ce qui semble confirmé par les spectres réalisés). Aucune partie du signal de turbulence n'est donc occultée. De même, KREPLIN & ECKELMANN n'ont pas décelé de fréquences supérieures à 20 Hz au sein de leur écoulement. Ils ont donc digitalisé le signal à la fréquence de 50 Hz, le nombre d'échantillons variant de 60.000 à 90.000. Le théorème de Shannon ( $f_{ech} \geq 2f_{max}$ ) est donc vérifié dans chaque cas, y compris pour les présentes mesures (cf. §2.4.2). Les différences de niveaux de  $\overline{v^2}$  et de  $\overline{w^2}$  ne peuvent donc pas être expliquées par un défaut d'échantillonnage. Par contre, les fluctuations observées sur le profil de  $\overline{v^2}$  mesuré par NIEDERSCHULTE & al. et sur les profils de  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  obtenus par KREPLIN & ECKELMANN sont probablement dues à nombre d'échantillons par point de mesure trop faible en comparaison de celui utilisé dans cette étude (300.000).

Les résultats de calculs obtenus par simulation directe par KIM & al. [20] et par DANG & DESCHAMPS [39] sont en accord de forme et de niveau avec les mesures de NIEDERSCHULTE & al. pour les premiers auteurs et en accord de niveau pour les seconds. La localisation des pics de  $\overline{v^2}$  et de  $\overline{w^2}$  se situe en effet pour DANG & DESCHAMPS respectivement en  $y^+ = 40$  et  $y^+ = 18$ , ce qui est beaucoup plus proche des résultats de KREPLIN & ECKELMANN [15]. Pour KIM & al., les pics sont situés respectivement en  $y^+ = 54$  et  $y^+ = 40$ . La première valeur est identique à celle trouvée par NIEDERSCHULTE & al. pour  $\overline{v^2}$  ( $\overline{w^2}$  n'ayant pas été mesurée par ces auteurs).

Une des principales différences entre les deux simulations réside dans le nombre de points de maillage utilisé (100 fois plus élevé pour KIM & al.). Il semble donc qu'une discrétisation trop lâche du domaine de calcul ait sensiblement le même effet sur la position des pics de  $\overline{v^2}$  et de  $\overline{w^2}$  qu'une augmentation de la taille de sonde mais que l'influence sur le niveau des corrélations soit négligeable.

Le profil le plus réaliste en ce qui concerne les pics pariétaux de  $\overline{v^2}$  est donc probablement celui mesuré par NIEDERSCHULTE & al..

On a comparé sur les figures 19 et 20 les profils de  $\overline{U}$  et de  $\overline{u^2}$  obtenus avec la sonde à fil simple avec ceux mesurés à l'aide des sondes à fils croisés. On constate que les profils de  $\overline{U}$  sont équivalents. Les trois profils de  $\overline{u^2}$  sont parfaitement superposés sur la majeure partie de la hauteur du canal. On note cependant que le niveau des pics pariétaux mesurés par les sondes à deux fils est inférieur d'environ 5 % à celui obtenu par la sonde à un fil. Ce phénomène a également été constaté lors des essais pour lesquels la paroi était en mouvement. La hauteur du domaine de mesure de la sonde à fil simple étant très faible (de l'ordre du diamètre du fil), on peut considérer que la paroi n'a pas d'influence sur ses mesures. Tous les profils de vitesse moyenne et de  $\overline{u^2}$  présentés dans ce mémoire sont donc ceux obtenus avec cette sonde. Il ressort de ces résultats que la proximité de la paroi perturbe sensiblement les mesures provenant des sondes à fils croisés en atténuant  $\overline{u^2}$ , en amplifiant  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  et en éloignant le pic de  $\overline{v^2}$  de la paroi.

Outre les échanges radiatifs avec la paroi, une des causes probable de ces écarts est l'existence d'un gradient de vitesse non négligeable à l'échelle de la sonde qui est étalonnée dans un écoulement uniforme. Ce phénomène est cependant difficilement quantifiable théoriquement.

Afin d'illustrer l'influence du gradient de vitesse moyenne et de la taille des sondes à deux fils sur les mesures des corrélations  $\overline{v^2}$ , ces différents paramètres ont été représentés à l'échelle sur la figure 21.

La figure 22 présente l'évolution de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  entre la station 1 et la station 4. La mesure de  $\overline{uv}$  réalisée par NIEDERSCHULTE & al. [16] y est également présentée.

Les vitesses de frottement pariétales  $u_{\tau_1}$  et  $u_{\tau_2}$  estimées à partir de la partie linéaire du profil de  $\overline{uv}$  (cf. §3.6) sont rigoureusement identiques et valent 0,162 m/s, ce qui confirme la bonne symétrie de l'écoulement.

On peut observer une très légère augmentation (3 %) du niveau des pics pariétaux de la corrélation  $\overline{uv}$ . Cela ne modifie cependant en rien le calcul des vitesses de frottement pariétales puisque la partie linéaire du profil n'évolue plus. Pour cette corrélation, à proximité des parois, les résultats de NIEDERSCHULTE & al. sont entachés de variations importantes. Ceci est probablement lié à un échantillonnage trop faible lors de l'acquisition, problème auquel on a été confrontés au cours des essais et qui a conduit au choix de 300.000 échantillons. Si l'on fait abstraction de ces défauts, les profils sont en bon accord.

La figure 23 présente l'évolution du profil de vitesse moyenne tracé en coordonnées logarithmiques et comparé aux mesures de NIEDERSCHULTE [19] et de ECKELMANN [14].

Dans la sous-couche visqueuse, on a vu que:

$$U^+ = y^+ \quad \text{pour} \quad y^+ \leq 5$$

A grand nombre de Reynolds, pour des valeurs de  $y^+$  comprises entre 30 et 600, le profil suit la "loi logarithmique":

$$U^+ = A \ln y^+ + B$$

avec  $A = 1/\kappa$  et  $B$  constantes ( $\kappa$  est la constante de Von Karman). Ces deux zones sont séparées par une zone de transition.

Si le nombre de Reynolds est suffisamment grand, vient ensuite la région centrale de l'écoulement (correspondant à la zone externe d'une couche-limite) pour  $y^+$  supérieur à 600 environ, dans laquelle la vitesse est gouvernée par la "loi de vitesse déficitaire":

$$(3.38) \quad \frac{\bar{U} - \bar{U}_c}{u_\tau} = f(y/h)$$

Dans le cas présent, les mesures effectuées correspondent à des valeurs de  $y^+$  variant de 5 à près de 200 (au centre du canal). Il n'y a donc qu'un point de mesure en sous-couche visqueuse et la région centrale n'existe pas. La zone de transition s'étend jusqu'à  $y^+ = 30$ , puis le profil devient linéaire et vérifie la loi logarithmique jusqu'au centre du canal. Les constantes  $A$  et  $B$  valent respectivement 2,69 et 5,23 et s'écartent donc un peu des valeurs classiques 2,5 et 5 obtenues à haut Reynolds [2].

Les présents résultats sont encadrés par ceux des deux autres auteurs. Les différences peuvent s'expliquer par la difficulté à estimer les vitesses de frottement pariétales. En effet, l'écart par rapport aux mesures de NIEDERSCHULTE dans la zone logarithmique correspond à une différence de 3 % environ sur la vitesse de frottement  $u_\tau$ . L'écart par rapport aux mesures de ECKELMANN correspond à une différence d'environ 4 % sur  $u_\tau$ .

On a vu en 1.3.1 que les valeurs des constantes  $A$  et  $B$  de la loi logarithmique obtenues par ECKELMANN valent respectivement 2,65 et 5,9. Celles obtenues par NIEDERSCHULTE ont été estimées à 2,45 et 5,7.

La figure 24 présente l'évolution des trois corrélations normales dans la zone pariétale. Elle met nettement en évidence l'anisotropie régnant dans cette région où la principale contribution à l'énergie turbulente  $k$  est fournie par la fluctuation longitudinale de vitesse  $\overline{u^2}$ .

Le profil de  $k$  est présenté sur la figure 25. Les pics n'y sont pas visibles mais au vu de l'importance de  $\overline{u^2}$ , il est légitime de considérer qu'ils se situent aux mêmes ordonnées que les pics de  $\overline{u^2}$ , soit en  $y^+ = 16$  et  $(h-y)^+ = 16$ . A cette deuxième ordonnée correspond le dernier point de  $k$  connu près de la paroi supérieure. La valeur maximale de  $k/u_\tau^2$  est donc vraisemblablement très voisine de la valeur trouvée en ce point, soit 5,4.

### 3.7.3 Conclusion

Comme on vient de le voir, la vitesse moyenne et les corrélations turbulentes sont toutes établies. On peut donc considérer que les conditions d'entrée dans la partie

de canal à paroi mobile sont connues et que l'écoulement est établi dès la première station.

Les mesures obtenues ici sont en bon accord avec celles de ECKELMANN [14] pour la vitesse moyenne et avec celles de NIEDERSCHULTE & al. [16] pour la corrélation  $\overline{uv}$ . Le profil de la corrélation normale  $\overline{u^2}$  réalisé ici est très proche de ceux obtenus par KREPLIN & ECKELMANN [15] et par NIEDERSCHULTE & al. Par contre, des divergences existent en ce qui concerne les niveaux et la localisation des pics des deux autres corrélations normales  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$ . Compte tenu de l'excellent accord existant entre les calculs de simulation directe de KIM & al. [20] et les mesures de NIEDERSCHULTE & al., ainsi que de la très faible taille du domaine de mesure lors de l'emploi de la vélocimétrie laser, les résultats de ces derniers sont sans doute les plus proches de la réalité.

Il semble en effet que plus le domaine de mesure est grand, plus les pics de  $\overline{v^2}$  et de  $\overline{w^2}$  sont surestimés et plus ils se rapprochent de la paroi. L'utilisation d'un maillage trop grossier dans les simulations directes (DANG & DESCHAMPS [39] par rapport à KIM & al. [20]) aurait semble-t-il pour conséquence une délocalisation de ces pics vers la paroi sans altération de leur niveau.

# Chapitre 4

## Résultats et discussions

### 4.1 Introduction

Comme on l'a vu au chapitre 1, les nombres de Reynolds accessibles à la simulation directe sont relativement faibles. L'objectif de ce travail a donc été de réaliser différents cas d'écoulement de Couette-Poiseuille pour un nombre de Reynolds  $Re_q$  voisin de 5.000. Le choix s'est porté sur un écoulement de type Poiseuille, un écoulement de type intermédiaire pour lequel le gradient de vitesse moyenne  $d\bar{U}/dy$  est sensiblement nul à la paroi mobile et un écoulement de type Couette très proche d'un Couette pur. La vitesse de la paroi mobile correspondante est respectivement de 2, 3 et 5 m/s.

Les principales caractéristiques de ces essais sont regroupées dans le tableau 2.

Pour chaque cas d'écoulement, on a mesuré les trois composantes de vitesse moyenne  $\bar{U}$ ,  $\bar{V}$ ,  $\bar{W}$ , les trois corrélations normales du tenseur de Reynolds  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$  ainsi que la corrélation croisée  $\overline{uv}$ . Les composantes  $\bar{V}$  et  $\bar{W}$  de la vitesse moyenne étant très semblables à celles de l'écoulement de Poiseuille de la figure 15, c'est-à-dire sensiblement nulles, elles n'ont pas été reproduites ici.

Bien que ne connaissant pas la valeur de  $\overline{w^2}$  à proximité immédiate de la paroi fixe (cf. §2.4.5), on a estimé que son maximum était peu différent de la dernière valeur mesurée. On peut donc considérer que les pics d'énergie turbulente situés près de cette paroi se trouvent à la même ordonnée que ceux de  $\overline{u^2}$ .

Pour chaque type d'écoulement on a contrôlé l'évolution et l'établissement de  $\bar{U}$  et de  $\overline{u^2}$  le long de la veine en cinq stations différentes situées en  $x = 1,455$  m (Poiseuille pur),  $x = 1,855$  m,  $x = 1,955$  m,  $x = 2,855$  m et  $x = 2,955$  m. Ces stations seront respectivement numérotées 1, 2, 3, 4 et 5. La vitesse débitante a été choisie pour adimensionner ces deux grandeurs car elle est le seul paramètre commun à tous les écoulements. Les autres corrélations,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$  et  $\overline{uv}$  bien que mesurées aux deux dernières stations ne seront présentées qu'à la station 5, sauf lorsqu'elles ne sont pas établies, ce qui a lieu pour l'écoulement de type Couette.

La méthode utilisée pour déterminer les vitesses de frottement  $u_{\tau_1}$  et  $u_{\tau_2}$  sur la paroi mobile et la paroi fixe est la même que celle indiquée au §3.6. Toutes les grandeurs

turbulentes ont été adimensionnées à l'aide de la vitesse de frottement pariétale mesurée à la paroi fixe  $u_{\tau_2}$  afin de pouvoir confronter les profils des différents cas entre eux (tableau 2).

On s'est assuré que la mise en mouvement de la bande à des vitesses inférieures à 5 m/s n'influait en rien l'écoulement de Poiseuille existant à la station 1 ( $x=1,455$  m). Les différents profils de vitesses moyenne et turbulentes d'écoulement de Poiseuille pur présentés dans la suite de ce document sont donc ceux qui ont été enregistrés bande à l'arrêt.

Les gradients de pression longitudinaux de ces écoulements sont ceux qui ont été présentés au §3.3 sur la figure 14. On a montré qu'ils sont très rapidement établis.

## 4.2 Profils de vitesse moyenne

La figure 26 présente les profils de vitesse moyenne  $\bar{U}$ , en coordonnées linéaires, pour les trois types d'écoulement de Couette-Poiseuille ainsi que pour l'écoulement de Poiseuille d'entrée. Ces quatre profils sont parfaitement établis. Les vitesses débitantes, obtenues par intégration de  $\bar{U}$  sur la hauteur du canal, sont reportées dans le tableau 2. Les rapports de la vitesse de paroi à la vitesse débitante sont respectivement de 0,78, 1,18 et 2,06. L'écoulement de type Couette est donc très proche d'un écoulement de Couette pur pour lequel ce rapport est de 2.

La figure 27 présente la même grandeur en variables de paroi. La paroi de référence est la paroi fixe ( $y = h$ ). Tous les profils encadrent la loi logarithmique déterminée pour l'écoulement de Poiseuille pur :

$$(4.39) \quad U^+ = 2,69 \ln y^+ + 5,23$$

Les zones logarithmiques de l'écoulement de type intermédiaire et de l'écoulement de type Couette semblent s'écarter des deux autres profils. L'écart avec la loi de l'écoulement de Poiseuille correspond à une surestimation de la vitesse de frottement pariétale de 5 % dans le cas de l'écoulement de type intermédiaire et à une sous-estimation de 6% pour l'écoulement de type Couette.

Dans le cas de l'écoulement de type Couette, l'erreur sur l'estimation de  $u_{\tau_2}$  qui semble la plus importante de tous les essais peut provenir du non établissement de  $\overline{uv}$ . En effet, la méthode de calcul basée sur l'extrapolation à la paroi de la portion linéaire de  $\overline{uv}$  suppose ce profil complètement établi, ce qui n'est pas le cas ici.

La vitesse de frottement calculée à partir des profils de  $\overline{uv}$  a cependant été conservée comme paramètre d'adimensionalisation des grandeurs turbulentes pour tous les cas d'écoulements étudiés afin de rendre nos résultats comparables à ceux de la littérature.

### 4.3 Spectres d'énergie

Trois spectres ont été enregistrés pour chaque type d'écoulement, y compris pour l'écoulement de Poiseuille pur : Le premier à mi-canal ( $y/h = 0,5$ ), le second est mesuré au niveau du pic pariétal d'énergie de la paroi fixe ( $y/h = 0,95$ ). Le dernier point de sondage se trouve à proximité immédiate de la paroi mobile ( $y/h = 0,04$ ).

Les spectres tracés sur les figures 28a et 28b ont été lissés et adimensionnés par la vitesse débitante et la hauteur du canal en posant :

$$(4.40) \quad k_1 = \frac{2\pi f}{U_q}$$

$k_1$  est le nombre d'onde dans la direction  $x$ . La fréquence de coupure des graphes est de 1 kHz ( $k_1 h = 74$ ).

On constate que les spectres sont continus et sont donc caractéristiques des écoulements turbulents. Par contre, une raie parasite très étroite en fréquence mais relativement prononcée en amplitude est apparue sur tous les spectres d'écoulement à vitesse de paroi non nulle. Elle a cependant été supprimée sur l'ensemble des graphes présentés à l'exception, à titre d'exemple, de celui représentant le spectre de l'écoulement de type Couette enregistré en  $y/h = 0,95$ . La valeur de  $kh$  correspondant à cette raie est de 16 (la fréquence est de 215 Hz) et ne varie pas quel que soit le type d'écoulement ou la distance à la paroi. Cette raie a été identifiée et provient d'un bruit "électromagnétique" rayonné par l'électronique de commande de la centrale hydraulique d'entraînement de la bande. Cette perturbation, qui n'a pas pu être filtrée, n'est donc pas une information provenant de la turbulence et peut être négligée compte tenu de sa très faible contribution à l'énergie totale du signal.

A grand nombre de Reynolds, dans les régions de l'écoulement où la production d'énergie turbulente est la plus importante, les spectres présentent théoriquement une évolution en  $k_1^{-1}$ . La partie concernée du spectre se situe dans le domaine des plus faibles nombres d'onde. C'est en effet par l'intermédiaire des plus grosses structures, caractérisées par des fréquences peu élevées, que s'opère le transfert de l'énergie provenant de l'écoulement moyen.

Les spectres mesurés à proximité immédiate d'un pic d'énergie devraient donc vérifier cette loi sur une certaine plage de nombres d'onde. Ce n'est cependant pas le cas. En effet, les spectres enregistrés en  $y/h = 0,95$  (proches de la paroi fixe) et les spectres des écoulements de Poiseuille pur et de type Couette (proche d'un Couette pur) en  $y/h = 0,04$  ne montrent pas de zone d'évolution en  $k_1^{-1}$  de longueur significative.

Ce phénomène observé par NIEDERSCHULTE & al. [16] peut être attribué à la faible valeur du nombre de Reynolds des écoulements étudiés ici.

De même, quel que soit le spectre considéré, aucune zone "inertielle" (zone où les forces d'inertie sont prépondérantes) n'est visible. Cette région, où l'énergie turbulente évolue suivant une loi en  $k_1^{-5/3}$  n'existe en effet que pour des écoulements dont le nombre de Reynolds est plus élevé.



Selon FAVRE & al. [51], cette zone n'existerait que pour des écoulements dont le nombre de Reynolds  $Re_\lambda$  basé sur une vitesse caractéristique des gros tourbillons  $u_0$  et la micro-échelle de Taylor  $\lambda$  (ou échelle de dissipation) serait supérieur à plusieurs centaines.

Une estimation de  $\lambda$  peut être obtenue dans le cas de la turbulence isotrope [51] :

$$(4.41) \quad \frac{\lambda}{L} \simeq \left( \frac{u_0 L}{\nu} \right)^{-1/2}$$

Si l'on choisit respectivement comme vitesse et comme longueur caractéristique des grosses structures turbulentes la valeur de la fluctuation longitudinale de vitesse mesurée pour l'écoulement de Poiseuille  $u_0 = \sqrt{u^2}$  et la hauteur du canal,  $L = h$ , la valeur correspondante estimée pour  $\lambda$  est d'environ  $10^{-3}$ .  $Re_\lambda$  vaut donc approximativement 30. Cette valeur est effectivement nettement inférieure à celle qui est nécessaire pour que les spectres présentent un domaine inertiel.

L'écart entre les nombres d'onde des tourbillons contenant l'énergie et de ceux qui la dissipent est donc faible.

## 4.4 Ecoulement de type Poiseuille

### 4.4.1 Introduction

L'écoulement de type Poiseuille a été réalisé à une vitesse débitante de 2,565 m/s, donc à un nombre de Reynolds  $Re_q$  de 5.077. La vitesse de bande est de 2 m/s. Les vitesses de frottement pariétales supérieure et inférieure valent respectivement 0,145 m/s et 0,083 m/s. L'absence d'expérience ou de calcul à des nombres de Reynolds comparables pour ce type d'écoulement, n'a pas permis de corroborer les mesures.

### 4.4.2 Présentation des résultats

Les figures 29 et 30 montrent l'établissement de la vitesse moyenne  $\bar{U}$  et de la corrélation  $\overline{u^2}$  lors du passage de l'écoulement entre deux parois fixes à l'écoulement modifié par la présence de la paroi mobile (stations 1 à 5).

L'évolution du profil de  $\bar{U}$  en fonction de  $x$  semble se faire régulièrement sur toute la hauteur du canal (figure 29). On ne note plus de modification entre les deux dernières stations de sondage. on peut donc considérer que la vitesse moyenne  $\bar{U}$  est établie dès la station 4 ( $x = 2,855$  m). Après établissement, cette grandeur présente un maximum ( $d\bar{U}/dy = 0$ ) en  $y/h = 0,25$  donc excentré par rapport à l'axe du canal.

Par contre, l'établissement de  $\overline{u^2}$  (figure 30) s'effectue en deux étapes bien distinctes: Entre les stations 1 et 3, seul le demi-canal inférieur est affecté. Le changement de condition à la frontière provoque une atténuation très rapide du pic pariétal de  $\overline{u^2}$ .

Entre les stations 3 et 5, le niveau général de  $\overline{u^2}$  augmente dans la majeure partie du canal sans que le niveau ni la forme du pic proche de la paroi fixe n'en soit affecté. Dans la mesure où  $\overline{u^2}$  n'évolue plus entre les stations 4 et 5, on peut affirmer que cette grandeur est complètement établie à la station 4.

Le profil de vitesse moyenne à la station 5 est représenté sur la figure 26.

La figure 31 montre les profils des corrélations normales  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  relevées à la station 5 et adimensionnées par  $u_{\tau_2}$ . Elle met en évidence la dissymétrie de ce type d'écoulement en ce qui concerne la turbulence. En effet, la production turbulente est très faible dans le demi-canal inférieur.

Les distributions de ces mêmes grandeurs au voisinage de la paroi supérieure et de la paroi inférieure sont présentées respectivement sur les figures 32a et 32b. Du côté de la paroi fixe ( $y = h$ , figure 32a), les profils restent très similaires à ceux que l'on observe pour un écoulement de Poiseuille pur. L'anisotropie  $y$  est en effet très marquée. Par contre, les pics situés près de la paroi mobile ( $y = 0$ , figure 32b) sont nettement atténués. Seul  $\overline{u^2}$  présente encore un maximum dans cette région.  $\overline{w^2}$  présente un "plateau" et  $\overline{v^2}$  décroît de façon monotone du centre du canal ( $y^+ \simeq 120$ ) à la paroi mobile. L'anisotropie pariétale persiste mais s'affaiblit un peu, notamment en ce qui concerne le rapport  $\overline{u^2}/\overline{w^2}$  mesuré au niveau du pic de  $\overline{u^2}$  qui passe de 2 à 1,5.

On peut également remarquer sur la figure 31 que, hormis la corrélation  $\overline{v^2}$  qui présente un profil de forme légèrement convexe, les corrélations  $\overline{u^2}$  et  $\overline{w^2}$  évoluent linéairement dans la partie centrale du canal, c'est-à-dire pour  $y/h$  compris entre 0,25 et 0,75.

Le profil d'énergie turbulente  $k$  présenté sur la figure 33 est très ressemblant à celui de  $\overline{u^2}$  quant à sa forme générale. Cependant du fait de l'ordre de grandeur respectif des trois corrélations normales au voisinage de la paroi mobile, le pic de  $k$  ( $k/u_{\tau_2}^2 = 0,41$  pour  $y/h = 0,1$ ) est nettement atténué par la contribution de  $\overline{v^2}$  qui compense celle de  $\overline{u^2}$  et conduit à un plateau de  $k$  pour  $0,05 < y/h < 0,2$ . Par contre, près de la paroi fixe, l'amplitude du pic est fixée essentiellement par la valeur de  $\overline{u^2}$  ( $k/u_{\tau_2}^2 = 6,2$  pour  $y/h = 0,95$ ). Comme pour les corrélations normales, on observe une évolution quasi linéaire pour  $y/h$  variant de 0,25 à 0,7. Le minimum d'énergie cinétique turbulente est relevé en  $y/h = 0,2$ . Cette ordonnée ne correspond pas exactement à celle pour laquelle le gradient de vitesse moyenne s'annule ( $y/h = 0,25$ ).

Sur la figure 34 est représentée la corrélation croisée  $\overline{uv}$  du tenseur de Reynolds à la dernière station (5). Cette grandeur est parfaitement établie dès la station 4.

$\overline{uv}$  évolue linéairement dans la majeure partie de l'écoulement. Cette corrélation s'annule en  $y/h = 0,2$  c'est-à-dire à la même ordonnée que  $k$  alors que le maximum de vitesse moyenne est situé en  $y/h = 0,25$ . La production d'énergie turbulente  $-\overline{uv}d\overline{U}/dy$  est très faible dans cette partie du canal et s'annulerait donc en deux ordonnées relativement voisines. EL TELBANY & REYNOLDS [11] ont également observé un écart entre ces deux ordonnées pour tous leurs essais de type Poiseuille.

Cette différence était cependant beaucoup plus importante que celle observée ici puisqu'elle variait de 12 % à 24 % de  $h$  sur l'ensemble de leurs expériences alors qu'elle n'est que de 5 % dans le cas présent.

Le fait que la contrainte de cisaillement turbulente ne s'annule pas en même temps que la contrainte visqueuse avait conduit MONNIER [1] à incriminer entre autres l'hypothèse de Boussinesq au vu des divergences entre les mesures et les résultats obtenus par différentes modélisations au premier ordre de ce type d'écoulement (cf. §1.3.2). Cependant, l'écart relevé étant relativement faible, il semble difficile de conclure à la non-validité de cette hypothèse. D'autre part, VANHEE [2] qui s'en est affranchi par l'utilisation de modèles au second ordre n'a constaté aucune amélioration sensible des prédictions.

Par ailleurs, si  $\overline{uv}$  et  $d\overline{U}/dy$  ne s'annulent pas à la même ordonnée, la production d'énergie turbulente qui est égale au produit de ces deux termes va s'annuler deux fois. Elle change donc de signe pour devenir négative entre  $y/h = 0,2$  et  $y/h = 0,25$ . FAVRE & al. [51] précise que dans le cas d'écoulements simples tels que des couches limites, des jets, des sillages ou des écoulements de conduites, la production reste positive mais que le phénomène de changement de signe a déjà été observé pour des écoulements plus complexes comme les jets de parois ou les mélanges de jets [52]. Au vu des présents résultats ainsi que de ceux de EL TELBANY & REYNOLDS, il semblerait que l'étendue de cette région de production négative soit fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement mais également du rapport de la vitesse de paroi sur la vitesse débitante. Selon les mesures de EL TELBANY & REYNOLDS, cette zone croît avec le rapport  $V_b/U_q$ .

La forme du profil de  $\overline{uv}$  au voisinage de la paroi fixe est très semblable à celle observée pour l'écoulement de Poiseuille.

## 4.5 Ecoulement de type intermédiaire

### 4.5.1 Introduction

L'écoulement de type intermédiaire a été choisi afin de valider les calculs effectués par RIDA & DANG [40] par simulation numérique directe pour un écoulement ayant les mêmes caractéristiques. Le nombre de Reynolds  $Re_q$  de l'écoulement simulé par ces auteurs est de 5.000. C'est donc ce cas d'écoulement qui a fixé la vitesse débitante utilisée pour tous les essais.

Le débit dans la soufflerie et la vitesse de bande sont ajustés de façon à obtenir une vitesse débitante  $U_q$  dans le veine d'essai d'environ 2,5 m/s et un gradient de vitesse moyenne le plus proche possible de zéro à la paroi mobile. La vitesse de bande  $V_b$  correspondante est de 3 m/s.

Afin de s'approcher au plus près de cette condition, on a mesuré les profils de vitesse moyenne pour trois valeurs voisines de la vitesse débitante : 2,53, 2,64 et 2,73 m/s (figure 35).

On voit que la forme du profil est relativement sensible au rapport  $V_b/U_q$ . Le cas pour lequel la vitesse débitante est de 2,53 m/s a été retenu pour les mesures détaillées comme étant le plus proche de la condition de gradient de vitesse moyenne nulle à la paroi mobile. Le nombre de Reynolds  $Re_q$  correspondant à ces mesures est de 5.070. Les vitesses de frottement pariétales supérieure et inférieure valent 0,141 m/s et 0,036 m/s respectivement.

La figure 36 présente les profils de  $\overline{u^2}$  pour les trois mêmes cas. On constate que cette grandeur présente une moins grande sensibilité à la variation de  $V_b/U_q$ .

**Remarque :** En principe, dans le cas d'un écoulement de type intermédiaire, la vitesse de frottement pariétale s'annule à la paroi où le gradient de vitesse moyenne  $d\overline{U}/dy$  est nul. Ce n'est pas le cas ici. Il semble donc que l'écoulement réalisé ne soit pas tout-à-fait un écoulement de type intermédiaire mais plutôt un écoulement de type Poiseuille puisque la valeur de  $\overline{uv}$  extrapolée à la paroi inférieure est légèrement négative.

#### 4.5.2 Présentation des résultats

Les figures 37 et 38 présentent l'établissement de la vitesse moyenne  $\overline{U}$  et de la corrélation normale  $\overline{u^2}$  entre les stations 1 et 5.

La description effectuée pour l'écoulement de type Poiseuille reste valable pour ce cas d'écoulement. On constate une évolution longitudinale régulière sur toute la hauteur du canal et un établissement de  $\overline{U}$  dès la station 4 (figure 37).

On remarque de nouveau un établissement en deux temps de  $\overline{u^2}$  : disparition du pic pariétal situé près de la paroi mobile puis augmentation globale de niveau, sans modification du pic proche de la paroi fixe (figure 38). Dans la mesure où  $\overline{u^2}$  évolue encore un peu entre les stations 4 et 5, on ne peut pas affirmer que cette grandeur est complètement établie à la dernière station. Cependant, une confrontation des profils de cette corrélation mesurés à l'aide des sondes à deux fils aux deux dernières stations montre cette fois une légère diminution du niveau de  $\overline{u^2}$  dans la partie inférieure du canal lorsque  $x$  augmente. Il semblerait donc que l'écart observé ici soit dû à des erreurs de mesures.

Le profil de vitesse moyenne à la station 5 est présenté sur la figure 26. Il est à noter que le gradient de vitesse moyenne est sensiblement constant sur plus des trois-quart de la hauteur du canal c'est-à-dire pour  $y/h$  variant de 0,05 à 0,8.

Les profils des corrélations normales sont présentés sur la figure 39 adimensionnés par la vitesse de frottement  $u_{\tau_2}$ . Ils sont très similaires aux profils obtenus pour l'écoulement de type Poiseuille et mettent à nouveau en évidence la dissymétrie des phénomènes turbulents. Les figures 40a et 40b montrent respectivement l'évolution des corrélations normales dans les régions proches de la paroi fixe et de la paroi mobile.

La corrélation  $\overline{u^2}$  (figure 39) présente la même allure générale que celle mesurée dans l'écoulement de type Poiseuille (figure 31). Néanmoins, elle ne présente plus de pic

près de la paroi mobile. On constate un accroissement rapide et monotone pour  $y/h$  allant de 0 à 0,2 puis plus lent et linéaire pour  $y/h$  compris entre 0,2 et 0,8. Le pic pariétal est situé en  $y/h = 0,95$ .

L'anisotropie persiste très près de la paroi mobile mais le rapport  $\overline{u^2}/\overline{w^2}$  reste constant et égal à 1,4 du premier point de mesure situé à proximité de la paroi mobile jusqu'au trois-quart de la hauteur du canal ( $y/h = 0,75$ ). Cette région coïncide avec celle où la production évolue linéairement avec  $y$  (voir ci-après).

Les corrélations  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  sont parfaitement établies à la station 4. Ceci confirme donc que l'écart relevé entre les profils des stations 4 et 5 pour la corrélation  $\overline{u^2}$  (figure 38) est lié à des erreurs de mesures. En effet,  $\overline{u^2}$  est la seule corrélation normale à recevoir de l'énergie de l'écoulement moyen ( $\overline{U}$ ). Cette énergie est ensuite redistribuée aux corrélations  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  par l'intermédiaire des corrélations pression-vitesse. Il est donc très improbable que  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  soient établies sans que  $\overline{u^2}$  le soit.

Le profil d'énergie turbulente sera présenté sur la figure 46 lors de la comparaison avec les résultats de simulation directe.

La figure 41 présente le profil de la corrélation croisée  $\overline{uv}$ . Celle-ci croît linéairement du premier point de mesure correspondant à une valeur de  $y/h$  de 0,043 jusqu'à proximité du pic situé en  $y/h = 0,85$  puis elle redescend vers zéro. La partie linéaire ne passe pas par l'origine. Cela est vraisemblablement dû à un gradient de vitesse moyenne non exactement nul à la paroi mobile (cf. remarque précédente). Ce même gradient étant constant dans une grande partie du canal, on peut considérer que la production d'énergie turbulente croît linéairement avec  $y$  pour  $y/h$  compris entre 0,05 et 0,8.

D'autre part, bien que ne disposant que de très peu de points de mesure dans cette zone, il semble que  $\overline{uv}$  et  $d\overline{U}/dy$  s'annulent à la même ordonnée, au contraire de l'écoulement de type Poiseuille étudié au paragraphe précédent. Cette constatation vient en contradiction avec l'hypothèse émise précédemment selon laquelle il y aurait extension de la région de production négative lorsque le rapport  $V_b/U_q$  augmente.

L'évolution de  $\overline{uv}$  au voisinage de la paroi fixe est très semblable à celle observée pour l'écoulement de Poiseuille.

Cette corrélation est elle-aussi établie à la station 4. L'écoulement de type intermédiaire est donc pleinement établi aux stations 4 et 5.

### 4.5.3 Comparaison des résultats

Les figures 42 à 47 présentent les comparaisons des mesures avec les résultats de simulation directe obtenus par RIDA & DANG [40].

Les profils de vitesse moyenne (figure 42) accusent un écart maximum de 6 % dans la partie centrale. La différence de forme du profil de vitesse s'explique vraisemblablement par les résultats de la figure 35. La forme du profil de vitesse est très sensible à une petite différence de vitesse de débit ou de vitesse de paroi.

Les profils mesurés et calculés de la corrélation normale  $\overline{u^2}$  (figure 43) sont très proches. Près de la paroi supérieure, on note un pic pariétal plus faible d'environ 10 % pour les calculs. Un même écart avait été constaté dans le cas d'un écoulement de Poiseuille pur entre le profil mesuré par KREPLIN & ECKELMANN [15] (très semblable à celui réalisé dans cette étude) et la simulation directe effectuée par DANG & DESCHAMPS [39] (cf §3.7.2). Il semble donc que la simulation sous-estime le pic de  $\overline{u^2}$ . Dans la partie inférieure du canal, la simulation prédit un niveau de  $\overline{u^2}$  légèrement supérieur aux mesures.

Par contre les profils des corrélations  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  obtenus par RIDA & DANG sont plus éloignés des résultats expérimentaux (figures 44 et 45). Le pic de  $\overline{v^2}$  mesuré ici est plus proche de la paroi fixe ( $(h - y)^+ \simeq 34$ ) que celui calculé par simulation directe ( $(h - y)^+ \simeq 75$ ) (figure 44). A ce titre, il faut noter qu'un écart dans ce sens existait déjà pour l'écoulement de Poiseuille pur comparé aux mesures par vélocimétrie laser de NIEDERSCHULTE & al.[16] (figure 17). On peut envisager deux explications à cet écart. La première est liée au nombre de points de maillage utilisés par RIDA & DANG qui, au dire de ces auteurs, serait trop faible dans cette zone où la production d'énergie turbulente est la plus importante. Le phénomène de redistribution de l'énergie entre les trois corrélations normales par l'intermédiaire de la pression serait alors mal simulé.

L'influence de la paroi supérieure sur les sondes à deux fils est la deuxième cause envisageable. On a vu en effet au §3.7.2 que la position du pic de  $\overline{v^2}$  par rapport à la paroi paraissait sensible à la taille de sonde. La position trouvée expérimentalement est vraisemblablement trop proche.

Le profil de  $\overline{w^2}$  calculé par RIDA & DANG présente des défauts de forme dans la partie centrale du canal que l'on ne retrouve pas sur les mesures au fil chaud (figure 45). Un manque de convergence statistique du calcul pourrait expliquer ces variations. De plus, de façon plus marquée que pour  $\overline{u^2}$ , le niveau du pic pariétal supérieur est sous-estimé par la simulation.

Les profils d'énergie turbulente  $k$  sont comparés sur la figure 46. Le bon accord s'explique par le fait que la principale contribution à cette grandeur est fournie par la corrélation  $\overline{u^2}$ .

La comparaison des profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  présentée sur la figure 47 montre une bonne similitude de forme mais un léger décalage vers les  $y$  positifs de la partie linéaire du profil mesuré ici. La simulation donne un pic pariétal plus fort et plus proche de la paroi que ne l'indique l'expérience. Le défaut de localisation de ce pic ( $y/h = 0,85$ ) peut être attribué à des erreurs de mesure et notamment à l'effet de la paroi fixe sur la sonde à deux fils (cf. §3.7.2). La simulation semble confirmer cette hypothèse puisque les calculs localisent le maximum de  $\overline{uv}$  en  $y/h = 0,1$  ce qui correspond à la valeur trouvée dans les présents essais pour les cas d'écoulements de Poiseuille pur et de type Poiseuille. Les différentes fluctuations observées autour de la partie linéaire du profil simulé sont probablement encore dues à un défaut de convergence statistique de la simulation.

Dans l'ensemble, compte-tenu du fait que les conditions aux frontières ne sont pas exactement les mêmes et que le maillage de la simulation peut être raffiné, l'accord entre l'expérience et le calcul est satisfaisant.

## 4.6 Écoulement de type Couette

### 4.6.1 Introduction

La vitesse débitante de l'écoulement de type Couette est  $U_q = 2,424$  m/s. Le nombre de Reynolds  $Re_q$  vaut donc 4.800. La vitesse de paroi est de 5 m/s. Les vitesses de frottement pariétales supérieure et inférieure sont identiques et valent 0,116 m/s.

Comme on le verra, ce cas d'écoulement, qui est voisin d'un écoulement de Couette pur, est le seul à ne pas être totalement établi dès la station 4.

Les mesures sont comparées aux calculs par simulation directe effectués par LEE & KIM [41].

### 4.6.2 Présentation des résultats

L'évolution de la vitesse moyenne  $\bar{U}$  et de la corrélation  $\overline{u^2}$  de la station 1 à la station 5 est reproduite sur les figures 48 et 49.

$\bar{U}$  évolue continuellement sur toute la hauteur de veine de la station 1 à la station 4 puis ne varie plus (figure 48). Cette grandeur est en fait la seule, avec le gradient de pression, à être établie. Une augmentation de 3 % de la vitesse débitante aurait été nécessaire pour être en présence d'un écoulement de Couette pur.

On peut remarquer sur cette figure que l'effet du changement de condition à la frontière est extrêmement brutal (passage de la station 1 à 2). Le gradient de vitesse moyenne  $d\bar{U}/dy$  à proximité immédiate de la paroi mobile  $y$  est en effet très important.

A la dernière station (figure 26), le profil présente deux zones pariétales sensiblement symétriques représentant environ 20% de la hauteur totale du canal où le gradient de  $\bar{U}$  est élevé. Puis ce gradient chute rapidement vers une valeur beaucoup plus faible qui reste constante sur plus de la moitié du canal.

La corrélation  $\overline{u^2}$  s'établit dans ce cas également en deux temps (figure 49). De la station 1 à la station 3, le pic proche de la paroi en mouvement est fortement atténué et  $\overline{u^2}$  est sensiblement constante entre ce pic et le milieu du canal, c'est-à-dire pour  $y/h$  variant de 0,15 à 0,5. D'autre part, le niveau de  $\overline{u^2}$  évolue très peu dans la partie supérieure du canal. Il varie toutefois plus que dans les autres cas d'écoulement (figures 30 et 38).

Dans un deuxième temps, le niveau de  $\overline{u^2}$  croît sur toute la hauteur de canal de la station 3 à la dernière station de mesure, tandis que le pic pariétal inférieur se reforme jusqu'à atteindre une valeur très proche du pic initial de la station 1 (écoulement de Poiseuille pur). Cette corrélation n'est probablement pas établie car

d'une part, elle évolue encore entre les stations 4 et 5 et d'autre part, elle atteint sa valeur maximale en  $y/h = 0,1$ , tandis que dans les autres cas d'écoulement, le pic est atteint en  $y/h = 0,05$ . Le pic supérieur n'est que très peu perturbé.

La figure 50 présente la distribution des trois corrélations normales aux deux dernières stations. La figure 51 présente ces mêmes grandeurs dans la zone pariétale supérieure. Aucune ne semble établi, quelque soit la valeur de  $y/h$ , sauf dans la région pariétale supérieure pour  $\overline{u^2}$  et  $\overline{v^2}$ . L'évolution dans la partie inférieure du canal reste importante avec notamment une augmentation maximale de 30 % pour  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  et de 10% pour  $\overline{u^2}$ . L'anisotropie près des deux parois reste du même ordre de grandeur que celle de l'écoulement de Poiseuille avec des rapports  $\overline{u^2}/\overline{v^2}$  et  $\overline{u^2}/\overline{w^2}$  respectifs près des parois de l'ordre de 3 et 2,2. On peut également remarquer la constance de la corrélation  $\overline{v^2}$  dans la région centrale de l'écoulement et la très faible variation de  $\overline{w^2}$  dans cette même zone.

L'évolution du profil d'énergie turbulente entre les deux dernières stations est présentée sur la figure 55 dans la cadre de la comparaison avec les calculs de simulation directe.

Sur la figure 52 est reproduite la corrélation  $\overline{uv}$ . Elle montre un accroissement entre les stations 4 et 5 similaire à celui observé pour les corrélations normales. Le profil de la dernière station présente un plateau pour  $y/h$  variant de 0,3 à 0,65. La forme de ce profil est sensiblement identique à celle qui serait obtenue pour un écoulement de Couette pur.

La présence de deux pics dans les régions pariétales confirme que l'écoulement n'est pas complètement établi.

La quasi-symétrie de l'ensemble des corrélations mesurées (figures 50 et 52) montre que l'écoulement est très voisin d'un écoulement de Couette pur, ce que l'on avait déjà constaté sur le profil établi de  $\overline{U}$ .

### 4.6.3 Comparaison des résultats

Les différents profils mesurés sont comparés sur les figures 53 à 56 avec les calculs de simulation directe d'un écoulement de Couette pur réalisés par LEE & KIM [41]. Le nombre de Reynolds  $Re_q$  de l'écoulement calculé était de 6.000 (cf. §1.3.3).

Outre les présentes mesures et les calculs de LEE & KIM, on a également reporté sur la figure 53 les profils de  $\overline{U}$  mesuré par REICHARDT [22] et par EL TELBANY & REYNOLDS [11] pour des nombres de Reynolds  $Re_q$  respectifs de 2.900 et de 28.500. L'écoulement réalisé ici n'étant pas tout à fait un écoulement de Couette pur, la vitesse au centre du canal est légèrement inférieure à la demi-vitesse de paroi. Le profil de  $\overline{U}$  se trouve donc décalé dans sa partie centrale par rapport aux résultats des autres auteurs.

Si l'on fait abstraction de cet écart, on remarque que les mesures sont encadrées par celles de REICHARDT et par la simulation de LEE & KIM, elle-même proche des mesures de EL TELBANY & REYNOLDS. Le nombre de Reynolds de la simulation



est le plus voisin de celui de l'expérience. Cependant, les profils sont relativement éloignés. Au vu de ces résultats, il semble que la simulation surestime (en valeur absolue) le gradient de vitesse moyenne aux parois (en  $y/h = 0$  et  $y/h = 1$ ) et qu'elle le sous-estime au centre du canal ( $y/h = 0,5$ ).

Cette hypothèse est confirmée par l'évolution de  $\bar{U}$  en fonction du nombre de Reynolds mise en évidence par REICHARDT [22] pour trois cas d'écoulement de Couette pur ( $Re_q = 2.900, 18.000$  et  $34.000$ ). Il semble donc improbable qu'un profil de  $\bar{U}$  dont le nombre de Reynolds est de  $6.000$  soit aussi proche d'un profil obtenu à  $Re_q = 28.500$ . De plus, les mesures obtenues par REICHARDT ( $Re_q = 34.000$ ), EL TELBANY & REYNOLDS ( $Re_q = 28.500$ ) et ROBERTSON & JOHNSON [21] ( $Re_q = 33.000$ ) sont en bon accord, ce qui tend à valider l'expérience réalisée à Reynolds élevé par EL TELBANY & REYNOLDS. Les mesures réalisées ici s'intercalent donc logiquement entre celles de EL TELBANY & REYNOLDS et de REICHARDT.

On a comparé sur la figure 54 les trois corrélations normales calculées par LEE & KIM et mesurées dans le demi canal supérieur (côté paroi fixe pour les essais réalisés ici). A l'ordonnée correspondant au pic pariétal de la fluctuation turbulente longitudinale, c'est-à-dire en  $(h - y)^+ = 14$ , les niveaux des corrélations normales simulées sont inférieures aux mesures respectivement de 12%, 60% et 17% pour  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$ . Pour  $\overline{w^2}$  on a estimé que la valeur en  $(h - y)^+ = 14$  était sensiblement égale à la dernière valeur mesurée en  $(h - y)^+ = 19$ . De même, le pic de  $\overline{u^2}$  mesuré par AYDIN & LEUTHEUSSER [25] atteint une amplitude inférieure aux présentes mesures de 17%.

L'écart important observé sur  $\overline{v^2}$  est dû à la localisation du maximum en  $(h - y)^+ = 60$  pour la simulation alors que celui-ci est situé en  $(h - y)^+ = 45$  pour les mesures actuelles. Cette corrélation demeure sensiblement constante de cette ordonnée jusqu'au centre du canal. Un écart similaire avait déjà été observé lors de la confrontation de l'écoulement de type intermédiaire avec la simulation de RIDA & DANG [40], mais également lors de la comparaison de l'écoulement de Poiseuille avec les mesures réalisées par NIEDERSCHULTE & al. [16] et KREPLIN & ECKELMANN [15]. Ceci confirmerait l'influence non négligeable du gradient de vitesse moyenne sur la mesure de  $\overline{v^2}$ .

Le nombre de points de discrétisation utilisé par LEE & KIM [41] pour simuler l'écoulement de Couette est très élevé comme l'était celui de la simulation de l'écoulement de Poiseuille par KIM & al. [20]. De plus, la position du pic de  $\overline{v^2}$  est sensiblement la même que celle obtenue par ces derniers et par NIEDERSCHULTE & al. [16]. Ceci tendrait à valider la position des pics pariétaux supérieurs de  $\overline{v^2}$  obtenues par les simulations directes dont le nombre de points de maillage est élevé.

Dans la région centrale de l'écoulement, donc pour  $y^+ > 50$ , les profils de  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  sont en accord; par contre, le niveau de  $\overline{u^2}$  trouvé par LEE & KIM est inférieur de 16% à celui mesuré ici.

Tout comme pour la vitesse moyenne, les calculs des corrélations normales de LEE & KIM sont en accord avec les mesures effectuées par EL TELBANY & REYNOLDS

[12] bien que les nombres de Reynolds soient différents. LEE & KIM observent donc comme dans le cas des écoulements à grand nombre de Reynolds, un plateau dans la région centrale de l'écoulement pour les trois corrélations normales. La valeur de  $\sqrt{u^2}/u_\tau$  y est égale à 2,13. Cette valeur est légèrement supérieure à celle obtenue par AYDIN & LEUTHEUSSER [25] pour un nombre de Reynolds  $Re_q$  égal à 4.600 ( $\sqrt{u^2}/u_\tau = 2$ ). Dans les présentes mesures, cette corrélation évolue encore dans cette région entre les stations 4 et 5 (figure 50) et aucun plateau n'est encore clairement décelable, bien que  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$  soient constantes sur une grande partie de la hauteur de canal. La valeur de  $\sqrt{u^2}/u_\tau$  mesurée au centre du canal à la dernière station est égale à 1,83.

Dans la mesure où l'écoulement n'est pas totalement établi à la dernière station, une conclusion quant à l'existence de cette zone reste difficile.

Les constatations concernant les corrélations normales sont confirmées par le profil d'énergie turbulente (figure 55). L'écoulement n'étant pas établi, outre le profil calculé par LEE & KIM, on a représenté sur cette figure les profils relevés aux stations 4 et 5. A la dernière station de sondage, les pics d'énergie simulés sont très nettement inférieurs à ceux de l'expérience. Dans la région pariétale supérieure,  $k$  semble établi et l'écart avec les calculs est de 25%. Par contre, en zone centrale cette disparité est inversée avec un niveau minimum pour la simulation supérieur de 17% à celui de la présente étude. Le rapport des niveaux d'énergie turbulente  $k$  des pics sur les niveaux relevés au centre est d'environ 2 pour l'expérience considérée alors qu'il n'est que de 1,4 pour la simulation directe. L'expérience conclut donc dans l'état actuel de l'établissement des profils à un écoulement beaucoup moins homogène.

Sur la figure 56, on constate que les deux profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  sont assez proches. Les zones de variation rapide localisées près des parois sont très semblables. Les divergences visibles dans le reste de l'écoulement et notamment la présence de deux pics pariétaux dissymétriques, confirment que l'écoulement réalisé n'est pas complètement établi.

## 4.7 Discussion

### 4.7.1 Comparaison des différents essais

Les profils d'énergie turbulente  $k$  des trois cas d'écoulement de Couette avec gradient de pression et de l'écoulement de Poiseuille pur sont comparés sur la figure 57. Cette grandeur caractéristique de l'agitation turbulente n'est pas complètement établie dans le cas de l'écoulement de type Couette. On présente cependant le profil à la station 5.

Les valeurs maximales des pics d'énergie de la partie supérieure du canal, adimensionnées par  $u_{\tau_2}^2$ , sont estimées respectivement à 5,4 pour l'écoulement de Poiseuille pur, 6,2 pour celui de type Poiseuille, 5,7 pour celui de type intermédiaire et 7 pour celui de type Couette. L'écart entre ces valeurs est relativement faible (inférieur à

13%) hormis pour l'écoulement de type Couette. Pour ce cas d'écoulement, on a vu que la valeur de  $u_{\tau_2}$  déterminée à l'aide de la 3<sup>ème</sup> méthode était probablement sous-estimée. Le niveau du pic serait donc surestimé.

**Remarque :** Si une correction est apportée au calcul de la vitesse de frottement pariétale supérieure  $u_{\tau_2}$  de sorte que les régions pleinement turbulentes des écoulements de Couette-Poiseuille vérifient la loi logarithmique trouvée pour l'écoulement de Poiseuille pur (cf §4.2), les nouvelles valeurs des niveaux de pics d'énergie deviennent, dans l'ordre précédemment défini, 5,4, 6,2, 6,3 et 6,2. Cette valeur est donc sensiblement la même pour tous les écoulements de Couette-Poiseuille et est supérieure de 14 % à celle obtenue pour l'écoulement de Poiseuille pur. L'influence de la mise en mouvement de la bande sur ce pic serait donc très faible dans cette région proche de la paroi supérieure et ne serait pas fonction de  $V_b$ .

Dans le reste de l'écoulement, la modification de la forme de  $k$  est très importante selon le type d'écoulement créé. Le pic d'énergie de la paroi inférieure dans l'écoulement de Poiseuille pur est presque entièrement supprimé pour l'écoulement de type Poiseuille et l'est totalement pour l'écoulement de type intermédiaire. Le faible niveau de  $k$  relevé dans le demi-canal inférieur pour ces deux cas d'écoulement montre que la production d'énergie turbulente  $-\overline{uv}d\overline{U}/dy$  y est très faible. Dans le cas de l'écoulement de type intermédiaire, l'évolution de  $k$  est sensiblement linéaire pour  $y/h$  variant de 0,1 à 0,7. Dans le cas d'un écoulement de type Couette, on constate de nouveau l'apparition d'un pic d'énergie à proximité de la paroi mobile. L'amplitude en est plus élevée que celle relevée près de la paroi fixe, ce qui est en accord avec le fait que la vitesse débitante soit un peu faible pour être en présence d'un écoulement de Couette pur.

Il est également important de noter la différence entre le niveau de  $k$  au centre du canal d'un écoulement de Poiseuille pur et celui d'un écoulement proche d'un Couette pur.  $k/u_{\tau_2}^2$  vaut 0,78 dans le premier cas et 2,9 dans le second. LEE & KIM avaient déjà fait la même constatation en comparant leurs calculs de corrélations normales (Couette pur) à ceux de KIM & al. (Poiseuille pur). Cette remarque s'applique également aux essais de EL TELBANY & REYNOLDS [12] pour qui les valeurs de  $k/u_{\tau_2}^2$  valent respectivement 1,2 et 2,6 pour les deux cas d'écoulement précités. Ce phénomène s'explique par l'existence d'un taux de production d'énergie turbulente constant dans la région centrale du canal dans le cas d'un écoulement cisailé pur alors que cette même grandeur s'annule au centre du canal pour un écoulement uniquement induit par un gradient de pression.

Dans la mesure où aucun écoulement de type Couette proche d'un écoulement de type intermédiaire n'a été réalisé, la figure 57 ne permet pas de conclusion définitive quant à l'existence éventuelle d'une diminution brutale du niveau d'énergie cinétique turbulente lors du passage d'un écoulement de type Poiseuille à un écoulement de type Couette (figure 5), comme il a été constaté par EL TELBANY & REYNOLDS [12]. On peut toutefois remarquer que lorsqu'on passe de l'écoulement de Poiseuille pur à l'écoulement proche d'un Couette pur en passant respectivement par les écoulements de type Poiseuille et de type intermédiaire réalisés ici, le niveau de

$k$  augmente à chaque fois. Il semble donc difficile d'imaginer une chute brutale de cette grandeur lorsque l'écoulement devient de type Couette.

### 4.7.2 Etablissement des écoulements

On a pu constater dans chaque cas d'écoulement étudié un établissement très particulier de la fluctuation longitudinale de vitesse. Elle s'effectue en deux temps distincts quel que soit le rapport  $V_b/U_q$ .

Tout d'abord, on note une atténuation presque totale du pic de  $\overline{u^2}$  se trouvant à proximité de la paroi mobile sans aucune modification de cette corrélation dans le demi canal supérieur. Ensuite, le niveau global s'accroît sur la majeure partie de la hauteur du canal avec apparition d'un nouveau pic pariétal inférieur dans le cas de l'écoulement de type Couette. Lorsque l'on passe d'un stade à l'autre, on peut observer que  $\overline{u^2}$  est constante pour  $y/h$  variant d'environ 0,25 au centre du canal. La valeur de cette corrélation  $y$  est sensiblement égale au minimum relevé au centre de l'écoulement de Poiseuille pur ( $\sqrt{\overline{u^2}}/u_{\tau_2} \simeq 0,5$ ).

### 4.7.3 Validation des simulations directes

Comme on a pu le voir au chapitre 3, la simulation d'un écoulement de Poiseuille réalisé par DANG & DESCHAMPS [39] est en bon accord avec l'expérience puisque les calculs de ces auteurs sont conformes aux mesures de KREPLIN & ECKELMANN [15] et aux présentes mesures.

Aucune simulation directe d'écoulement de type Poiseuille n'existe à l'heure actuelle dans la littérature.

L'écoulement de type intermédiaire simulé par RIDA & DANG [40] est globalement en bon accord avec le cas d'expérience le plus proche de la condition de gradient de vitesse nulle à la paroi mobile. Seuls les profils de  $\overline{v^2}$  et de  $\overline{w^2}$  présentent des écarts notables. Ces écarts sont vraisemblablement imputables à la fois à l'effet des parois sur les sondes à fils croisés pour ce qui concerne le niveau et les différences de position des pics (pour  $\overline{v^2}$ ) et à la convergence statistique des calculs pour les défauts de forme des profils de  $\overline{w^2}$  et de  $\overline{uv}$ .

Dans le cas de l'écoulement de type Couette, la similitude entre l'expérience et la simulation de LEE & KIM [41] est nettement moins probante. Les profils calculés sont en effet beaucoup plus semblables à ceux mesurés pour un nombre de Reynolds environ cinq fois plus grand par EL TELBANY & REYNOLDS [11] [12].

La principale différence entre la simulation de l'écoulement de Couette pur réalisée par LEE & KIM [41] et celles de l'écoulement de Poiseuille pur et de type intermédiaire effectuées respectivement par DANG & DESCHAMPS [39] et par RIDA & DANG [40] réside dans la méthode employée. Les premiers ont utilisé une méthode spectrale alors que les deux autres cas d'écoulement ont été calculés par une méthode de différences finies d'ordre élevé. Cependant, KIM & al. [20] qui ont utilisé la même

méthode que LEE & KIM semblent obtenir des résultats très proches de ceux de DANG & DESCHAMPS pour un écoulement de Poiseuille pur établi.

#### 4.7.4 Influence du nombre de Reynolds

La gamme de nombres de Reynolds des écoulements réalisés par EL TELBANY & REYNOLDS [10], [11], [12] étant fortement différente de celle de la présente étude, une comparaison directe des résultats est évidemment hors de propos. Une confrontation paraît cependant possible, moyennant certaines précautions, et permet de proposer des réponses à certaines des questions soulevées par MONNIER [1] puis par VANHEE [2] concernant les résultats de EL TELBANY & REYNOLDS (cf. §1.3.2).

Une étude des différentes grandeurs décrivant les écoulements de Couette-Poiseuille montre que si l'écoulement est établi, la vitesse en un point du canal est fonction du nombre de Reynolds  $Re_q$ , de la position  $y/h$  de ce point mais également du rapport  $V_b/U_q$ . L'étude de l'influence du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse moyenne  $\bar{U}$ , d'énergie turbulente  $k$  et de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  impose donc la conservation de  $V_b/U_q$  entre les présentes expériences et les essais de EL TELBANY & REYNOLDS [10] à [12].

Le tableau 3 compare les nombres de Reynolds et les rapports  $V_b/U_q$  des essais sélectionnés pour les deux études. L'écoulement de Poiseuille pur (cas 1) est confronté à l'essai numéroté 15 de EL TELBANY & REYNOLDS dans les références [11] et [12]. De même, les écoulements de type intermédiaire (cas 3) et de type Couette (cas 4) sont respectivement comparés aux essais 7 et 1 de ces mêmes auteurs. Dans le cas de l'écoulement de type Poiseuille (cas 2), les rapports  $V_b/U_q$  de ces auteurs sont assez éloignés. Ce cas a donc été comparé aux deux essais les plus proches disponibles : l'essai 11 et l'essai 12.

Afin d'améliorer la lisibilité des figures, les différents profils mesurés par EL TELBANY & REYNOLDS ont été matérialisés par des lignes continues (essais 1, 7, 12 et 15) ou discontinue (essai 11).

La comparaison des profils de vitesse moyenne de l'écoulement de Poiseuille (cas 1) et de celui obtenu par EL TELBANY & REYNOLDS (essai n°15) n'apporte aucune information supplémentaire par rapport à la confrontation entre les essais de ces derniers et ceux de ECKELMANN [14] effectuée au chapitre 1 sur la figure 4. Ces grandeurs ne sont donc pas reproduites ici. L'augmentation du nombre de Reynolds a pour effet un aplatissement du profil de vitesse moyenne dans la région centrale de l'écoulement et un "gonflement" dans les zones pariétales (accroissement du gradient de  $\bar{U}$  donc de  $u_\tau$ ). Le profil de  $\bar{U}$  tend @ à s'uniformiser sur la hauteur du canal quand  $Re_q$  augmente.

Les profils de  $\bar{U}$ , adimensionnés par la vitesse de la paroi mobile, sont présentés sur la figure 58 pour les cas 2, 3 et 4 étudiés ici comparés aux essais n°12, 11, 7 et 1 de EL TELBANY & REYNOLDS. La première remarque importante concerne le cas 3. Dans le cadre des expériences réalisées ici, cet écoulement de type intermédiaire se

trouve être légèrement de type Poiseuille. Par contre, pour un même rapport  $V_b/U_q$ , l'essai correspondant de EL TELBANY & REYNOLDS est un écoulement de type Couette (essai 7). Ceci démontre l'influence notable du nombre de Reynolds sur le type de profil rencontré et peut s'expliquer par l'augmentation du débit dans la partie supérieure du canal qui est compensée par un déficit dans la partie inférieure. Le gradient de vitesse moyenne diminue donc avec  $Re_q$  au centre du canal et il apparaît un point d'inflexion à proximité de la paroi mobile.

Si l'on considère la région centrale de l'écoulement, lorsque le rapport  $V_b/U_q$  diminue, la forme du profil devient beaucoup plus sensible au nombre de Reynolds. En effet, la pente du profil de  $\bar{U}$  du cas 4 est très voisine de celle de l'essai 1 de EL TELBANY & REYNOLDS. Puis l'écart s'amplifie quand  $V_b/U_q$  décroît, c'est-à-dire lorsque l'on passe d'un écoulement de Couette à un écoulement de Poiseuille (cas 4 à 1).

Par contre, dans les régions pariétales l'influence du nombre de Reynolds reste très marquée quelque soit le rapport  $V_b/U_q$  sauf lorsque le gradient de vitesse moyenne à la paroi est faible. Dans ce cas, les résultats sont relativement indépendants de  $Re_q$ . En effet, si l'on imagine un profil de vitesse moyenne intermédiaire entre les essais 11 et 12 de EL TELBANY & REYNOLDS, celui-ci semble être proche du profil du cas 2 présenté ici dans la partie inférieure du canal ( $y/h < 0,2$ ). Les différences importantes observées près de la paroi basse pour les cas 1 et 4 et près de la paroi fixe pour tous les cas confirment que le gradient de vitesse moyenne près des parois augmente avec le nombre de Reynolds.

Une conséquence immédiate de cette modification de la forme de  $\bar{U}$  est la variation avec le nombre de Reynolds de l'ordonnée pour laquelle la vitesse est maximale dans les écoulements de type Poiseuille. Le point où  $d\bar{U}/dy = 0$  s'éloigne en effet de la paroi mobile lorsque  $Re_q$  augmente. Or l'ordonnée à laquelle s'annule  $\bar{uv}$  ne dépend pas a priori du nombre de Reynolds comme le confirme les profils de  $\bar{uv}$  présentés sur la figure 59. Cette constatation semble donc appuyer l'hypothèse émise au §4.4, à savoir l'existence et l'accroissement de l'étendue de la zone de production négative avec le nombre de Reynolds pour les écoulements de type Poiseuille. Cependant, son existence n'ayant pas été mise en évidence pour le cas 3, il est impossible d'affirmer que cette région s'étend lorsque  $V_b/U_q$  croît comme cela était le cas pour les essais de EL TELBANY & REYNOLDS.

La figure 59 présente les profils de  $\bar{uv}/u_{\tau_2}^2$  pour les neuf cas d'écoulement précités. Les profils de EL TELBANY & REYNOLDS ont été remplacés par des droites afin de clarifier la figure.

On constate que le niveau maximum de la corrélation à proximité de la paroi fixe est très peu influencé par la mise en mouvement de la paroi mobile.

Pour les présents essais, les pics de la corrélation sont situés à environ  $0,1h$ . Les valeurs de  $y^+$  correspondantes sont comprises entre 16 et 30. Les premiers points de mesure de EL TELBANY & REYNOLDS sont situés en  $0,05h$ , ce qui correspond à des valeurs de  $y^+$  supérieures à 150. Les résultats obtenus par ces auteurs ne mettent pas en évidence de pic pariétal. La comparaison semble donc indiquer que le pic de  $\bar{uv}$  se rapproche de la paroi quand le nombre de Reynolds augmente.

Pour les cas 1 et 4, les parties linéaires des profils sont en bon accord. Par contre on constate des écarts pour les cas 2 et 3 : la pente du profil de  $\overline{uv}$  du cas 3 est légèrement supérieure à celle de l'essai 7. De même, le profil du cas 2 n'est pas encadré par les essais 11 et 12 de EL TELBANY & REYNOLDS. Le profil de l'essai 12 est cependant très proche de celui du cas 2 réalisé ici.

Ces différences ne peuvent pas être attribuées à l'utilisation de la vitesse de frottement supérieure comme paramètre d'adimensionnement. En effet,  $u_{\tau_2}/U_q$  est une fonction de  $Re_q$  et de  $V_b/U_q$  tout comme  $\overline{uv}/U_q^2$ . Le rapport  $\overline{uv}/u_{\tau_2}^2$  est donc également une fonction de ces paramètres et de  $y/h$ . La condition de similitude sur  $V_b/U_q$  étant vérifiée, les écarts constatés sur la figure pour une ordonnée fixée correspondent bien à un effet du nombre de Reynolds ou à des erreurs de mesure. Les écarts constatés s'accordent logiquement avec les constatations faites un peu plus haut sur la forme du profil de vitesse moyenne près des parois.

Les figures 60a et 60b présentent les profils d'énergie cinétique turbulente  $k$ .

Les niveaux d'énergie maximum relevés près de la paroi supérieure pour les quatre cas sont très nettement supérieurs aux plus grandes valeurs mesurées par EL TELBANY & REYNOLDS. Le nombre de Reynolds de leurs expériences étant élevés, ces valeurs ne correspondent sans doute pas aux pics de  $k$ . En effet, dans le cas des essais de EL TELBANY & REYNOLDS, les points de mesures de  $k$  les plus proches de la paroi sont situés en  $y^+ = 150$ . Cette valeur est supérieure d'un ordre de grandeur à la distance obtenue pour les pics de  $k$  ( $y^+ = 16$  pour l'écoulement de Poiseuille) dans les écoulements à faible nombre de Reynolds. De plus on sait que les mesures à  $Re_q = 5.000$  sont surestimées dans cette région. L'influence du nombre de Reynolds sur la position et le niveau des pics d'énergie n'est donc pas quantifiable dans le cadre de cette comparaison.

Pour les écoulements de type Poiseuille (cas 1 et 2), dans la région du maximum de vitesse moyenne, le niveau de  $k$  augmente nettement avec le nombre de Reynolds ( $\simeq +55\%$  pour l'écoulement de Poiseuille pur et de  $\simeq +150\%$  pour l'écoulement de type Poiseuille). Etant donnée la faiblesse du niveau d'énergie dans cette zone, les écarts sont toutefois à relativiser.

Cette tendance est inversée pour les écoulements de type Couette et intermédiaire (cas 3 et 4) dans la zone de gradient de vitesse moyenne constante ( $\simeq -25\%$  dans les deux cas), or  $\overline{uv}$  et  $d\overline{U}/dy$  ne sont pratiquement pas influencées.

On a constaté au chapitre 1 que  $k/u_{\tau}^2$  ne semblait pas dépendre du nombre de Reynolds dans le cas d'un écoulement de Poiseuille (seuls les résultats de EL TELBANY & REYNOLDS s'écartaient des présents essais et de ceux de Clark). De même la corrélation  $\overline{u^2}/u_{\tau}^2$  (qui représente la principale contribution de  $k$ ) semble indépendante de ce paramètre dans le cas d'un écoulement de Couette pur (cf. §1.3.1). Par extension, on peut donc supposer que ceci reste vrai pour tout écoulement de Couette-Poiseuille. Les présents résultats semblent donc indiquer que les niveaux d'énergie des essais 1 à 9 (type Couette) de EL TELBANY & REYNOLDS sont sous-estimés alors que ceux des essais 10 à 15 (type Poiseuille) sont surestimés.

Pour ce deuxième type d'écoulement, la turbulence résiduelle de la grille que ces auteurs ont placée à l'entrée de leur veine d'essai peut en être la cause. Par contre, rien n'explique à priori le faible niveau de  $k$  qu'ils ont mesuré dans les cas d'écoulement de type Couette.

Les modèles utilisés par MONNIER [1] et VANHEE [2] avaient montrés les mêmes écarts. Il semble donc que les profils de  $k$  obtenus par ces auteurs soit plus proches de la réalité que ceux des essais de EL TELBANY & REYNOLDS.

Il est possible de corriger les profils d'énergie des essais 9 et 10 de EL TELBANY & REYNOLDS présentés au chapitre 1 sur la figure 7. Une augmentation du niveau global de  $k/u_7^2$  de 14% pour l'écoulement de type Couette (essai 9) et une diminution identique de ce niveau pour l'écoulement de type Poiseuille (essai 10) permet de superposer les profils de la figure 7. On aboutit dans ce cas à une augmentation logique et régulière du niveau de  $k$  lorsque l'écoulement évolue d'un écoulement de Poiseuille pur à un écoulement de Couette pur, et ce en accord avec la modélisation.



## Chapitre 5

### Conclusion

Le nombre de Reynolds  $Re_q$ , basé sur la hauteur du canal et la vitesse débitante, accessible à la simulation directe pour les écoulements de Couette-Poiseuille est de l'ordre de 5.000. Il est donc apparu nécessaire de réaliser des mesures des diverses caractéristiques de la turbulence de ces écoulements à des nombres de Reynolds faibles dans le principal dessein de valider les simulations. On a donc mis au point une installation et réalisé une série d'expériences dont le nombre de Reynolds  $Re_q$  est proche de 5.000. Il est à noter que les seules expériences existantes pour ce type d'écoulement ont été réalisées par EL TELBANY & REYNOLDS [10] à [13] pour des nombres de Reynolds variant de 28.500 à 99.500.

L'installation décrite au chapitre 2 a été qualifiée en détail (chapitre 3). Elle permet de réaliser des écoulements de Poiseuille purs et des écoulements de Couette-Poiseuille par une combinaison appropriée de la vitesse de la paroi mobile et de la vitesse débitante. Dans cette installation, le nombre de Reynolds  $Re_q$  peut varier en principe de 4.000 à 60.000, mais l'influence des vibrations de la bande et l'établissement de l'écoulement restent encore à vérifier aux vitesses de paroi les plus élevées. Cette gamme de nombres de Reynolds permettra alors de faire le lien entre les écoulements accessibles à la simulation directe et les écoulements à grand Reynolds que l'on rencontre fréquemment dans l'industrie. De plus, l'obtention des différentes grandeurs turbulentes pour les nombres de Reynolds plus élevés permettra de tester différents modèles de turbulence.

La géométrie du canal ainsi que l'absence d'influence des vibrations de la paroi mobile sur les mesures ont été contrôlées. L'établissement du gradient de pression, de la vitesse moyenne et des différentes corrélations du tenseur de Reynolds a été vérifié pour un écoulement de Poiseuille dont le nombre de Reynolds  $Re_q$  est de 5.100. Toutes les grandeurs sont établies dès la station située à l'entrée du canal à paroi mobile.

La confrontation des mesures avec des résultats d'expériences et de simulations numériques directes ont mis en évidence des écarts quant à la position et au niveau des pics pariétaux des corrélations normales  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$ . Les présentes mesures semblent surestimer le niveau de ces pics et les localiser trop près des parois. L'analyse à conduit à imputer ces écarts à l'influence de la taille des sondes sur les mesures

effectuées à proximité des parois.

Trois cas particuliers d'écoulement de Couette-Poiseuille ont été réalisés dans le cadre de ce mémoire :

- un écoulement de type Poiseuille,
- un écoulement de type intermédiaire, choisi de manière à pouvoir être confronté aux simulations directes de RIDA & DANG [40],
- un écoulement de type Couette proche d'un écoulement de Couette pur.

Seul le dernier cas d'écoulement n'est pas totalement établi. Les nombres de Reynolds  $Re_q$  des écoulements étudiés sont voisins de 5.000.

Pour chaque cas, des mesures de la vitesse moyenne  $\overline{U}$ , des trois corrélations normales du tenseur de Reynolds  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$  ainsi que de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  ont été réalisées en différentes stations. Des spectres d'énergie unidimensionnels pour la fluctuation longitudinale de vitesse ont également été enregistrés au centre du canal et à proximité des deux parois.

La faiblesse du nombre de Reynolds des écoulements se traduit par l'absence de domaine inertiel (gamme de nombres d'ondes pour laquelle l'énergie évolue suivant une loi en  $k^{-5/3}$ ) sur l'ensemble des spectres.

De même, aucune partie des spectres ne semble vérifier la loi en  $k^{-1}$  caractéristique de la production. Ceci a également été attribué à l'ordre de grandeur du nombre de Reynolds.

Dans le cas de l'écoulement de type Poiseuille, on a montré l'existence d'une petite zone où la production d'énergie turbulente  $-\overline{uv}d\overline{U}/dy$  est négative. D'après les mesures de EL TELBANY & REYNOLDS [11] [12], l'étendue de cette zone doit augmenter avec le nombre de Reynolds. Les présentes mesures n'ont pas pu être confrontées à d'autres résultats, faute d'expérience ou de calcul réalisés à un nombre de Reynolds comparable.

Pour ce qui concerne l'écoulement de type intermédiaire, la condition à la frontière s'est avérée difficile à réaliser avec précision et a nécessité un réglage dont l'influence sur les profils de vitesse moyenne  $\overline{U}$  et de la corrélation normale  $\overline{u^2}$  a été quantifiée.

Les profils de  $\overline{U}$ ,  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$ ,  $\overline{w^2}$  et de  $\overline{uv}$  ont été comparés avec les calculs de simulation directe obtenus par RIDA & DANG [40]. L'accord est satisfaisant pour le profil de vitesse moyenne, ainsi que pour les corrélations  $\overline{u^2}$  et  $\overline{uv}$ . Les écarts observés sont probablement dus à une petite différence de condition à la limite sur la paroi mobile.

Des différences notables apparaissent par contre pour les corrélations  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$ . Ces écarts ne peuvent être imputés aux différences de conditions aux frontières ou à la précision des mesures. Bien que le nombre de points de maillage utilisé par la simulation soit faible, la cause en est probablement encore l'influence de la paroi sur les mesures réalisées à l'aide des sondes à deux fils.

L'écoulement de type Couette est très proche d'un écoulement de Couette pur ( $V_b/U_q = 2,06$ ). Seul le profil de vitesse moyenne est établi à la station 4. Toutes

les autres grandeurs évoluent encore entre les deux dernières stations de sondages sur la presque totalité de la hauteur du canal.

Cet écoulement a été comparé aux résultats de simulation directe obtenus par LEE & KIM [41]. Les profils de  $\overline{U}$  sont relativement différents. Les présentes mesures sont logiquement encadrées par celles de REICHARDT [23] ( $Re_q = 2.900$ ) et de EL TELBANY & REYNOLDS [13] ( $Re_q = 28.500$ ). Par contre, le profil calculé ( $Re_q = 6.000$ ) est lui très voisin de celui mesuré par EL TELBANY & REYNOLDS, bien que les nombres de Reynolds des deux études soient notablement différents.

Les profils de la corrélation  $\overline{u^2}$  sont également différents. La simulation prédit un niveau plus faible du pic proche de la paroi fixe que les présentes mesures. Cet écart ne peut pas être imputé au non-établissement car dans cette région, les profils n'évoluent plus entre les deux dernières stations. Par contre, cette cause est peut-être à l'origine de l'écart relevé au centre du canal.

Les autres corrélations normales sont en très bon accord dans la partie centrale du canal. Dans les régions pariétales, on a cependant noté de nouveau l'influence importante du gradient de vitesse moyenne sur les mesures des sondes à fils croisés. L'effet sur les pics pariétaux de ces corrélations est sensiblement le même que celui déjà observé dans le cas de l'écoulement de Poiseuille pur ou de type intermédiaire.

La comparaison des profils d'énergie turbulente pour les différents cas d'essai a montré une nette augmentation de cette grandeur dans la région centrale du canal lorsqu'on passe d'un écoulement de Poiseuille pur ( $k/u_{\tau_2}^2 = 0,78$ ) à un écoulement de Couette presque pur ( $k/u_{\tau_2}^2 = 2,9$ ).

Dans chaque cas d'écoulement, on a remarqué un établissement en deux temps de la corrélation  $\overline{u^2}$  lorsque l'on passe d'un écoulement de Poiseuille pur (station 1) à un écoulement de Couette-Poiseuille (station 5) : le profil reste inchangé dans le demi-canal supérieur jusqu'à ce que le pic pariétal inférieur soit totalement absorbé. Puis  $\overline{u^2}$  augmente dans la partie centrale du canal. Le pic de  $k$  proche de la paroi fixe n'est que très peu affecté.

Les présentes mesures semblent valider les simulations directes d'écoulement de Poiseuille de KIM & al. [20] et de DANG & DESCHAMPS [39] et d'écoulement de type intermédiaire de RIDA & DANG [40]. Le principal désaccord concerne la position et le niveau des pics pariétaux des corrélations  $\overline{v^2}$  et  $\overline{w^2}$ . Il semble que la taille des sondes utilisées dans la présente étude soit trop importante. L'utilisation de sondes de taille moitiée (réalisables techniquement) permettrait de mettre en évidence et de quantifier ce phénomène.

L'accord entre l'expérience et la simulation directe d'un écoulement de Couette pur effectuée par LEE & KIM [41] est par contre moins bon en ce qui concerne le profil de vitesse moyenne.

L'influence importante du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse moyenne a été mise en évidence dans le cas des écoulements de Poiseuille et de Couette purs. Par contre ce paramètre ne semble pas avoir d'effet sur les profils d'énergie turbulente

lorsque ceux-ci sont adimensionnés par la vitesse de frottement pariétale et tracés en fonction de  $y^+$ .

Afin de quantifier l'influence du nombre de Reynolds sur ces écoulements, une comparaison entre quelques essais réalisés par EL TELBANY & REYNOLDS [11] [12] et les présentes mesures a été effectuée. Les essais ont été confrontés en essayant d'approcher au mieux la conservation du paramètre de similitude  $V_b/U_q$ .

L'influence du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse moyenne a de nouveau été mise en évidence. Elle semble augmenter lorsque  $V_b/U_q$  décroît.

La partie linéaire des profils de  $\overline{uv}$  n'est pas modifiée par un accroissement de  $Re_q$  lorsque l'écoulement est symétrique (Poiseuille et Couette purs). Par contre, dans les autres cas, on note une légère diminution de la pente du profil ( $d\overline{uv}/dy$ ) quand  $Re_q$  augmente.

Le nombre de Reynolds ne semble pas influencer les niveaux de  $k/u_\tau^2$  des écoulements de Poiseuille et de Couette purs. Si l'on considère qu'il en est de même pour les écoulements de Couette-Poiseuille, on en conclut que les profils d'énergie obtenus par EL TELBANY & REYNOLDS pour les écoulements de Poiseuille pur et de type Poiseuille sont globalement surestimés. Par contre,  $k/u_\tau^2$  serait sous-estimée dans le cas des écoulements de type Couette et de Couette pur. Ces écarts ont été en partie attribués à un résidu de turbulence d'une grille que EL TELBANY & REYNOLDS ont placé à la sortie de leur convergent.

La faible influence du nombre de Reynolds sur les grandeurs turbulentes (tracées en coordonnées de paroi) signifie qu'une prédiction par simulation directe d'écoulements à faible nombre de Reynolds peut être extrapolé à des écoulements à nombre de Reynolds élevé. Ce résultat, très intéressant du point de vue du domaine de validité des simulations directes, demande à être confirmé.

La comparaison des différents modèles du premier et du second ordre adaptés par MONNIER [1] et VANHEE [2] avec les essais de EL TELBANY & REYNOLDS avaient abouti aux mêmes types d'écarts pour  $k$  que ceux qui ont été relevé dans les présentes confrontations. Afin de confirmer les doutes émis sur les résultats expérimentaux de EL TELBANY & REYNOLDS et de faire le lien entre les écoulements dont le nombre de Reynolds est accessible à la simulation directe et les modélisations, il paraît important d'utiliser dans l'avenir les possibilités qu'offre l'installation mise au point ici, pour augmenter le nombre de Reynolds des essais.

La mise en cause des mesures de EL TELBANY & REYNOLDS remet en question l'existence d'un saut d'énergie turbulente lors du passage d'un écoulement de type Poiseuille à un écoulement de type Couette. La caractérisation d'un écoulement de type Couette proche d'un écoulement de type intermédiaire à un nombre de Reynolds  $Re_q$  de 5.000 permettrait de lever ce doute, tout au moins à ce nombre de Reynolds.

La réalisation d'un écoulement de Couette pur établi pour un nombre de Reynolds identique est également envisageable. Elle requiert cependant un aménagement de l'installation d'essais. L'établissement ne peut être obtenu que par l'augmentation

du rapport  $x/h$ . Etant donné la taille des sondes utilisées actuellement, la réduction de la hauteur de veine est inenvisageable. Par contre, l'allongement de la paroi mobile est réalisable techniquement.

L'utilisation de sondes à deux fils de taille inférieure permettrait de plus de réduire l'influence de la paroi sur les mesures des corrélations normales et croisées.

Enfin, la conception de l'installation réalisée permet également d'envisager une extension de son champ d'application. Le patin de glissement étant refroidi par une circulation d'eau, il est possible de réguler sa température et donc d'ajuster celle de la paroi mobile. Ceci permettrait d'étudier les écoulements considérés en présence de transferts thermiques notables.

## Références bibliographiques

- [1] J.C. Monnier. *Hydrodynamique des écoulements turbulents dans les cellules d'électrodéposition*. Thèse de doctorat, n° 358, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres et Artois, Villeneuve d'Ascq, Mai 1989.
- [2] L. Vanhée. *Contribution à l'étude du comportement hydrodynamique des cellules d'électrodéposition*. Thèse de doctorat, n° 814, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres et Artois, Villeneuve d'Ascq, Novembre 1991.
- [3] V.N. Constantinescu. *On turbulent lubrication*. Proc. Instn. Engrs., vol. 173, n° 38, pp. 881-900d, 1959.
- [4] V.N. Constantinescu, S. Galetuse. *On the possibilities of using universal velocity laws for the study of turbulent lubrication*. Rev. Roum. Sci. Techn. Mec. Appli., vol.12, n° 4, pp. 831-852, 1967.
- [5] J. Laufer. *Some recent measurements in a two-dimensional turbulent channel*. Journal of Aeronautical Science, vol. 17, n° 5, pp.277-287, 1950.
- [6] J. Laufer. *Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel*. NACA Report n° 1053, 1951.
- [7] G. Comte-Bellot. *Ecoulement turbulent entre deux parois parallèles*. Publications Scientifiques du Ministère de l'Air, n° 419, 1965.
- [8] J.A. Clark. *A study of incompressible turbulent boundary layers in channel flow*. Journal of Basic Engineering, ASME, vol. 90, pp. 455-468, 1968.
- [9] A.K.M.F. Hussain, W.C. Reynolds. *Measurements in fully developed turbulent channel flow*. Journal of Fluids Engineering, vol. 97, pp. 568-580, December 1975.
- [10] M.M.M. El Telbany. *Generalized turbulent channel flow*. Thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy in the Mechanical Engineering Department, Brunel University, October 1980.
- [11] M.M.M. El Telbany, A.J. Reynolds. *Velocity distributions in plane turbulent channel flows*. Journal of Fluid Mechanics, vol.100, part 1, pp. 1-29, 1980.
- [12] M.M.M. El Telbany, A.J. Reynolds. *Turbulence in plane channel flows*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 111, pp. 283-318, 1981.

- [13] M.M.M. El Telbany, A.J. Reynolds. *The structure of turbulent plane Couette Flow*. Journal of Fluids Engineering ASME, vol. 104, pp. 367-372, 1982.
- [14] H. Eckelmann *The structure of the viscous sublayer and the adjacent wall region in a turbulent channel flow*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 65, part 3, pp. 439-459, 1974.
- [15] H.P. Kreplin, H. Eckelmann *Behavior of the three fluctuating velocity components in the wall region of a turbulent channel flow*. Physic of Fluids, vol. 22, n° 7, pp.1233-1239, July 1979.
- [16] M.A. Niederschulte, R.J. Adrian and T.J. Hanratty. *Measurements of turbulent flow in a channel at low Reynolds numbers*. Experiments in Fluids, vol. 9, pp. 222-230, 1990.
- [17] Z.C. Liu, C.C. Landreth, R.J. Adrian and T.J. Hanratty. *High resolution measurement of turbulent structure in a channel with particle image velocimetry*. Experiments in Fluids, vol. 10, pp. 301-312, 1991.
- [18] P.S. Klebanoff. *Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient*. NACA, Report n° 2454, 1953.
- [19] M.A. Niederschulte. *Turbulent flow through a rectangular channel*. Ph. D. thesis, University of Illinois, Urbana, 1989.
- [20] J. Kim. P. Moin and R. Moser. *Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number*. Journal of Fluid Mechanics, vol. 177, pp. 133-166, 1987.
- [21] J.M. Robertson, H.F. Johnson. *Turbulence structure in plane Couette flow*. Journal of Engineering Mech. Division, vol. 96 EM6, pp. 1171-1182, 1970.
- [22] H.O. Reichardt. *Über die geschwindigkeitsverteilung in einer geradlinigen turbulenten Couettestromung*. Z Angew Math Mech, pp. s26-s29, 1956.
- [23] H.O. Reichardt. *Gesetzmässigkeiten der geradlinigen turbulenten Couettestromung*. Mitteilungen aus dem, Max Planck Institut für Stromungsforschung, and der Aerodynamischen Versuchsanstalt, Goettingen, n°22, 1259.
- [24] H.J. Leutheusser, V.H. Chu. *Experiments on plane Couette flow*. Journal of Hydraulics Division, vol. 97 HY9, pp. 1269,1284, 1971.
- [25] E.M. Aydin, H.J. Leutheusser. *Experimental investigation of turbulent plane Couette flow*. Forum in Turbulent Flows, Cincinnati, Ontario Hydro, June 14-17, 1987, proceedings, pp.51-54, 1987.
- [26] T. Von Karman. *The fundamentals of the statistical theory of turbulence*. Journal of Aeronautical Sciences, vol. 4, pp. 131-138, 1937.

- [27] L.J. Huey, J.W. Williamson. *Plane turbulent Couette flow with zero net flow*. Journal of Applied Mechanics, A.S.M.E., pp. 885-890, December 1974.
- [28] R.M.C. So, G.J. Yoo. *On the modeling of low Reynolds number turbulence*. NASA contractor report n° 3994, 1986.
- [29] R.M.C. So, G.J. Yoo. *Low Reynolds number modeling of turbulent flows with or without wall transpiration*. AIAA Journal, vol. 25, n° 12, pp. 1556-1564, 1987.
- [30] W.P. Jones, P. Musonge. *Closure of the Reynolds-stress and scalar flux equation*. The Physics of Fluids, vol. 31, n° 12, pp.3589-3604, 1988.
- [31] M.M. Gibson, W. Rodi. *Simulation of free surface effects on turbulence with a Reynolds-stress model*. Journal of Hydraulic Research, vol. 27, n° 2, pp. 233-244, 1989.
- [32] E. Wade Miner, T.F. Swean, R.A. Handler, R.I. Leighton. *Examination of wall damping for the  $k-\epsilon$  turbulence model using direct numerical simulations of turbulent channel flow*. International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 12, pp. 609-624, 1991.
- [33] K. Dang Tran, Y. Morchoisne. *Numerical methods for direct simulation of turbulent shear flows*. Von Karman Institut Lecture Series 1989-3 on "Turbulent Shear Flows", Rhode Saint-Genèse, Belgique, February 6-10, 1989 or : TP ONERA 20, 1989-12, 1989.
- [34] P. Moin, J. Kim. *Numerical simulation of turbulent channel flow*. Journal of Fluid Mechanic, vol. 118, pp.341-377; 1982.
- [35] K. Horiuti. *Numerical simulation of turbulent channel flow at low and high Reynolds numbers*. Proc. 2<sup>nd</sup> International Symposium on Transport Phenomena in Turbulent Flows, Tokyo. October 25-29, 1987.
- [36] L. Kleiser, U. Schumann. *Treatment of incompressibility and boundary conditions in 3-D numerical spectral simulations of plane channel flows*. Proc. 3<sup>rd</sup> GAMM Conference on Numerical Methods in Fluids Mechanics. Cologne. West Germany October 10-12, 1979. Edition E.H. Hirschel. Vieweg, pp. 165-173, 1980.
- [37] T.A. Zang, M.Y. Hussaini. *Numerical experiments on the stability of controlled shear flows*. AIAA Paper 85-1698, 1985.
- [38] P.R. Spalart. *Numerical simulation of boundary layers : Part 1. Weak formulation and numerical method*. NASA TM 88222, 1986.
- [39] K. Dang Tran, V. Deschamps. *Simulations numériques d'écoulements turbulents de canal plan*. AGARD, Paper reprinted from Conference Proceedings n° 438, 27-1 to 27-16, 1988.



- [40] S. Rida, K. Dang Tran. *Etude numérique de la turbulence en présence de parois*. Rapport de synthèse final n° 21/3419 AY, Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales, Châtillon, Novembre 1991.
- [41] M.J. Lee, J. Kim. *The structure of turbulence in a simulated plane Couette flow*. 8<sup>th</sup> Symposium on Turbulent Shear Flows, Technical University of Munich, September 9-11, part 5-3, 1991.
- [42] G. Comte-Bellot. *Contribution à l'étude de la turbulence de conduite*. Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Grenoble, France, 1963.
- [43] K.Y. Kim, M.M. Gibson. *On modelling turbulent Couette flow*. 7<sup>th</sup> Symposium on Turbulent Shear Flows : Open Forum Abstracts, Stanford University, Stanford, California, August 21-23, 1989, Edition F. Durst et al., pp. T8.1.1-T8.1.2, 1989.
- [44] M-C. Hoyez. *Etude des caractéristiques instationnaires d'une couche-limite turbulente de plaque plane sans gradient de pression*. Thèse de doctorat, n° 610, Université des Sciences et Techniques de Lille Flandres et Artois, Novembre 1990.
- [45] F.D. Johnson, H. Eckelmann. *A variable method of calibration for X-probes applied to wall-bounded turbulent shear flow*. Experiments in Fluids, vol. 2, pp. 121-130, 1984.
- [46] D.C. Collis, M.J. Williams. *Two-dimensionnal convection from heating wires at low Reynolds numbers*. Journal of Fluid Mechanic, vol. 28, pp.357-389, 1959.
- [47] H.P. Grant, R.E. Kronauer. *Fundamentals of hot-wire anemometry*. Symp. on Measurements in Unsteady Flow, A.S.M.E., pp.44-53, 1962.
- [48] P.W. Bearman. *Correction for the Effect of Ambient Temperature Drift on Hot-wire Measurements in Incompressible Flow*. DISA Information, Denmark, vol. 11, pp. 25-30, 1971.
- [49] A.E. Perry. *Hot-wire anemometry*. Oxford Science Publications, Clarendon Press Oxford, 1982.
- [50] G. Kanevče, S. Oka. *Correcting hot-wire readings for influence of fluid temperature variations*. DISA Information, Denmark, vol. 15, pp.21-24, 1973.
- [51] A. Favre, L.S.G. Kovaszny, R. Dumas, J. Gaviglio, M. Coantic. *La turbulence en mécanique des fluides* Gauthier-Villars, 1976.
- [52] J.O. Hinze. *Turbulence, an introduction to its mechanism and theory*. New-York, Mc. Graw Hill, 1959. Nouvelle édition : *Turbulence.*, 1975.

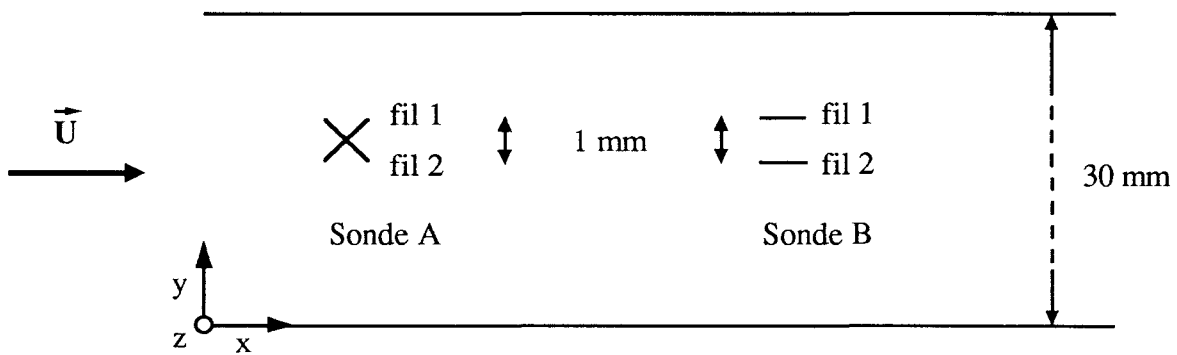
## Annexes

## Annexe A :

# Influence de la géométrie des sondes en X

Du point de vue de la turbulence, si l'écoulement est établi, il est homogène dans la direction  $x$ . De plus, les sondages sont effectués au centre de la veine dans la direction  $z$ . L'influence des couches limites se développant sur les parois latérales est négligeable. L'écoulement peut donc être considéré comme homogène dans la direction  $z$ .

Les sondes à deux fils utilisées dans cette étude permettent pour l'une la mesure des corrélations  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{v^2}$  et  $\overline{uv}$  (sonde A) et des corrélations  $\overline{u^2}$ ,  $\overline{w^2}$  et  $\overline{uw}$  pour l'autre (sonde B). Les fils qui les composent mesurent 1 mm de long et sont également séparés de 1 mm. La hauteur de la veine d'expérience est de 30 mm. Le rapport de la taille du domaine de mesure à la hauteur de l'écoulement n'est donc pas négligeable (0,033) et son influence sur les différentes grandeurs turbulentes doit être considéré avec précaution. L'influence de l'orientation des fils de chaque sonde doit également être étudiée.



Vue latérale du canal

## Mesure de $\overline{v^2}$ et de $\overline{uv}$

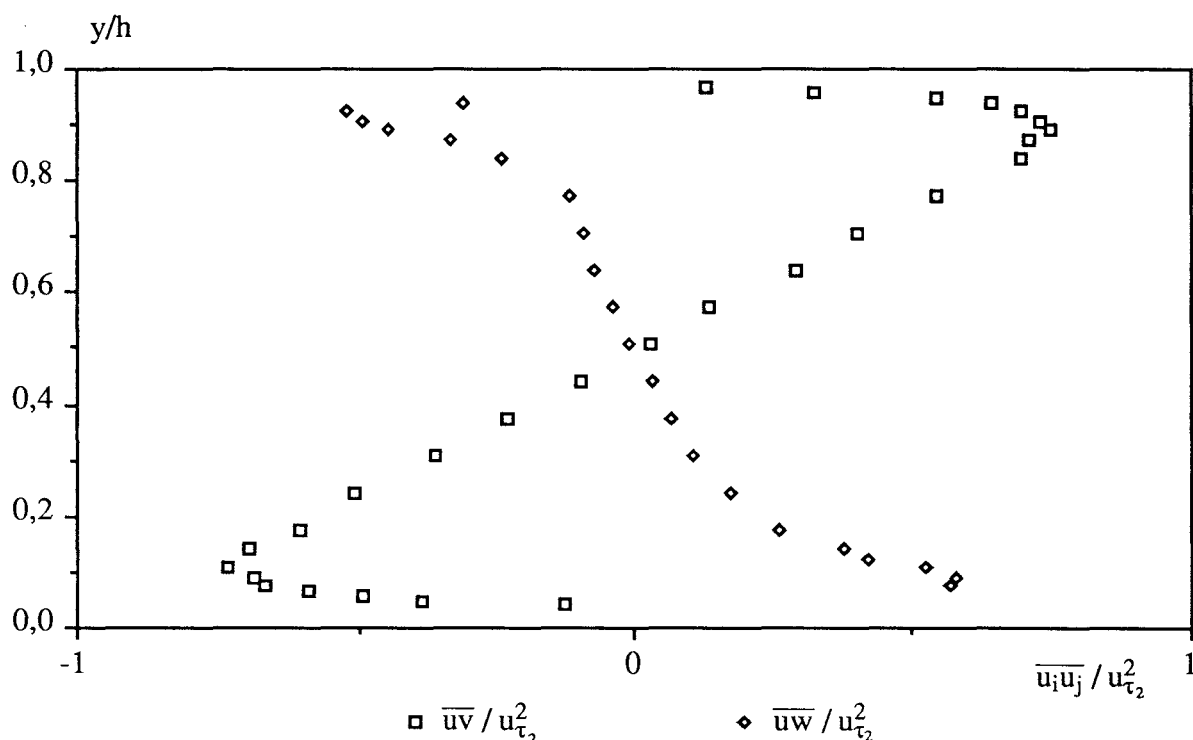
Au cours des essais de qualification de l'installation, on a constaté que l'amplitude du pic de  $\overline{v^2}$  augmentait et que ce pic se rapprochait de la paroi lorsque la taille du domaine de mesure (adimensionnée à l'aide des variables de paroi) croissait. Ceci a été clairement mis en évidence et détaillé lors de la confrontation des profils de l'écoulement de Poiseuille réalisé ici et de ceux obtenus par KREPLIN & ECKELMANN [15] et par NIEDERSCHULTE & al. [16] (cf. §3.7.2 et figure 17). La

corrélation  $\overline{wv}$  semble par contre très peu sensible à ce phénomène.

Pour ce qui concerne cette sonde, les fils sont placés dans l'écoulement dans un plan parallèle à  $Oxy$ . L'écoulement étant homogène dans la direction  $Oz$ , les deux fils détectent (en moyenne) le même phénomène.

### Mesure de $\overline{w^2}$ et de $\overline{uw}$

Si l'on considère l'écoulement homogène suivant les directions  $x$  et  $z$ , la corrélation  $\overline{uw}$  doit être nulle sur toute la hauteur du canal. Des mesures effectuées par COMTE-BELLOT [7] dans un écoulement de Poiseuille pur confirment ce fait, les valeurs trouvées étant de l'ordre de grandeur de l'erreur de mesure. Or, dans le cadre des présents essais, on a constaté l'existence de pics pariétaux d'amplitude non négligeable vis-à-vis du niveau atteint par la corrélation  $\overline{wv}$  dans la même région. A titre d'exemple, les profils des deux corrélations croisées mesurées dans le cas de l'écoulement de Poiseuille pur sont présentés ci-après. Ces grandeurs relevées à la station 4 sont établies.



### Écoulement de Poiseuille pur

Afin de quantifier ces écarts, on a écrit une relation entre la valeur des corrélations  $\overline{w^2}$  et  $\overline{uw}$  au point situé au centre du domaine de mesure et celles mesurées réellement

par les fils 1 et 2. En effet, les deux fils de la sonde B sont espacés de 1 mm dans la direction  $y$ . Ils n'enregistrent donc pas forcément le même phénomène.

Les équations de calibration des fils s'écrivent, pour  $i=1$  ou  $2$  :

$$E_i^2 = E_{0i}^2 + [B_{0i} \sin^{n_i}(\alpha_i - \varphi) + B'_i] U^{n_i}$$

D'autre part, les fluctuations de tension valent :

$$dE = e = \frac{\partial E}{\partial U} dU + \frac{\partial E}{\partial \varphi} d\varphi$$

Or :

$$\begin{aligned} dU &= u \\ d\varphi &= w/U \end{aligned}$$

avec :

$u$  : fluctuation de vitesse suivant  $x$ ,  
 $w$  : fluctuation de vitesse suivant  $z$ ,  
 $U$  : vitesse moyenne suivant  $x$ .

Si on indice 1 et 2 les grandeurs relatives à chacun des deux fils et si on pose :

$$A_1 = \frac{\partial E_1}{\partial U}, A_2 = \frac{\partial E_2}{\partial U}, C_1 = \frac{\partial E_1}{\partial \varphi}, C_2 = \frac{\partial E_2}{\partial \varphi},$$

on obtient :

$$\begin{aligned} e_1 &= A_1 u_1 + C_1 w_1 \\ e_2 &= A_2 u_2 + C_2 w_2 \end{aligned}$$

donc :

$$\begin{aligned} \overline{e_1^2} &= A_1^2 \overline{u_1^2} + C_1^2 \overline{w_1^2} + 2A_1 C_1 \overline{u_1 w_1} \\ \overline{e_2^2} &= A_2^2 \overline{u_2^2} + C_2^2 \overline{w_2^2} + 2A_2 C_2 \overline{u_2 w_2} \\ \overline{e_1 e_2} &= A_1 A_2 \overline{u_1 u_2} + C_1 C_2 \overline{w_1 w_2} + A_1 C_2 \overline{u_1 w_2} + A_2 C_1 \overline{u_2 w_1} \end{aligned}$$

Les formules utilisées pour déterminer les corrélations  $\overline{w^2}$  et  $\overline{uw}$  au point situé au centre du domaine de mesure de la sonde sont (cf. §2.4.4) :

$$\overline{w^2} = \frac{A_2^2 \overline{e_1^2} + A_1^2 \overline{e_2^2} - 2A_1 A_2 \overline{e_1 e_2}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1)^2}$$

$$-\overline{uw} = \frac{A_2 C_2 \overline{e_1^2} + A_1 C_1 \overline{e_2^2} - (A_1 C_2 + A_2 C_1) \overline{e_1 e_2}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1)^2}$$

En reportant dans ces équations les expressions trouvées plus haut pour  $\overline{e_1^2}$ ,  $\overline{e_2^2}$  et  $\overline{e_1 e_2}$  et en posant  $\Delta = (A_1 C_2 - A_2 C_1)$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta \overline{w^2} &= A_2^2 (A_1^2 \overline{u_1^2} + C_1^2 \overline{w_1^2} + 2A_1 C_1 \overline{u_1 w_1}) \\ &\quad + A_1^2 (A_2^2 \overline{u_2^2} + C_2^2 \overline{w_2^2} + 2A_2 C_2 \overline{u_2 w_2}) \\ &\quad - 2A_1 A_2 (A_1 A_2 \overline{u_1 u_2} + C_1 C_2 \overline{w_1 w_2} + A_1 C_2 \overline{u_1 w_2} + A_2 C_1 \overline{u_2 w_1}) \\ -\Delta \overline{uw} &= A_2 C_2 (A_1^2 \overline{u_1^2} + C_1^2 \overline{w_1^2} + 2A_1 C_1 \overline{u_1 w_1}) \\ &\quad + A_1 C_1 (A_2^2 \overline{u_2^2} + C_2^2 \overline{w_2^2} + 2A_2 C_2 \overline{u_2 w_2}) \\ &\quad - (A_1 C_2 + A_2 C_1) (A_1 A_2 \overline{u_1 u_2} + C_1 C_2 \overline{w_1 w_2} + A_1 C_2 \overline{u_1 w_2} + A_2 C_1 \overline{u_2 w_1}) \end{aligned}$$

Si on admet que  $A_1 \simeq A_2 \simeq A$  et que  $C_1 \simeq -C_2 \simeq C$  (hypothèse vérifiée expérimentalement) alors :

$$\begin{aligned} \overline{w^2} &= \frac{1}{\Delta} [ A^2 C^2 (\overline{w_1^2} + \overline{w_2^2} + 2\overline{w_1 w_2}) \\ &\quad + 2A^3 C (\overline{u_1 w_1} - \overline{u_2 w_2} + \overline{u_1 w_2} - \overline{u_2 w_1}) + A^4 (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} - 2\overline{u_1 u_2}) ] \\ \overline{uw} &= \frac{1}{\Delta} [ 2A^2 C^2 (\overline{u_1 w_1} + \overline{u_2 w_2}) \\ &\quad + A^3 C (\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}) + AC^3 (\overline{w_1^2} - \overline{w_2^2}) ] \end{aligned}$$

Chacune de ces expressions se décompose en un terme qui tend vers la corrélation recherchée quand la distance entre les fils tend vers zéro et des termes d'erreur dont on peut essayer d'estimer l'ordre de grandeur.

Pour ce qui concerne  $\overline{w^2}$ , les deux termes d'erreur sont difficiles à estimer. Néanmoins, compte tenu de la faible distance séparant les deux fils, on peut s'attendre à ce que  $\overline{u_1 u_2} \neq \overline{u_1^2} \neq \overline{u_2^2}$ .

D'autre part, on doit avoir  $\overline{u_1 w_1} \neq \overline{u_2 w_2} \neq \overline{u_1 w_2} \neq \overline{u_2 w_1} \neq 0$ . La sonde mesure donc bien une moyenne de  $\overline{w^2}$  sur le domaine considéré.

Pour ce qui concerne  $\overline{uw}$ , les termes d'erreur sont liés à des corrélations normales mesurées par chaque fil.

Ces valeurs n'étant pas connues, on peut les approcher par celles mesurées par la sonde en deux points distants de 1 mm dans une zone où la corrélation  $\overline{uw}$ , obtenus à l'aide des équations du chapitre 2, semble importante. L'écoulement choisi est celui de Poiseuille pur à la station 1. Les valeurs de  $A$  et  $C$  sont estimées à partir de l'équation d'étalonnage correspondant à l'essai considéré et valent respectivement 0,05 et 0,03. Les deux points sélectionnés sont situés en  $y/h = 0,1$  et en  $y/h = 0,13$ .

On trouve dans ce cas :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta} \left[ A^3 C (\overline{u_1^2} - \overline{u_2^2}) + AC^3 (\overline{w_1^2} - \overline{w_2^2}) \right] &= 0,42(0,019) + 0,15(0,003) \\ &= 0,0085 \end{aligned}$$

Le résultat obtenu (0,0085) est très proche de la valeur de  $\overline{uw}$  trouvée par la méthode du chapitre 2 (0,01). Il est donc légitime de considérer que cette dernière n'est pas représentative de  $\overline{uw}$  mais est principalement liée au gradient de la corrélation normale  $\overline{u^2}$ . Ceci explique la présence des pics de  $\overline{uw}$  lorsque ce gradient devient important.

On en déduit donc que si la mesure de la sonde utilisée n'était pas perturbée par le gradient de  $\overline{u^2}$  et de façon beaucoup plus faible par le gradient de  $\overline{w^2}$ ,  $\overline{uw}$  serait trouvée nulle, ce qui est en accord avec la théorie.

**Remarque :** Rappelons que pour la sonde A, les mesures de  $\overline{uw}$  ne peuvent pas être entachées d'erreur de ce type puisque les gradients de  $\overline{u^2}$  et de  $\overline{v^2}$  sont nuls dans la direction  $z$  (homogénéité).

## Tableaux



Vitesses de frottement pariétales		Poiseuille pur station 1	Type Poiseuille station 5	Type intermédiaire station 5	Type Couette station 5
$u_{\tau_1}$ (m/s)	1 <sup>ère</sup> méthode § 3.6	0,164	0,071	0,014	0,117
	3 <sup>ème</sup> méthode § 3.6	0,162	0,083	0,036	0,116
	écart en %	1,2	-14	-61	0,9
$u_{\tau_2}$ (m/s)	1 <sup>ère</sup> méthode § 3.6	0,158	0,142	0,127	0,123
	3 <sup>ème</sup> méthode § 3.6	0,162	0,145	0,141	0,116
	écart en %	-2,5	-2	-10	6

**Tableau 1 : Comparaison des méthodes de calcul  
des vitesses de frottement pariétales**

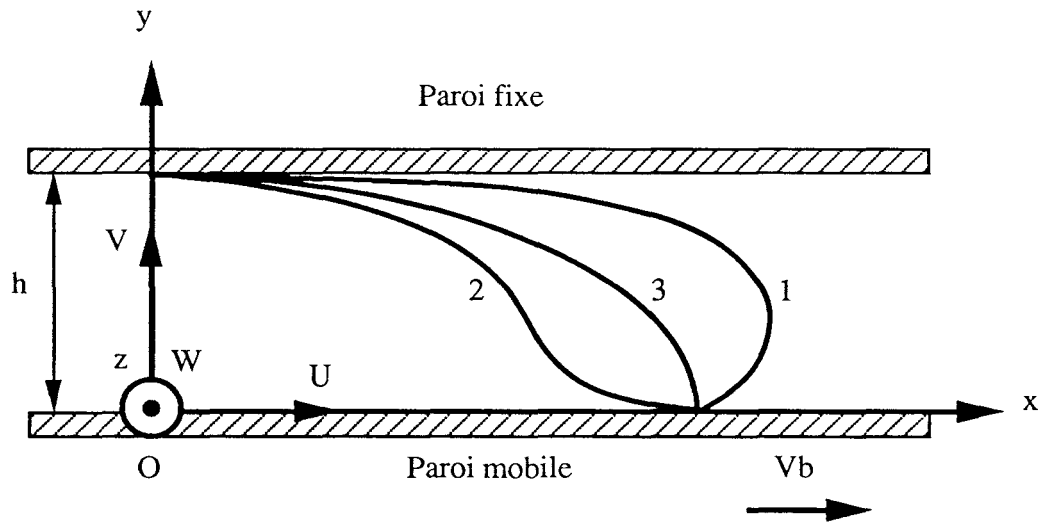
Dénomination	N°	x (mm)	h (mm)	$V_b$ (m/s)	$U_q$ (m/s)	$U_{max}$ (m/s)	$u_{\tau_1}$ (m/s)	$u_{\tau_2}$ (m/s)	$Re_b$	$Re_q$	$Re_{max}$
Poiseuille pur	1	1455	30,03	0	2,550	3,00	0,162	0,162	0	5100	6010
Type Poiseuille	2	2955	29,69	2	2,565	2,97	0,083	0,145	3960	5080	5880
Type intermédiaire	3	2955	29,69	3	2,534	3,02	0,036	0,141	5940	5020	5980
Type Couette	4	2955	29,69	5	2,424	5,00	0,116	0,116	9900	4800	9900

**Tableau 2 : Paramètres des écoulements étudiés**

IMFL	Cas	1	2		3	4
	Type d'écoulement	Poiseuille pur	Type Poiseuille		Type intermédiaire	Type Couette
	$Re_q$	5.100	5.080		5.020	4.800
	$V_b/U_q$	0	0,78		1,19	2,06
El Telbany & Reynolds [11] à [13]	Essai	15	12	11	7	1
	Type d'écoulement	Poiseuille pur	Type Poiseuille	Type Poiseuille	Type Couette	Couette pur
	$Re_q$	64.600	89.280	67.050	98.800	28.500
	$V_b/U_q$	0	0,64	0,85	1,19	2

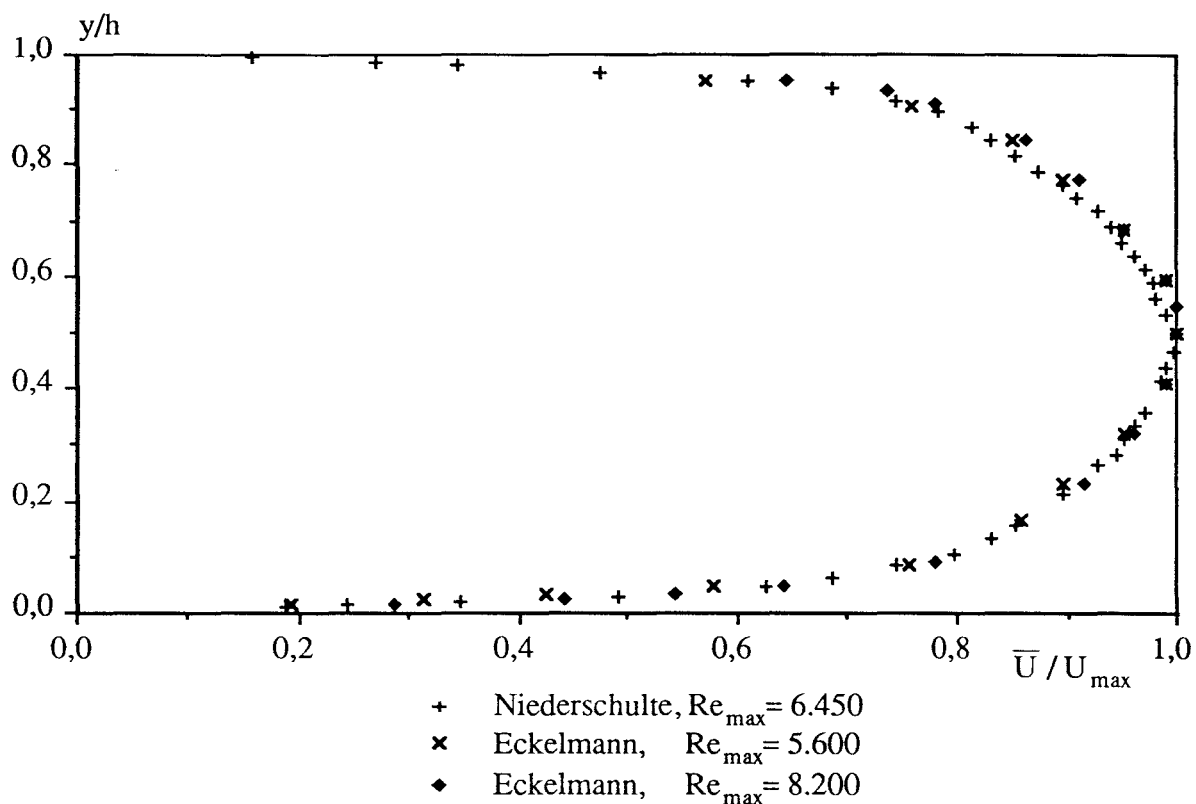
**Tableau 3 : Comparaison des écoulements à haut et à bas Reynolds**

## Figures

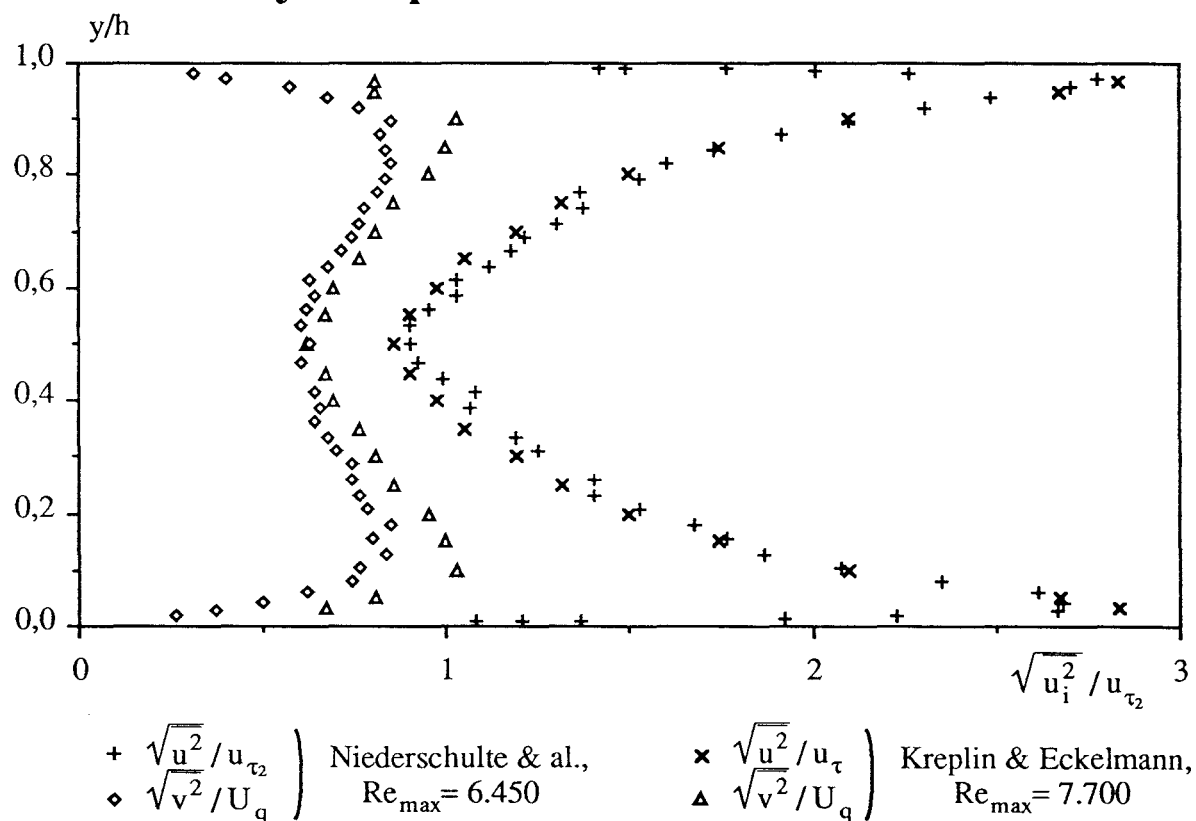


- 1: Type Poiseuille
- 2: Type Couette
- 3: Type intermédiaire

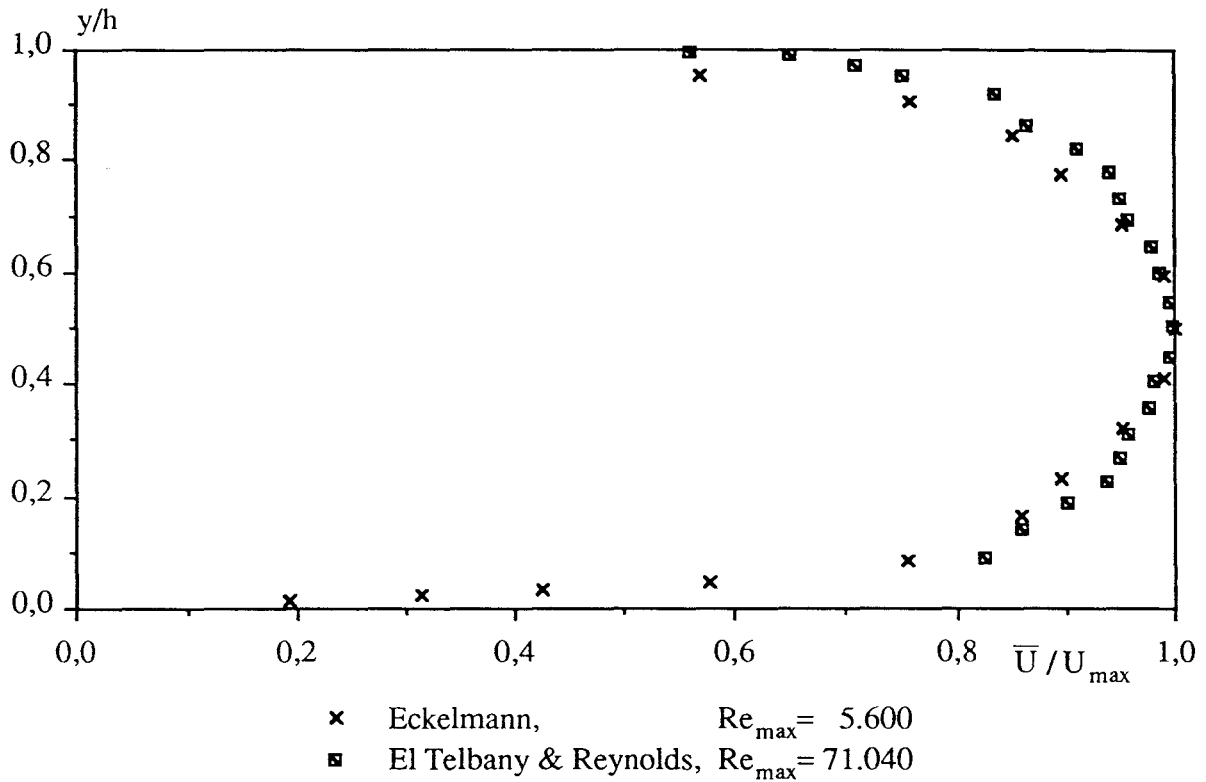
**Figure 1: Différents types d'écoulements de Couette-Poiseuille**



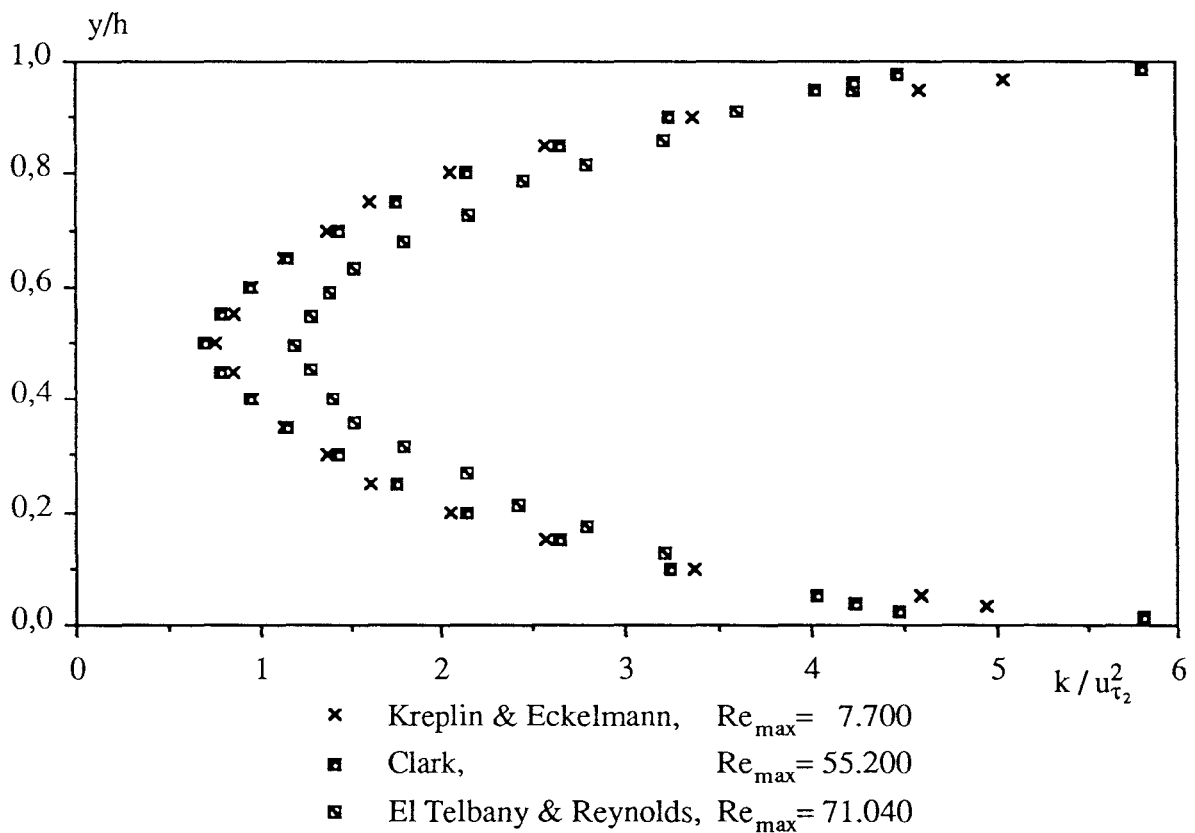
**Figure 2 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille**



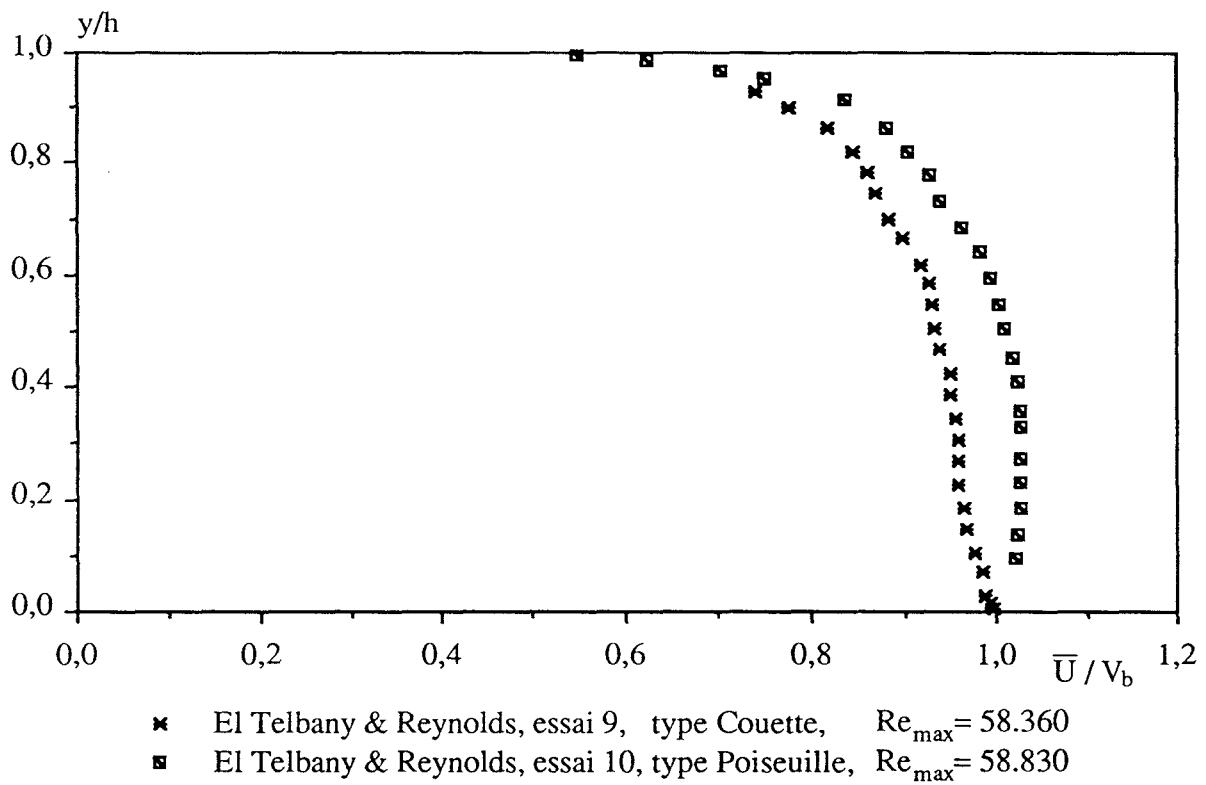
**Figure 3 : Comparaison des profils des corrélations normales  $u^2$  et  $v^2$  pour l'écoulement de Poiseuille**



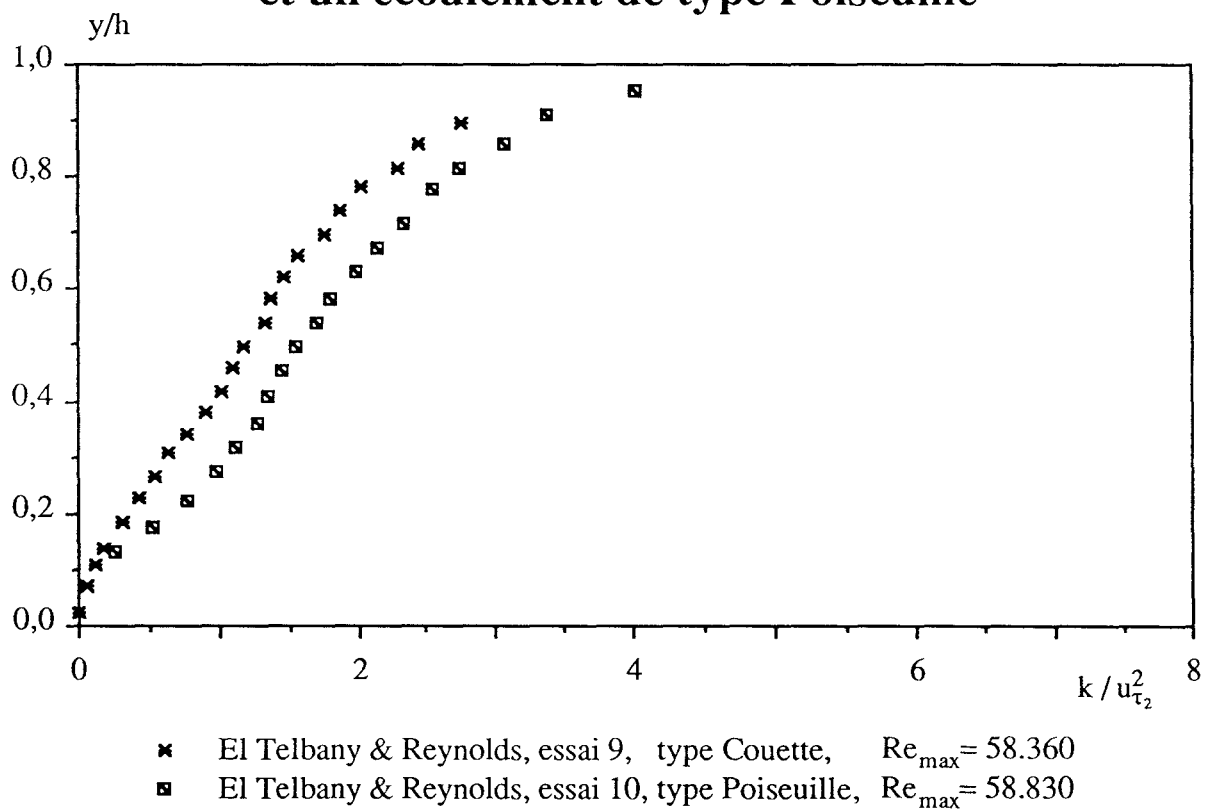
**Figure 4 : Effet du nombre de Reynolds sur les profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille**



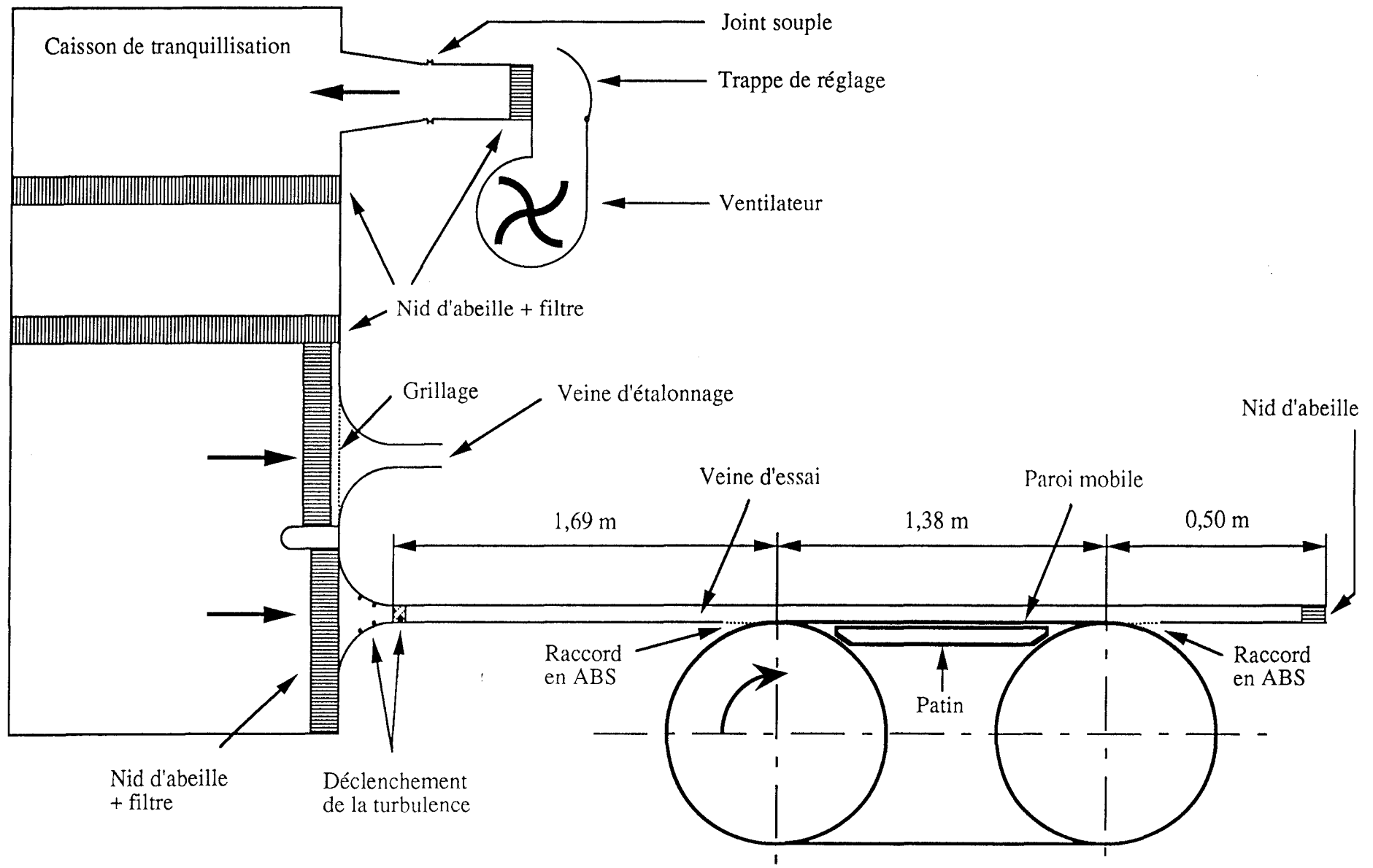
**Figure 5 : Effet du nombre de Reynolds sur le profil d'énergie turbulente pour l'écoulement de Poiseuille**



**Figure 6 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour un écoulement de type Couette et un écoulement de type Poiseuille**



**Figure 7 : Comparaison du profil d'énergie turbulente pour un écoulement de type Couette et un écoulement de type Poiseuille**



**Figure 8 : Schéma de l'installation**



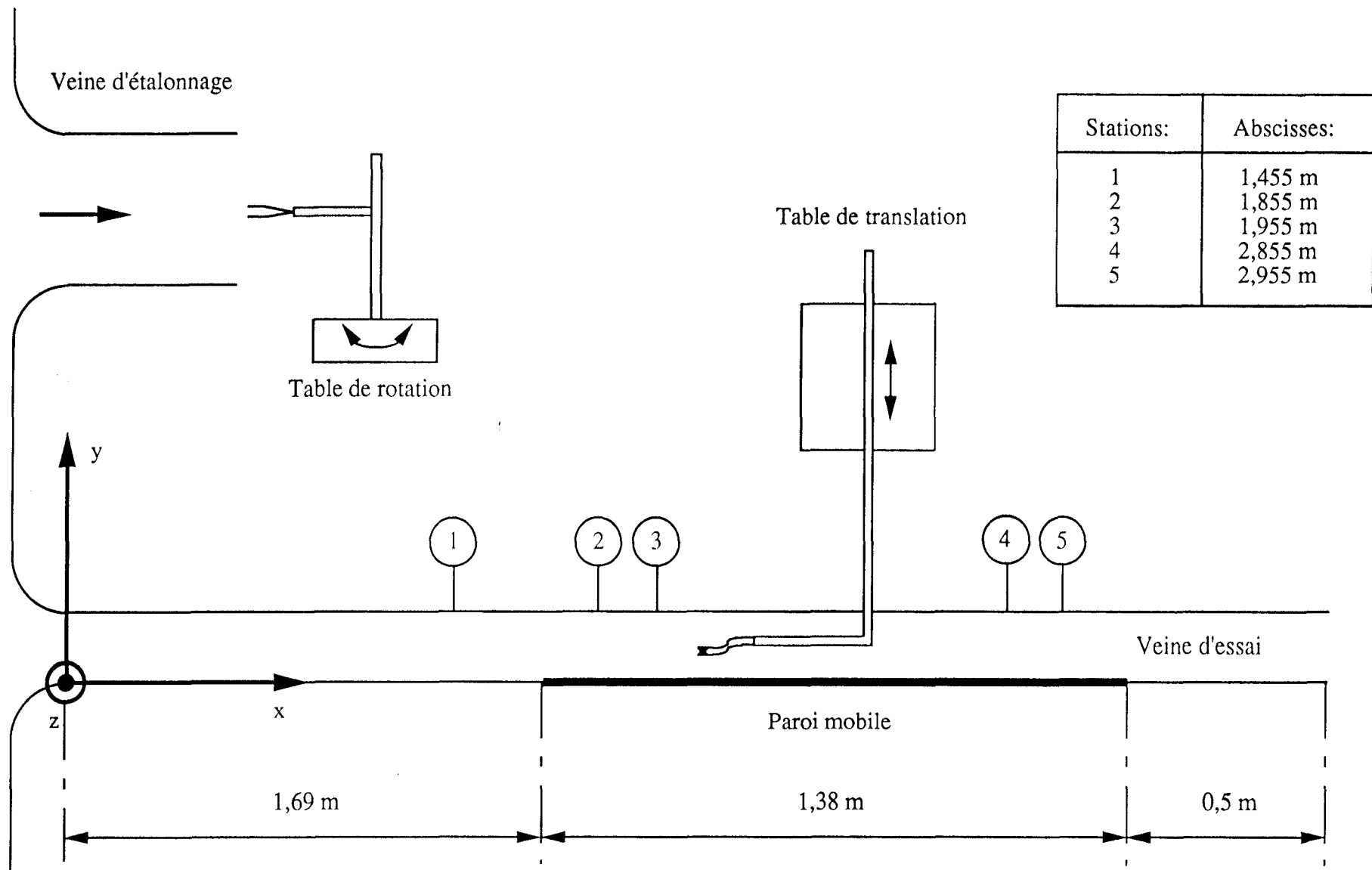
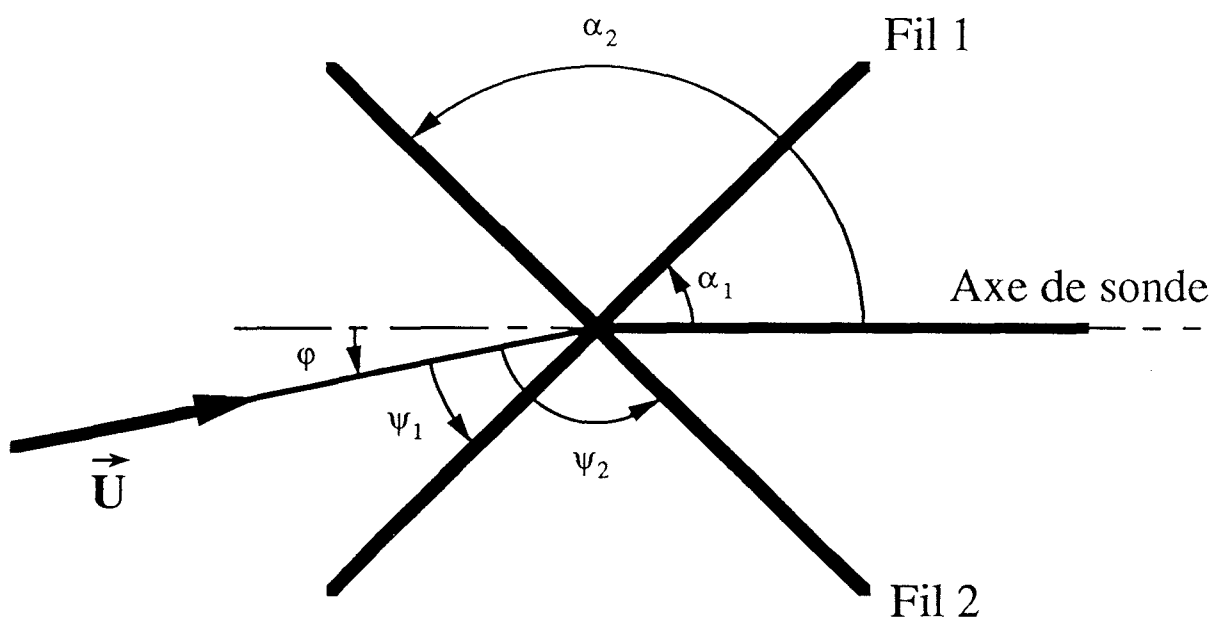
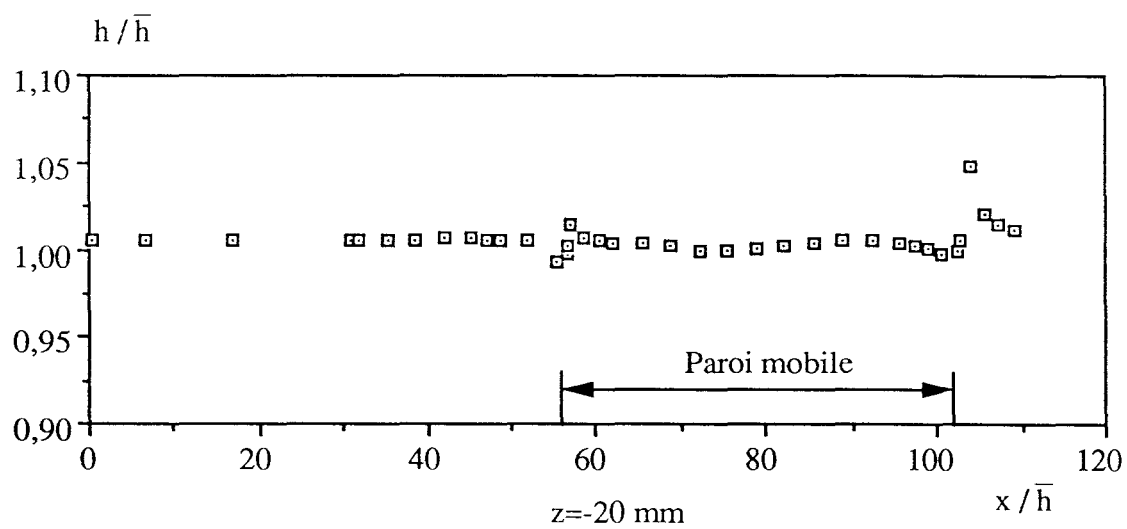
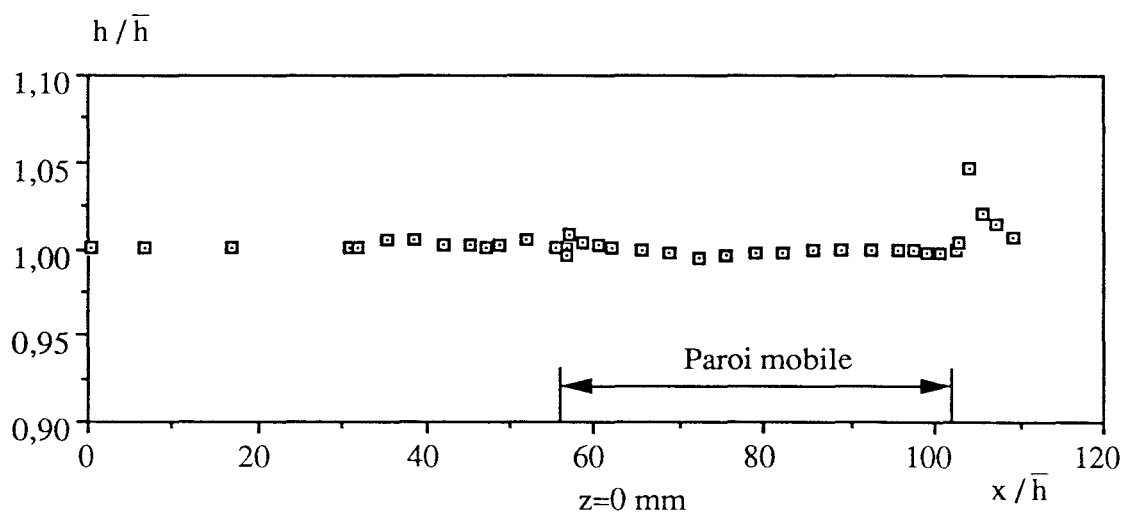
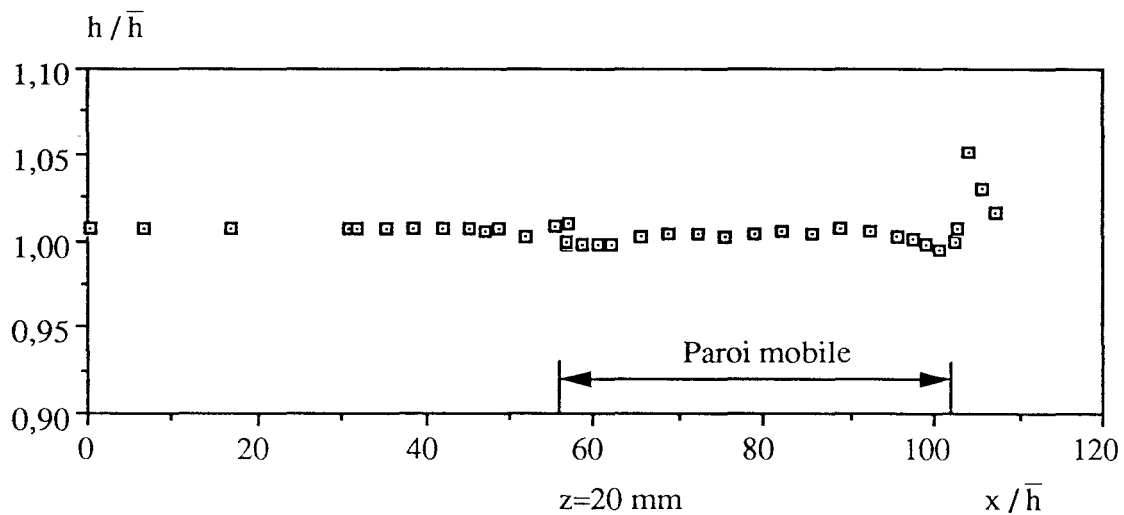


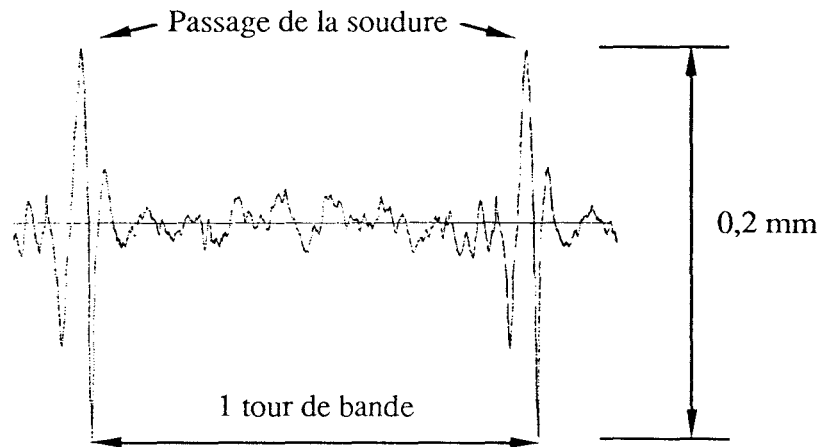
Figure 9 : Référentiel et déplacements



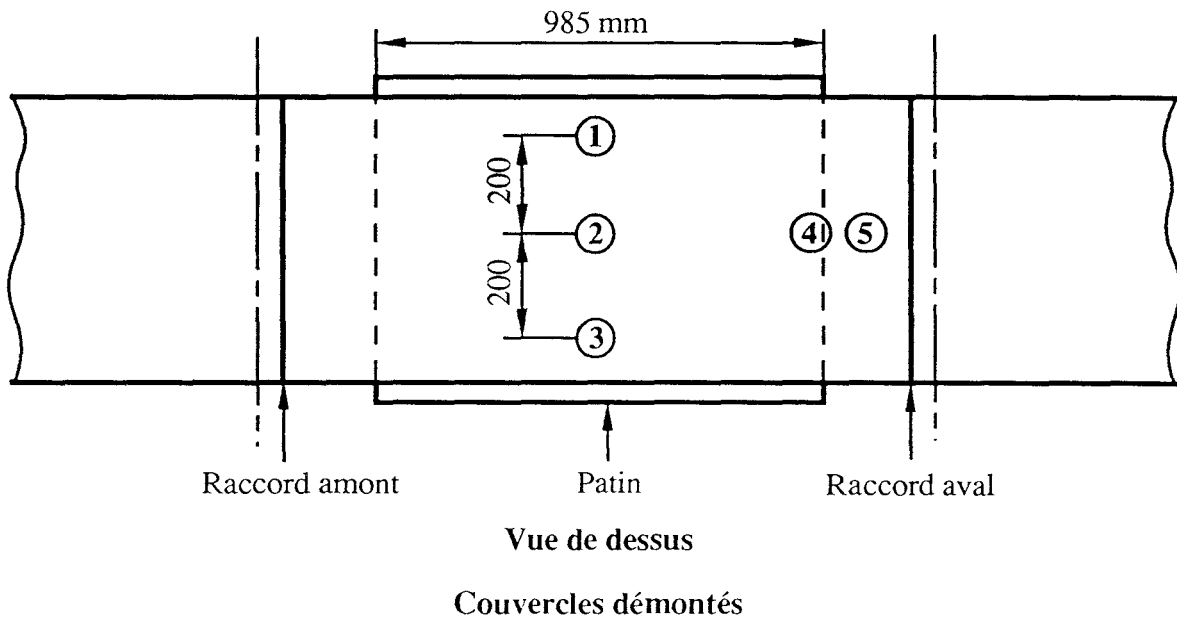
**Figure 10 : Convention angulaire**



**Figure 11 : Evolution de la hauteur de canal**

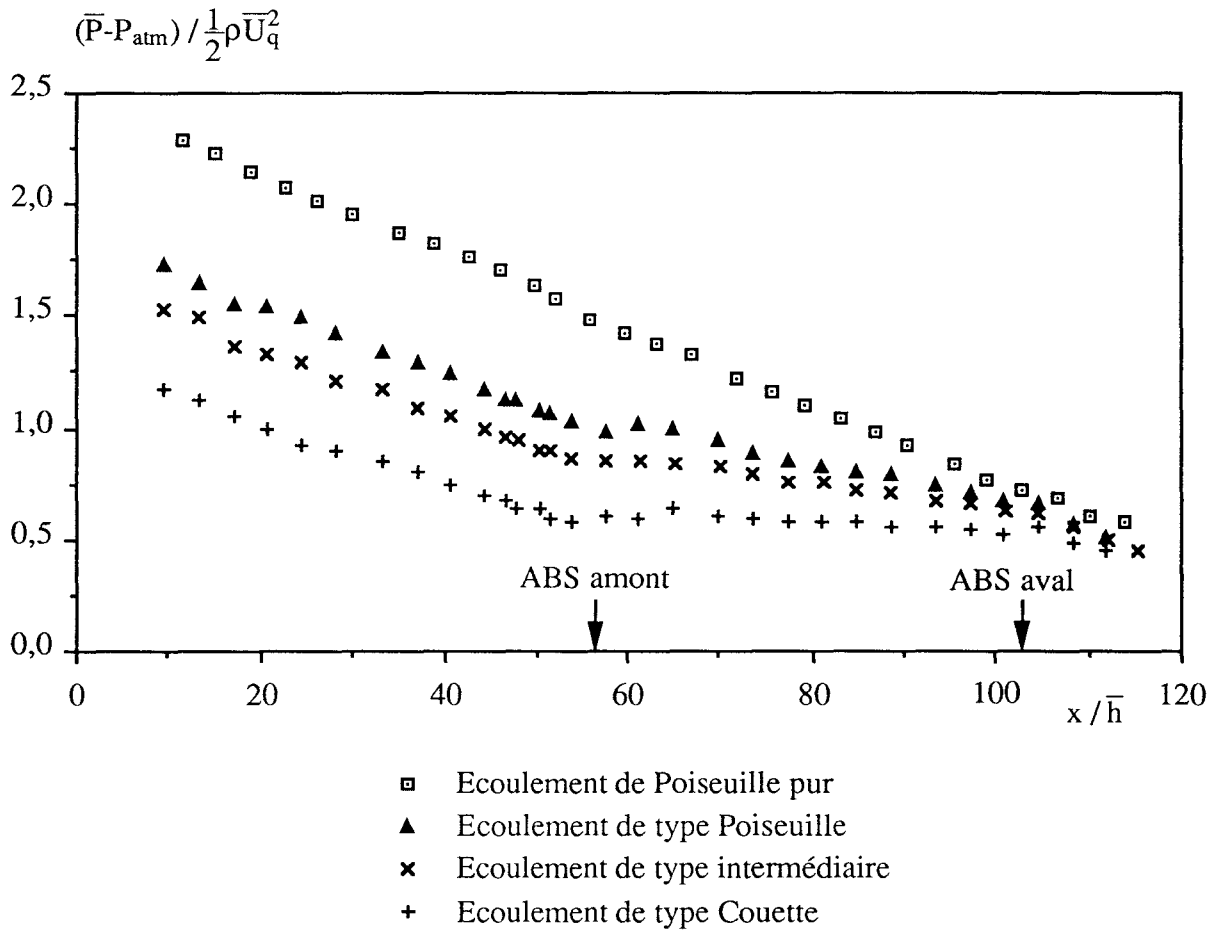


**Figure 12 : Exemple de réponse du capteur de proximité aux vibrations de la paroi mobile**

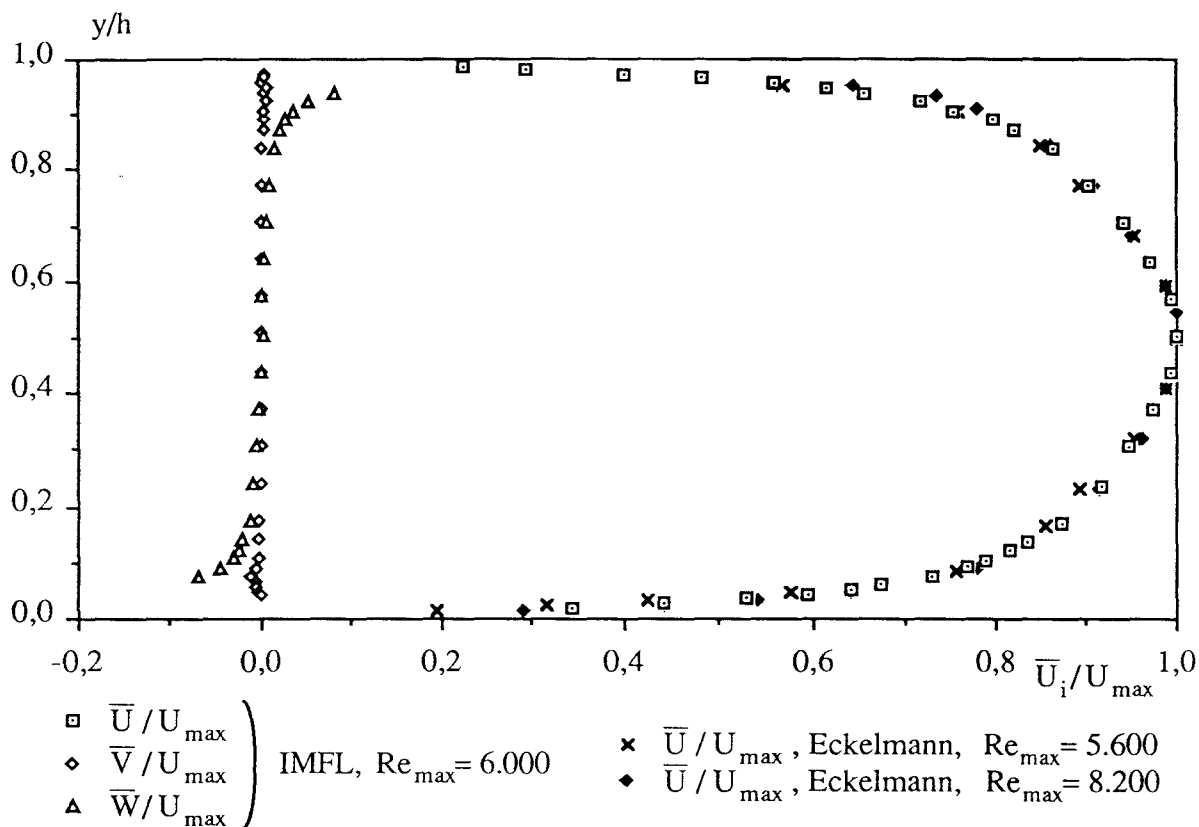


Positions	①	②	③	④	⑤
$\Delta$ (mm) sur soudure	0,10	0,19	0,15	0,23	0,17
$\Delta$ (mm) hors soudure	0,06	0,04	0,05	0,10	0,08

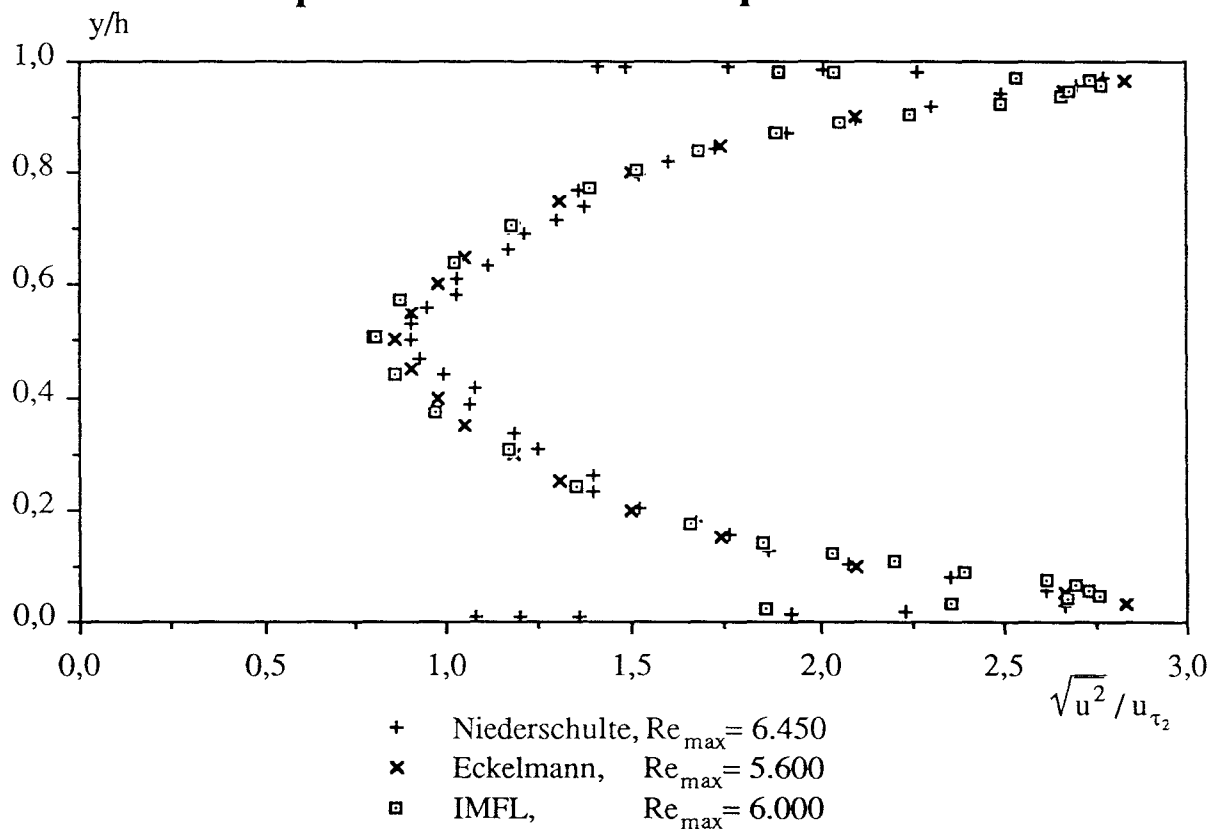
**Figure 13 : Amplitude des vibrations de la bande à  $V_b = 3$  m/s**



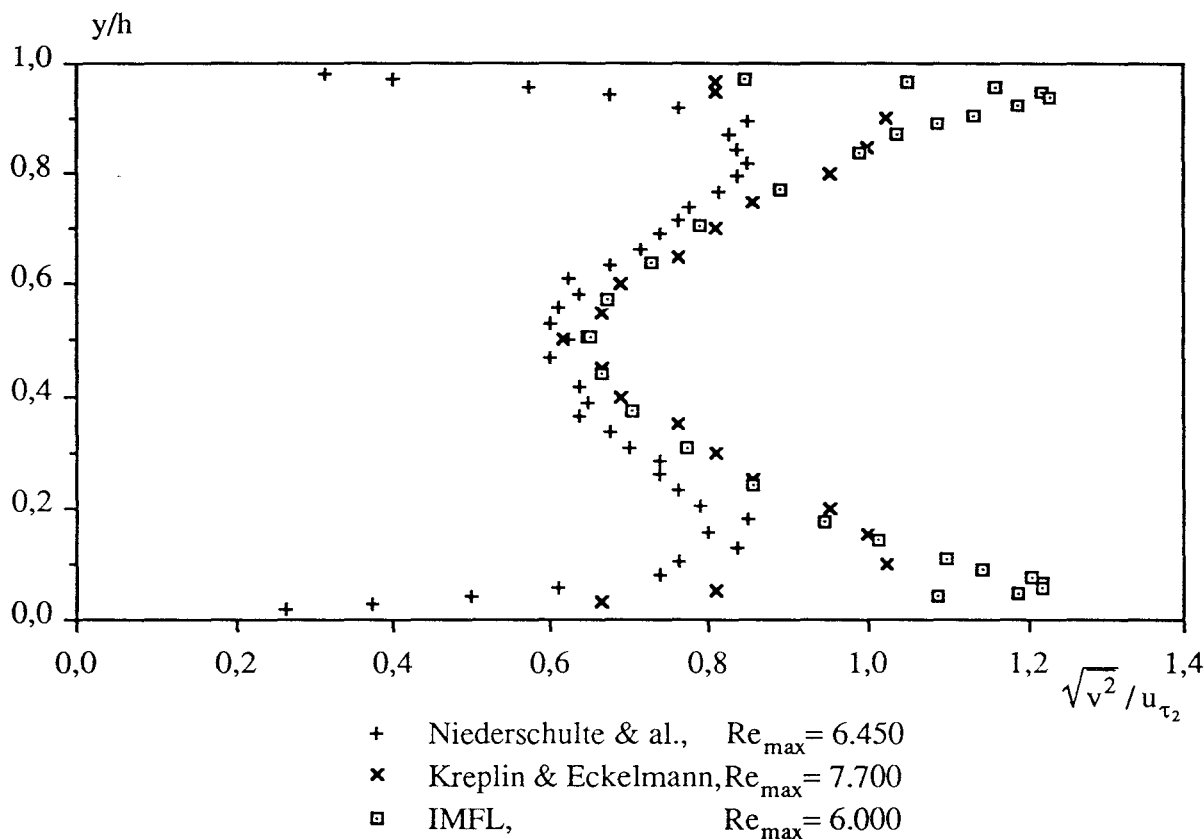
**Figure 14 : Evolution de la pression statique pour les quatre cas d'écoulement**



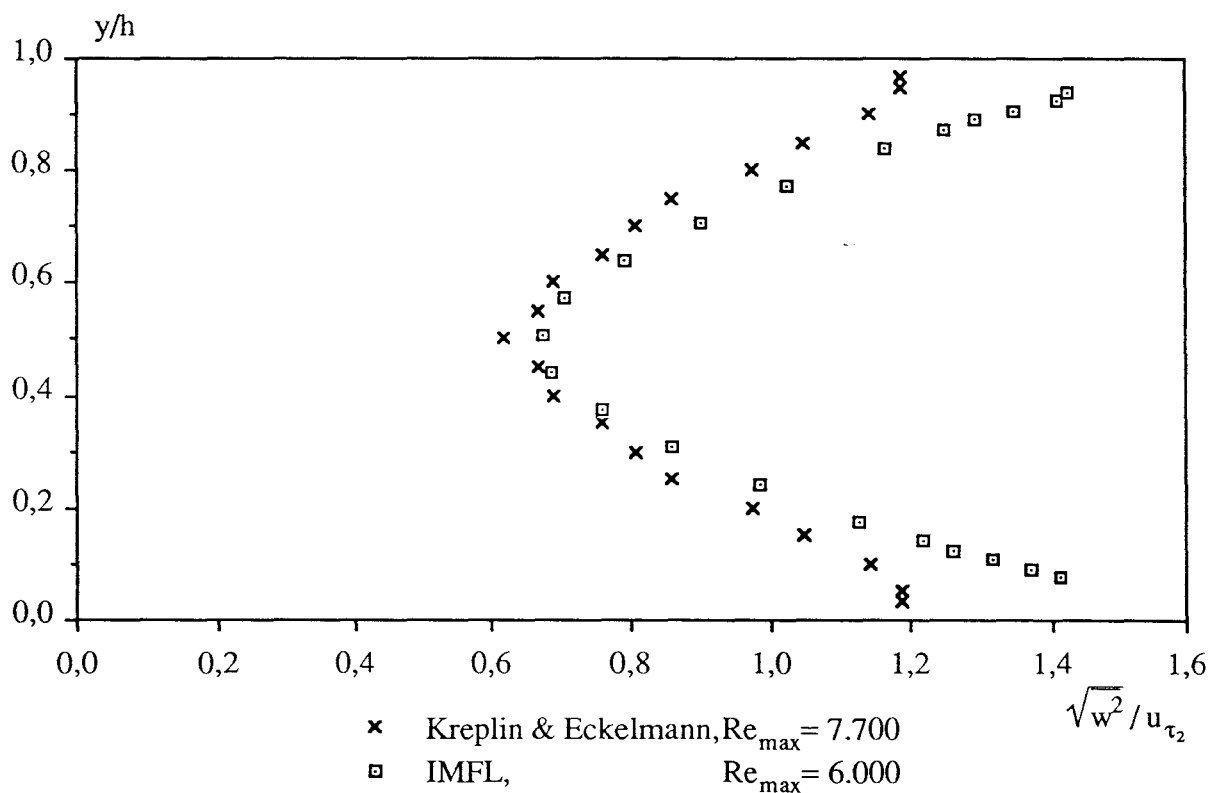
**Figure 15 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de poiseuille**



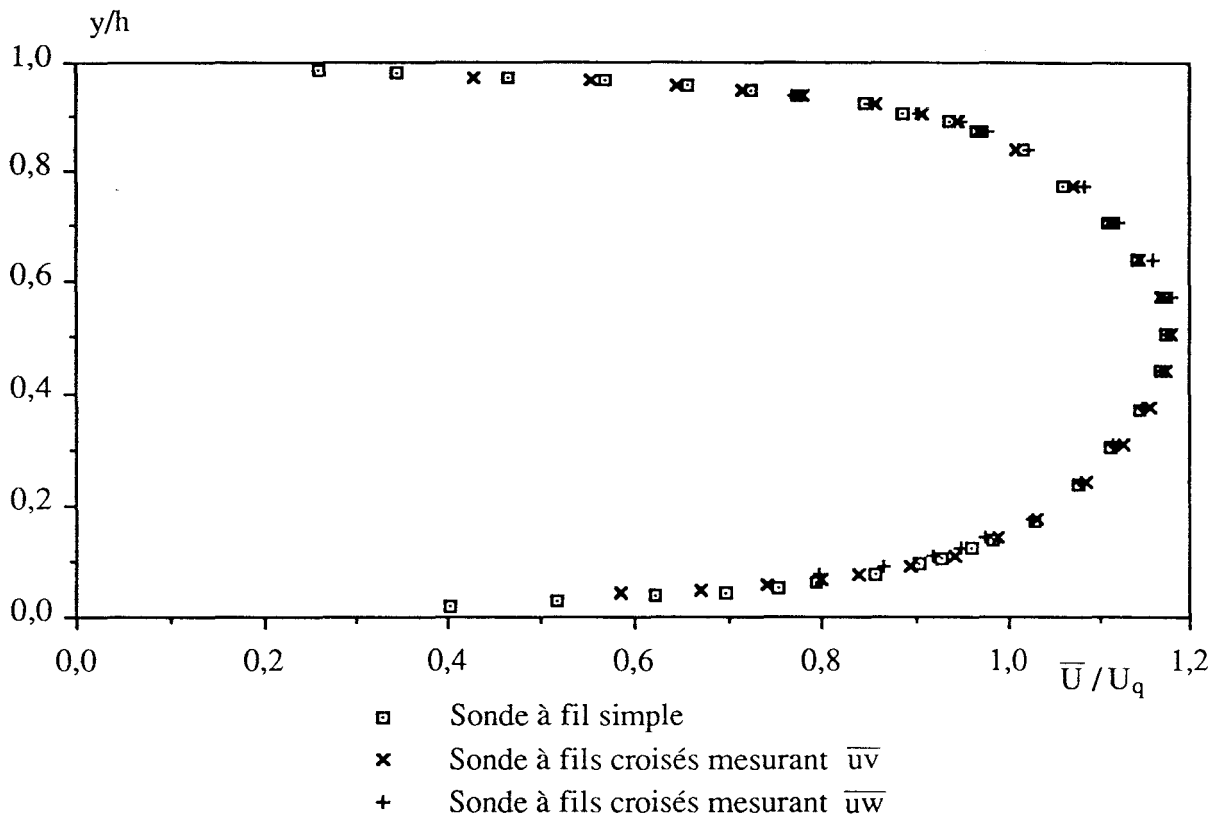
**Figure 16 : Comparaison des profils de la corrélation normales  $u^2$  pour l'écoulement de Poiseuille**



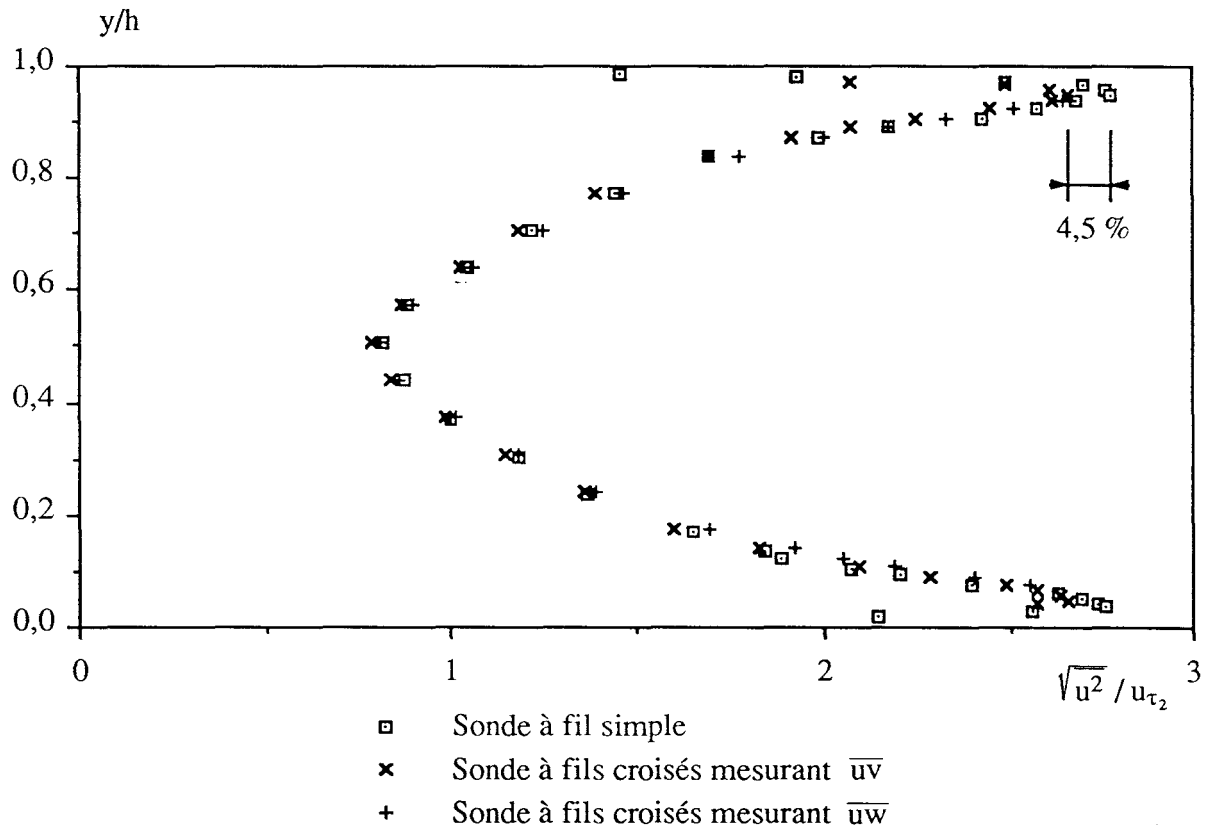
**Figure 17 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $\overline{v^2}$  pour l'écoulement de Poiseuille**



**Figure 18 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $\overline{w^2}$  pour l'écoulement de Poiseuille**

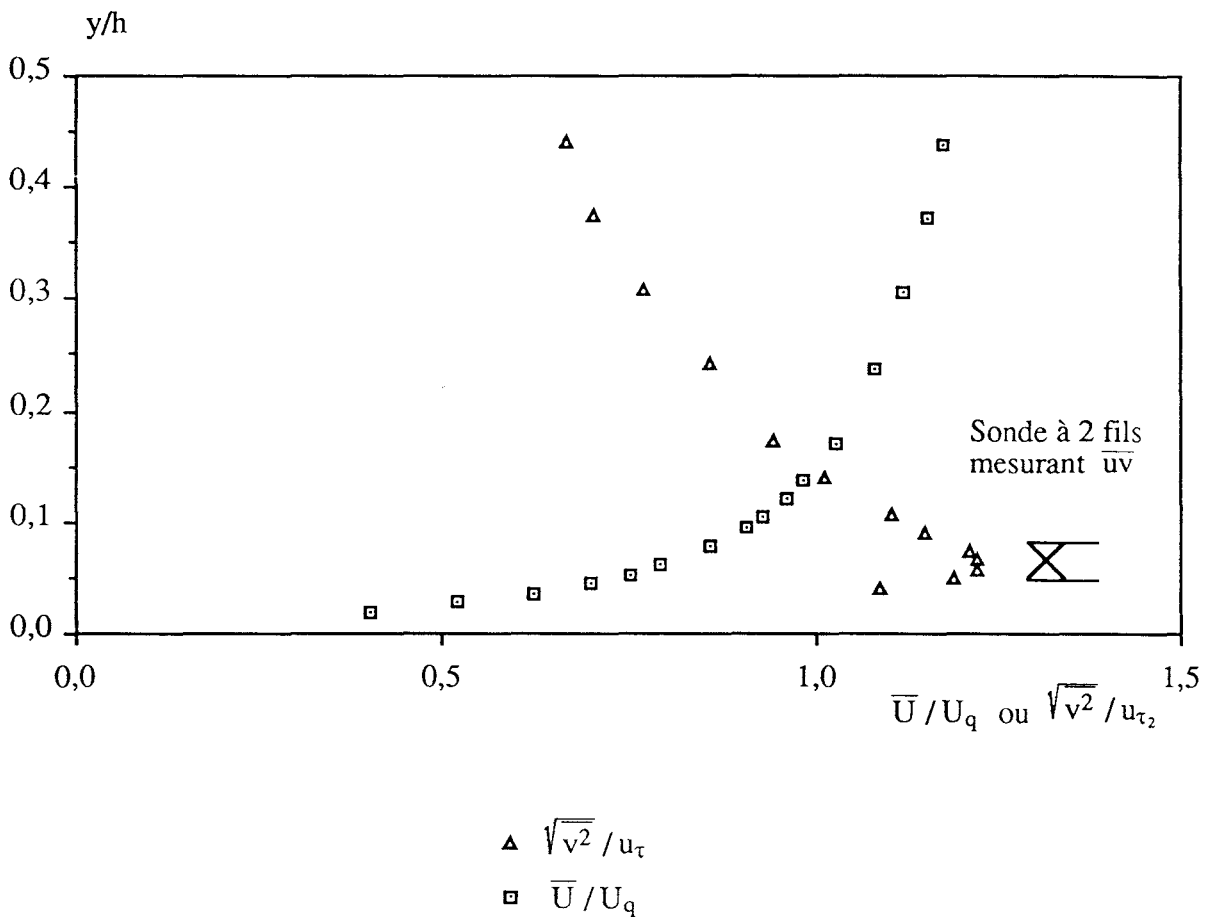


**Figure 19 : Effet du type de sonde sur le profil de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille**

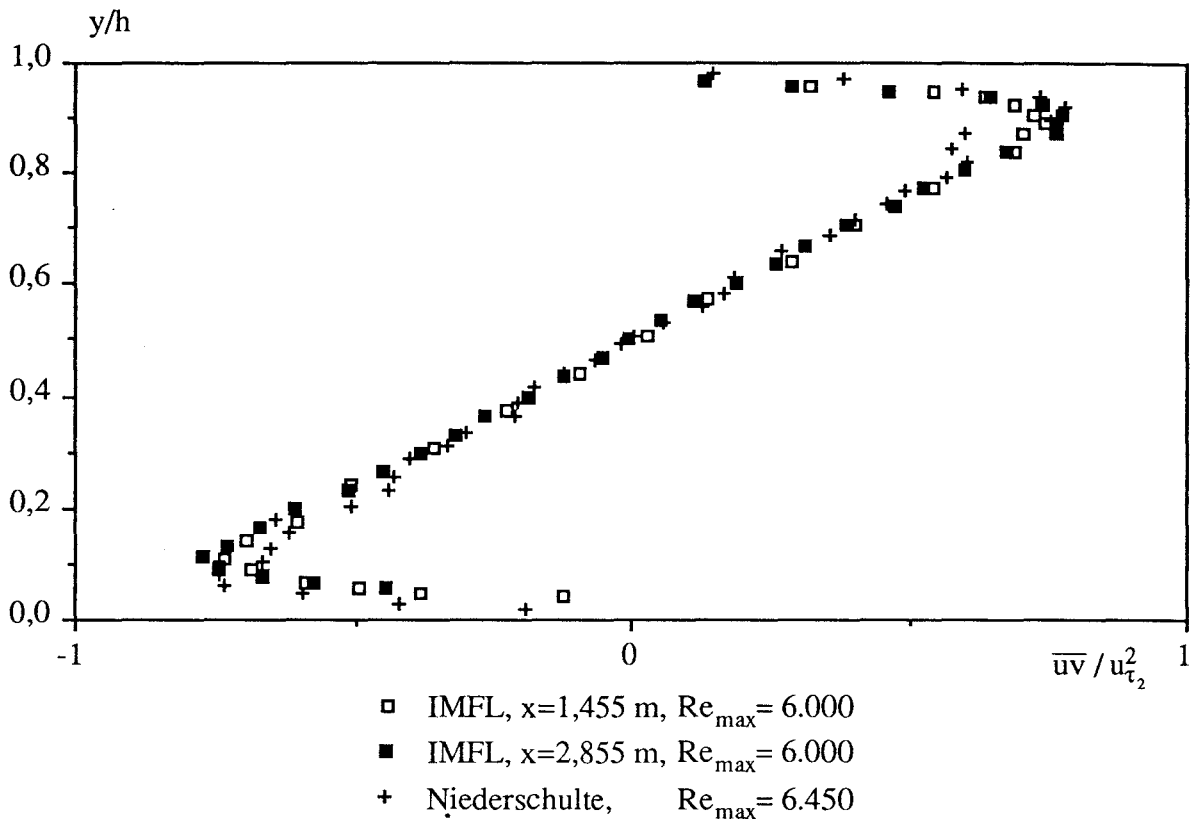


**Figure 20 : Effet du type de sonde sur le profil de la corrélation normale  $u^2$  pour l'écoulement de Poiseuille**

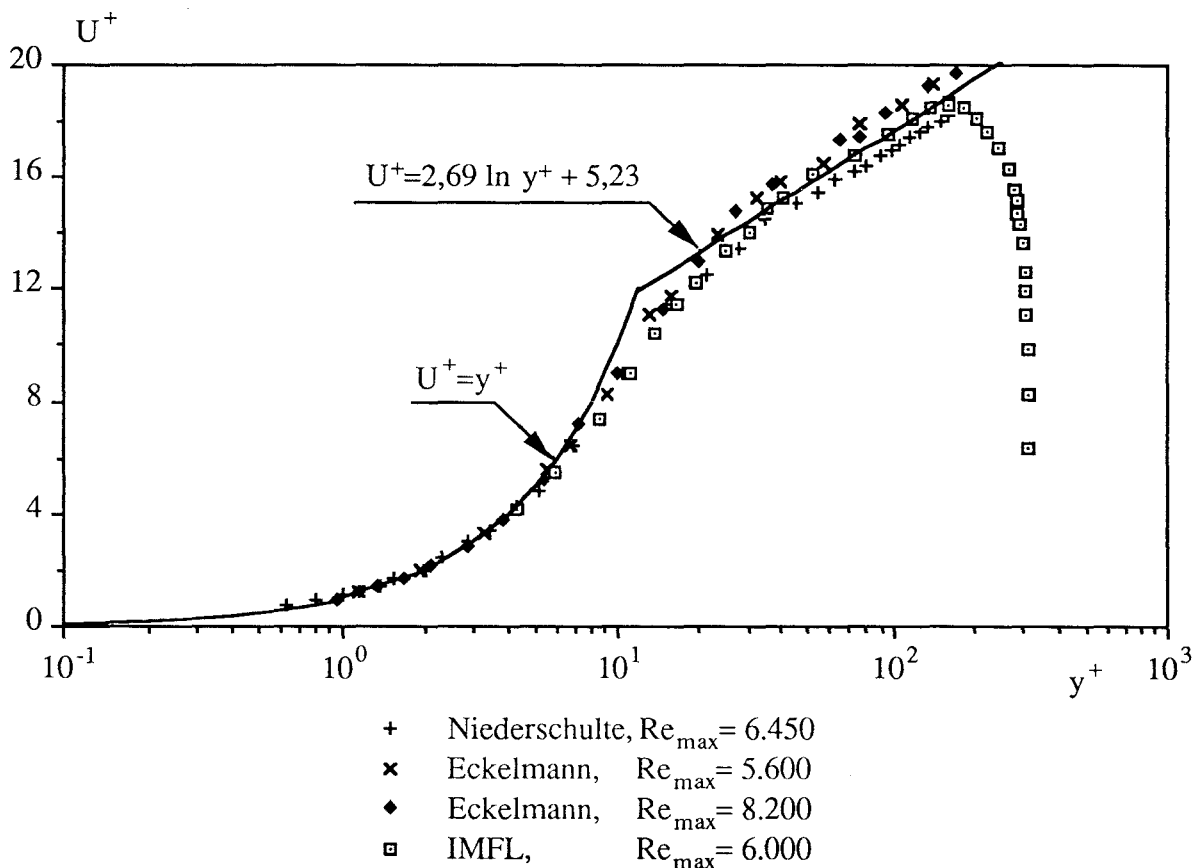




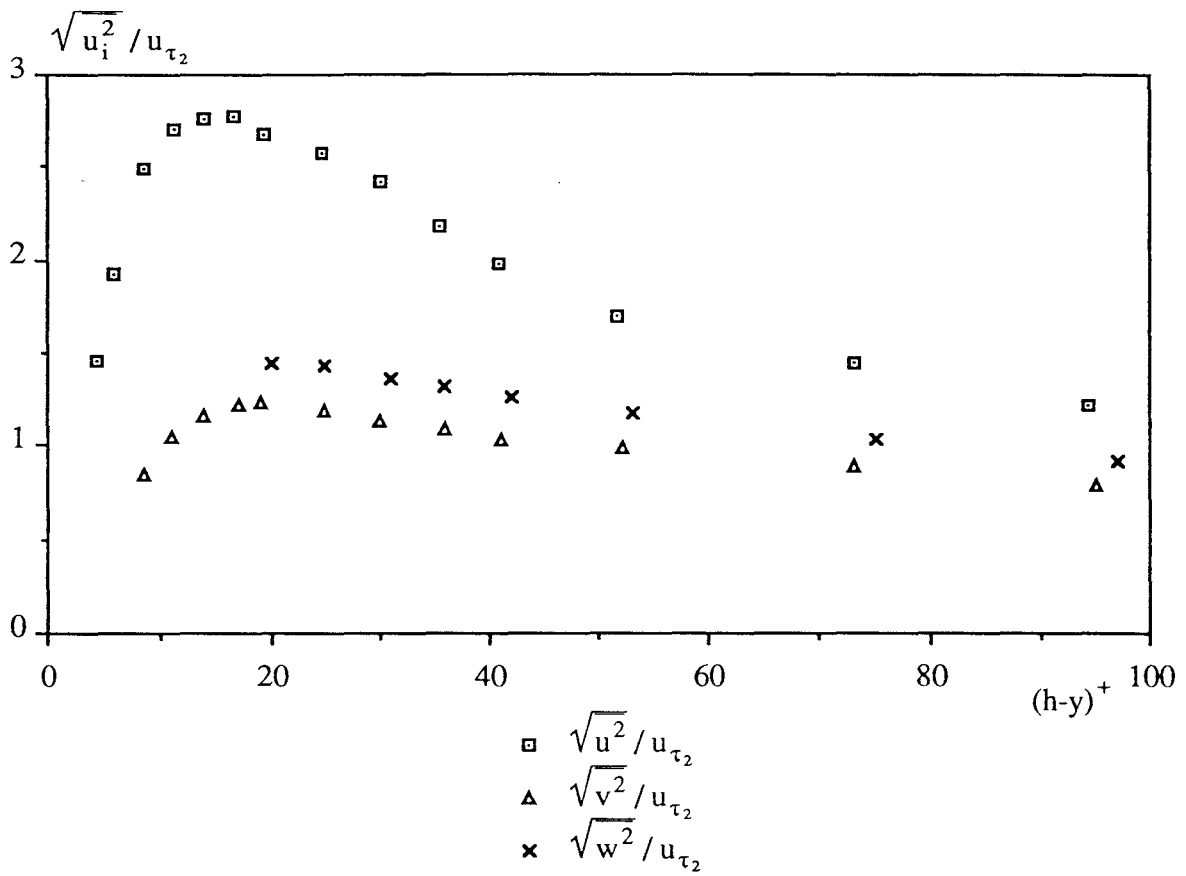
**Figure 21 : Importance relative du gradient de vitesse moyenne et de la taille des sondes à fils croisés pour l'écoulement de Poiseuille**



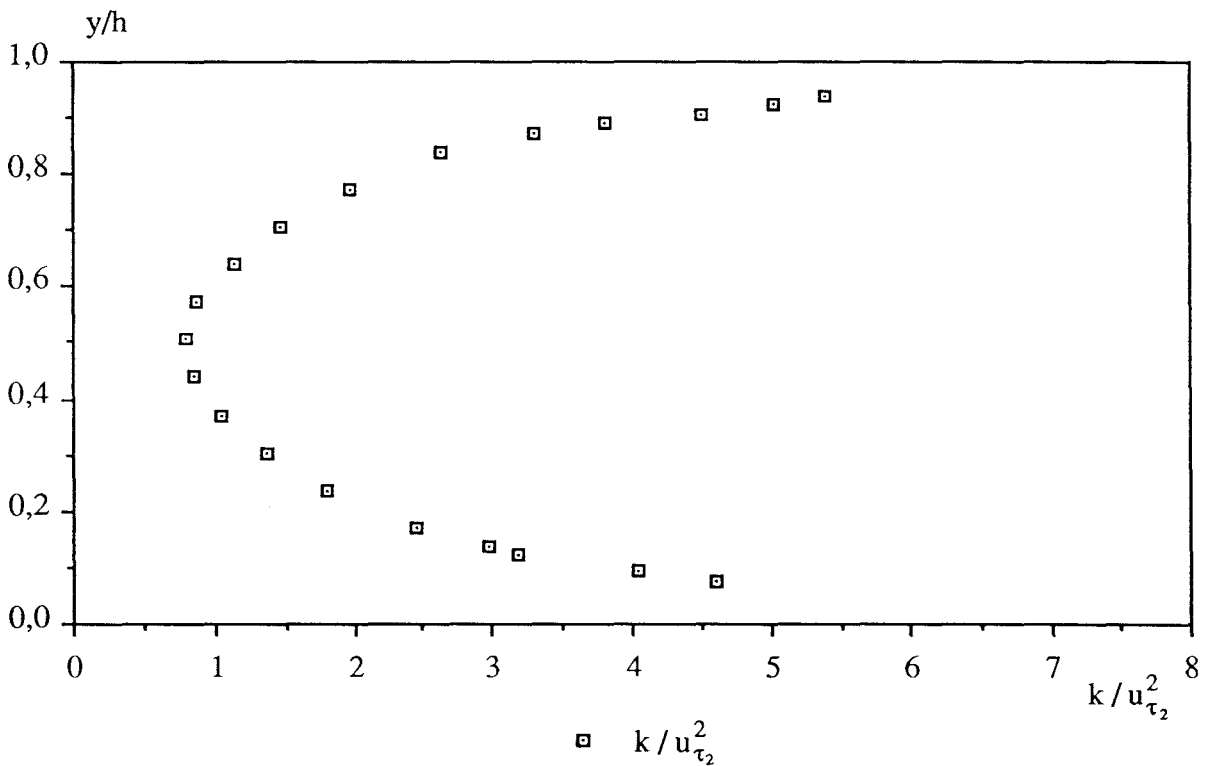
**Figure 22 : Etablissement et comparaison de  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de Poiseuille**



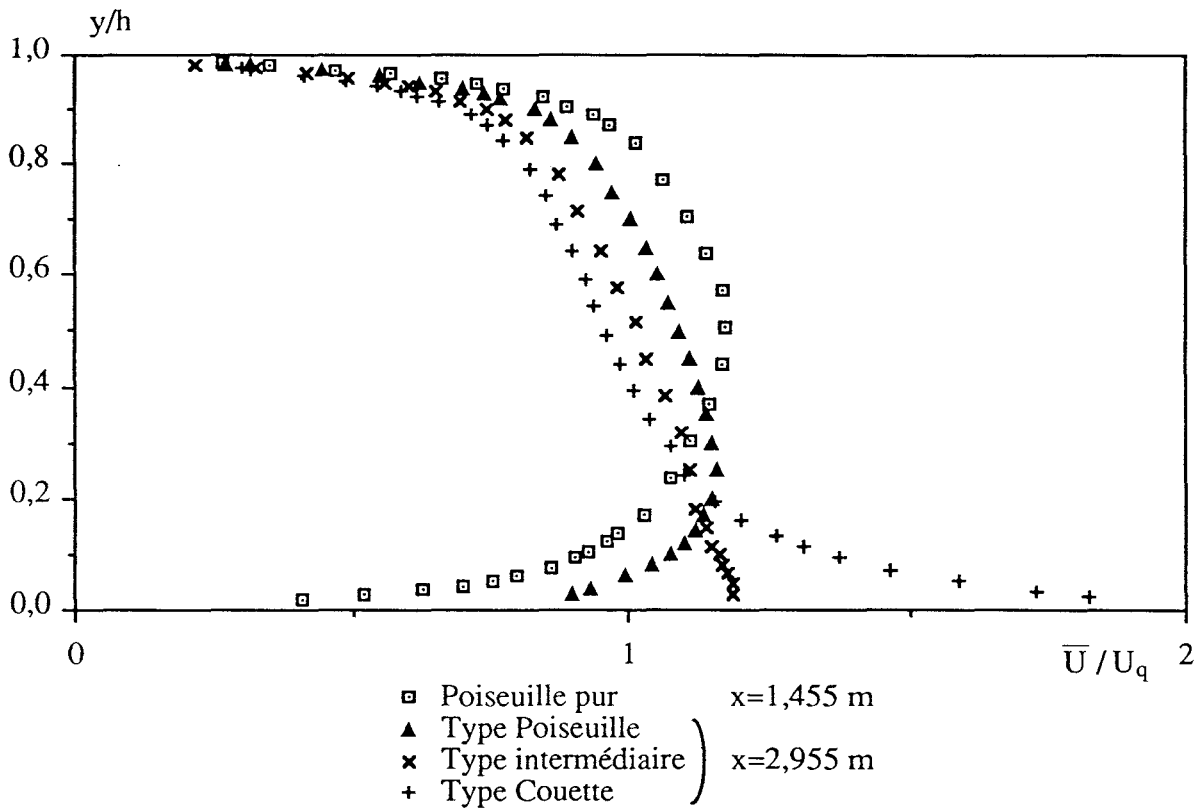
**Figure 23 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de Poiseuille en coordonnées logarithmiques**



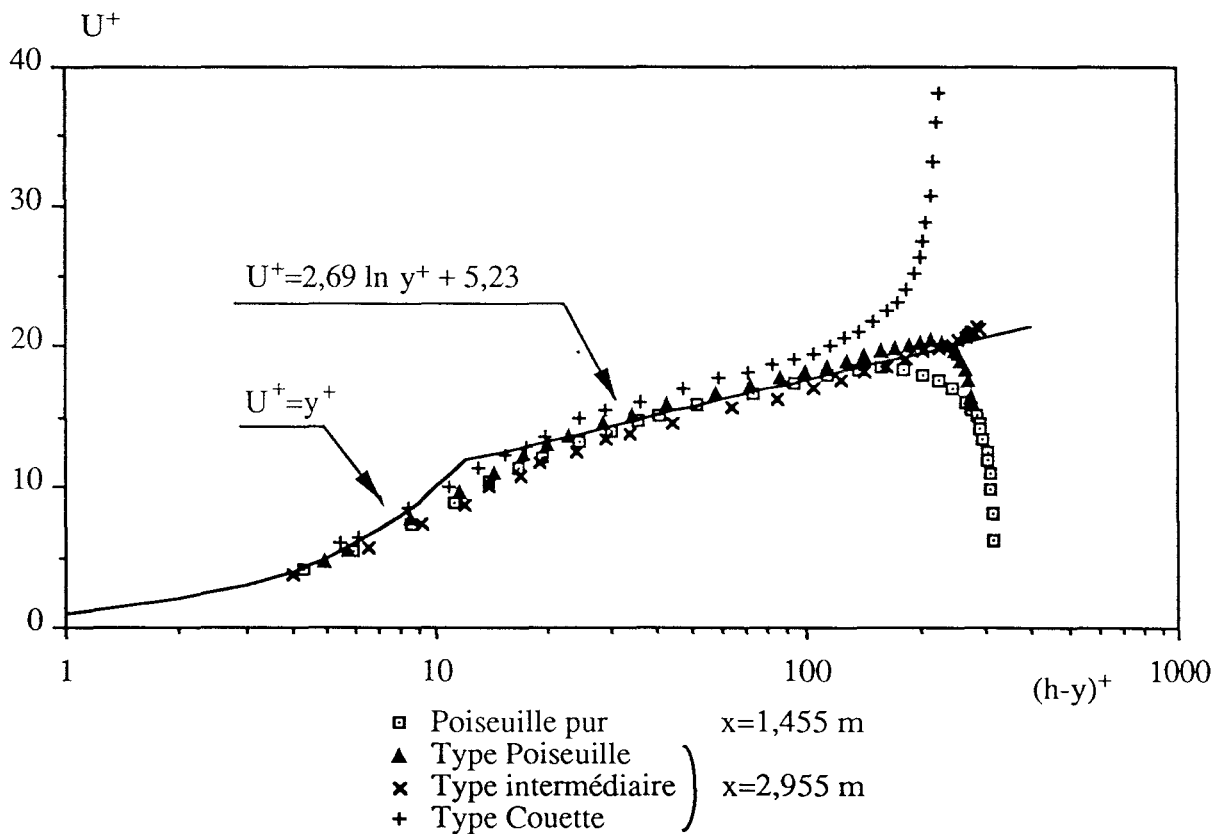
**Figure 24 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de Poiseuille**



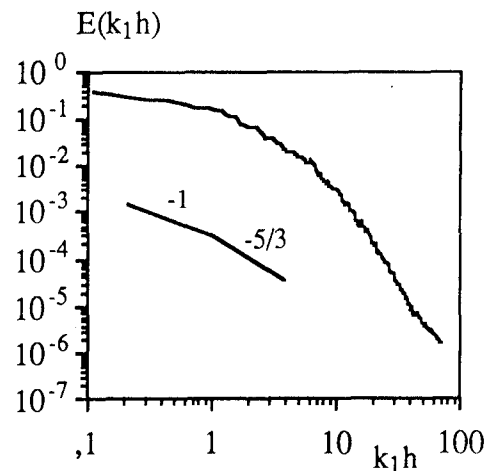
**Figure 25 : Profil d'énergie turbulente pour l'écoulement de Poiseuille**



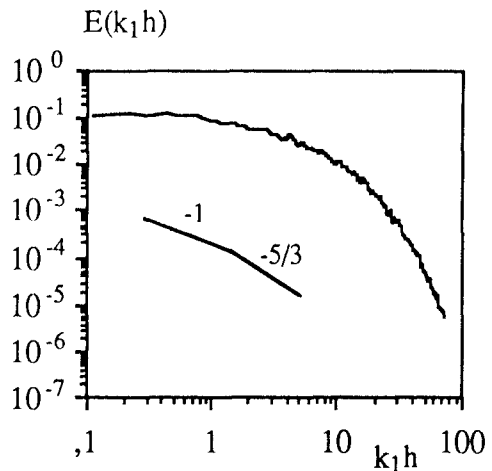
**Figure 26 : Comparaison des profils de vitesse moyenne en coordonnées linéaires**



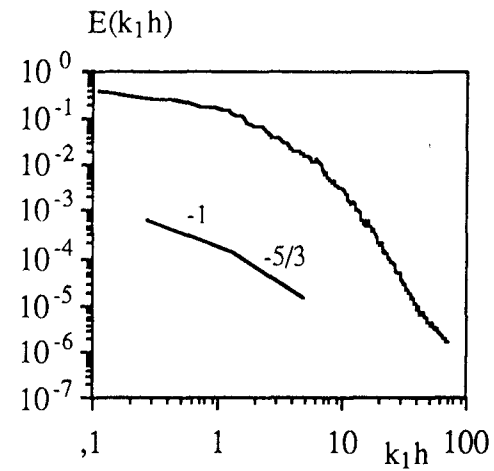
**Figure 27 : Comparaison des profils de vitesse moyenne en coordonnées logarithmiques**



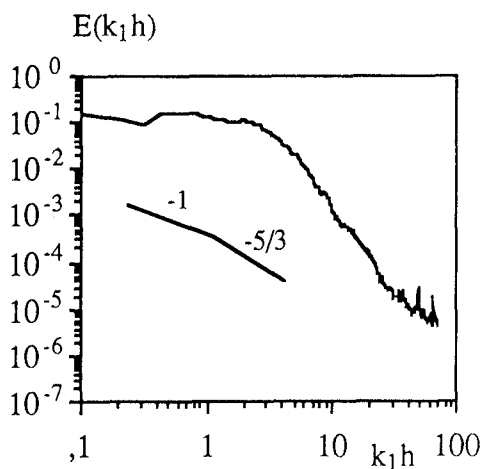
Poiseuille pur :  $y/h=0,04$



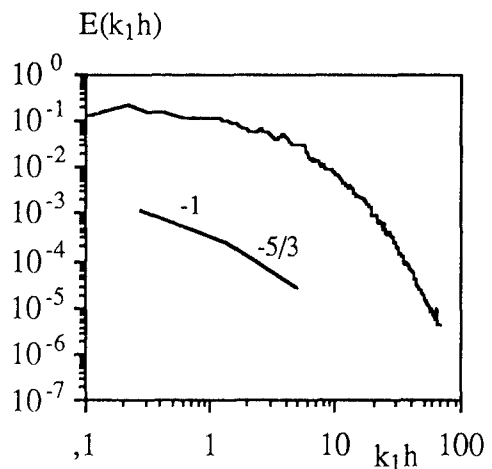
Poiseuille pur :  $y/h=0,5$



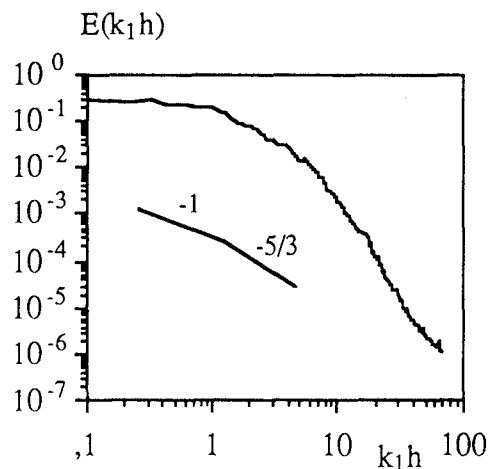
Poiseuille pur :  $y/h=0,95$



Type Poiseuille :  $y/h=0,04$

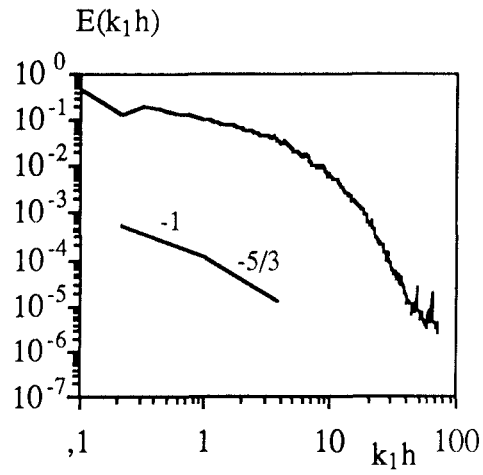


Type Poiseuille :  $y/h=0,5$

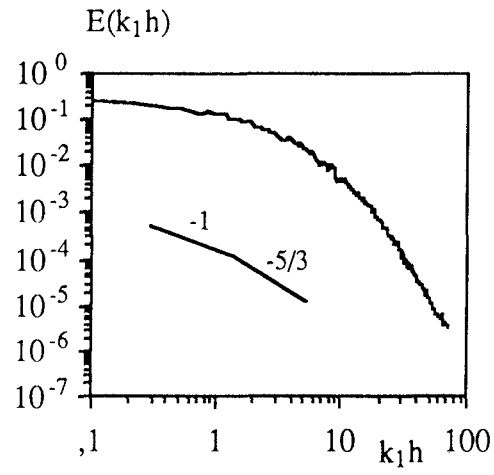


Type Poiseuille :  $y/h=0,95$

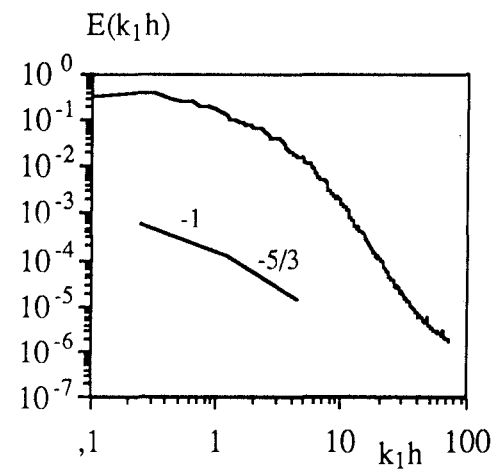
Figure 28a : Spectres unidimensionnels d'énergie turbulente



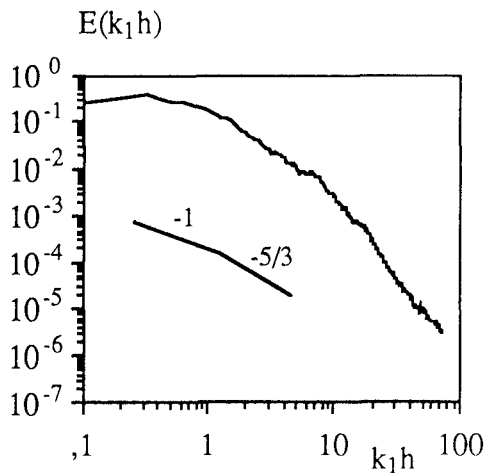
Type intermédiaire :  $y/h=0,04$



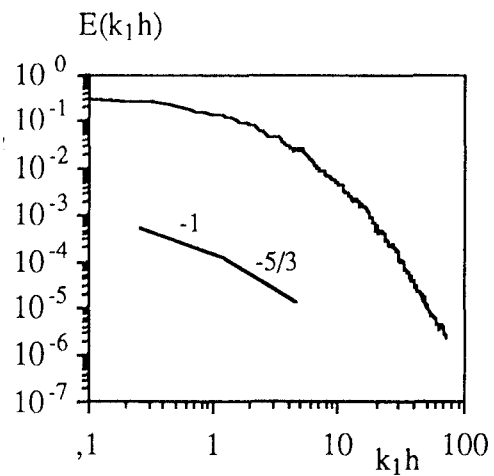
Type intermédiaire :  $y/h=0,5$



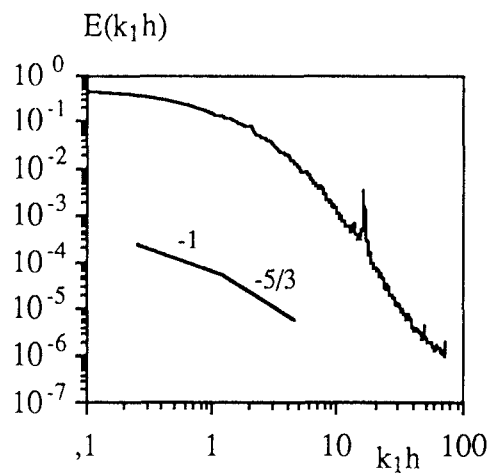
Type intermédiaire :  $y/h=0,95$



Type Couette :  $y/h=0,04$



Type Couette :  $y/h=0,5$



Type Couette :  $y/h=0,95$

Figure 28b : Spectres unidimensionnels d'énergie turbulente

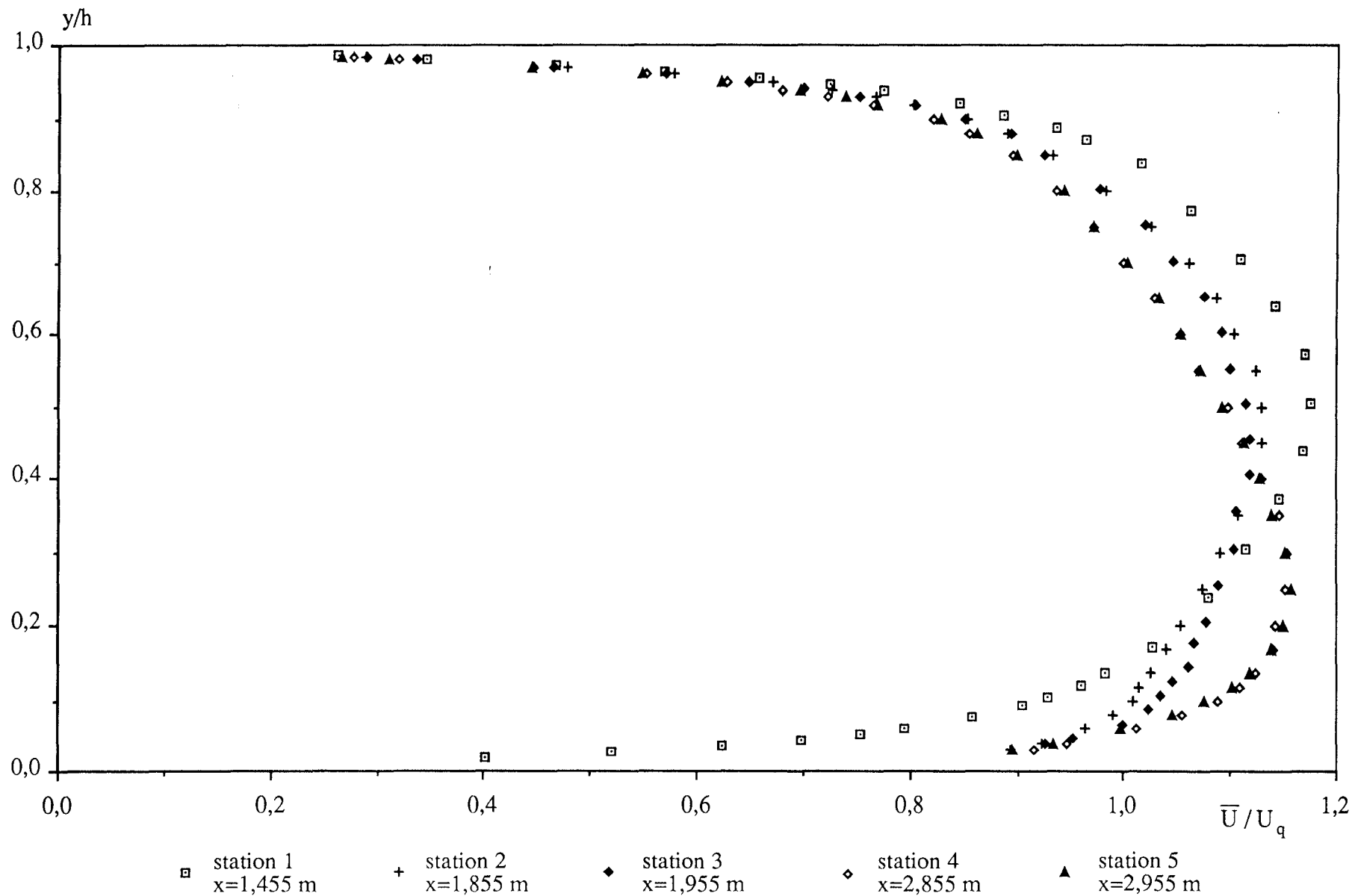


Figure 29 : Etablissement de  $\bar{U}$  pour l'écoulement de type Poiseuille

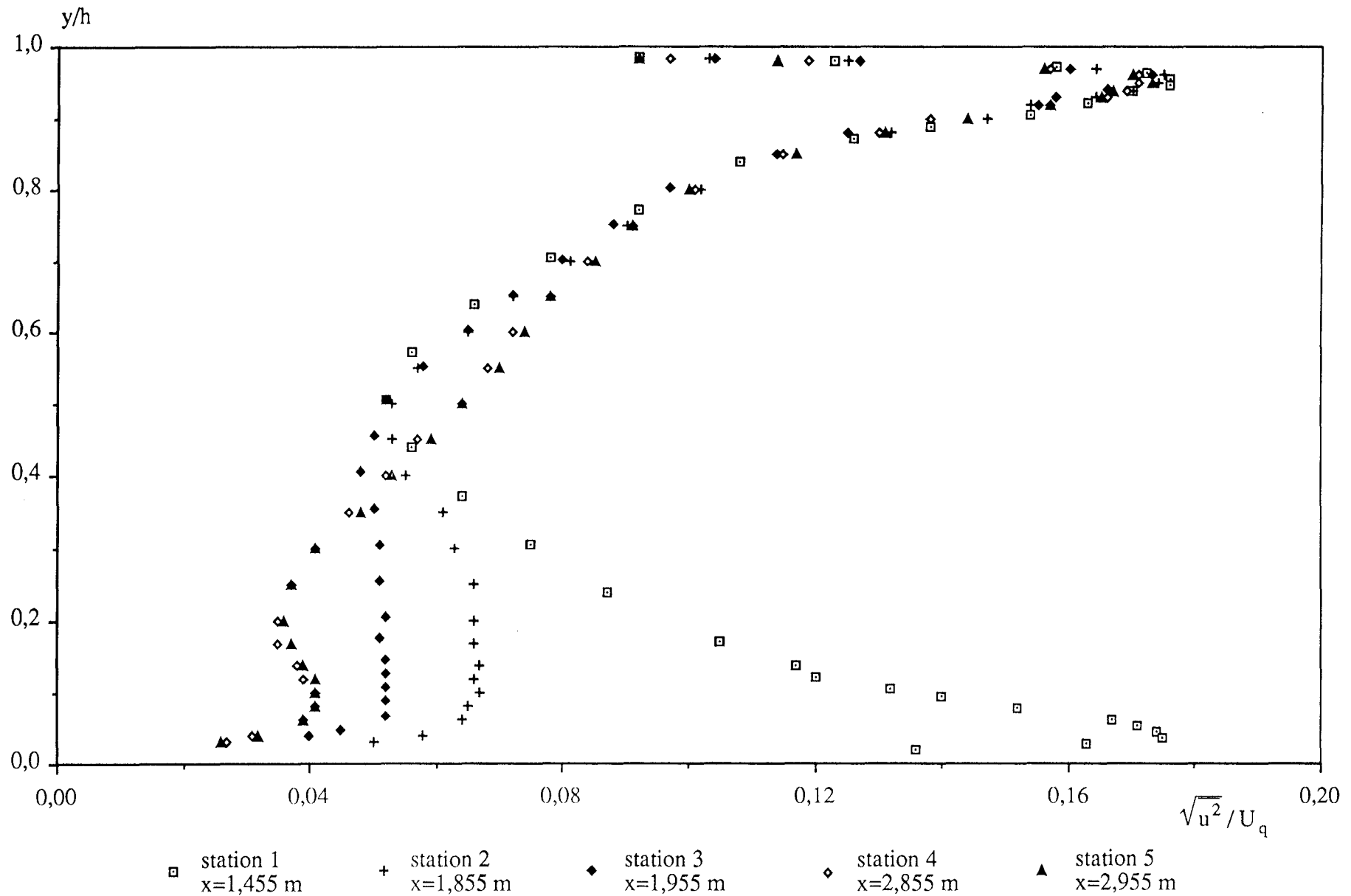
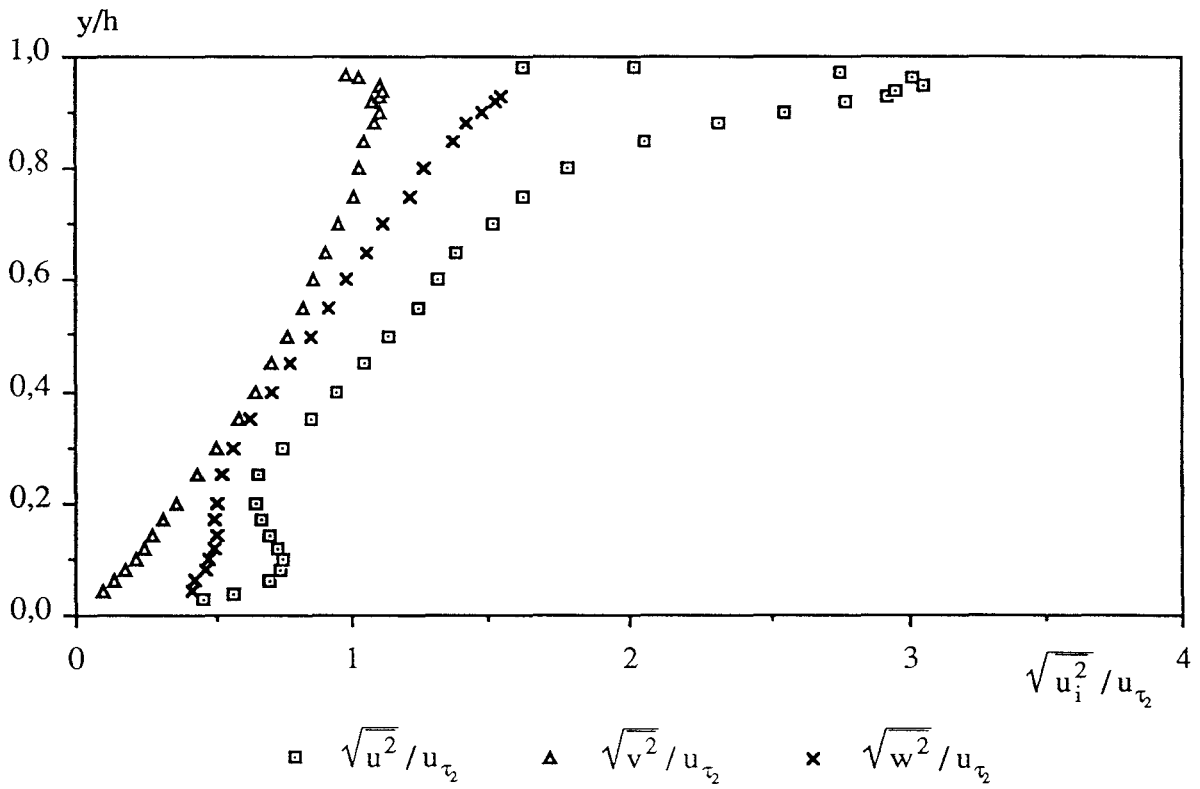
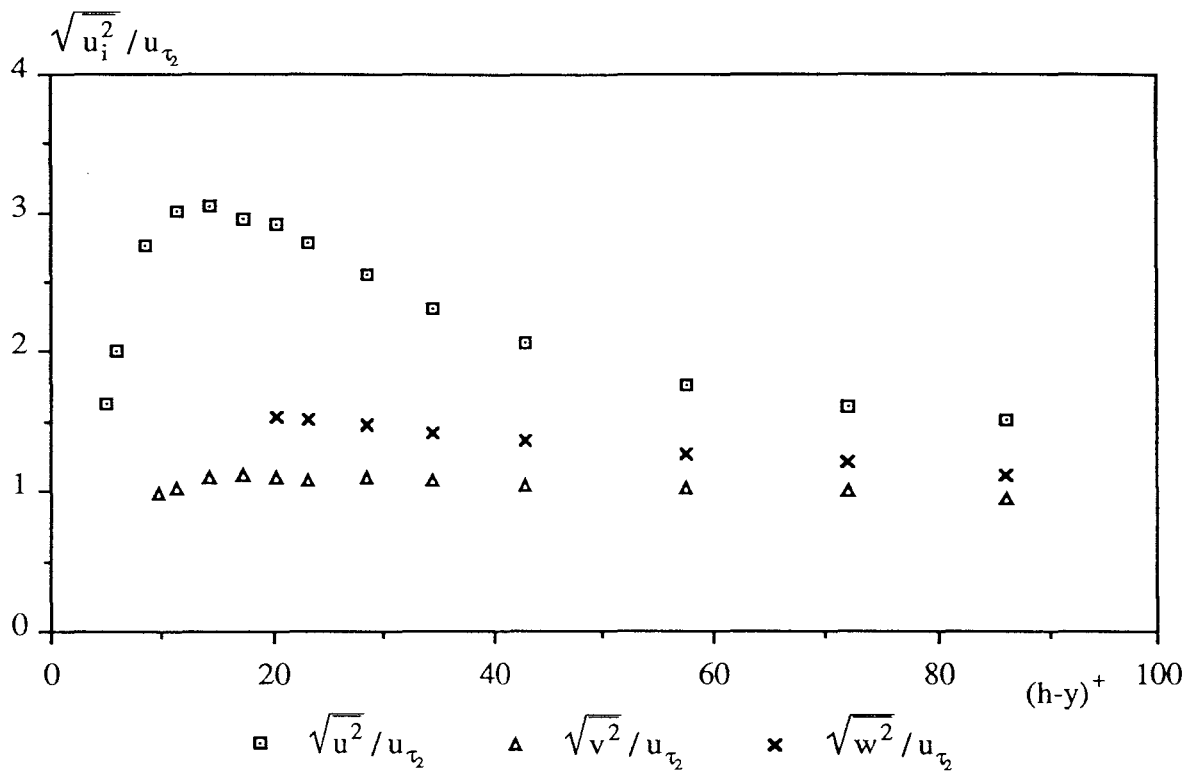


Figure 30 : Etablissement de  $\overline{u^2}$  pour l'écoulement de type Poiseuille

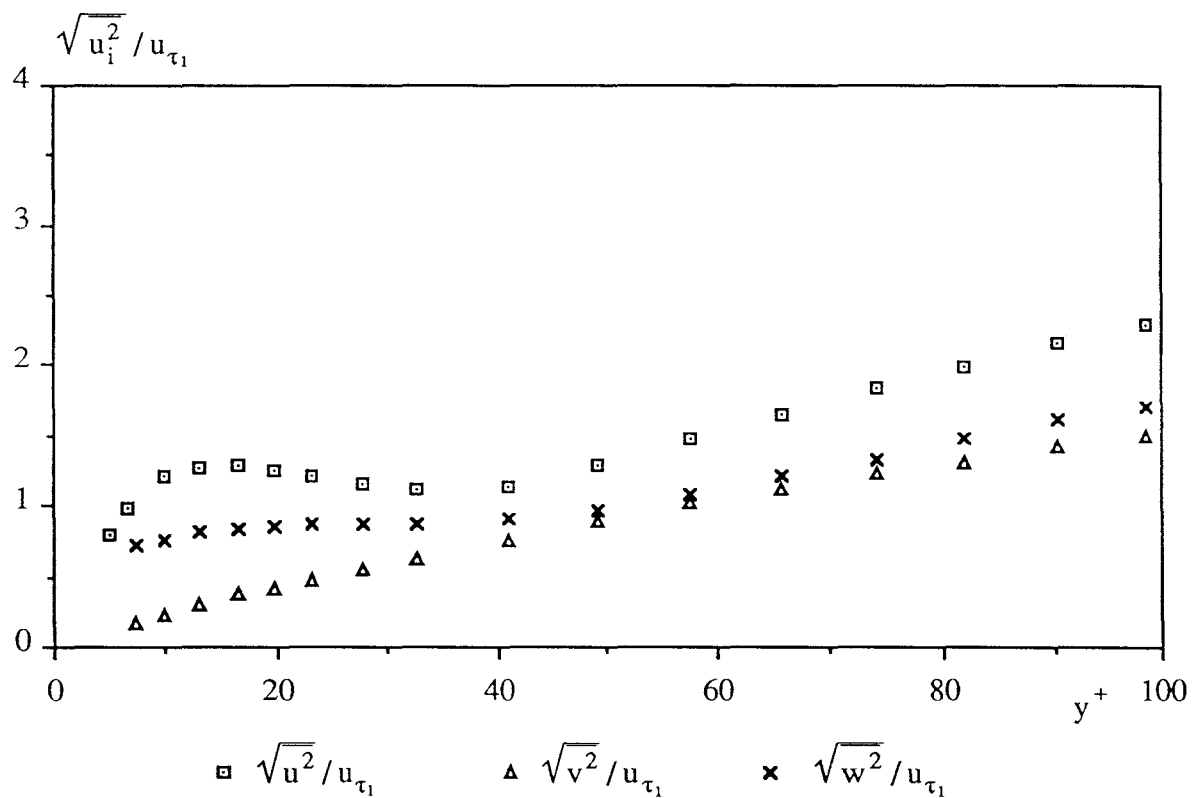




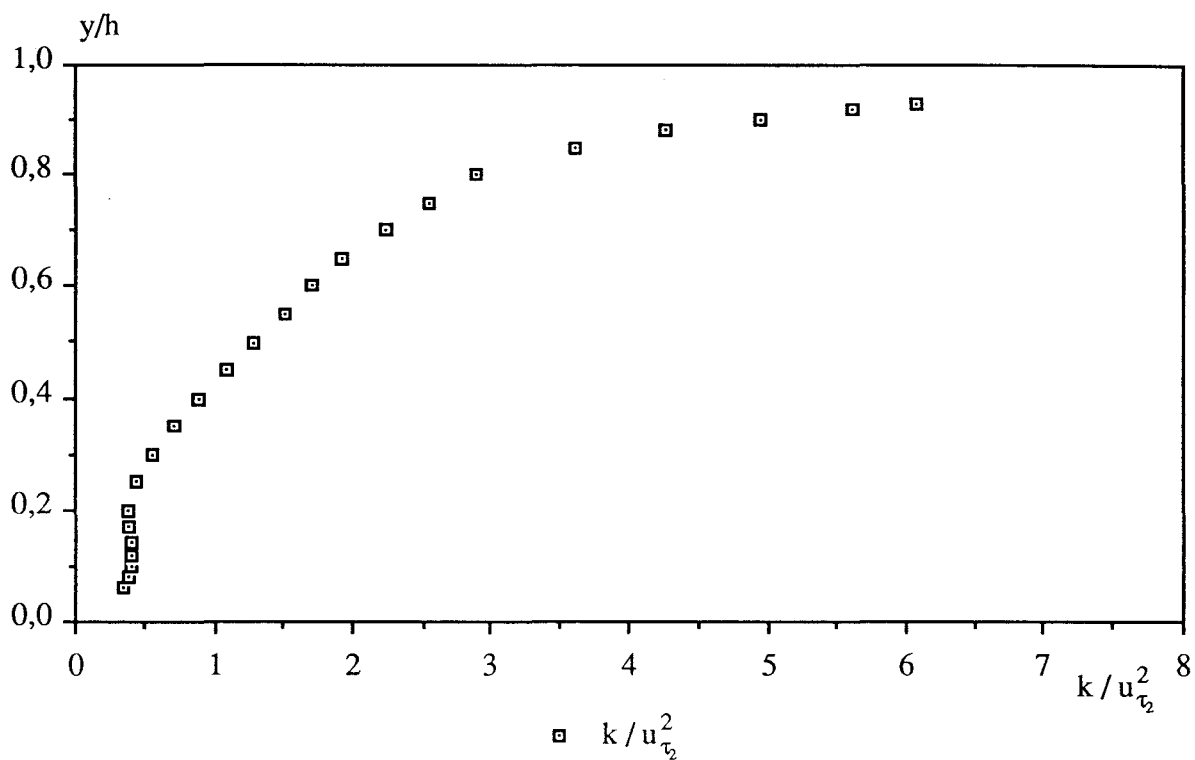
**Figure 31 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille**



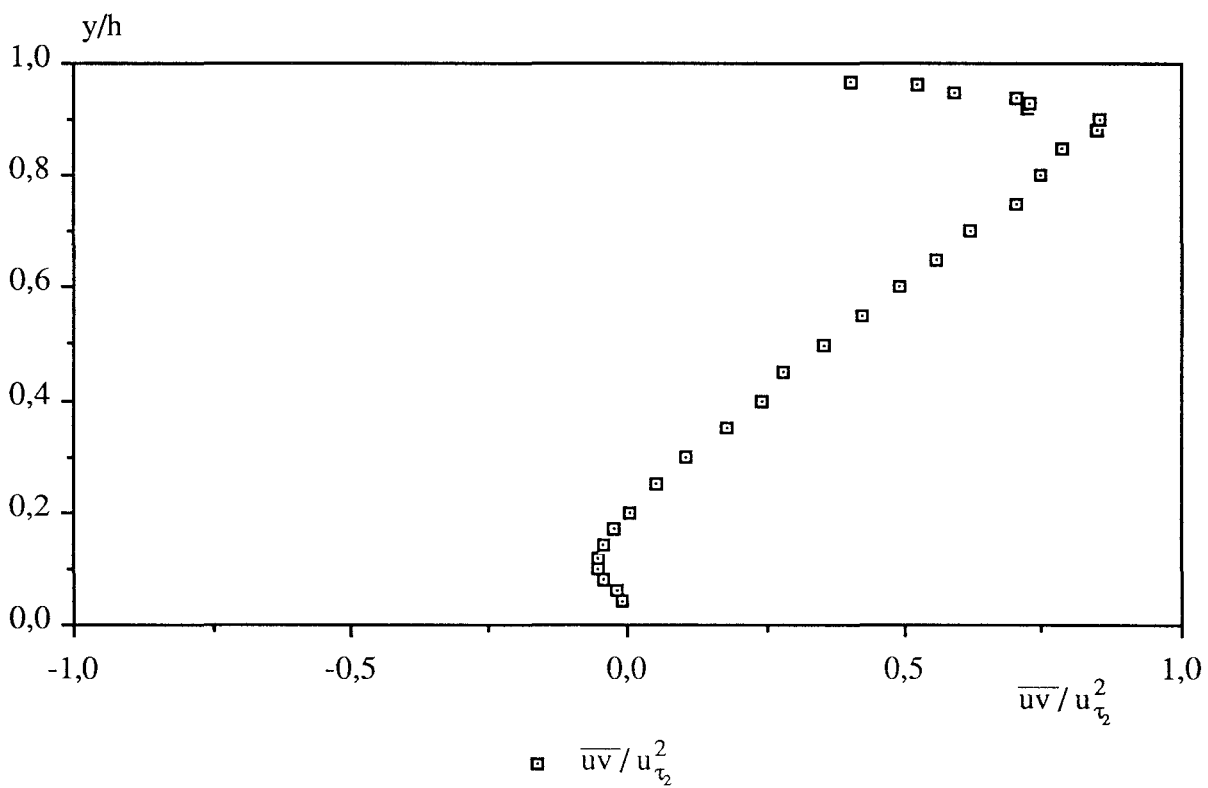
**Figure 32a : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille (région pariétale supérieure)**



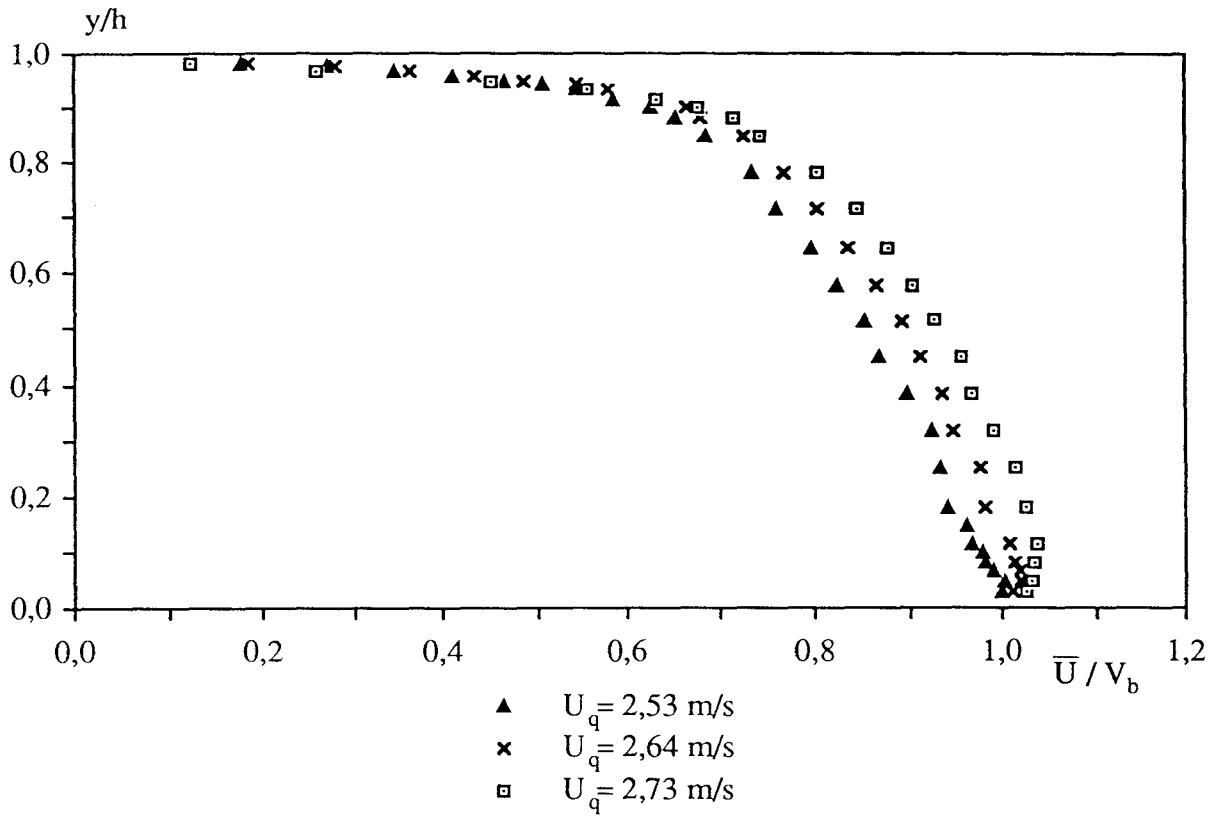
**Figure 32b : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Poiseuille (région pariétale inférieure)**



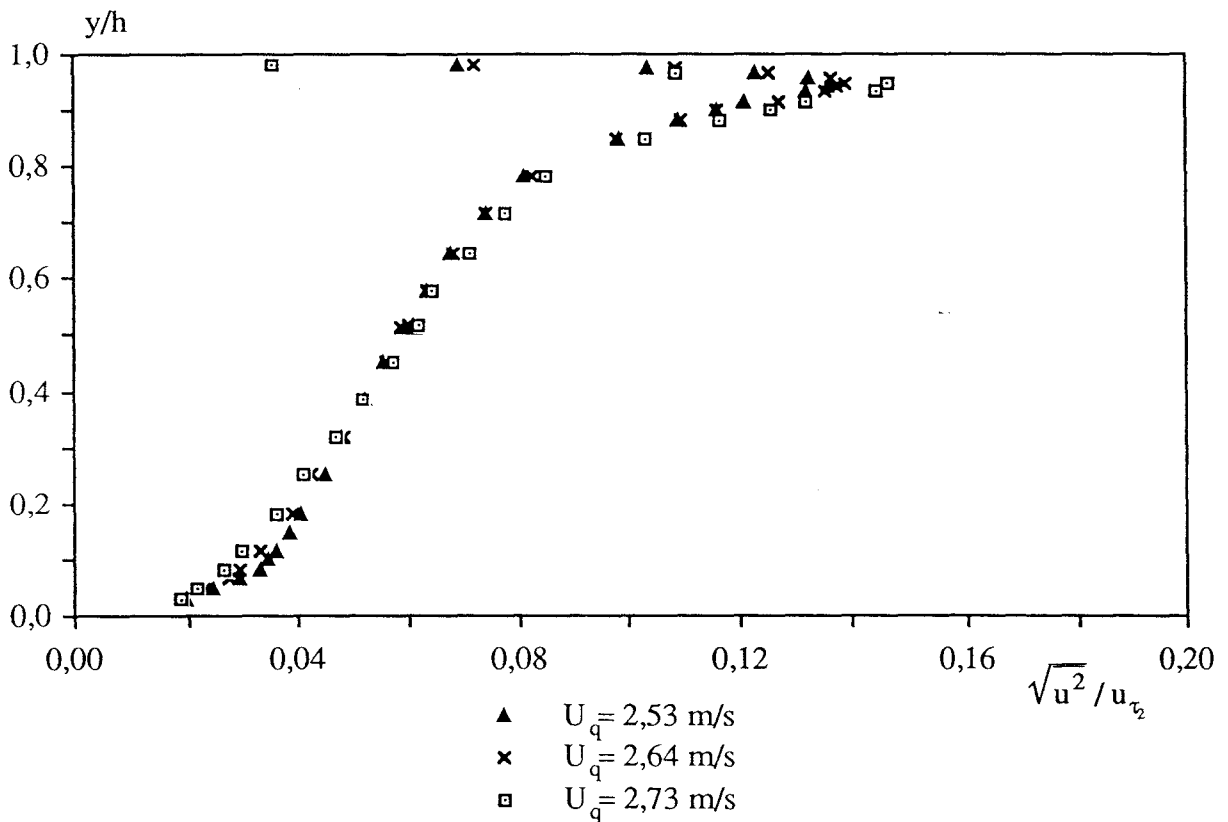
**Figure 33 : Profil d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Poiseuille**



**Figure 34 : Profil de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type Poiseuille**



**Figure 35 : Evolution du profil de vitesse moyenne en fonction du débit**



**Figure 36 : Evolution du profil de la corrélation normale  $\overline{u^2}$  en fonction du débit**

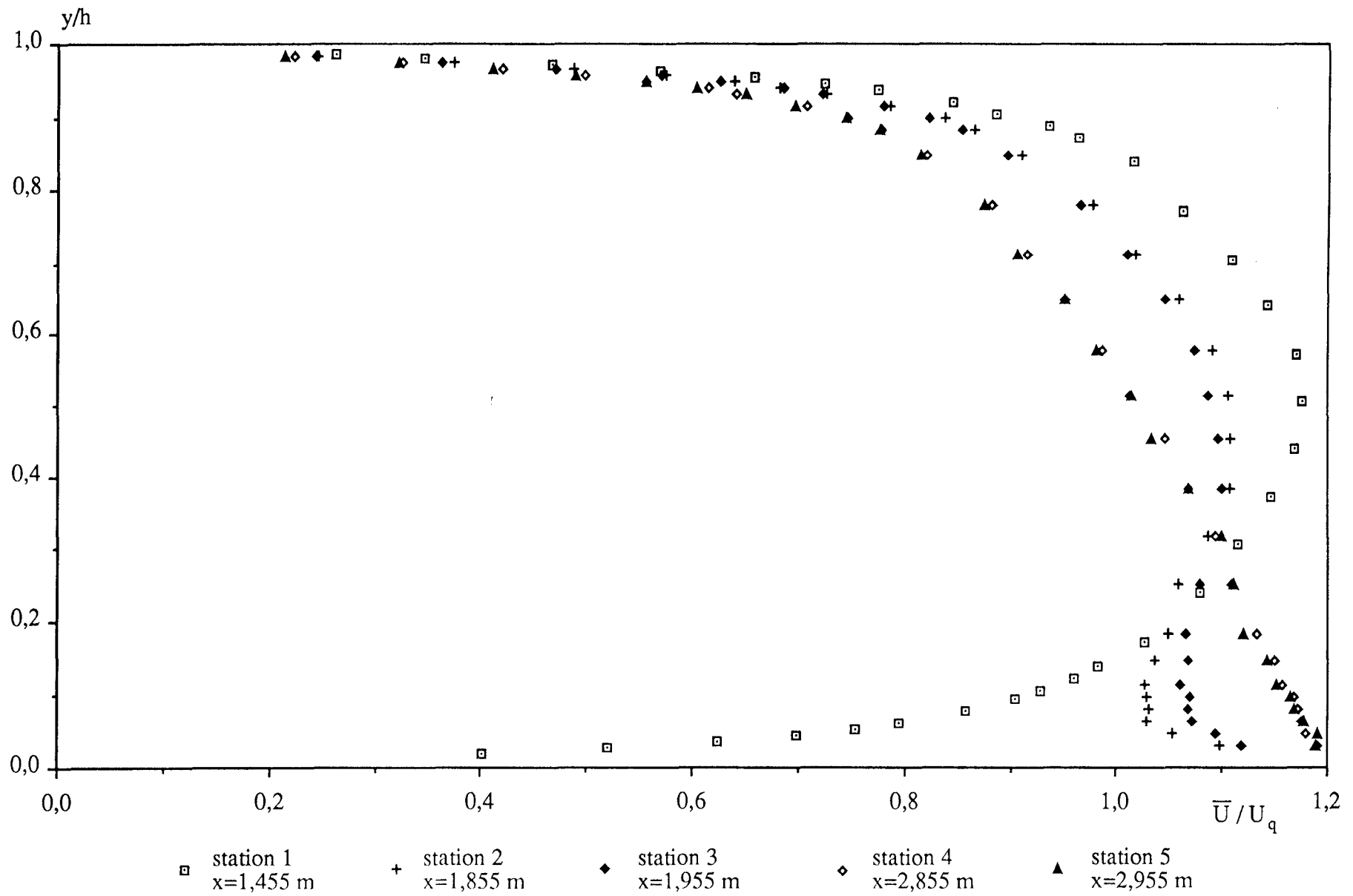


Figure 37 : Etablissement de  $\bar{U}$  pour l'écoulement de type intermédiaire

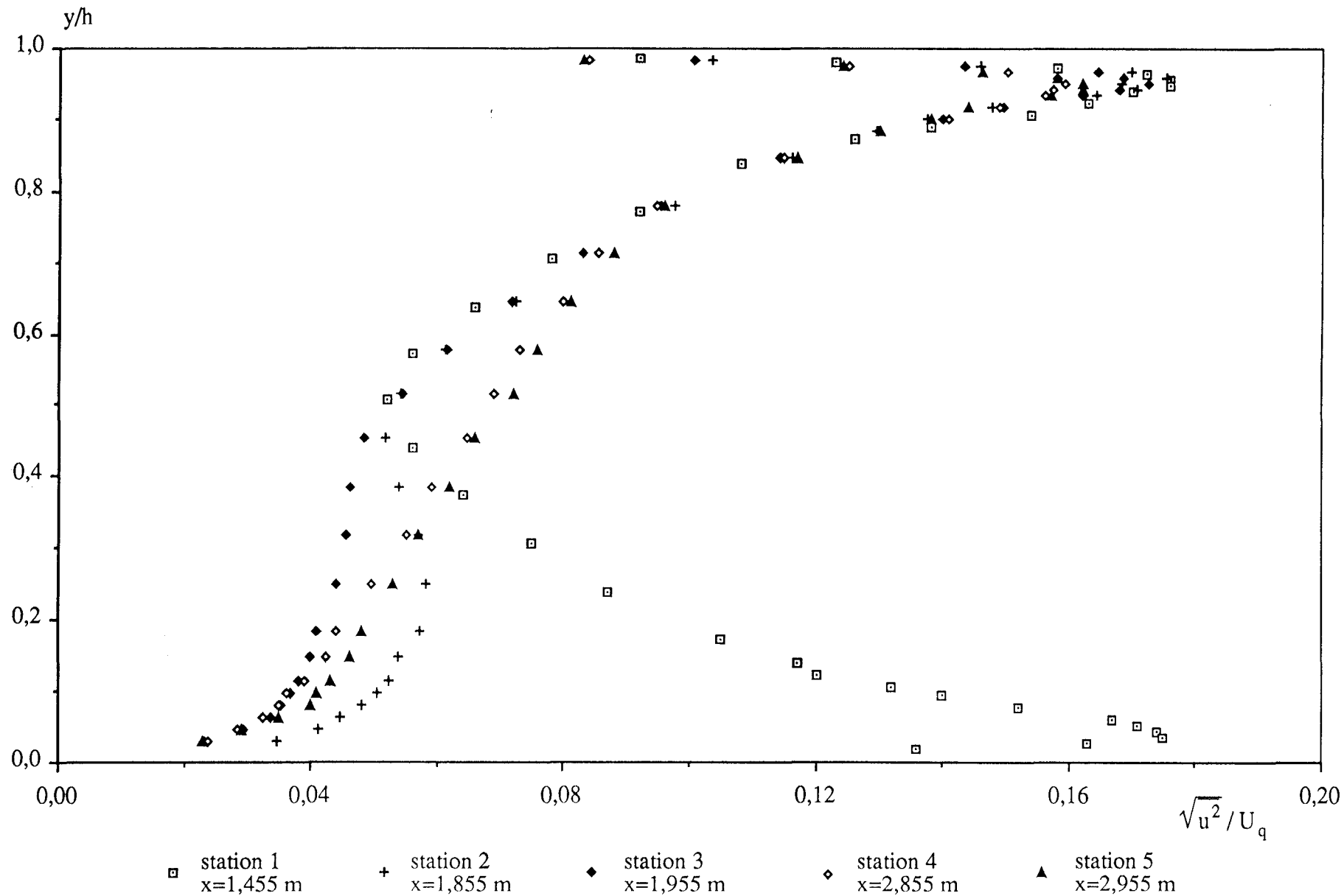
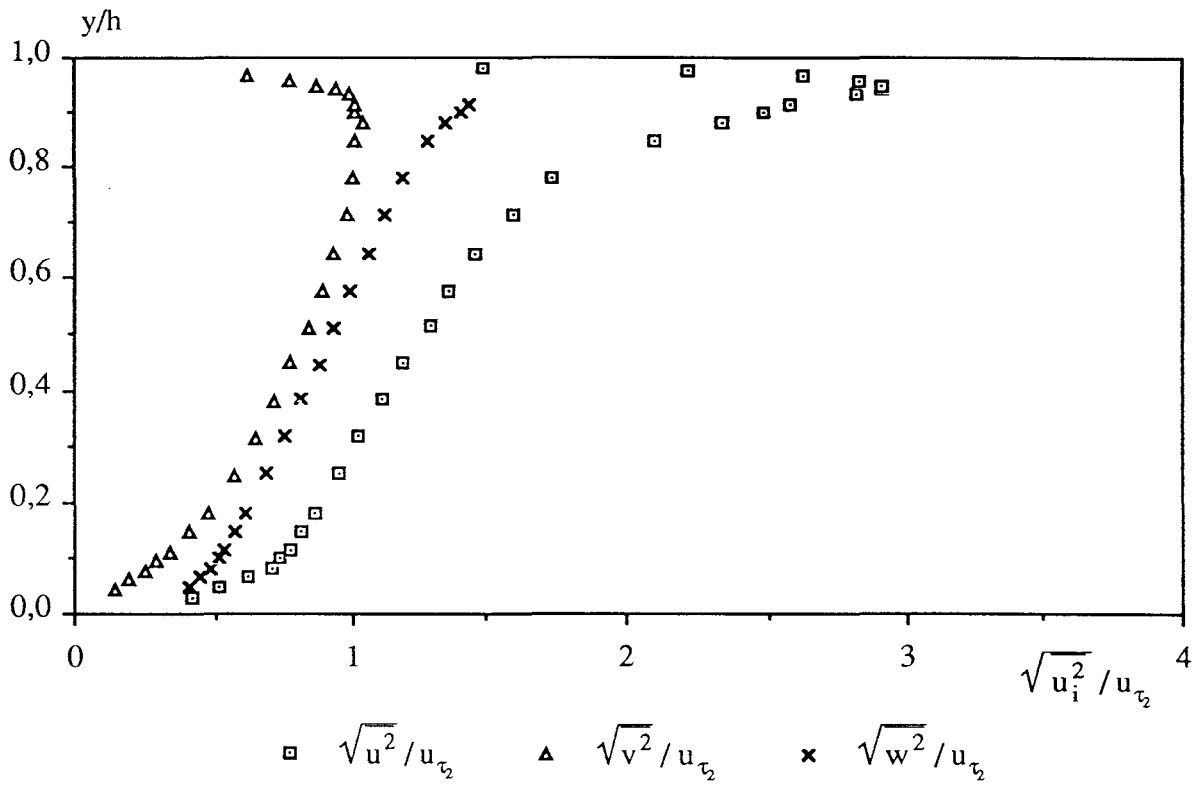
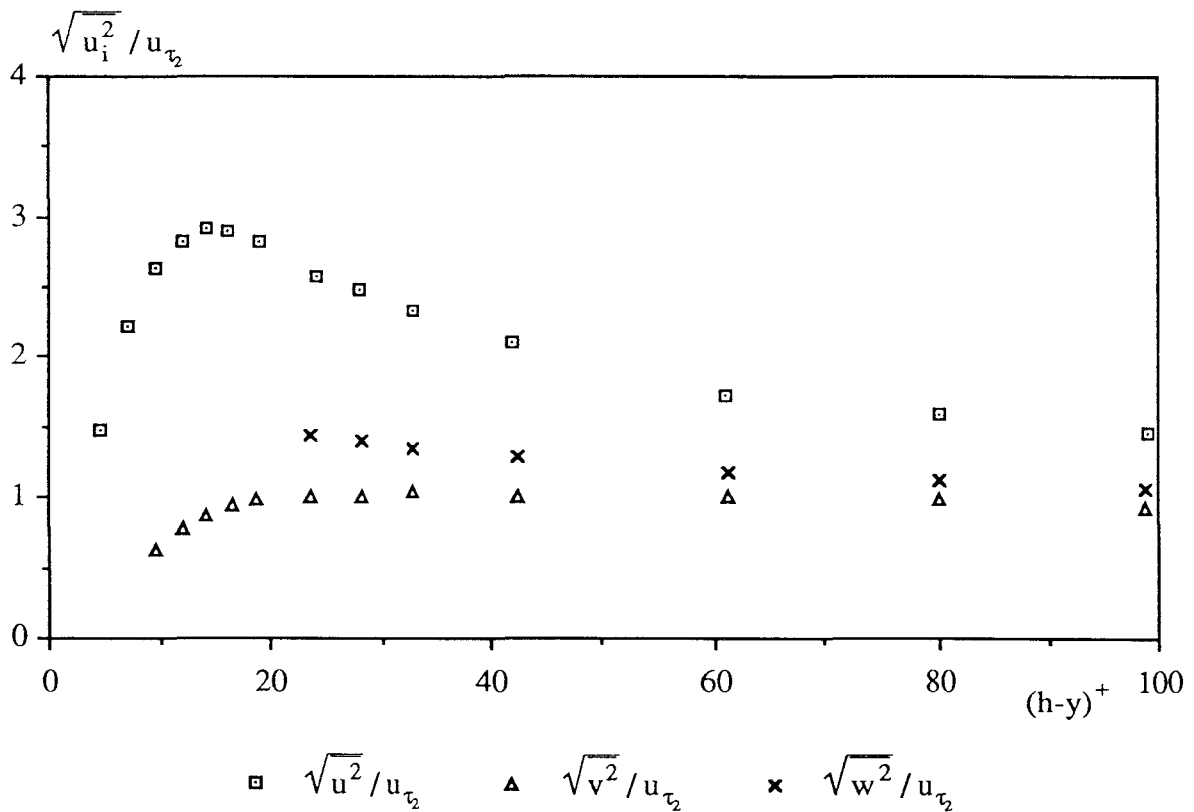


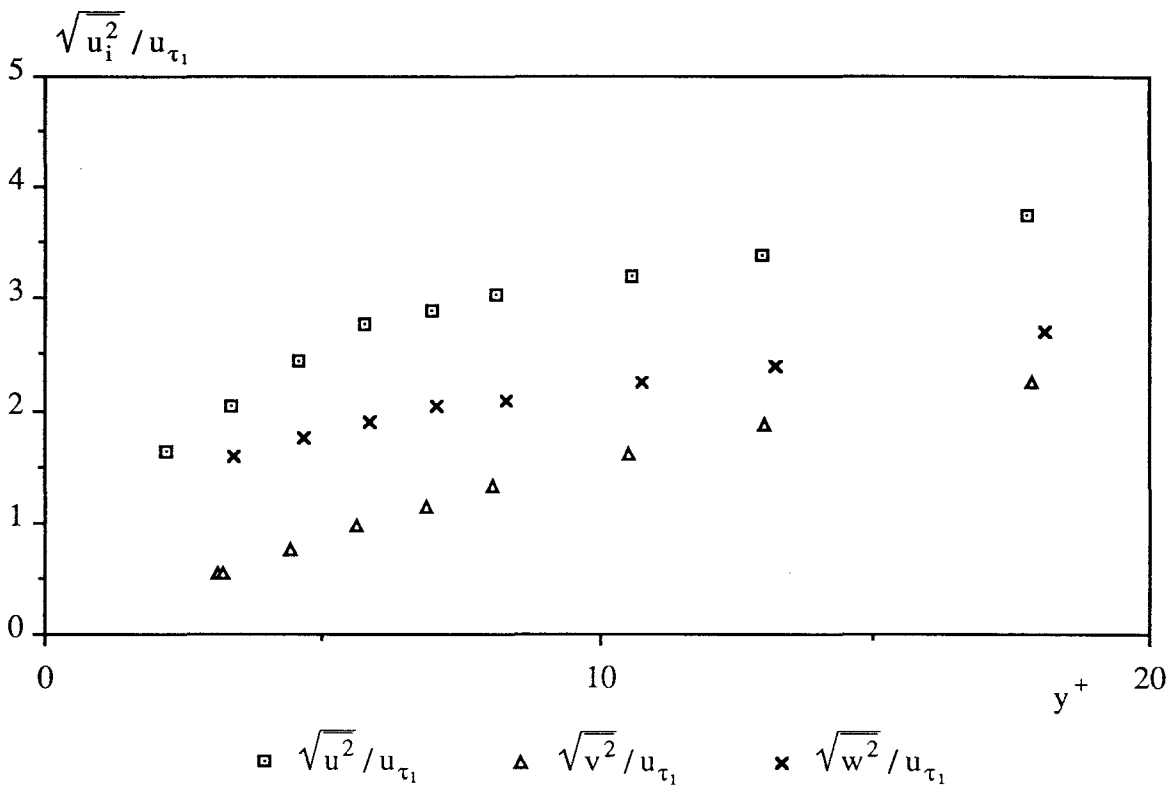
Figure 38 : Etablissement de  $\overline{u^2}$  pour l'écoulement de type intermédiaire



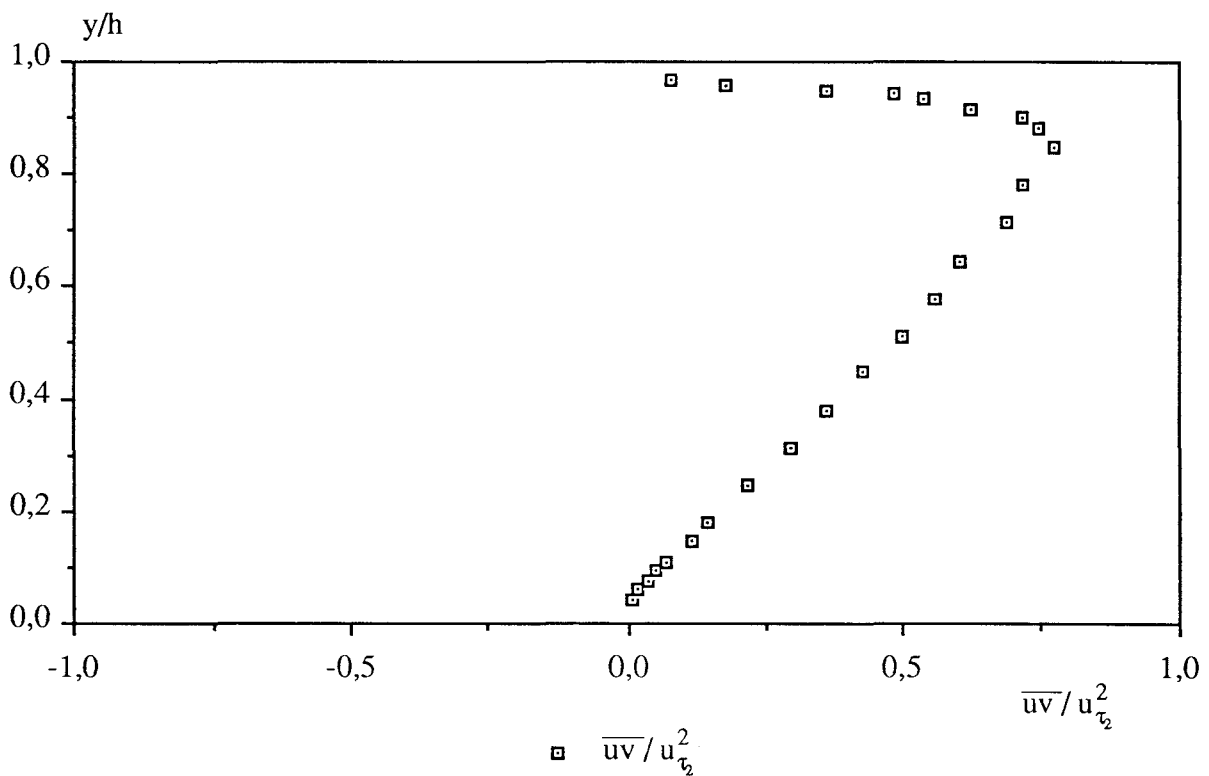
**Figure 39 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire**



**Figure 40a : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire (région pariétale supérieure)**

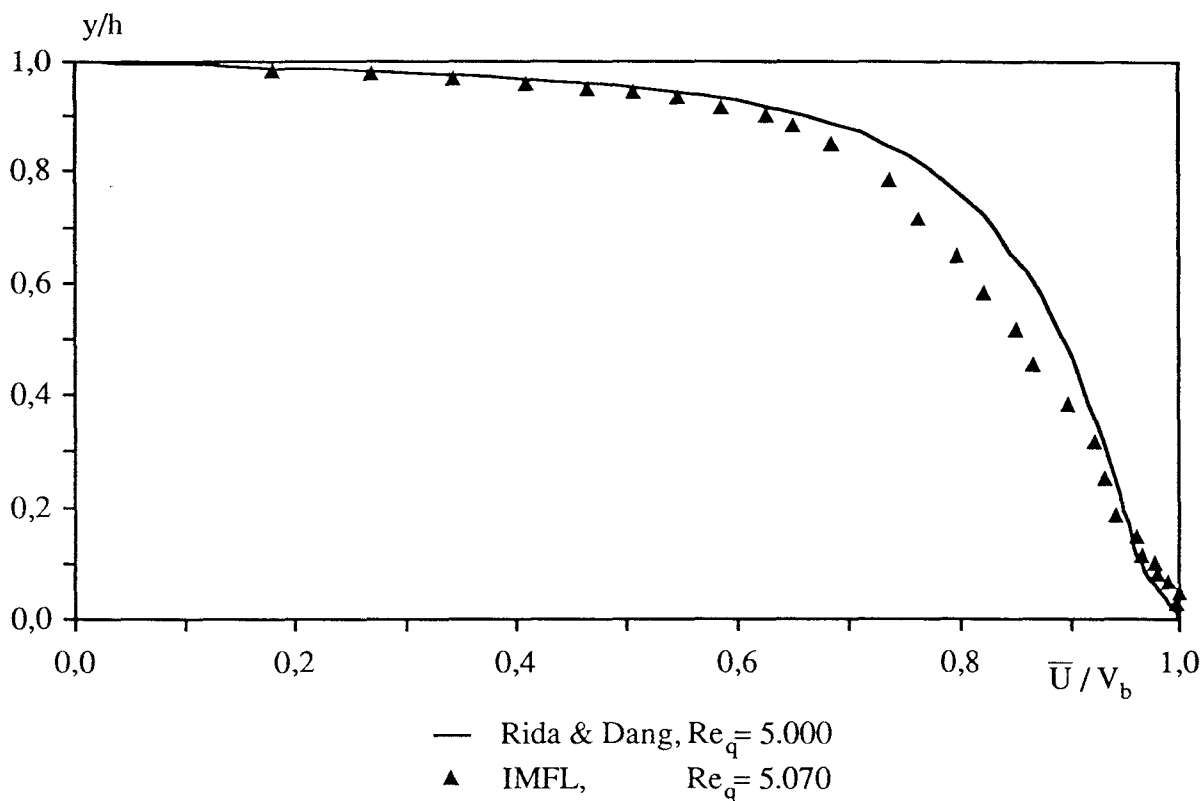


**Figure 40b : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type intermédiaire (région pariétale inférieure)**

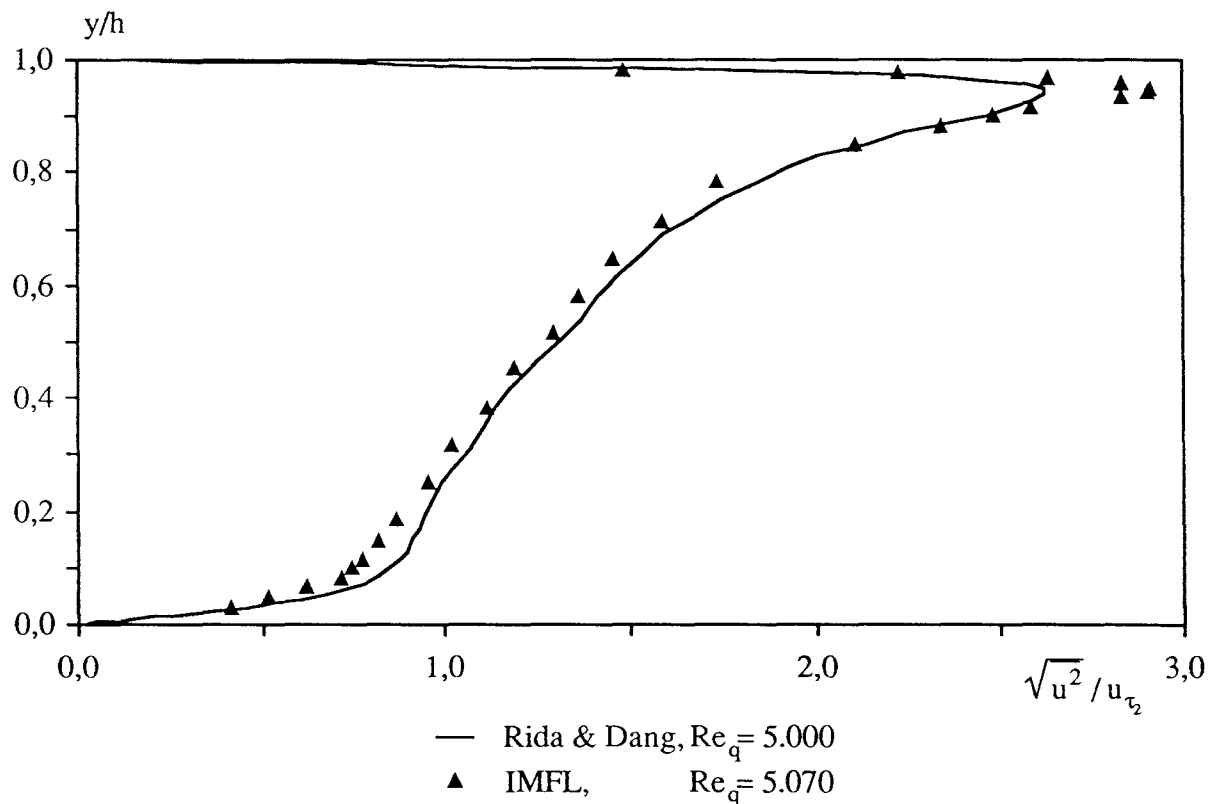


**Figure 41 : Profil de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type intermédiaire**

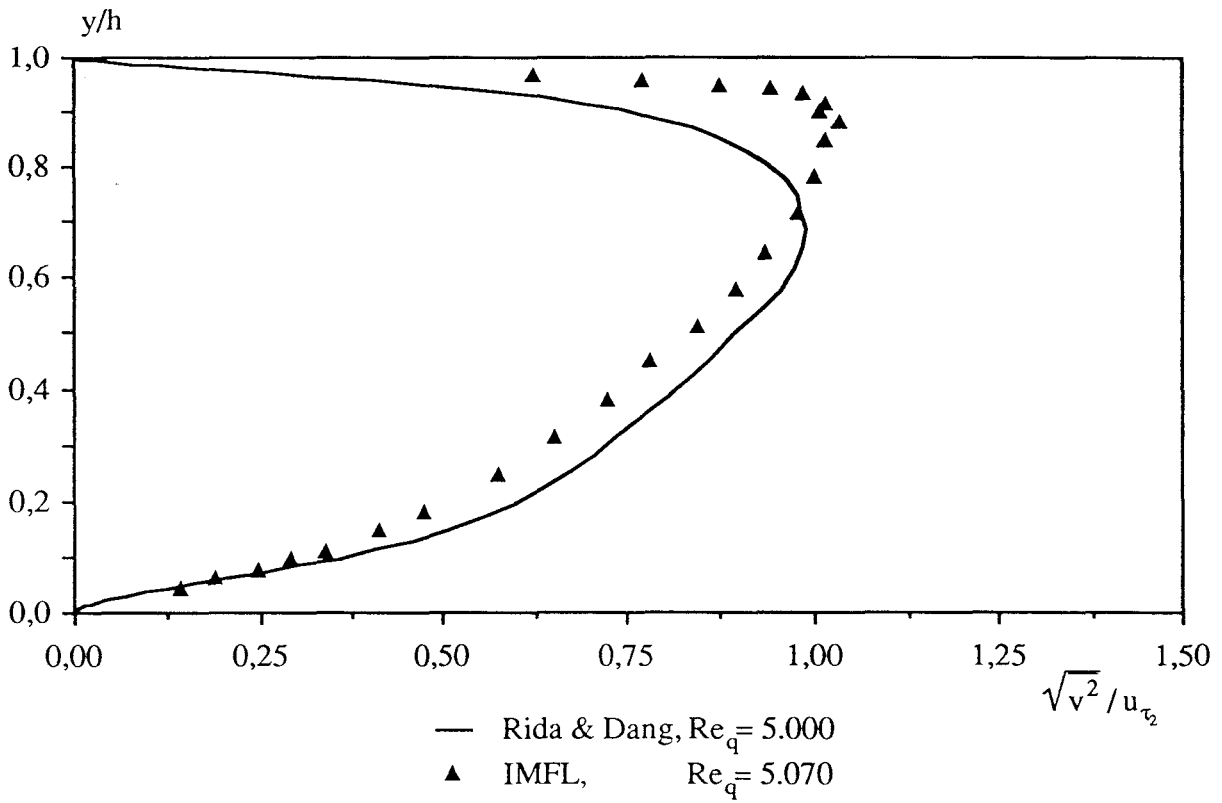




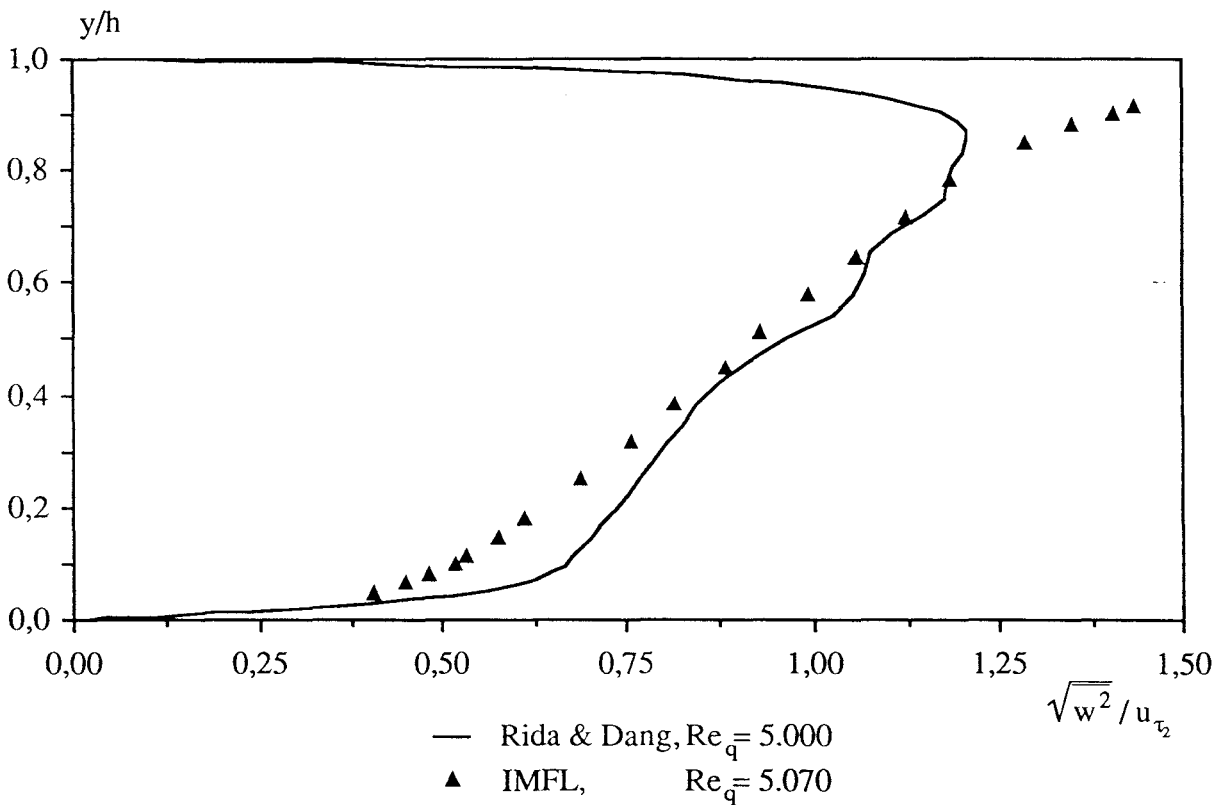
**Figure 42 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type intermédiaire**



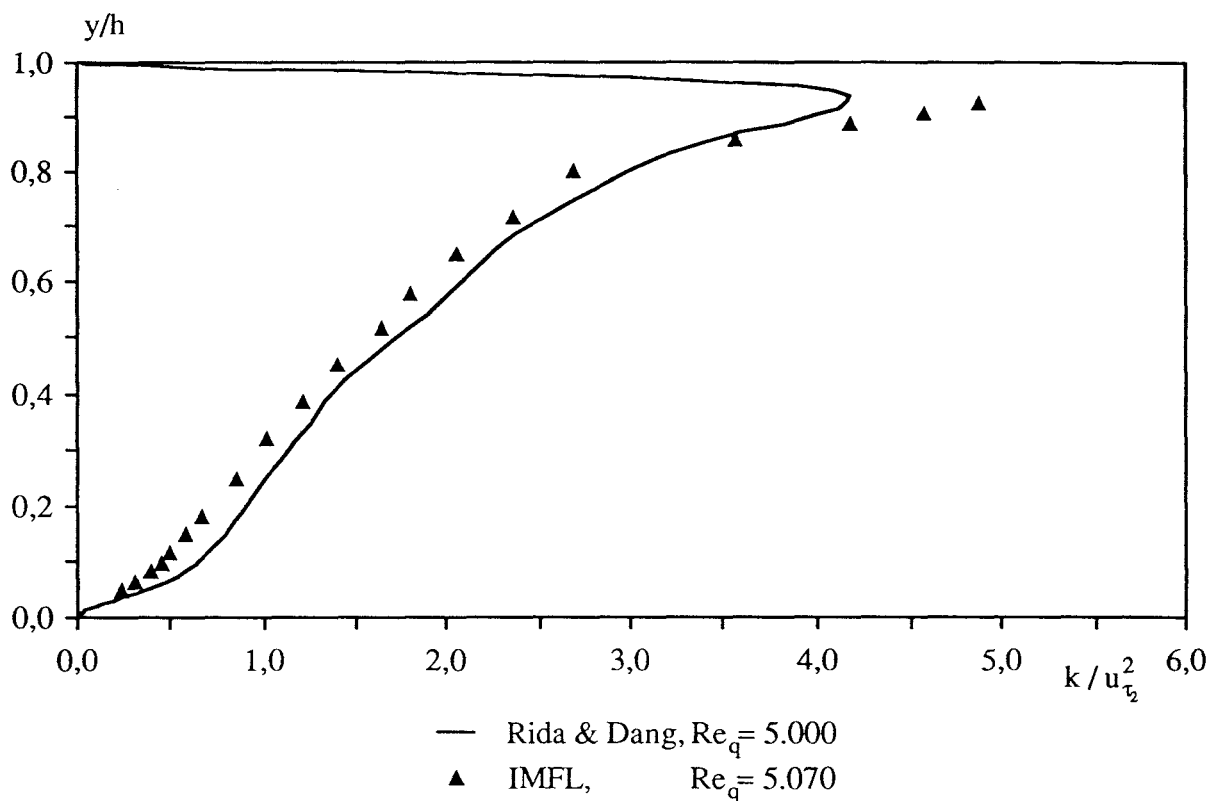
**Figure 43 : Comparaison des profils de la corrélation normale  $u^2$  pour l'écoulement de type intermédiaire**



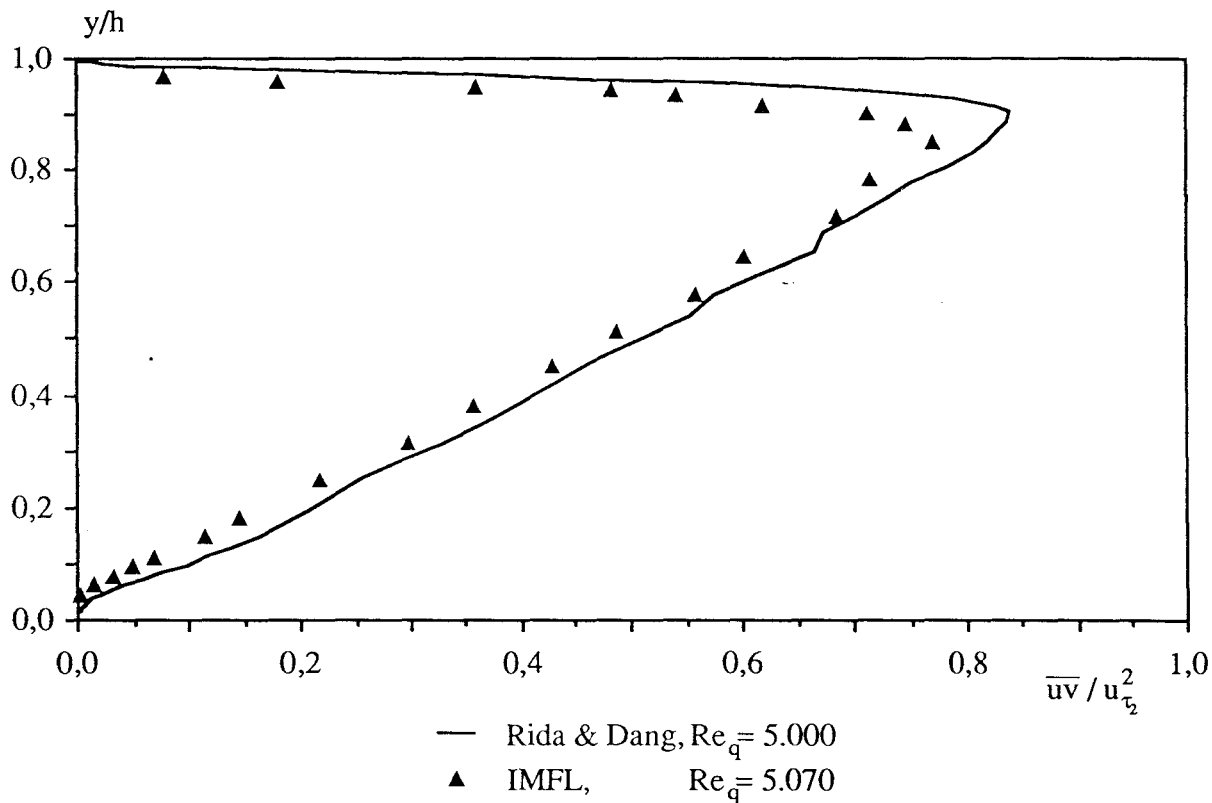
**Figure 44 :** Comparaison des profils de la corrélation normale  $v^2$  pour l'écoulement de type intermédiaire



**Figure 45 :** Comparaison des profils de la corrélation normale  $w^2$  pour l'écoulement de type intermédiaire



**Figure 46 : Comparaison des profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type intermédiaire**



**Figure 47 : Comparaison des profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type intermédiaire**

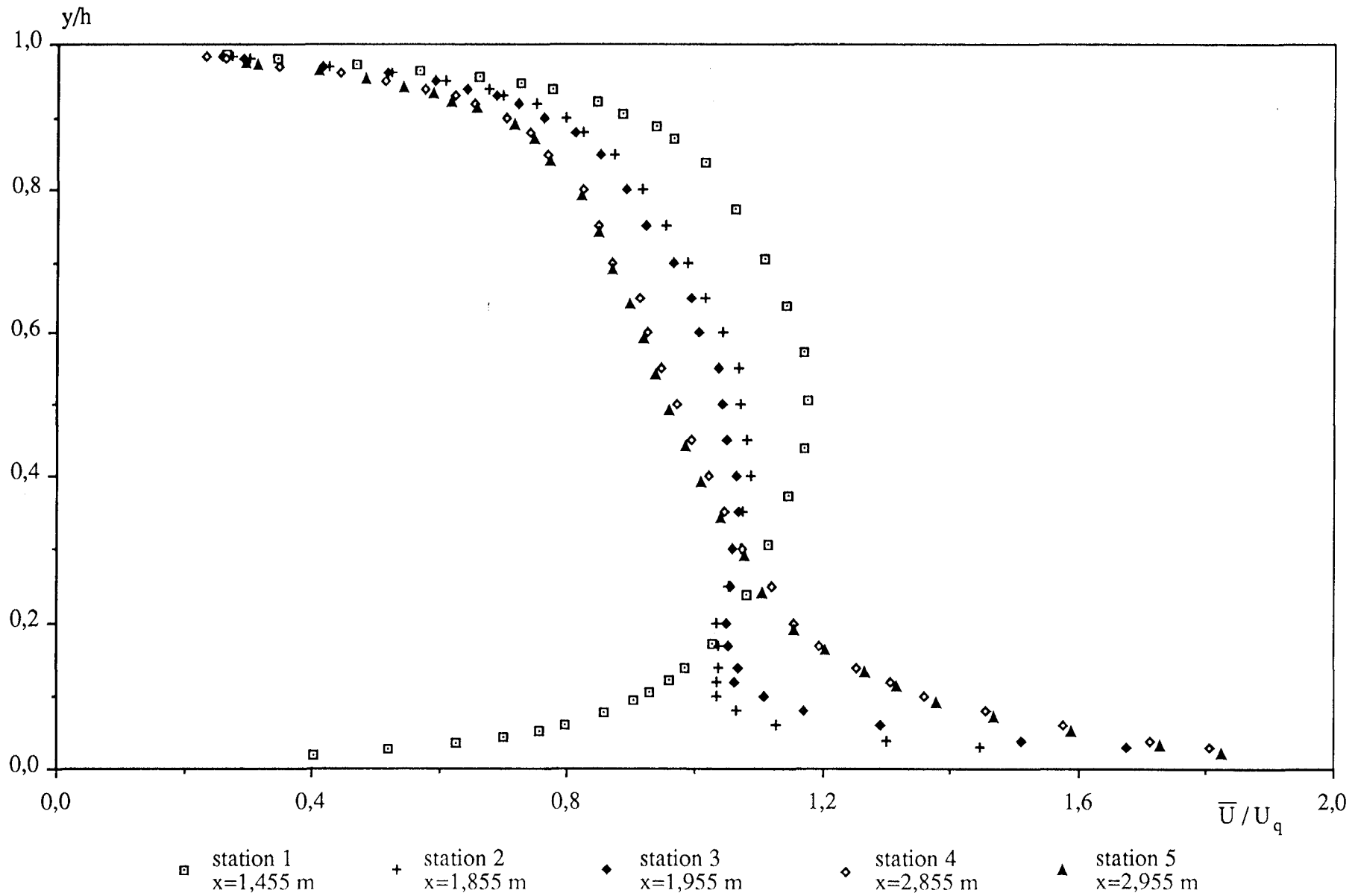


Figure 48 : Etablissement de  $\bar{U}$  pour l'écoulement de type Couette

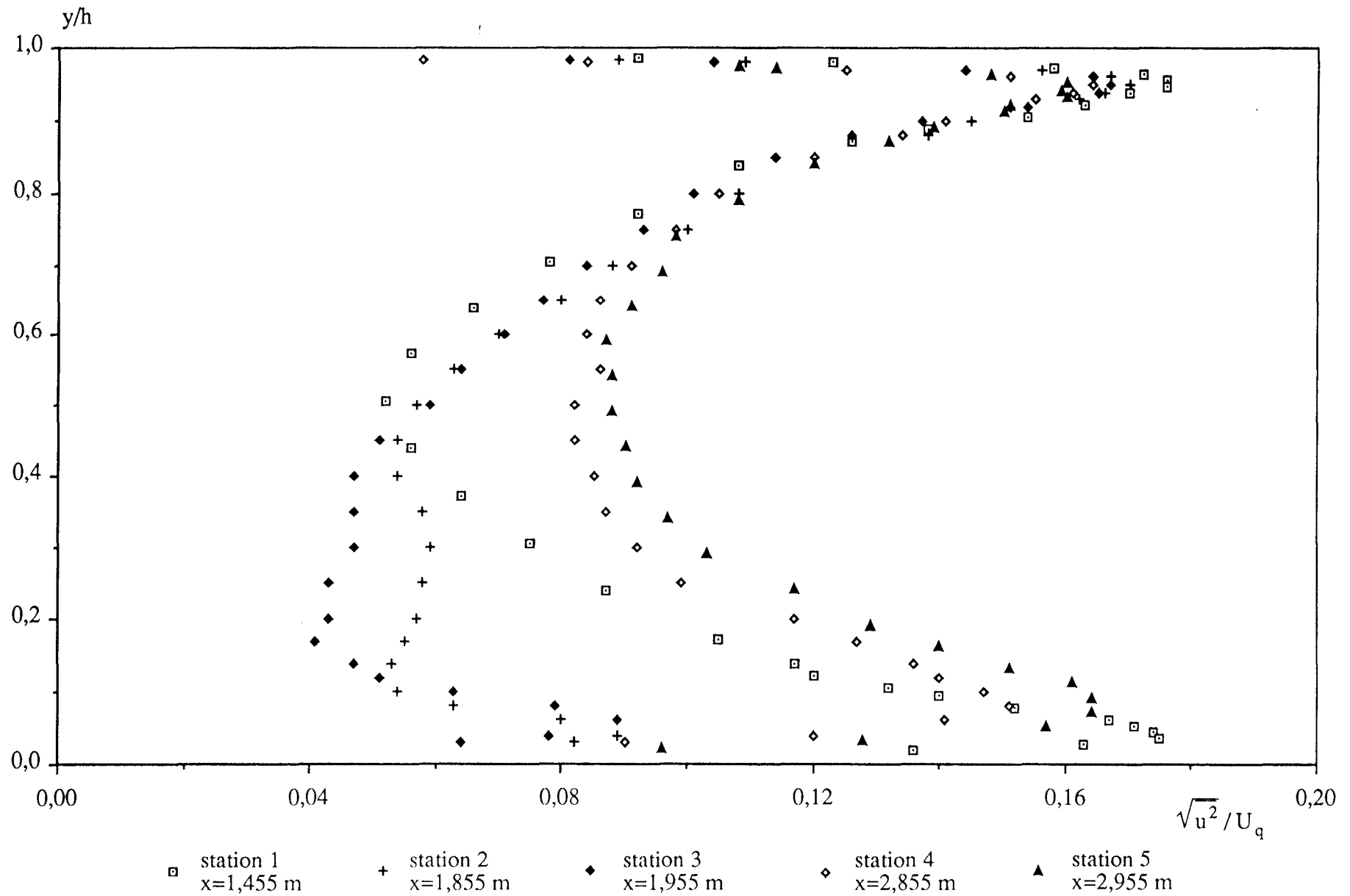
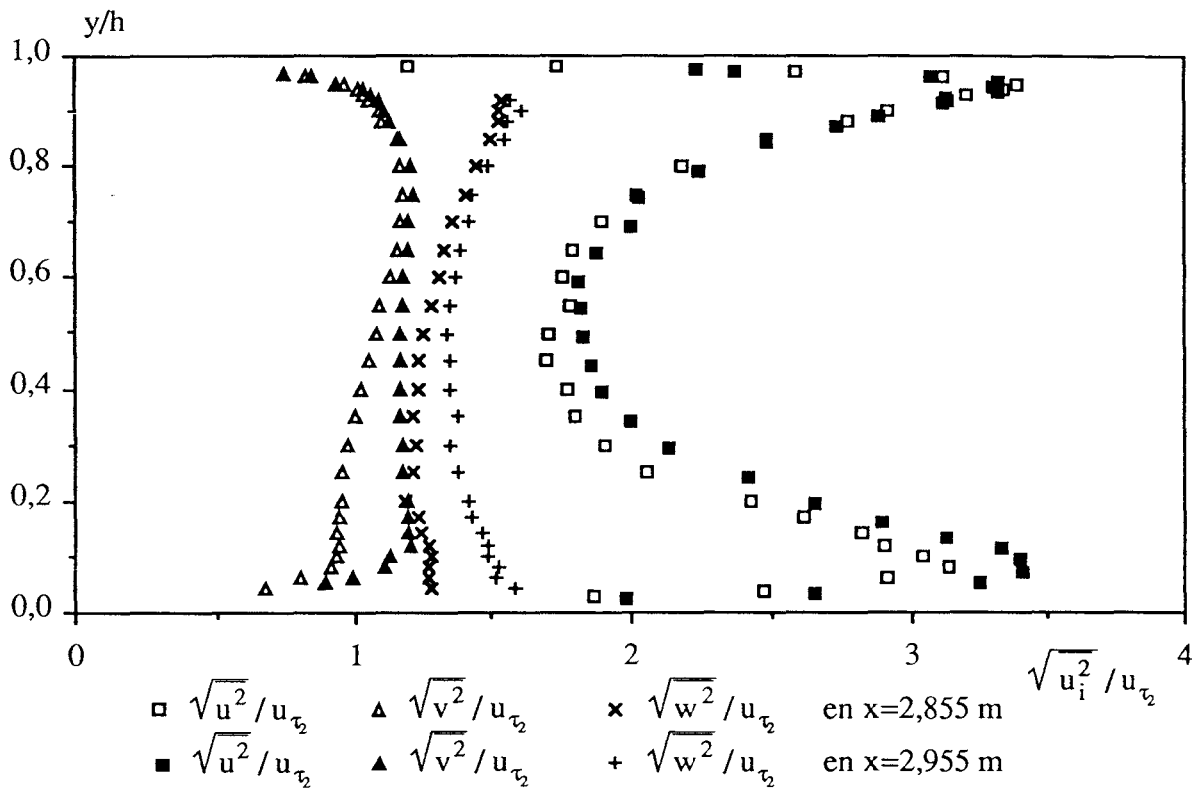
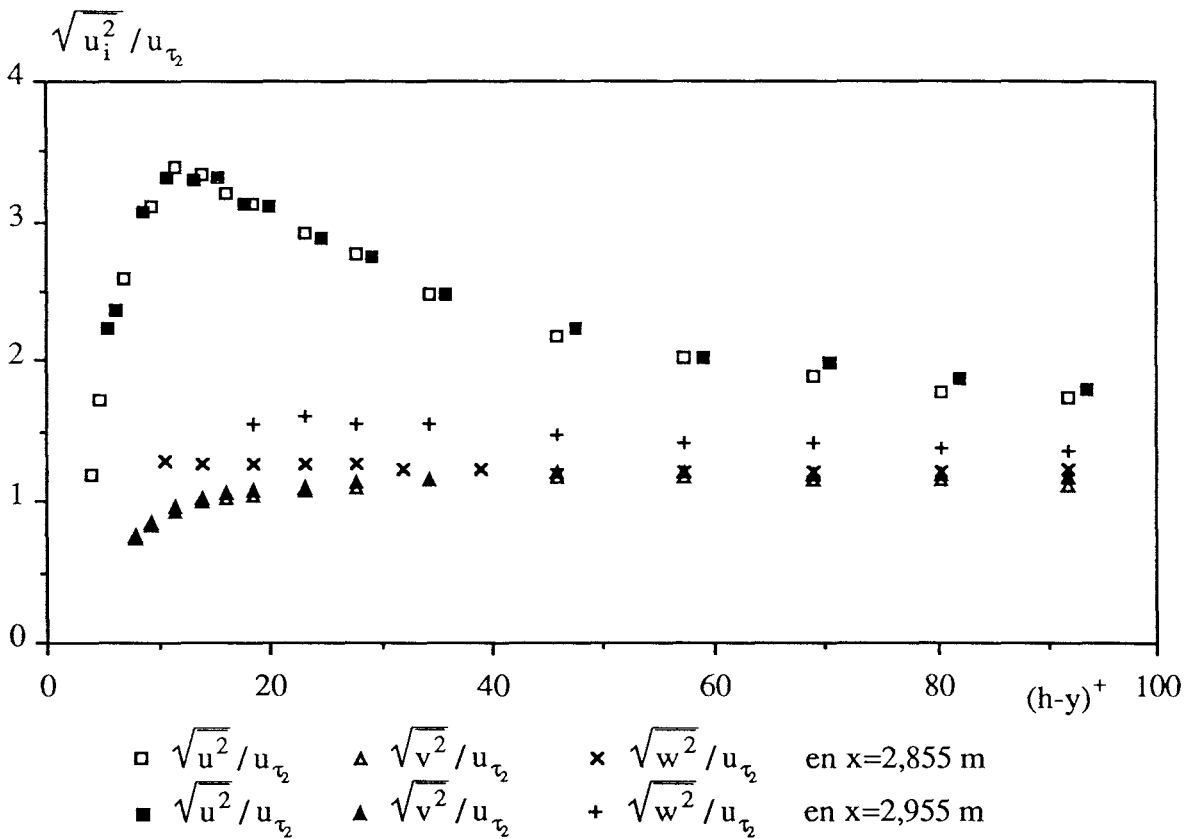


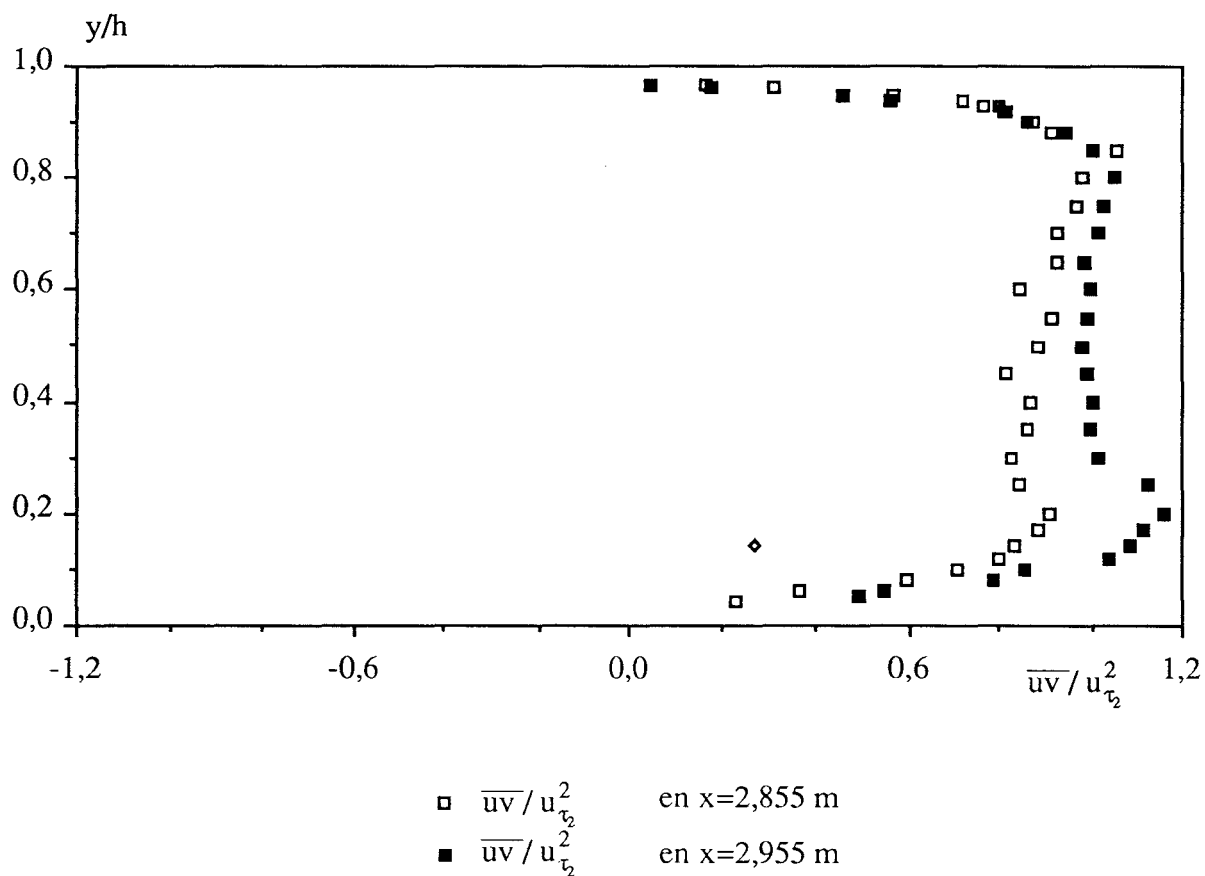
Figure 49 : Etablissement de  $\overline{u^2}$  pour l'écoulement de type Couette



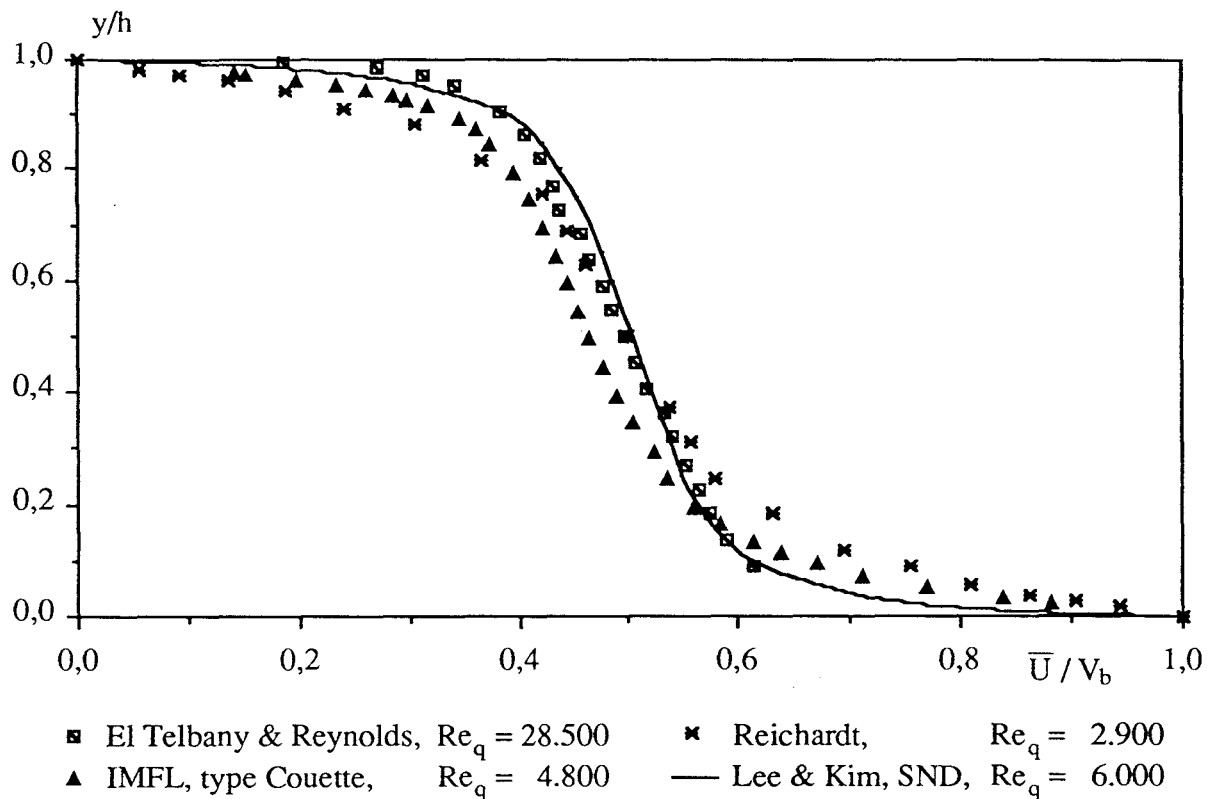
**Figure 50 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette**



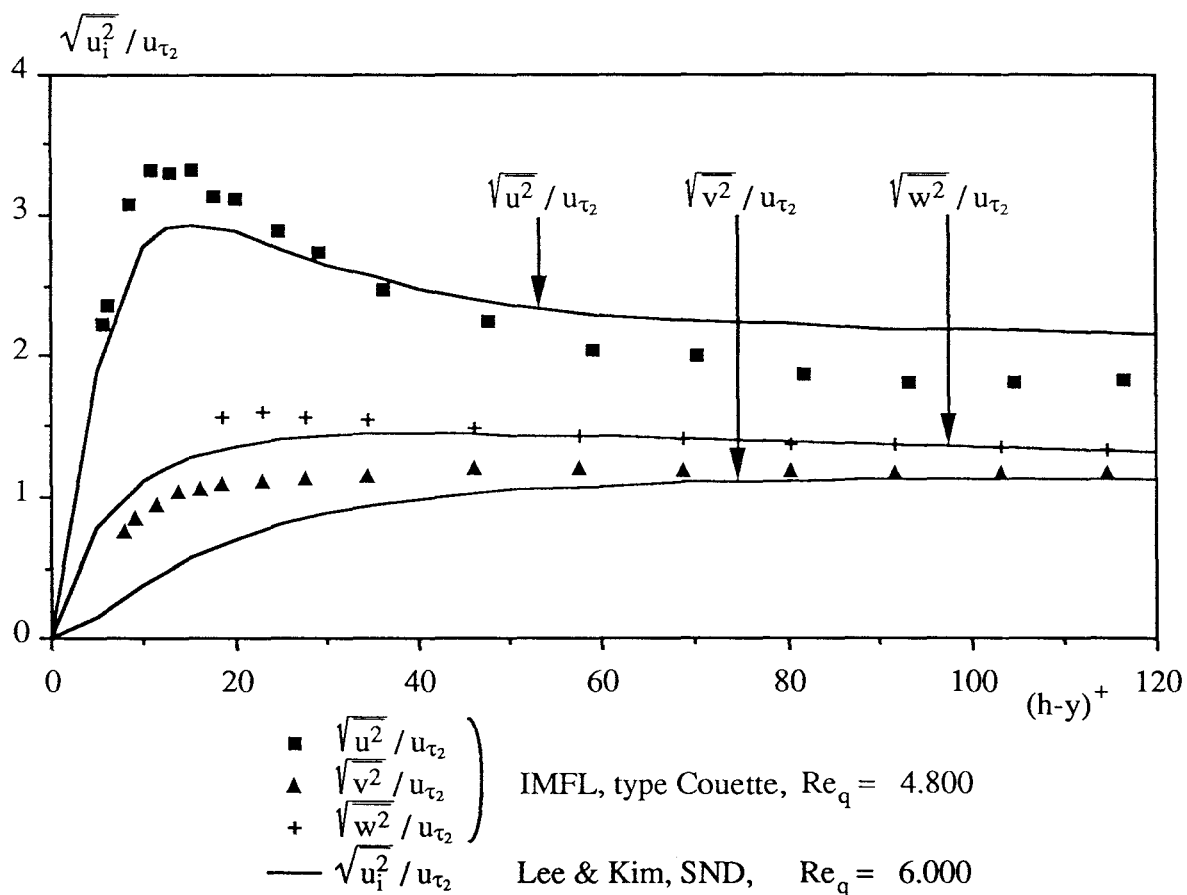
**Figure 51 : Profils des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette (région pariétale)**



**Figure 52 : Profil de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type Couette**

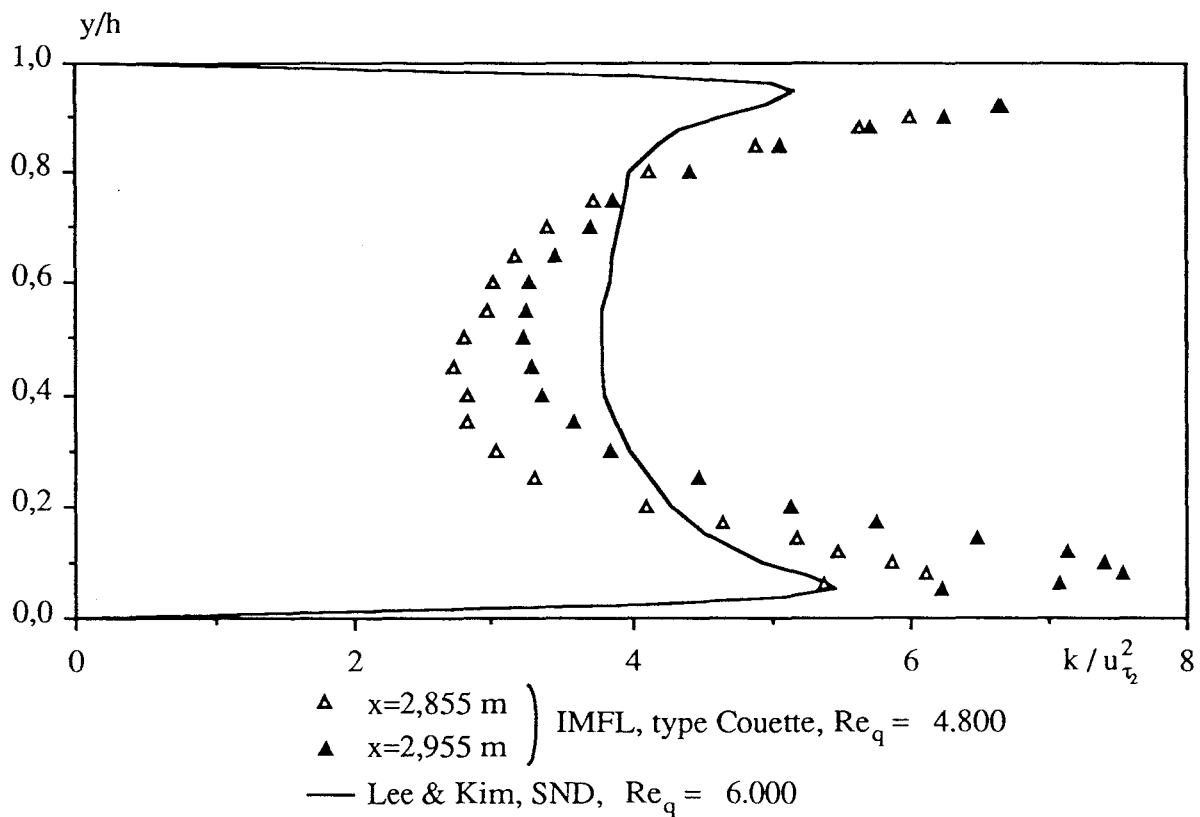


**Figure 53 : Comparaison des profils de vitesse moyenne pour l'écoulement de type Couette**

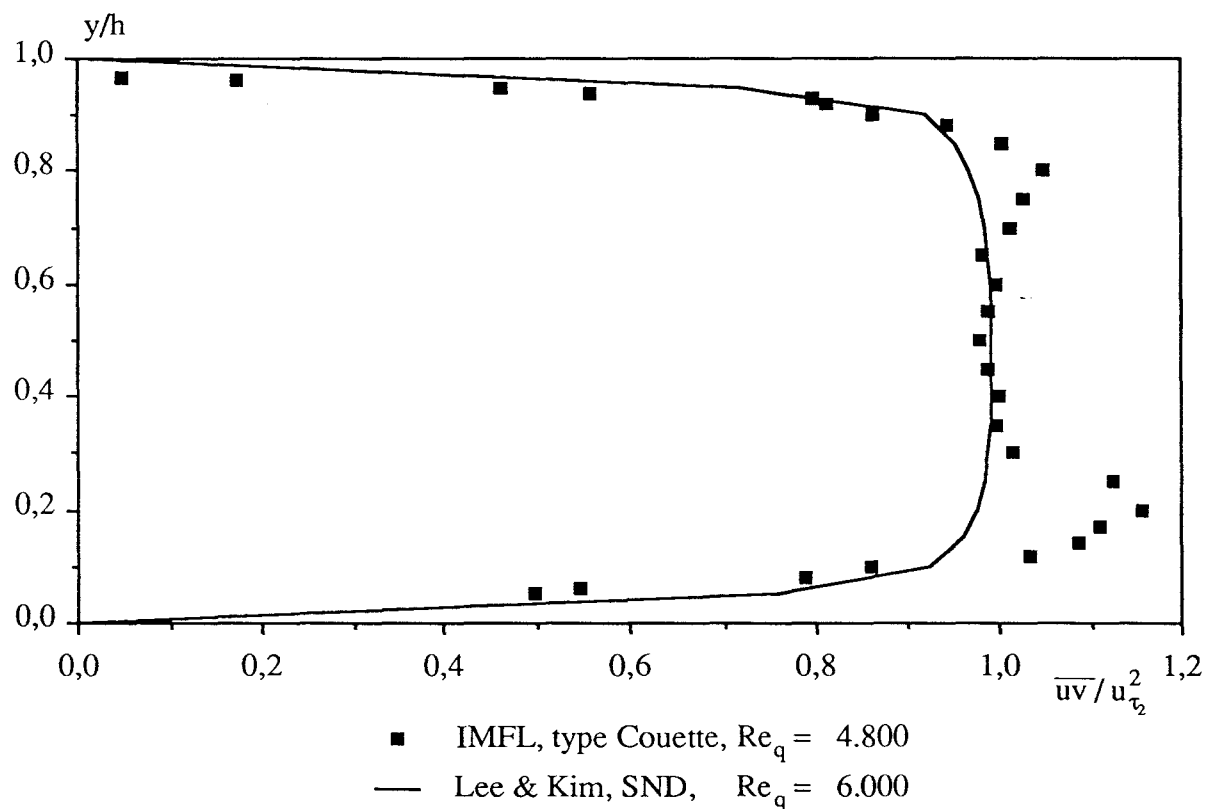


**Figure 54 : Comparaison des corrélations normales pour l'écoulement de type Couette (région pariétale)**

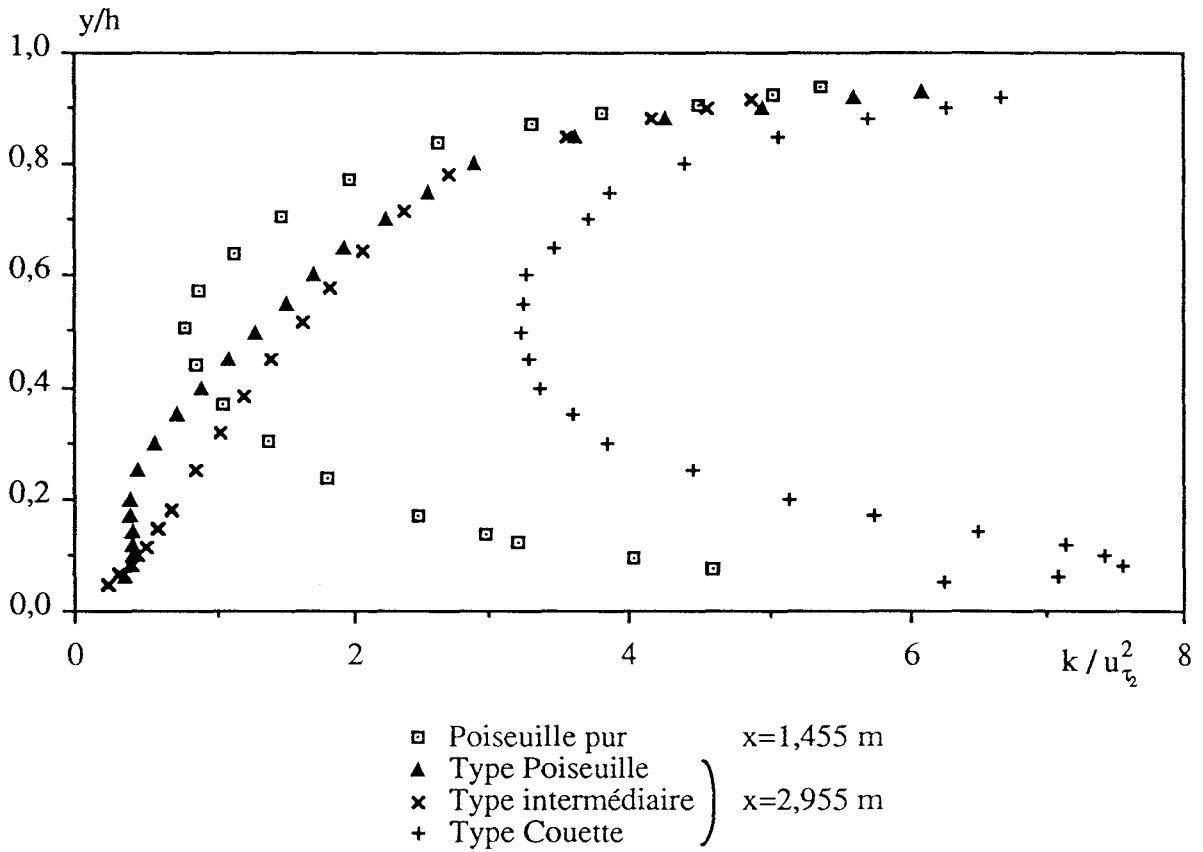




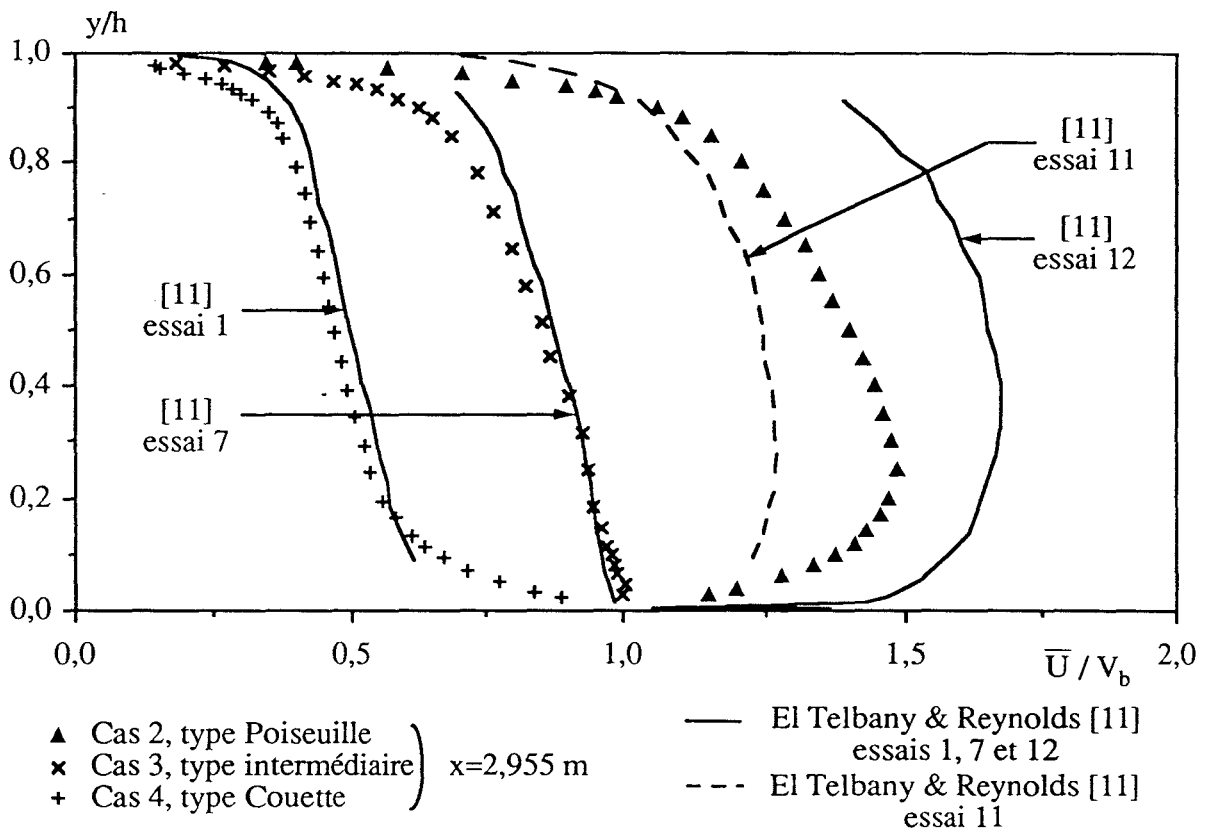
**Figure 55 : Comparaison des profils d'énergie turbulente pour l'écoulement de type Couette**



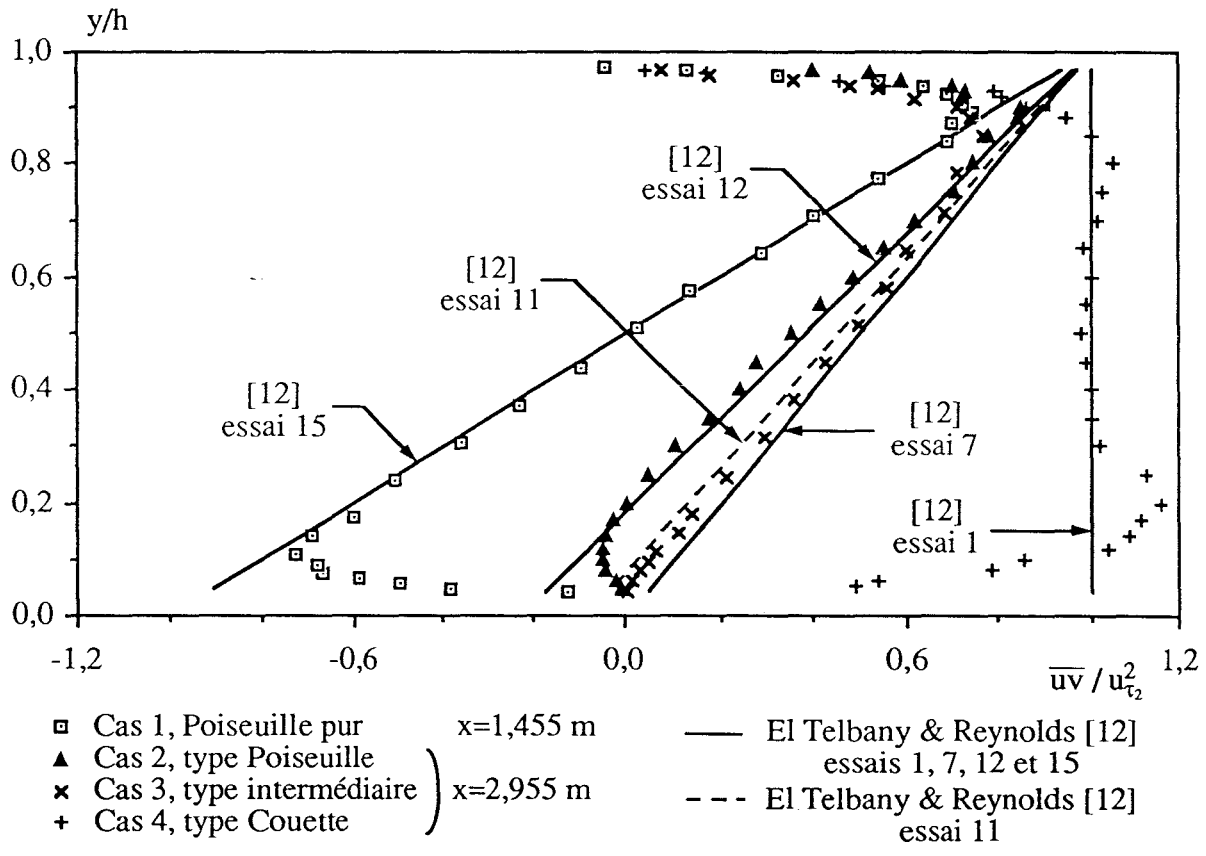
**Figure 56 : Comparaison des profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  pour l'écoulement de type Couette**



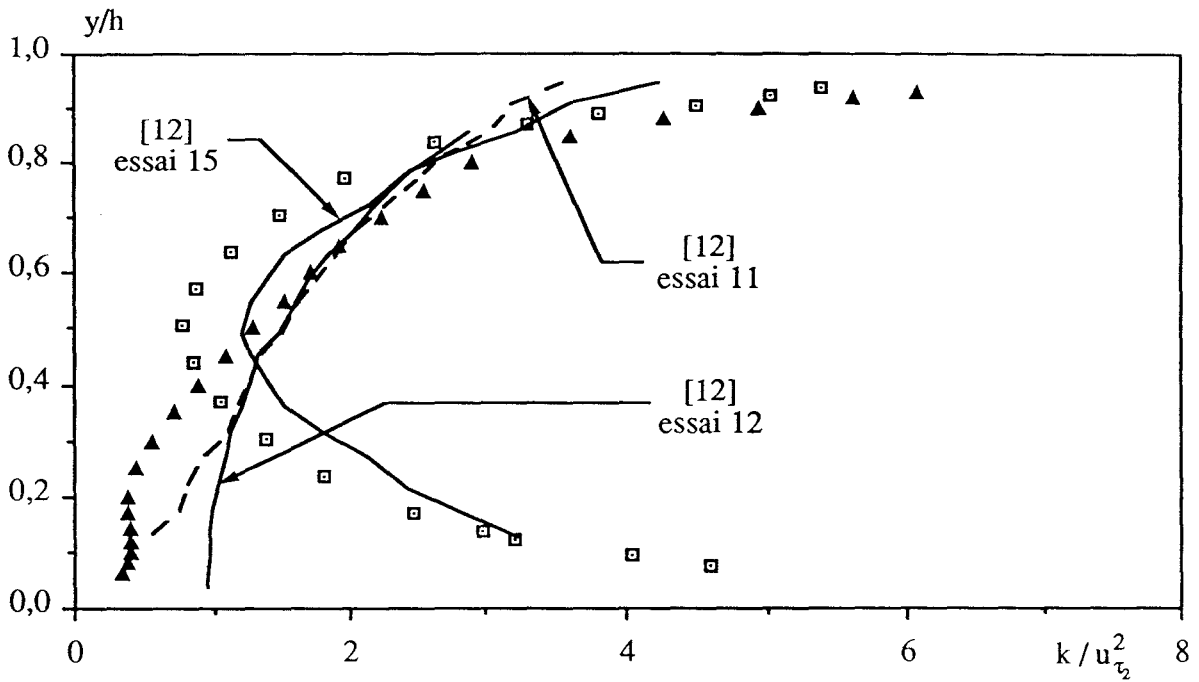
**Figure 57 : Comparaison des profils d'énergie turbulente des différents types d'écoulement**



**Figure 58 : Evolution du profil de vitesse moyenne en fonction du nombre de Reynolds**

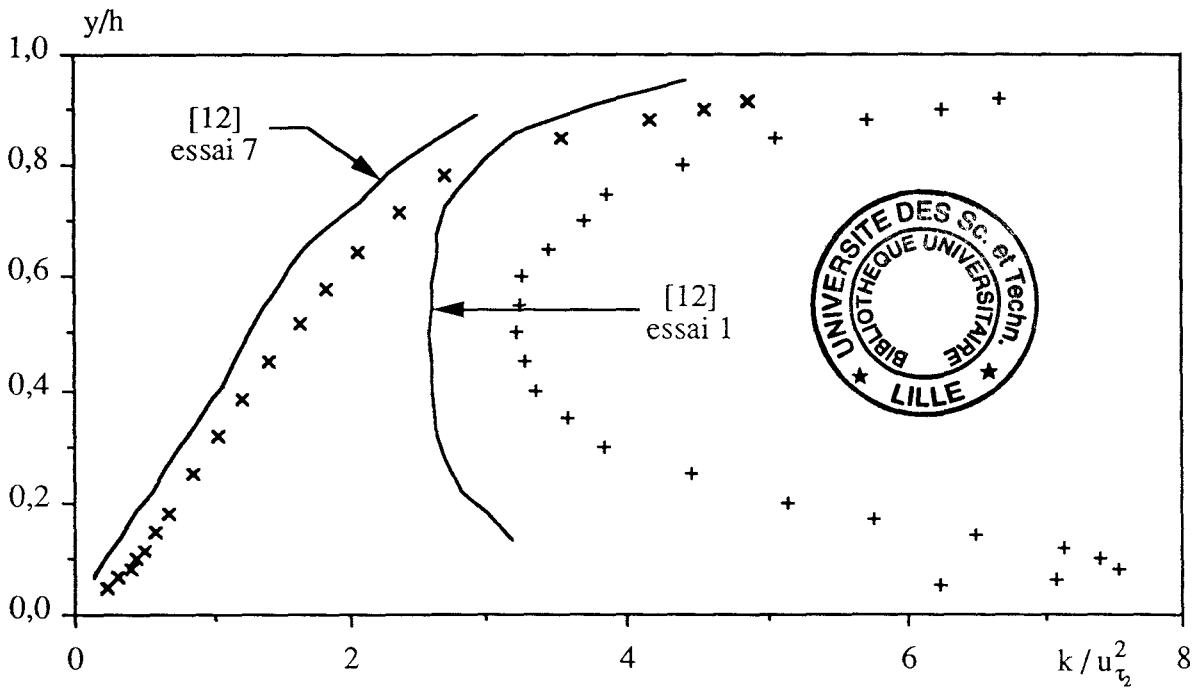


**Figure 59 : Comparaison des profils de la corrélation croisée  $\overline{uv}$  en fonction du nombre de Reynolds**



**Figure 60a**

- $\square$  Cas 1, Poiseuille pur,  $x=1,455$  m
- $\blacktriangle$  Cas 2, type Poiseuille,  $x=2,955$  m
- El Telbany & Reynolds [12] essais 12 et 15
- - - El Telbany & Reynolds [12] essai 11



**Figure 60b**

- $\times$  Cas 3, type intermédiaire,  $x=2,955$  m
- $+$  Cas 4, type Couette,  $x=2,955$  m
- El Telbany & Reynolds [12] essais 1 et 7

**Figure 60 : Evolution des profils d'énergie turbulente en fonction du nombre de Reynolds**