



HAL
open science

Modélisation physique des écoulements turbulents appliquée aux voies aériennes supérieures chez l'humain

Xavier Grandchamp

► **To cite this version:**

Xavier Grandchamp. Modélisation physique des écoulements turbulents appliquée aux voies aériennes supérieures chez l'humain. Physique [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2009. Français. NNT: . tel-00490527

HAL Id: tel-00490527

<https://theses.hal.science/tel-00490527>

Submitted on 8 Jun 2010

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

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

Titre : Modélisation physique des écoulements turbulents appliquée aux voies aériennes supérieures chez l'humain.

Résumé : La modélisation physique de la parole cherche à comprendre et reproduire la réalité à partir d'une forme simplifiée. Cette thèse aborde ce problème du point de vue de la mécanique des fluides en se focalisant sur le comportement d'écoulements turbulents générées par des composantes schématiques du conduit vocal lors de la génération du son /s/. A partir de méthodes expérimentales et numériques nous dressons une cartographie de l'écoulement à partir de certaines quantités statistiques. Divisé en deux étapes, nous regardons les conséquences de modèles mécaniques schématisant la contraction palato-lingual sur le jet résultant, puis l'effet d'un modèle d'incisive supérieur sur un écoulement donné.

Mots-clés : jet libre axisymétrique turbulent – Anémométrie à film chaud – Simulation des Grandes Echelles.

Title: Physical modelling of turbulent fluid flows applied to the upper human airways.

Abstract : The physical speech modelling aims to understand and reproduce the reality from simplified way. This thesis studies that problem from the fluid mechanical side by investigating the evolution of turbulent flows produced by schematical components of the vocal tract during /s/ production. By numerical and experimental methods, description of the flow field is provided from statistical quantities. Divided in two parts, we focus on the evolution of jet exiting from a representation of the palato-lingual constriction, and then we test the effect of upper incisor model on a given flow.

Keywords : Turbulent axisymmetric free jet– Hot film – Large Eddy Simulation

Laboratoire : GIPSA-Lab, Département Parole et Cognition

UMR 5216

961 rue de la Houille Blanche

Domaine universitaire- BP 46

38402 Saint Martin d'Hères cedex, France

Remerciements

Je remercie les membres du jury Avraham Hirschberg, Pierre-Yves Lagrée et Hélène Bailliet pour la patience qu'ils ont portée à la lecture et à la correction de ce manuscrit.

Je remercie mes directeurs de thèse Annemie Van Hirtum et Xavier Pelorson pour m'avoir aidé durant toute cette thèse. Merci Annemie pour cette immense aide que tu m'as apportée durant ces trois années et, sans laquelle je n'aurais probablement pas réussi. Et merci à toi Xavier pour tes très précieux conseils et, ta capacité à dédramatiser les situations.

Merci à toi Nozaki-san qui m'a accueilli durant mon long séjour au Japon et, qui m'a traité comme un membre de ta famille. Tu m'as fait découvrir le Japon et m'a facilité sa compréhension. Arigato Gosaimashita, watashi no tomodashi.

Je remercie l'ensemble des membres du département et tout particulièrement : Julien, mon copain Cheavers toujours irréprochable comme tout bon Cheavers ; Nicolas mon copain tout court et, toujours pas irréprochable ; Lucie dit Quiche, Quiche-nouille, Lulu, Lucho; Claire, Amélie, Lucille, Viet – Anh, Anahita, Olivier, Mathieu, Fred et Nathalie pour tous ces excellents moments passés à vos côtés.

Mais aussi, comment aurais – je pu me sortir des tracas administrativo – logistiquo - informatiques sans l'aide de Nadine, Nino, Laurent, Christian et les Whites brothers Didier et Thierry (ne partez pas encore à la retraite !) ? Merci à vous.

Je remercie également les voleurs du parking de l'ENSE³ qui en pliant les 2 portes de ma Twingo sur deux nuits consécutives, sans rien voler, m'ont fait prendre conscience que je devais vider ma voiture de tous les objets (ou détritrus) inutiles, afin qu'ils se rendent plus facilement compte qu'il n'y a rien d'intéressant à prendre. J'en profite pour dire que si la Twingo (1^{ère} et 2nd génération) est une très bonne voiture, fiable et économique jouissant d'un espace intérieur d'une grande modularité, elle souffre malheureusement d'un défaut majeur qui est sa vulnérabilité, faisant d'elle la voiture la plus volée de l'année 2008 (elle était également classée 2nd en 2007 (Auto – plus)).

Je remercie aussi, les services de la DDE, trop souvent décriés, pour leur travail efficace dans le déneigement de la route de Venon, me permettant malgré les intempéries de me rendre au labo.

Je ne peux m'empêcher également d'avoir une pensée pour les programmes TV de France 3, France 2 et TF1 (seules chaînes qui me soient accessibles par mon récepteur) diffusés entre minuit et 06h00 du matin. Grâce à France 3 j'ai ainsi pu découvrir quelques chefs – d'œuvre du cinéma muet ; grâce à France 2, certains documentaires datant du milieu des années 80 (quelle émotion j'éprouve en repensant à ce documentaire évoquant l'ascension du Mont Blanc en 1985 ou 1986 à chiens de traîneau) ; grâce à TF1, après l'émission « confessions intimes », j'ai pu améliorer mes connaissances en finance grâce au « club de l'économie » présenté par Jean Marc Sylvestre. J'ai ainsi pu me rendre compte que, eux la crise, ils l'avaient vue avant tout le monde, surtout après son déclenchement...

Je remercie aussi, mes propriétaires Solange et Gérard pour leur très grande gentillesse. Mais, pas merci pour la neige, et la casse de mon chauffe – eau qui m'a obligé à me laver dans votre jardin pendant votre absence. Mais, un grand merci pour m'avoir autorisé à utiliser votre salle de bain pendant la durée des réparations.

Je remercie mes formidables parents : mon papa Georges, ma maman Nicole et mon frère Gilles pour avoir toujours été là. Et, j'ai une petite pensée pour tes les Morata et Grandchamp.

Mes derniers remerciements vont à toi, Alexandra pour ton immense soutien et les futurs merveilleux moments que l'on va partager. Bisous mon Beïbé. Je pense à vous aussi Denise, Jean Paul et Paul.

Et, merci à Grenoble de s'être entourée de montagnes !

Table des Matières

Introduction générale	9
Bibliographie	12
Concepts utilisés	13
2.1 Quantités statistiques	13
2.2 Eléments de description globale d'un écoulement d'air.....	16
2.3 Le jet libre.....	21
2.4 Conclusion	25
2.5 Bibliographie	26
Anémométrie à film chaud	29
3.1 Anémométrie à film chaud simple	29
3.2 Calibration	32
3.2.1 Technique de calibration principale	32
3.2.1.1 Dispositif de calibration	33
3.2.1.2 Paramètres d'influence	35
3.2.1.3 Protocole.....	42
3.2.1.4 Validation de la méthode.....	47
3.2.2 Technique annexe de calibration	52
3.3 Estimation de l'erreur sur les quantités statistiques.....	56
3.3.1 Estimation de l'erreur sur la vitesse moyenne.....	57
3.3.2 Estimation de l'erreur sur les moments d'ordre supérieurs.....	62
3.4 Conclusion	66
3.5 Bibliographie	68
Etude de deux géométries sur le développement d'un jet libre, dans le cas de Reynolds faibles à modérés	70
4.1 Introduction	70
4.2 Géométrie n°1 : Couplage réducteur - tube.....	73
4.2.1 Dispositif expérimental	73
4.2.2 Résultats	79
4.2.2.1 Profil transversal initial	79
4.2.2.2 Profil longitudinal de vitesse centrale	104
4.2.3 Conclusion	122
4.3 Géométrie n°2 : Couplage convergent -divergent - tube.....	124
4.3.1 Dispositif expérimental	124
4.3.2 Vitesse centrale initiale.....	125
4.3.3 Caractérisation de la vitesse centrale.....	127
4.3.4 Caractérisation de la décroissance de la vitesse centrale moyenne.....	131
4.3.5 Caractérisation de l'allongement du cœur potentiel.....	136
4.3.6 Modélisation de la vitesse centrale moyenne	140
4.3.7 Conclusion	142
4.4 Conclusion générale	143

4.5	Bibliographie	145
Modèle d'incisive		155
5.1	Introduction	156
5.2	Construction du modèle.....	158
5.3	Etude Numérique.....	162
5.3.1.	Principe de la Simulation des Grandes Echelles	162
5.3.2.	Choix des paramètres.....	164
5.3.3.	Résultats	166
5.4.1.	Dispositif expérimental et conditions d'écoulement	169
5.4.2.	Stations de mesure	172
5.5	Résultats et discussions	174
5.5.1.	Profils transversaux initiaux	174
5.5.2.	Profils transversaux de vitesse turbulente	182
5.5.3.	Profils longitudinaux de vitesse turbulente	185
5.6	Conclusion	187
5.7	Bibliographie	189
Conclusion et Perspectives		191
Annexe A		194
Annexe B		198
Annexe C		202

Chapitre 1

Introduction générale

La communication orale représente un des moyens les plus efficaces pour l'échange d'information entre êtres humains. Les sons humains émis à cette fin se répartissent en 2 catégories suivant leur mode de production. On les qualifie de sons voisés lorsque l'auto-oscillation des plis vocaux est la source primaire, et de non-voisés lorsque la source primaire est d'origine purement aérodynamique. La voix chuchotée, la production de fricatives ou encore les bruits respiratoires appartiennent à cette deuxième catégorie. Comme tout phénomène physique un des enjeux de la communauté scientifique est dans un premier temps de comprendre le phénomène et dans un second d'en fournir une modélisation, afin si possible de le reproduire ou de le contrôler. Si les sons-voisés ont fait l'objet de nombreuses études aussi bien *In-vivo* qu' *In-vitro* permettant la mise en place et la validation de modèles physiques de phonation, les sons non-voisés, sans être négligés, ne présentent pas une quantité équivalente d'articles traitant du phénomène. Il en résulte que la synthèse de sons non-voisés n'a que jusqu'à très récemment fourni des résultats de qualités inférieures à celles des sons voisés, dû en partie à une abstraction du comportement de l'écoulement d'air et des phénomènes associés lors de la production de ce type de sons. Néanmoins, depuis les travaux de Stevens (1971), la présence d'un écoulement turbulent interagissant avec un obstacle pour la génération de ce type de sons a été pressentie. A partir de modèles mécaniques, Shadle (1985, 1991) a confirmé cette idée, permettant ainsi de voir ce type de son comme le résultat d'un système couplant un écoulement turbulent avec un obstacle. Ces travaux ont également eu un double intérêt en mettant en valeur l'utilité de recourir à des modèles mécaniques pour mieux appréhender ces phénomènes. En revanche, ces travaux ne se sont pas focalisés sur les propriétés dynamiques de l'écoulement et de son évolution. Cette absence de données a été soulevée par Howe and McGowan (2005), lors de leur étude du son /s/.

Cette thèse s'inscrit dans cette optique de compréhension du phénomène de sons générés aérodynamiquement, en fournissant une description de l'évolution d'écoulements d'air issus ou soumis à des géométries représentatives du conduit vocal.

Pour remplir cet objectif, nous décidons de repartir d'un cas particulier de son généré aérodynamiquement, en l'occurrence le son /s/ et de l'aborder du point de vue de la mécanique des fluides. En s'inspirant de la représentation schématique du conduit vocal proposée par Howe and McGowan (2005) (figure 1.1) et considérant qu'un tel son résulte d'un système couplant un écoulement turbulent avec un obstacle, nous décidons pour bien appréhender le rôle de chacune des composantes de le casser, et de les étudier séparément, soit respectivement dans ce cas : le jet et l'incisive.

Dans notre étude, le jet sera considéré comme libre et étudié de cette manière. Bien que nous nous basions sur un cas particulier, cette démarche offre ainsi la possibilité de ne pas se limiter à une configuration et constitue en soit une première étape. L'étude de l'impact de l'obstacle sera menée à l'aide de certains caractères morphologiques. Le jet ainsi que l'écoulement au niveau de la dent seront traités statistiquement en utilisant deux techniques de mesures : une technique expérimentale ; l'anémométrie à film chaud, et une technique numérique ; la simulation des grandes échelles.

Le document sera articulé autour de ces deux axes. Encadré par l'introduction et la conclusion, le manuscrit comporte 5 chapitres :

- Dans le second chapitre, une présentation du jet et de certaines de ces problématiques sera proposée. Ce chapitre nous permettra également de définir les quantités physiques et outils statistiques utilisés dans ce mémoire.
- Le troisième chapitre abordera successivement une première partie dédiée à la technique de l'anémométrie à film chaud, dans laquelle on développera principalement une méthode de calibration mise en place au sein du laboratoire. La seconde aura pour but principal d'estimer les erreurs relatives commises sur les quantités statistiques exposées au chapitre 2 au vue des paramètres de mesures choisis lors des expériences.
- Le quatrième chapitre sera consacré à l'étude expérimentale du jet. 2 types de configurations émettrices du jet seront envisagés avec des objectifs différents. Pour la première configuration, on évaluera l'évolution de toutes les quantités statistiques, à la fois en sortie de la géométrie émettrice et sur l'axe principal du jet. Pour la seconde, on se concentrera essentiellement sur l'évolution du champ de vitesse moyen et turbulent sur l'axe du jet, et des propositions de modélisation seront évoquées.

- Le cinquième chapitre sera dédié à l'étude de l'obstacle. Abordée numériquement avec l'utilisation de la Simulation des Grandes Echelles, on soumettra un écoulement issu d'un canal tridimensionnel, à fort rapport largeur sur hauteur, à un obstacle représentatif d'une incisive supérieure. L'étude expérimentale du fait de son caractère intrusif et des problèmes générés, s'attachera à l'écoulement en aval de l'obstacle, et une confrontation entre les résultats obtenus par ces deux techniques sera menée.

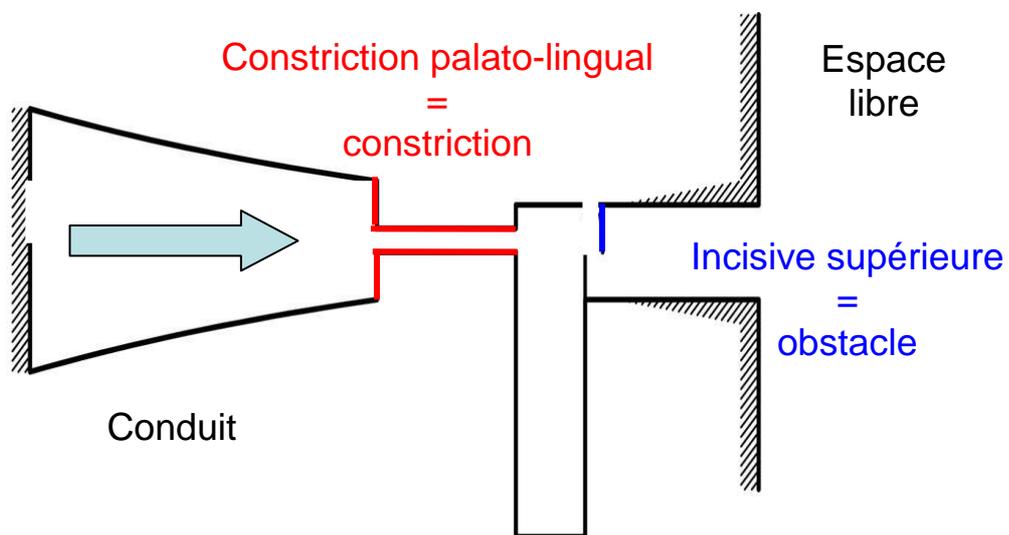


Figure 1.1 : Vue schématique du conduit vocal lors de la production du son /s/ (d'après Howe and McGowan (2005)). Les parties faisant l'objet de notre étude sont mises en surimpression.

Bibliographie

1. Howe M, McGowan (2005) Aeroacoustics of [s]. Proc R Soc A 461:1005 – 1028
2. Shadle CH (1985) The acoustics of fricative consonants. Ph.D. dissertation, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA.
3. Shadle CH (1986) Models of fricative consonants involving sound generation along the wall of a tube. In Proceedings of the 12th International conference on acoustics
4. Sinder DJ (1999) Speech synthesis using an aeroacoustic fricative model. PhD thesis, Rutgers University, New Brunswick, NJ
5. Stevens KN (1971) Airflow and turbulence noise for fricative and stop consonants: static considerations. J Acoust Soc Am 50: 1180 – 1192

Chapitre 2

Concepts utilisés

Tout au long de l'ouvrage, nous traitons statistiquement les écoulements en faisant appel à certains concepts physiques. Divisé en trois parties, ce chapitre présentera successivement les quantités statistiques et concepts utilisés dans ce manuscrit avant de décrire un écoulement turbulent particulier, le jet libre axisymétrique. Il sera évoqué dans cette dernière partie le rôle joué par les conditions initiales sur un tel écoulement, et le positionnement de notre étude vis – à – vis de cette problématique faisant encore l'objet de nombreuses recherches dans le domaine de la mécanique des fluides.

2.1 Quantités statistiques

En général, le jet turbulent comme tout écoulement turbulent est variable en temps et en espace, il est donc nécessaire avant d'aborder sa description et les différents problèmes qu'il soulève, de présenter et définir la liste des quantités statistiques utilisées sans rentrer dans les détails théoriques (White (1974), Blevins (1984), Chassaing (2000), Schlichting (2000)).

- **Le nombre d'échantillons total N :**

Toutes les quantités statistiques présentées dans la suite de chapitre ont été obtenues à partir d'une moyenne d'ensemble. Le nombre d'échantillons total utilisé pour calculer ces quantités est noté N . Cette quantité N dépendant des fréquences d'échantillonnages F_e et des durées d'échantillonnage T_e , nous la définirons exactement lors des chapitres suivants.

- **La vitesse moyenne \bar{U} :**

La première grandeur utilisée est la vitesse moyenne \bar{U} . Elle est évaluée simplement à partir de la relation :

$$\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N U_p \quad (2.1)$$

où N définit le nombre d'échantillons total et U_p la « p^{ième} » vitesse mesurée de l'échantillon.

- **Moments centrés d'ordre 2, 3 et 4 :**

Les moments centrés d'ordre 2, 3 et 4 sont obtenus à partir de la relation :

$$\overline{u^k} = \frac{1}{N} \sum_{p=1}^N (U_p - \bar{U})^k \quad (2.2)$$

où N définit le nombre d'échantillons total et U_p la « p^{ième} » vitesse mesurée de l'échantillon, et k l'ordre du moment calculé.

- **L'écart type σ (noté également $\sqrt{\overline{u^2}}$) :**

L'écart type traduit l'écart moyen à la vitesse moyenne, et se définit par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{p=1}^N (U_p - \bar{U})^2} \quad (2.3)$$

où N définit le nombre d'échantillons total et U_p la « p^{ième} » vitesse mesurée de l'échantillon. Il correspond de fait à la racine carrée du moment centré d'ordre 2.

- **L'intensité turbulent T_U :**

L'intensité turbulente rend compte de la fluctuation de vitesse par rapport à la vitesse moyenne prise localement. Elle se définit dès lors par :

$$T_U = \frac{\sigma}{U} \quad (2.4)$$

On pourra désigner suivant la valeur de T_U le champ turbulent comme faible si $T_U \approx 1 \%$, moyen $T_U \approx 10 \%$, et fort lorsque $T_U > 20 \%$.

- **Le facteur de dissymétrie S_U :**

Le facteur de dissymétrie nous renseigne sur la présence d'intermittence dans le signal de vitesse et est défini par :

$$S_U = \frac{\overline{u^3}}{(\overline{u^2})^{3/2}} \quad (2.5)$$

- **Le facteur d'aplatissement F_U :**

Le facteur d'aplatissement est défini par la relation :

$$F_U = \frac{\overline{u^4}}{(\overline{u^2})^2} \quad (2.6)$$

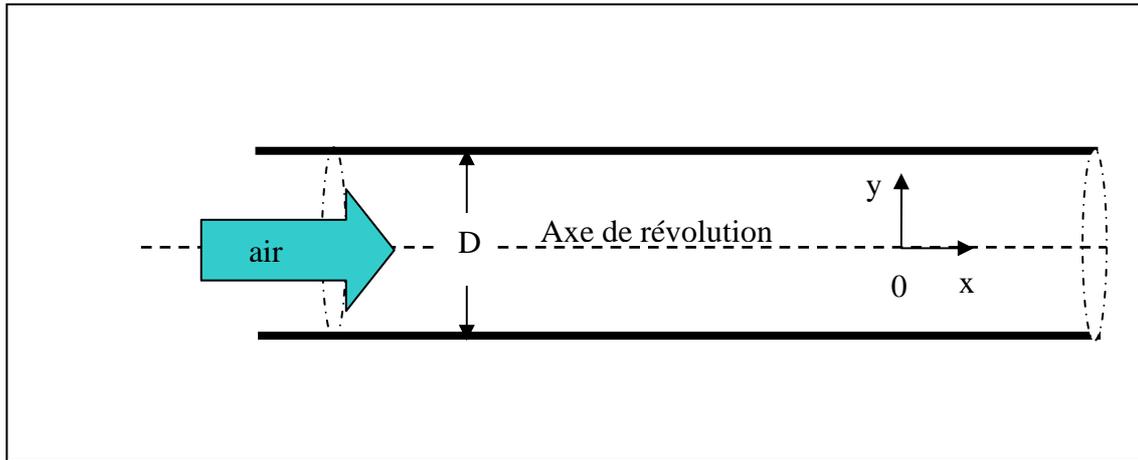


Figure 2.1 : Vue en coupe d'un tube de section constante.

2.2 Éléments de description globale d'un écoulement d'air

- **Le nombre de Reynolds Re_b** :

Le nombre de Reynolds est un nombre sans dimension fournissant une indication *a priori* sur le caractère laminaire ou turbulent de l'écoulement. Il se traduit physiquement par le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. En prenant la vitesse débitante $U_b = \frac{Q_{\text{mesur}}}{S}$, où Q_{mesur} représente le débit mesuré, S la surface de la section comme représentée par la figure 2.1, le nombre de Reynolds utilisé dans la suite de l'ouvrage se réfère à la définition mathématique suivante :

$$Re_b = \frac{U_b \times d_c}{\nu} \quad (2.7)$$

où d_c représente une dimension caractéristique, soit dans le cas d'un tube uniforme (figure 2.1) son diamètre D , et ν la viscosité cinématique de l'air.

- **Epaisseur couche limite δ_{95}**

Tout fluide réel s'écoulant à l'intérieur d'une conduite développe sous l'effet de la viscosité une couche limite. L'écoulement peut alors être vu schématiquement comme la somme de deux zones ; une couche limite dans laquelle sont confinée les effets visqueux et un zone externe, supposée parfaite. L'épaisseur de couche limite δ_{95} correspond à la distance à la paroi où la vitesse moyenne \bar{U} de l'écoulement atteint 95 % de la vitesse moyenne sur l'axe de la conduite \bar{U}_c .

- **Epaisseur de déplacement δ^***

La présence de la couche limite ralentit l'écoulement et induit de fait dans cette zone une perte du débit massique par rapport à un fluide parfait. L'épaisseur de déplacement calculée à partir de :

$$\delta^* = \int_0^{D/2} \left(1 - \frac{\bar{U}(y)}{\bar{U}_c}\right) dy \quad (2.8)$$

avec D représentant le diamètre de la section, \bar{U}_c la vitesse moyenne sur l'axe de la conduite, et $\bar{U}(y)$ la vitesse moyenne prise à une distance transversale, traduit physiquement la distance par laquelle les parois devraient être « déplacées » pour conserver le même débit, si l'écoulement était supposé parfait sur toute la section. On précise que pour être en accord avec le positionnement des axes choisi dans ce manuscrit, $y = D/2$ correspond au point situé sur la paroi.

- **Epaisseur de quantité de mouvement δ^{**}**

Cette épaisseur définit la perte de quantité de mouvement due à la présence de la couche limite. Elle s'obtient par :

$$\delta^{**} = \int_0^{D/2} \frac{\bar{U}(y)}{\bar{U}_c} \left(1 - \frac{\bar{U}(y)}{\bar{U}_c}\right) dy \quad (2.9)$$

- **Facteur de forme H_f**

A partir des deux épaisseurs définies précédemment, on construit le facteur de forme H_f correspondant au rapport entre l'épaisseur de déplacement δ^* et l'épaisseur de quantité de mouvement δ^{**} :

$$H_f = \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \quad (2.10)$$

Cette quantité caractérise la forme du profil de vitesse dans la couche limite et renseigne sur le caractère laminaire ou turbulent de celle-ci. Dans le cas d'un écoulement laminaire le facteur de forme $H_f = 2.59$, pour le cas turbulent $H_f = 1.28$ (Candel (1990)).

- **Profil de vitesse et longueur d'établissement**

En se développant à l'intérieur de la conduite, l'épaisseur de couche limite modifie la forme du profil de vitesse. Suivant l'épaisseur de cette couche limite et si les conditions d'écoulement sont réunies, il sera possible d'obtenir des profils de vitesse pouvant se modéliser.

- Profil de Poiseuille :

Ce type de modèle correspond à un écoulement laminaire établi. La répartition de la vitesse s'effectue suivant la formule :

$$\bar{U}(y) = \bar{U}_c \left[1 - \left(\frac{2|y|}{D} \right)^2 \right] \quad (2.11)$$

où D correspond au diamètre dans le cas d'une conduite axisymétrique et y la position transversale. En considérant toujours une conduite axisymétrique, l'obtention d'un tel profil nécessite une longueur L telle que (Lee and Buldwig (1991), Yue and Malmström (1998), Johnstone et al. (2005)) :

$$L/D = 0.08Re_b + 0.7 \quad (2.12)$$

Cette longueur L est à relativiser avec les conditions d'entrée dans le tube et le nombre de Reynolds Re_b . En présence d'un écoulement présentant un nombre de Reynolds $Re_b < 2000$, le recours à cette formule est toujours valable. En revanche, pour des nombres de Reynolds $Re_b > 2000$, il n'est possible que sous des conditions d'entrée extrêmement « soignées », d'obtenir un profil de Poiseuille, malgré un rapport L/D respectant la condition imposée par l'équation (2.12).

- Profil en puissance :

Ce type de profil est généralement obtenu dans le cas d'écoulement turbulent développé.

$$\bar{U}(y) = \bar{U}_c \cdot \left(1 - \frac{2|y|}{D}\right)^{\frac{1}{m}} \quad (2.12)$$

Suivant la valeur de Re_b m peut prendre les valeurs suivantes

m	6	7	9	10
Re_b	$4 \cdot 10^3$	10^5	$5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$

Tableau 2.1 : Exposant du profil en puissance en fonction du nombre de Reynolds basé sur le diamètre D dans le cas d'une conduite circulaire. (Tiré de Chassaing (2000)).

- Profil dit en « chapeau haut de forme » :

Un tel profil peut être obtenu à partir du modèle adoptée par Michalke and Herman (1982) défini par:

$$\bar{U} = \frac{1}{2} \cdot \bar{U}_c \cdot \left[1 - \tanh \left[\frac{1}{4} \cdot \frac{D}{2\delta^{**}} \cdot \left(\frac{2|y|}{D} - \frac{D}{2|y|} \right) \right]^2 \right] \quad (2.13)$$

en prenant $\delta^{**} = 0$. Le profil de vitesse dit en « chapeau haut de forme » n'est que théorique du fait de l'existence de la couche limite.

- **Frottement pariétal τ_p , vitesse de frottement u_* , coefficient de frottement C_f**

En s'écoulant à l'intérieur d'une conduite, le fluide frotte sur la paroi. Le frottement pariétal τ_p peut être déduit du profil de vitesse moyen par la relation :

$$\tau_p = \mu \left. \frac{\partial \bar{U}(y)}{\partial y} \right|_{y=D/2} \quad (2.14)$$

avec μ viscosité dynamique. A partir de τ_p on peut déduire une vitesse de frottement u_* tel que:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (2.15)$$

Un dernier paramètre peut être déduit du frottement pariétal. Le coefficient de frottement C_f permet de faire un lien entre le frottement pariétal τ_p et une vitesse de référence U_{ref} . Dans notre étude nous prenons cette vitesse de référence U_{ref} égale à la vitesse débitante U_b donnant:

$$C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2} \rho (U_b)^2} \quad (2.16)$$

Le coefficient de frottement peut également se déduire du nombre de Reynolds Re_b . Ainsi, pour des nombres de Reynolds $Re_b < 2000$ (Patel and Head (1969)) :

$$C_f = \frac{16}{Re_b} \quad (2.17)$$

Pour des nombres de Reynolds $Re_b > 3000$:

$$C_f = 0.079 \cdot Re_b^{-1/4} \quad (2.18)$$

Le recours aux vitesses de frottement va nous permettre de « zoomer » sur le comportement en proche paroi du fluide, grâce à l'introduction d'une nouvelle échelle de longueur.

- **Echelle de longueur l_v**

A partir de la vitesse de frottement, une nouvelle échelle de longueur plus à même de rendre compte des phénomènes diffusifs en proche paroi peut être créée :

$$l_v = \frac{\nu}{u_*} \quad (2.18)$$

En rapportant la variable transversale globale y à l_v , une nouvelle variable adimensionnée transversale est obtenue. Dans le but de respecter la position de l'origine des axes choisie dans ce manuscrit, et de simplifier les notations, cette nouvelle variable correspond à :

$$y_1^+ = \frac{\left(\frac{D}{2} - y\right)}{l_v} \quad (2.19)$$

Les quantités statistiques établies, on aborde la description d'un d'écoulement particulier; le jet axisymétrique libre.

2.3 Le jet libre

Première partie de notre système, le jet axisymétrique libre a fait l'objet de nombreuses études aussi bien numériques qu'expérimentales en raison des nombreuses applications industrielles. Une image instantanée d'un jet rond s'écoulant dans une atmosphère au repos met en évidence deux zones distinctes : une couche cisailée et une zone au repos (figure 2.2). Une coupe transversale de ce type d'écoulement, schématisée en figure 2.3 permet d'affiner cette observation en donnant accès à la partie centrale du jet. En partant de la géométrie émettrice, on distingue une première phase du jet présentant une

zone centrale apparemment non perturbée séparée de l'air ambiant par une couche cisailée prenant naissance au niveau des terminaisons de la conduite. En s'éloignant du plan de sortie, la couche cisailée s'épaissit jusqu'à fusionner donnant à la partie centrale une forme conique. La forme particulière de la zone centrale, ainsi que sa non interaction avec l'air ambiant, préservant entre autre ces caractéristiques acquises à la sortie de la géométrie émettrice (principalement sa vitesse centrale moyenne $\bar{U}_c = \bar{U}_0$), l'amènent à être dénommé « cône potentiel » ou « cœur potentiel ». C'est cette dernière dénomination que nous retenons pour s'y référer. En prenant comme axe de direction principale de l'écoulement un axe (0x), l'abscisse correspondant à la fin de ce cœur potentiel, et noté x_{pc} , n'est pas situé à une distance fixe du plan de sortie du jet, elle fluctue suivant les conditions initiales du jet et est traditionnellement comprise entre $4 < x/D < 8$, où D définit le diamètre de la sortie. Expérimentalement, l'étendue de cette zone peut être déterminée par l'abscisse à laquelle la vitesse moyenne centrale que nous définissons tout au long du manuscrit par \bar{U}_c atteint 95 % de la vitesse centrale initiale, *i.e.* $\bar{U}_c = 0.95 \bar{U}_0$ (Ashforth *et al.* (1996)).

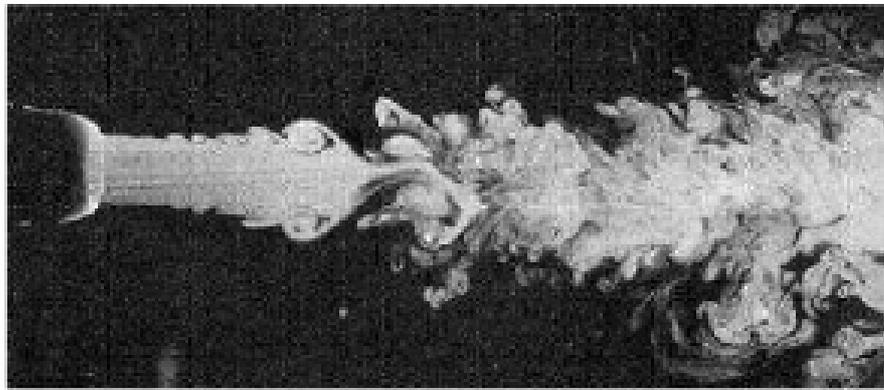


Figure 2.2 : Vue instantanée d'un jet rond turbulent pour un nombre de Reynolds Re_b basé sur le diamètre de la buse de 10 000 (tiré du site: <http://sin-web.paris.ensam.fr/spip.php>).

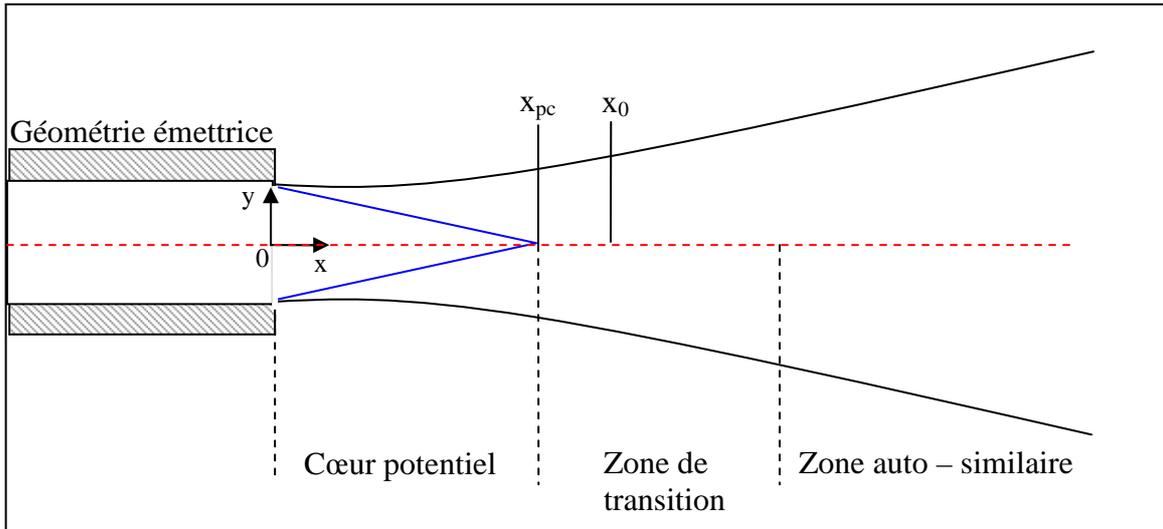


Figure 2.3 : Vue en coupe d'une schématisation d'un jet moyenné temporellement ; x_{pc} définit la fin du cœur potentiel, x_0 l'origine virtuelle.

La fin du cœur potentiel franchie, on pénètre dans la zone de transition. En rajoutant à la distance du cœur potentiel, elle définit la distance nécessaire au jet pour lui permettre de rentrer dans un état de turbulence pleinement développé, dans une troisième zone dénommée zone auto-similaire.

Dans cette troisième zone, l'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe \bar{U}_c est facilement modélisable par (Schlichting (2000)) :

$$\bar{U}_c = \frac{\bar{U}_0 \cdot K \cdot D}{x - x_0} \quad (2.20)$$

où K définit le coefficient de décroissance de la vitesse et x_0 l'origine virtuelle du jet. Ces deux paramètres sont obtenus par régression linéaire à partir de données issues de l'expérimentation (figure 2.4). Le début de la zone auto-similaire pour la vitesse moyenne étant théoriquement fixé à une distance de $x/D \approx 20$, cette régression linéaire est effectuée sur une distance longitudinale débutant à partir de ce point. Dans le cadre d'étude du comportement du jet en champ proche, il est toutefois courant de commencer la régression linéaire bien en amont de cette distance (Russ and Strykowski (1993), Sautet and Stepowsky (1995), Van Hirtum *et al.* (2009), Abdel-Rahman *et al.* (1996)).

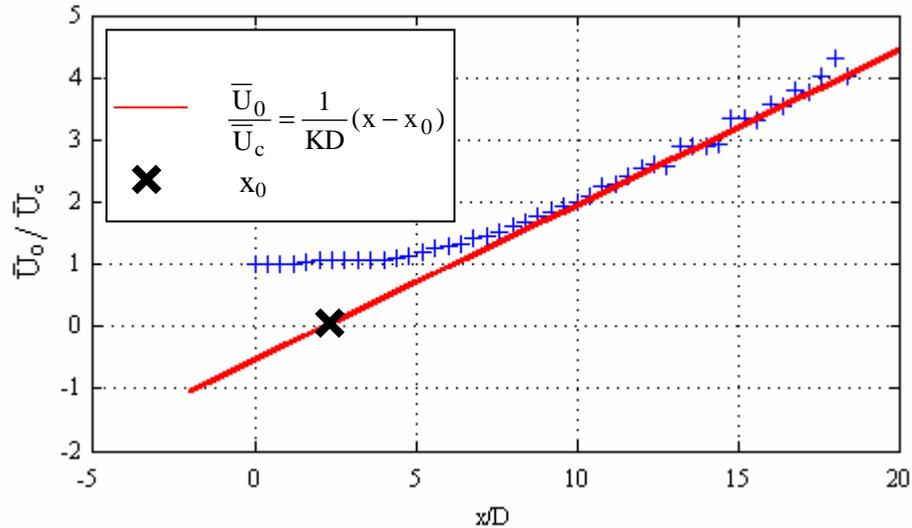


Figure 2.4 : Exemple de régression linéaire déterminée à partir de données personnelles,

avec origine virtuelle x_0 et la droite d'équation $\frac{\bar{U}_0}{\bar{U}_c} = \frac{1}{KD}(x - x_0)$.

Bien que le comportement moyen décrit ci-dessus soit universel, aussi bien les valeurs asymptotiques (K , x_0) que la position du cœur potentiel ne sont pas uniques, et sont influencées par les conditions initiales du jet.

On entend par condition initiale :

- Le nombre de Reynolds Re_b (Pitts (1991), Romano and Antonia (2001)).
- L'épaisseur de couche limite (Hussain (1978), Russ and Strykowski (1993)).
- Le profil initial de vitesse (Mi *et al.* (2000)).
- La vitesse initiale centrale \bar{U}_0 (Mallström *et al.* (1997)).
- L'intensité initiale turbulente $T_{U,0}$ (Russ and Strykowski (1993), Burattini *et al.* (2004)).

Ces conditions dépendent en partie de la configuration de la géométrie émettrice. Dans le domaine de la mécanique des fluides, les travaux étudiant l'influence des conditions initiales sur le développement d'un jet, ont majoritairement utilisé deux types de configurations: les buses convergentes et les longs tubes (on entend par long tube, des tubes dont le rapport longueur L sur diamètre D est $L/D > 40$). Le choix de ces géométries réside autant dans leurs larges applications industrielles que dans leur capacité à générer des profils initiaux de vitesse bien déterminés. Une buse permettra ainsi l'obtention d'une forme de profil de vitesse initial présentant un très large rapport D/δ_{95} donnant lieu à une large zone centrale de vitesse constante en sortie de buse. En revanche, dans le cas d'un

long tube uniforme, on attendra suivant le nombre de Reynolds Re_b considéré un profil parabolique ou en puissance (Mi *et al.* (2001), Antonia and Zhao (2001)).

La littérature concernant des géométries engendrant des profils de vitesse en sortie considérés comme « moins universels » est beaucoup plus restreinte. Néanmoins, les études qui leur ont été consacrées ont mis en valeur de profondes variabilités par rapport aux jets académiques (Quinn (2006), Mi *et al.* (2000)).

L'étude de jets libres, issus de configurations géométriques reprenant des aspects du conduit vocal, en particulier un faible rapport L/D ($L/D < 40$) et une gamme de Reynolds Re_b modérée ($Re_b < 2.10^4$), s'inscrit dans cette problématique.

2.4 Conclusion

Ce chapitre a cherché à présenter brièvement les différents concepts utilisés pour décrire les écoulements étudiés dans la suite du mémoire. Il constitue bien entendu une liste non exhaustive des éléments descriptifs d'un écoulement, mais il nous permet d'anticiper certaines définitions.

On s'est également attardé sur un cas particulier d'écoulement ; le jet axisymétrique libre. Il en a été fait une description générale permettant ainsi une base de travail en évoquant l'influence des conditions initiales sur le développement du jet. L'étude de jets libres, issus de configurations géométriques reprenant des aspects du conduit vocal, en particulier un faible rapport L/D ($L/D < 40$), ainsi qu'une gamme de Reynolds Re_b modérée ($Re_b < 2.10^4$), s'inscrit dans cette problématique.

Avant de mesurer les conséquences sur l'écoulement d'une telle géométrie, le chapitre suivant propose de décrire la technique de mesure utilisée, ainsi que le choix des paramètres de mesure auxquels on a eu recours durant nos expérimentations.

2.5 Bibliographie

1. Abdel-Rahman A, AI-Fahed SF, Chakroun W (1996) The near-field characteristics of circular jets at low Reynolds numbers. *Mech Res Com* 23:313 – 324
2. Antonia R, Zhao Q (2001) Effect of initial conditions on a circular jet. *Exp Fluids* 31:319 –323
3. Ashforth-Frost C, Jambunathan K (1996) Effect of Nozzle Geometry and Semi-Confinement on the Potential Core of a Turbulent Axisymmetric Free Jet. *Int Comm Heat Mass Transfer* 23(2):155-162
4. Blevins RD (1984) *Applied fluid dynamics*. Van Nostrand Reinhold Co. New York
5. Burattini P, Antonia R, Rajagopalan S, Stephens M (2004) Effect of initial conditions on the near-field development of a round jet. *Exp Fluids* 37:56–64
6. Candel S (1990) *Mécanique des fluides*. Dunod Université. Paris
7. Chassaing (2000) *Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Editions Cépaduès
8. Ferdman E, Otugen MV, Kim S (2000) Effect of initial velocity profile on the development of round jets. *J Propulsion Power* 16:676 – 686
9. Howe MS, Gowan RS, (2005) Aeroacoustics of /s/. *Proc R Soc A* 461:1005 – 1028
10. Hussain AKMF, Zedan MF (1978) Effects of initial condition on the axisymmetric free shear layer: effects of initial momentum thickness. *Phys Fluids* 21:1100–1112
11. Johnstone A, Mesbah U, Pollard A (2005) Calibration of hot-wire probes using non-uniform mean velocity profiles. *Exp Fluids* 39:525 – 532

12. Lee T, Budwig R (1991) Two improved methods for low-speed hot-wire calibration. *Meas Sci Technol* 1:643 – 646
13. Malmström TG, Kirkpatrick AT, Christensen B, Knappmiller KD (1997) Centreline velocity decay measurements in low velocity axisymmetric jets. *J Fluid Mech* 346:363 – 377
14. Mi J, Nathan G, Luxton R (2000) Centreline mixing characteristics of jets from nine differently shaped nozzles. *Exp Fluids* 28(2):93–94
15. Mi J, Nobes DS, Nathan GJ (2001) Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet. *J Fluid Mech* 432:91–125
16. Michalke A, Hermann G (1982) On the inviscid instability of a circular jet with external flow. *J Fluid Mech* 114:343 – 359
17. Moore CJ (1977) The role of the shear-layer instability waves in jet exhaust noise. *J Fluid Mech* 80:321 – 367
18. Patel VC, Head MR (1969) Some observations on skin friction and velocity profiles in fully developed pipe and channel flow *J Fluid Mech* 38:181 – 201
19. Pitts W (1991) Reynolds number effects on the mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. *Exp Fluids* 11:1432–1114
20. Quinn W (2006) Upstream nozzle shaping effects on near field flow in round turbulent free jets. *Eur J Mech B/Fluids* 25:279–301
21. Romano G, Antonia R (2001) Longitudinal and transverse structure functions in a turbulent round jet: effect of initial conditions and Reynolds number. *J Fluid Mech* 436: 231–248
22. Russ S, Strykowski P (1993) Turbulent structure and entrainment in heated jets: the effect of initial conditions. *Phys Fluids* 5:3216 – 3225

23. Sautet J, Stepowski D (1995) Dynamic behaviour of variable-density, turbulent jets in their near development fields. *Phys Fluids* 7(2):2796 – 2806
24. Schlichting H, Gersten K (2000) *Boundary layer theory*. Springer Verlag. Berlin
25. Van Hirtum A, Grandchamp X, Pelorson X (2009) Moderate Reynolds number axisymmetric jet development downstream an extended conical diffuser: influence of extension length. *Eur J Mech - B/FLUIDS* In Press
26. White FM (1974) *Viscous fluid flow*. McGraw Hill. New York
27. Xu G, Antonia R (2002) Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet. *Exp Fluids* 33:677 – 683
28. Yue Z, Malmstrom TG (1998) A simple for low-speed hot-wire anemometer calibration. *Meas Sci Technol* 9:1506 – 1510

Chapitre 3

Anémométrie à film chaud

Les résultats expérimentaux présentés tout au long de ce travail ont été obtenus à partir de la technique de l'anémométrie à film chaud. Bien que couramment utilisée dans l'étude d'écoulement d'air grâce à sa facilité de mise en œuvre, la calibration de l'instrument et le choix des paramètres de mesures nécessitent une attention particulière. Après une brève première partie présentant l'instrument de mesure, nous décrirons et validerons dans une seconde les deux protocoles de calibration mis en place au laboratoire. Enfin, les paramètres de mesures utilisés, fréquence F_e et durée d'échantillonnage T_e , feront l'objet d'une étude au travers des quantités statistiques recherchées lors des expérimentations.

3.1 Anémométrie à film chaud simple

L'instrument utilisé pour l'ensemble de nos expériences est un anémomètre à température constante IFA-300 de TSI. C'est un système composé d'un anémomètre à 2 canaux, d'un logiciel d'analyse et d'acquisition de données, ainsi que d'un convertisseur A/D installé sur un ordinateur. Une sonde et son support complètent le système.

Immergée dans le fluide, cette sonde peut présenter différentes configurations suivant les expériences envisagées (mesure d'un champ de vitesse en 3 Dimensions (3D), étude d'une couche limite etc.). Dans notre étude, nous n'utilisons qu'une seule configuration : le film chaud simple modèle 1201-20 de TSI, présentant un diamètre D_f de 50.8 μm et une longueur de travail L_f de 1.02 mm. Ses autres caractéristiques ainsi que la dénomination des angles faits par la sonde et le support avec le fluide sont détaillées en figure 3.1 et 3.2 ainsi que dans le tableau 3.1.

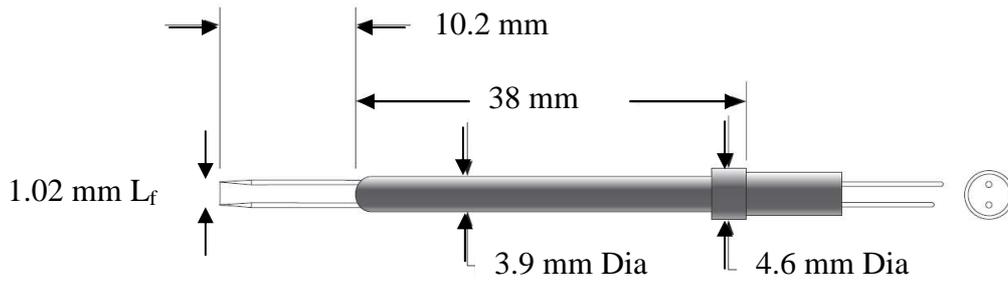


Figure 3.1 : Film chaud modèle TSI 1201-20. (tiré du site de Trust Science Innovation: http://www.tsi.com/uploadedFiles/Product_Information/Literature/Catalogs/Hotwire_Catalog_2980465.pdf).

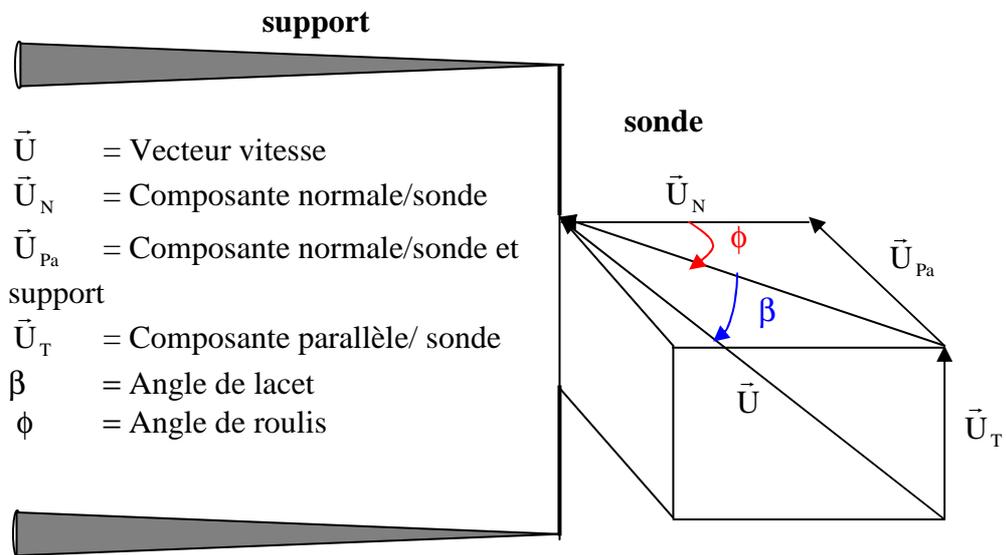


Figure 3.2 : Dénomination des angles et des vecteurs vitesses entre le film chaud et l'écoulement.

Matière	Température ambiante maximale soutenue	Température maximale opérationnelle	Coefficient de température ($^{\circ}\text{C}^{-1}$)
Platine	300°C	450°C	0.0024

Tableau 3.1 : Caractéristiques du Film chaud modèle TSI 1201-20. (tiré du site de Trust ScienceInnovation: http://www.tsi.com/uploadedFiles/Product_Information/Literature/Catalogs/Hotwire_Catalog_2980465.pdf).

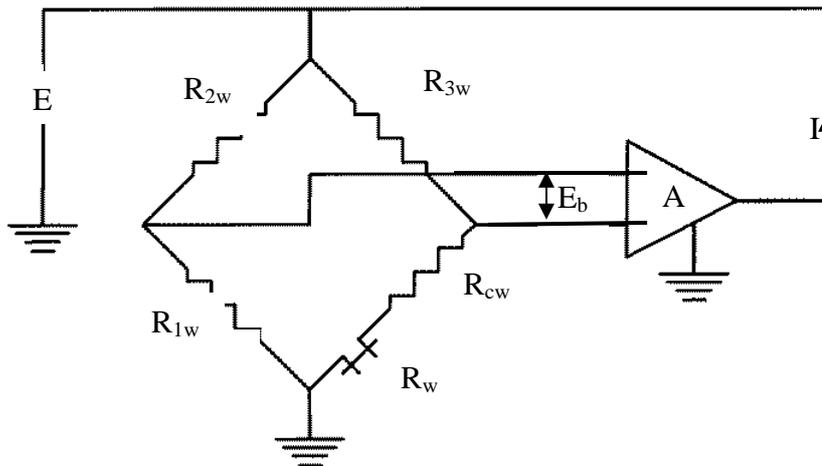


Figure 3.3 : Représentation du circuit électrique d'un anémomètre à température constante. A : amplificateur opérationnel, I : courant de retour, E : tension du pont de Wheatstone, E_b : tension en entrée de l'ampli opérationnel, R_w : résistance du film chaud, R_{1w} R_{2w} R_{3w} R_{cw} : résistances constitutives du pont de Wheatstone (tiré de Lekakis et *al.* (1996)).

Brièvement, le principe de l'anémométrie à température constante est de maintenir la température de la sonde T_f , et par conséquent sa résistance R_w , constante. Toute variation de l'écoulement induisant une modification de la résistance R_w du film chaud engendre une variation de E_b . Le courant de retour I issu de l'amplificateur opérationnel modifie la tension du pont de Wheatstone. Dans le cas où la température du fluide ne varie pas, cette tension résultante sera vue comme une mesure indirecte de la vitesse de l'écoulement.

Le recours à cet instrument de mesure s'est imposé de par sa faible interférence avec l'écoulement à étudier, sa haute résolution spatiale, son très faible temps de réponse, ainsi que sa facilité de mise en œuvre. Cependant, sa calibration représente une étape cruciale pour la précision de la mesure.

3.2 Calibration

Pour tout instrument de mesure, la calibration est une étape primordiale en vue d'obtenir des résultats de bonne qualité. Il est donc nécessaire d'y attacher une attention tout particulière. Dans le cas du film chaud, l'établissement de la courbe de calibration nécessite de relier à une tension donnée une vitesse correspondante. Pour ce faire, 2 techniques de calibration sont proposées et validées. La première fait appel à un dispositif spécifiquement élaboré à cet effet. En revanche, la seconde propose une calibration utilisant le dispositif expérimental dédié aux mesures de jet présenté en section 4.3.

3.2.1 Technique de calibration principale

Pour des régimes hautes vitesses, définis suivant les auteurs par des vitesses $U > 2 \text{ m.s}^{-1}$ (Yue and Malmström (1998)) ou $U > 1 \text{ m.s}^{-1}$ (Johnstone *et al.* (2005)), l'utilisation d'une buse permet de nous rapprocher du profil théorique en chapeau « haut de forme », en offrant sur sa section de sortie un écoulement possédant un fort rapport D/δ^{**} , facilitant ainsi la détermination de la vitesse à calibrer. Néanmoins, pour des vitesses appartenant au régime basses vitesses, la zone de vitesses constantes diminue rendant difficile la connaissance *a priori* de la vitesse au centre de la buse.

Afin de répondre à ce problème, différentes techniques de calibration ont été proposées. Le film chaud peut soit être mis en mouvement dans un fluide au repos (Bruun *et al.* (1989), Guellouz and Tavoularis (1995)), soit être maintenu en position fixe et être traversé par un écoulement présentant des propriétés connues: le sillage d'un cylindre circulaire (Lee and Buldwing (1991)) ou bien un écoulement de Poiseuille en sortie de tube (Lee and Buldwing (1991), Yue and Malmström (1998)). Outre la complexité de certains systèmes de calibration cités précédemment, leur gamme de vitesses de calibration reste limitée au régime basses vitesses, nécessitant l'utilisation d'un autre système de calibration.

Johnstone *et al.* (2005) a suggéré une procédure itérative simple basée sur le rapport entre le débit mesuré (Q_{mesur}) et le débit estimé (Q_e) à l'itération $n + 1$ pour chaque vitesse de calibration, à partir de la courbe de calibration obtenue à l'itération n . A chaque itération les vitesses de calibration sont corrigées d'un facteur Q_{mesur}/Q_e . Cette méthode

permet la prise en compte des effets de paroi, et par conséquent la calibration de film chaud à partir de profils non uniformes. En plus de sa simplicité, un autre avantage réside dans l'utilisation d'un même appareillage couvrant les deux régimes de vitesses.

A partir du travail de Johnstone *et al.* (2005), nous proposons une variante à cette méthode en utilisant d'une part un dispositif expérimental simple, et d'autre part une procédure itérative basée sur l'épaisseur de déplacement. En rapport aux débits utilisés dans les expériences ultérieures, la calibration sera menée sur un dispositif unique pour une gamme de débits Q_{mesur} allant de 0 à 300 l.min⁻¹.

Dans les paragraphes de cette sous section 3.2, on abordera successivement le dispositif de calibration, les paramètres influents sur la mesure, le protocole permettant l'obtention de la courbe de calibration, avant de terminer par la procédure de validation dans un dernier paragraphe.

3.2.1.1 Dispositif de calibration

L'ensemble du dispositif utilisé est représenté en figure 3.3. L'écoulement d'air est produit par un compresseur [a] (Atlas Copco GA7), l'air circule via un détendeur [b] (Norgren type 11-818-987) permettant de travailler à pression constante. Le débit, contrôlé par une deuxième vanne [c] située en aval du détendeur, est mesuré par un débitmètre (modèle 4043 de TSI) [d]. La précision du débitmètre évaluée à partir des indications fournies par le manuel technique est estimée inférieure à 3 %. L'air se propage ensuite dans un divergent constitué d'une succession de cylindres de rayons croissants [e]. Dans le but d'atténuer les effets inhérents aux singularités, de la paille de fer et une première grille sont disposées à l'intérieur [e]. L'air est ensuite de nouveau soumis à une seconde grille positionnée à l'intérieur d'un tube en PVC uniforme [f], de diamètre 0.1 m et de longueur 2 m. Le tube en PVC se termine par un convergent [g] présentant comme caractéristiques un profil défini par un polynôme d'ordre 9, un diamètre de sortie D égal à $D = 0.216$ m fournissant un rapport de contraction de 4.5:1, et partie finale constante affichant une longueur L_c égale à $L_c = 1.16 D$.

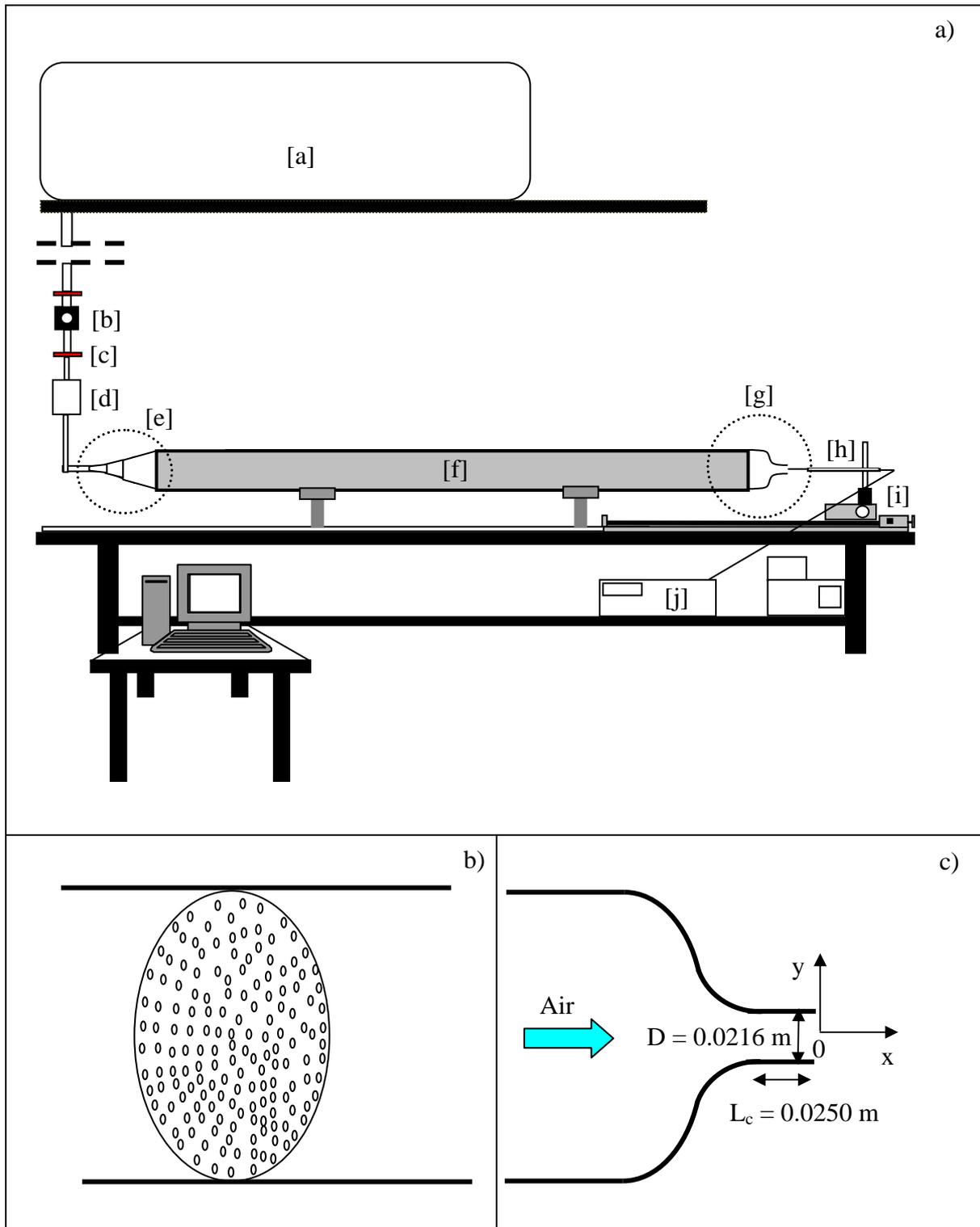


Figure 3.4 : a) Vue générale du dispositif de calibration. [a] compresseur, [b] détenteur, [c] vanne, [d] débitmètre, [e] divergent, [f] tube en PVC, [g] convergent, [h] film chaud, [i] positionneur, [j] IFA – 300 de TSI. b) Vue en coupe transversale des grilles disposées au niveau du divergent. c) Vue en coupe transversale du convergent.

Le film chaud simple [h] à calibrer est monté sur un positionneur 2 dimensions [i] (Chuo precision industrial co. CAT-C, ALS-250-C2P and ALS-115-E1P). Pour les besoins de la calibration, deux séries de mesures sont effectuées. Dans la première les profils de vitesse en sortie du convergent sont effectuées en positionnant le film chaud à une distance inférieure à $x/D = 0.04$ du plan de sortie. Dans la seconde, le film chaud est positionné au centre du convergent à une distance équivalente. Pour ces deux séries, le signal de vitesses est enregistré à une fréquence $F_e = 40 \text{ kHz}$ durant $T_e = 4 \text{ s}$ sur chaque position. Le signal de vitesse enregistré par l'anémomètre IFA-300 [j] est ensuite transmis et collecté sur PC.

3.2.1.2 Paramètres d'influence

Le dispositif de calibration mis en place, une liste de paramètres influant sur l'aérodynamisme (indiquée par le chiffre 1) et la conductivité (indiquée par le chiffre 2) du film chaud est établie. Leur évaluation sur la mesure, et par conséquent sur la calibration est menée. En fonction des résultats obtenus, et de la capacité de contrôle sur ces différents paramètres, le montage et la technique de mesure sont affinés afin d'annuler ou à défaut réduire leur influence.

- **Influence de l'ensemble support de film chaud – film chaud sur l'écoulement (1)**

Le premier effet évalué est l'influence du matériel sur l'écoulement à mesurer. La figure 3.5 présente la modification de la vitesse engendrée par l'obstruction de l'ensemble support de film chaud – film chaud, lorsque celui est déplacé parallèlement au plan de sortie pour un débit mesuré maximal de $Q_{\text{mesur}} = 300 \text{ l.min}^{-1}$ (figure 3.6). Dans cette configuration l'angle de roulis $\phi = 90^\circ$ et l'angle de lacet $\beta = 0^\circ$. La réduction de la surface de sortie par l'ensemble support de film chaud – film chaud provoque une accélération de l'écoulement au niveau de la sonde. Au fur et à mesure que cet ensemble est retiré du plan de sortie, la vitesse mesurée diminue. Lors de la calibration, le film chaud ainsi que son support sont alignés dans le sens de l'écoulement offrant ainsi une résistance minimale à celui-ci et modifiant au minimum la norme du vecteur vitesse \vec{U} .

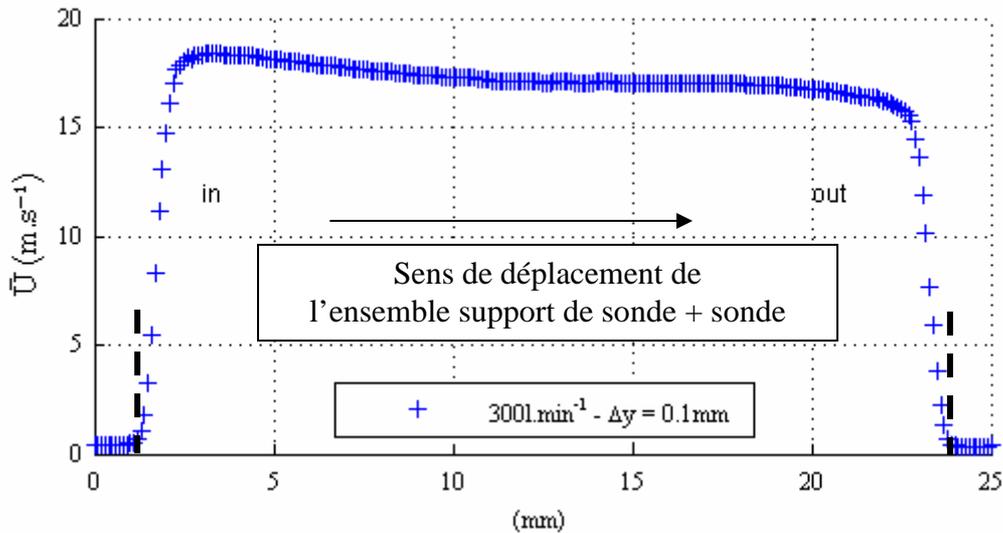


Figure 3.5 : Influence sur la vitesse mesurée de l’obstruction provoquée par l’ensemble support de film chaud film chaud pour un débit maximal de 300 l.min^{-1} .

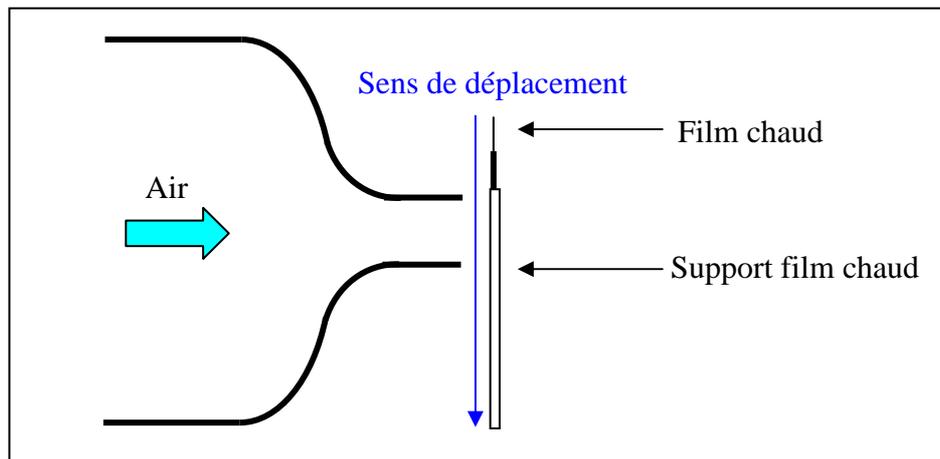


Figure 3.6 : Schématisation du test d’obstruction par l’ensemble support film chaud – film chaud.

- **Effets de l’angle de lacet (β) et de roulis (ϕ) (1 et 2)**

Le deuxième paramètre pris en compte correspond aux angles du film chaud et de la sonde avec l’écoulement à mesurer. La figure 3.7 propose une évaluation de la sensibilité de la mesure de vitesse aux modifications d’angles de lacet β et de roulis ϕ pour une série de débits mesuré Q_{mesur} compris entre 0 et 300 l.min^{-1} . Pour l’étude de l’effet d’angle de lacet β , l’angle de roulis ϕ est maintenu à un angle constant $\phi = 0$, pendant que β est varié de $-90^\circ < \beta < 90^\circ$. Pour l’influence du roulis ϕ , l’angle de lacet β est cette fois maintenu à $\beta = 0$, et ϕ varié de $0 < \phi < 90^\circ$. La sensibilité du film chaud vis-à-vis de ces

deux angles et de la répercussion sur la vitesse mesurée apparaît très nettement. Afin d'annuler les composantes de la vitesse $\vec{U}_{pa} = \vec{U}_T = \vec{0}$ et de s'assurer de mesurer la norme du vecteur vitesse \vec{U} , l'angle de lacet et de roulis sont gardés constants et égaux à 0 durant toute la calibration.

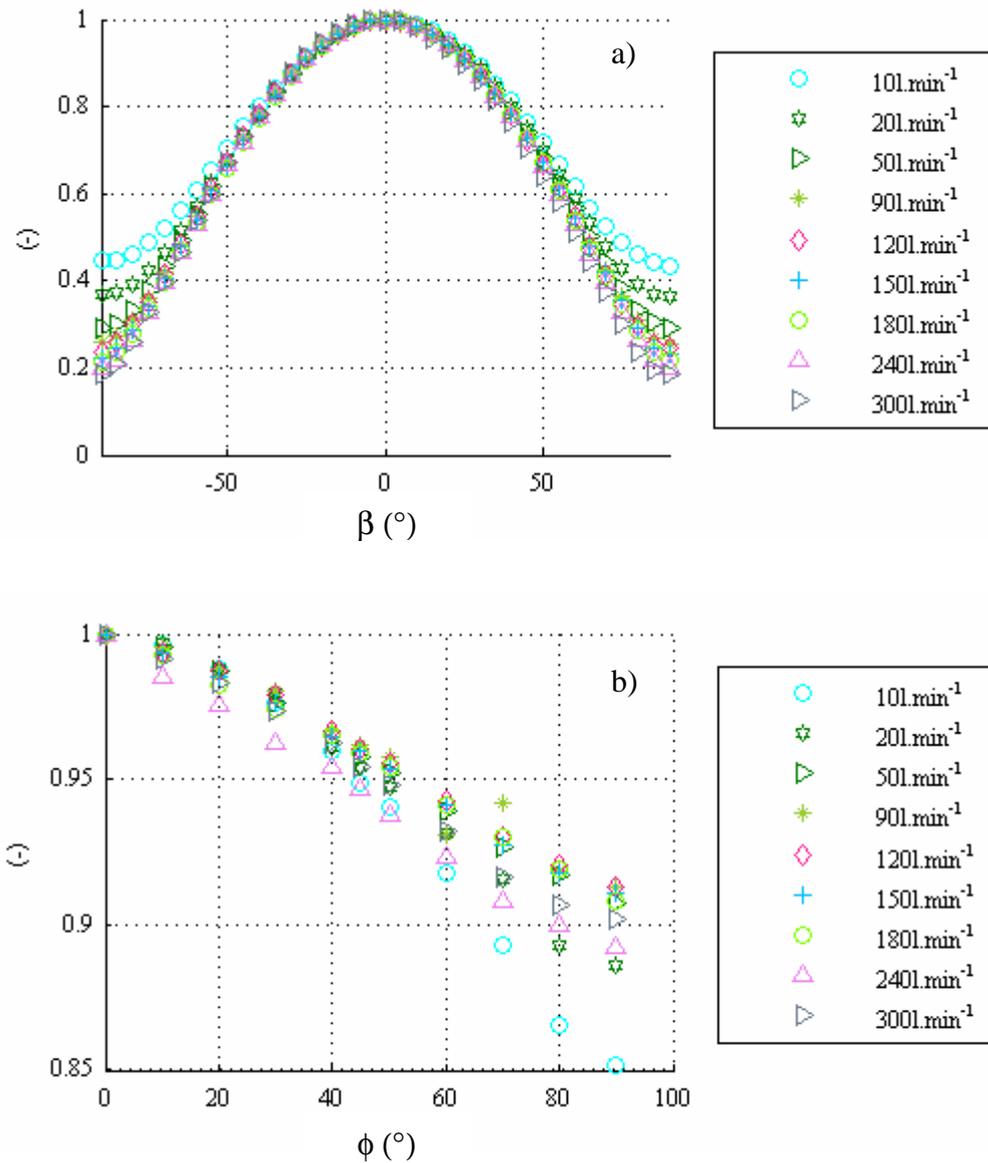


Figure 3.7 : a) Influence sur la vitesse mesurée normalisée par la vitesse maximale de la variation de l'angle de lacet β pour $-90^\circ < \beta < 90^\circ$ pour un angle de roulis $\phi = 0$. b) Evolution du même rapport de vitesse pour une configuration inverse avec l'angle de lacet $\beta = 0$ et l'angle de roulis varié de $\phi = 90^\circ$ à $\phi = 0^\circ$.

- **Temperature (2)**

A la différence des angles de roulis et de lacet directement modifiables, la température est un paramètre subi et fluctuant. Par son mode de fonctionnement, la température modifie la valeur de la tension enregistrée par la sonde occasionnant une erreur sur la mesure de la vitesse. Afin de tenir compte des éventuelles évolutions de température, nous adoptons l'approche proposée par Kanevce and Oka (1973) qui permet d'obtenir une tension corrigée dénommée E_{corr} à partir d'une tension directement mesurée E_{mesur} suivant la formule :

$$E_{\text{corr}} = E_{\text{mesur}} \left(\frac{T_f - T_a}{T_f - T_{a,r}} \right)^{-1/2} \quad (3.1)$$

où T_f désigne la température du film chaud, T_a température de l'air, $T_{a,r}$ la température ambiante de référence de l'air (dans nos mesures $T_{a,r} = 21.5^\circ\text{C}$), et E_{corr} la tension corrigée.

Pour mesurer les modifications engendrées par ce paramètre, on modifie la température de l'air de la salle de mesure T_{salle} en l'absence d'écoulement. La figure 3.9 montre simultanément l'influence de la température de l'air de la salle de mesure T_{salle} en l'absence d'écoulement sur la tension mesurée E_{mesur} (+), et la tension corrigée E_{corr} (x) obtenus à partir de l'eq. (3.1).

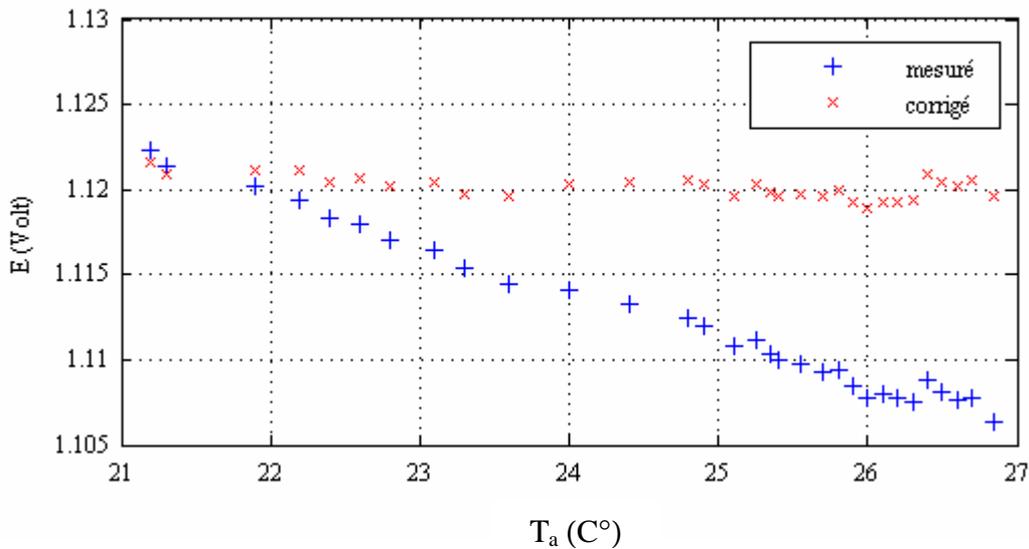


Figure 3.8 : Evolution de la tension E_{mesur} en fonction de la température de l'air dans la salle de mesure T_{salle} et comparaison avec la tension E_{corr} . En l'absence d'écoulement $T_{\text{salle}} = T_a$.

- **Effets dus à la proximité de la paroi (2)**

Les mesures transversales effectuées lors de la calibration et des expérimentations présentées par la suite, nous conduisent à évaluer l'effet résultant de la proximité de la paroi. La diminution de l'écartement entre le film chaud et la paroi modifie à la fois la température et la vitesse de l'écoulement autour du film chaud, engendrant une erreur sur le signal de mesure. A partir l'étude de Lekakis (1996) listant les paramètres principaux influant sur ces modifications:

- Distance entre le film chaud et la paroi,
- Diamètre du film chaud,
- Rapport de surchauffe,
- Conductivité et géométrie du matériau utilisé,
- Etat de l'écoulement,
- Géométrie et orientation de la sonde,

on évalue l'influence de la proximité de la paroi en positionnant le film chaud au niveau du plan de sortie pour deux types de matériaux et de géométries utilisées pour la calibration ; une section de dural et de PVC de diamètre 0.025 m et 0.0216 m. Les angles de roulis et de lacet du film chaud sont maintenus dans les positions sélectionnées précédemment, i.e avec $\phi = \beta = 0$. En revanche, l'influence de la proximité de la paroi est testée pour un débit nul.

L'influence des effets de paroi sous ces conditions est évaluée en déplaçant le film chaud depuis le centre de la section vers la paroi par pas $\Delta y = 10^{-5}$ m. Au travers de la figure 3.9, l'influence de la proximité de la paroi ainsi que sa nature du matériau est clairement obtenue. La modélisation de l'influence pour chacune des parois donnée :

$$\text{PVC : } \bar{U} = 0.1155 \times e^{(-4.3581(y/D - 1)D)}$$

$$\text{Dural : } \bar{U} = 0.0518 \times e^{(-7.6111(y/D - 1)D)}$$

On constate que l'influence de la paroi devient négligeable à partir d'une distance à la paroi supérieure à 0.04D pour les deux types de matériaux utilisés.

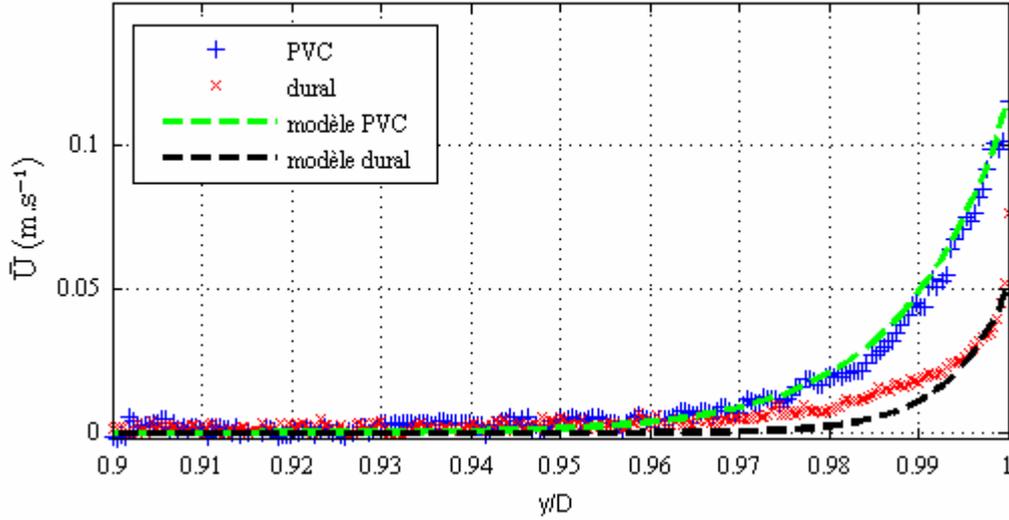


Figure 3.9 : Influence de la proximité de la paroi en l'absence de débit $Q_{\text{mesur}} = 0$, sur la mesure de la vitesse \bar{U} pour deux matériaux.

- **Paramètres d'échantillonnage**

Nous utilisons dans toute notre calibration ainsi que durant nos expérimentations une gamme de débits standard s'étendant de $0 < Q_{\text{mesur}} < 300 \text{ l.min}^{-1}$. Au regard de la formule reliant la pression P avec le débit volumique Q_{vol} au débit standard, confondu dans ce manuscrit avec Q_{mesur} , l'utilisation de ce type de débit plutôt que le débit volumétrique est sans aucun doute sujet à débats :

$$Q_{\text{vol}} = Q_{\text{mesur}} \left[\frac{273.15 + T_a}{273.15 + 21.11} \right] \frac{101.3}{P}$$

Il a été néanmoins décidé d'utiliser ce débit avec les conséquences occasionnées.

Afin de maximiser la précision de la calibration, un nombre de couples de mesures $(E_{\text{corr}}, \bar{U}_0)$ supérieur à 30, sont collectés, où \bar{U}_0 correspond à la vitesse moyenne estimée au centre de la conduite. On rappelle que E_{corr} est la moyenne sur 4 s du signal de tension échantillonné à 40 kHz soit une moyenne sur un nombre total de points $N = 160000$. Pour obtenir la tension correspondante à la vitesse de 0 m.s^{-1} , le film chaud est inséré dans une boîte de dimensions $0.25 \times 0.30 \times 0.35 \text{ m}^3$ dans le but de le soustraire à d'éventuelles perturbations (Johnstone *et al.* (2005)). L'équation de la courbe de calibration résultante est définie à partir d'un polynôme d'ordre 4.

- **Uniformité du profil de vitesse dans le cœur de l'écoulement en sortie du dispositif de calibration**

Pour chaque vitesse de calibration, l'uniformité du profil de vitesse du cœur de l'écoulement en sortie du convergent doit être assurée afin de ne pas compromettre le protocole de calibration. On vérifie donc son uniformité en déplaçant transversalement par pas $\Delta y = 10^{-5}$ m le film chaud à une distance inférieure à $x/D = 0.04$. La figure 3.10 présente les profils de vitesse obtenus en sortie du dispositif de calibration pour une gamme de débits couvrant la plage de vitesses de calibration. Pour l'ensemble des débits, la partie de l'écoulement située à une distance inférieure à $|y|/D < 0.25$ du centre du convergent présente une variation de profil inférieure à 0.5 %.

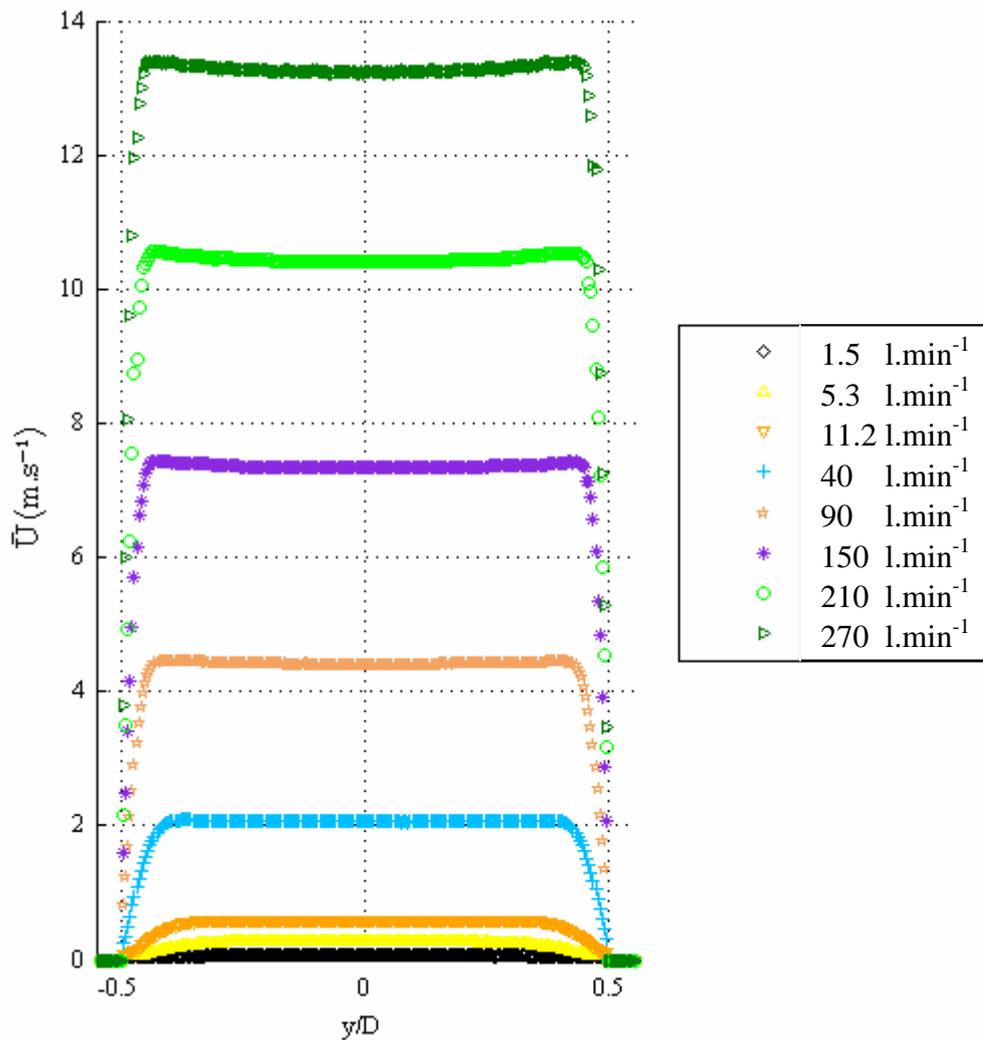


Figure 3.10 : Evolution du profil de vitesse moyenne \bar{U} pour une gamme de débits $Q_{\text{mesur}} = \{1.5 \text{ l.min}^{-1}, 5.3 \text{ l.min}^{-1}, 11.2 \text{ l.min}^{-1}, 40 \text{ l.min}^{-1}, 90 \text{ l.min}^{-1}, 150 \text{ l.min}^{-1}, 210 \text{ l.min}^{-1}, 270 \text{ l.min}^{-1}\}$.

- **Niveau de turbulence**

Afin de réduire l'erreur relative entre la vraie valeur de la vitesse au centre de la section de sortie du convergent et la valeur estimée, il est nécessaire de maintenir une faible intensité turbulente. A cette fin, le dispositif permet de travailler à un niveau d'intensité turbulente inférieure à 0.9 % sur toute la gamme de débits envisagés.

3.2.1.3 Protocole

Dans le cas d'un fluide réel, l'estimation de la vitesse moyenne au centre de l'écoulement par $\bar{U}_0 = \frac{Q_{\text{mesur}}}{S}$, où Q_{mesur} et S définissent respectivement le débit mesuré et la section du convergent, revient à négliger la viscosité du fluide, et à sous-estimer la vitesse réelle. Afin de tenir compte des effets induits par la viscosité, nous nous basons sur la représentation schématique d'un fluide réel présenté dans le chapitre 2, et nous utilisons l'interprétation physique de l'épaisseur de déplacement δ^* . De fait, en réduisant le rayon de sortie du convergent par l'épaisseur de déplacement de δ^* défini dans notre cas par :

$$\delta^* = \int_0^{D/2} \left(1 - \frac{\bar{U}(y)}{\bar{U}_0}\right) dy \quad (3.2)$$

la vitesse moyenne au centre est alors calculé par ce biais:

$$\bar{U}_0 = \frac{Q_{\text{mesur}}}{\pi \left(\frac{D}{2} - \delta^*\right)^2} \quad (3.3)$$

Sur cette base, nous établissons une procédure itérative sur $\hat{\delta}^*$ et \hat{U}_0 .

$$\delta_{n+1}^* = \int_0^{D/2} \left(1 - \frac{\bar{U}_n(y)}{\bar{U}_{0,n}}\right) dy$$

$$\bar{U}_{0,n} = \frac{Q_{\text{mesur}}}{\pi \left(\frac{D}{2} - \delta_n^*\right)^2}$$

Où δ_n^* et $\bar{U}_{0,n}$ représentent respectivement l'épaisseur de déplacement et la vitesse au centre à l'itération n, avec pour valeur initiale $\delta_1^* = 0$ et $\bar{U}_{0,1} = \frac{Q_{\text{mesur}}}{\pi(\frac{D}{2})^2}$.

En résumé :

- 1) A l'initialisation que l'on considère comme l'itération n = 1, le fluide est considéré comme parfait sur l'ensemble de la section, conduisant à $\delta_1^* = 0$.

La vitesse centrale moyenne est estimée égale à $\bar{U}_{0,1} = \frac{Q_{\text{mesur}}}{\pi(\frac{D}{2})^2}$ pour chaque

débit de calibration. Une première courbe de calibration notée U (E_{corr}) est alors obtenue.

- 2) A partir de cette première courbe d'étalonnage, et des mesures transversales effectuées, l'épaisseur de déplacement est de nouveau estimée pour chaque

débit de calibration soit $\delta_2^* = \int_0^{D/2} (1 - \frac{\bar{U}(y)}{\bar{U}_{0,1}}) dy$.

- 3) Pour chaque point de calibration, le rayon de sortie est alors réduit de l'épaisseur de déplacement δ_2^* , et la vitesse $\bar{U}_{0,2}$ est calculée. Une nouvelle courbe de calibration est obtenue.

- 4) On réitère les opérations 2) et 3) jusqu'à obtenir une convergence dans les estimations des vitesses centrales inférieures à 0.5 %.

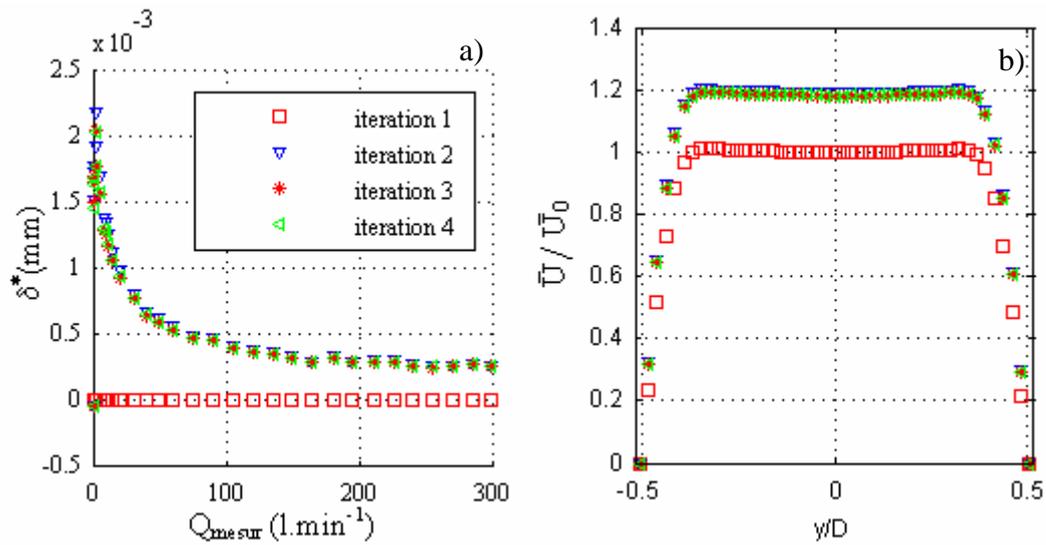


Figure 3.11 : a) Evolution de l'épaisseur de déplacement δ^* et b) du profil transversal de vitesse moyenne au cours des itérations.

La figure 3.11 représente graphiquement le schéma décrit précédemment avec l'évolution à chaque itération de l'estimation de l'épaisseur de déplacement δ_n^* (mm), ainsi que l'évolution du profil transversal de vitesse moyenne \bar{U} (m.s $^{-1}$). La figure 3.12 présente les courbes de calibration obtenues suivant la méthode actuelle et celle de Johnstone *et al.* (2005). Les vitesses moyennes centrales obtenues à l'itération $n = 1$ en considérant ou pas la correction de température sont également tracées ainsi que leur interpolation. L'écart entre ces 5 courbes est évalué en figure 3.13. Nous nous intéressons en particulier à l'écart entre la méthode de Johnstone *et al.* (2005) et la méthode actuelle. L'écart constaté est inférieur à 3 % à partir de $U = 3$ m.s $^{-1}$ et se réduit à moins de 1% pour la gamme de vitesse $U > 6.5$ m.s $^{-1}$. La réduction de la vitesse conduit à une augmentation continue de l'écart relatif entre ces 2 méthodes pour atteindre 25 % à 0.5 m.s $^{-1}$ et environ 140 % à 0.02 m.s $^{-1}$.

Ces 2 méthodes nous fournissent une courbe de calibration très similaire nous poussant à proposer notre méthode comme une alternative à celle de Johnstone *et al.* (2005). Il reste néanmoins à valider la courbe de calibration obtenue à partir de notre dispositif par une évaluation de l'erreur commise sur l'estimation de la vitesse.

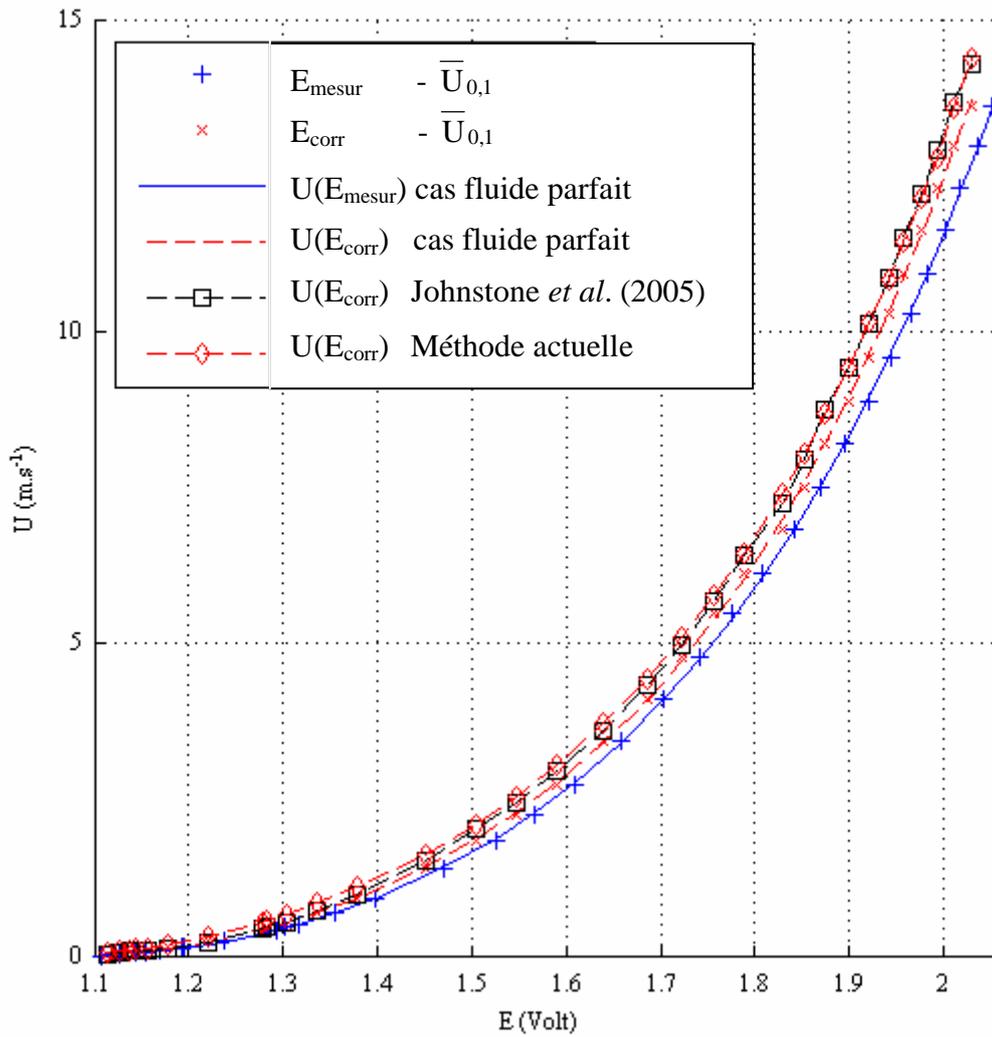


Figure 3.12 : Courbes de calibration $U(E)$ obtenues à partir de la méthode actuelle et celle de Johnstone *et al.* (2005), ainsi que l'évolution de la vitesse centrale moyennes sous l'hypothèse de fluide parfait avec et sans correction de température ($\bar{U}_0(E_{\text{corr}})$; $\bar{U}_0(E_{\text{mesur}})$) et leur interpolation respectives ($U(E_{\text{corr}})$, $U(E_{\text{mesur}})$).

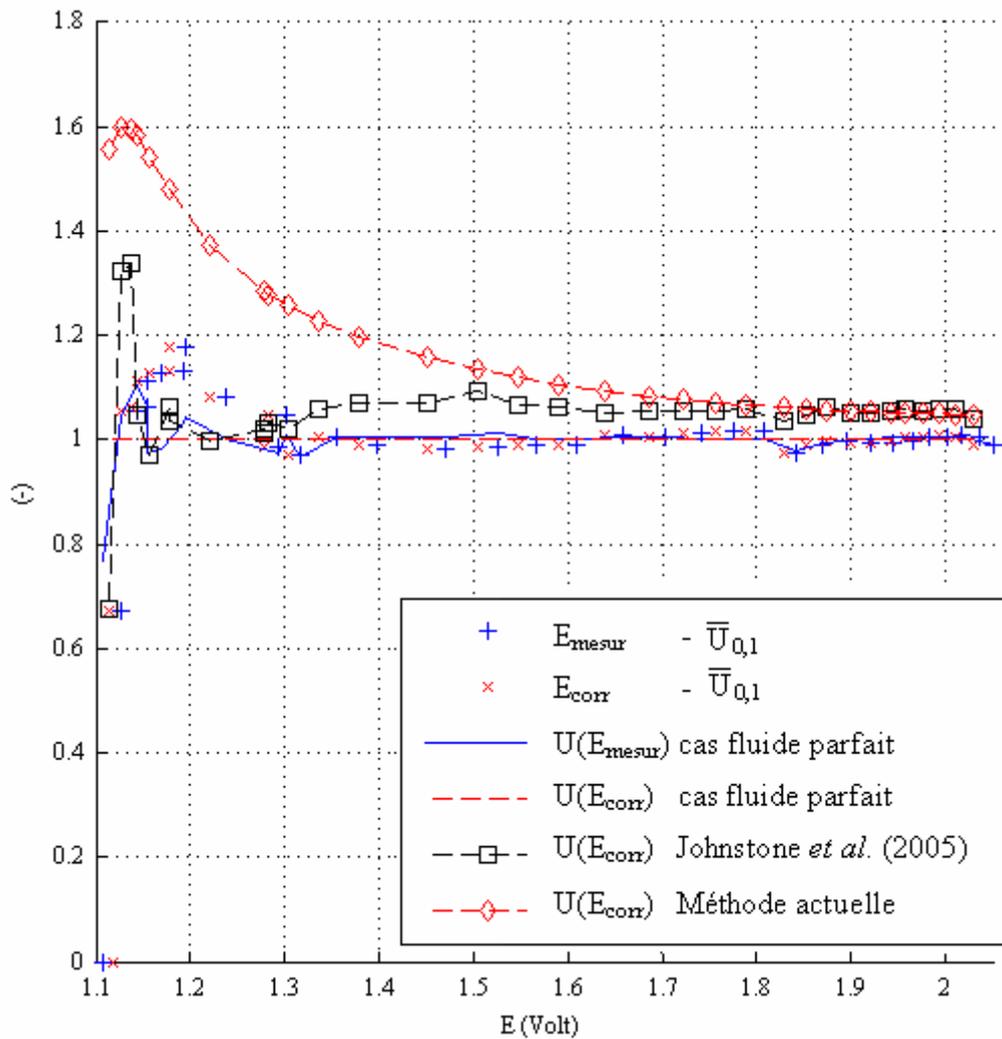


Figure 3.13 : Evaluation du rapport obtenu entre la courbe de calibration obtenue sous l'hypothèse d'un fluide parfait, avec prise en compte de la correction de température $U(E_{\text{corr}})$ (---) et toutes les autres méthodes.

3.2.1.4 Validation de la méthode

Une fois la courbe de calibration établie, il convient d'évaluer l'erreur commise sur l'estimation de la vitesse. La courbe de calibration obtenue couvre une large gamme de vitesse, en particulier des vitesses inférieures à 2 m.s^{-1} . Pour tester la validité de cette courbe de calibration sur toute sa gamme de vitesse, on décide de diviser l'étude en deux. Pour les basses vitesses, dont on établira son étendue dans le paragraphe suivant, on utilise un dispositif spécialement établi à cet effet, tandis que pour les hautes vitesses on a recourt à une approche analytique basée sur la propagation des erreurs.

- **Dispositif utilisé pour évaluer l'erreur aux faibles vitesses**

Comme pour la calibration, il est nécessaire de connaître la vitesse à mesurer. Pour les basses vitesses le maintien d'un profil droit est impossible, en revanche, il est aisé d'obtenir un profil de Poiseuille. Pour ce faire, on monte un dispositif représenté en figure 3.14 utilisant un tube de longueur égale à 2.22 m et de diamètre D à 0.025 m [g]. Une telle configuration donne un rapport $L/D = 88.8$, tel que suivant la formule établie :

$$L/D = 0.08\text{Re}_b + 0.7 \quad (3.4)$$

la présence d'un profil de Poiseuille nous est alors en théorie assurée pour des Reynolds $\text{Re}_b < 1100$. Ce type de profil fournissant une vitesse moyenne au centre égale à $\bar{U}_0 = 2 \frac{Q_{\text{mesur}}}{S}$, il nous est dès lors possible d'établir avec certitude une courbe de $U(E_{\text{corr}})$ pour des vitesses inférieures à 1.4 m.s^{-1} .

Pour s'assurer au maximum de la création d'un tel profil, le tube de 2.22 m est relié à un ensemble convergent – divergent [e], dont la portion convergente possède un angle de 14° sur une distance de 2 cm, et la partie divergente possède un angle de 22° sur une distance $L_{\text{div}} = 0.05 \text{ m}$. Le diamètre minimum r_1 au col du convergent est de 0.005 m, alors que le diamètre de sortie est égale à $D = 0.025 \text{ m}$, soit un rapport de diamètre de 1:5. Afin d'assurer l'homogénéité de l'écoulement, le divergent est remplie de paille de fer et une grille est disposée au niveau de la connexion entre ce dernier et le tube. On précise que le film chaud est positionné à la sortie du tube à une distance inférieure à $x/D < 0.04$. La vitesse est mesurée pour chaque débit réel à une fréquence $F_e = 40 \text{ kHz}$ pendant une durée $T_e = 4 \text{ s}$.

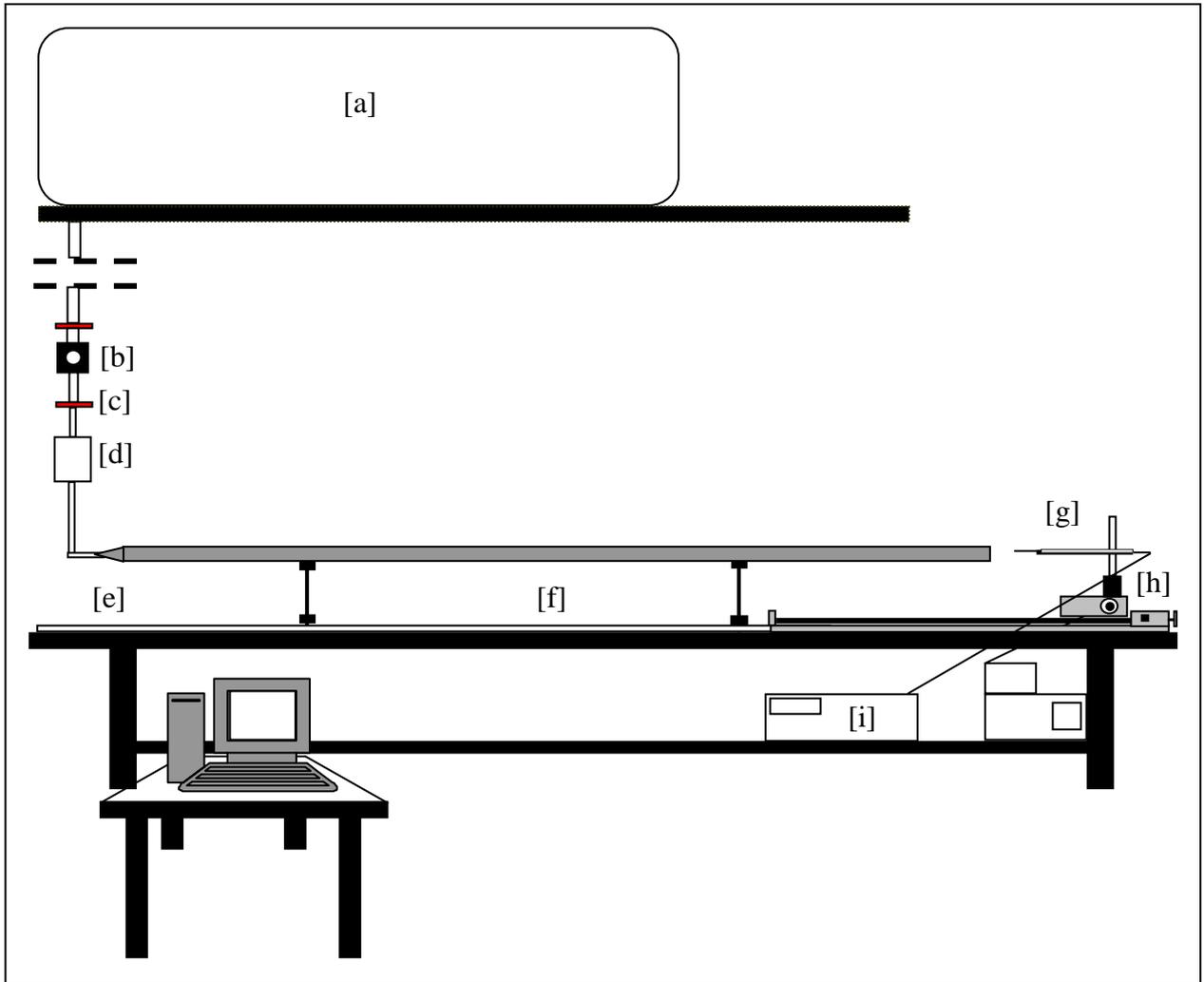


Figure 3.14 : Vue schématique du dispositif de calibration. [a] compresseur, [b] détendeur, [c] vanne, [d] débitmètre, [e] divergent, [f] long tube, [g] film chaud, [h] positionneur, [i] IFA – 300 de TSI.

Les figures 3.15 et 3.16 montrent respectivement la forme du profil de sortie, ainsi que l'évolution de la vitesse en fonction de la tension obtenue à partir de ce dispositif, en supposant une vitesse moyenne au centre égale à $\bar{U}_0 = 2 \frac{Q_{\text{mesur}}}{S}$ sur toute la gamme de débits utilisée. Comme établie par l'eq. (3.4) l'utilisation de cette courbe n'est théoriquement possible que pour des vitesses inférieures à 1.4 m.s^{-1} . Pour des vitesses d'intensité supérieure, on se reporte sur une estimation analytique de l'erreur à partir l'approche de la propagation des erreurs.

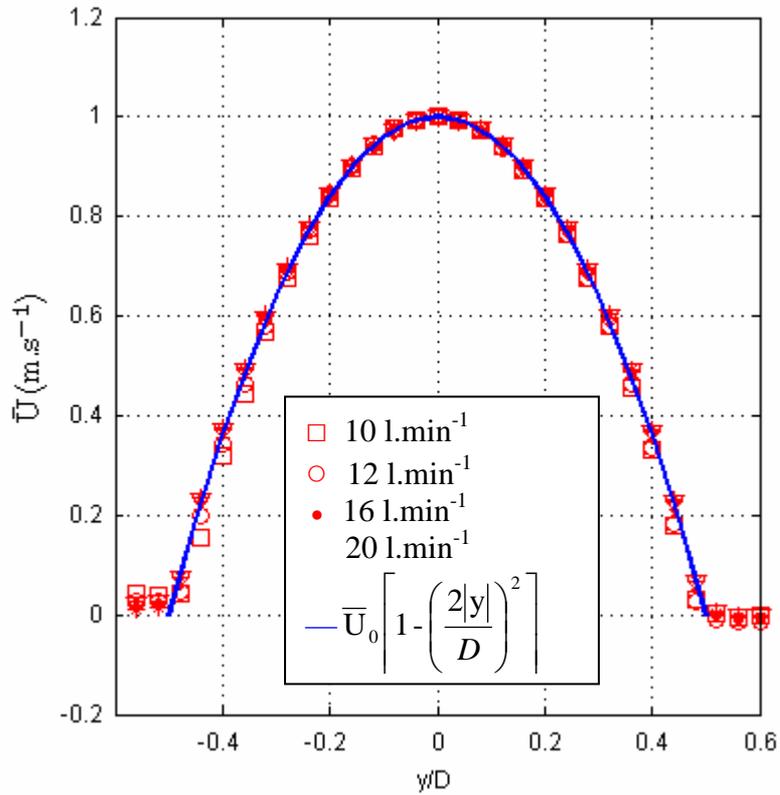


Figure 3.15 : Profil de vitesse obtenue pour 4 débits $Q_{\text{mesur}} = \{10, 12, 16, 20 \text{ l}\cdot\text{min}^{-1}\}$.

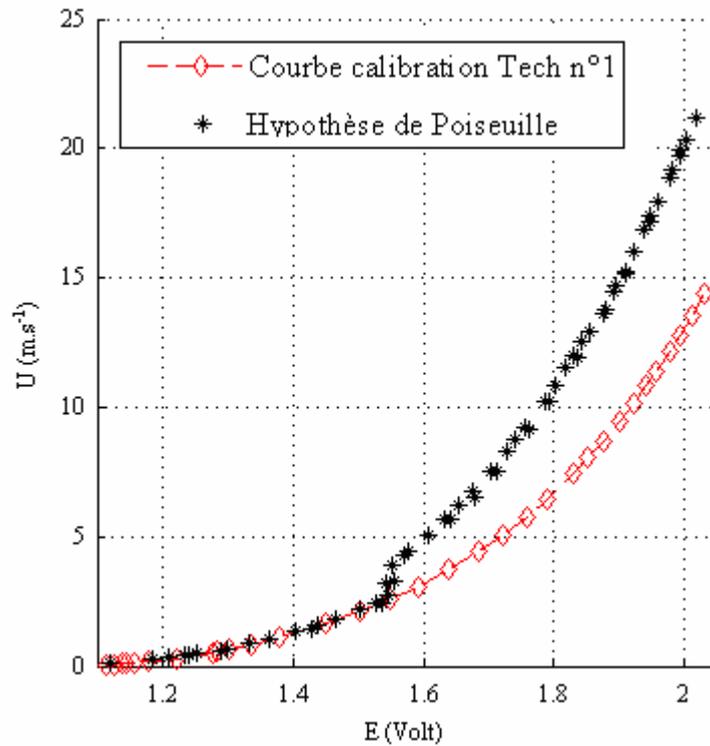


Figure 3.16 : Comparaison de la courbe de calibration obtenue à partir de la technique principale de calibration avec l'évolution de la vitesse moyenne centrale obtenue à partir du tube de longueur de 2.22 m, sous l'hypothèse de l'existence d'un profil de Poiseuille présent sur toute la gamme de débits mesurés Q_{mesur} .

- **Estimation analytique de l'erreur pour des vitesses supérieures à 1.4 m.s⁻¹**

Pour établir analytiquement l'erreur à haute vitesse, on exclut l'erreur générée par le polynôme d'ordre 4, et on considère que $\bar{U}_{0,4}$, représentant la vitesse moyenne au centre de la conduite obtenue à la dernière itération, peut être confondue avec la vitesse U (E_{corr}) déduite de la courbe de calibration pour la même tension ou débit Q_{mesur} . Ceci donne alors pour U :

$$U = \frac{Q_{\text{mesur}}}{\pi \left(\frac{D}{2} - \delta_4^* \right)^2}$$

où δ_4^* représente la valeur de l'épaisseur de déplacement à la 4^{ème} et dernière itération.

En considérant l'erreur absolue sur ΔU comme résultant majoritairement de ces 3 erreurs :

- L'erreur sur le débit ΔQ_{mesur} . (Où l'erreur relative est évaluée à 3%).
- L'erreur sur la mesure du diamètre que nous prenons égale à $\Delta D = 10^{-4}$ m.
- L'erreur sur l'épaisseur de déplacement $\Delta \delta^*$ que nous supposons être égale à δ^* . (Cette supposition extrême de l'erreur $\Delta \delta^*$ égale à δ^* nous place dans un cas extrême, afin de ne pas sous-estimer l'erreur relative).

l'application de la propagation des erreurs, nous fournit l'erreur absolue ΔU sur $U(E_{\text{corr}})$ égale à :

$$\Delta U = \left(\left(\frac{\partial U}{\partial Q_r} \Delta Q_{\text{mesur}} \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial \delta^*} \Delta \delta^* \right)^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial D} \Delta D \right)^2 \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

- **Erreur commise sur toute la gamme de vitesse**

La figure 3.17 résume l'évolution de l'erreur relative absolue suivant les 2 méthodes envisagées, et montre leur estimation de l'erreur relative pour l'ensemble de la gamme de vitesses. L'erreur relative absolue retenue est mise en surimpression (\square), et correspond aux valeurs obtenues par chacune des méthodes dans leur domaine de validité respectif. La limite de leur domaine est représentée par une droite rouge correspondant à $U = 1.4 \text{ m.s}^{-1}$. Dans la zone de validité de la méthode de Poiseuille, l'erreur relative obtenue

reste inférieure à 10 % pour une gamme de vitesse comprise entre $0.5 \text{ m.s}^{-1} < U < 1.4 \text{ m.s}^{-1}$, et n'excède pas 50 % en deçà de 0.5 m.s^{-1} . Au-delà de 1.4 m.s^{-1} , l'erreur relative fournit par la propagation des erreurs décroît continûment de 9.6 % à 4 %.

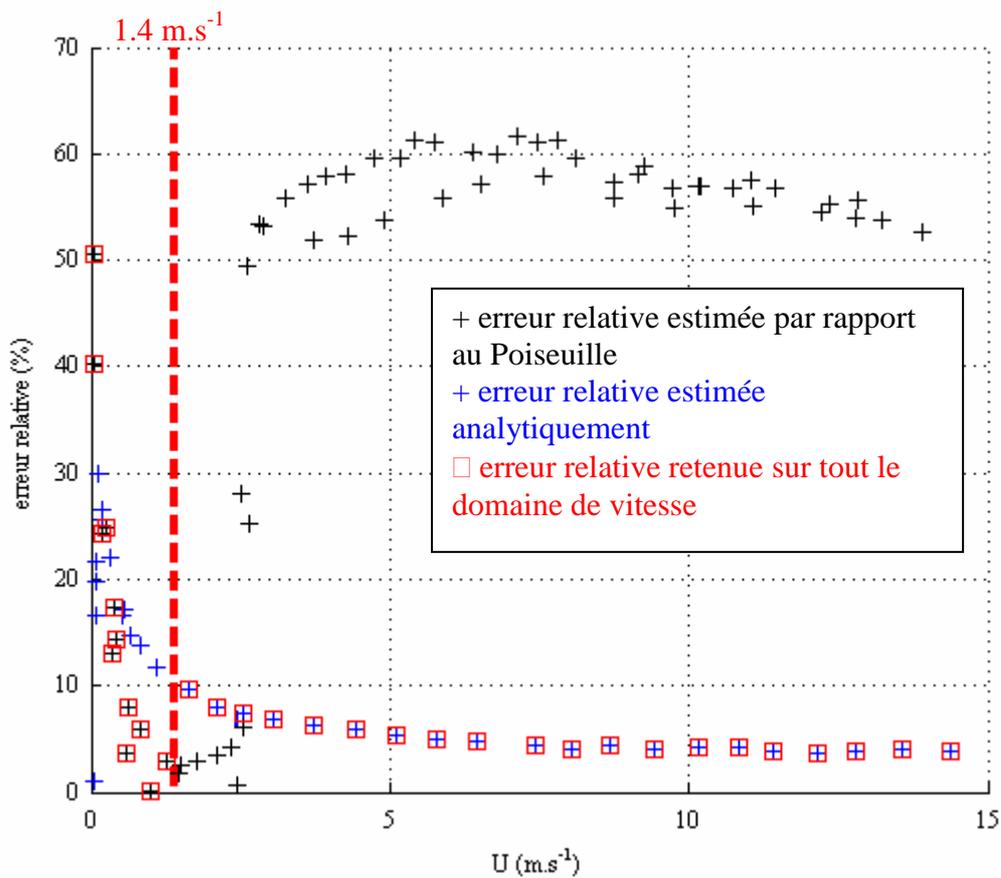


Figure 3.17 : Evolution de l'erreur relative absolue en fonction de la vitesse U (m.s^{-1}).

3.2.2 Technique annexe de calibration

Malgré la simplicité du dispositif de calibration précédent, et la relative qualité de la calibration, sa mise en place peut s'avérer contraignante dans des locaux de taille restreinte. De plus, l'obtention d'une buse n'est pas chose aisée. Par conséquent, il se trouve parfois nécessaire d'utiliser un appareillage n'assurant pas une calibration optimale, et d'émettre des hypothèses sur l'écoulement en vue de l'obtention d'une première courbe de calibration.

Le but de cette sous-partie est donc de construire une courbe de calibration pour la même gamme de vitesses que précédemment, mais cette fois à partir d'un dispositif n'utilisant pas de buse mais un tube uniforme de rapport Longueur sur diamètre $L/D = 20$, sans chercher à déterminer ni la forme du profil de vitesse ni le niveau d'intensité turbulent T_U . On supposera un profil de vitesse constant sur toute la section de sortie pour chaque débit mesuré, *i.e* $\bar{U}(y) = \frac{Q_{\text{mesur}}}{S}$. Seuls l'impact de la température et du nombre de couples mesurés (E_{corr} , \bar{U}_0) ont été pris en compte.

➤ Dispositif

Une vue générale de ce nouveau dispositif est proposée en figure 3.18. On retrouve les mêmes éléments non modifiables du dispositif de calibration précédent [a-b-c] jusqu'au débitmètre [d]. En revanche, le débitmètre est relié cette fois à un ensemble convergent – divergent [e] + tube [f] par une conduite de 0.01 m de diamètre et de longueur 0.20 m. La figure 3.19 propose une illustration du convergent – divergent. La portion convergente possède un angle de 14° sur une distance de 0.02 m, alors que la partie divergente possède un angle de 22° sur une distance $L_{\text{div}} = 0.05$ m. Le diamètre minimum r_1 au col du convergent est de 0.05 m, et le diamètre de sortie est égale à $D = 0.025$ m, soit un rapport de diamètre de 1:5. En sortie du divergent, le tube est d'une longueur $L = 0.50$ m. Le film chaud à calibrer est fixé légèrement à l'intérieur du plan de sortie du tube.

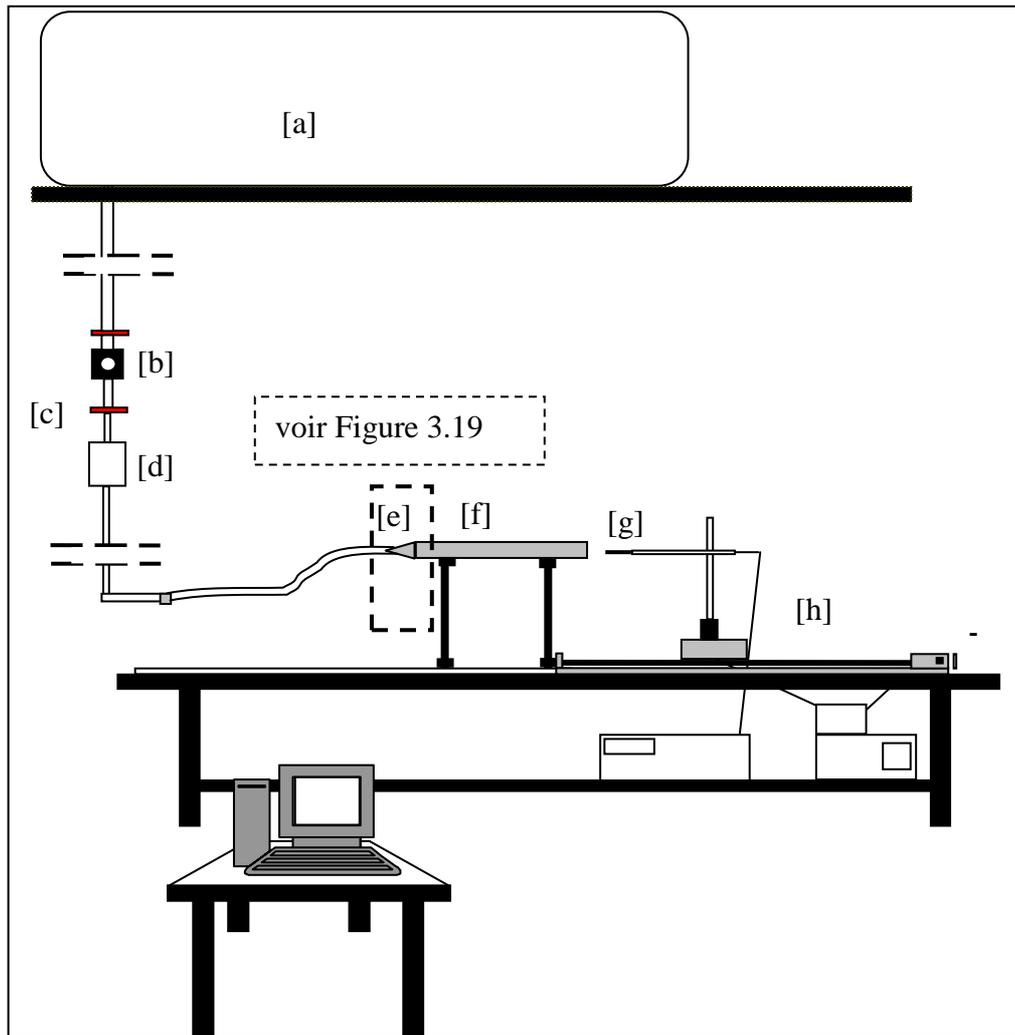


Figure 3.18 : Vue générale du dispositif. [a] compresseur, [b] détenteur, [c] vanne, [d] débitmètre, [e] divergent [f] tube uniforme, [h] positionneur, [i] IFA – 300.

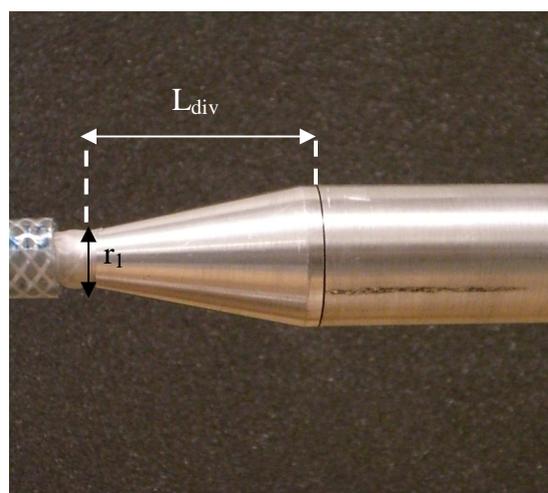


Figure 3.19 : Détails de la configuration géométrique du convergent – divergent: longueur du divergent L_{div} ; rayon du col r_1 .

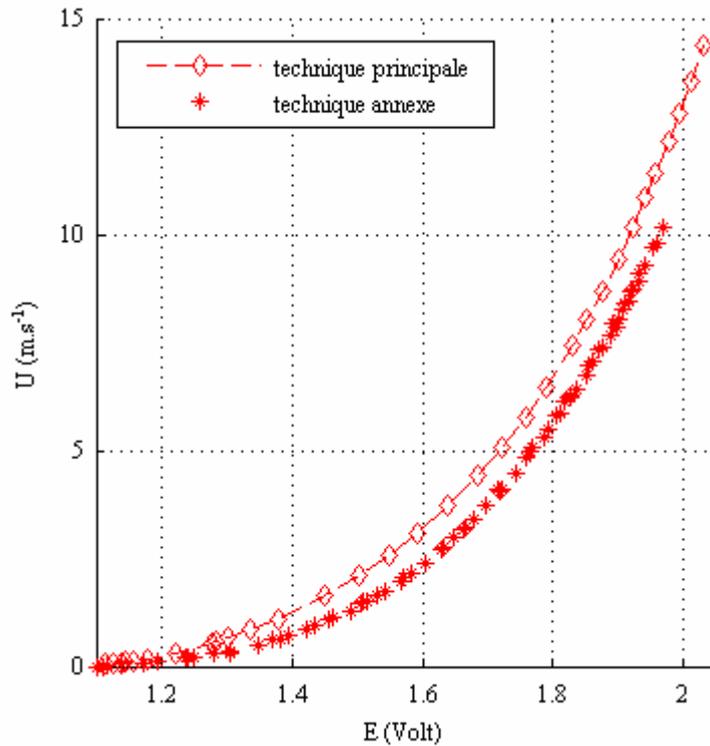


Figure 3.20 : Courbe de calibration obtenue à partir de la méthode annexe de calibration.

➤ Protocole expérimental et erreur relative

Le protocole de calibration est de fait extrêmement simple. En supposant un profil de sortie plan et donc une vitesse estimée $\bar{U}(y) = \frac{Q_{\text{mesur}}}{S}$, la courbe de calibration est tracée directement sans application d'une procédure itérative. La courbe obtenue est reportée en figure 3.20, où elle est comparée avec la courbe obtenue à partir de la technique principale. Cette technique montre clairement une sous évaluation logique de la vitesse en raison de l'absence de considération de la forme du profil de vitesse.

L'erreur relative absolue entre ces deux méthodes est reportée en figure 3.21. Il apparaît que pour des vitesses supérieures à 2.4 m.s^{-1} , l'écart entre ces deux techniques de calibration reste inférieure à 30 %, diminuant à moins de 20 % pour des vitesses supérieures à 4 m.s^{-1} .

Malgré ces écarts, les conditions expérimentales pouvant être « limites » nous ont conduit à utiliser cette courbe de calibration lors des expériences effectuées dans la partie 4.3.

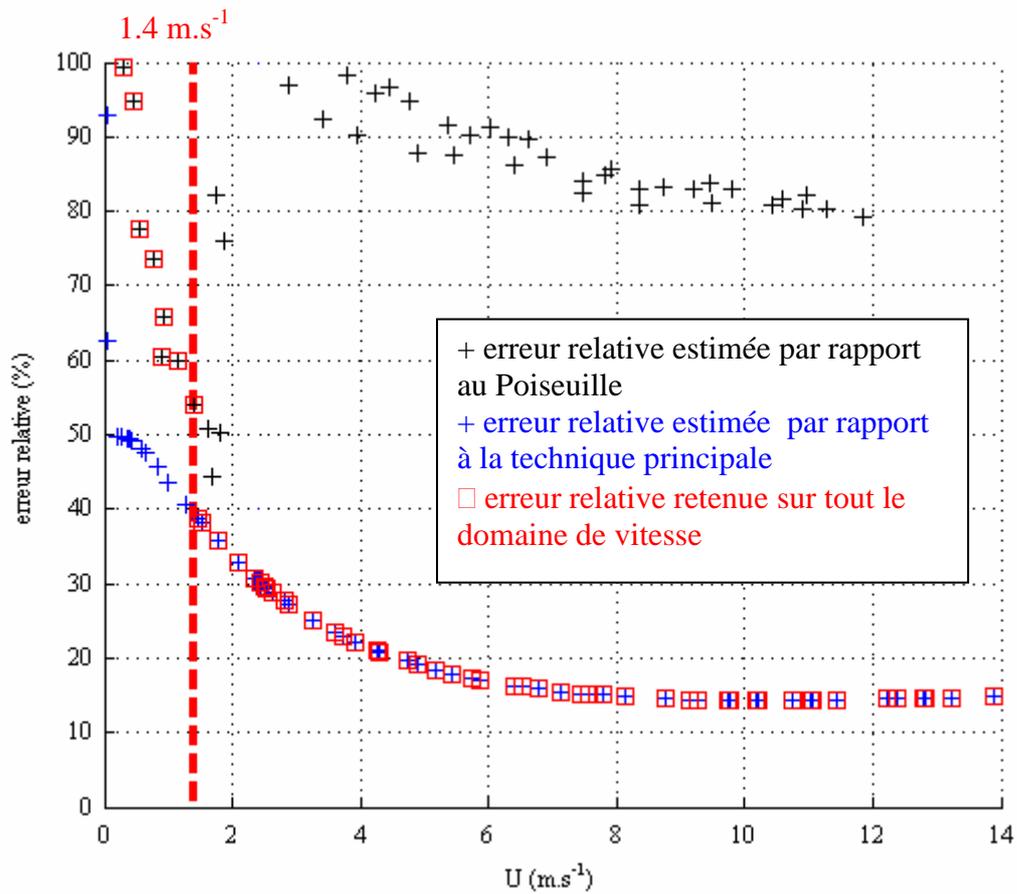


Figure 3.21 : Erreur relative absolue (%) entre la courbe de calibration obtenue par la méthode principale et la méthode annexe (+), entre la méthode annexe et la courbe de vitesse obtenue avec le Poiseuille (+), et erreur relative retenue (□).

3.3 Estimation de l'erreur sur les quantités statistiques

Dans le chapitre précédent une liste de quantités statistiques utilisées dans la suite de l'ouvrage a été dressée. Ces quantités statistiques sont obtenues à partir d'une moyenne d'ensemble. Ce n'est donc en réalité que des estimations. Hormis la qualité de l'expérimentation, la pertinence de l'estimation de ces quantités repose en premier sur la quantité d'échantillons collectée, *i.e* le nombre total N . La valeur de N est obtenue à partir de la durée T_e et de la fréquence d'échantillonnage F_e ; *i.e* $N = F_e \times T_e$. Ces deux paramètres doivent donc être choisis afin de fournir une quantité d'échantillons suffisants dans le but d'assurer une bonne estimation des quantités statistiques.

Lors de nos expériences les mesures du champ de vitesse ont été effectuées de deux de manières:

- Dans la première, les mesures du signal de vitesses ont été faites en chaque point à une fréquence d'échantillonnage $F_e = 40$ kHz pour une durée d'échantillonnage T_e prise égale à $T_e = 4$ s.
- Dans la seconde, il a été convenu de fixer la durée d'échantillonnage à $T_e = 2$ s et la fréquence d'échantillonnage $F_e = 1$ kHz.

Les quantités statistiques en découlant ont donc été obtenues à partir d'un nombre total de points mesurés $N = 160000$ dans le premier cas et $N = 2000$ dans le deuxième.

A partir de ces paramètres d'échantillonnage, on se propose de fournir une évaluation qualitative de l'erreur commise sur les quantités statistiques utilisées avec un intervalle de confiance à 95%. La majorité des expériences étant menées avec un nombre total $N = 160000$, les résultats montrés dans le paragraphe suivant seront établis et discutés avec ce nombre total de points. Pour $N = 2000$ l'étude est renvoyée en Annexe B.

3.3.1 Estimation de l'erreur sur la vitesse moyenne

A partir de la décomposition de Reynolds, où la vitesse est vue comme la somme d'une composante moyenne et turbulente :

$$U_p = \bar{U} + u_p$$

avec U_p la valeur du « p^{ème} » échantillon, \bar{U} la vitesse moyenne réelle et u_p la composante turbulente de l'échantillon p que l'on peut également traduire comme un écart à la vitesse moyenne, on envisage d'estimer qualitativement l'erreur sur la vitesse moyenne à partir des paramètres de mesures. Cette estimation sera faite en 2 temps, avec dans un premier la supposition d'une distribution identique et indépendante de la vitesse, et dans un second avec l'introduction d'un temps d'intégration à partir des caractéristiques de l'écoulement, afin de tenir compte de la dépendance des échantillons de vitesse.

A. Hypothèse d'une distribution identique et indépendante

On suppose u_p distribuée identiquement et indépendamment suivant une loi gaussienne centrée $(0, \sigma^2)$, où σ^2 représente la variance. A partir de la décomposition de Reynolds, on peut facilement calculer une erreur absolue estimée à :

$$\text{Erreur absolue} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$$

Sous l'hypothèse d'une distribution identique et indépendante, la précision de l'estimateur utilisée précédemment augmente avec le nombre d'échantillons total N.

En considérant un niveau irréaliste d'intensité turbulente $T_U = 80 \%$, l'estimation de l'évolution de l'erreur absolue et relative commise sous cette hypothèse est représentée en figure 3.22 pour 5 vitesses moyennes \bar{U} représentatives des écoulements étudiés ultérieurement ; $\bar{U} = \{1 \text{ m.s}^{-1}, 2 \text{ m.s}^{-1}, 4 \text{ m.s}^{-1}, 8 \text{ m.s}^{-1}, 10 \text{ m.s}^{-1}\}$. Ce très haut niveau de turbulence est délibérément exagéré afin de ne pas sous estimer l'erreur. Sous cette hypothèse de distribution, l'erreur relative s'avère être inférieure à 0.2 % quelque soit la vitesse. Une telle hypothèse d'indépendance est beaucoup trop forte, et il est difficile de négliger la dépendance dans la distribution des vitesses du fait de la nature de l'écoulement.

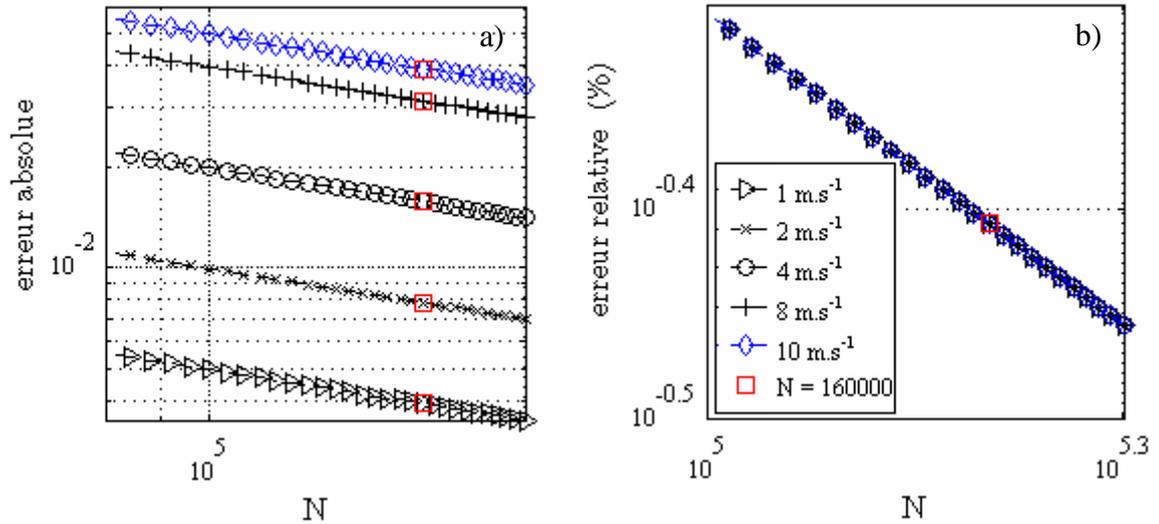


Figure 3.22 : Estimation de l'erreur a) absolue et b) relative en fonction du nombre de points avec un taux de turbulence de 80 % pour 5 vitesses moyennes estimées $\bar{U} = \{1 \text{ m.s}^{-1}, 2 \text{ m.s}^{-1}, 4 \text{ m.s}^{-1}, 8 \text{ m.s}^{-1}, 10 \text{ m.s}^{-1}\}$. Le carré rouge indique un nombre d'échantillons total $N = 160000$.

B. Prise en compte d'un temps d'intégration T_c

En considérant toujours l'erreur sur la vitesse moyenne égale à $\frac{\sigma}{\sqrt{N}}$, on remplace cette fois le nombre total d'échantillons N , par le nombre effectif d'échantillons indépendants N_{ind} . Une estimation intuitive de N_{ind} peut se faire en calculant un temps intégral T_c défini par:

$$T_c = \frac{D}{U}$$

Où D représente une longueur caractéristique de la géométrie d'où l'écoulement est issu. Pour des durées de mesures inférieures à T_c les échantillons seront considérés corrélés, et l'hypothèse d'indépendance non vérifiée. Le nombre d'échantillons indépendants est alors déterminé comme le rapport:

$$N_{\text{ind}} = \frac{T_c}{T_s}$$

Un taux optimal d'échantillonnage étant évalué à $2T_c$, on affine N_{ind} à :

$$N_{\text{ind}} = \frac{T_e}{2T_c}$$

Dans le cadre de nos expérimentations l'écoulement est majoritairement issu d'une géométrie axisymétrique de diamètre $D = 0.025 \text{ m}^*$, l'évolution de l'erreur relative sous ces conditions pour les 5 vitesses moyennes estimées précédentes $\bar{U} = \{1 \text{ m.s}^{-1}, 2 \text{ m.s}^{-1}, 4 \text{ m.s}^{-1}, 8 \text{ m.s}^{-1}, 10 \text{ m.s}^{-1}\}$ est représentée par la série de figure 3.23 (a-b-c-d). L'évolution de l'erreur relative est tracée en fonction du nombre total d'échantillons N pour des niveaux d'intensité turbulente T_U respectivement de 80 %, 20 %, 10 % et 1 %. Pour un niveau irréaliste d'intensité turbulence $T_U = 80 \%$, l'erreur commise pour un nombre total de points $N = 160000$ (représentée par un carré rouge) s'échelonne entre 2.5 % < erreur relative < 9 %. Pour $T_U = 20 \%$ l'erreur relative estimée tombe à moins de 2.5 % pour l'ensemble des vitesses moyennes. Enfin, pour des niveaux de turbulence faibles à modérés l'erreur relative se retrouve être de moins de 1 %.

La figure 3.24 propose une comparaison entre la prise en compte ou non d'un temps d'intégration T_c sur l'évolution de l'estimation de l'erreur relative. L'estimation de l'erreur relative est tracée en fonction d'une gamme de vitesses et à des niveaux d'intensité turbulente T_U caractéristiques (5 %, 20 %) voire irréalistes (80 %) obtenus lors de nos expériences. Dans le cas de non prise en compte d'un temps d'intégration T_c , on retrouve la généralisation du résultat obtenu en figure 3.22 où l'estimation de l'erreur sur la vitesse est indépendante de la vitesse et ne dépend que du niveau d'intensité turbulente T_U . L'introduction du temps T_c permet de corriger cette non dépendance et fournit une approximation de l'erreur relative, par une première prise en compte de propriétés macroscopiques de l'écoulement.

* Le choix de $D = 0.025 \text{ m}$ est liée aux dimensions caractéristiques des géométries étudiées par la suite.

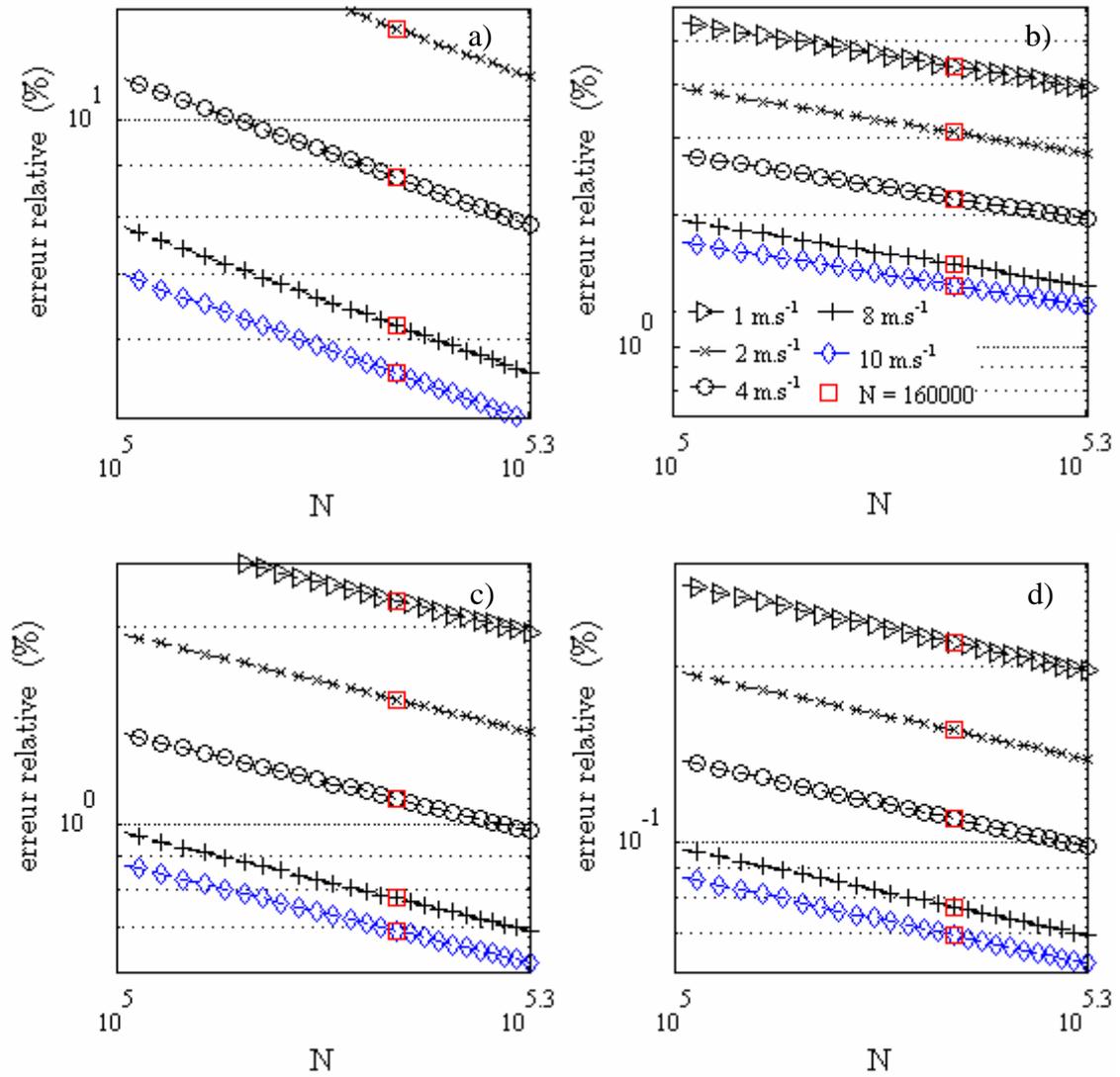


Figure 3.23: Estimation de l'erreur relative en fonction du nombre d'échantillons total N pour 5 vitesses moyennes estimées $\bar{U} = \{1 \text{ m.s}^{-1}, 2 \text{ m.s}^{-1}, 4 \text{ m.s}^{-1}, 8 \text{ m.s}^{-1}, 10 \text{ m.s}^{-1}\}$ pour 4 niveaux d'intensité turbulente a) $T_U = 80 \%$; b) $T_U = 20 \%$; c) ; $T_U = 10 \%$; d) $T_U = 1 \%$. Le carré rouge indique un nombre d'échantillons total $N = 160000$.

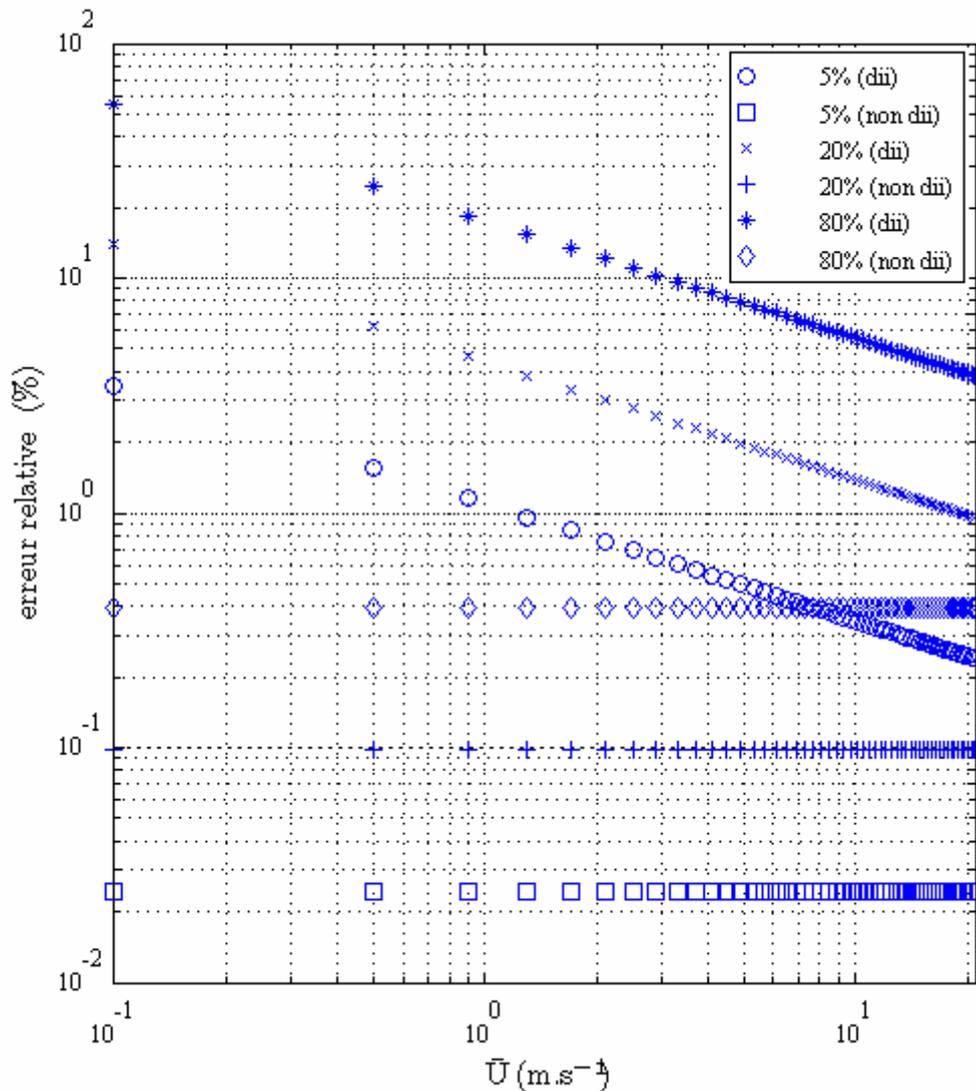


Figure 3.24: Comparaison de l'évolution de l'estimation de l'erreur relative en fonction de la vitesse moyennes estimées \bar{U} pour 3 niveaux d'intensité turbulente $T_U = \{5\%, 20\%, 80\%\}$, sous l'hypothèse ou non de distribution identique et indépendante.

C. Bilan

Bien que la détermination du temps d'intégration T_c soit qualitative, elle a l'avantage de fournir facilement une première estimation de l'erreur commise sur l'estimation de la vitesse moyenne. C'est donc à partir de cette méthode et de la figure 3.24 que nous évaluons l'erreur relative sur l'estimation de nos vitesses moyennes présentées par la suite. L'erreur relative commise sur la vitesse moyenne établie nous établissons suivant le même schéma l'erreur commise sur les moments d'ordres supérieurs.

3.3.2 Estimation de l'erreur sur les moments d'ordre supérieurs

L'obtention des erreurs relatives commises sur l'estimation de l'écart type $\sqrt{\overline{u^2}}$, ainsi que les moments statistiques d'ordre 3 et 4 soit respectivement $\overline{u^3}$ et $\overline{u^4}$ est effectuée en utilisant des estimateurs de la variance de ces moments. Ces estimateurs sont obtenus en faisant l'hypothèse d'une distribution normale de la vitesse (Benedict and Gould (1996)). Les estimations des erreurs relatives pour chacun des moments sont calculées et présentées directement en fonction du nombre d'échantillons indépendants N_{ind} comme évoqués antérieurement. Ces estimateurs sont résumés en Tableau 3.2.

Moments statistiques	Estimateur de la variance en fonction du nombre d'échantillons indépendants N_{ind}
σ	$\frac{\overline{u^2}}{2N_{ind}}$
$\overline{u^3}$	$\frac{\overline{(u^2)^3}}{N_{ind}}$
$\overline{u^4}$	$\frac{\overline{(u^2)^4}}{N_{ind}}$

Tableau 3.2 : Estimateur de la variance en fonction du nombre d'échantillons indépendants N_{ind} .

- **Ecart type σ (noté également $\sqrt{\overline{u^2}}$):**

L'évolution de l'estimation de l'erreur relative sur l'écart type σ en fonction d'une gamme de vitesses caractéristiques des expériences ultérieures est résumée en figure 3.25. Les erreurs relatives fournies sont données avec un intervalle de confiance de 95 %. L'erreur relative s'évalue à 50 % pour une vitesse moyenne estimée $\overline{U} = 0.1 \text{ m.s}^{-1}$ et diminue à moins de 10 % au-delà de 2 m.s^{-1} quelque soit le niveau de turbulence T_U .

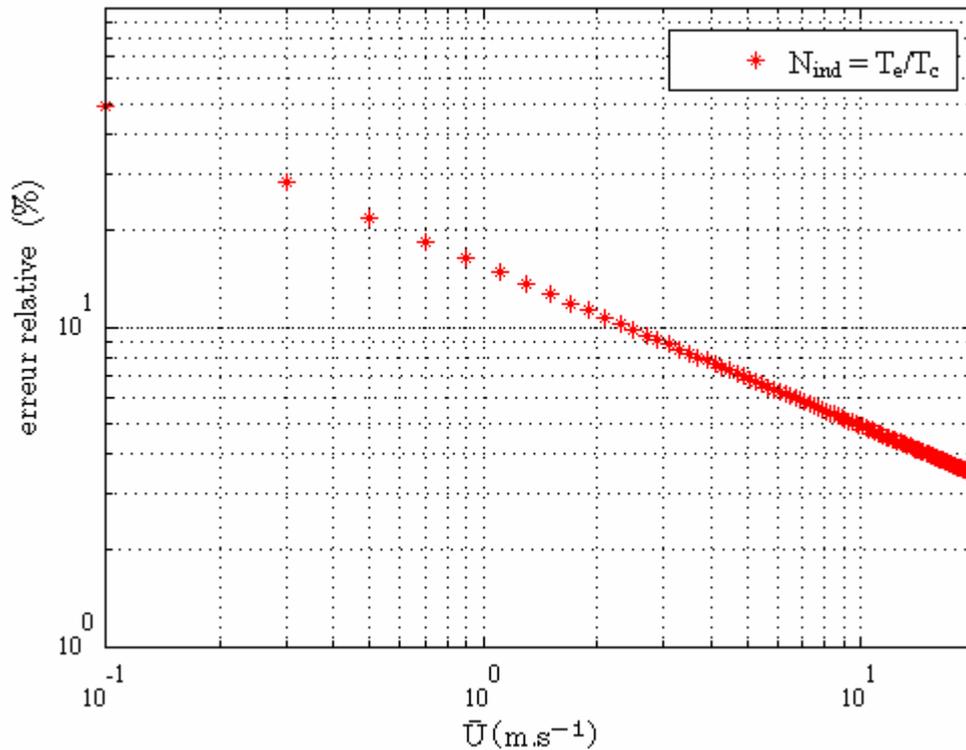


Figure 3.25 : Evolution de l'erreur relative sur l'écart type σ en fonction de la vitesse moyenne estimée \bar{U} .

- **Moment d'ordre 3 \bar{u}^3 :**

L'estimation de la variance sur le moment d'ordre 3 étant fourni par le Tableau 3.1, la difficulté réside dans la connaissance *a priori* de \bar{u}^3 . Pour cela on applique la définition du coefficient de dissymétrie S_U évoquée au chapitre 2. Le moment d'ordre 3 peut alors s'estimer directement à partir du moment d'ordre 2 et de S_U .

$$\bar{u}^3 = S_U \times \bar{u}^2^{3/2}$$

En procédant ainsi, l'erreur relative sur l'estimation de \bar{u}^3 avec un intervalle de confiance à 95 % est alors estimée égale à :

$$\frac{\Delta \bar{u}^3}{\bar{u}^3} = 1.96 \frac{\sqrt{6}}{\sqrt{N_{\text{ind}}} \times S_U}$$

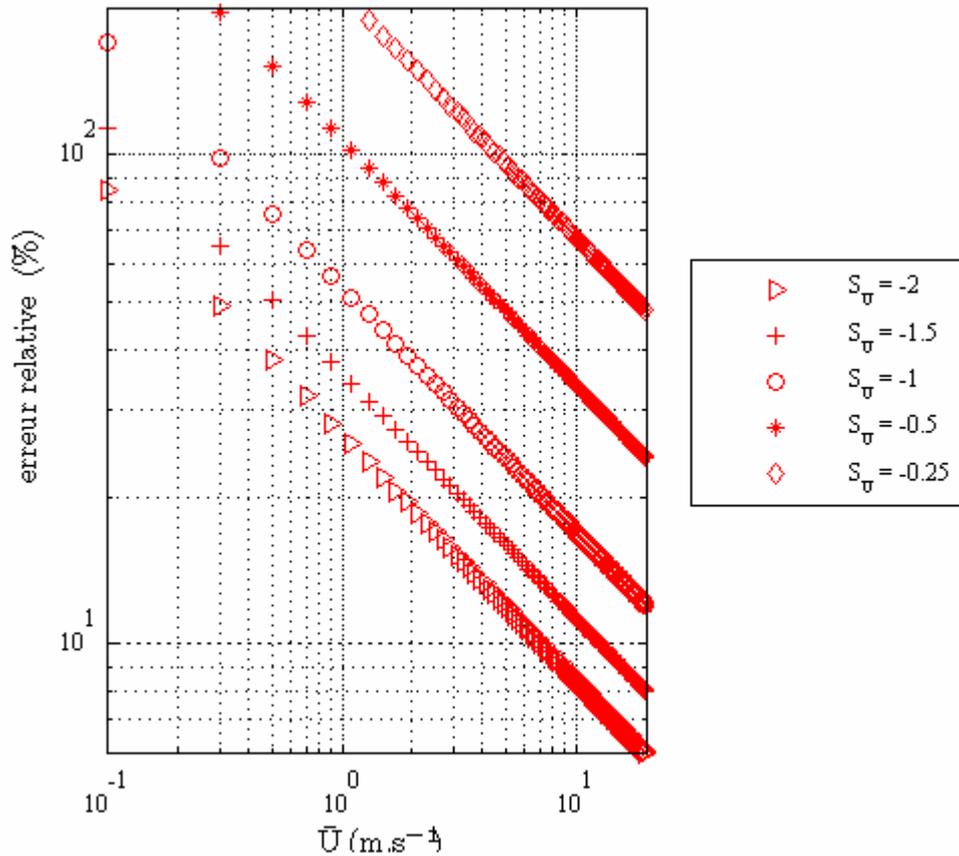


Figure 3.26 : Evolution de l'erreur relative sur le moment d'ordre $3\overline{u^3}$ en fonction de la vitesse \overline{U} .

Pour une gamme de coefficients de dissymétrie caractéristiques des expériences menées, l'évolution de l'erreur relative sur le moment d'ordre 3 est proposée en figure 3.26. Par rapport aux paramètres de mesures choisis, on aboutit pour des facteurs de dissymétrie tels que $|S_U| < 0.5$ à des niveaux d'erreurs relatives extrêmement importants inhérents à la faiblesse de $\overline{u^3}$. De façon identique aux autres ordres, l'erreur relative diminue avec la vitesse.

- **Moment d'ordre 4 $\overline{u^4}$:**

La démarche pour estimer l'erreur relative sur cet ordre est identique à celle proposée pour l'ordre $3\overline{u^3}$. Le moment d'ordre 4 est estimé *a priori* à partir de la définition du facteur d'aplatissement F_U .

$$\overline{u^4} = F_U \times \overline{u^2}^2$$

L'erreur relative est alors estimée avec un intervalle à 95 % égale à :

$$\frac{\Delta \overline{u^4}}{\overline{u^4}} = 1.96 \frac{\sqrt{96}}{\sqrt{N_{\text{ind}}} \times F_U}$$

En considérant toujours une gamme de facteurs d'aplatissement caractéristique des expériences menées ultérieurement, l'évaluation de l'erreur relative est reportée en figure 3.27.

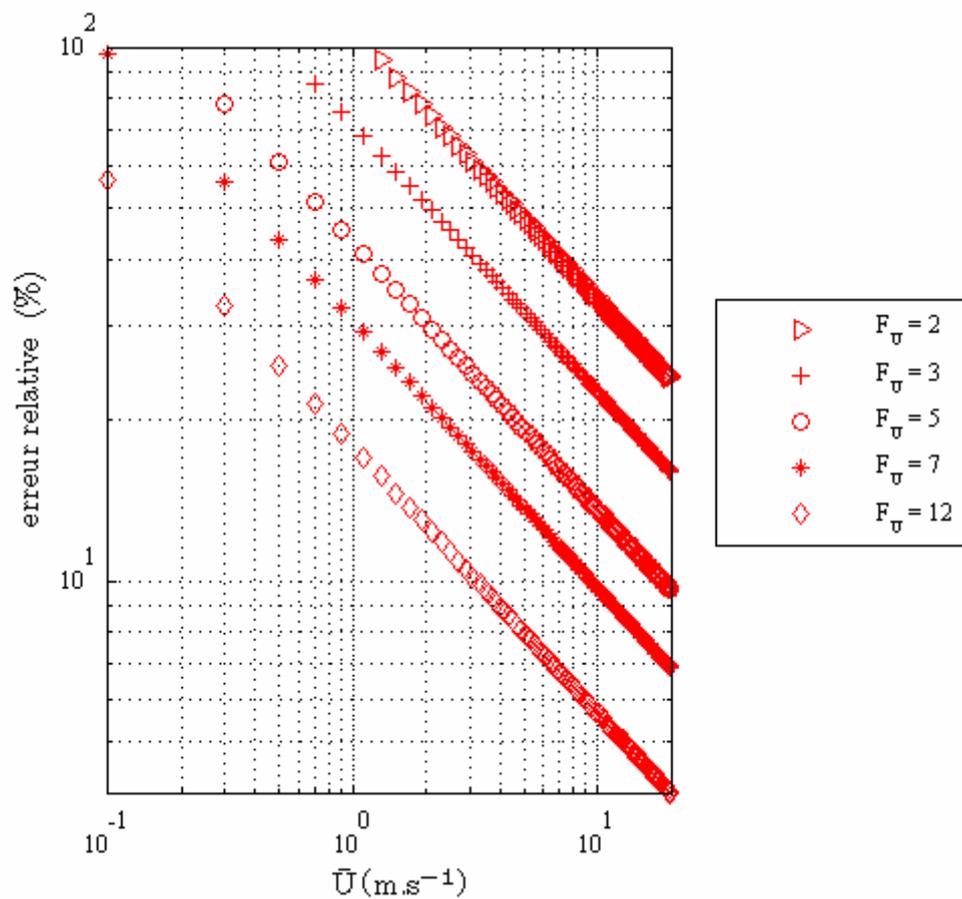


Figure 3.27 : Evolution de l'erreur relative sur le moment d'ordre 4 $\overline{u^4}$ en fonction de la vitesse estimée \overline{U} .

3.4 Conclusion

Ce chapitre a successivement présenté :

- l'instrument de mesure utilisé lors des expériences.
- 2 techniques de calibration
- l'estimation des erreurs sur les quantités statistiques au regard des paramètres de mesure T_e et F_e sélectionnées.

Au-delà de la calibration de l'instrument de mesure, ce chapitre a eu un double intérêt.

Le premier objectif a été de valider une technique de calibration, dénommée ici technique principale de calibration, conjuguant un dispositif simple et unique à une procédure itérative. Ainsi, à partir, de l'estimation de l'épaisseur de déplacement calculée itérativement, la vitesse au centre de la conduite est déterminée, permettant l'établissement de la courbe de calibration sur une large gamme de vitesses à partir d'un dispositif unique. Tant par le principe que par les résultats obtenus cette technique est vue comme une alternative à Johnstone *et al.* (2005). Toutefois, le recours à l'épaisseur de déplacement nous apparaît être physiquement plus juste que le rapport entre les débits mesurés et les débits estimés $\frac{Q_{\text{mesur}}}{Q_e}$.

Le deuxième a été de fournir une estimation des erreurs sur les quantités statistiques mesurés ou calculées à partir des paramètres de mesures utilisées dans les expériences présentées dans les chapitres suivants. Les figures établies dans les parties précédentes sont les plus à même de rendre compte de ces erreurs en fonction de la vitesse, néanmoins au travers du tableau 3.3 on cherche essentiellement à fournir un ordre d'idée de ces erreurs. La disposition du film chaud y est également précisée.

	Chapitre 4		Chapitre 5
	Géométrie n°1 Partie 4.2	Géométrie n°2 Partie 4.3	
Angle de lacet β	0°	0°	0°
Angle de roulis ϕ	0°	0°	11°
Angle entre la perpendiculaire au plan de sortie de la géométrie et le support du film chaud	0°	0°	11°
Prise en compte de l'influence de la paroi	Non lors de l'établissement des profils initiaux de vitesse. Oui lors de l'analyse en proche paroi	Pas de mesures effectuées en proche paroi	non
Influence Température	non	non	oui
Durée d'échantillonnage T_e	4 s	2 s	4 s
Fréquence d'échantillonnage F_e	40 kHz	1 kHz	40 kHz
Nombre total de points N	160000	2000	160000
Erreur relative (%)			
Vitesse moyenne \bar{U} (m.s ⁻¹)	< 5 %	< 20 %	< 5 %
Ecart type σ (note également $\sqrt{\overline{u^2}}$):	< 20 %	< 20 %	< 10 %
$\overline{u^3}$	< 200 %	Non effectuée	Non effectuée
$\overline{u^4}$	< 70 %	Non effectuée	Non effectuée

3.5 Bibliographie

1. Al-Garni AM (2007) Low speed calibration of hot-wire anemometers. *Flow Meas Ins* 18:95 – 98
2. Bakken OM, Krogstad P (2004) A velocity dependent effective angle method for calibration of X-probes at low velocities. *Exp Fluid* 37:146 – 152
3. Benedict LH, Gould RD (1996) Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics. *Exp Fluids* 22: 129 – 136
4. Browne LWB, Antonia RA, Chua LP (1989) Calibration of X-probe for turbulent flow measurements. *Exp Fluids* 7:201 – 208
5. Bruun HH, Farrar B, Watson I (1989) A swinging arm calibration method for low velocity hot-wire probe calibration. *Exp Fluids* 7:400 – 404
6. Bruun HH (1995) *Hot-wire anemometry: principles and signal analysis*. Oxford University Press. Oxford
7. Durst F, Shi J (2002) Numerical prediction of hot-wire corrections near walls. *J Fluid Eng* 124:241 – 250
8. Durst F, Zanoun ES (2002) Experimental investigation of near-wall effects on hot-wire measurements. *Exp Fluids* 33:210 – 218
9. Guellouz MS, Tavoularis S (1995) A simple pendulum technique for the calibration of hot-wire anemometers over low-velocity ranges. *Exp Fluids* 18:199 – 203
10. Johnstone A, Uddin M, Pollard A, Heenan A, Finlay WH (2004) The flow inside an idealised form of the human extra-thoracic airway. *Exp Fluids* 37:673 – 689
11. Johnstone A, Mesbah U, Pollard A (2005) Calibration of hot-wire probes using non-uniform mean velocity profiles. *Exp Fluids* 39:525 – 532

12. Lee T, Budwig R (1991) Two improved methods for low-speed hot-wire calibration. *Meas Sci Technol* 1:643 – 646
13. Kanevce G, Oka S (1973) Correcting Hot-wire readings for influence of fluid temperature variations. *DISA Inf* 15:21 – 24
14. Lekakis I (1996) Calibration and signal interpretation for single and multiple hot-wire/hot-film probes. *Meas Sci Technol* 7:1313 – 1333
15. Moro JPM, Vukoslavcevic PV, Blet V (2003) A method to calibrate a hot-wire X-probe for applications in low-speed, variable-temperature-flow. *Meas Sci Technol* 14: 1054 – 1062
16. Tutu N, Chevray R (1975) Cross-wire anemometry in high intensity turbulence. *J Fluid Mech* 71:785 – 800
17. White FM (1974) *Viscous fluid flow*. McGraw Hill. New York
18. Yue Z, Malmstrom TG (1998) A simple method for low-speed hot-wire anemometer calibration. *Meas Sci Technol* 9:1506 – 1510

Chapitre 4

Etude de deux géométries sur le développement d'un jet libre, dans le cas de Reynolds faibles à modérés^{*†}

Une fois la calibration et les paramètres de mesures établis, on aborde la partie dédiée au jet libre. Cette étude consiste à évaluer l'influence d'une géométrie schématisant la contraction palato – linguale au travers de l'étude des propriétés statistiques d'un jet libre.

4.1 Introduction

Dans le chapitre 2, une liste de paramètres influents sur le comportement du jet libre axisymétrique a été introduite. L'évolution de ces paramètres est en lien direct avec la géométrie d'où le jet est issu, rendant de fait difficile l'importation directe de conclusions présentées dans la littérature spécifique à ce type de sujet, nous obligeant par conséquent à reprendre une étude spécifique à partir des considérations géométriques du conduit vocal.

En choisissant l'expérimentation et l'utilisation de modèle mécanique, nous avons donc décidé de nous inspirer de certaines caractéristiques du conduit vocal schématisé par Howe and McGowan (2005) (figure 4.1), où l'air issu du conduit vocal postérieur subit une brutale contraction avant de s'écouler dans le canal formé par le palais et la langue sur une distance estimée à $L/D = 2.8$. La faiblesse de ce critère constitue le point central de l'étude. L'importance de ce paramètre a très récemment été étudiée par Van Hirtum *et al.* (2009). En utilisant une gamme de tubes de rapports L/D variables couplés à un convergent -

* Les travaux préliminaires à ce chapitre ont été en partie publiés dans Van Hirtum *et al.* (2009). Les travaux présentés font l'objet d'un article actuellement en révision.

† Certaines courbes ont été reportées en Annexe C pour permettre une meilleure lecture. Elles sont marquées dans ce cas par le symbole #

divergent, il a clairement été mis en valeur les modifications occasionnées par ce paramètre sur la valeur de la constante de décroissance K et le niveau d'intensité turbulente, sur un jet axisymétrique de Reynolds $Re_b = 7350$. On peut donc légitimement s'attendre à de notables modifications dans l'évolution du jet issu de la contraction palato-lingual, vu ici comme un jet libre.

Il a donc été décidé d'étudier le couplage réducteur – tube en faisant varier le rapport L/D du canal d'où est issu le jet, et d'étudier le champ de vitesse dans l'espace libre. En complément des travaux initiés par Van Hirtum *et al.* (2009), il a également été envisagé d'évaluer l'influence d'un convergent – divergent couplé à une longueur de tubes variables.

L'objectif de ce chapitre est donc:

- D'évaluer expérimentalement l'impact d'une réduction du rapport L/D sur:
 - 1) Les conditions initiales de l'écoulement.
 - 2) Le développement du jet résultant.
- Comparer, si possible, les résultats avec des jets académiques (*i.e* issus de convergent ou de tube de rapport $L/D > 40$) au travers de modèles.

A ces fins, il a été envisagé deux protocoles expérimentaux :

- géométrie n°1 = couplage réducteur + tube
- géométrie n°2 = couplage convergent-divergent + tube

Deux géométries étant considérées, ce chapitre sera donc divisé en 2 sous-parties. Dans la première, nous étudierons la géométrie réducteur - tube pour une gamme de Reynolds Re_b (basée sur le diamètre et la vitesse débitante U_b) entre $1132 \leq Re_b \leq 11320$, en analysant successivement les conditions initiales et le jet résultant.

La seconde sous-partie, se voulant être un élargissement de l'étude de Van Hirtum *et al.* (2009) abordera l'étude du couple convergent – divergent + tube. Considérant cette géométrie comme une alternative, elle sera étudiée dans une gamme de Reynolds plus restreinte, et on se concentrera essentiellement sur le champ moyen et turbulent de la vitesse centrale du jet.

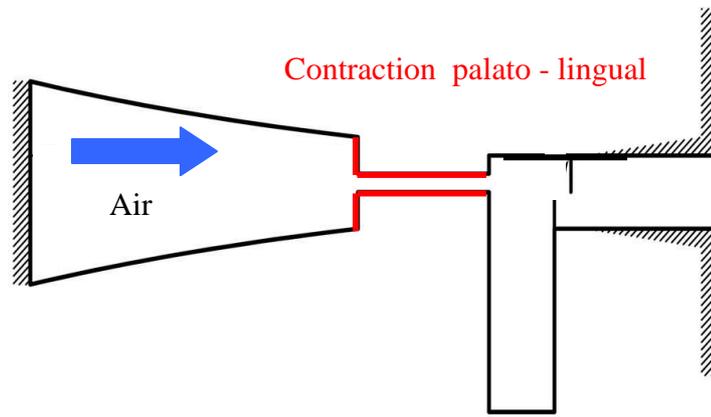


Figure 4.1 : Modèle 1D utilisé par Howe and McGowan (2005). La partie faisant l'objet de notre étude est surlignée en rouge.

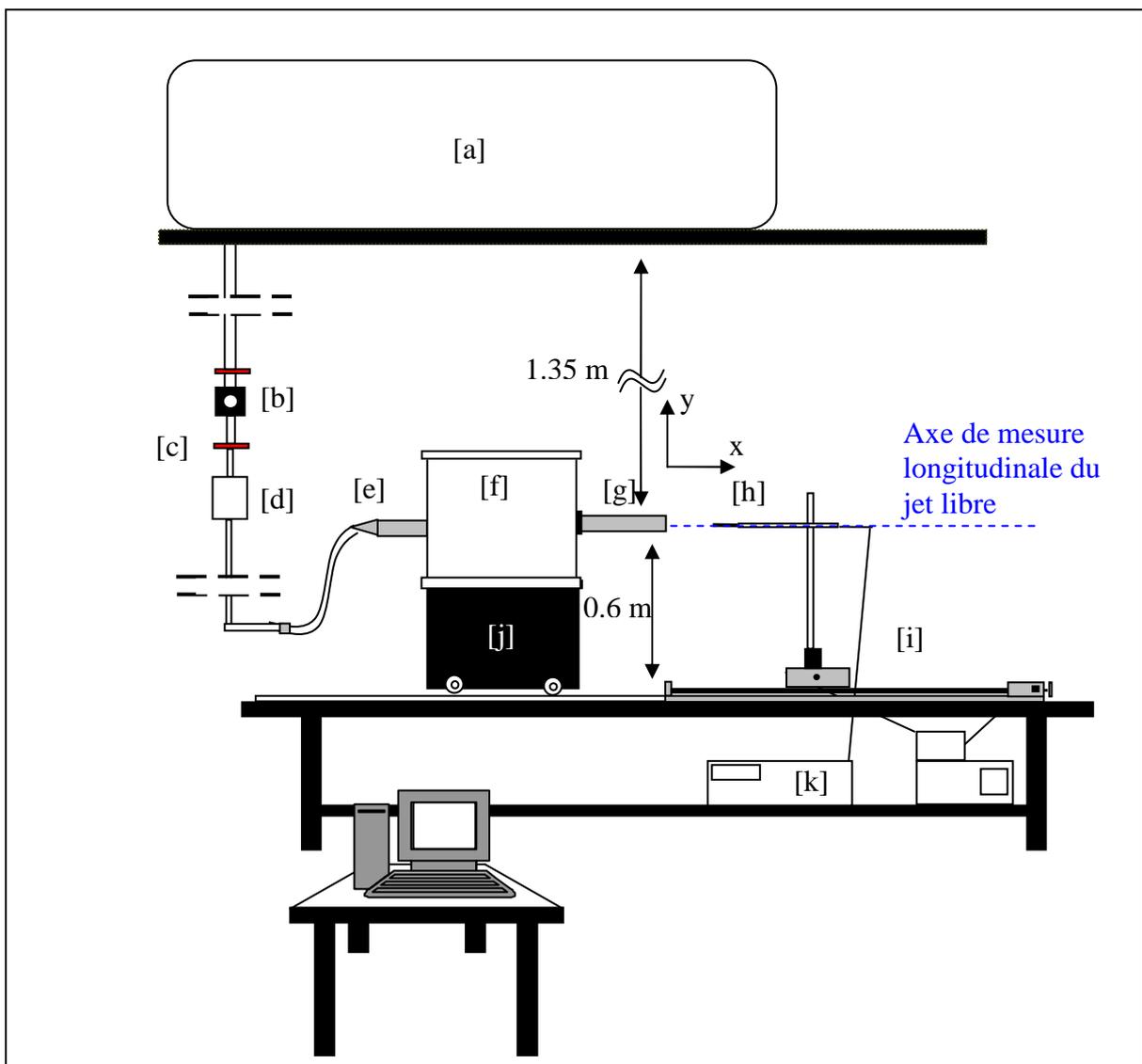


Figure 4.2 : Vue générale du dispositif. [a] compresseur, [b] détendeur, [c] vanne, [d] débitmètre, [e] ensemble divergent-tube, [f] chambre de conditionnement, [g] tube uniforme, [h] film chaud, [i] positionneur, [j] rehausseur, [k] IFA-300 TSI.

4.2 Géométrie n°1 : Couplage réducteur - tube

4.2.1 Dispositif expérimental

Afin d'étudier l'impact du rapport longueur sur diamètre L/D sur le jet dans le cas d'un couplage réducteur - tube, un dispositif expérimental a été élaboré au sein de GIPSA-lab. Certaines composantes du dispositif sont communes avec celles utilisées pour la calibration du film chaud. Malgré cette redondance, il a été néanmoins choisi de les rappeler afin de faciliter sa lecture. Une vision d'ensemble du dispositif ainsi que certains éléments essentiels sont représentés respectivement en figure 4.2, 4.3 et 4.4.

Dispositif général

L'écoulement d'air est produit par un compresseur [a] (Atlas Copco GA7), puis circule via un détendeur [b] (Norgren type 11-818-987) permettant de travailler à pression constante. Le débit, contrôlé par une deuxième vanne [c] situé en aval du détendeur, est mesuré par un débitmètre (modèle 4043 de TSI) [d], dont la précision a été évaluée à 3 %. L'air se propage ensuite dans un ensemble divergent-tube uniforme [e], avant de pénétrer dans une chambre de conditionnement de dimension $0.25 \times 0.3 \times 0.35 \text{ m}^3$ tapissée intérieurement d'une mousse acoustique pour limiter l'influence de ses résonances sur l'écoulement [f]. Afin d'assurer une bonne répartition de l'écoulement à l'intérieur de la chambre de conditionnement, l'air est soumis à une série de 3 plaques perforées espacées chacune de 0.015 m. Les trous des plaques à travers lesquels l'air circule ont un diamètre de 10^{-3} m et sont espacés horizontalement de 1.5×10^{-3} et verticalement de 10^{-3} m . L'assemblage est positionné à une distance de 0.19 m de la flasque imposant à l'air un rapport brutal de contraction 80:1 (angle à 90°). Suite à cette contraction l'air pénètre dans le tube uniforme de longueur variable [g]. Lors de nos expériences les diamètres intérieur et extérieur du tube sont gardés constants et respectivement égaux à 0.025 m et 0.035 m. Seule la longueur tube est modifiée. Les différentes longueurs utilisées sont reportées dans le tableau 4.1.

Suite au passage du tube uniforme le profil transversal initial de vitesse, ainsi que la vitesse de l'écoulement le long de l'axe du jet sont mesurés grâce à un film chaud [h]

(modèle 1201-20 de TSI, de diamètre D_f de 50.8 μm et d'une longueur de travail L_f de 1.02 mm) monté sur un positionneur 2 dimensions [j] (Chuo precision industrial co. CAT-C, ALS-250-C2P and ALS-115-E1P). Le profil initial de vitesse en sortie de tube est mesuré à une distance inférieure à $x/D = 0.04$ avec un pas de 10^{-4} m d'un bord extérieur à l'autre du tube ; soit un débattement de 0.035 m. Le profil longitudinal est quant à lui mesuré suivant l'axe du tube ($y/D = 0$) d'une distance $x/D = 0.04$ jusqu'à une distance inférieure à $x/D = 20D$ avec un pas $\Delta x = 10^{-3}$ m. La précision de positionnement est de 4 et 2 μm respectivement suivant l'axe longitudinal et transversal. Le contrôle de la mesure et du déplacement du film chaud est effectué via le logiciel Labview 8.0. Le signal de vitesse mesuré est échantillonné à une fréquence $F_e = 40$ kHz durant un temps $T_e = 4$ s pour l'ensemble des mesures, soit un nombre total de points N de 160000 (voir chapitre 3). Une fois converti, le signal est stocké sur PC.

Précision sur certains éléments du dispositif

Chambre de conditionnement

La chambre de conditionnement est l'élément essentiel du dispositif. C'est au travers de cet élément que l'écoulement acquiert ses propriétés. Afin de s'affranchir au maximum des effets de confinement et de recirculation (Hussein *et al.* (1994)), la chambre de conditionnement a été disposée à une distance de 1.0 m et de 1.50 m des murs latéraux de la pièce dans laquelle les expériences se déroulent (figure 4.3). Pour s'écarter de la table expérimentale, la chambre de conditionnement a été positionnée sur un chariot rehausseur [j], mobil suivant l'axe longitudinal ($0x$) permettant ainsi de positionner le tube à une distance de 0.66 m de la table (figure 4.2), tout en gardant la section de sortie à une distance constante de 2.90 m du mur. A l'intérieur, sa surface est tapissée d'une mousse acoustique (figure 4.5) dans le but de limiter l'influence de ses résonances sur l'écoulement. Les 3 plaques perforées sont espacées les une des autres de 0.0125 m. Elles forment un bloc homogène dont la fonction principale est d'assurer une bonne répartition de l'écoulement dans le volume restant de la chambre de conditionnement, avant que celui-ci ne pénètre dans le tube.

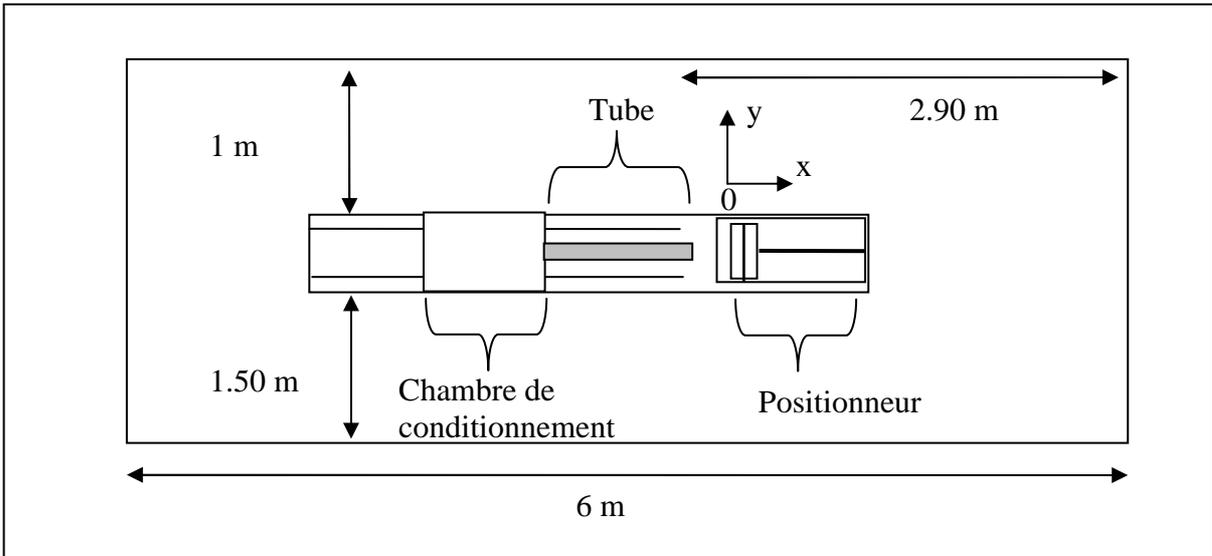


Figure 4.3 : Vue de dessus de la salle de manipulation et des distances correspondantes.

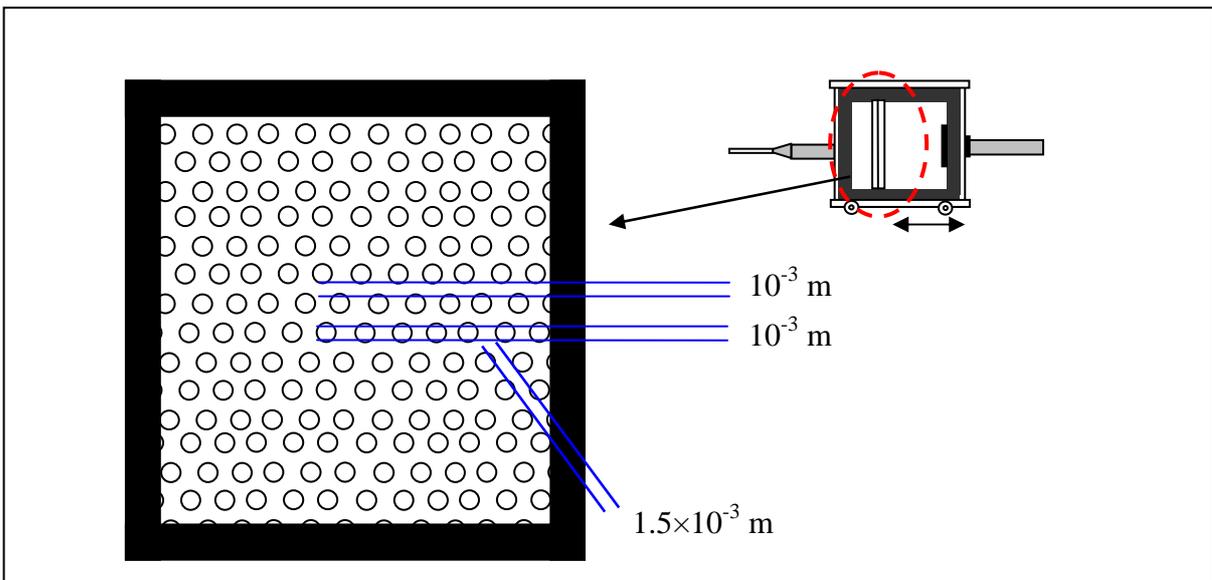


Figure 4.4 : Vue de face de la grille et de l'intérieur de la chambre de conditionnement.

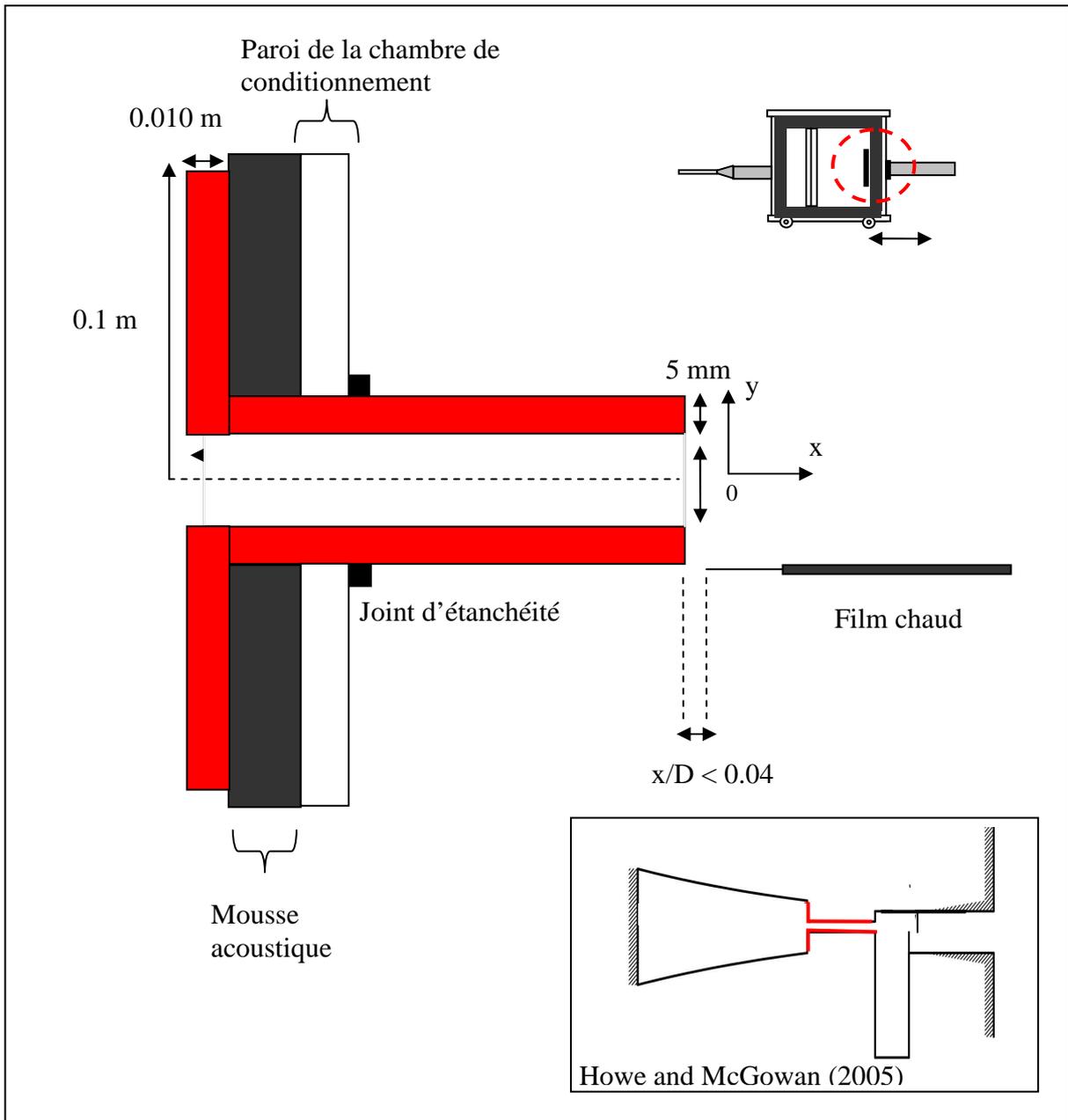


Figure 4.5 : Vue en coupe du tube et du flasque d'entrée (colorés en rouge) et comparaison avec Howe and McGowan (2005).

Le tube

Le tube (coloré en rouge sur la figure 4.5) qui vient se fixer sur la chambre de conditionnement consiste en un assemblage de plusieurs tubes de longueurs différentes vissés les uns aux autres. L'ajustage réalisé en atelier évite toute discontinuité permettant d'obtenir un tube lisse quelque soit la longueur désirée. On peut ainsi faire varier aisément la longueur de l'assemblage final de 3 à 133 cm, afin d'obtenir le rapport L/D désiré. Un flasque de rayon extérieur 10^{-1} m (coloré également en rouge sur la figure 4.5) est fixé à l'intérieur de la chambre de conditionnement sur l'entrée du tube (figure 4.5), conditionnant ainsi l'entrée de l'air dans le tube. La matière utilisée pour confectionner le tube est en Dural. Lors des mesures longitudinales le long de l'axe du tube, l'alignement du film chaud est assuré par Laser.

Angle d'entrée tube	90°
Taux de contraction	80:1
Angle de sortie du tube	90°
Rapport L/D	1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2

Tableau 4.1 : Résumé des caractéristiques de la chambre de conditionnement et du tube.

Q _{mesur} (l.min ⁻¹)	20	30	40	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200
U _b (m.s ⁻¹)	0.6	1	1.4	1.7	2.0	2.4	2.7	3	3.4	3.7	4.1	4.5	4.7	5.1	5.5	5.7	6.1	6.5	6.7
Re _b	1132	1698	2264	2829	3395	3961	4527	5093	5659	6225	6791	7357	7922	8488	9054	9620	10186	10752	11318
Symboles	+	○	◁	▷	□	◆	+	○	◁	▷	□	----	+	○	◁	▷	□	----	+
Temps de mesure à chaque position (s)	4																		
Fréquence d'échantillonnage (Hz)	40000																		
Pas longitudinal: Δx (m)	10 ⁻³																		
Pas transversal: Δy (m)	10 ⁻⁴																		
Distance sortie tube pour la mesure de profil initiale (m)	< 0.04D																		

Tableau 4.2 : Résumé des nombres de Reynolds et des débits correspondants et des conditions de mesures.

4.2.2 Résultats

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus pour l'ensemble des investigations menées dans le cas de la géométrie n°1. Désirant montrer une vision globale de l'évolution d'un paramètre d'un rapport L/D à l'autre pour l'ensemble de la gamme de Reynolds, nous avons choisi de montrer toutes les courbes sur une même page. Le manque de clarté occasionné, nous a conduit à reporter en annexe C les courbes d'évolution de certains paramètres pour un rapport L/D donné sur une page. Les paramètres faisant l'objet de courbes reportées en annexe C sont indiqués par #.

4.2.2.1 Profil transversal initial

A. Profil moyen initial[#]

La figure 4.6 présente l'évolution du profil initial de vitesse pour les 5 rapports L/D étudiés. Chaque rapport est comparé à 3 modèles de profils de vitesse ayant été présentés au chapitre 2 et dont nous rappelons les formules :

- Profil de Poiseuille :

Ce type de modèle correspond à un écoulement laminaire établi.

$$\bar{U}(y) = \bar{U}_0 \left[1 - \left(\frac{2|y|}{D} \right)^2 \right]$$

où D correspond au diamètre dans le cas d'une conduite axisymétrique, y la position transversale, et \bar{U}_0 la vitesse initiale centrale.

- Profil en puissance :

Ce type de profil est généralement obtenu dans le cas d'écoulement turbulent développé.

$$\bar{U}(y) = \bar{U}_0 \cdot \left(1 - \frac{2|y|}{D}\right)^{\frac{1}{m}}$$

Dans les courbes présentées $m = 7$.

- Profil dit en « chapeau haut de forme » :

$$\bar{U}(y) = \frac{1}{2} \cdot \bar{U}_0 \cdot \left[1 - \tanh\left[\frac{1}{4} \cdot \frac{D}{2\delta^{**}} \cdot \left(\frac{2|y|}{D} - \frac{D}{2|y|}\right)\right]^2\right]$$

δ^{**} est choisie égale à $\delta^{**} = 0$.

D'une manière générale les formes obtenues de profil, montrent une double dépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds Re_b et des rapports L/D considérés. Pour la gamme de Reynolds $Re_b < 2000$, au regard de la longueur d'établissement théorique nécessaire à l'établissement d'un profil de Poiseuille (Blevins (1984)), l'ensemble des rapports L/D étudiés ne fournit pas cette distance suffisante. Néanmoins dans le cas du rapport $L/D = 53.2$, la modélisation de l'évolution transversale de la vitesse par un tel profil en fournit une bonne approximation. La réduction du rapport L/D , provoquant l'accroissement du cœur central de l'écoulement, fait perdre de la pertinence à ce modèle au profit de celui en « chapeau haut de forme ». En augmentant le nombre de Reynolds au-delà de $Re_b > 2000$, on aboutit à une divergence dans l'évolution des profils suivant le rapport L/D .

Alors que pour la gamme de rapports $L/D = \{53.2, 20, 7.2, 4.4\}$, les profils de vitesse tendent vers un profil en puissance évalué à $m = 7$, (Cette tendance semble d'autant plus rapide que le rapport L/D croit), le rapport $L/D = 1.2$ évolue différemment et laisse apparaître une forme trapézoïdale, avec une zone de décroissance linéaire de la vitesse succédant à une zone de vitesse constante.

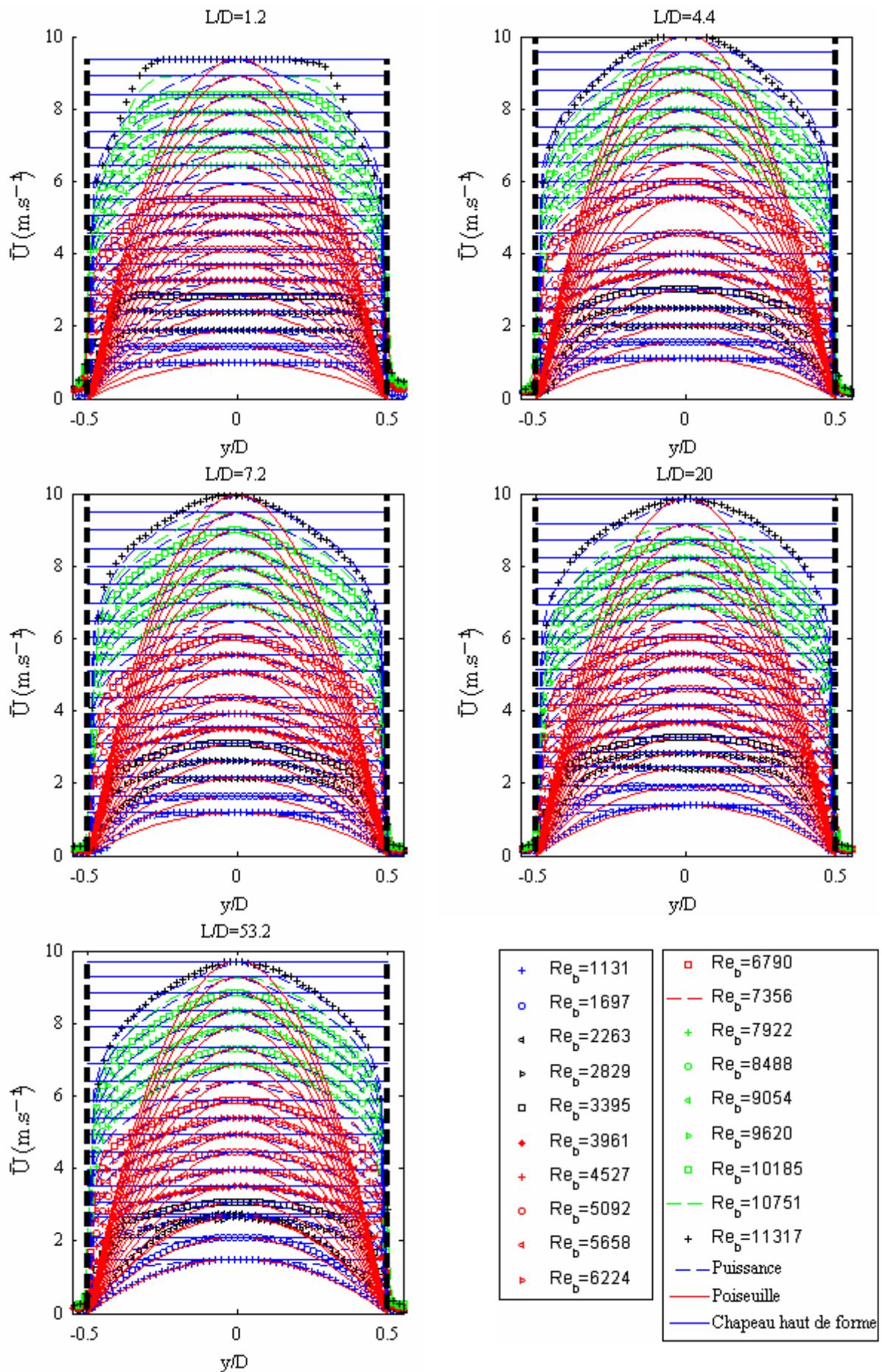


Figure 4.6 : Evolution des profils initiaux de vitesse moyenne pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiés, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

Cette forme trapézoïdale trouve son origine dans les conditions d'entrée, où la présence en amont d'angles vifs, conduit à la mise en place de tourbillons turbulents de recirculation. A partir des observations des profils de vitesse affichés par le rapport $L/D = 1.2$, 2 paramètres sont évalués: l'étendue du cœur de l'écoulement et les coefficients de décroissance de la vitesse.

Le cœur central de l'écoulement est considéré comme l'ensemble des points présentant une vitesse moyenne \bar{U} supérieure ou égale à 99 % de la vitesse maximale, tandis que les coefficients de décroissance de la vitesse sont évalués entre les points correspondants entre 65 % et 95 % de la vitesse maximale. Le choix de ces valeurs définissant ces deux paramètres n'est basé que sur la forme générale des profils, et nous est apparu être un bon compromis pour l'ensemble des nombres de Reynolds considérés.

Bien que le profil trapézoïdal n'apparaisse clairement qu'à partir de $Re_b = 5093$, l'étendue du cœur central et les coefficients de décroissance de la vitesse, pour l'ensemble des nombres de Reynolds Re_b étudiés, sont tracés respectivement en fonction du nombre de Reynolds en figure 4.7 et 4.8. Pour le cœur central représenté en figure 4.7, l'évolution en fonction du nombre de Reynolds Re_b se décompose en 3 phases, où une croissance rapide de la taille du cœur entre $1132 < Re_b < 2829$ (malgré une diminution observée pour $Re_b = 2263$ dont la cause peut être imputable à une mauvaise manipulation), précède une zone de diminution s'étendant jusqu'à $Re_b = 7356$. La dernière phase laisse apparaître une évolution asymptotique de l'extension du cœur de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds Re_b .

En figure 4.8, nous avons choisi de reporter les pentes obtenues de chaque côté du cœur de l'écoulement. Bien que l'évolution générale des coefficients de décroissance de la vitesse soit similaire de part et d'autre de l'axe, la difficulté à obtenir un écoulement parfaitement symétrique transparait dans les écarts de coefficients de pente calculés. En limitant l'étude à des Reynolds $Re_b \geq 5659$, le coefficient de décroissance tend à afficher une diminution linéaire en fonction du nombre de Reynolds Re_b .

La dépendance de ces deux paramètres, longueur du cœur de l'écoulement et diminution de la vitesse avec le nombre de Reynolds Re_b laisse entrevoir la possibilité de définir un modèle de profil transversal dans le cas d'aussi faible rapport L/D , mais n'a pas fait l'objet de recherche dans ce manuscrit.

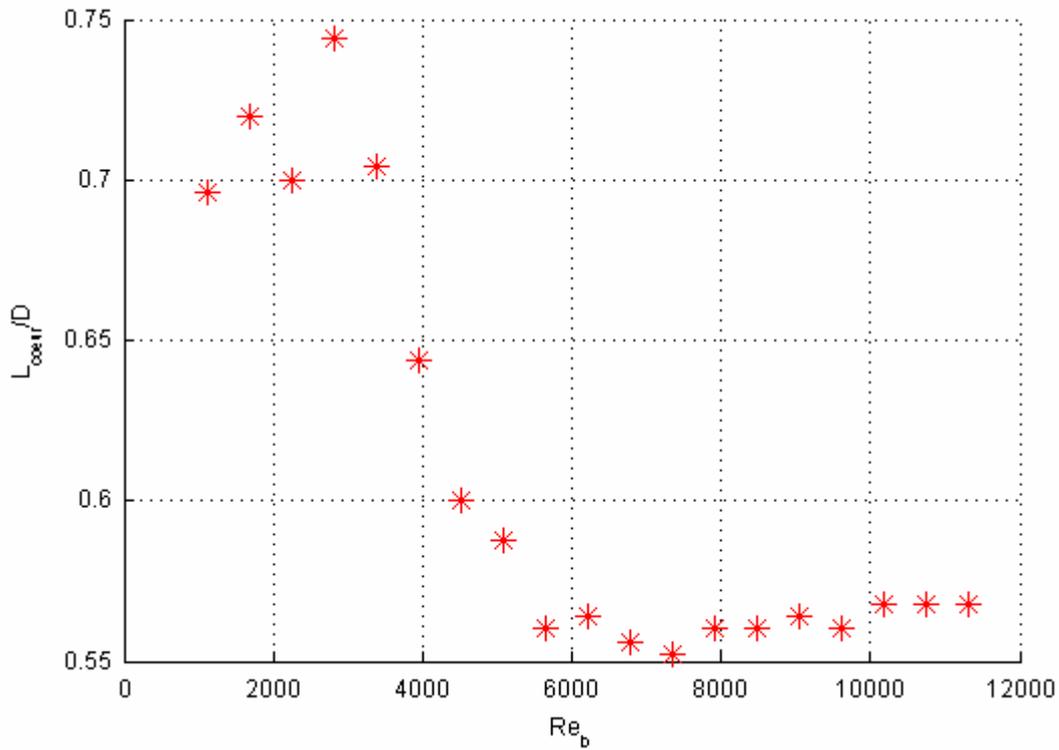


Figure 4.7 : Evolution du cœur central de l'écoulement pour $L/D = 1.2$ en fonction du Reynolds Re_b , suivant 2 critères.

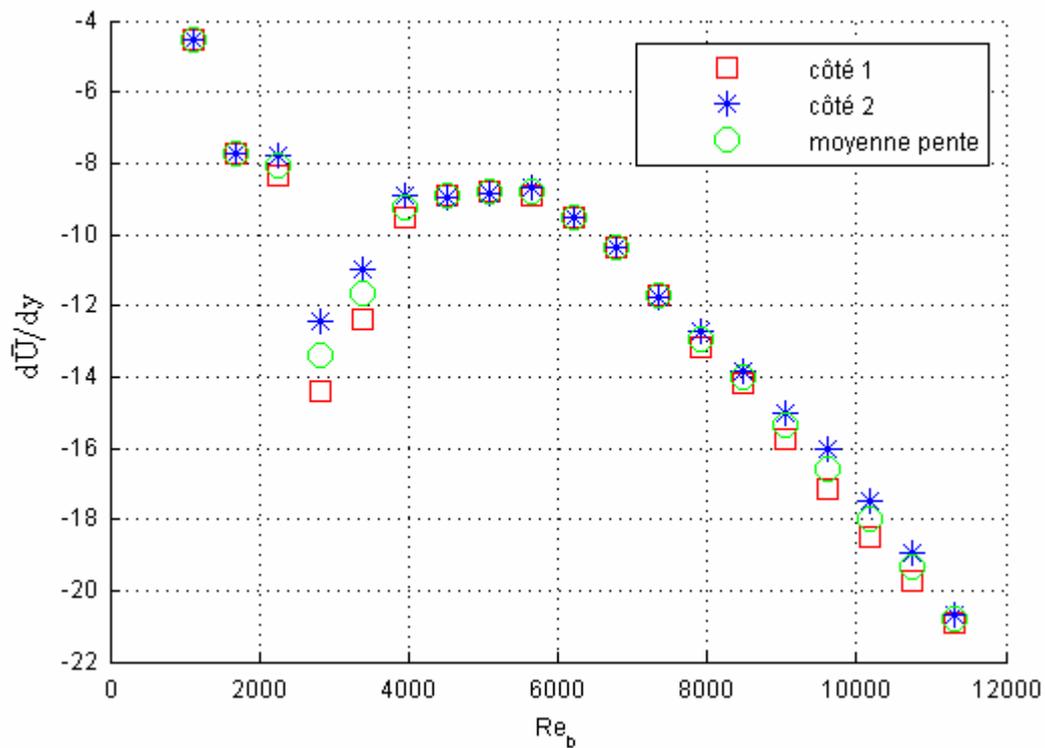


Figure 4.8 : Evolution du coefficient de décroissance en fonction du nombre de Reynolds Re_b de part et d'autre de l'axe central.

B. Profil turbulent initial

Les profils d'intensité turbulente T_U sont présentés dans la série de figure 4.9. De façon analogue au profil initial de vitesse, on constate d'une manière générale une double dépendance avec le nombre de Reynolds Re_b et le rapport L/D .

Pour les 3 plus grands rapports L/D ($L/D = 7.2, 20, 53.2$), l'évolution transversale de l'intensité turbulente montre une augmentation du taux d'accroissement, de l'axe central vers les bords du tube, dans toute la gamme de Reynolds Re_b . La diminution du rapport à $L/D = 4.4$ fait en revanche apparaître pour des nombres de Reynolds $Re_b > 3395$, des modifications notables dans l'évolution transversale de l'intensité turbulente. 4 zones d'évolution sont distinguées. La réduction à $L/D = 1.2$ conduit à une nouvelle modification du profil avec des évolutions singulières. Si, pour $Re_b = 1132$ cette variation est classique dans le sens où son taux de variation croît en se rapprochant des parois du tube, le passage à $Re_b = 1688$ provoque une modification de cette évolution avec l'apparition d'une zone de décroissance marquée de cette intensité avec un pic de faible intensité vers $|y|/D = 0.4$. Avec l'augmentation du Reynolds l'étendue et la pente s'estompent. Pour les nombres de Reynolds $Re_b > 3961$, on assiste à la mise en place d'une zone centrale d'intensité turbulente $T_U = cste$, diminuant avec le nombre de Reynolds.

Les niveaux d'intensité turbulente au centre de la conduite $T_{U,0}$ sont reportés en figure 4.10. On constate une similitude entre les deux rapports les plus extrêmes, où un accroissement de l'intensité turbulente jusqu'à $Re_b = 2829$ est suivi d'une tendance générale à la décroissance. Néanmoins si $L/D = 53.2$ présentait une intensité turbulente inférieure à $L/D = 1.2$ pour des Reynolds $Re_b < 4000$, cela s'inverse au-delà. Pour $L/D = 20, 4.4$ les variations apparaissent moins marquées que pour les 2 cas cités précédemment. Cependant leur intensité turbulente tend à diminuer. Le cas $L/D = 11$, montre un comportement différent en oscillant autour de 5 % d'intensité turbulente sur l'ensemble de la gamme de Reynolds Re_b .

Ces niveaux de turbulence affichés sont comparables aux travaux de Mi *et al.* (2001) portant sur le comportement de jet axisymétrique issu d'un convergent et d'un tube de uniforme de rapport $L/D = 72$ à un Reynolds $Re_b = 1.6 \times 10^4$ (Mi *et al.* (2001)).

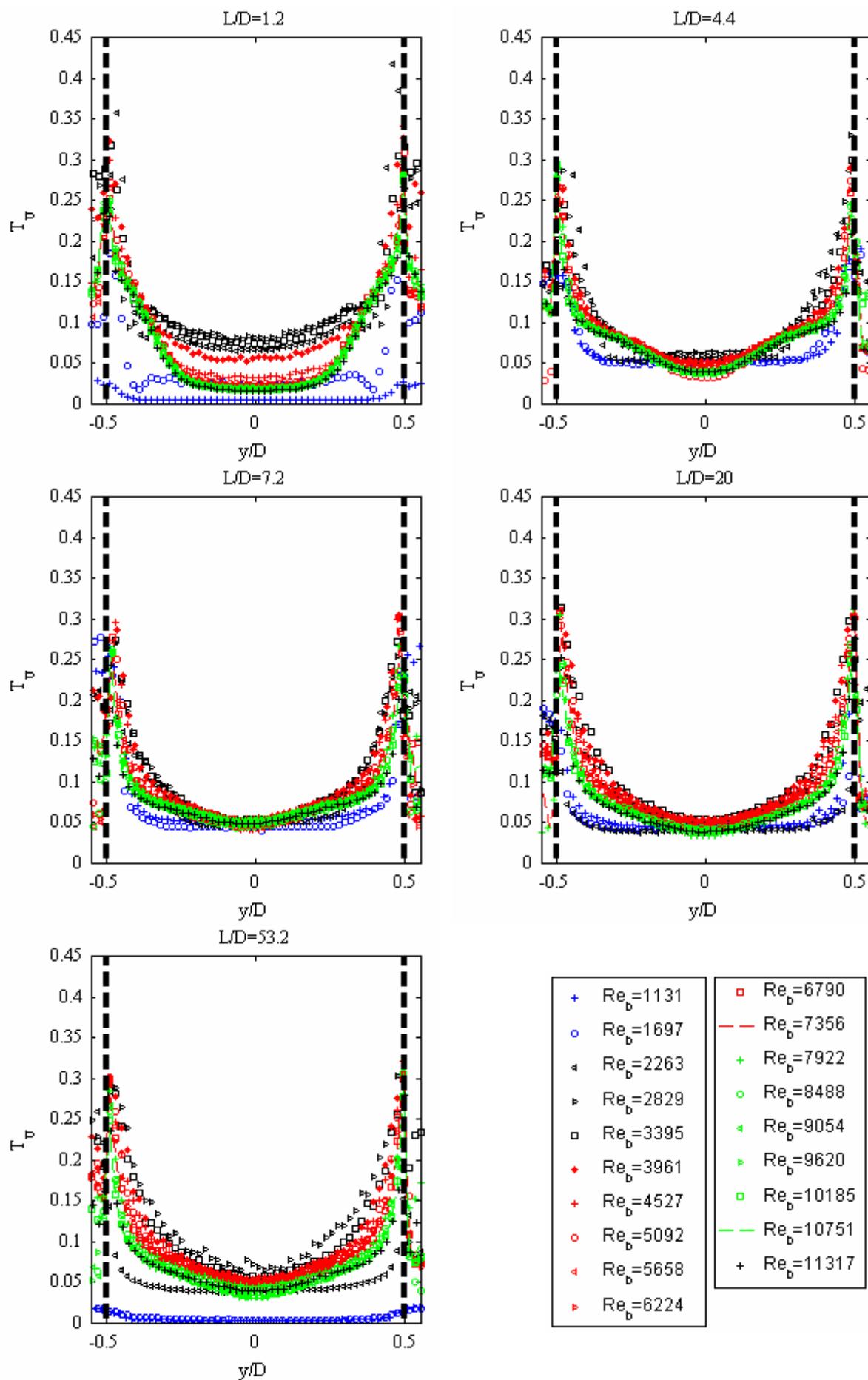


Figure 4.9 : Evolution transversale du profil de l'intensité turbulente pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

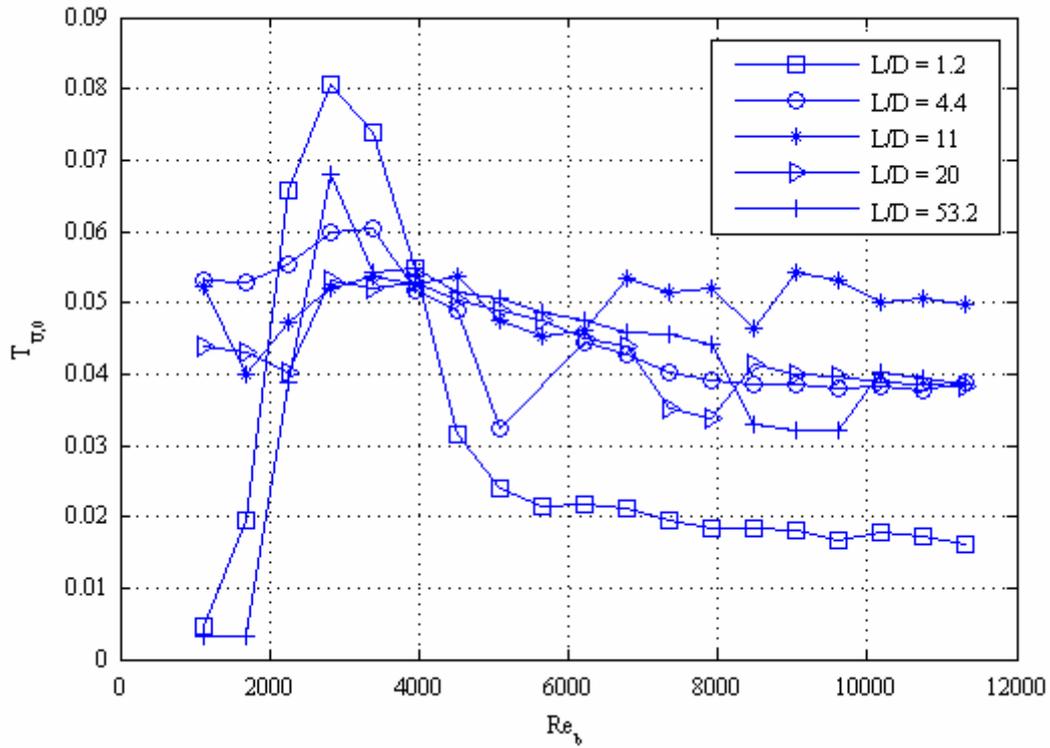


Figure 4.10 : Evolution de l'intensité turbulente centrale pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

C. Couches limites

Les différents profils décrits ci-dessus sont dépendants du développement et de la nature de la couche limite. Afin d'accéder à ces informations il est nécessaire de redimensionner à partir des variables de paroi. Ne pouvant mesurer convenablement la vitesse de frottement u_* , celle-ci est calculée à partir de la combinaison entre les équations (2.15), (2.16) et (2.17) pour les nombres les Reynolds $Re_b < 2000$, soit respectivement :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}, \quad C_f = \frac{\tau_p}{\frac{1}{2}\rho U_b^2} \quad \text{et} \quad C_f = \frac{16}{Re_b} \quad \text{menant à}$$

$$u_* = U_b \cdot \sqrt{\frac{8}{Re_b}} \quad (4.1)$$

dans le cas de $Re_b > 3000$, on combine (2.15), (2.16) et (2.18),

$$C_f = 0.079 \cdot Re_b^{-1/4}$$

menant à

$$u_* = \sqrt{\frac{0.079}{2}} \cdot U_b \cdot Re_b^{-1/8} \quad (4.2)$$

La zone de transition existante entre $2000 < Re_b < 3000$ ne répondant à aucune de ces 2 relations, il a été choisi de définir u_* à partir de la relation (3.10). L'évolution de la vitesse de frottement en fonction du nombre de Reynolds Re_b est tracée en figure 4.11.

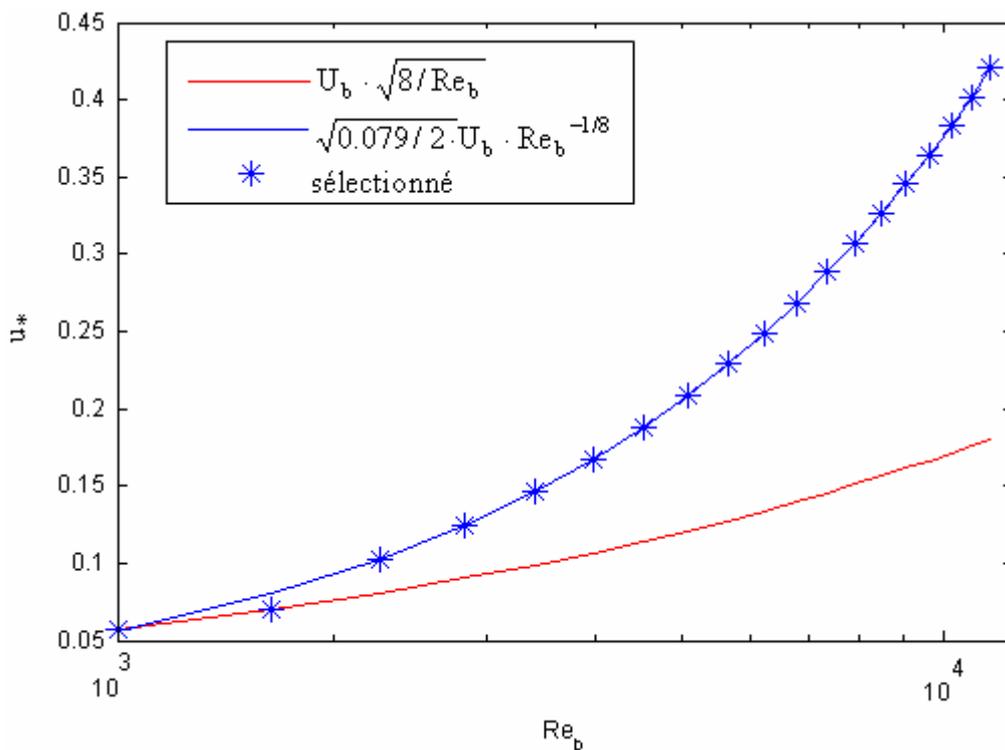


Figure 4.11 : Evolution de la vitesse de frottement en fonction du Reynolds Re_b .

Une fois la vitesse de frottement établie, l'épaisseur de couche limite est calculée. L'épaisseur de la couche limite, est généralement calculée entre les points correspondants à 99 % et 10 % de la vitesse maximale (Mi *et al.* (2001)). Cependant, les difficultés rencontrées à définir ce dernier point à bas nombre de Reynolds Re_b , nous ont obligés à proposer une alternative. Lors

du chapitre 3, il a été constaté que pour un débit mesuré $Q_{\text{mesur}} = 0$, l'influence de la paroi se faisait ressentir jusqu'à une distance à la paroi inférieure à $0.04D$. Il a également été évoqué que cette distance est fonction de l'écoulement et de la vitesse de frottement. Durst and Zannoun (2002) ont évalué que les effets de paroi étaient confinés à une distance inférieure à

$y_1^+ = 3.5$ (on rappelle que y_1^+ correspond à $y_1^+ = \frac{\left(\frac{D}{2} - y\right)}{l_v}$). Sur ces considérations, et afin

d'être complètement hors de cette zone d'influence, on choisit de redéfinir l'épaisseur de couche limite comme la distance entre le point satisfaisant la condition :

$$\bar{U} = 4.5u_* \quad (4.3)$$

et le point dont la vitesse est égale à 95% de la vitesse maximale. Sous cette condition l'évolution de l'épaisseur de couche limite adimensionnée par le diamètre D , est tracée en fonction du nombre de Re_b en figure 4.12.

Pour des nombres de Reynolds $Re_b < 2000$ l'augmentation de l'épaisseur de couche limite avec le rapport L/D est nettement visible. Le rapport $L/D = 1.2$ se distingue des autres rapports par une épaisseur de couche limite plus faible sur toute la gamme de Reynolds Re_b étudiés. Son évolution montre également que le passage à des Reynolds $Re_b \geq 2829$ entraîne un agrandissement de l'épaisseur de couche limite.

Le rapport $L/D = 53.2$ présente, à l'exception de la gamme de Reynolds $3961 \leq Re_b \leq 6791$ une épaisseur de couche limite qui est quant à elle supérieure à celle des autres rapports L/D . On remarque également que son épaisseur varie très faiblement en comparaison des rapports $L/D = \{4.4; 11\}$, où le passage dans la gamme $2000 < Re_b < 4000$ provoque de façon analogue à $L/D = 1.2$ une augmentation sensible de leur épaisseur de couche limite.

Le rapport $L/D = 20$ présente une évolution singulière avec une diminution de son épaisseur de couche limite entre $1132 < Re_b < 2264$. Il nous est difficile d'en établir la cause, et ce peut être la conséquence d'une erreur dans les mesures dû à un mauvais alignement du film chaud.

Il en ressort toutefois que l'influence des longueurs de tube sur l'épaisseur de couche limite se fait essentiellement ressentir pour des Reynolds $Re_b < 2000$, où l'extension du tube limite le développement de la couche limite (eq. (2.12)).

Pour des Reynolds $Re_b > 6000$, il devient en revanche difficile de distinguer les rapports $L/D = \{4.4, 7.2, 20\}$. Seuls les rapports les plus extrêmes se démarquent.

Les figures 4.13 et 4.14 rapportent l'évolution du rapport D/δ^{**} et du facteur de forme H en fonction du nombre de Reynolds.

*Rapport D/δ^{**} :*

Au-delà de $Re_b > 6000$ le rapport varie très faiblement en fonction du nombre de Reynolds et ne semble être à première vue déterminée que par le rapport L/D .

On constate également que le rapport $L/D = 1.2$ présente à bas Reynolds ($Re < 4000$) un ratio $D/\delta^{**} > 45$.

Facteur de forme H_f :

Le facteur de forme H_f évolue différemment. Pour les rapports $L/D \geq 4.4$, H ne semble être dépendant que du nombre de Reynolds. En revanche, pour $L/D = 1.2$ celui-ci affiche une valeur nettement différente des autres rapports. De plus, il évolue faiblement en fonction du nombre de Reynolds Re_b , pour des Reynolds $Re_b > 6000$

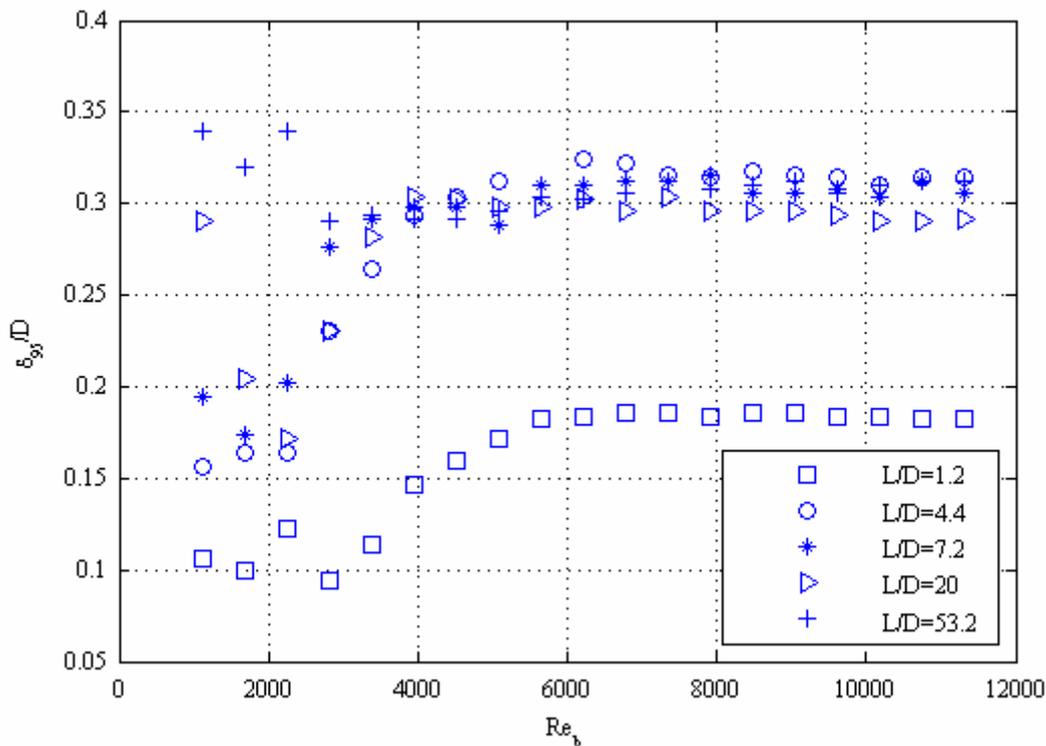


Figure 4.12 : Evolution de l'épaisseur de couche limite δ_{95} en fonction du Reynolds Re_b , pour l'ensemble des rapports de longueurs choisis.

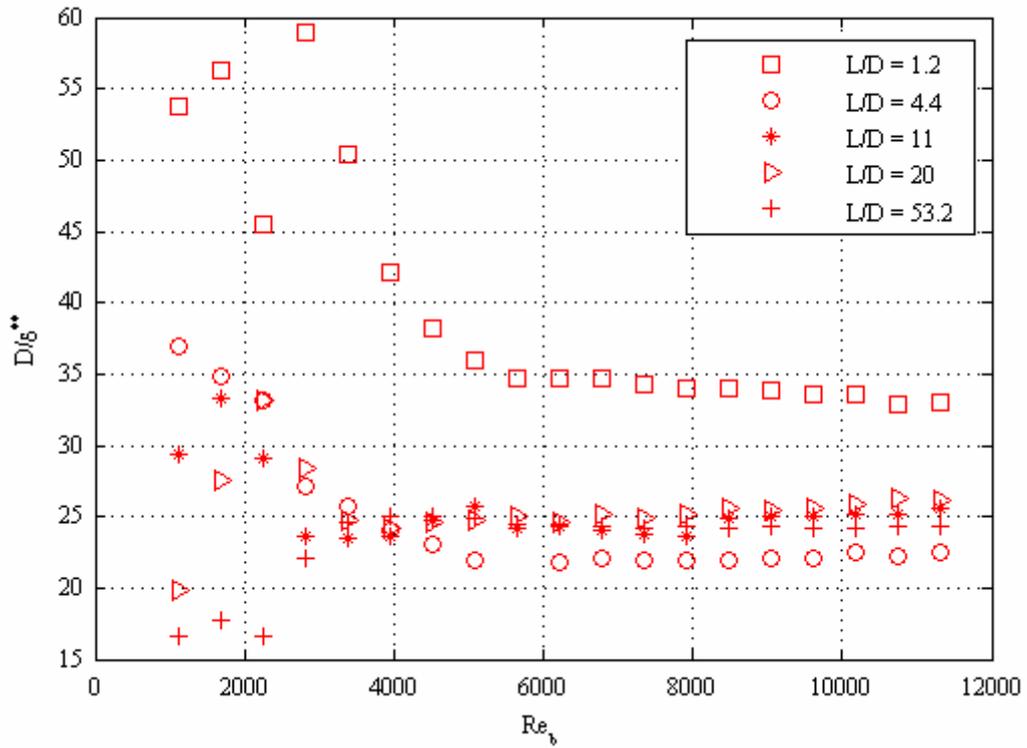


Figure 4.13 : Evolution du rapport D/δ^{**} en fonction du Reynolds Re_b pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

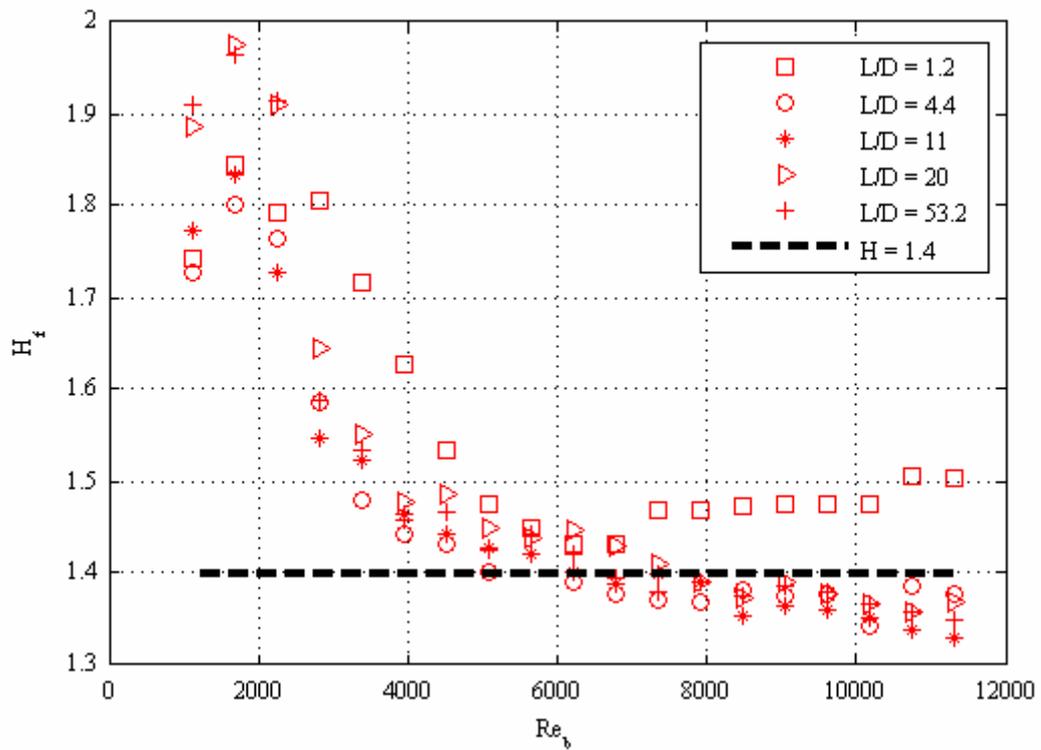


Figure 4.14 : Evolution du facteur de forme H_f en fonction du Reynolds Re_b pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

D. Profils en proche paroi [#]

Les profils transversaux tracés dans la section précédente donnaient accès à une vision globale de l'écoulement. Bien que le film chaud soit positionné à une distance $x/D < 0.04$ de la section de sortie, il a été néanmoins choisi de représenter les profils de vitesse moyenne en fonction des variables de parois afin de mieux définir leur comportement.

Au regard de la démarche adoptée précédemment, où le point de départ de l'évaluation de l'épaisseur de couche limite correspond à $\bar{U} = 4.5u_*$, nous faisons l'hypothèse de l'existence de la sous-couche visqueuse avec la validité de la loi linéaire. Par conséquent, nous considérons qu'un tel point est positionné à une distance $y_1^+ = 4.5$ d'une paroi virtuelle. Les profils ainsi obtenus sont représentés en figure 4.15, où leur évolution est comparée aux lois linéaires :

$$y_1^+ = \bar{U}^+ \quad (4.4)$$

et logarithmiques estimées :

$$\bar{U}^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y_1^+ + B \quad (4.5)$$

avec κ représentant la "constante" de von Kármán et B la constante d'intégration. Dans la littérature, la "constante" κ a traditionnellement une valeur de $\kappa = 0.41$ (Zagarolla (1998), Kendall (2008)). Nous testons cette relation en considérant pour l'ordonnée à l'origine B 2 valeurs : 5.5 et 8.48, où la valeur B = 5.5 est la valeur standard généralement admise dans le cas de parois lisses, et B = 8.48 la valeur admise dans le cas de paroi rugueuse.

Les précédentes constatations de double dépendance sont logiquement aperçues. En commençant l'analyse par le rapport $L/D = 53.2$, on note très clairement la bonne description du profil transversal par la loi linéaire, pour des nombres de Reynolds $Re_b < 2000$. Le passage à $Re_b = 2262$ se singularise par un niveau de vitesse nettement inférieur à celui prédit par la loi linéaire. L'augmentation vers des nombres de Reynolds Re_b supérieurs montre également ce déficit de vitesse par rapport à loi linéaire. Néanmoins celui-ci apparaît être inférieur au cas $Re_b = 2262$. Outre cette diminution de l'écart avec la loi linéaire, ces profils laissent apparaître un fléchissement de leur vitesse en direction de la loi logarithmique. Si cette modification est comparable à celle déjà observée dans de nombreuses études antérieures portant sur des

écoulements pleinement développés (*e.g.* Patel and Head (1969), Hanjilic and Launder (1976), Den Toonder and Nieuwstadt (1997)), elle s'en distingue par la valeur de l'ordonnée à l'origine B . Bien que notre matériau soit lisse, c'est vers $B = 8.48$ que nos profils tendent. L'hypothèse avancée pour expliquer cet écart repose sur la position du film chaud. La mesure des profils s'effectuant à une distance $x/D < 0.04$ en aval de la sortie du tube, l'écoulement n'est plus soumis à la présence de la paroi entraînant une modification des conditions limites. On remarquera également un accroissement de l'étendue de la zone logarithmique avec le nombre de Reynolds Re_b (Zagarola and Smith (1998)). Le domaine d'application de la loi linéaire reste néanmoins restreint (inférieure à $\Delta y_1^+ < 100$). Cette étroitesse du domaine d'application est liée au choix de Reynolds Re_b compris entre $1132 \leq Re_b \leq 11320$, et à l'estimation de la vitesse de frottement.

La diminution du rapport L/D engendre d'une manière générale un surplus de vitesse et une perte de pertinence de la loi linéaire pour les Reynolds $Re_b < 2000$. L'augmentation du nombre de Reynolds est toujours suivie du fléchissement du profil de vitesse. La valeur de l'ordonnée à l'origine B étant plus imputable à notre mode opératoire qu'au rapport L/D on ne le retiendra pas dans les conclusions. En revanche la réduction du rapport L/D amène à renforcement du sillage.

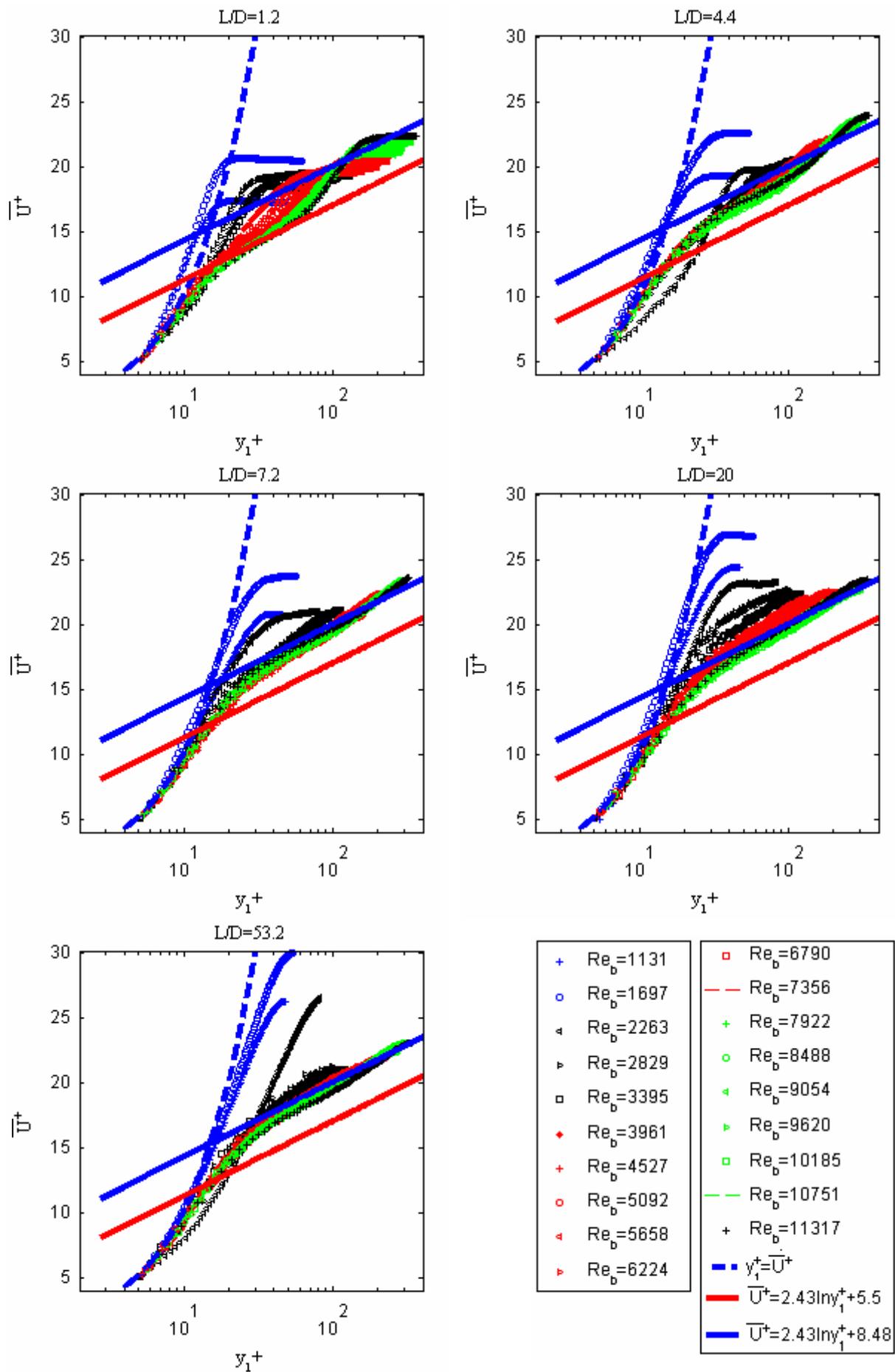


Figure 4.15 : Evolution des profils de vitesse moyenne en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

E. Tension de Reynolds (contraintes de turbulence)

La contrainte de cisaillement turbulente est représentée en figure 4.16 en fonction de y/D . N'ayant pas accès à la deuxième composante de la vitesse, la contrainte de cisaillement turbulente adimensionnée par u_* est déduite de l'expression :

$$2 \frac{y}{D} = \tau_T^+ + \tau_V^+ \quad (4.6)$$

Où τ_V^+ est la contrainte de cisaillement visqueuse définie par $\tau_V^+ = -\frac{d\bar{U}^+}{dy^+}$. La figure 4.17

montre que dans le cas de Reynolds $Re_b = 11320$, l'ensemble des rapports L/D étudiés présente un profil de contrainte turbulente en accord avec la droite issue de l'équation (4.6), laissant supposer que l'estimation de la vitesse de friction u_* fournit une approximation valable. D'une manière générale il apparaît qu'une diminution du nombre de Reynolds conduit à un éloignement de la paroi du point de contrainte de cisaillement maximale, ainsi qu'à une diminution de son intensité. Néanmoins, la diminution vers les plus faibles valeurs de Reynolds Re_b fait apparaître des différences de comportement suivant la valeur du rapport L/D . Ainsi, pour $L/D = 1.2$ on retrouve pour toute la gamme de Reynolds étudiée une zone de dominance de la tension de Reynolds avec un très faible éparpillement des valeurs.

$L/D = 4.4$ et 7.2 exhibent un comportement très proche de $L/D = 1.2$, cependant on commence à constater un éparpillement des valeurs plus importants. Cette tendance est accentuée par l'augmentation du rapport à $L/D = 20$, en particulier dans la gamme de Reynolds $2829 \leq Re_b \leq 3395$. Pour le cas $L/D = 53.2$ il en devient très difficile de percevoir une évolution suivant la loi (4.6). En revanche, pour ce dernier rapport la diminution à des nombres de Reynolds $Re_b < 2829$ permet de retrouver une évolution suivant (4.6), mais avec cette fois une nette influence de la contrainte de cisaillement visqueuse sur presque toute la section de sortie.

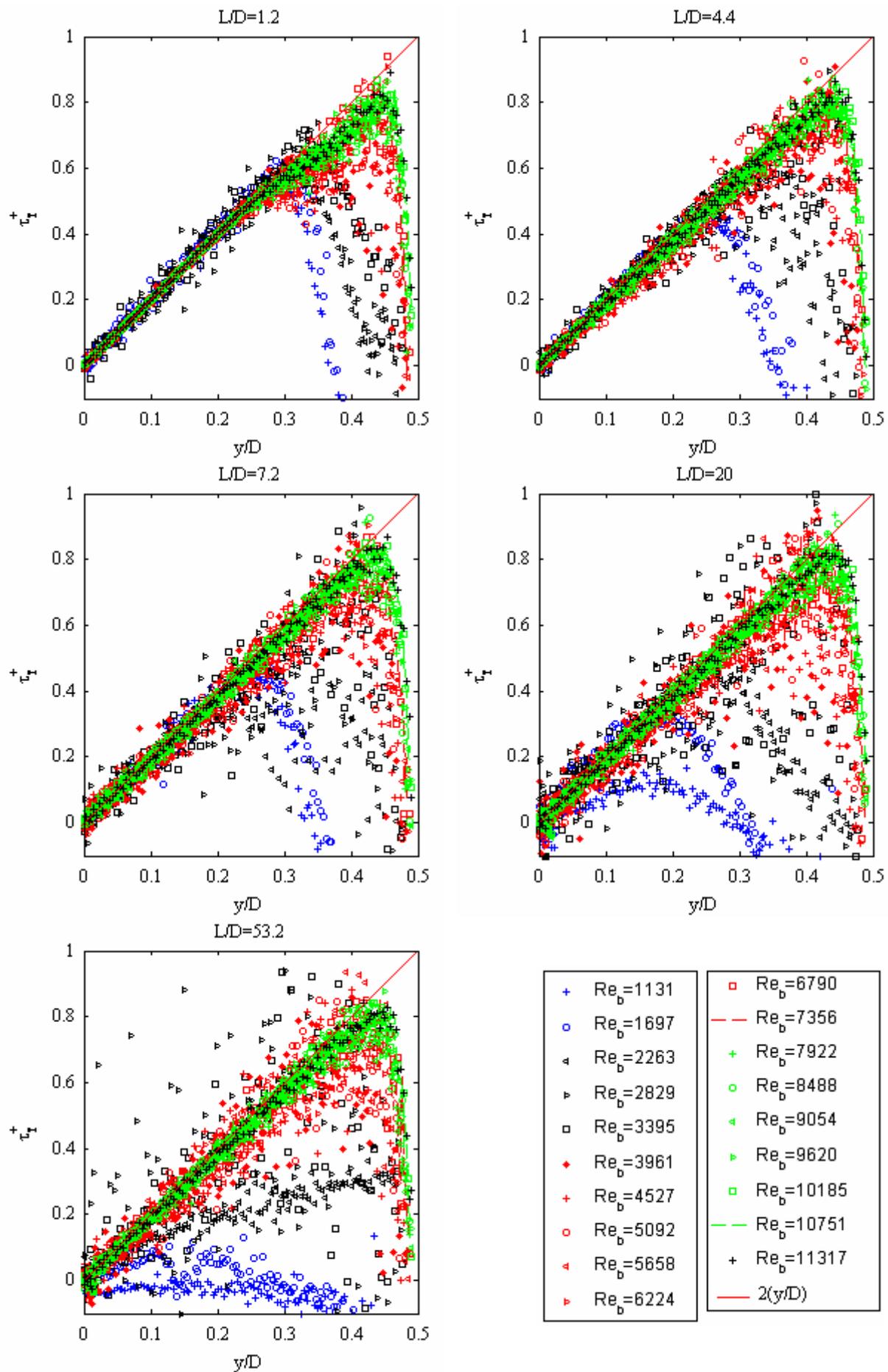


Figure 4.16 : Evolution transversale de la tension de Reynolds en fonction du rapport y/D pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

F. Production d'énergie cinétique[#]

La figure 4.17 représente l'évolution transversale de la production d'énergie cinétique défini par :

$$P_U = -\tau_T \frac{d\bar{U}}{dy} \quad (4.7)$$

Il convient de clarifier que ce terme est désigné de « production » d'énergie du point de vue du mouvement d'agitation. Il représente en fait un terme d'échange d'énergie entre le mouvement moyen et turbulent. Cependant, en référence à la littérature nous le désignerons également par le terme de production d'énergie cinétique.

Pour des Reynolds $Re_b < 2000$ la réduction du rapport L/D déclenche l'apparition d'un centre de production d'énergie cinétique de plus en plus intense, dont la localisation se rapproche de la paroi. Au-delà de Reynolds $Re_b > 6000$ il apparaît globalement que le profil de production d'énergie cinétique ne présente plus de dépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds Re_b ou vis-à-vis du rapport de longueur. On note de plus que la localisation du centre de production d'énergie cinétique se situe dans une zone comprise entre $10 < y_1^+ < 15$. Toutefois, on remarque malgré sa faible intensité, la présence d'un deuxième centre de production d'énergie cinétique pour le rapport $L/D = 1.2$. Il se situe de manière très approximative vers $y_1^+ = 100$.

D'une manière générale, pour les rapports L/D envisagés, la gamme de Reynolds $2000 < Re_b < 6000$ s'apparente à une zone de transition où l'on passe d'un éparpillement important des valeurs, à la mise en place de profils présentant un début d'organisation. Néanmoins, on notera la singularité de l'évolution transversal du profil pour $L/D = 1.2$ et 53.2 à $Re_b = 2264$. Dans le premier cas il apparaît la présence de deux maxima de production d'énergie cinétique localisés à $y_1^+ = 9$ et $y_1^+ = 21$. Le second exhibe une augmentation constante de l'intensité turbulente lorsque l'on se rapproche de la paroi.

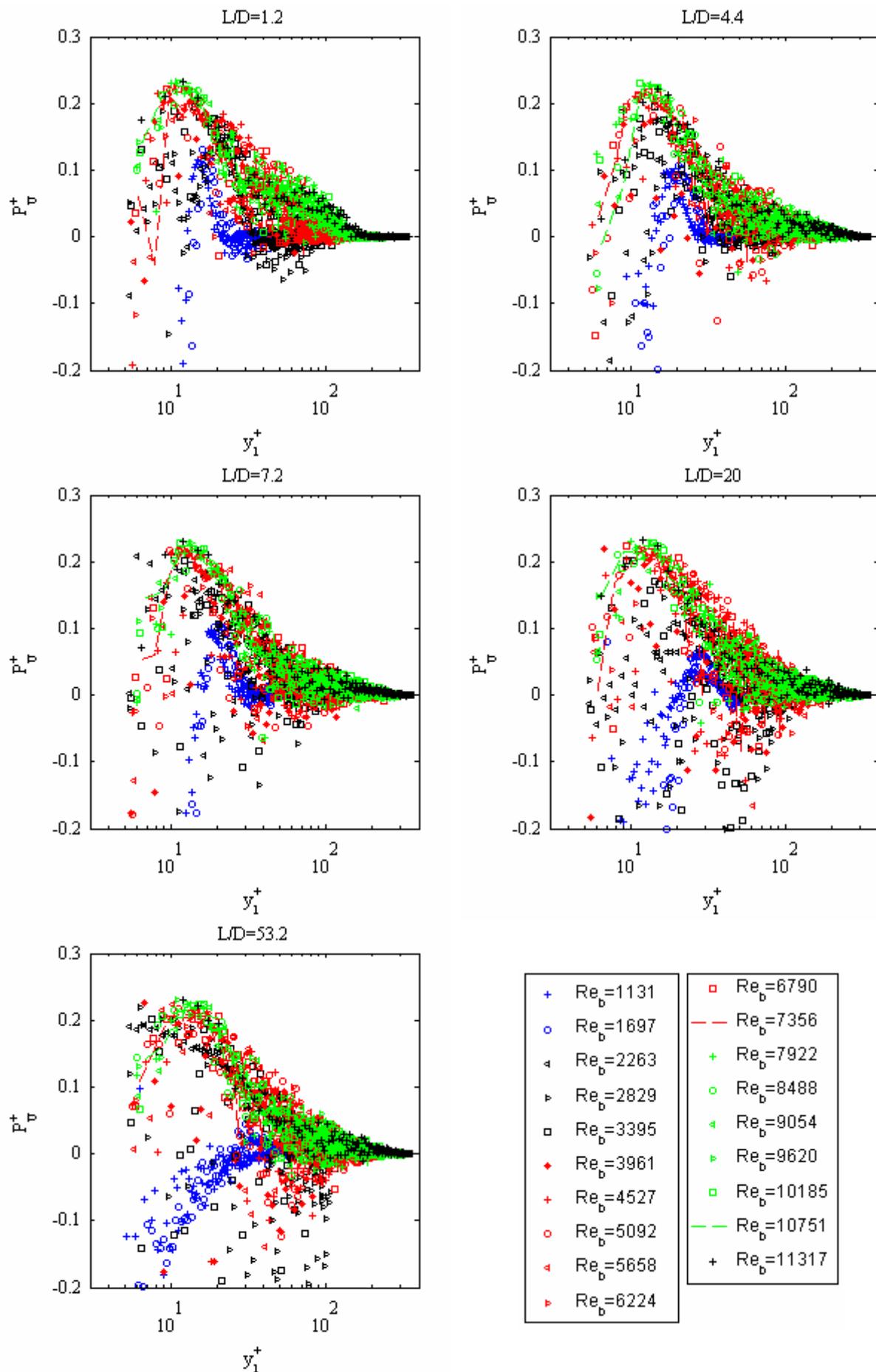


Figure 4.17 : Evolution transverse de la production d'énergie cinétique en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

G. Facteur de dissymétrie et d'aplatissement[#]

Afin d'obtenir des informations complémentaires sur le comportement en proche paroi, on évalue les facteurs de dissymétrie (Skweness) S_U et d'aplatissement (Flatness) F_U définis par les équations (2.5) et (2.6).

La dépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds Re_b et du rapport L/D est une nouvelle fois extrêmement visible. Ainsi, dans l'évolution du rapport $L/D = 1.2$ on obtient une modification très sensible du facteur de dissymétrie et d'aplatissement. En partant d'un facteur de dissymétrie $S_U \approx 0$ et $F_U \approx 3$ sur toute la section de sortie du tube pour $Re_b = 1132$, le passage à $Re_b = 2264$ conduit à l'apparition de deux extrema positifs et négatifs pour S_U où ceux-ci atteignent $S_U \approx 1$ et -1 . A $Re_b = 2829$, seul l'extrema positif du skweness augmente jusqu'à $S_x \approx 1.8$, et le flatness laisse apparaître un pic $F_x \approx 6$ vers $y_1^+ = 20$. Au-delà de ce Reynolds on assiste à la mise en place d'une zone vers $y^+ = 150$ de fortes valeurs négatives $S_U \approx -1.5$, couplées à un facteur d'aplatissement $F_U \approx 8$.

L'allongement à $L/D = 4.4$ montre toujours pour des valeurs du Reynolds $Re_b > 6000$ un extrema négatif pour le skweness. En revanche, son intensité est plus faible avec $S_U \approx -0.5$ et sa position s'est éloignée de la paroi et se situe vers $y_1^+ = 230$. Pour le flatness, le pic de valeur obtenu dans le cas $L/D = 1.2$ n'apparaît plus. En revanche on obtient au centre du tube des valeurs $F_U \approx 5$. En réduisant le nombre de Reynolds le profil du skweness s'uniformise et tend vers la valeur $S_U \approx 1$ sur la totalité de la section de sortie. Cette uniformisation du profil accompagnée d'un accroissement de la valeur du paramètre avec la réduction du nombre de Reynolds est également présente pour le flatness, où l'on obtient $F_U \approx 9$ sur toute la section de sortie pour $Re_b = 1132$.

Les deux autres rapports $L/D = \{7.2, 20\}$ présentent un comportement similaire avec la présence de profils uniformes de valeurs sensiblement égales, avec $S_U \approx 1$ et $F_U \approx 10$ à bas Reynolds. En revanche, la perte d'uniformité se fait de manière plus brutale et se déclare à des Reynolds Re_b croissants avec le rapport L/D . Ainsi, on estime à $Re_b = 1689$ et $Re_b = 2829$ cette perte d'uniformité respectivement pour $L/D = 7.2$ et 20 , aussi bien pour le flatness que le skweness.

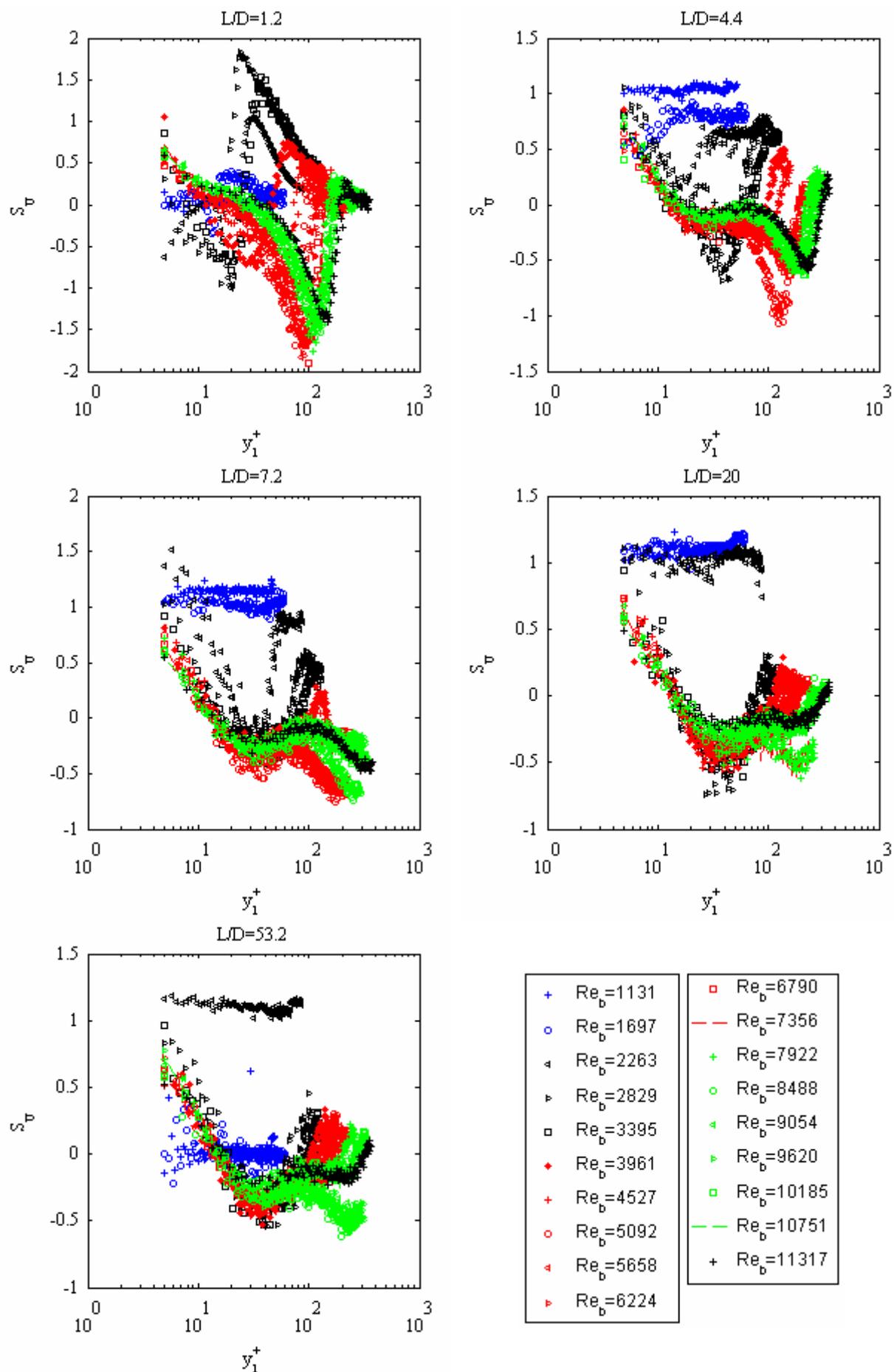


Figure 4.18 : Evolution transversale facteur de dissymétrie en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

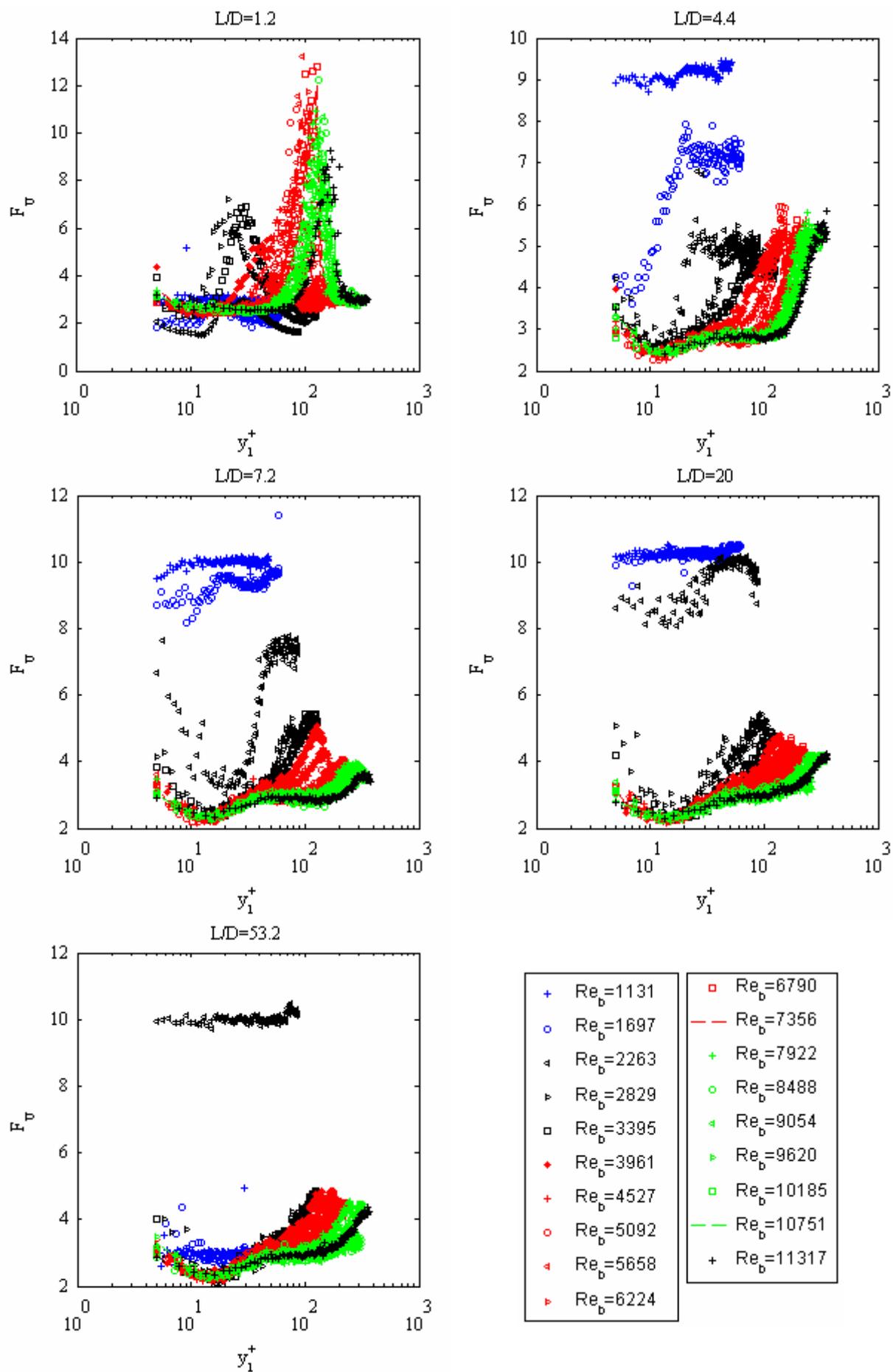


Figure 4.19 : Evolution transversale facteur d'aplatissement en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

Le dernier rapport $L/D = 53.2$ présente pour $Re_b = 1132$ et 1698 , des profils uniformes pour le *skweness* et le *flatness* comparables à ceux obtenus par $L/D = 1.2$ pour $Re_b = 1132$, avec des valeurs $S_U \approx 0$ et $F_U \approx 3$. En revanche, l'augmentation du Reynolds à $Re_b = 2264$, si elle conserve l'uniformité des profils du *flatness* et du *skweness*, provoque une hausse de leur valeur avec pour le *skweness* $S_U \approx 1.1$ et le *flatness* $F_U \approx 10$. Pour les Reynolds $Re_b > 2264$, l'évolution des profils de ces deux paramètres est conforme à celle obtenue par $L/D = 20$.

Si l'on suppose que les déviations des valeurs du coefficient de dissymétrie et d'aplatissement de $S_U = 0$ et $F_U = 3$ sont le signe du passage de particules de fluide de la périphérie de l'écoulement vers le centre, il apparaît dès lors que la diminution du rapport L/D entraîne une augmentation de ce phénomène. Néanmoins, il est difficile de le confirmer, et le recours à une analyse en quadrant aurait été souhaitable. Mais, une telle analyse aurait nécessité la connaissance de la deuxième composante de la vitesse, chose non effectuée dans cette étude.

On notera également que les différents paramètres recherchés affichent une dépendance vis-à-vis des variables de paroi (Den Toonder and Nieuwstadt (1997)).

Re_b	1132	1698	2264	2829	3395	3961	4527	5093	5659	6225	6791	7357	7922	8488	9054	9620	10186	10752	11318
L/D = 1.2																			
K	3.12	2.02	4.18	4.11	3.9	5.3	6	6.01	5.24	6.07	6.13	6.1	5.90	6.14	6.34	6.01	6.08	5.83	
R ²	0.9264	0.67	0.8635	0.891	0.9020	0.9668	0.9779	0.9717	0.9742	0.9589	0.9762	0.9941	0.9948	0.99	0.9911	0.9891	0.9874	0.9886	0.9926
x_0/D	3.321	5.646	-0.036	-0.061	0.918	-1.434	-1.957	-1.520	0.5762	-1.603	-1.765	-1.41	-1.022	-1.453	-1.725	-0.905	-1.147	-0.609	-0.829
x_{pc}/D	4.76	2.6	1.04	0.56	0.56	2.84	3.32	3.6	3.64	3.6	3.64	3.52	3.56	3.52	3.68	3.68	3.72	3.8	3.76
L/D = 4.4																			
K	1.13	0.91	0.96	5.01	3.47	4.12	5.28	5.1	4.54	4.41	4.81	5.23	5.54	6.14	6.17	6.04	5.40	6.42	6.36
R ²	0.7225	0.8796	0.8718	0.7343	0.8667	0.9573	0.9806	0.9079	0.9891	0.9705	0.9929	0.9916	0.9894	0.9571	0.9769	0.9945	0.9907	0.9907	0.9947
x_0/D	8.3399	9.0676	9.3525	-0.725	3.7460	2.2547	-0.371	0.6138	1.9267	2.5739	1.3785	0.6923	0.2663	0.038	-0.675	-0.524	0.1216	-0.159	-0.796
x_{pc}/D	5.16	3.8	3.44	3.56	3.52	3.4	3.32	3.44	3.44	3.36	3.28	3.48	3.56	3.6	3.64	3.52	3.68	3.72	3.68
L/D = 7.2																			
K	0.9	2.78	3.47	3	4.23	5.36	5.57	4.72	5.65	5.59	5.87	6.01	5.95	6.14	6.17	6.04	5.4	6.42	6.36
R ²	0.6003	0.6415	0.8970	0.7518	0.8505	0.8524	0.9247	0.9632	0.9776	0.9453	0.9533	0.9739	0.9772	0.9932	0.9919	0.9931	0.9820	0.9946	0.9933
x_0/D	9.1638	3.9869	2.5557	4.3339	1.3555	-0.784	-0.784	1.6077	-0.365	-0.047	-0.456	-0.553	-0.355	-0.609	-0.697	-0.255	1.0650	-0.801	-0.486
x_{pc}/D	5.72	4.8	3.96	3.56	3.56	3.52	3.44	3.48	3.48	3.56	3.6	3.64	3.64	3.68	3.52	3.68	3.68	3.68	3.8
L/D = 20																			
K	0.87	2.56	2.67	2.92	3.27	3.86	4.51	5.29	5.13	5.22	5.74	5.87	5.99	6.16	5.97	5.91	6.05	6.01	6.1
R ²	0.6003	0.6415	0.8970	0.7518	0.8505	0.8524	0.9247	0.9632	0.9776	0.9453	0.9533	0.9739	0.9772	0.9849	0.9847	0.9893	0.9913	0.9923	0.9927
x_0/D	9.3756	6.8825	5.4336	3.6143	3.2736	1.9194	0.8814	-0.354	0.0104	0.3271	-0.465	-0.402	-0.448	-0.677	-0.139	0.0424	-0.052	-0.037	0.0831
x_{pc}/D	3.12	4.76	5.4	3.44	3.24	3.28	3.28	3.36	3.36	3.44	3.68	3.76	3.84	3.88	4	4.04	4.16	4.12	4.28
L/D = 53.2																			
K	3.8	3.61	3.14	3.53	3.16	4.34	5.33	5	5.15	5.73	5.33	5.86	6.07	6.16	6.14	6.36	6.49	6.35	6.38
R ²	0.7387	0.7426	0.9359	0.8817	0.7953	0.8650	0.9610	0.9256	0.9525	0.9769	0.9821	0.9907	0.9955	0.9967	0.9952	0.9966	0.9954	0.9951	0.9953
x_0/D	7.7247	8.1965	7.0411	2.4019	3.4598	1.2585	-0.240	0.706	0.3521	-0.593	0.5556	-0.373	-0.596	-0.646	-0.41	-0.594	-0.66	-0.256	-0.351
x_{pc}/D	7.44	8.76	3.96	2.76	3.52	3.4	3.52	3.48	3.52	3.64	3.68	3.76	3.88	3.8400	3.9600	4.0400	4.1600	4.2000	4.2800

Tableau 4.3 : Evolution du coefficient de décroissance K, de l'origine virtuelle x_0 , du cœur potentiel x_{pc} et du coefficient de corrélation R^2 pour l'ensemble des rapports L/D et nombre de Reynolds Re_b étudiés.

	Re_b	x_0/D	K	x/D	ρ_e/ρ_∞	$T_{U,0}$	L/D
Wyganski & Fielder (1969)	10^5	3	5.7	< 50			convergent
Panchapakesan & Lumley (1993)	1.1×10^4	-2.5	6.06	30-160			convergent
Hussein et al. (1994)	9.5×10^4	4	5.8				convergent
Mi et al. (2001)							
- convergent	1.6×10^4	3.5	4.48	0-64	0.85	0.5 %	convergent
- long pipe	1.6×10^4	4.73	4.64	0-70	0.85	3 %	72
Mi et al. (2007) (SC)	72000					3 %	39
Fellouah et al. (2009)	$6 \times 10^3 - 3 \times 10^4$	5.59	2.5				convergent
Xu et Antonia (2002)							
- convergent	8.6×10^4	3.7	5.6	20-75		0.5 %	convergent
- long tube	8.6×10^4	2.6	6.5	20-75		4 %	118

Tableau 4.4 : Origine virtuelle x_0 , intensité turbulente initiale au centre $T_{U,0}$, obtenus lors d'études antérieures pour différents nombre de Reynolds Re_b et rapport L/D.

4.2.2.2 Profil longitudinal de vitesse centrale

Les conséquences des variations des conditions initiales sur l'évolution du jet résultant, sont abordées dans cette partie.

A. Vitesse centrale moyenne

Ce paragraphe présente l'évolution de la vitesse centrale moyenne \bar{U}_c . Dans un premier temps, il est décidé de se focaliser en particulier sur ce paramètre dans la région comprise entre $0 < x/D < 5$. L'évolution de la vitesse centrale \bar{U}_c normalisée par la vitesse moyenne centrale initiale \bar{U}_0 est reportée en figure 4.20. Si l'on excepte l'analyse de l'extension du cœur potentiel, que l'on commentera ultérieurement, le comportement affiché par ce paramètre marque une dépendance vis-à-vis du rapport L/D .

En analysant vers les rapports L/D décroissants, il apparaît pour $L/D = \{53.2, 20\}$, que dans la zone comprise entre $0 < x/D < 3.5$ la vitesse centrale diminue continûment avec une pente dont le taux varie faiblement avec le nombre de Reynolds Re_b .

La réduction du rapport L/D à la gamme $L/D = \{7.2, 4.4\}$ s'accompagne d'une dépendance plus marquée vis-à-vis du nombre de Reynolds Re_b avec l'apparition de 2 régimes. Dans le premier que l'on évalue entre le nombre de Reynolds $1132 < Re_b < 4527$ le taux de décroissance de la vitesse moyenne augmente avec le nombre de Reynolds Re_b . Dans le second régime, situé à partir de $Re_b = 4527$ le taux de décroissance n'est que très peu modifié.

Enfin, le rapport $L/D = 1.2$ se singularise des autres longueurs étudiées. Si l'on excepte le nombre de Reynolds $Re_b = 1132$, on note pour l'ensemble des autres Reynolds une évolution spatiale en 2 temps de la vitesse : un premier avec une diminution marquée en sortie de tube, située entre $0 < x/D < 0.5$, et un second présentant un « plateau » de vitesse. L'amplitude de cette première phase de diminution varie en fonction du nombre de Reynolds, et passe d'environ 6 % de la vitesse initiale pour $Re_b = 1698$ à moins de 1 % de la vitesse initiale pour des nombres de Reynolds $Re_b \geq 4527$.

Ces constatations effectuées dans le cas du rapport $L/D = 1.2$ sont à rapprocher de celles trouvées par Todde *et al.* (2009) travaillant sur des jets axisymétriques issus d'un convergent encastré dans un mur. Pour une gamme de Reynolds $Re_b < 7000$, ils ont obtenu en fonction du nombre de Reynolds 3 régimes d'évolution de la vitesse centrale :

- Absence de chute de vitesse pour des Reynolds inférieurs à $Re_b = 1050$.

- Mise en place d'une chute de vitesse + plateau pour des Reynolds de Re_b $1620 < Re_b < 4050$.
- Disparition de la chute au profit d'une pente continue pour des $Re_b > 4050$.

La présence du 2nd régime les a amenés à évoquer le comportement de celui d'un jet soumis à une excitation d'onde sinusoïdale, comparable à l'étude de Crow and Champagne (1971), et à y voir dans leur cas de figure une auto-excitation du jet provoquée par la géométrie de leur dispositif (convergent + présence du mur) entraînant la génération de tourbillons.

Malgré les différences de comportement dans l'évolution de la vitesse centrale en fonction du nombre de Reynolds entre nos deux études, la présence de la variation en 2 temps de la vitesse (diminution rapide + plateau), nous pousse à supposer un cas de figure similaire, et la signature de la contraction imposée à l'écoulement.

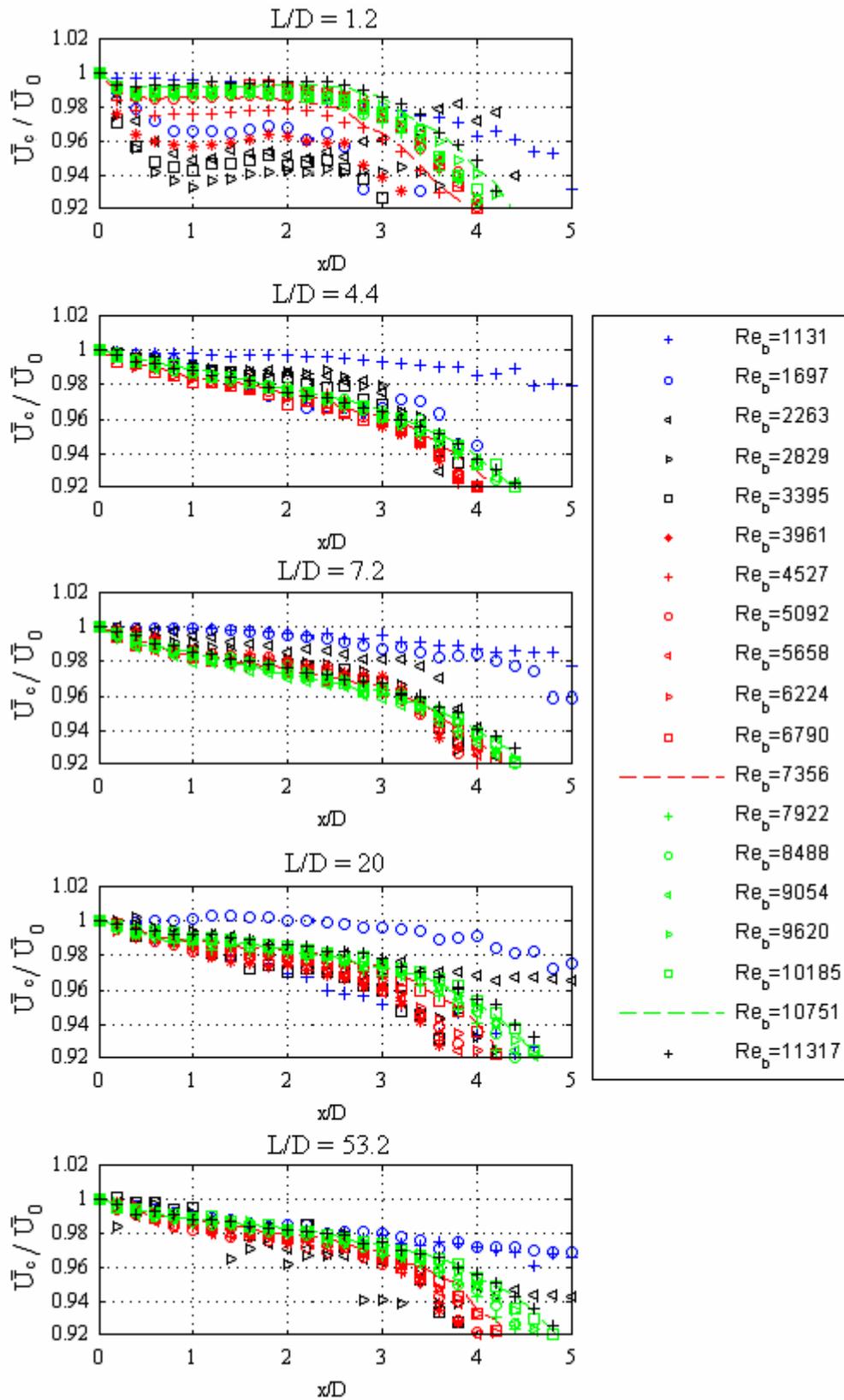


Figure 4.20: Zoom sur l'évolution longitudinale de la vitesse normalisée par la vitesse centrale uniforme $\frac{\bar{U}_c}{\bar{U}_0}$ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée et $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20\}$.

- **Le cœur potentiel**

La conséquence de l'évolution de la vitesse centrale se retrouve dans la variation de l'extension du cœur potentiel. Comme nous l'avons défini lors du chapitre 2, l'extension du cœur potentiel correspond à l'abscisse dont la vitesse est égale à $\bar{U}_c = 0.95\bar{U}_0$. L'évolution du cœur potentiel sous ce critère est représentée en figure 4.21 et comparée à deux modèles détaillés dans la suite du texte.

Dans le cas de Reynolds $Re_b \geq 4527$, il apparaît pour l'ensemble des rapports L/D une augmentation constante de l'extension du cœur potentiel avec le nombre de Reynolds Re_b passant globalement de $x/D = 3$ à $x/D = 4.5$.

En revanche, la diminution à des nombres de Reynolds $Re_b < 4527$ conduit à des variations de l'extension du cœur potentiel nettement plus dépendantes vis-à-vis du rapport L/D . On constate ainsi :

- Dans le cas $L/D = 53.2$, à l'exception de $Re_b = 3395$ que l'augmentation du cœur potentiel se fait sur $1698 \leq Re_b < 4527$ avant de diminuer pour $Re_b = 1132$.
- Dans le cas $L/D = 20$, s'il y a augmentation du cœur potentiel avec la diminution du nombre de Reynolds, elle s'effectue sur une gamme de Reynolds Re_b telle que $2264 \leq Re_b < 4527$. On constate comme pour le cas $L/D = 53.2$ une diminution du cœur potentiel mais à partir d'un nombre de Reynolds $Re_b = 2264$.
- Dans les cas $L/D = 4.4$ et 7.2 , l'évolution du cœur potentiel est monolithique avec une augmentation globale du cœur potentiel avec la diminution du nombre de Reynolds Re_b .
- Le dernier rapport $L/D = 1.2$ montre de nouveau une évolution singulière. Si l'on considère le critère de 95% de la vitesse initiale, il apparaît que la réduction du nombre de Reynolds Re_b entre $4527 \geq Re_b \geq 2264$ conduit à une diminution du cœur potentiel jusqu'à des valeurs $x/D < 1$ avant d'augmenter à nouveau lorsque $Re_b < 2264$. Cette très faible valeur du cône potentiel résulte de l'évolution longitudinale de la vitesse observée précédemment en figure 4.20, où une diminution nette de la vitesse supérieure à 5 % de la vitesse centrale initiale \bar{U}_0 précède une zone de vitesse constante. La présence de cette zone constante de vitesse implique l'existence d'un cœur dans l'écoulement. Néanmoins, le critère de 95 % se trouve être trop contraignant dans cette gamme de Reynolds pour en déterminer l'évolution.

Nos résultats nous fournissent d'une manière globale une diminution du cœur potentiel lorsque le nombre de Reynolds passe de $Re_b = 11320$ à $Re_b = 4527$, puis une augmentation lorsque Re_b est diminué jusqu'à $Re_b = 1132$. L'augmentation de l'extension du cœur potentiel dans la zone $4527 < Re_b < 11320$ nous met en contradiction avec certaines études antérieures aussi bien expérimentales (*e.g.* Kwon and Seo (2005), Todde *et al.* (2009)) que numériques (*e.g.* Bogey and Bailly (2006)), où dans une gamme de Reynolds équivalente à la notre ($Re_b < 10^4$), le cœur potentiel des jets évolue inversement. On interprète cette divergence dans les conditions initiales imposées dans ces études, et qui s'écartent notablement des nôtres. En effet, pour l'étude de Todde *et al.* (2009), celui-ci a travaillé avec un profil de vitesse initial présentant une épaisseur de couche limite inférieure ou égale à $0.1 D$ sur toute la gamme de Reynolds et un niveau d'intensité turbulente T_U très nettement inférieur à notre étude avec 0.6 % au centre et 1.25 % sur les bords.

La comparaison avec des études travaillant sur des jets à des nombres de Reynolds $Re_b > 10^4$ ((Harsha (1971), Sautet and Stepowski (1995), Lee (1997)) montre une évolution similaire du cœur potentiel avec le nombre de Reynolds. Nous avons donc rajouté en figure 4.21 l'évolution du cœur potentiel suivant les expressions obtenues par Harsha (1971):

$$\frac{x_{pc}}{D} = 4.3(Re_b)^{0.097} \quad (4.8)$$

et Sautet and Stepowski (1995)

$$\frac{x_{pc}}{D} = 1 + 10^{-4} Re_b \quad (4.9)$$

Ces expressions ont été établies pour des nombres de Reynolds $Re_b > 1.2 \times 10^4$ et $Re_b > 4700$ respectivement pour Harsha (1971) et Sautet and Stepowski (1995). Il semble dès lors, et ce malgré la faiblesse de nos nombres de Reynolds que nous aboutissons à un comportement équivalent à des jets de nombres de Reynolds supérieurs et que la position du cœur potentiel ne dépende que de l'inertie de l'écoulement et se rapproche de ceux d'Harsha (1971), et Sautet and Stepowski (1995).

Il semble dès lors que le haut niveau de turbulence imposé par nos conditions d'entrée dans le tube (angle à 90°) engendre un niveau important de fines structures très tôt (au regard du nombre de Reynolds) modifiant sa dépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds.

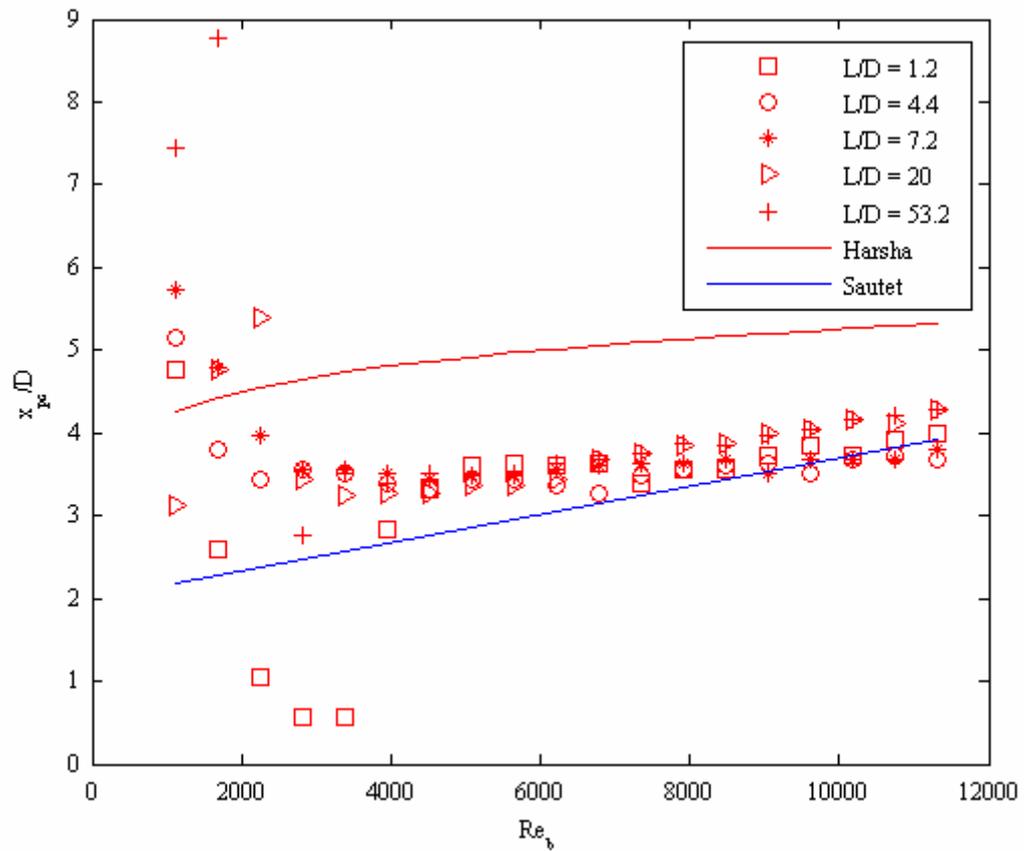


Figure 4.21 : Evolution du cœur potentiel en fonction du nombre de Reynolds Re_b pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20\}$.

- **Zone de décroissance de la vitesse au-delà du cœur potentiel**

Au-delà du cœur potentiel, la décroissance de la vitesse centrale est étudiée au regard du modèle généralement admis dans la zone auto-similaire du jet, et formulé par l'eq. (2.20) :

$$\bar{U}_c = \frac{\bar{U}_0 \cdot K \cdot D}{x - x_0}$$

où l'on rappelle que K définit le coefficient de décroissance de la vitesse, et x_0 l'origine virtuelle. Ces deux paramètres définissent le comportement moyen de l'écoulement. Afin de les définir, le domaine de régression linéaire est choisi entre $10 < x/D < 20$. L'ensemble des valeurs de K et x_0 ainsi que les coefficients de corrélation correspondant sont résumés en Tableau 4.3. Les tracés correspondants à l'évolution de l'inverse de la vitesse normalisée $\frac{\bar{U}_0}{\bar{U}_c}$ sont représentés pour l'ensemble des rapports L/D en figure 4.22.

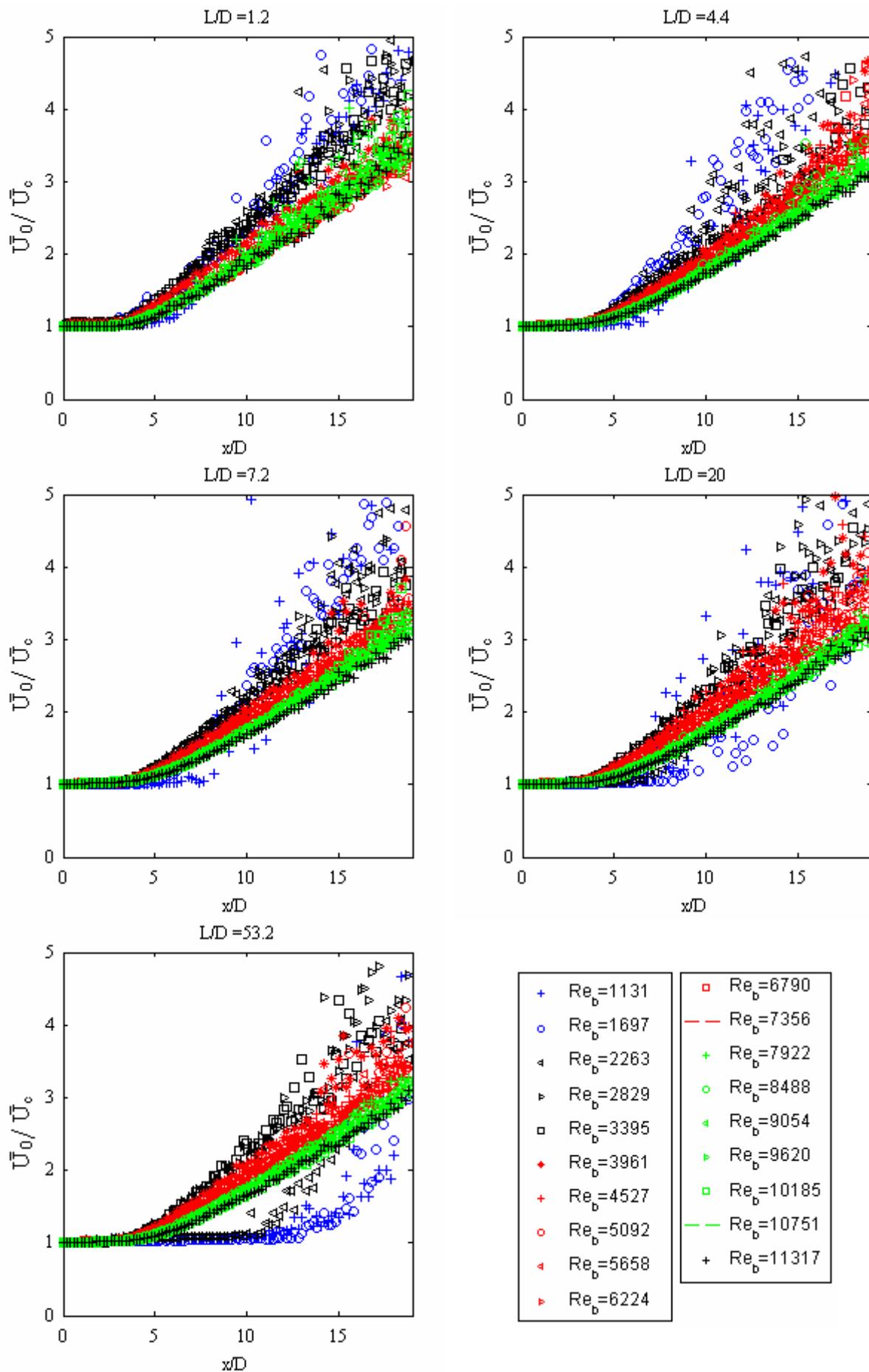


Figure 4.22 : Evolution de \bar{U}_0 / \bar{U}_c pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée et $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

- **Coefficient de décroissance K**

Au regard du coefficient de corrélation R^2 , dont les valeurs sont résumées en tableau 4.3, la validité du modèle établi par l'éq. (2.20) ne peut être envisagée et donc discutée pour l'ensemble des rapports L/D qu'à partir de $Re_b = 5659$. Toutefois, la figure 4.23 permet dans un premier temps de mettre en évidence un lien entre la réduction du nombre de Reynolds Re_b en deçà de $Re_b = 5659$ et la diminution de plus en plus prononcée de la vitesse centrale au-delà du cœur potentiel. Cette dépendance entre le nombre de Reynolds et la décroissance de la vitesse au-delà du cœur potentiel est supportée par d'autres expérimentations travaillant dans une gamme de Reynolds Re_b équivalentes (*e.g.* Abdel-Rahman *et al.* (1996)). Cette diminution plus marquée de la vitesse centrale traduit une augmentation de l'angle de diffusion (Mallström *et al.* (1997)) et par conséquent une augmentation du mélange entre l'air ambiant et le jet, due à une probable augmentation de la taille des structures vorticales (Russ and Strykowky (1993)).

Au-delà de $Re_b = 5659$, bien que la constante de décroissance n'évolue pas de façon similaire suivant le rapport L/D , il en ressort que l'augmentation du nombre de Reynolds Re_b implique une convergence du coefficient de décroissance K vers une valeur asymptotique pour l'ensemble des rapports L/D . A l'exception de $L/D = 1.2$, la distinction de la valeur du coefficient de décroissance suivant les rapports L/D ne semble pas se manifester.

Afin d'établir un lien simple de causalité, la série de figures 4.24 teste l'impact du niveau d'intensité turbulente T_U et du profil de vitesse à travers le rapport \bar{U}_0/U_b sur le coefficient de décroissance K . A la vue des résultats, il est difficile d'établir un lien clair avec un de ces paramètres et en particulier le niveau d'intensité turbulente. Cette constatation s'inscrit dans l'étude de Nottage (1951) rapportée par Mallström *et al.* (1997), où une modification de l'intensité turbulente initiale entre 4 % et 10 % pour une vitesse initiale donnée n'entraînait pas de variations dans le coefficient de décroissance.

Il pourrait nous y être opposé une série d'études telle que Xu and Antonia (2002), Mi *et al.* (2001) et Russ and Strykowsky (1993) où l'augmentation du niveau d'intensité turbulente, dû soit par l'adjonction d'une grille (Russ and Strykowky (1993)) soit par l'extension de la géométrie (Xu and Antonia (2002), Mi *et al.* (2001)), entraînait une diminution de la décroissance de la vitesse. Une des raisons, pouvant justifier ces écarts dans les observations, pourrait venir du niveau de l'intensité turbulente initiale et de l'amplitude de ces fluctuations. Russ and Strykowky (1993) ont observé leur modification dans le coefficient de décroissance en élevant le niveau de turbulence d'environ 0.2 % à 1.8 % au centre de la

paroi, et d'environ 0.4% à 8% en proche paroi. Soit d'un rapport 10 pour le centre de la conduite et 20 en proche paroi. Les études de Xu and Antonia (2002) et Mi *et al.* (2001) ont eux multiplié l'intensité turbulente au centre d'environ 8 et de 2 en proche paroi. Dans notre étude, au-delà de $Re_b = 5659$ les rapports maximum de l'intensité turbulente sont de 2.1 au centre et de 1.3 en proche paroi. On modifie donc très peu le niveau de turbulence aussi bien au centre de la conduite qu'en proche paroi au regard des autres études. De plus le niveau de turbulence est au départ élevé du aux conditions d'entrée.

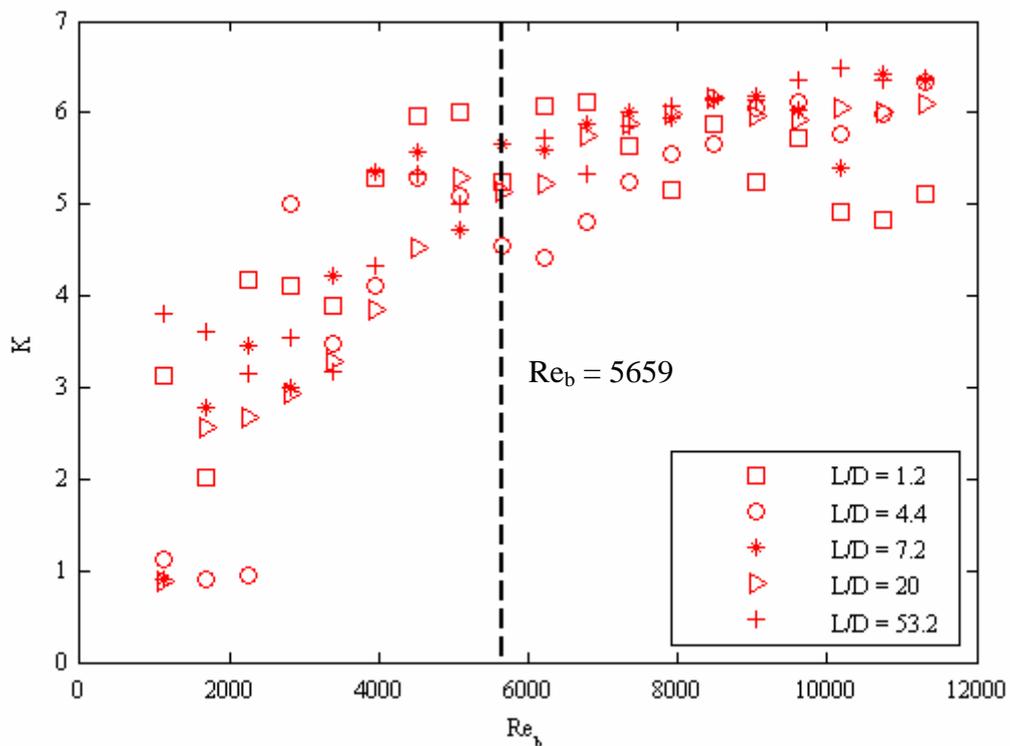


Figure 4.23 : Evolution du coefficient de décroissance en fonction du nombre des Reynolds Re_b , pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

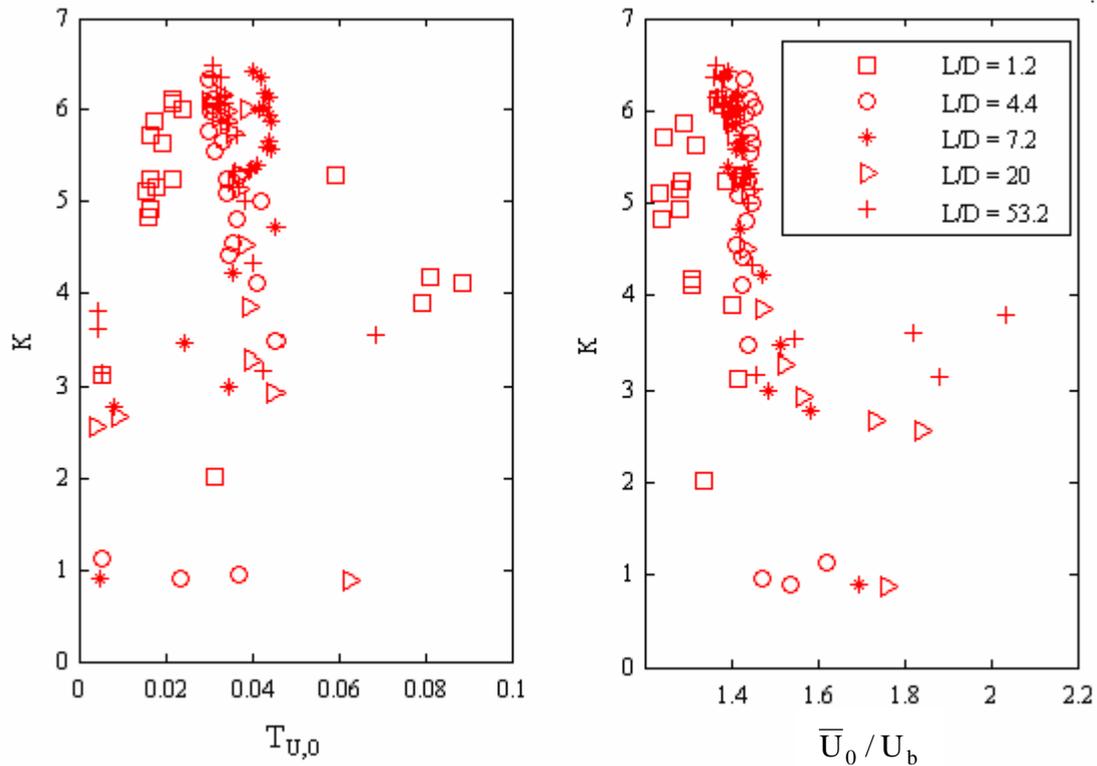


Figure 4.24 : Test de différents paramètres

- **Origine virtuelle x_0**

L'origine virtuelle est représentée en figure 4.25 et 4.26 en fonction respective du nombre de Reynolds et de la vitesse moyenne initiale \bar{U}_0 . On a comme pour le coefficient de décroissance K une évolution asymptotique de l'origine virtuelle aussi bien en fonction du nombre de Reynolds que de la vitesse initiale \bar{U}_0 . En revanche, on constate la présence de valeurs négatives de l'origine virtuelle x_0 . Uddin and Pollard (2007) interprètent ces valeurs négatives comme la conséquence d'un courant de retour à la sortie de la géométrie. Ils ajoutent que l'origine virtuelle est d'autant plus négative que le courant de retour est important. Cette constatation se base sur les résultats de Mallström *et al.* (1997), où pour un nombre de Reynolds $Re_b \approx 20000$ des vitesses centrales initiales U_0 égales à 2.6, 4.9 et 8.7 $m.s^{-1}$ donnent respectivement comme valeurs d'origine virtuelle x_0/D 4.6, -0.3 et -2. Nos mesures ne mettent pas en évidence une corrélation aussi claire. La probable explication vient, qu'à Reynolds donné, la variation de la vitesse centrale initiale \bar{U}_0 d'un rapport L/D est au maximum de l'ordre de 1.07 alors que Mallström *et al.* (1997) impose des variations de 1.88 et 1.77. En revanche, on retrouve bien un déplacement généralisé vers l'aval de la position de l'origine virtuelle lorsque \bar{U} devient inférieure à $\bar{U} \approx 4 m.s^{-1}$. Ce comportement rejoint dans

ce cas de figure celui obtenu par Mallström *et al.* (1997), seul le seuil de vitesse diffère (6 m.s⁻¹ pour Mallström *et al.* (1997)).

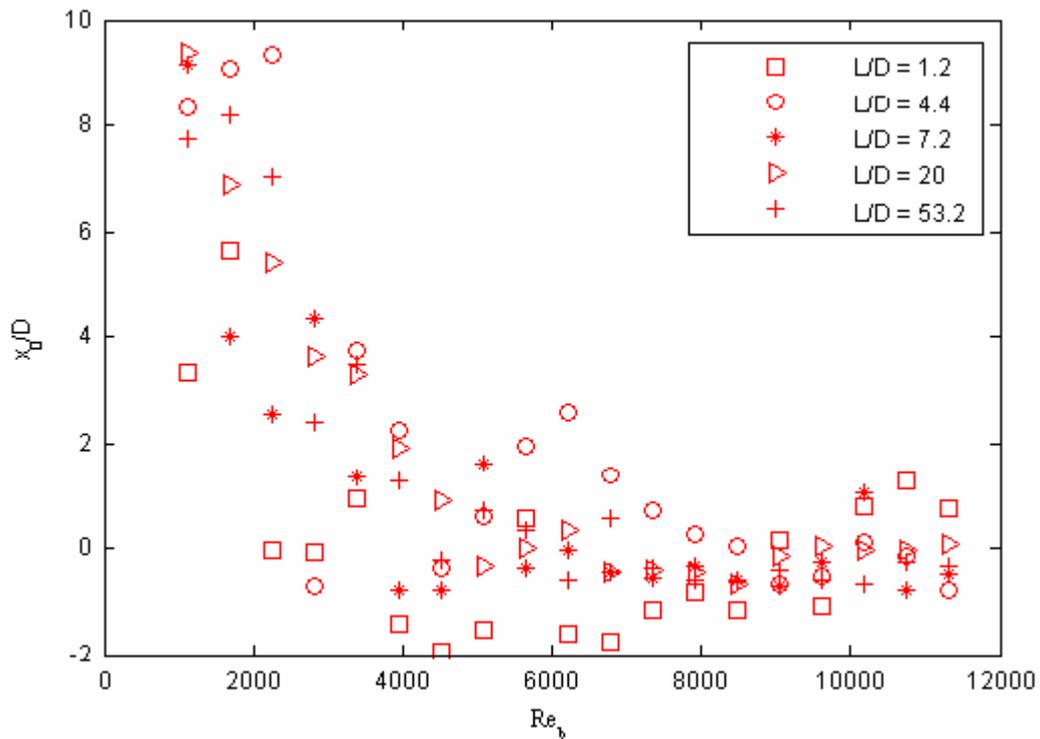


Figure 4.25 : Evolution de l'origine virtuelle x_0 en fonction du nombre de Reynolds Re_b .

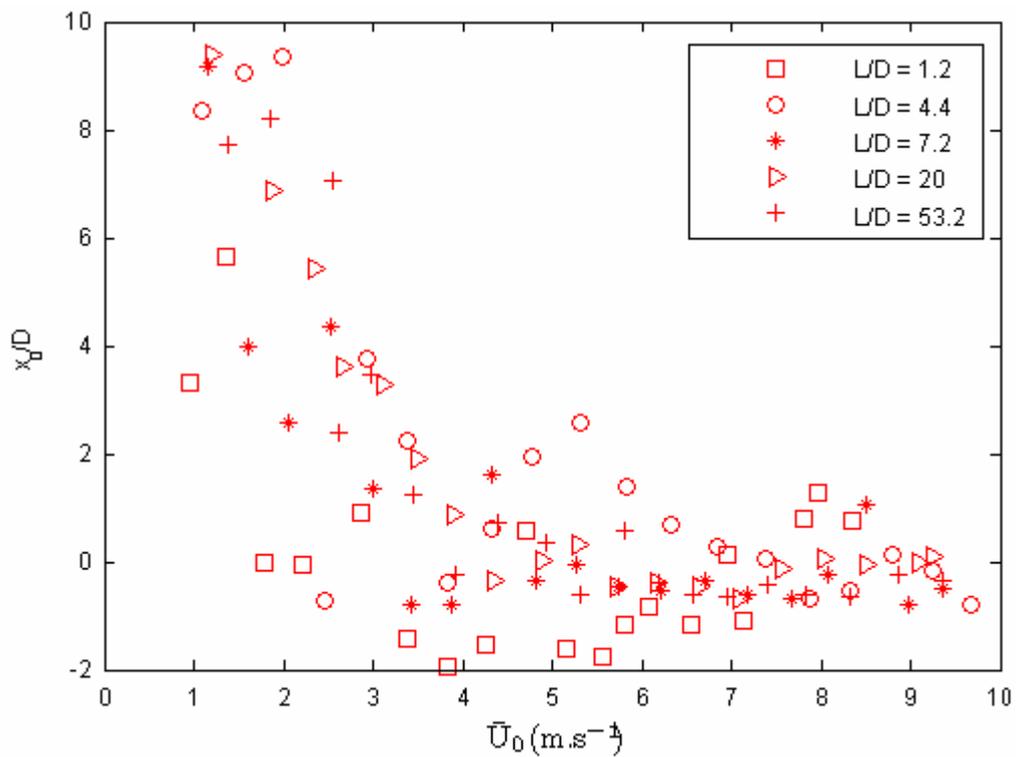


Figure 4.26 : Evolution de l'origine virtuelle en fonction de la vitesse moyenne initiale \bar{U}_0 .

B. Intensité turbulente

L'évolution longitudinale de l'intensité turbulente T_U selon l'axe du jet est représentée en figure 4.27. Pour les trois plus grands rapports $L/D = \{7.2, 20, 53.2\}$, on constate que pour un nombre de Reynolds $Re_b = 1132$, l'allongement du rapport L/D conduit à garder le niveau d'intensité turbulente T_U égale à $T_{U,0}$ sur une distance plus importante. Cette distance de conservation de l'intensité turbulente initiale $T_{U,0}$ passe ainsi de $0.6D$ pour $L/D = 1.2$ à $8D$ pour $L/D = 53.2$. L'augmentation du nombre de Reynolds entraîne la mise en place d'une augmentation en 3 temps de l'intensité turbulente, avec entre $x/D = 0$ et $x/D \approx 4$ une croissance faible de l'intensité, puis une augmentation marquée entre $x/D \approx 4$ et $x/D \approx 8$, avant d'atteindre une zone constante lorsque $x/D > 8$. Toutefois, ce séquençage n'est pas figé, et évolue avec le nombre de Reynolds. Il apparaît en effet que le taux de variation de l'intensité turbulente, sur chacun de ces trois domaines diminue avec le nombre de Reynolds, impliquant que la similitude de Reynolds n'est pas atteinte.

La réduction au rapport $L/D = 4.4$ entraîne l'apparition pour un nombre de Reynolds $Re_b = 1698$ d'un pic d'intensité turbulente évalué à $T_U = 15\%$ à une distance $x/D \approx 2.4$. En diminuant le rapport à $L/D = 1.2$, ce pic d'intensité turbulente se déclenche cette fois pour une gamme de Reynolds $1132 < Re_b \leq 2829$. La figure 4.28 montre que la position du pic de turbulence n'est pas constante et varie avec le nombre de Reynolds en passant de $x/D \approx 0.7D$ à $x/D \approx 1$. Au-delà de cette position l'intensité turbulente décroît jusqu'à un minimum dont le positionnement est plus difficilement évaluable, mais est estimé entre $2 < x/D < 3$. Enfin, l'intensité turbulente croît de nouveau jusqu'à atteindre un « plateau » vers $x/D = 6$. Le passage à la gamme de Reynolds Re_b comprise entre $2829 < Re_b \leq 4527$, entraîne une diminution de l'écart entre le maximum et le minimum d'intensité turbulente jusqu'à disparaître pour $Re_b = 4527$.

La présence de ces pics de turbulence au voisinage de la sortie est comparable avec les études de Todde *et al.* (2009). Si l'on s'en réfère à cette étude, la présence de ces pics de turbulence semble manifester la mise en place d'un écoulement présentant une séquence de tourbillons dans la gamme de Reynolds $1132 < Re_b < 4527$. Il apparaît d'une part que la position des pics de turbulence dans Todde *et al.* (2009) se trouvent être à une distance moyenne de $x/D \approx 4.5$, et d'autre part que l'augmentation du nombre de Reynolds Re_b provoque, à l'exception de $Re_b = 1620$ une intensification constante du pic de turbulence et de l'écart avec le minimum. La position du début du « plateau » de turbulence

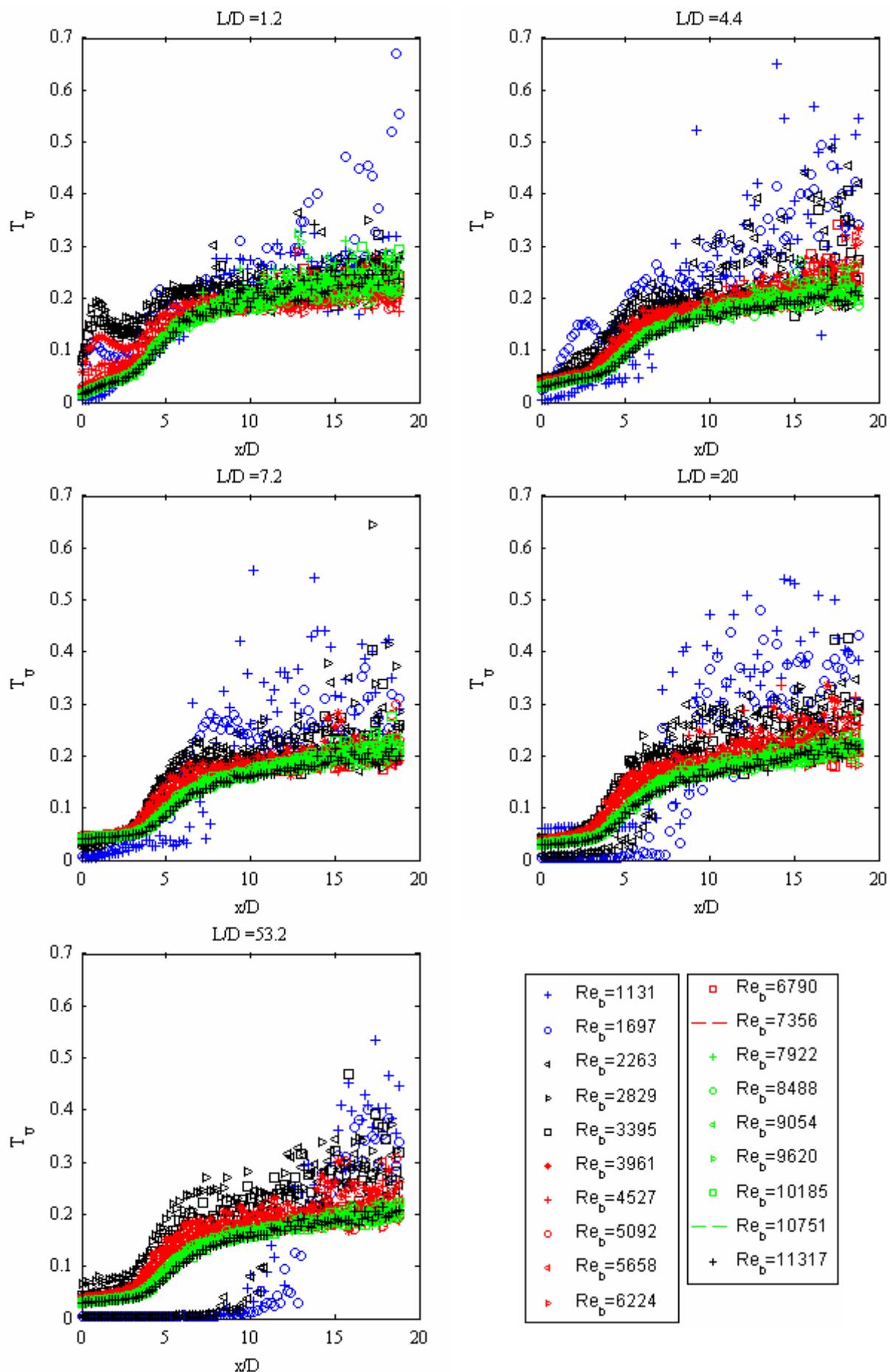


Figure 4.27 : Evolution longitudinale de l'intensité turbulente pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

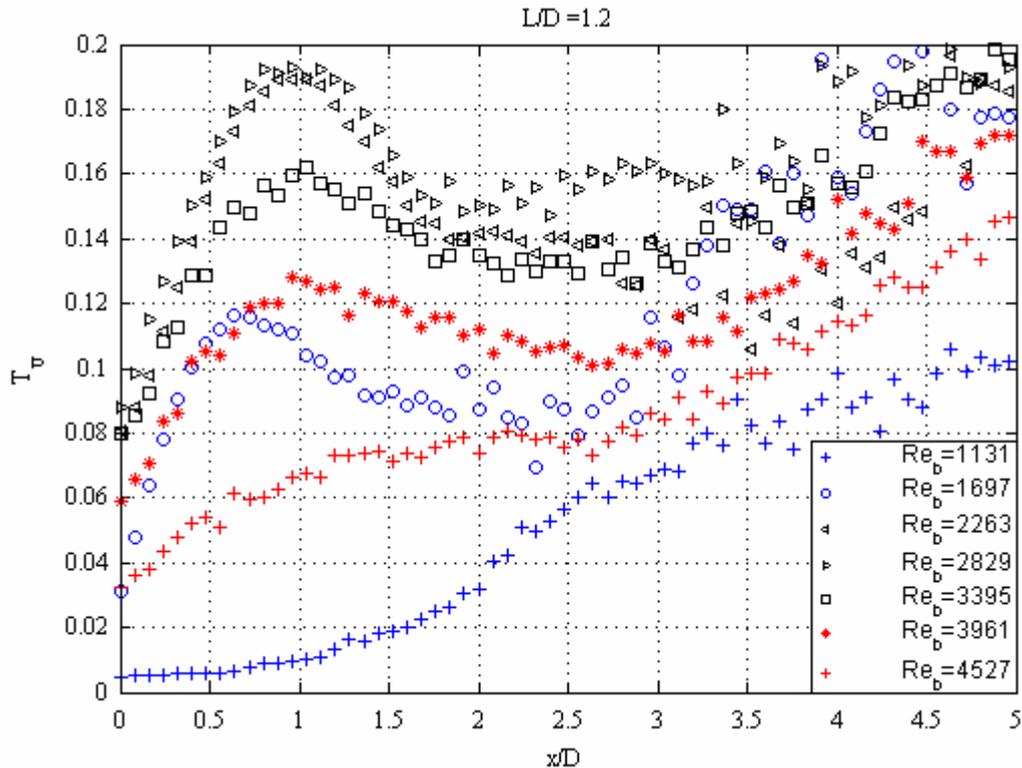


Figure 4.28 : Zoom de l'évolution de l'intensité turbulente dans le cas $L/D = 1.2$, pour $1132 \leq Re_b \leq 4527$.

est également bien plus en aval que pour notre cas d'étude : $x/D = 10$ (Todde *et al.* (2009)) contre $x/D = 8$. Ces écarts dans les positions laissent supposer que dans notre cas de figure, et dans la gamme de Reynolds $1132 < Re_b < 4527$, l'évolution des tourbillons, de leur formation jusqu'à leur éclatement se fait sur une distance plus courte.

En ce qui concerne la divergence dans l'évolution en fonction du nombre de Reynolds, il apparaît d'après la figure 4.13, qu'à partir de $Re_b = 2258$ la couche limite s'épaissit avec le nombre de Reynolds, en passant de $\delta_{95} = 0.1D$ à $\delta_{95} = 0.2D$, alors que dans le cas de Todde *et al.* (2009) elle est maintenue constante à $0.1D$. Cette augmentation de l'épaisseur de couche limite ajoutée au haut niveau de turbulence rend dès lors plus difficile sa perturbation et la création de structures tourbillonnaires cohérentes, conduisant à partir de $Re_b = 4527$, à une évolution de l'intensité turbulente T_U comparable à celles observées pour les rapports L/D supérieurs.

C. Facteur de dissymétrie et d'aplatissement

L'évolution des facteurs de dissymétrie et d'aplatissement sont représentés respectivement en figure 4.29 et 4.30.

On note d'une manière générale que le rapport $L/D = 1.2$ présente en sortie immédiate de la géométrie un facteur de dissymétrie $S_U \approx 0$ là où les autres rapports L/D affichent un facteur $S_U \approx -0.5$, traduisant de fait le caractère gaussien de la distribution de vitesse dans le cas du rapport $L/D = 1.2$.

Pour l'ensemble des rapports L/D , l'éloignement de la sortie provoque un écartement des facteurs de dissymétrie S_U et d'aplatissement F_U des valeurs $S_U = 0$ et $F_U = 3$. Cette divergence traduit le développement des couches limites et de larges structures en périphérie de l'écoulement jusqu'à leur fusion matérialisée par les pics de ces facteurs. En s'éloignant au-delà de ce pic les valeurs de ces deux facteurs tendent de manière asymptotique vers des valeurs $S_U \approx 0$ et $F_U \approx 3$, traduisant l'évolution du jet vers un comportement auto-similaire. A la différence de l'évolution en proche paroi, il est plus difficile de distinguer les rapports $L/D \geq 4.4$ des uns des autres au travers de ces facteurs.

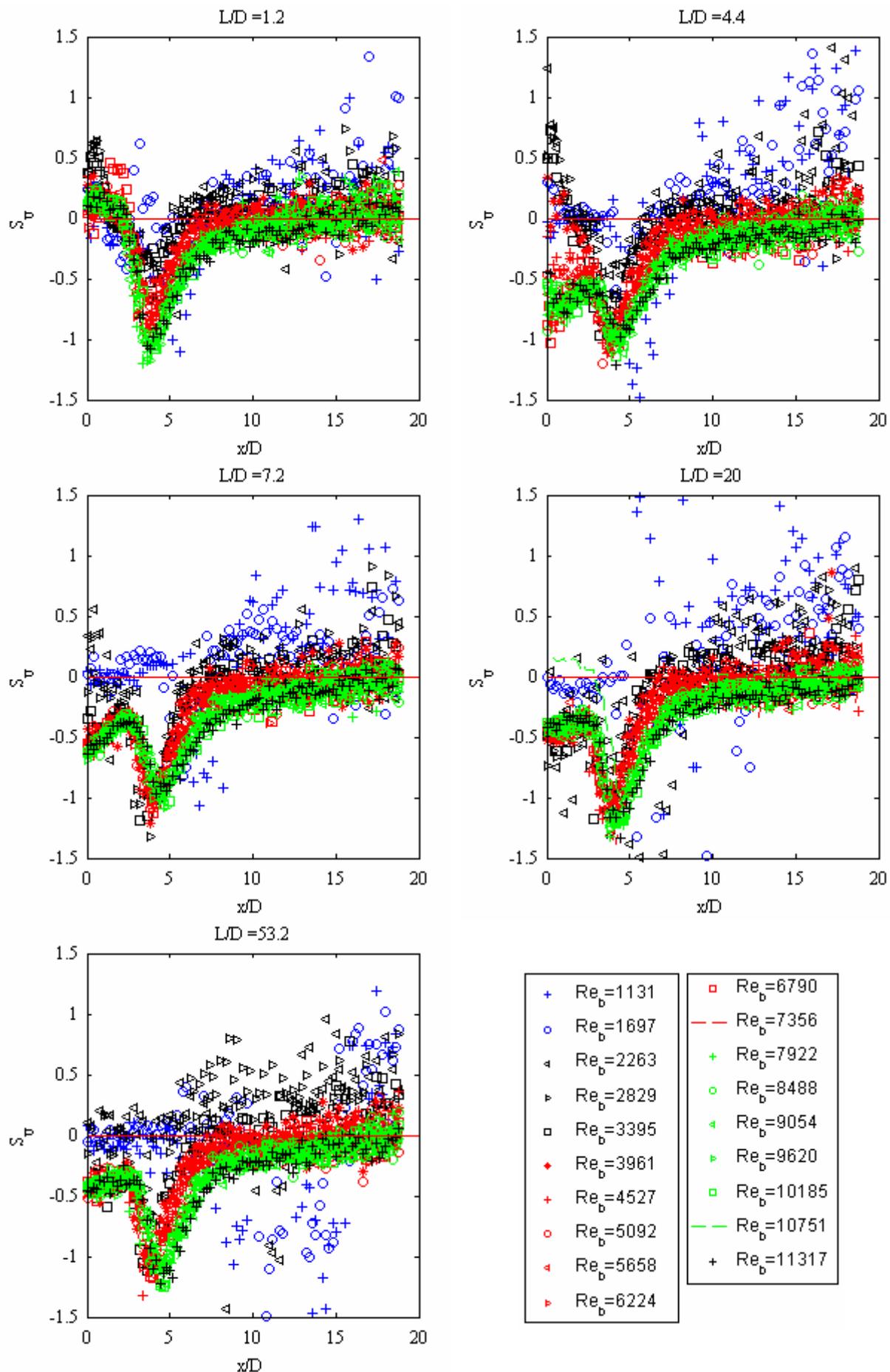


Figure 4.29 : Evolution du facteur de dissymétrie S_U pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, et $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

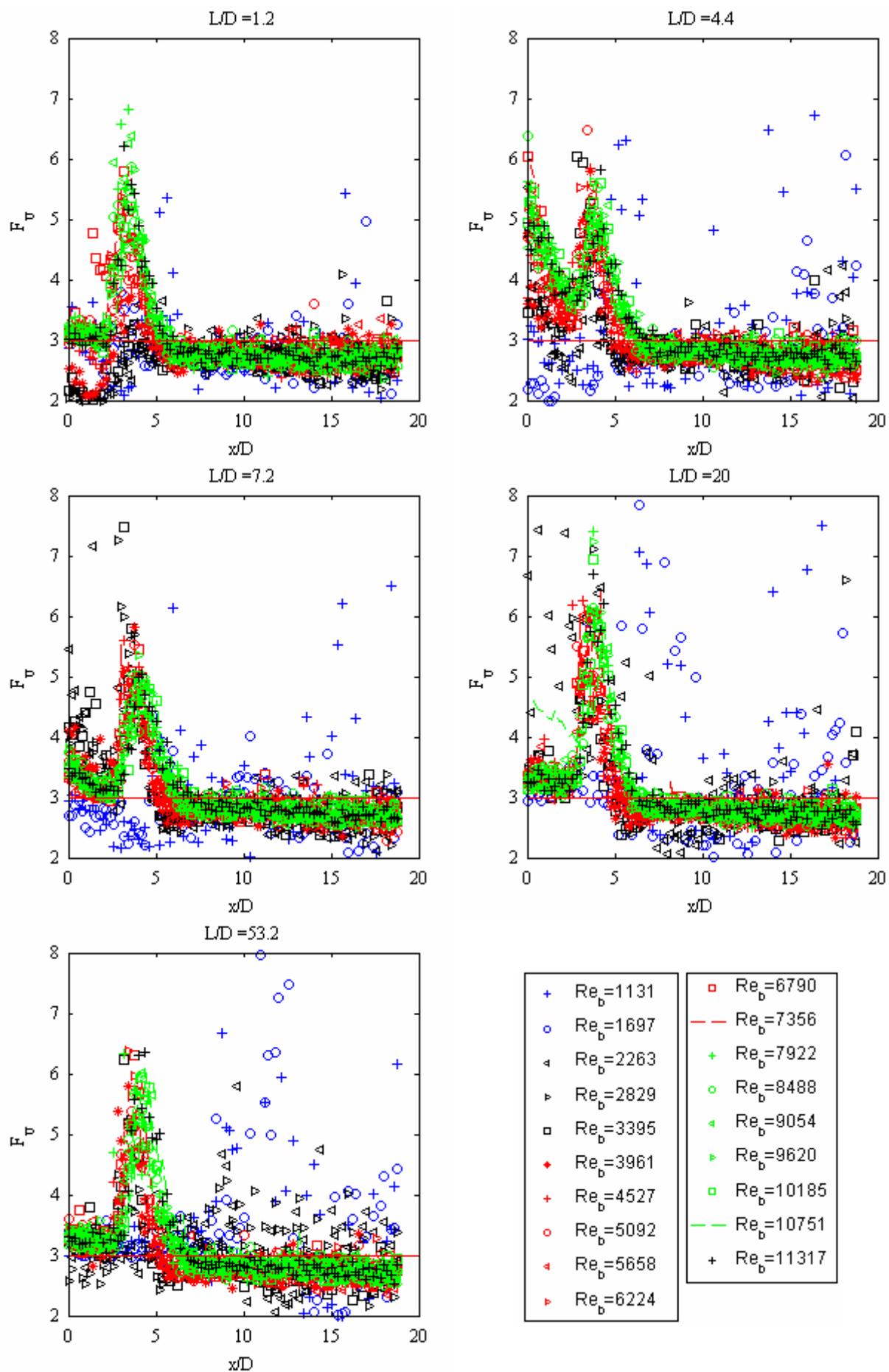


Figure 4.30 : Evolution du facteur d'aplatissement F_U pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, et $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20, 53.2\}$.

4.2.3 Conclusion

Dans cette première partie, on a étudié l'évolution d'un écoulement soumis à une géométrie couplant un réducteur avec un tube de longueur variable compris entre $L/D = 1.2$ et $L/D = 53.2$. La gamme de Reynolds s'échelonne de $1132 < Re_b < 11320$. Cette étude a montré une double dépendance du profil de vitesse moyenne vis-à-vis du rapport L/D et du nombre de Reynolds. 3 types de modèles de profils de vitesse ont été testés : profil de Poiseuille, profil en puissance, profil dit en chapeau au de forme. D'une manière générale, l'augmentation du nombre de Reynolds conduit à l'établissement de profils de vitesse en puissance pour des rapports $L/D \geq 4.4$. En revanche, pour le rapport $L/D = 1.2$ on assiste à l'établissement d'un profil trapézoïdale dont il apparaît qu'une modélisation est possible.

De façon analogue, les profils turbulents exhibent également cette double dépendance. Il apparaît cependant que l'augmentation du nombre de Reynolds conduit pour l'ensemble des rapports L/D étudiés à une diminution de l'intensité turbulente.

La forme des profils de vitesse moyenne à la sortie de la géométrie émettrice est étudiée au travers de la couche limite. Dans un premier temps, l'étude des épaisseurs de couche limite montre un écart important entre le rapport $L/D = 1.2$ et les rapports L/D supérieurs. Cette singularité du rapport $L/D = 1.2$ se retrouve dans l'étude en proche paroi. Les profils de vitesse révèlent un renforcement du sillage pour les Reynolds les plus élevés. Cette singularité se poursuit au travers de l'étude des ordres supérieurs, où il apparaît que le facteur de dissymétrie et d'aplatissement atteignent à une distance de $y_1^+ = 150$ $S_U = -1.5$ et $F_U = 8$. Ces fortes valeurs laissant supposer que l'on assiste à des transferts de quantité de mouvement depuis la périphérie de l'écoulement vers le centre.

Cette différence de comportement du rapport $L/D = 1.2$ est également perçue dans l'étude longitudinale du champ de vitesse, en particulier dans la région comprise entre $0 < x/D < 5$, où l'évolution longitudinale de la vitesse pour ce rapport se décompose en 2 phases : une diminution suivie d'un « plateau de vitesse ». Cette diminution est d'autant plus marquée que le nombre de Reynolds Re_b est faible. La particularité de ce résultat nous rapproche de l'étude de Todde *et al.* (2009), nous poussant à invoquer la génération de tourbillons périphériques. Ce comportement est en revanche absent des autres rapports L/D , où l'on observe de manière générale une diminution continue.

En ce qui concerne le cœur potentiel, si l'on excepte les valeurs obtenues à faible Reynolds, il apparaît qu'à partir de $Re_b = 4527$ l'évolution de l'extension de cette partie du jet ne montre pas de forte variation vis-à-vis du rapport L/D et montre une augmentation

constante en fonction du nombre de Reynolds Re_b . Ce résultat nous rapproche de modèles d'évolution du cœur potentiel établis pour des nombres de Reynolds $Re_b > 10^4$. L'hypothèse d'un niveau de turbulence modéré en sortie de notre dispositif résultant des conditions d'entrée géométrie est avancée pour expliquer ce comportement.

L'étude des paramètres du modèle de jet; le coefficient de décroissance K et l'origine virtuelle x_0 , ne montrent pas de différences notoires en fonction du rapport L/D . On constate une évolution généralisée vers une valeur asymptotique.

En revanche, l'étude de l'évolution de l'intensité turbulente T_U fait de nouveau apparaître l'impact du rapport L/D en particulier pour des Reynolds $1132 \leq Re_b \leq 4527$ et nous amène une fois de plus à supposer que dans cette gamme de Reynolds et pour ce rapport $L/D = 1.2$ l'on se retrouve confronté à une génération de tourbillons.

De ces constatations on en tire comme résultats originaux que, dans le cadre de l'utilisation de modèles mécaniques, la réduction du rapport L/D à de faibles valeurs, couplée à une forte réduction avec angles droits :

1. modifie sévèrement la forme de profils initiaux de vitesse, résultant du faible développement de l'épaisseur de couche limite.
2. engendre des fortes valeurs du facteur d'aplatissement (Flatness) et de dissymétrie (Skweness), laissant supposer le transfert de quantité de mouvement de la périphérie de l'écoulement vers le centre du jet.
3. entraîne à faible Reynolds une évolution de la vitesse comparable à celle d'un jet excité acoustiquement.
4. provoque un éloignement du cœur potentiel avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

4.3 Géométrie n°2 : Couplage convergent - divergent - tube

Dans cette deuxième partie, il est envisagé de remplacer la chambre de conditionnement, par un convergent - divergent. Cette sous partie se voulant être un complément à l'étude proposée par Van Hirtum *et al.* (2009), les rapports L/D choisis seront ceux de cette étude, soit $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20\}$. Le champ de vitesse étant mesuré à une fréquence d'échantillonnage $F_e = 1000$ Hz durant une durée $T_e = 2$ s à partir d'un film chaud calibré à partir de la technique de calibration annexe, la gamme de Reynolds sera également restreinte à $6791 \leq Re_b \leq 9154$. On limitera notre étude à l'influence d'une telle géométrie sur l'étude de la vitesse centrale et l'intensité turbulente, avec au final la proposition d'un modèle simple permettant d'estimer l'évolution de la vitesse moyenne centrale suivant la configuration choisie.

4.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est identique à celui décrit au paragraphe 3.22 et représenté par la figure 3.18. La chambre de conditionnement permettant la contraction brutale de l'écoulement est donc supprimée et, remplacée par un convergent - divergent. Les principales caractéristiques de cette nouvelle géométrie ainsi que les conditions de mesure sont rappelées au travers de la figure 4.31 et des tableaux 4.5 et 4.6. Une photo illustrative, définissant certaines grandeurs supplémentaires utilisées spécifiquement pour cette partie, est également proposée en figure 4.32.

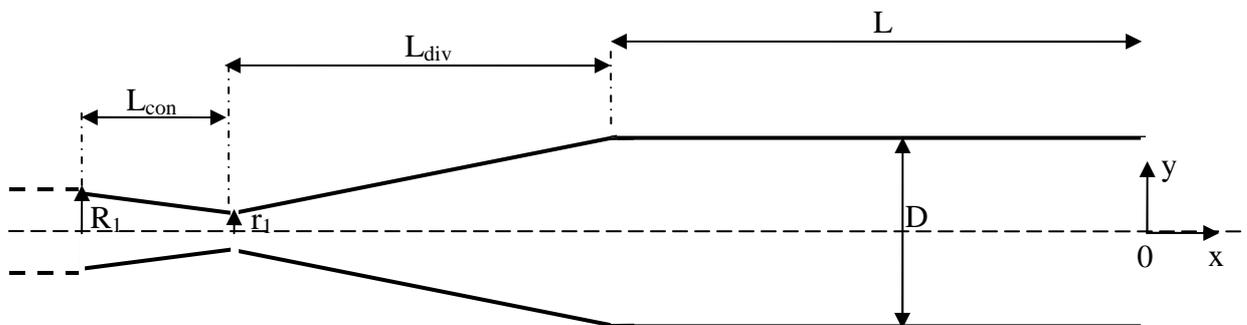


Figure 4.31 : Vue schématique de la géométrie n°2.

4.3.2 Vitesse centrale initiale

Les expériences ont été menées pour différentes vitesses moyennes initiales centrales \bar{U}_0 comprises entre $3 < \bar{U}_0 < 9 \text{ m.s}^{-1}$. Ces vitesses initiales \bar{U}_0 ont été obtenues à partir de 5 débits standards mesurés Q_{mesur} correspondants à une gamme de Reynolds Re_b compris $6790 < Re_b < 9100$. Les nombres de Reynolds Re_0 , où $Re_0 = \frac{\bar{U}_0 \times D}{\nu}$ initiaux sont eux compris entre $5300 < Re_0 < 14100$. L'ensemble de ces conditions initiales est résumé dans le Tableau 4.7 pour chacune des longueurs de tube envisagées. D'une manière générale l'influence du rapport L/D sur la vitesse moyenne initiale \bar{U}_0 pour une vitesse moyennée sur la surface U_b donnée est perçue. Ainsi pour les rapports $L/D = \{4.4, 7.2, 20\}$, la vitesse moyenne initiale \bar{U}_0 augmente due au développement de l'écoulement dans le tube suivant le développement décrit par la solution de Baisius. D'un autre côté, pour le plus faible rapport $L/D = 1.2$, la vitesse initiale centrale mesurée excède largement la vitesse moyenne U_b à la sortie. Cela laisse apparaître dans ce cas l'influence importante jouée par la présence de la constriction située en amont de la sortie du tube.

Angle du convergent (Deg)	14°
Rayon au col du convergent r_1 (m)	0.0025
Rayon du tuyau en amont du convergent R_1 (m)	0.005
Rayon du tuyau en aval du convergent $D/2$ (m)	0.0125
Distance de convergence L_{con} (m)	0.02
Angle du divergent (Deg)	22°
Distance de diffusion L_{div} (m)	0.05
L_{div}/r_1	20
$(D/2/r_1)^2 - 1$	24
Angle de sortie du tube	90°
Rapport L/D	1.2; 4.4; 7.2 ; 20

Tableau 4.5 : Résumé des caractéristiques de la géométrie n°2.

Temps de mesure à chaque position (s)	2
Fréquence d'échantillonnage (H_z)	1000
Pas longitudinal: Δx (m)	10^{-2}
Distance de mesure depuis la sortie du tube (x/D)	$0 < x/D < 20$

Tableau 4.6 : Résumé des conditions de mesures.

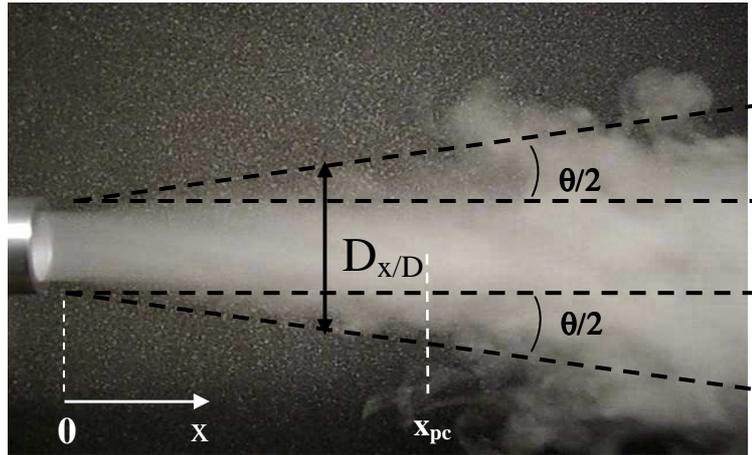


Figure 4.32 : Visualisation de l'écoulement du jet et ses caractéristiques : largeur du jet $D_{x/D}$ basé sur l'angle de développement du jet θ , x , fin cœur potentiel x_{pc} .

Q_{mesur} (l.min ⁻¹)	120	120	140	150	160
U_b (m.s ⁻¹)	4.1	4.5	4.7	5.1	5.5
Re_b	6791	7357	7922	8488	9054
L/D = 1.2					
\bar{U}_0 (m.s ⁻¹)	6.3	6.8	7.6	8.0	8.4
Re_0	10571	11252	12662	13379	14022
L/D = 4.4					
\bar{U}_0 (m.s ⁻¹)	3.2	3.4	3.8	4.1	4.3
Re_0	5310	5722	6334	6746	7223
L/D = 7.2					
\bar{U}_0 (m.s ⁻¹)	3.2	3.4	3.7	3.9	4.3
Re_0	5393	5739	6182	6546	7153
L/D = 20					
\bar{U}_0 (m.s ⁻¹)	4.2	4.4	4.9	5.3	5.6
Re_0	7039	7385	8195	8768	9361

Tableau 4.7 : Evolution de la vitesse centrale moyenne initiale \bar{U}_0 , du nombre de Reynolds initial Re_0 pour différents débit mesurés Q_{mesur} pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20\}$.

4.3.3 Caractérisation de la vitesse centrale

A. Vitesse centrale moyenne

La figure 4.33 illustre l'évolution typique du rapport $\frac{\bar{U}_0}{\bar{U}_c}$ pour tous les rapports de tubes étudiés. Il apparaît que similairement à la vitesse moyenne initiale \bar{U}_0 , la présence en amont du divergent influence très fortement le profil de la vitesse moyenne centrale. Pour les rapports $L/D = \{4.4, 7.2, 20\}$, si la région du cœur potentiel existe contrairement au rapport $L/D = 1.2$, son extension ainsi que la décroissance de la vitesse en aval de cette zone dépendent du rapport L/D . Pour le rapport $L/D = 1.2$, la vitesse décroît directement à la sortie du tube. On note néanmoins l'apparition d'une courte zone de croissance vers $x/D \approx 2$, avant que le processus de décroissance ne reprenne.

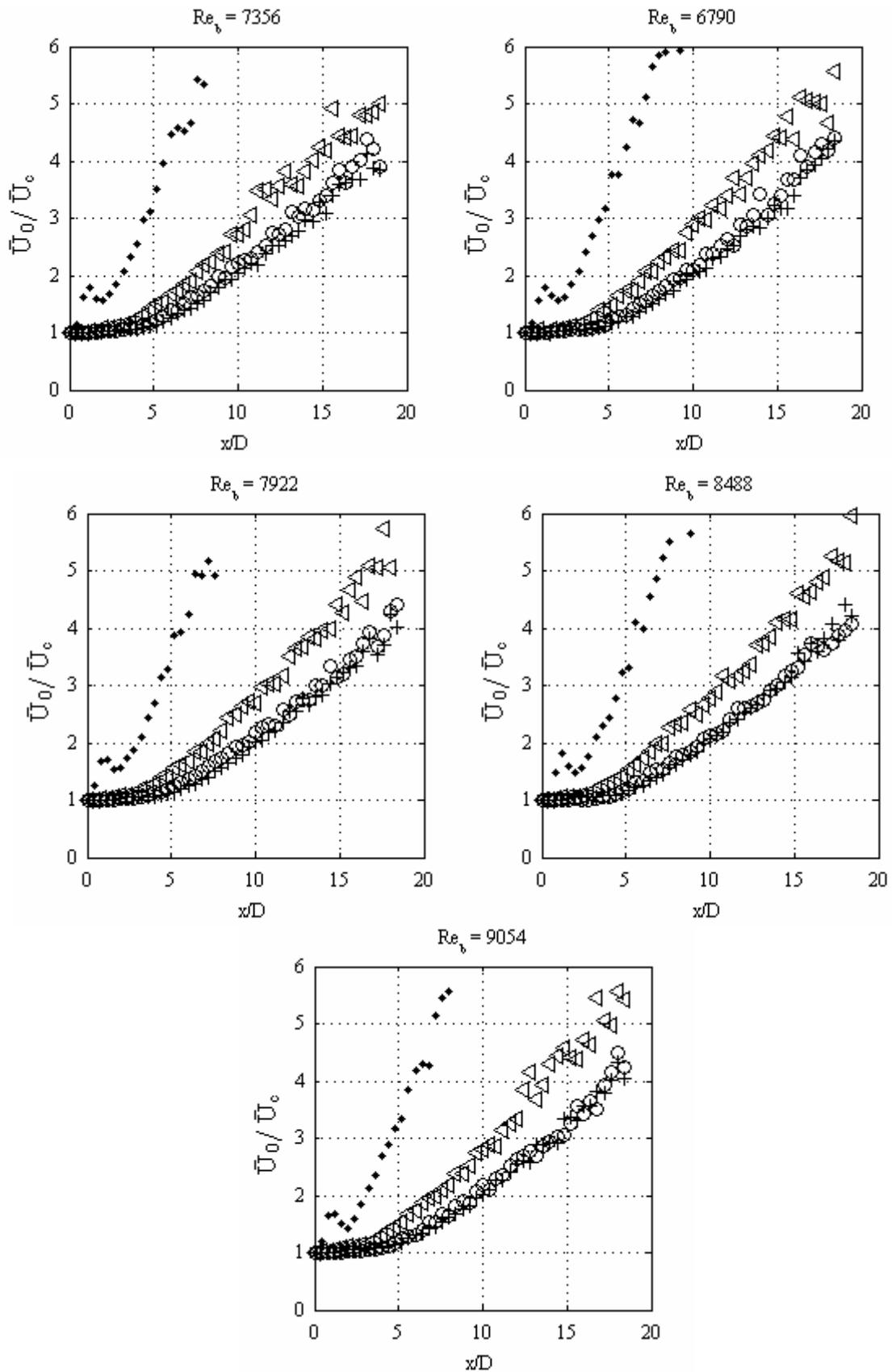


Figure 4.33 : Evolution de $\frac{\bar{U}_0}{\bar{U}_c}$ à différents nombres de Reynolds Re_b , pour $L/D = 1.2$

(●), $L/D = 4.4$ (◁), $L/D = 7.2$ (○), $L/D = 20$ (+).

B. Intensité turbulente

La figure 4.34 trace l'évolution du niveau de turbulence initiale $T_{U,0}$ en fonction du nombre de Reynolds Re_b . Alors que dans le cas réducteur – tube le niveau de l'intensité turbulente variait en fonction du nombre de Reynolds Re_b et du rapport L/D . Il apparaît très nettement que le remplacement par un convergent – divergent casse la dépendance vis-à-vis du nombre de Reynolds. Le niveau de turbulence initial n'apparaît être essentiellement fonction que de l'allongement du tube, et diminue avec l'augmentation du rapport L/D , passant d'environ 50 % pour $L/D = 1.2$ à 5 % pour $L/D = 20$.

Les répercussions sur l'évolution longitudinale de l'intensité turbulente sont représentées en figure 4.35. Pour $L/D = 20$ son évolution est analogue à la géométrie n°1 avec une segmentation en 3 phases. Une première avec un niveau d'intensité turbulente constant dans le cœur potentiel jusqu'à la fusion de la zone cisailée l'entourant, engendrant de fait une deuxième phase dans laquelle le niveau de l'intensité turbulente augmente rapidement, puis une troisième, où le niveau d'intensité turbulente tend vers une valeur asymptotique. Pour les rapports L/D 4.4 et 7.2, on ne retrouve pas la première phase, l'intensité turbulente diminue avant d'aborder la deuxième et troisième phase de l'évolution de l'intensité turbulente. Dans le cœur potentiel l'écoulement perd de son activité turbulente avant que le rapprochement des couches de mélange créé à partir des lèvres du tube ne se rencontre engendrant une augmentation de l'intensité turbulente. Cette évolution dans le cœur potentiel de l'intensité turbulente traduit le fait que l'écoulement n'est pas établi en sortie de buse.

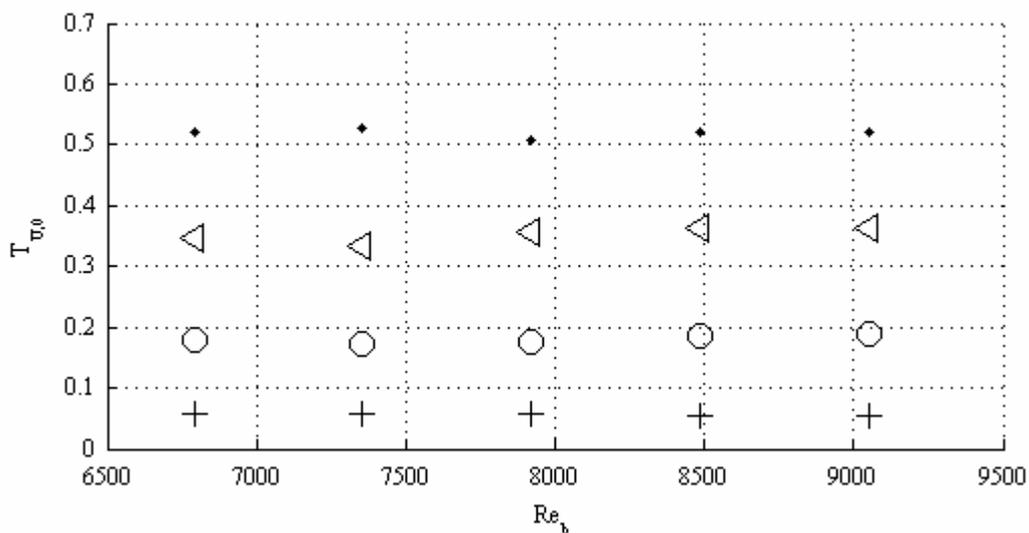


Figure 4.34 : Evolution longitudinale de l'intensité turbulente initiales $T_{U,0}$ à différents nombres de Reynolds Re_b , pour $L/D = 1.2$ (●), $L/D = 4.4$ (◁), $L/D = 7.2$ (○), $L/D = 20$ (+).

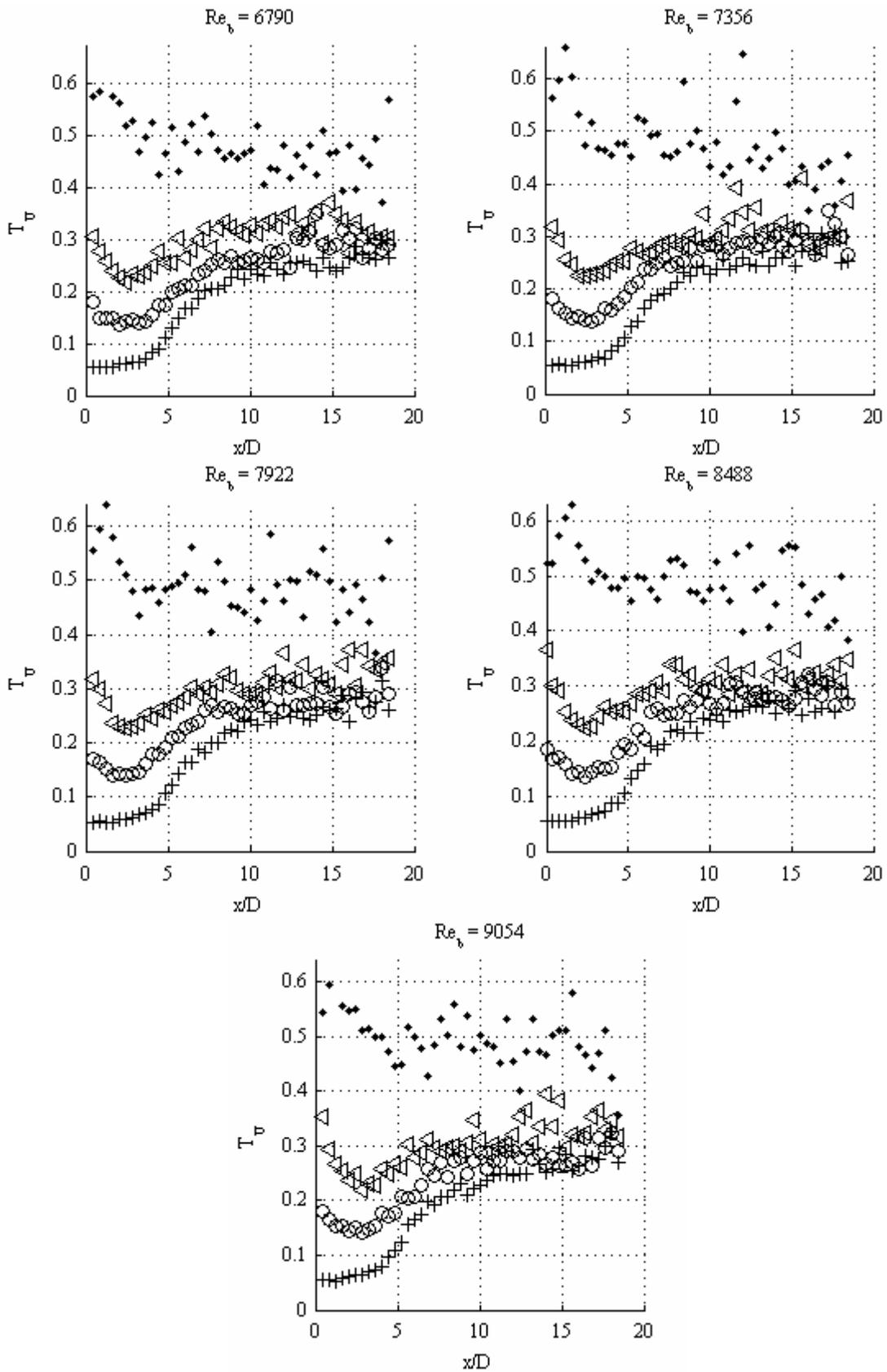


Figure 4.35 : Evolution longitudinale de l'intensité turbulente à différents nombres de Reynolds Re_b , $L/D = 1.2$ (●), $L/D = 4.4$ (◄), $L/D = 7.2$ (○), $L/D = 20$ (+).

4.3.4 Caractérisation de la décroissance de la vitesse centrale moyenne

- **Coefficient de décroissance**

Le coefficient de décroissance de la vitesse est calculé de façon analogue à la section 4.2.2.2. L'intervalle de régression pour estimer la constante de régression $K(\bar{U}_0)$ et l'origine virtuelle x_0 est $10 < x/D < 18$. L'ensemble des valeurs obtenues pour $K(\bar{U}_0)$ et x_0 sont résumées en Tableau 4.8. Pour chaque rapport L/D , les ordres de grandeurs trouvés pour les hautes valeurs de vitesse initiale \bar{U}_0 ainsi que leur diminution associée avec la décroissance de \bar{U}_0 sont en accord avec les valeurs reportés par Mallström *et al.* (1997). Les valeurs de $K(\bar{U}_0)$ se retrouvent par conséquent inférieures à celles trouvées pour des nombres de Reynolds élevés lors de travaux antérieurs.

On observe également une diminution des valeurs estimées de $K(\bar{U}_0)$ avec le rapport L/D . Pour des conditions initiales d'écoulement données en sortie de tube comme décrites en section 4.3.3, les différences supplémentaires pour les différentes longueurs peuvent trouver leur origine dans les changements de profils initiaux de vitesse et/ou dans le niveau d'intensité turbulente à la sortie du tube. A partir du tableau 4.7, il apparaît que le rapport $\frac{\bar{U}_0}{U_b}$ conduit en moyenne à 1, 0.8, 0.8 et 3.4 pour respectivement $L/D = 20, 7.2, 4.4$

et 1.2. L'obtention du même rapport $\frac{\bar{U}_0}{U_b}$ pour $L/D = 7.2$ et 4.4 , indique une similitude

dans les profils initiaux de vitesse. Néanmoins, les valeurs de K correspondants à ces deux rapports de longueurs ne coïncident pas au contraire des valeurs trouvées entre $L/D = 20$ et 7.2 qui sont très proches. L'écart de valeurs obtenu semble trouver son origine dans la différence de niveau d'intensité turbulente initiale $T_{U,0}$. Sous ce constat, on peut émettre l'hypothèse d'après les données, que pour des niveaux de turbulence initiaux $T_{U,0}$ inférieurs à 20 %, il reste opportun de corrélérer les valeurs de K à la vitesse initiale \bar{U}_0 comme proposé par Mallström *et al.* (1997), et exprimer la variation de vitesse par l'eq. (2.20) sans tenir compte du rapport L/D . Néanmoins, cette corrélation ne semble plus pertinente pour les hauts niveaux de turbulence initiaux $T_{U,0}$ obtenus par la décroissance du rapport L/D . Par conséquent une autre expression est recherchée.

Le rapport $\frac{\bar{U}_0}{U_b}$ nous permet de corrélérer la décroissance de la vitesse initiale moyenne à la vitesse U_b . A partir de (2.20) une expression pour $\frac{\bar{U}_b}{\bar{U}_c}$ est ainsi facilement obtenue en introduisant une nouvelle constance de décroissance K_1 , telle que $K_1 = \frac{\bar{U}_0 K}{\bar{U}_b}$. L'évolution comparée de $K(\bar{U}_0)$ et $K_1(\bar{U}_b)$ sont représentées en figure 4.36. On note que $K_1(U_b)$ ne présente pas d'affinité entre les différents rapports L/D en particulier lorsque $L/D > 7$, contrairement à $K(\bar{U}_0)$.

Au vue des résultats obtenus pour l'intensité turbulente initiale, il semble néanmoins intéressant de corrélérer les constantes K et K_1 aux intensités turbulentes initiales $T_{U,0}$. L'évolution de ces constantes en fonction de ce paramètre, $K(T_{U,0})$ et $K_1(T_{U,0})$ sont représentées en figure 4.37, avec la mise en relief des niveaux de turbulence correspondants aux différents rapports L/D . Les valeurs asymptotiques estimées $K_1(T_{U,0})$ montre en première approximation une décroissance linéaire avec l'intensité turbulente initiale $T_{U,0}$.

Re_b	6790	7356	7922	8488	9054
L/D = 1.2					
x_0	0.02	0.02	0.03	0.02	0.03
$K(\bar{U}_0)$	1.3	1.4	1.2	1.2	1.3
L/D = 4.4					
x_0	0.02	0.01	0.02	0.02	0.02
$K(\bar{U}_0)$	3.4	3.6	3.3	3.4	3.3
L/D = 7.2					
x_0	0.04	0.02	0.02	0.02	0.02
$K(\bar{U}_0)$	4	4.2	4.4	4.5	4.3
L/D = 20					
x_0	0.05	0.03	0.04	0.04	0.04
$K(\bar{U}_0)$	4.2	4.4	4.4	4.1	4.2

Tableau 4.8 : Evolution de l'origine virtuelle x_0 et de la constante de décroissance de la vitesse $K(\bar{U}_0)$ à différents nombres de Reynolds Re_b pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20\}$.

Cela implique que corrélérer les constantes à U_b , plutôt qu'à \bar{U}_0 a l'avantage d'établir une relation linéaire entre le rapport L/D et le niveau d'intensité turbulence initiale $T_{U,0}$. Cela permet également de corriger l'incohérence apparue pour le plus petit rapport $L/D = 1.2$, où malgré une vitesse \bar{U}_0 élevée, le taux de décroissance $K(\bar{U}_0)$ apparaissait être très faible. En effet, la vitesse \bar{U}_0 obtenue dans ce cas dépend fortement du diamètre intérieur r_1 ainsi que les caractéristiques résultantes du jet. De fait, cela rend donc possible de modéliser le jet issu de ce faible rapport L/D .

Néanmoins, cette décroissance du coefficient K_1 se trouve être en contradiction avec certaines études antérieures (Russ and Strykowsky (1993), Xu and Antonia (2002), Mi *et al.* (2000)) où l'augmentation du niveau de turbulence se traduit par une augmentation du coefficient de décroissance de la vitesse. La présence en amont du convergent – divergent altère donc sévèrement le comportement du jet d'autant plus que L/D est diminué. Si l'on se réfère aux résultats obtenus par Boguslowski *et al.* (1999) étudiant le comportement d'un jet soumis à un courant de retour, il apparaît que l'augmentation de l'intensité du courant de retour amène à une diminution du coefficient K de décroissance de la vitesse. Les caractéristiques du divergent résumées en tableau 4.5 tendent à confirmer la présence d'un courant de retour, dû au décollement de l'écoulement le long des parois du divergent (Blevins (1984)). On peut supposer qu'en réduisant la longueur du tube, ce phénomène devient de plus en plus visible et le courant de retour est facilité, conduisant à un comportement similaire.

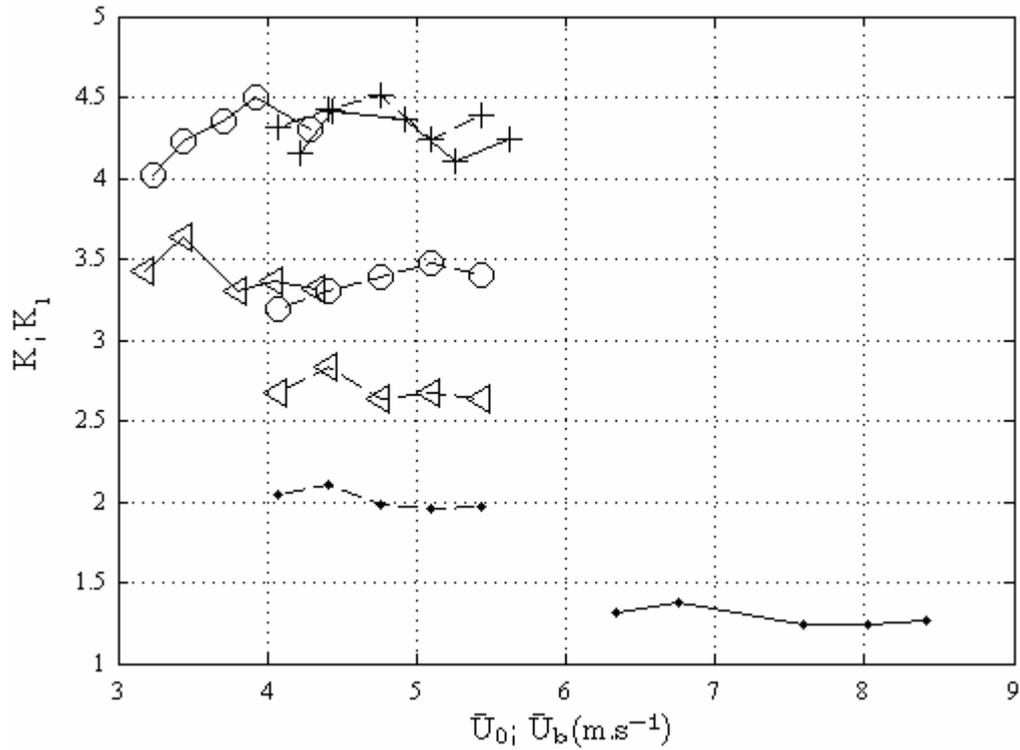


Figure 4.36 : Evolution de la constante de décroissance de la vitesse $K(\bar{U}_0)$ (ligne en trait fin - -) et $K_1(U_b)$ (ligne solide épaisse —) $L/D = 1.2$ (\bullet), $L/D = 4.4$ (\triangleleft), $L/D = 7.2$ (\circ), $L/D = 20$ ($+$).

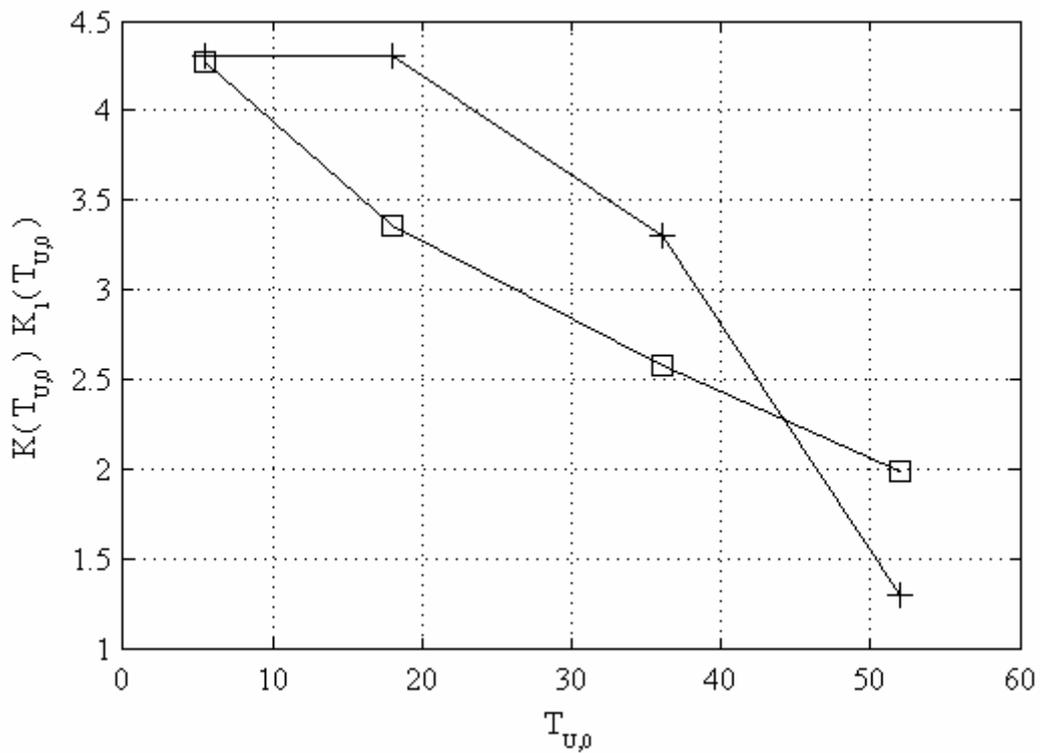


Figure 4.37 : Evolution de la constante de décroissance de la vitesse $K(T_{U,0})$ (\square) et $K_1(T_{U,0})$ ($+$) en fonction $T_{U,0}$.

- **Origine virtuelle**

En tableau 4.9, l'évolution de x_0 en fonction de la vitesse initial \bar{U}_0 est donnée pour tous les rapports L/D envisagés. On constate qu'à rapport L/D donné la position de l'origine virtuelle évolue très peu. La position évolue également très peu entre les rapports L/D .

Re_b	6790	7356	7922	8488	9054
$L/D = 1.2$					
x_0 (m)	0.02	0.02	0.03	0.02	0.03
\bar{U}_0 (m.s ⁻¹)	6.3	6.8	7.6	8.0	8.4
$L/D = 4.4$					
x_0 (m)	0.02	0.01	0.02	0.02	0.02
\bar{U}_0 (m.s ⁻¹)	3.2	3.4	3.8	4.1	4.3
$L/D = 7.2$					
x_0 (m)	0.04	0.02	0.02	0.02	0.02
\bar{U}_0 (m.s ⁻¹)	3.2	3.4	3.7	3.9	4.3
$L/D = 20$					
x_0 (m)	0.05	0.03	0.04	0.04	0.04
\bar{U}_0 (m.s ⁻¹)	4.2	4.4	4.9	5.3	5.6

Tableau 4.9: Evolution de l'origine virtuelle x_0 et de la vitesse centrale initiale \bar{U}_0 à différents nombres de Reynolds Re_b pour $L/D = \{1.2, 4.4, 7.2, 20\}$.

4.3.5 Caractérisation de l'allongement du cœur potentiel

Dans cette partie on cherche à déterminer l'extension du cœur potentiel, afin de modéliser l'évolution de la vitesse centrale moyenne entre autre. Sautet and Stepowski (1995) ont défini la fin du cœur potentiel x_{pc} comme l'intersection entre l'extrapolation de la portion auto-semblable de la décroissance de vitesse et la droite $\bar{U}_c = \bar{U}_0$. L'application directe de cette définition apparaît difficile puisqu'elle nécessite la connaissance *a priori* de l'évolution de la vitesse centrale. De plus, des erreurs de mesures même faibles où une *vena-contracta* pourraient causer $\bar{U}_c \geq \bar{U}_0$ avant la fin du cône potentiel.

Des remarques équivalentes peuvent être formulées pour des définitions se basant sur un seuil de vitesse telles que $\bar{U}_c (x = x_{pc}) \geq p \bar{U}_0$ avec p indiquant un pourcentage de \bar{U}_0 .

Si l'on retient quand même la définition $\bar{U}_c (x = x_{pc}) \geq \bar{U}_0$ au modèle de décroissance de la vitesse (voir éq. (2.20)) on aboutit à l'expression suivante pour x_{pc} :

$$\frac{(x_{pc} - x_0)}{D} = K \quad (4.10)$$

On se retrouve une nouvelle fois dans l'obligation de déterminer le cœur potentiel à partir de constantes de décroissance K et d'origines virtuelles x_0 connus. Pour éviter le manque de robustesse et la connaissance *a priori* de l'origine virtuelle x_0 , une estimation du cœur potentiel x_{pc} est recherchée basée sur la relation

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{(0.5 \ln 2)^{1/2}}{K_2} \quad (4.11)$$

où θ correspond à l'angle total de dispersion du jet, et K_2 un coefficient de décroissance de la vitesse centrale. L'éq. (4.11) (Mallström *et al.* (1997)) se base sous l'hypothèse d'un jet avec un profil de vitesse transversal Gaussien ainsi qu'un moment longitudinal constant.

Nous calculons également un nombre de Reynolds local $Re_{x/D}$ tel que :

$$Re_{x/D} = \frac{\bar{U}_c(x) \times D_{x/D}(x)}{\nu} \quad (4.12)$$

où, $D_{x/D}(x)$ représente la largeur locale du jet. Cette largeur locale du jet $D_{x/D}(x)$ est estimée facilement à partir de l'angle de dispersion du jet θ d'après l'éq.(4.11), *i.e.* $D_{x/D}(x) = 2x \tan(\frac{\theta}{2}) + D$, avec l'origine x prise à la sortie du tube. Il est à noter que la valeur de l'angle θ détermine également la valeur de la constante de décroissance K_2 dans l'éq. (4.11). L'évolution du nombre de Reynolds local $Re_{x/D}$ obtenue est représentée en figure 4.38. De part son évolution, la vitesse \bar{U}_c provoque l'apparition d'une valeur maximale pour $Re_{x/D}$, *i.e.* $\max(Re_{x/D})$ à $x = x_{\max}$. La position exacte de x_{\max} dépend de la valeur de l'angle de diffusion θ . Ainsi, une augmentation de l'angle θ se traduit par un déplacement en amont de x_{\max} indépendamment de Re_0 et L/D . Les maximum locaux obtenus avec un angle total de diffusion de $\theta = 4.5^\circ$, *i.e.* $K_2 = 14$ à partir de l'éq. (4.12), apparaissent correspondre à la position du cœur potentiel pour tous les Reynolds Re_b et rapports L/D envisagés. Ceci est illustré par la figure 4.39, où la position de x_{\max} est comparée avec celle du cœur potentiel déterminé par un critère de seuil $\bar{U}_c(x = x_{pc}) \geq 0.95 \bar{U}_0$. Les deux estimations montrent une bonne correspondance générale d'environ 2 fois le déplacement, *i.e.* $\Delta x/D = 0.4$. Comme attendu, l'extension du cœur potentiel augmente avec le rapport L/D et décroît faiblement avec l'augmentation du nombre de Reynolds Re_b en accord avec la diminution de l'intensité turbulente de l'écoulement quand la vitesse décroît. Le recours à ce critère prévient également comme pour le critère de seuil, les sauts de x_{pc} pour des hauts nombres de Reynolds Re_b (*i.e.* > 8000) et de rapports L/D , ainsi que l'absence de cœur potentiel, *i.e.* $x_{pc} = 0$, dans le cas d'écoulement turbulent de sortie. Par conséquent, les valeurs de x_{\max} obtenues avec un angle total de diffusion $\theta = 4.5^\circ$ fournit un critère alternatif pour estimer le cœur potentiel, tout du moins dans la gamme de Reynolds Re_b et rapports L/D envisagés. Les valeurs asymptotiques moyennées de x_{pc} en fonction de L/D sont résumées en Tableau 4.10.

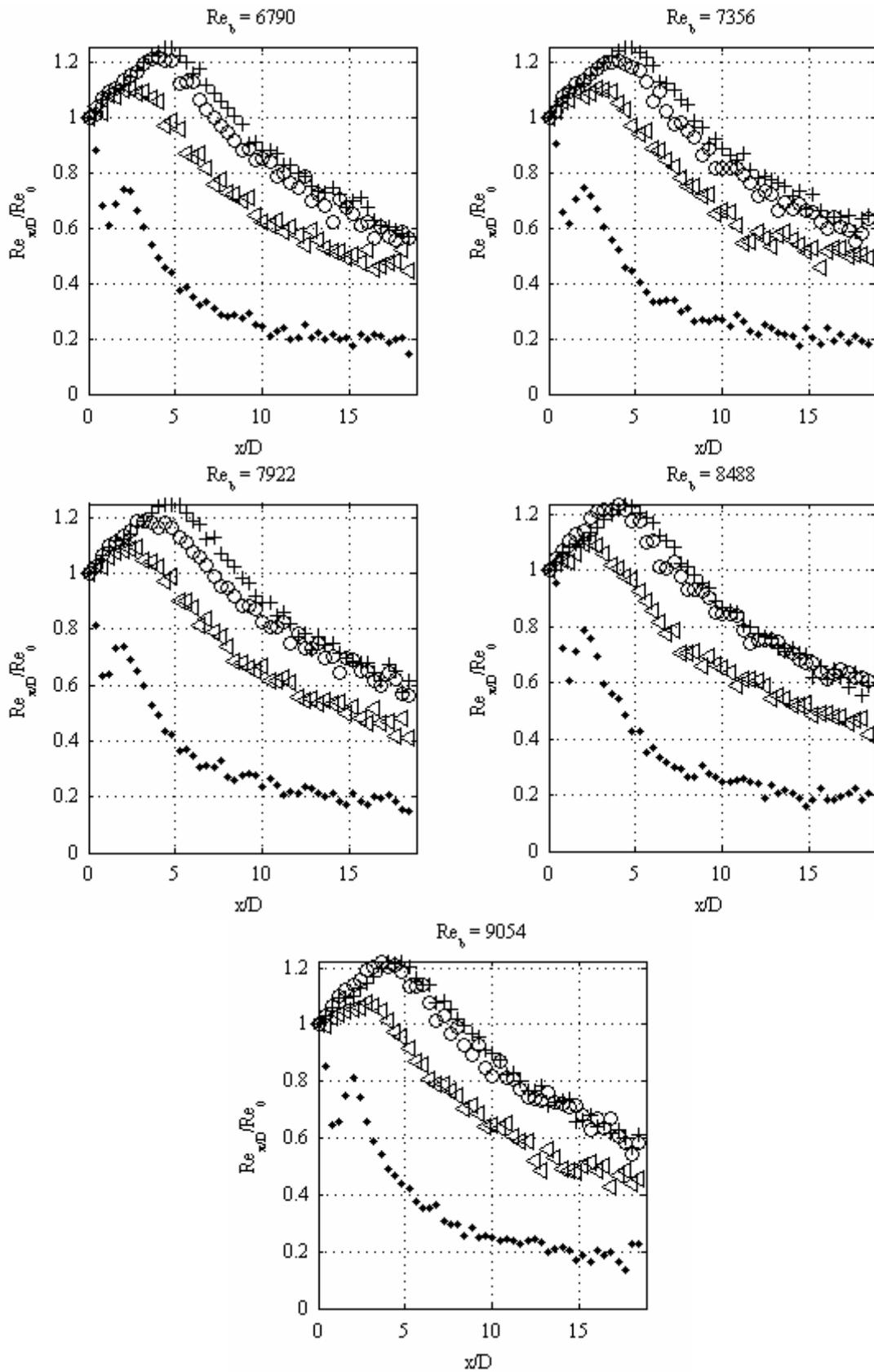


Figure 4.38 : Evolution du rapport $Re_{x/D}/Re_0$ pour $L/D = 1.2$ (●), $L/D = 4.4$ (◄), $L/D = 7.2$ (○), $L/D = 20$ (+).

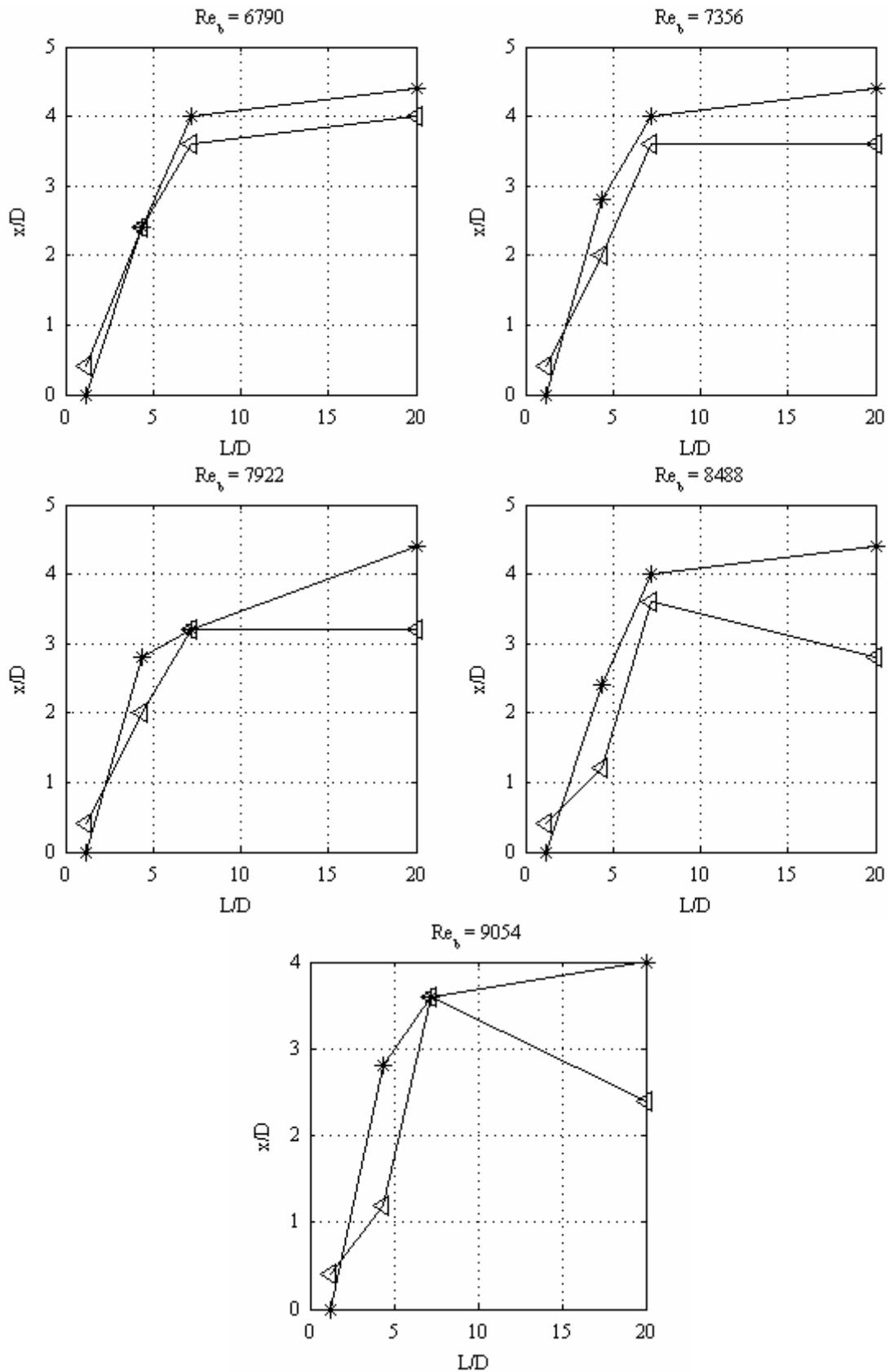


Figure 4.39 : Comparaison de la position estimée de la fin du coeur potentiel x_{pc} , donné par le critère Re_{max} (*) et $0.95U_0$ (\triangleleft).

L/D	1.2	4.4	7.2	20
x_{pc}/D	0	2.8	3.8	4.4
K	1.3	3.2	4	4

Tableau 4.10: Evolution du rapport entre l'abscisse du cœur potentiel et le diamètre de sortie du tube et la constante de décroissance de la vitesse pour les constantes de décroissance K pour L/D =1.2, 4.4, 7.2, 20.

4.3.6 Modélisation de la vitesse centrale moyenne

Dans cette partie on cherche à modéliser l'évolution de la vitesse centrale $\bar{U}_c(x)$ pour une vitesse de sortie \bar{U}_0 et un rapport L/D connus à partir des quantités caractérisées dans les sections précédentes.

Les positions de la fin du cœur potentiel $x_{pc}(L/D)$ données en Table 4.10 sont appliquées. On suppose également que la vitesse centrale dans la région du cœur potentiel est égale à \bar{U}_0 . Pour $x > x_{pc}$ la décroissance de la vitesse le long de l'axe central est modélisée par l'éq. (2.20). Les constantes de décroissance asymptotiques $K(L/D)$, résumées en Table 4.10, sont également appliquées, et l'origine virtuelle est déduite à partir de l'éq. (4.10), soit $x_0 = x_{pc} - KD$.

Les résultats obtenus sont illustrés en figure 4.40. Malgré la simplicité du modèle, l'erreur globale est inférieure à 10%, pour tous les rapports L/D et Re_b envisagés.

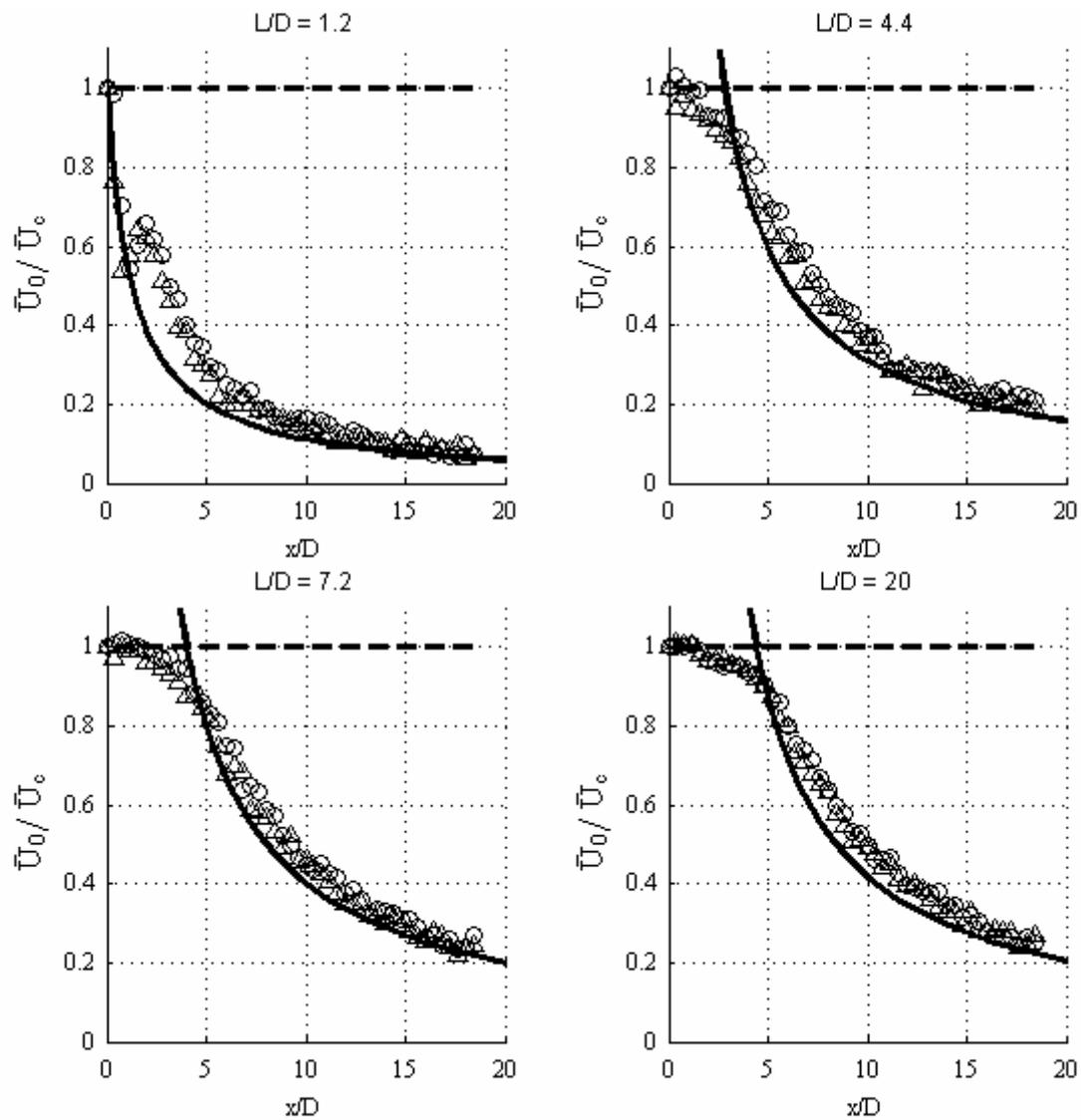


Figure 4.40 : Comparaison de l'évolution de la vitesse centrale normalisée $\frac{\bar{U}_0}{\bar{U}_c}$ (données $\circ \triangle$) à $Re_b = 7922$ pour $L/D = 1.2, 4.4, 7.2$ et 20 avec $\frac{\bar{U}_0}{\bar{U}_c} = 1$ (ligne tirée - -) et le modèle de jet (ligne solide —).

4.3.7 Conclusion

L'évolution de la vitesse centrale d'un jet axisymétrique issu d'un couplage convergent-divergent-tube a été étudiée expérimentalement. Il a été considéré des tubes de faibles rapports longueur sur diamètre, $1.2 < L/D < 20$ et pour des nombres de Reynolds $6000 < Re_b < 10000$. Les conclusions suivantes ont été faites pour la gamme de Reynolds envisagée:

1. La décroissance de l'extension du tube augmente la vitesse centrale moyenne ainsi que le niveau d'intensité turbulente du à la présence du divergent en amont. La décroissance de l'extension du tube conduit également à une diminution du cœur potentiel. De plus, un critère 'ad-hoc' dépendant du rapport L/D a été proposé pour déterminer la fin du cœur potentiel x_{pc} . Ce critère suppose un angle fixe de diffusion à la sortie du tube, *i.e.* $\theta = 4.5^\circ$. Le nombre de Reynolds maximum le long de l'axe central correspond à la fin du coeur potentiel pour toutes les conditions d'écoulement supposées.
2. La constante de décroissance $K(U_0)$ diminue avec la longueur du tube montrant que \bar{U}_0 n'est pas une variable de similitude pour l'écoulement ainsi que les configurations géométriques étudiées dans le cas de niveau de turbulence $T_{U,0} > 20\%$. On a proposé d'exprimer cette décroissance comme une fonction de la vitesse moyenne (Van Hirtum *et al.* (2009)). De fait, une relation linéaire avec le niveau de turbulence est extraite. Cette relation devrait être validée pour des rapports L/D ainsi que des niveaux de turbulence additionnels.
3. Les observations précédentes sont appliquées dans le but de proposer un modèle 'ad-hoc' pour la vitesse moyenne centrale à la sortie du tube. Les valeurs asymptotiques empiriques sont appliquées. La vitesse est supposée constante dans la région du cœur potentiel. En aval, l'équation classique de décroissance de la vitesse en $1/x$ est appliquée en utilisant les coefficients de décroissance observés. Cela s'est traduit par une précision moyenne de 10% par le modèle pour toutes les conditions géométriques ainsi que les conditions d'écoulement initiales. Par conséquent, une bonne estimation de la vitesse centrale est obtenue avec un modèle simple requérant \bar{U}_0 et L/D comme quantités connues ainsi que les valeurs asymptotiques K et x_{pc} .

4.4 Conclusion générale

L'analyse menée séparément a permis de mettre en valeur les différences affichées à la fois par une même géométrie lorsque le rapport L/D était varié, et entre certains critères étudiés communément pour les 2 géométries. Les commentaires ayant été faits dans le cadre de différences constatées pour une même géométrie, on se bornera essentiellement à la comparaison des critères communs : intensité turbulente T_U , coefficient de décroissance K , cœur potentiel x_{pc} .

1. L'intensité turbulente initiale est le paramètre étant le plus marqué par la configuration de la géométrie. En premier lieu le niveau d'intensité turbulente initiale $T_{U,0}$ obtenu dans le cadre de la géométrie n°1 reste modéré et affiche une influence du rapport L/D et du nombre de Reynolds. En revanche, la géométrie n°2 nous amène à obtenir un niveau $T_{U,0}$ de modéré à fort et montre une dépendance forte vis – à – vis du rapport L/D .
2. Le coefficient de décroissance K affiche dans le cas de la géométrie n° 1 une variation asymptotique en fonction du nombre de Reynolds quelque soit le rapport L/D . Il apparaît également que les variations constatées d'un rapport L/D à l'autre soient faibles et difficilement quantifiables en fonction de certains critères, intensité turbulente $T_{U,0}$, et $\frac{\bar{U}_0}{U_b}$. *A contrario*, dans le cadre de la géométrie n°2, la reformulation du coefficient de décroissance K en K_1 , où $K_1 = \frac{\bar{U}_0 K}{U_b}$ montre une variation en fonction l'intensité turbulente initiale (figure 4.37) et donc du rapport L/D , faisant apparaître clairement une dépendance de l'évolution du jet en fonction de ces 2 paramètres.
3. Le cœur potentiel x_{pc} , montre pour la géométrie n°1 une variation en fonction du nombre de Reynolds Re_b pour des nombres de Reynolds $Re_b > 4500$. Dans le cas de la géométrie n°2 cette variation apparaît être nettement marquée par le rapport L/D .

Géométrie n°1 Couplage réducteur – tube	Géométrie n°2 Couplage convergent – divergent-tube
Intensité turbulente	
<ul style="list-style-type: none"> • Niveau modéré • Influence du nombre de Reynolds et du rapport L/D 	<ul style="list-style-type: none"> • Niveau modéré à fort • Dépendante uniquement du rapport L/D
Coefficient de décroissance K	
Variation asymptotique en fonction du nombre de Reynolds et faibles écarts constatés entre les différents rapports L/D	Recalculé avec K_1 , varie en fonction de l'intensité turbulente et donc du rapport L/D.
Coeur potentiel	
Au-delà de $Re_b = 6000$ varie en fonction du nombre de Reynolds Re_b	Varie en fonction du rapport L/D, lorsque $L/D \leq 7.2$

Table 4.11: Comparaison entre les 2 types de géométries sur 3 critères communs.

4.5 Bibliographie

1. Abdel-Rahman A, AI-Fahed SF, Chakroun W (1996) The near-field characteristics of circular jets at low Reynolds numbers. *Mechanics Research Communication* 23:313 – 324
2. Abdel-Rahman A, Chakroun W, AI-Fahed SF (1997) LDA Measurements in the turbulent round jet. *Mechanics Research Communication* 24(3):277 – 288
3. Allen JJ, Shockling MA, Kunkel GJ, Smits AJ (2007) Turbulent flow in smooth and rough pipes. *Phil Trans R Soc A* 365:699 – 714
4. Ando T, Shakouchi T (2008) Flow characteristics over forward facing step and through abrupt contraction pipe and drag reduction. *Res Rep Fac Mie Univ* 29:1 – 8
5. Antonia RA, Zhao Q (2001) Effect of initial conditions on a circular jet. *Exp Fluids* 31:319 – 323
6. Ashforth-Frost C, Jambunathan K (1996) Effect of Nozzle Geometry and Semi-Confinement on the Potential Core of a Turbulent Axisymmetric Free Jet. *Int Comm Heat Mass Transfer* 23(2):155 – 162
7. Barenblatt GI (1993) Scaling laws for fully developed turbulent shear flows. Part 1, Basic hypothesis and analysis. *J Fluid Mech* 248:513 – 520
8. Batchelor GK (2000) *An Introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press. Cambridge
9. Bergstrom DJ, Tachie MF, Balachandar R (2001) Application of power laws to low Reynolds number boundary layers on smooth and rough surfaces. *Phys Fluids* 13(11):3277 – 3284

10. Blackwelder R, Haritonidis J (1983) Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers. *J Fluid Mech* 132:87 – 103
11. Blevins RD (1984) *Applied fluid dynamics*. Van Nostrand Reinhold Co. New York
12. Boersma BJ, Brethouwer G, Nieuwstadt FTM (1998) A numerical investigation on the effect of the inflow conditions on the self similar region of a round jet. *Phys Fluids* 10:899 – 909
13. Boersma BJ (2005) Large Eddy Simulation of the sound field of a round turbulent jet. *Theor Comp Fluid Dyn* 19:161 – 170
14. Bogey C, Bailly C (2006) Large eddy simulations of transitional round jets: Influence of Reynolds number on flow development and energy dissipation. *Phys Fluids* 18:065101 – 065101-14
15. Bogey C, Bailly C (2006) Investigation of downstream and sideline subsonic jet noise using Large Eddy Simulation. *Theor Comp Fluid Dyn* 20(1):23 – 40
16. Boguslawski L, Popiel OC (1979) Flow Structure of the Free Round Turbulent Jet in the Initial Region. *J Fluid Mech* 90:531 – 539
17. Boguslawski A, Favre-Marinet M, Abdulwahab A (1999) Contrôle des jets par écoulement à contre-courant. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences* 327(2):589 – 595
18. Brooke JW, Harantty TJ (1993) Origin of turbulence – producing eddies in a channel flow. *Phys Fluids A* 5(4):1011 – 1022
19. Burattini P, Antonia R, Rajagopalan S, Stephens M (2004) Effect of initial conditions on the near-field development of a round jet. *Exp Fluids* 37:56 – 64
20. Burattini P, Djenidi L (2004) Velocity and passive scalar characteristics in a round jet with grids at the nozzle exit. *Flow, Turbulence and Combustion* 72:199 – 218

21. Buschmann M (2000) Power law or logarithmic law? A data analysis for zero pressure gradient turbulent boundary layers with low Re_δ^2 . *J Therm Science* 9(1): 23 – 29
22. Chiang TP, Sheu TWH, Hwang RR (2002) Numerical studies of a three – dimensional flow in a suddenly contracted channels. *Phys Fluids* 14(5):1601 – 1616
23. Chua LP, Lua AC (1998) Measurements of a confined jet. *Phys Fluids* 10(12): 3137 – 3144
24. Crow SC, Champagne FH (1971) Orderly Structure in Jet Turbulence. *J Fluid Mech* 48(3):547 – 591
25. Den Toonder JMJ, Nieuwstadt FTM (1997) Reynolds number effects in a turbulent pipe flow for low to moderate Re. *Phys Fluids* 9(11):3398 – 3409
26. Dimotakis PE, Brown GL (1976) The mixing layer at high Reynolds number: Large structure dynamics and entrainment. *J Fluid Mech* 78:535 – 560
27. Dimotakis PE, Richard C, Miake-Lye, Papantoniou DA (1983) Structure and dynamics of round turbulent jets. *Phys Fluids* 26(11):3185 – 3192
28. Djenidi L, Dubief Y, Antonia RA (1997) Advantages of using a power law in a low Re_θ turbulent boundary layer. *Exp Fluids* 22: 348 – 350
29. Drobniak S, Klajny R (2002) Coherent structure of free acoustically stimulated jet. *Journal of Turbulence* 3(1):1 – 29
30. Drubka RE, Reisenthal P, Nagib HM (1989) The dynamics of low initial disturbance turbulent jets. *Phys Fluids A* 1(10):1723 – 1735
31. Durst F, Jovanovic J, Sender J (1995) LDA measurements in the near wall region of a turbulent pipe flow. *J Fluid Mech* 295:305 – 355

32. Durst F, Ünsal B (2006) Forced laminar-to-turbulent transition of pipe flows. *J Fluid Mech* 560:449 – 464
33. Fellouah H, Ball CG, Pollard A (2009) Reynolds number effects within the development region of a turbulent round free jet. *Int J Heat Mass Transfer* 52:3943 – 3954
34. Ferdman E, Otugen MV, Kim S (2000) Effect of initial velocity profile on the development of round jets. *J Propulsion Power* 16:676 – 686
35. Fitch W, Giedd J (1999) Morphology and Development of the Human Vocal Tract: a Study Using Magnetic Resonance Imaging. *J Acoust Soc Am* 106:1511 – 1522
36. George W (1992) The Decay of Homogeneous Isotropic Turbulence. *Phys Fluids A* 4:1492 – 1509
37. Gutmark E, Ho C (1983) Preferred modes and spreading rates of jets. *Phys Fluids* 26:2932 – 2938
38. Hanjalic K, Launder BE (1976) Contribution towards a Reynolds – stress closure for low – Reynolds – number turbulence. *J Fluid Mech* 74:593 – 610
39. Harsha PT (1971) Free turbulent mixing: a critical evaluation of theory and experiment. Arnold Engineering Development Center Report AEDC – TR – 71 – 36
40. Hill BJ (1972) Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets. *J Fluid Mech* 51(4): 773 – 779
41. Howe MS, Gowan RS (2005) Aeroacoustics of /s/. *Proc R Soc A* 461:1005 – 1028
42. Hussain AKMF, Zedan MF (1978) Effects of initial condition on the axisymmetric free shear layer: effects of initial momentum thickness. *Phys Fluids* 21:1100 – 1112

43. Hussain AKMF (1983) Coherent structures – reality and myth. *Phys Fluids* 26(10):2816 – 2850
44. Hussein HJ, Capp SP, George WK (1994) Velocity measurements in a high-Reynolds-number, momentum-conserving, axisymmetric turbulent jet. *J Fluid Mech* 258:31 –75
45. Kim P, Moin, Moser (1987) Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J Fluid Mech* 177:133 – 166
46. Kendall A, Koochesfahani M (2008) A method for estimating wall friction in turbulent wall bounded flows 44:773 – 780
47. Kleinman RR, Freund JB (2008) The sound from mixing layers simulated with different ranges of turbulence scales. *Phys Fluids* 20:101503 – 101503-12
48. Klewicki JC, Falco RE (1990) On accurately measuring statistics associated with small- scale structure in turbulent boundary layers using hot – wire probes. *J Fluid Mech* 219:119 – 142
49. Kwon SJ, Seo IW (2005) Reynolds number effects on the behaviour of a non – buoyant round jet. *Exp Fluids* 38:801 – 812
50. Lee DH, Chung YS, Kim DS (1997) Turbulent flow and heat transfer measurements on a curved surface with a fully developed round impinging jet. *Int J Heat and Fluid Flow* 18(1):160 – 169
51. Liepmann D Streamwise vorticity and entrainment in the near field of round jet. *Phys Fluids* 3(5):1179 – 1185
52. Malmström TG, Kirkpatrick AT, Christensen B, Knappmiller KD (1997) Centreline velocity decay measurements in low velocity axisymmetric jets. *J Fluid Mech* 346:363 – 377

53. Marusic I, Uddin AKM, Perry AE (1997) Similarity law for the streamwise turbulence intensity in a zero-pressure-gradient turbulent boundary layers. *Phys Fluids* 9(12): 3718 – 3726
54. Mellibovsky F, Meseguer A (2006) The role of streamwise perturbations in pipe flow transition. *Phys Fluids* 18(7):074104 – 074104-12
55. Metzger MM, Klewicki JC (2001) A comparative study of near-wall turbulence in high and low Reynolds number boundary layers. *Phys Fluids* 13(3):692 – 701
56. Mi J, Nathan G, Luxton R (2000) Centreline mixing characteristics of jets from nine differently shaped nozzles. *Exp Fluids* 28(2):93 – 94
57. Mi J, Nobes DS, Nathan GJ (2001) Influence of jet exit conditions on the passive scalar field of an axisymmetric free jet. *J Fluid Mech* 432:91–125
58. Mi J, Deo RC, Nathan GJ (2005) Characterisation of turbulent jets from high – aspect ratio rectangular nozzles. *Phys Fluids* 17 (6):068102 – 068102-4
59. Mi J, Kalt P, Nathan G, Wong C (2007) PIV measurements of a turbulent jet issuing from round sharp-edged plate. *Exp Fluids* 42:625 – 637
60. Moore CJ (1977) The role of the shear-layer instability waves in jet exhaust noise. *J Fluid Mech* 80:321 – 367
61. Namer I, Ötügen MV Velocity measurements in a plane turbulent air jet at moderate Reynolds numbers. *Exp Fluids* 6:387 – 399
62. Nishimura T, Mikami A, Suzuki J, Matsuzawa T (2006) Descent of the hyoid in chimpanzees: evolution of face flattening and speech. *J Hum Evol* 51:244 – 254
63. Nottage HB (1951) Report on ventilation jets in room air distribution. Case Inst of Technology Cleveland Ohio

64. Nishi M, Ü Bülent, Durst F, Biswas G (2008) Laminar-to-turbulent transition of pipe flows puffs and slugs. *J Fluid Mech* 614:425 – 446
65. Panchapakesan NR, Lumley JL (1993) Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. 1. Air jet. *J Fluid Mech* 246:197 – 223
66. Panton RL (2005) Review of wall turbulence as described by composite expansions. *Appl Mech Rev* 58:1 – 36
67. Papadopoulos G, Pitts WM (1999) A generic centreline velocity decay curve for initially turbulent axisymmetric jets. *J Fluids Eng* 121:80 – 85
68. Patel VC, Head MR (1969) Some observations on skin friction and velocity profiles in fully developed pipe and channel flow *J Fluid Mech* 38:181 – 201
69. Pelorson X, Hirschberg A, Van Hasselt R, Wijnands A, Auregan Y (1994) Theoretical and experimental study of quasisteady-flow separation within the glottis during phonation. Application to a modified two-mass model. *J Acoust Soc Am* 96:3416 – 3431
70. Pitts W (1991) Reynolds number effects on the mixing behavior of axisymmetric turbulent jets. *Exp Fluids* 11:1432 – 1114
71. Pope S (2005) *Turbulent flows*. Cambridge University Press
72. Purtell L, Klebanoff, Buckley F (1981) Turbulent boundary layer at low Reynolds number. *Phys Fluids* 24:802 – 811
73. Quinn W (2006) Upstream nozzle shaping effects on near field flow in round turbulent free jets. *Eur J Mech B/Fluids* 25:279 – 301
74. Romano G, Antonia R (2001) Longitudinal and transverse structure functions in a turbulent round jet: effect of initial conditions and Reynolds number. *J Fluid Mech* 436:231 – 248

75. Russ S, Strykowski P (1993) Turbulent structure and entrainment in heated jets: the effect of initial conditions. *Phys Fluids* 5:3216 – 3225
76. Sautet J, Stepowski D (1995) Dynamic behaviour of variable-density, turbulent jets in their near development fields. *Phys Fluids* 7(2):2796 – 2806
77. Schlichting H, Gersten K (2000) *Boundary layer theory*. Springer Verlag. Berlin
78. Schultz MP, Myers A (2003) Comparison of three roughness function determination methods. *Exp Fluids* 35:372 – 379
79. Scibilia MF, Lain J (1996) Study of large – coherent structures in a plane wall jet. *Exp Fluids* 8:3140 – 3162
80. Suresh PR, Das SK, Sundarajan T (2007) Influence of Reynolds number on the evolution of a plane air jet issuing from a slit. *J Fluids Eng* 129:1288 – 1296
81. Todde V, Spazzini PG, Sandberg M (2009) Experimental analysis of low-Reynolds number effects. *Exp Fluids* 47:279–294
82. Tso J, Hussain F (1989) Organized motions in a fully developed turbulent axisymmetric jet. *J Fluid Mech* 203:425 – 448
83. Uddin M, Pollard A (2007) Self-similarity of coflowing jets: The virtual origin. *Phys Fluids* 19(6):068103 – 068103-4
84. Van Hirtum A, Grandchamp X, Pelorson X (2009) ‘Moderate Reynolds number axisymmetric jet development downstream an extended conical diffuser: influence of extension length. *Eur. J. Mech - B/FLUIDS* In Press
85. Wei T, Schmidt R, McMurtry P (2005) Comment on the Clauser chart method for determining the friction velocity. *Exp Fluids* 38:695 – 699

86. Weisgraber TH, Liepman D (1998) Turbulent structure during transition to self – similarity in a round jet. *Exp Fluids* 24:210 – 224
87. Wygnanski IJ, Fiedler H (1969) Some measurements in the self preserving jet. *J Fluid Mech* 38:577 – 612
88. Wygnanski IJ, Champagne FH (1973) On transition in a pipe. Part 1. The origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug. *J Fluid Mech* 59(2):281 – 305
89. Wygnanski IJ, Sokolov M, Friedman D (1975) On a transition in a pipe. Part 2. The equilibrium puff. *J Fluid Mech* 69(2):283 – 304
90. Wygnanski CF I, Marasli B (1986) On the large scale structures in two-dimensional, small-deficit, turbulent wakes. *J Fluid Mech* 168:31 – 71
91. Xu C, Zhang Z, Den Toonder MJM, Nieuwstadt FTM (1996) Origin of high kurtosis levels in the viscous sublayer. Direct numerical simulation and experiment. *Phys Fluids* 8(7):1938 – 1944
92. Xu G, Antonia R (2002) Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet. *Exp Fluids* 33:677 – 683
93. Yang YT, Hou CF (1999) Numerical calculation of turbulent flow in symmetric two – dimensional diffusers. *Acta Mech* 137:43 – 54
94. Yoda M, Hesselink L, Mungal MG (1992) The evolution and nature of large-scale structures in the turbulent jet. *Phys Fluids A* 4:803 – 811
95. Yuan YM, Mokhtarzadeh-Deghan MR (1999) Parameter effects on detection of coherent structures in a turbulent boundary layers using conditional sampling methods. *Fluid Dyn Res* 25:87 – 112
96. Zagarola MV, Perry AE, Smits AJ (1997) Log laws or power laws: The scaling in the overlap region. *Phys Fluids* 9(7):2094 – 2100

97. Zagarolla MV, Smits AJ (1998) Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. *J Fluid Mech* 373:33 – 79
98. Zaman KBMQ, Hussain AKMF (1984) Natural large-scale structures in the axisymmetric mixing layer. *J Fluid Mech* 138:325 – 351
99. Zaman KBMQ (1996) Spreading characteristics of compressible jets from nozzle of various geometries. *J Fluid Mech* 383:197 – 228
100. Zanoun E, Kito M, Egbers C (2009) A study on flow transition and development in circular and rectangular ducts. *J Fluid Eng* 131:061204 – 061204-10

Chapitre 5

Modèle d'incisive ^{*†‡}

Ce chapitre aborde la deuxième composante du système et étudie son impact sur un écoulement donné.

En menant une étude numérique, utilisant la Simulation des Grandes et Echelles et une étude expérimentale, toujours basée sur l'anémométrie à film chaud, on évalue les modifications dues à une représentation schématique de la partie palais – incisive supérieure sur un écoulement donné. Dans une première étape cette représentation simplifiée est construite à partir de certaines caractéristiques morphologiques observées. Une fois définie, cette géométrie est insérée dans un canal rectangulaire de rapport largeur l sur hauteur H égal à $l/H = 4$, et dans lequel un écoulement de nombre de Reynolds $Re_b = 4000$ est imposé. La présence de l'incisive supérieure positionnée en sortie du canal rectangulaire conduit à une obstruction de 70 % de celui-ci. Dans une deuxième étape, le recours à la Simulation des Grandes Echelles permet d'obtenir une visualisation globale de l'écoulement aussi bien en amont qu'en aval de l'obstacle, permettant de définir certains caractères à étudier. Dans une troisième étape, les résultats issus de la simulation, et collectés en aval de l'obstruction, sont confrontés aux données expérimentales obtenues sur une maquette construite à partir du domaine numérique.

* Afin de ne pas confondre la variable résultant d'une moyenne d'ensemble et représenté par une barre positionnée au-dessus, il est choisi de représenter la variable filtrée spatialement avec une barre positionnée sous la variable. Ainsi \overline{U} représente toujours la vitesse moyennée sur un ensemble de données, tandis que \underline{U} représente la variable filtrée spatialement.

† Les travaux numériques présentés ont été menés au laboratoire Cyber Media Center de l'université d'Osaka.

‡ Les résultats présentés font l'objet d'une publication en cours de revue.

5.1 Introduction

Du point de vue clinique, la conjugaison incisives supérieures et production de fricatives joue un rôle pivot dans le cadre de reconstruction partielle ou totale de dentition ; en demandant au patient édenté de prononcer le son /f/ ou /v/ les incisives supérieures sont positionnées, puis à partir du son /s/ les incisives inférieures sont placées (Pound (1971)). Néanmoins, des patients ayant subi des reconstructions partielles ou totales de leur dentition, peuvent éprouver des défauts d'élocution en particulier lors de la génération du son /s/. Runte *et al.* (2001) a montré que la cause de ces défauts résultait d'un faisceau de paramètres morphologiques tel que la position exacte, l'orientation ou encore la forme des incisives supérieures. Dans le but de réduire ces problèmes, les traitements se sont donc très tôt personnalisés, fournissant par la même de grande base de données de quantités de mesures de paramètres morphologiques (Pound (2001), Schierano *et al.* (2001), McIntyre and Millett (2003, 2006), Rudolph *et al.* (1998), Heydecke *et al.* (2004)).

En parallèle à cette demande de données morphologiques, les techniques de mesures se sont perfectionnées telles que Cone Beam CT scans permettant d'obtenir des reconstructions 3D de portions de cavité orale de patients. Ce type de reconstructions est particulièrement utile pour des reconstructions ayant pour but des études numériques d'aéro-acoustiques (Nozaki *et al.* (2005)). Néanmoins, sans validation expérimentale les écoulements résultants et les données aéro-acoustiques ne peuvent être d'appliquées directement à des fins médicales. Malgré ce besoin, la littérature fournit peu de résultats d'écoulements issus de configurations géométriques basées sur des données morphologiques du conduit vocal lors de la production humaine de fricatives, *i.e* Reynolds Re_b modéré et faible nombre de Mach Ma .

Les modèles mécaniques *in-vitro* de géométries simplifiées utilisées par la communauté travaillant sur la production de sons humains, et de fricatives en particulier, sont à la fois peu nombreuses et essentiellement concentrées sur les données acoustiques (Shadle (1985)). Il existe de fait très peu de données sur le champ de vitesse même pour des modèles *in-vitro*. Un autre intérêt pour cette étude réside, dans le besoin nécessaire à la validation de modèles, en fournissant des informations quantitatives sur le champ de vitesses moyennes et turbulentes (Howe and McGowan (2005)).

Le chapitre suivant a ainsi pour but d'effectuer une première analyse sur le comportement d'un écoulement soumis à une géométrie reprenant les caractéristiques morphologiques d'une incisive supérieure, et de fournir des données de vitesses en amont de cet obstacle. Cette géométrie particulière est, pour les besoins de l'expérimentation positionnée dans un conduit vocal schématisé par un canal rectangulaire de rapport largeur l sur hauteur H tel que $l/H = 4$ dans le but d'assurer un écoulement bidimensionnel. La présence de l'obstacle impose un degré d'obstruction de 70 %. L'écoulement est étudié avec un nombre de Reynolds Re_b basé sur la hauteur H du canal égal à $Re_b = 4000$.

Le chapitre sera donc articulé autour de 3 parties :

- Dans une première, l'obstacle sera construit à partir de certains caractères morphologiques.
- Dans une seconde, l'obstacle ainsi défini sera positionné dans un domaine numérique, et une première analyse sera effectuée.
- Dans une troisième, une comparaison entre les données issues des simulations numériques et des mesures obtenues à partir d'un dispositif expérimentales sera menée. Au regard des dimensions de la géométrie de l'obstacle, et en particulier du fort taux de constriction, cette confrontation sera faite sur les données obtenues en sortie de constriction issues de la simulation et du dispositif expérimental. Dans cette troisième est dernière partie on s'attachera à caractériser l'écoulement résultant de la constriction à partir de traits généralement recherchés pour les jets plans.

5.2 Construction du modèle

La première étape consiste donc à définir un type de modèle de dent. Cette tâche est rendue nécessaire par la diversité des dentitions, et caractères morphologiques (figure 5.1).

- Caractères morphologiques retenus :

Intéressés par l'impact de l'incisive supérieure, nous définissons brièvement dans cette sous partie, les différents caractères morphologiques pris en compte dans l'élaboration du modèle. Afin d'éviter toute confusion avec la nomenclature utilisée dans les chapitres précédents, nous établissons pour certains caractères morphologiques une nomenclature différente de celle utilisée dans le domaine de l'orthodontie.

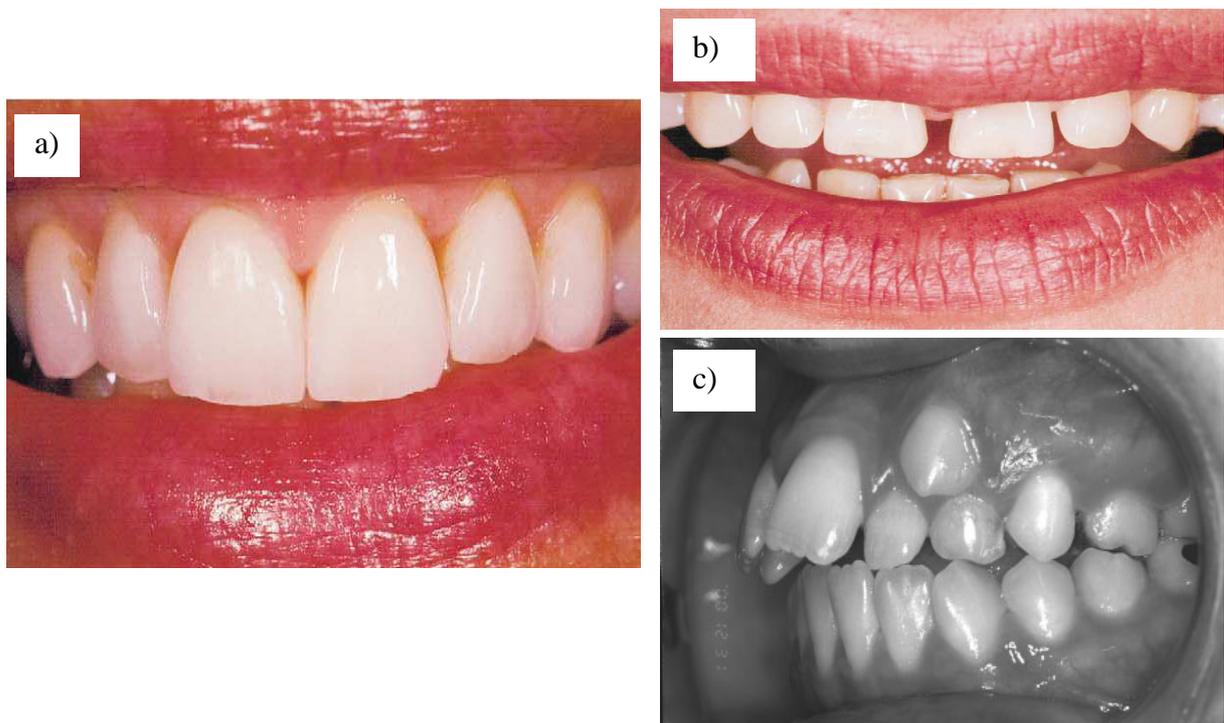


Figure 5.1 : Illustration de la diversité des incisives supérieures. Tirée de Magne *et al.* (2007) (a, b), Chaushu *et al.* (2003) (c).

Nous retenons de ces caractères morphologiques présentés en figure 5.2, les caractéristiques utiles à l'élaboration du modèle :

- ANS : Epine nasal antérieure.
- PNS : Epine nasal postérieure.
- PP : Plan palatal, relie l'épine nasal antérieure à l'épine nasal postérieure
- U1 : Axe de l'incisive maxillaire
- θ_1 : Angle formé entre l'axe de l'incisive supérieur et le plan palatal
- θ_2 : Angle formé entre le plan palatal et la tangente à la surface labiale.

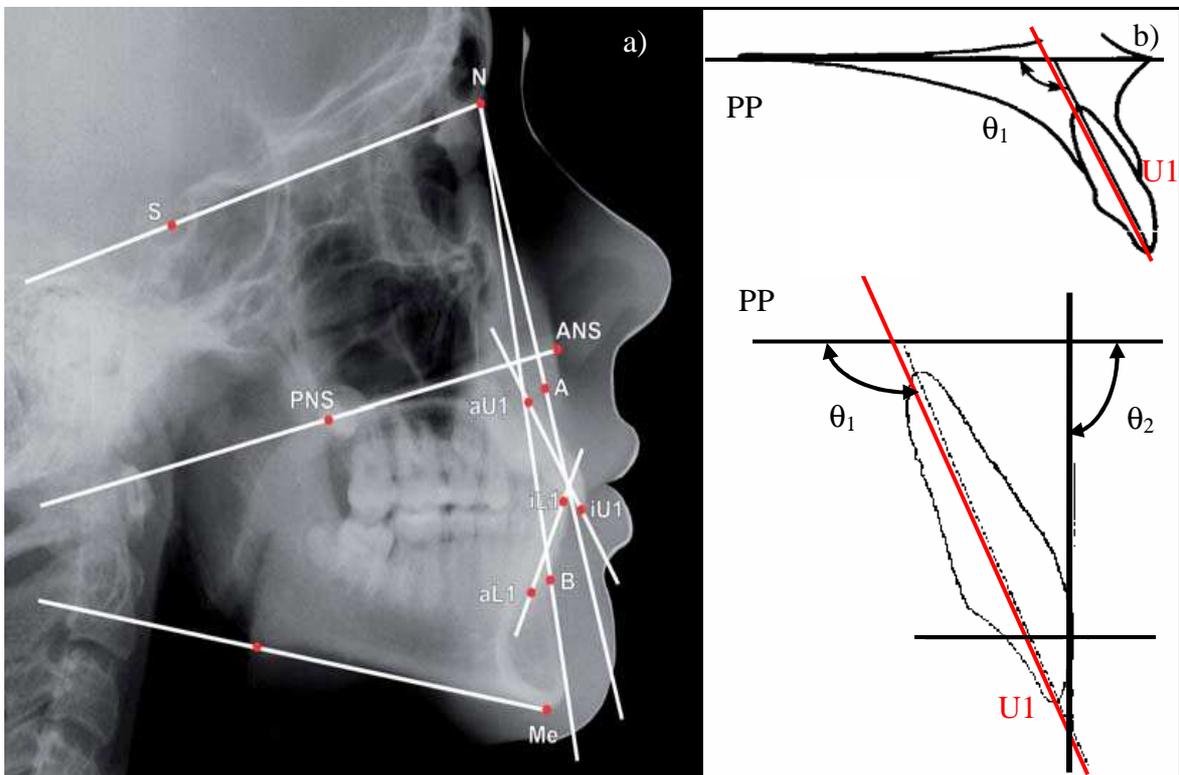


Figure 5.2 : a) Tracé céphalométrique S: sella; N: nasion; Me: menton; iU1/iL1: pointe de la plus proéminente des incisives centrales supérieures/inférieures; aU1/aL1: apex de la plus proéminente des incisives centrales maxillaires/mandibulaires, ANS : épine nasale antérieure, PNS: épine nasale postérieure (tirée de Knösel *et al.* (2007)). b) Représentation schématique d'une incisive supérieure U1 : Axe de l'incisive maxillaire, plan palatal : PP, θ_1 : Angle formé entre l'axe de l'incisive supérieur et le plan palatal, θ_2 : Angle formé entre le plan palatal et la tangente à la surface labiale (tiré de Ellis and McNamara (1986)).

- **Elaboration du modèle**

Afin de se simplifier la tâche, nous décidons de confondre dans un premier temps le voile du palais avec le plan palatal (PP), et dans un deuxième de considérer le modèle comme bidimensionnel avec une forme trapézoïdale.

A partir de données issues de la littérature nous imposons :

$\theta_1 = 107^\circ$ et $\theta_2 = 90^\circ$ (Fredericks (1974), Ellis and Macnamara (1986)). Nous donnons ensuite comme dimensions à cette incisive de forme trapézoïdale, les caractéristiques suivantes (figure 5.3) :

- Le côté parallèle supérieur (ou la base du trapèze) noté l_{pal} confondu avec le plan palatal PP est égale à $l_{\text{pal}} = 6.6 \times 10^{-3}$ m.
- Le côté opposé à l_{pal} noté l_t représentant l'extrémité de la dent l_t est fixé à $l_t = 1.25 \times 10^{-3}$ m dans la direction de l'écoulement (Rudolph *et al.* (1998)).

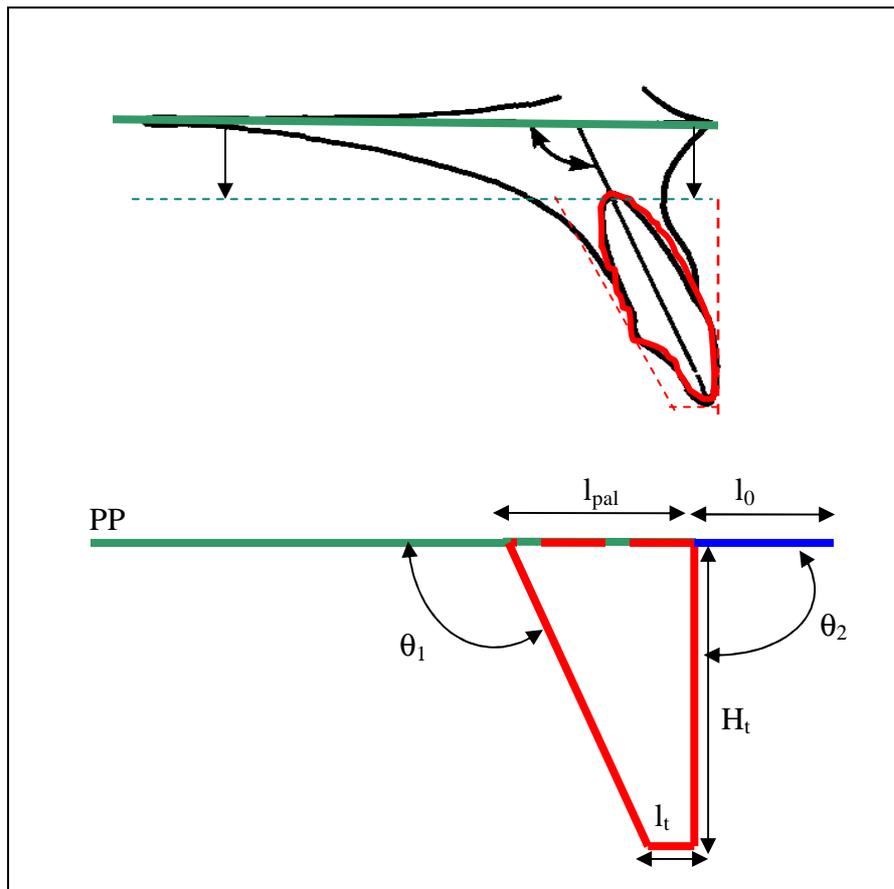


Figure 5.3 : Schéma de l'élaboration du modèle d'incisive supérieure.

- La hauteur de la dent notée H_t est égale à $H_t = 0.0175$ m, s'inscrivant dans la gamme de données issues de données 'in-vivo' (Rudolph *et al.* (1998), Magne *et al.* (2003)).
- Une dernière longueur notée l_0 correspondant morphologiquement à la distance entre le bord de fuite de la dent et le bord de fuite de la lèvre, et est prise égale $l_0 = 1.7 \times l_{\text{pal}} = 1.1 \times 10^{-3}$ m (représenté par un trait bleu). Cette distance est basée sur les rapports entre la largeur de la dent et le bord de la lèvre rapporté par McIntyre and Millett (2003).

Les dimensions de l'incisive supérieure fournissent donc un obstacle bidimensionnel en forme de dent couplé à un palais.

Afin de l'utiliser pour les simulations et les expérimentations, cet obstacle est inséré dans un canal rectangulaire représentant une portion du conduit vocal, donnant un embout tridimensionnel (figure 5.4). La largeur l du canal est fixée à $l = 0.105$ m et la hauteur d'entrée $H = 0.025$ m, donnant un rapport largeur sur hauteur de $l/H \approx 4$ dans la région non contractée, et $l/H_c \approx 14$ où H_c est égale à la hauteur de l'ouverture. Par conséquent, on attend d'obtenir un écoulement bidimensionnel. Le rapport de contraction est fixé à $H/H_c \approx 3.3$ entraînant un degré d'obstruction de 70 %. La longueur du canal (l_0) en amont de la constriction s'étend de $x/H_c = 0$ à $x/H_c = 1.5$.

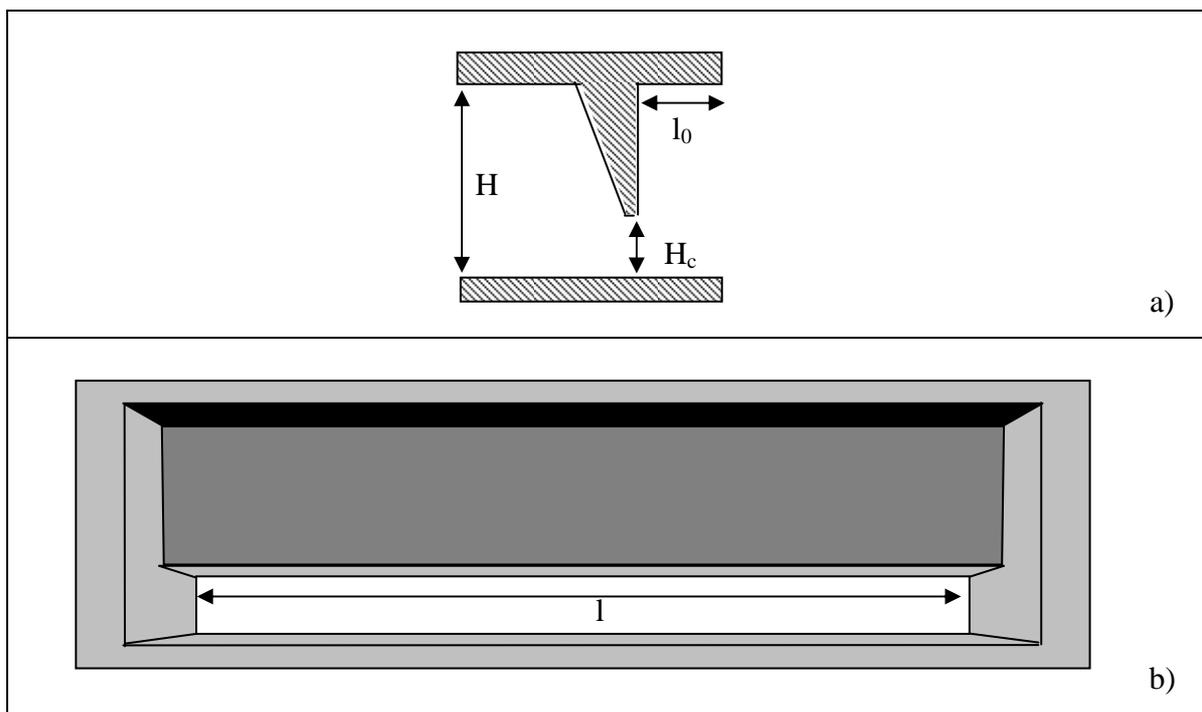


Figure 5.4 : Vue de coupe (a) et de face (b) de l'embout 3D.

5.3 Etude Numérique

Les résultats présentés ont été obtenus grâce un code à élément finis nommé Front Flow Blue/FFB 5 implémenté sur supercomputer (SX8 NEC Inc.) (Kato and Ikegawa (1991), Guo *et al.* (2006)).

5.3.1. Principe de la Simulation des Grandes Echelles

Les évolutions spatio – temporelles des champs de vitesse et de pression sont évaluées par les équations de Navier-Stokes et les équations de conservation de la masse. Pour un fluide incompressible elles se formulent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right\}$$
$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0$$

Pour évaluer l'évolution du champ de vitesse et/ou de pression, 2 possibilités extrêmes peuvent être envisagées, soit l'écoulement est totalement modélisé, *i.e* on considère ses caractéristiques comme figées, soit on décide de résoudre directement les équations de Navier-Stokes et de continuité à partir des données initiales du problème (*e.g* champ de vitesse ou de pression entrée d'une géométrie). Cette dernière option nécessiterait de calculer toutes les échelles de l'écoulement ; des échelles macroscopiques jusqu'aux échelles dissipatives. Elle demanderait alors une grande capacité de calculs.

La Simulation des Grandes Echelles offre un compromis. Elle simule les grandes échelles et modélise les plus petites.

En considérant le domaine dans lequel l'écoulement évolue comme un assemblage de sous – domaines de tailles finies, les équations de Navier-Stokes et de quantité de mouvement sont résolues itérativement sur un domaine discrétisé. Dans le cadre de la Simulation des Grandes Echelles, les variables des équations de Navier – Stokes et des équations de la conservation de la masse, soient \vec{U} et P , sont vues comme une somme d'une composante grande échelle considérée à l'échelle macroscopique des mailles et une

composante sous maille, ce qui donne dans le cas de la composante de la vitesse suivant l'axe \vec{i} :

$$U_i(\vec{x}, t) = \underline{U}_i(\vec{x}, t) + U_i'(\vec{x}, t)$$

Où $\underline{U}_i(\vec{x}, t)$ correspond à la composante grande échelle et $U_i'(\vec{x}, t)$ à la composante sous-maille. Sans rentrer dans les détails, la composante $U_i'(\vec{x}, t)$ résulte d'une opération de filtration de $U_i(\vec{x}, t)$. En procédant de la sorte, et en partant du principe que les plus petites échelles présentent un champ de vitesse et turbulent plus isotrope, on calcule directement les composantes des grandes échelles et on modélise le comportement aux échelles inférieures.

Les équations de Navier-Stokes et de continuité se reformulent :

$$\frac{\partial \underline{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\underline{U}_i \underline{U}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial \underline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \underline{U}_j}{\partial x_i} \right) + T_{ij} \right\}$$

$$\frac{\partial \underline{U}_i}{\partial x_i} = 0$$

Où T_{ij} correspond au tenseur des contraintes de sous-mailles et est défini par :

$$T_{ij} = \underline{U}_i \underline{U}_j - \underline{U}_i \underline{U}_j$$

Le problème de fermeture est renvoyé dans $T_{ij} = \underline{U}_i \underline{U}_j - \underline{U}_i \underline{U}_j$.

Dans le code utilisé, on applique la fermeture de Smagorinsky en introduisant une viscosité turbulente ν_{SGS} :

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} = -2 \nu_{SGS} S_{ij}$$

avec $\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 |\underline{S}|$,

Où

- $\delta_{ii} = 1$
- τ_{kk} l'énergie cinétique sous-maille,

- \underline{S}_{ij} correspond à la partie symétrique du tenseur des taux de déformations.
- C_s définit le coefficient de Smagorinsky
- Δ définit la largeur du filtre

5.3.2. Choix des paramètres

- **Construction du domaine numérique**

Dans un premier temps l'embout dans lequel la dent est positionnée est couplé à une section rectangulaire reprenant les hauteurs H et largeur l . L'ajout de cette partie rectangulaire donne une longueur totale en amont de l'obstacle égale à $3.2H$. Afin d'économiser le temps de calcul et de se concentrer sur les zone *a priori* d'intérêt de l'écoulement, le volume total est divisé en 5 blocs. Chacun de ces blocs est ensuite décomposé en un maillage structuré à partir du logiciel Gridgen v1.5 (Pointwise Inc.) générant une grille de calcul au total de 1882200 éléments. Grâce à la décomposition en bloc, le maillage est densifié dans les zones d'intérêt, en particulier autour de la dent et des couches limites où la précision de la grille à la constriction et en aval est de 0.05 mm (figure 5.5).

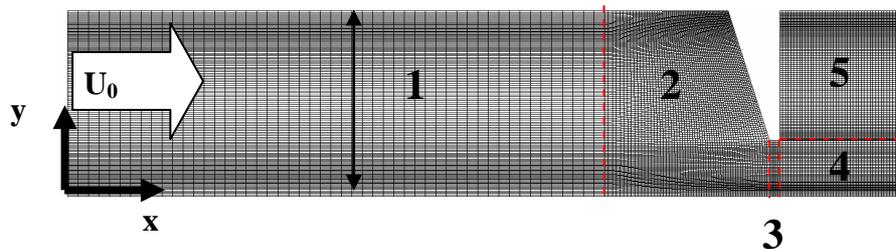


Figure 5.5 : Visualisation du domaine de calcul décomposé en 5 blocs, pour un nombre total d'éléments de 1882200.

	Bloc 1	Bloc 2	Bloc 3	Bloc 4	Bloc 5	Total
	40	40	40	40	40	
	×	×	×	×	×	
Nombre de points par bloc	191	191	62	62	100	1882 200
	×	×	×	×	×	
	52	105	14	100	100	

Tableau 5.1: Nombre de points par bloc.

• Choix des paramètres et des méthodes de calculs

Le modèle choisi pour calculer la viscosité turbulente est le modèle dynamique de Smagorinsky. Le coefficient de Smagorinsky C_s évoqué dans le paragraphe précédent est calculé localement en temps et en espace selon la méthode développée par Germano *et al.* (1991) avec les modifications de Lilly (Lilly (1992)). L'incrément de temps Δt est tel que $\Delta t \cdot U_b/H. = 10^{-3}$.

Le nombre de Reynolds est fixé à $Re_b = 4000$ pour que la vitesse débitante de sortie soit de $\frac{Q_{mesur}}{S} = 2.5 \text{ m.s}^{-1}$. Une vue d'ensemble des paramètres géométriques et d'écoulement est

donnée en Tableau 5.1. Les caractéristiques des vitesses moyennes ($\overline{U}_x, \overline{U}_y, \overline{U}_z$) et turbulente ($\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$) du champ de vitesse sont établis sur 5000 champs d'écoulement instantanées du pas de temps 5000 jusqu'au pas de temps 10000.

• Conditions aux limites

En entrée : Un profil de vitesse uniforme est imposé en entrée du domaine de calcul.

Aux parois : Des conditions de non-glissement sont imposées au mur.

En sortie : Des conditions de non réflexion sont imposées en sortie.

5.3.3. Résultats

On se concentre essentiellement sur le champ moyen de vitesse $(\bar{U}_x, \bar{U}_y, \bar{U}_z)$ et le champ turbulent $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$.

La figure 5.6 montre l'évolution spatiale du champ de vitesse pour les 3 composantes de la vitesse moyenne, suivant les plans $(x0y)$ en $z = 0$ et $(x0z)$ en $y = 3 \times 10^{-3}$ m. Le plan $(x0y)$ ne révèle pas d'évolution pour la composante \bar{U}_z , traduisant que sur le plan $(x0y)$ en $z = 0$ l'écoulement peut être considéré bidimensionnel. En ce qui concerne la composante \bar{U}_y , la présence de l'obstacle ne se manifeste qu'au niveau de la pointe de l'obstacle, où l'écoulement subit une forte accélération négative verticale. La composante \bar{U}_x est celle qui présente la plus importante variation longitudinale. La position du maximum est défléctée vers le bas de la géométrie. Le rapprochement de l'obstacle conduit à une augmentation de la norme de la composante. Le passage de l'obstacle conduit à la mise en place d'un écoulement présentant une forme comparable à celle d'un jet pariétal tout en continuant d'accélérer. La présence d'une zone de recirculation située en aval de la dent est également située.

Une constatation analogue est tirée des profils d'intensité turbulente suivant les 3 composantes $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$, et présentés en figure 5.7. On retrouve des variations identiques sur la composante σ_z , où celle-ci ne présente aucune variation longitudinale et reste proche de $\sigma_z = 0$ sur l'ensemble du domaine de calcul.

Pour la composante transversale σ_y , sa norme ainsi que sa variation ne deviennent significatives qu'en proximité de la pointe de l'obstacle. Pour la composante longitudinale σ_x , son évolution ainsi que sa norme commence plus en amont de l'obstacle que pour σ_y . Néanmoins les variations les plus significatives se manifestent en aval de l'obstacle dans la zone de développement de ce que l'on apparente à un jet pariétal.

Les simulations mettent donc en évidence que les variations se situent essentiellement au niveau des composantes longitudinales de la vitesse et de la turbulence, respectivement \bar{U}_x et σ_x , et que la configuration de la géométrie conduit à la mise en place en aval de l'obstacle à un jet pariétal.

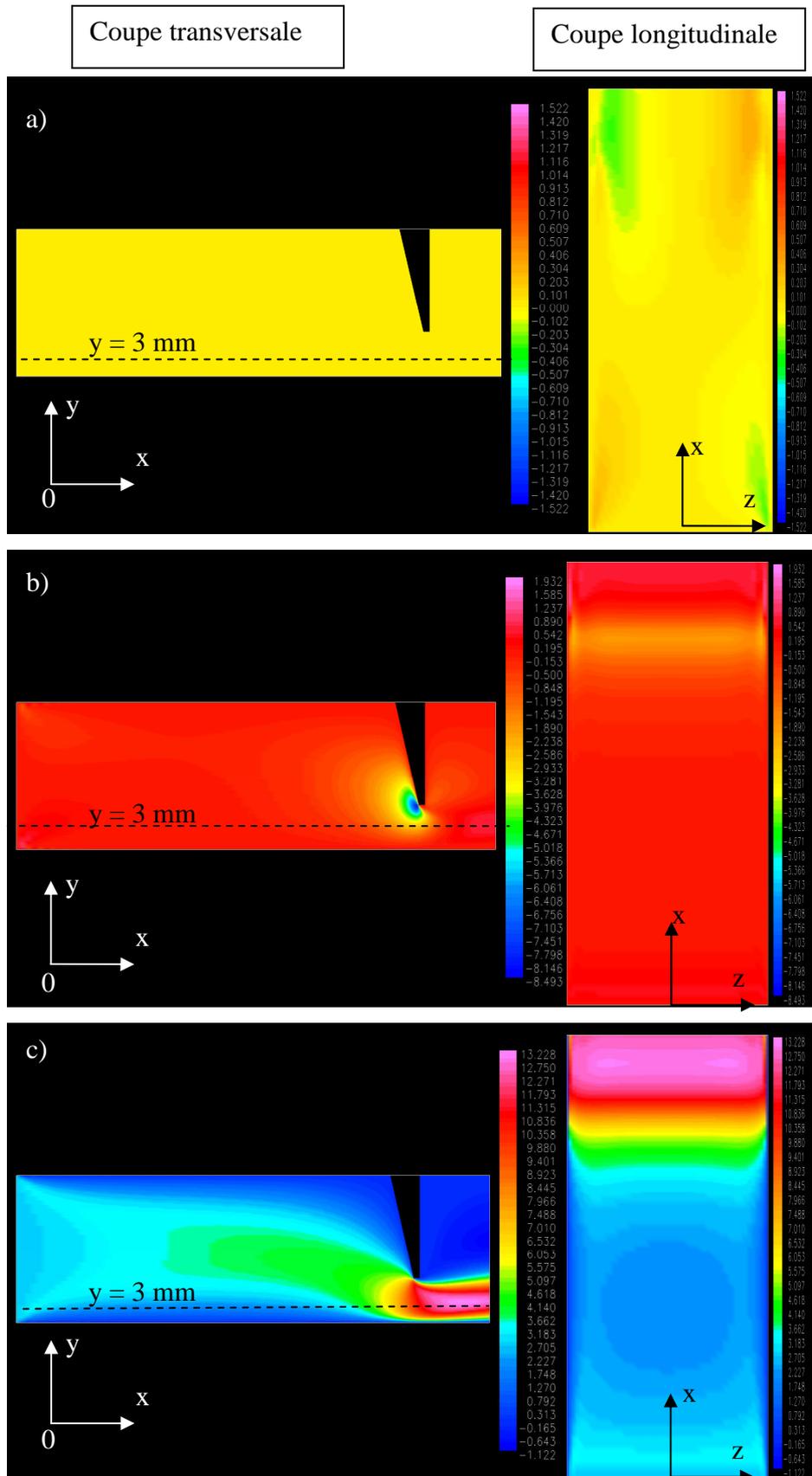


Figure 5.6 : Evolution spatiale du champ de vitesse moyen suivant la composante a) U_z , b) U_y , c) U_x selon le plan $(x0y)$ en $z = 0$ et le plan $(x0z)$ en $y = 3 \times 10^{-3} \text{ m}$.

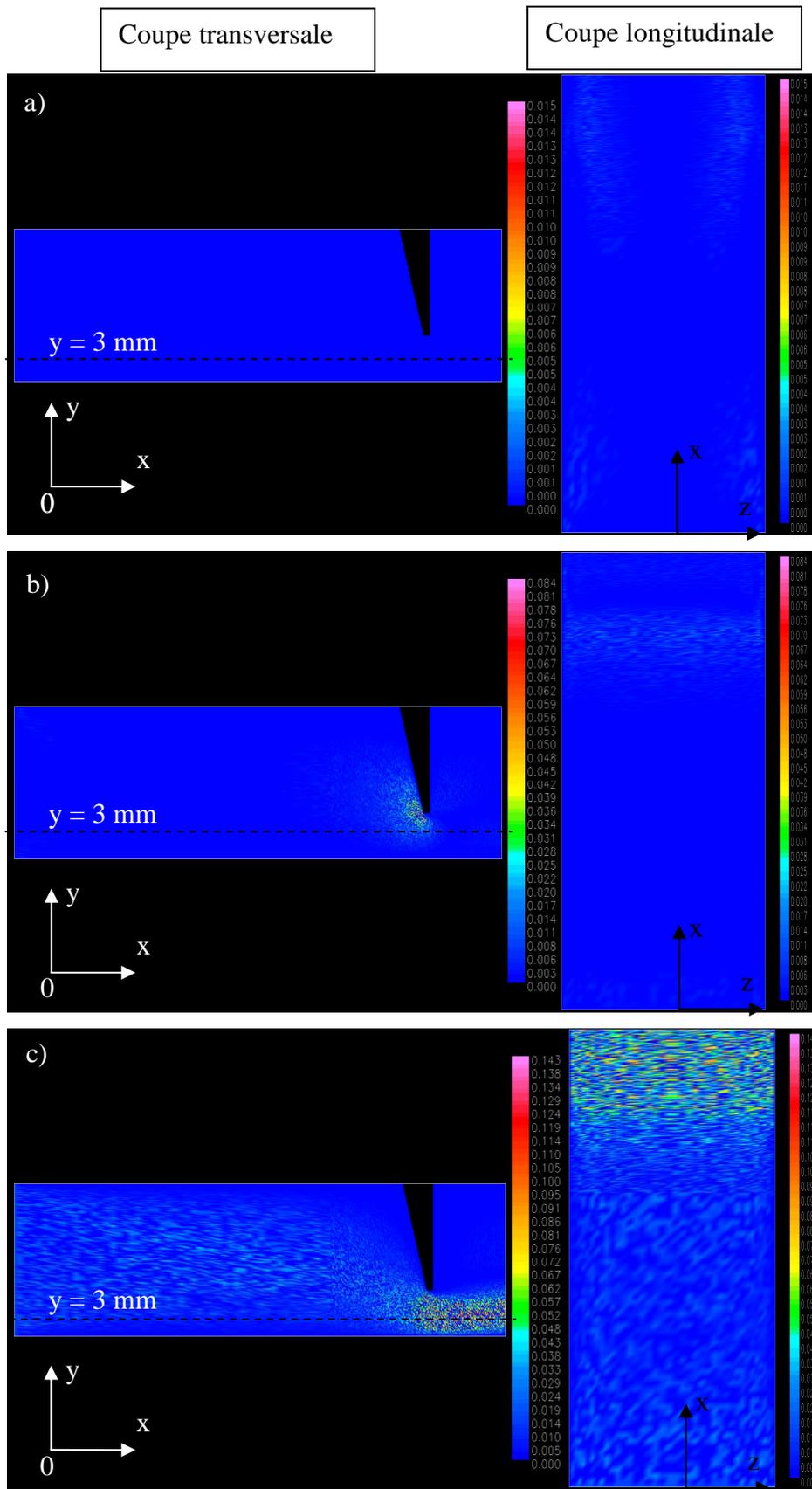


Figure 5.7 : Evolution spatiale du champ turbulent moyen suivant la composante a) σ_z , b) σ_y , c) σ_x selon le plan $(x0y)$ en $z = 0$ et le plan $(x0z)$ en $y = 3 \times 10^{-3}$ m.

5.4 Etude ‘*In-vitro*’

A la vue des résultats obtenus, l'étude expérimentale qui suit prend le parti de se concentrer sur l'écoulement en aval de la constriction. Ce choix résulte également du caractère intrusif de l'appareil de mesure, *i.e* le film chaud, et de l'étroitesse de la constriction qui conduirait à perturber le phénomène étudié (cf. chapitre 3).

Les résultats obtenus à partir du dispositif expérimental seront intégralement confrontés avec les simulations numériques. Les résultats obtenus lors de la simulation nous conduisent également à étudier des traits de l'écoulement généralement recherchés pour les jets plans puisque 2 couches de cisaillement sont attendues. (Launder and Rodi (1983), Eriksson *et al.* (1998), Townsend (1999)).

5.4.1. Dispositif expérimental et conditions d'écoulement

Ce nouveau dispositif représenté en figure 5.8, reprend les mêmes éléments que les dispositifs utilisés antérieurement du compresseur d'air jusqu'au débitmètre et ne font donc pas l'objet d'une nouvelle description. A partir du débitmètre [d], l'écoulement d'air circule à travers une conduite uniforme de 0.01 m de diamètre avant de pénétrer dans un convergent – divergent [e] de longueur totale de 0.07 m et de diamètre de sortie de 0.025 m. Le divergent est fixé à une chambre de conditionnement [f] d'un volume total de 0.12 m³ et de dimensions 0.6×0.51×0.41 m (longueur × largeur × hauteur). Des grilles de structures comparables à celles présentées en figure 4.4 sont positionnées à l'intérieur pour réduire le niveau d'intensité turbulente afin d'obtenir un niveau d'intensité turbulente T_U inférieur à 1% lors de l'entrée dans l'embout [g] fixé sur la chambre de conditionnement. Elle est également tapissée de mousses acoustiques afin d'éviter toute résonance.

Le champ de vitesse issu de ce dispositif est toujours mesuré à partir de la technique de l'anémométrie à film chaud. La sonde (TSI 1201-20) est déplacée principalement suivant les 2 axes (0x), (0y) grâce au positionneur (Chuo precision industrial co. CAT-C, ALS-250-C2P and ALS-115-E1P). Le troisième axe (0z) est utilisé quant à lui pour vérifier la bidimensionnalité de l'écoulement.

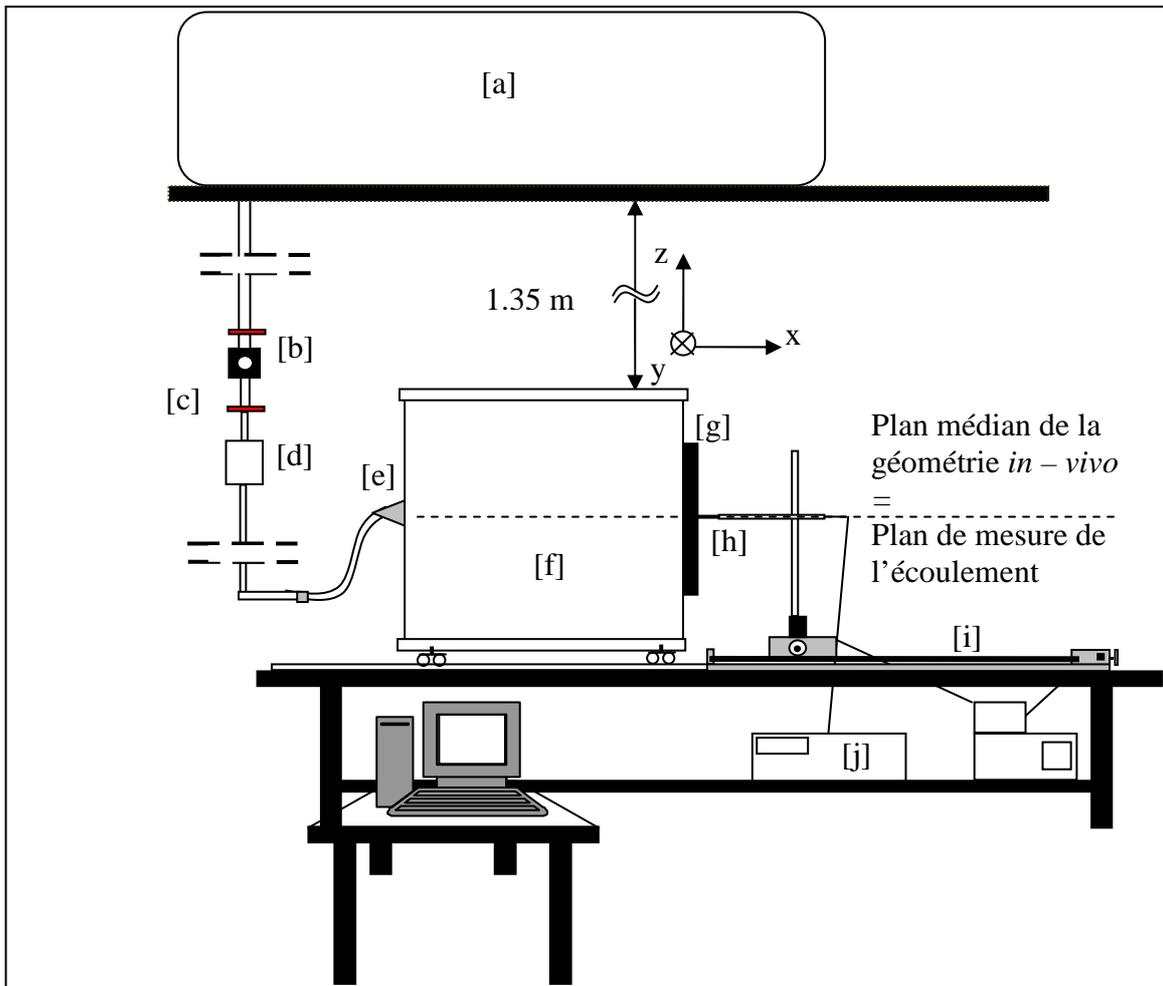


Figure 5.8 : Vue générale du dispositif de calibration. [a] compresseur, [b] détendeur, [c] vanne, [d] débitmètre, [e] divergent, [f] chambre de conditionnement, [g] embout, [h] film chaud, [i] positionneur, [j] IFA – 300 de TSI.

Durant l'expérimentation, la sonde est positionnée à la fois perpendiculairement à la direction x afin que l'angle de lacet $\beta = 0^\circ$, et parallèlement à l'axe (Oz) afin d'augmenter la précision suivant l'axe (Oy) . En revanche, lors de la vérification de la bidimensionnalité de l'écoulement, la sonde est basculée de 90° pour être mise parallèle à l'axe (Oy) . La configuration de l'embout oblige à appliquer un angle de roulis $\phi = 11^\circ$ afin de mesurer la vitesse de l'écoulement près du mur, tout en limitant les perturbations engendrées par le film chaud et son support. Cette inclinaison a une influence très faible sur la norme de la vitesse mesurée en provoquant une erreur $< 1\%$ (cf chapitre 3).

Le film chaud utilisé est calibré suivant la méthode principale décrite en chapitre 2. A chaque position, les mesures du signal de vitesse sont collectées durant une période $T_e = 4s$ à une fréquence $F_e = 40 \text{ kHz}$. Le débit d'air fixé à $Q_{\text{mesur}} = 363 \text{ l.min}^{-1}$ donne une vitesse

débitante de $\frac{Q_{\text{mesur}}}{S} = 2.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Le nombre de Reynolds Re_b , basé sur la hauteur d'entrée

H et la vitesse débitante, fournit $Re_b = 4000$.

Précision sur l'embout

Cet embout résulte du moulage de la grille numérique élaborée en section 5.3 (3D Digital Service OURA Inc.). Par conséquent, cette géométrie *in - vitro* correspond au domaine de calcul appliqué pour la simulation numérique, à l'exception de la longueur du canal situé en amont de l'obstacle présentant une longueur de 0.042 m comparée au 0.08 m du domaine de calcul. Les principales caractéristiques de l'embout *in-vitro* et la différence avec le domaine numérique sont résumées en tableau 5.1.

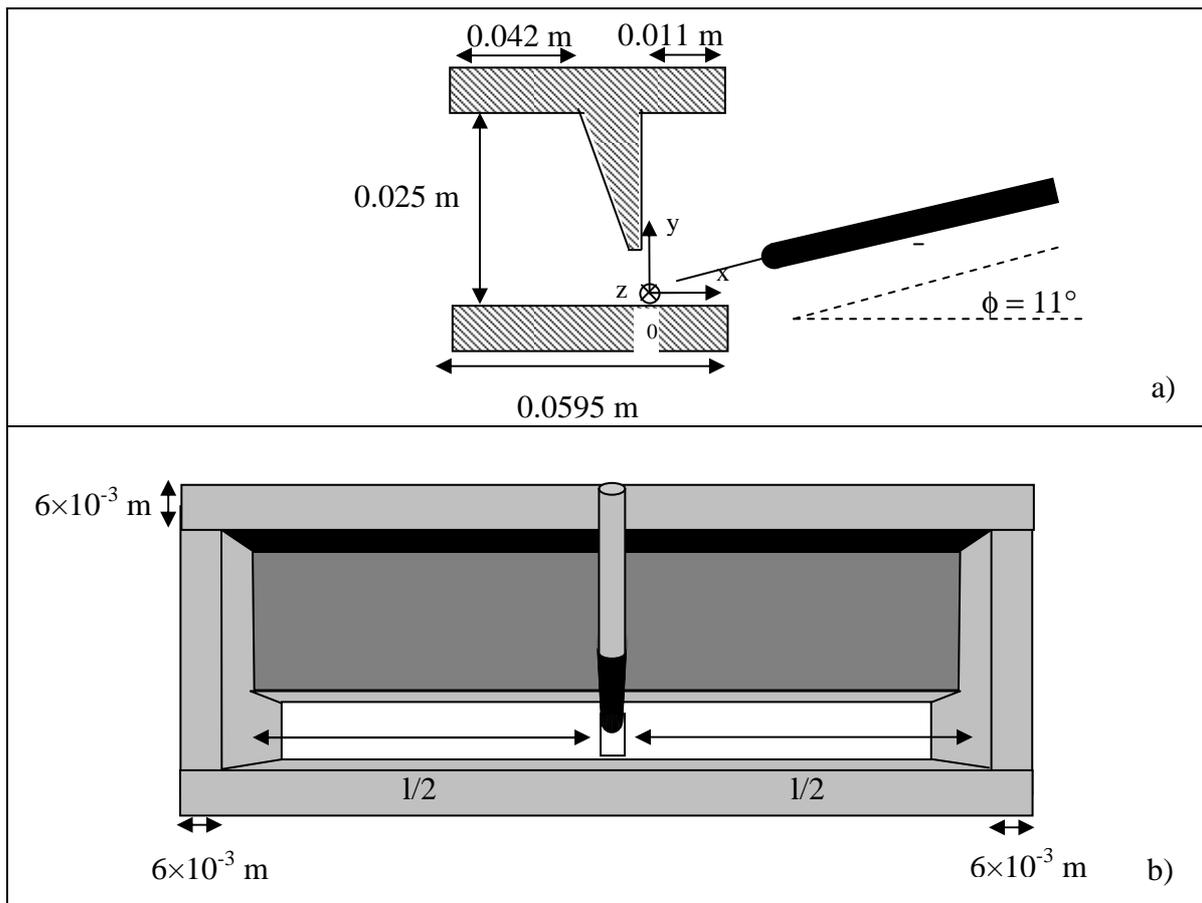


Figure 5.9 : (a) Vue en coupe et de face (b) de l'embout et du positionnement du film chaud.

Paramètres	LES	“in-vitro”
Largeur de l’embout l	0.105 m	0.105 m
Longueur de l’embout L	0.097 m	0.0595 m
Hauteur de l’embout H	0.025 m	0.025 m
Épaisseur de l’embout	0 mm	0.006 m
l_0	0.011 m	0.011 m
l_t	0.00125 m	0.00125 mm
θ_1	107°	107°
θ_2	90°	90°
Ouverture minimum H_c	0.0075 m	0.0075 m
Reynolds d’entrée Re_b	4000	4000
Vitesse débitante en entrée de l’embout U_b	2.5 m.s ⁻¹	2.5 m.s ⁻¹
Débit d’air Q_{mesur}	363 l.min ⁻¹	363 l.min ⁻¹

Tableau 5.1: Résumé des conditions d’écoulement et des caractéristiques de l’embout utilisés lors des simulations et lors des expériences ‘in-vitro’.

5.4.2. Stations de mesure

L’origine des axes ($0x$, $0y$, $0z$) est prise à une distance $l/2$ dans le sens de la largeur. A la sortie de la constriction, le champ de vitesse du jet résultant est scanné expérimentalement suivant la direction longitudinale ($0x$) et la direction transversale ($0y$). Les stations initiales de mesures sont situées à moins de 0.5 mm du mur et coïncident soit avec le fond plat opposé à l’obstacle pour les mesures transversales, soit avec la face externe de l’obstacle en forme de dent pour les mesures longitudinales. Le pas de déplacement Δx et Δy est fixé à 0.1mm afin d’assurer une haute précision spatiale. Toutes les stations de mesures initiales transversales sont situées entre $0 < x < 11$ mm en aval de la constriction. Les données transversales parallèles à l’axe y sont collectés jusqu’à $y/H_c = 2.5$ ce qui donne 185 prises de mesures depuis chaque position initiale positionnée suivant l’axe ($0x$). La direction longitudinale est quant à elle scannée depuis les stations initiales jusqu’à $x/H_c = 3.4$, soit 249 stations de mesure pour chaque station- y initiale. Par conséquent, les mesures longitudinales sont collectées en aval de la constriction jusqu’à 0.014 m en amont de la sortie de l’embout. On obtient donc un quadrillage de l’espace tel que le représente la figure 5.10.

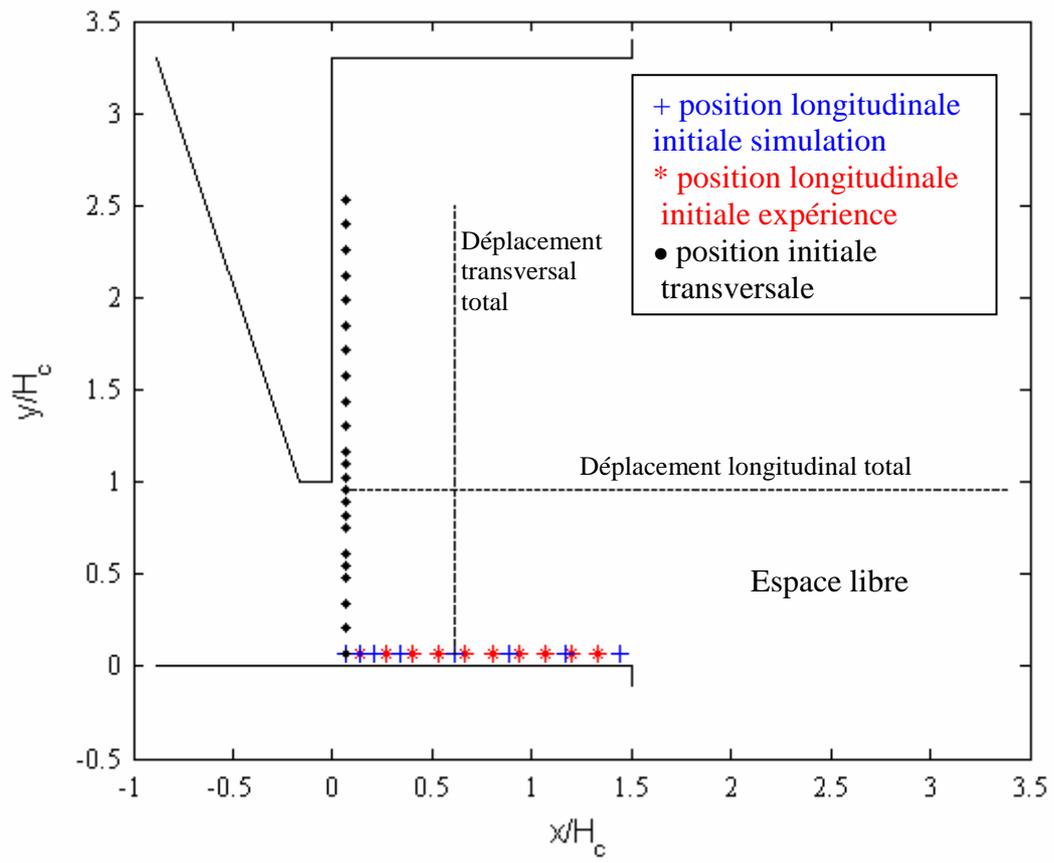


Figure 5.10 : Stations de mesures initiales.

5.5 Résultats et discussions

Les champs de vitesse simulés et mesurés sont systématiquement comparés aux niveaux des stations de mesure indiquées en figure 5.10. De fait, une comparaison détaillée de l'écoulement est obtenue dans le champ proche de $0 < x/H_c < 1.5$, *i.e* de la sortie de la constriction située à $x = 0$ jusqu'à la sortie de l'embout. Il est à préciser que les données de l'anémomètre informant uniquement sur la norme de la vitesse moyenne $|\vec{U}|$ et non sur une composante unique, c'est la norme de la vitesse simulée qui sera considérée pour comparaison, à moins d'être explicitement mentionnée.

5.5.1. Profils transversaux initiaux

Les vitesses moyennes et les rapports $\frac{\sigma}{\bar{U}_{0,m}}$ des profils transversaux de vitesse mesurés et simulés, pris respectivement à des distances $x/H_c = 0.06$ et $x/H_c = 0.13$ en aval de l'obstruction sont représentés en figure 5.11.

La présence de l'obstacle déclenche en sortie de l'obstruction une asymétrie dans la forme du profil de vitesse, observée aussi bien pour les profils de vitesse simulés que pour les profils de vitesse obtenus expérimentalement. Cependant, la forme générale de ces profils diffère. Alors que l'on peut approximativement décrire l'évolution du profil de vitesse moyen issu de la simulation par 3 taux de croissance consécutifs $\frac{d\bar{U}}{dy}$, on note plus de variations dans le profil de vitesse mesuré expérimentalement. De plus, le maximum de vitesse initiale $\bar{U}_{m,0}$ s'avère beaucoup plus marqué. On obtient également une largeur de jet plus importante dans le cas de l'expérimentation avec un déplacement de la position du maximum $\bar{U}_{m,0}$ vers $y/H_c = 1$. La zone de recirculation obtenue à partir de la simulation numérique nous pousse à comparer la norme de la vitesse moyenne simulée \bar{U} avec la composante de la vitesse simulée suivant l'axe (0x), en conséquence \bar{U}_x est tracée.

Il apparaît que pour $y/H_c < 1$ la différence entre ces deux quantités reste inférieure à 1 %. En revanche, la présence de la zone de recirculation provoque de fait dans cette région une différence entre ces deux quantités. La comparaison avec le film chaud devient donc faussée du fait que les données de l'anémomètre sont obtenues en positionnant la

sonde parallèlement à l'axe (0y), le rendant moins sensible à la composante moyenne \bar{U}_y et par conséquent les mesures moins précises. Par conséquent, la vitesse mesurée pour $y/H_c \geq 1$ est comprise entre la norme \bar{U}_x simulée et la norme de la vitesse \bar{U} simulée. Le rapport $\frac{\sigma}{\bar{U}_{0,m}}$ reste globalement inférieur à 2 % tant pour la simulation que pour l'expérience. Néanmoins, l'asymétrie dans les données de vitesse mesurées s'associe avec un pic local de plus de 10 %. L'absence d'un tel pic dans les données simulées est associée avec la position différente de la vitesse moyenne maximale $\bar{U}_{m,0}$ par rapport au coin de l'ouverture à $y/H_c = 1$. Par conséquent, malgré la géométrie et des conditions d'écoulements identiques, des différences dans les profils initiaux sont observés.

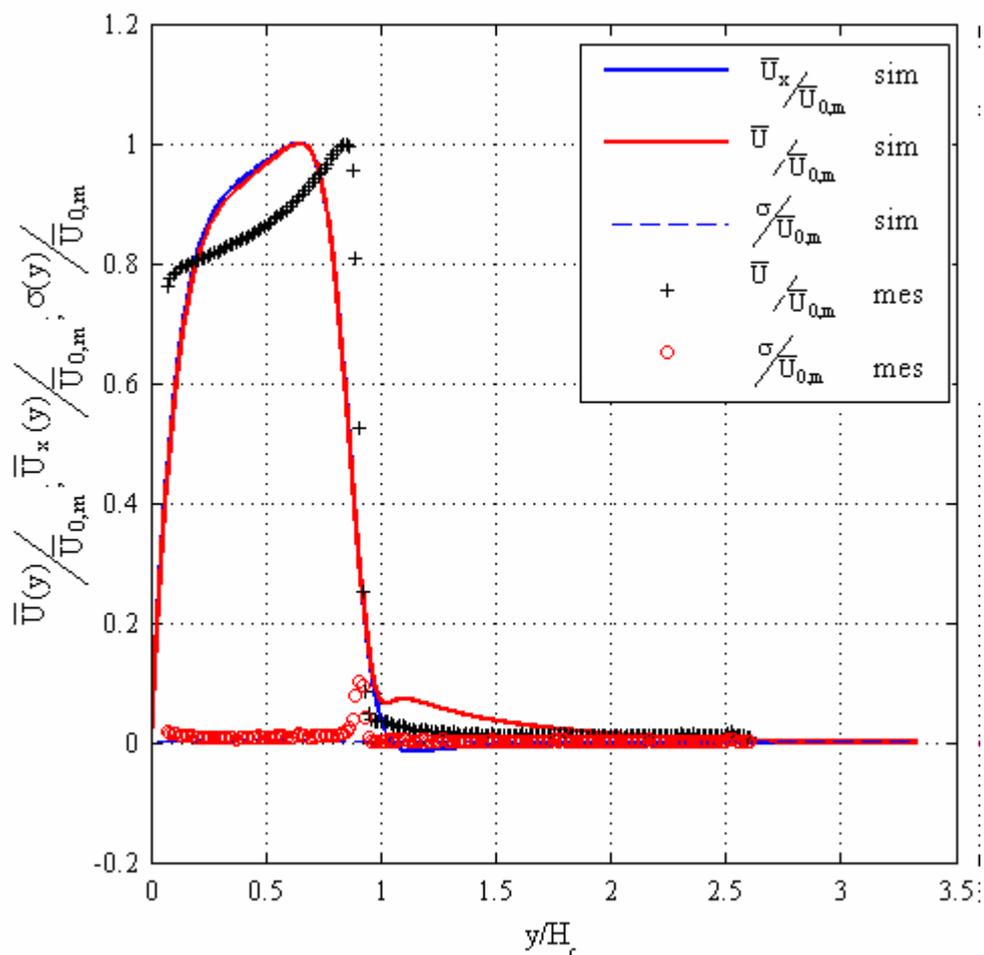


Figure 5.11 : Profils initiaux de vitesse moyenne et fluctuante (σ) mesurés expérimentalement ($x/H_c = 0.06$, mes) et par simulation ($x/H_c = 0.13$, sim) en sortie de l'obstruction: $\bar{U}(y)$ correspond à la norme de la vitesse ; $\bar{U}_{0,m}$ au maximum de vitesse au niveau du profil de vitesse initiale et $\bar{U}_x(y)$ la composante de la vitesse suivant l'axe (0x).

Profils transversaux de vitesse moyenne

La caractérisation du développement des profils de vitesse dans le champ proche en aval de la constriction est basée sur des quantités indiquées suivantes (figure 5.12) :

- $y_m(x)$: correspondant à la distance à partir du mur jusqu'à la vitesse maximale
- $\bar{U}_m(x)$: correspondant à la vitesse maximum
- $y_{1/2}(x)$: distance à partir du mur jusqu'à $\frac{\bar{U}_m(x)}{2}$.
- $\Delta y_{\text{largeur}}$: largeur du jet.

On rappelle que les profils de vitesse sont obtenus pour des positions depuis l'obstruction jusqu'à la sortie de l'embout, *i.e.* $0 < x/H_c < 1.5$. Une vue générale des profils de vitesse mesurés et simulés est montrée en figure 5.13.

Le taux de croissance du jet et l'asymétrie des profils sont recherchés en considérant l'évolution de la position de $y_m(x)/H_c$ pour chaque profil de vitesse, la position externe $y_{1/2}(x)$, et le rapport de vitesses $\frac{\bar{U}_m(x)}{\bar{U}_{m,0}(x)}$. Les quantités résultantes sont illustrées

en figure 5.14. On observe la décroissance de la position de la vitesse maximale $y_m(x)/H_c$ aussi bien pour les profils de vitesse mesurées que pour les profils de vitesse simulés. Néanmoins, les valeurs $y_m(x)/H_c$ mesurées continuent de décroître jusqu'à ce que la position longitudinale $x/H_c \geq 1.1$ soit atteinte, tandis que dans le cas simulé une valeur constante ($\pm 2\%$) égale à $y_m(x)/H_c \approx 0.47$ est atteinte pour des valeurs longitudinales $x/H_c \geq 0.7$. En conséquence, la position latérale du maximum de vitesse continue son évolution sur une distance longitudinale plus importante pour les mesures expérimentales comparées aux simulations.

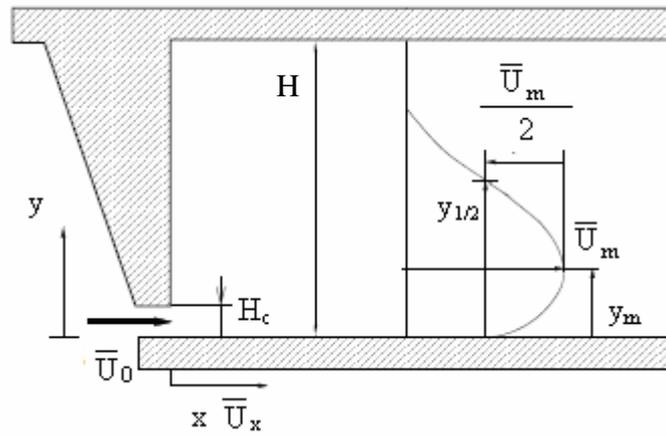


Figure 5.12 : $y_m(x)$ correspond à la distance à partir du mur jusqu'à la vitesse maximum $\bar{U}_m(x)$ correspondant à la vitesse maximum, $y_{1/2}(x)$ distance à partir du mur jusqu'à $\bar{U}_m(x)/2$, H_c : hauteur de la constriction, H hauteur du canal.

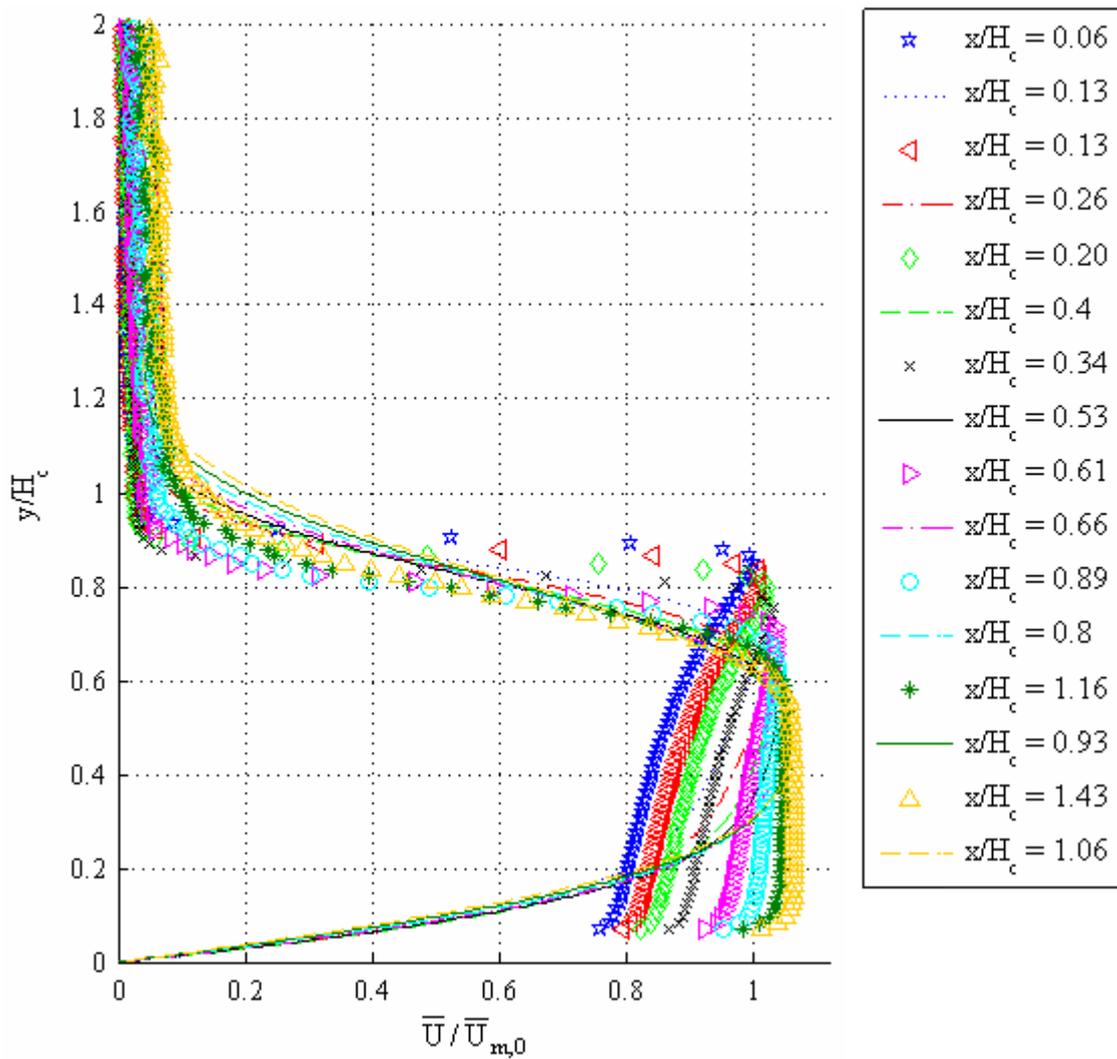


Figure 5.13 : Evolution du rapport $\frac{\bar{U}_m}{\bar{U}_{m,0}}$ issus des simulations (-) et des expériences *in-vitro*.

La position externe $y_{1/2}(x)$, correspondant à la moitié de la vitesse maximum $\frac{\bar{U}_m}{2}(x)$, affiche pour les mesures simulées et expérimentales une évolution en 2 temps avec une décroissance suivie d'une croissance lorsque x/H_c augmente. On note cependant que l'augmentation de $y_{1/2}(x)$ sur les données expérimentales s'étend jusqu'à $x/H_c \geq 1.1$ alors que pour les simulations cette augmentation s'effectue jusqu'à $x/H_c \geq 0.7$. On notera également que la position longitudinale donnant une gamme de valeurs $y_m(x)/H_c = \text{cste}$ coïncide avec la position longitudinale à partir de laquelle $y_{1/2}$ augmente ; soit $x/H_c \approx 1.1$ et $x/H_c \approx 0.7$ respectivement pour les données mesurées et simulées.

A partir du rapport $y_m/y_{1/2}$ une première analyse sur la symétrie du jet lors de son développement peut être menée. L'évolution longitudinale de cette quantité est reportée en figure 5.14(c). On extrait de cette figure une tendance générale similaire entre les données mesurées et simulées, *i.e* une décroissance jusqu'à l'obtention d'une valeur constante, en remarquant une nouvelle fois que la position longitudinale à partir de laquelle un régime constant est atteint semble se manifester plus en aval dans le cadre des simulations par rapport aux mesures.

D'une manière générale la décroissance initiale des rapports simulés et mesurés indique une augmentation dans la symétrie du jet en repositionnant le maximum de vitesse plus au centre du jet. La forte valeur du rapport $y_m/y_{1/2} \approx 0.9$ obtenue pour les profils de vitesse mesurés au niveau de l'obstacle indique une dissymétrie importante dans la forme du jet ; avec un positionnement de la valeur maximale de vitesse près de la couche de cisaillement externe. La présence de ce gradient couplée au positionnement du maximum de vitesse a un double impact en facilitant respectivement l'étirement de la vorticité et son advection pour $y_m(x)/H_c \approx 1$.

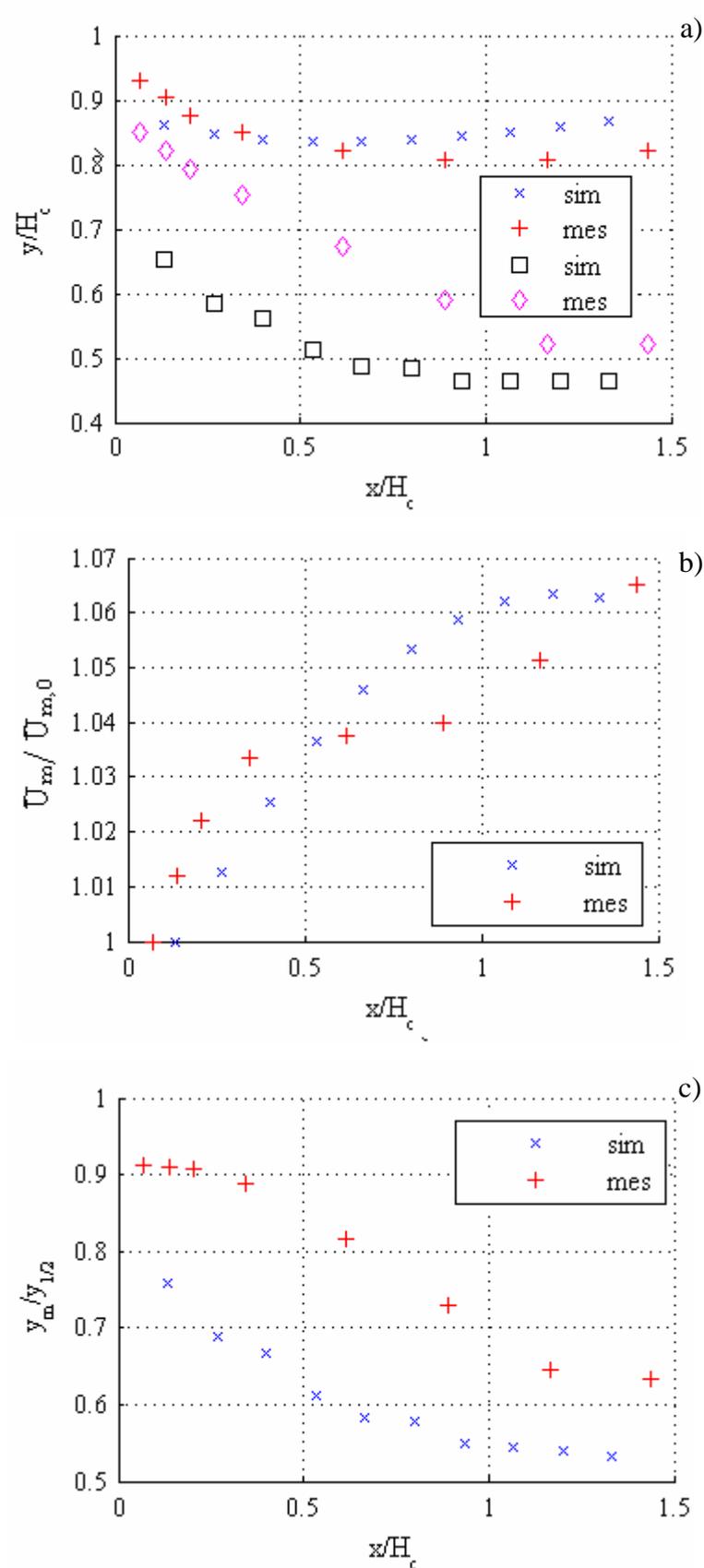


Figure 5.14 : a) Evolution de la position du maximum de vitesse y_m (simulé = \square ; mesuré = \diamond) et de la position de la moitié de la vitesse maximale $y_{1/2}$ (simulé = \times ; mesuré = $+$). b) Evolution longitudinale du rapport $\bar{U}_m / \bar{U}_{m,0}$. c) Evolution du rapport longitudinal du rapport $y_m / y_{1/2}$.

La symétrie du jet étudiée, on analyse l'évolution de la largeur du jet $\Delta y_{\text{largeur}}$, où $\Delta y_{\text{largeur}}$ représente l'ensemble des vitesses moyennes supérieures à un certain pourcentage p de la vitesse maximum $\bar{U}_m(x/H_c)$, *i.e.* $U(y/H_c, x/H_c) > p \cdot \bar{U}_m(x/H_c)100$. Cette analyse est faite au travers de la figure 5.15 illustrant l'évolution de la largeur du jet $\Delta y_{\text{largeur}}$ pour des pourcentages p dérivés des profils de vitesse transversaux.

Dans un premier temps on détermine pour chaque position avale $0 < x/H_c < 1.5$, le pourcentage p correspondant aux vitesses situées à une distance $y/H_c \leq 0.07$ du mur, *i.e.* $p(x/H_c) = U(y/H_c \leq 0.07, x/H_c)/U_m(y_m, x/H_c) \times 100$. Les pourcentages $p(x/H_c)$ obtenus sont reportés en figure 5.15 (b). Ils augmentent graduellement de 77 % à 97 % depuis le bord de fuite de l'obstacle jusqu'à la sortie de l'embout.

Dans un second temps, p est fixé à 97 %, *i.e.* le pourcentage maximum déterminé au travers des mesures expérimentales. Pour des positions longitudinales $x/H_c \geq 1$ les pourcentages p sont proches de 97 %, impliquant que les largeurs du jet $\Delta y_{\text{largeur}}$ obtenus avec $p = 97 \%$ ou $p(x/H_c)$ sont très peu différentes. A ces distances longitudinales, la largeur du jet obtenue à partir des mesures expérimentales avec $p = 97 \%$ est presque trois fois supérieure à la largeur du jet obtenue à partir des simulations.

Pour les distances inférieures, en dépit d'une légère tendance de croissance-décroissance la largeur du jet pour ce pourcentage $p = 97 \%$ donne pour le jet simulé une largeur de jet $\Delta y_{\text{largeur}}$ à peu près constante oscillant entre $0.2 < \Delta y_{\text{largeur}} < 0.28$. En revanche pour les profils de vitesse mesurés, la largeur du jet diminue, passant de 0.6 à 0.1. On note une forte diminution intervenant à partir de $x/H_c < 0.7$ faisant passer la largeur du jet de $\Delta y_{\text{largeur}} \approx 0.55$ à $\Delta y_{\text{largeur}} \approx 0.3$.

L'apparition de ces faibles largeurs de jet $\Delta y_{\text{largeur}} < 0.2$ pour de faibles distances longitudinales x/H_c est due à l'asymétrie importante impliquant un pic fin de vitesse, venant se superposer aux profils de vitesse transversaux. On l'observe facilement sur le profil initial de vitesse au travers de la figure 5.11. Ce pic étant absent des profils simulés, des largeurs de jet $\Delta y_{\text{largeur}} < 0.2$ ne sont donc pas observées. Par conséquent on associe l'élargissement $\Delta y_{\text{largeur}}$ pour des distances longitudinales $x/H_c > 0.7$ avec la disparition d'un tel pic.

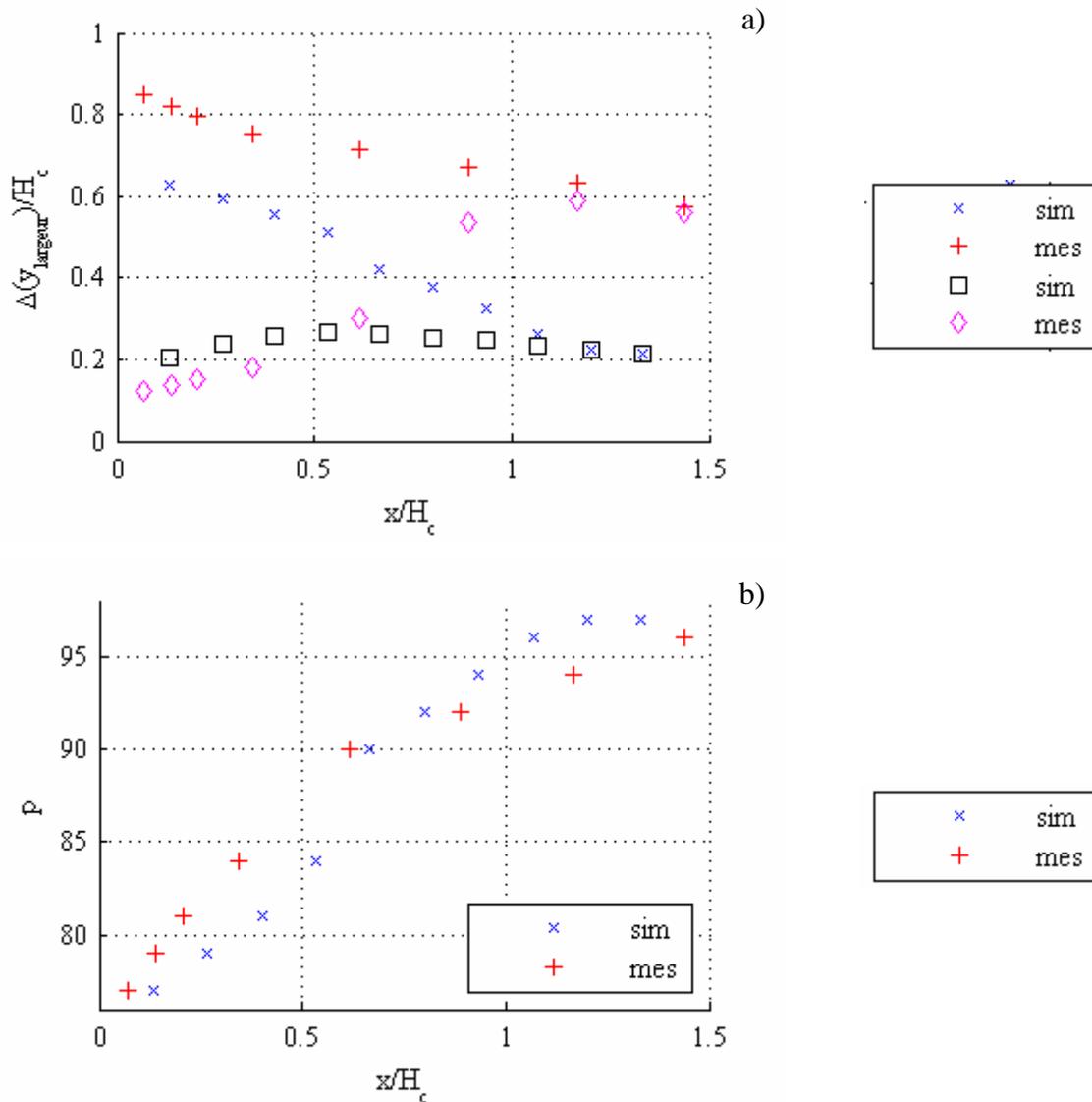


Figure 5.15 : a) Evolution longitudinale de la largeur du jet pour un pourcentage $p = 97\%$. y_m (simulé = \square ; mesuré = \diamond) et pour un pourcentage p variable (simulé = \times ; mesuré = $+$) déterminé en $y/H_c = 0.07$ et tel que $p(x/H_c) = U(y/H_c \leq 0.07, x/H_c)/U_m(y_m, x/H_c) \times 100$. b) Les pourcentages p obtenus à partir du critère de distance.

Le choix de conserver un pourcentage p fixé à $p = 97\%$ permet de détecter de tels pics, mais devient inadaptée pour considérer la largeur globale du jet. Par conséquent, la largeur du jet $\Delta y_{\text{largeur}}$ doit être ré-évaluée à partir des pourcentages p telles que $p(x/h) = U(y/H_c \leq 0.07, x/h)/U_m(y_m, x/h) \times 100$. La largeur du jet résultant apparaît alors décroître avec x/H_c aussi bien pour les profils de vitesse simulés que pour les profils de vitesse mesurés. Cependant, la décroissance est plus prononcée pour les simulations plutôt que pour les données mesurées, avec la largeur de jet $\Delta y_{\text{largeur}}$ passant de 1.3 à 2.6 fois plus fine que les profils obtenus expérimentalement.

5.5.2. Profils transversaux de vitesse turbulente

La figure 5.16 compare les rapports entre la fluctuation de vitesse moyenne définie par l'écart type σ et la vitesse moyenne maximale \bar{U}_m , obtenue à partir des simulations et des expériences. On rappelle que ces profils transversaux ont été obtenus aux mêmes stations de mesures que les profils moyens de vitesse montrés en figure 5.13.

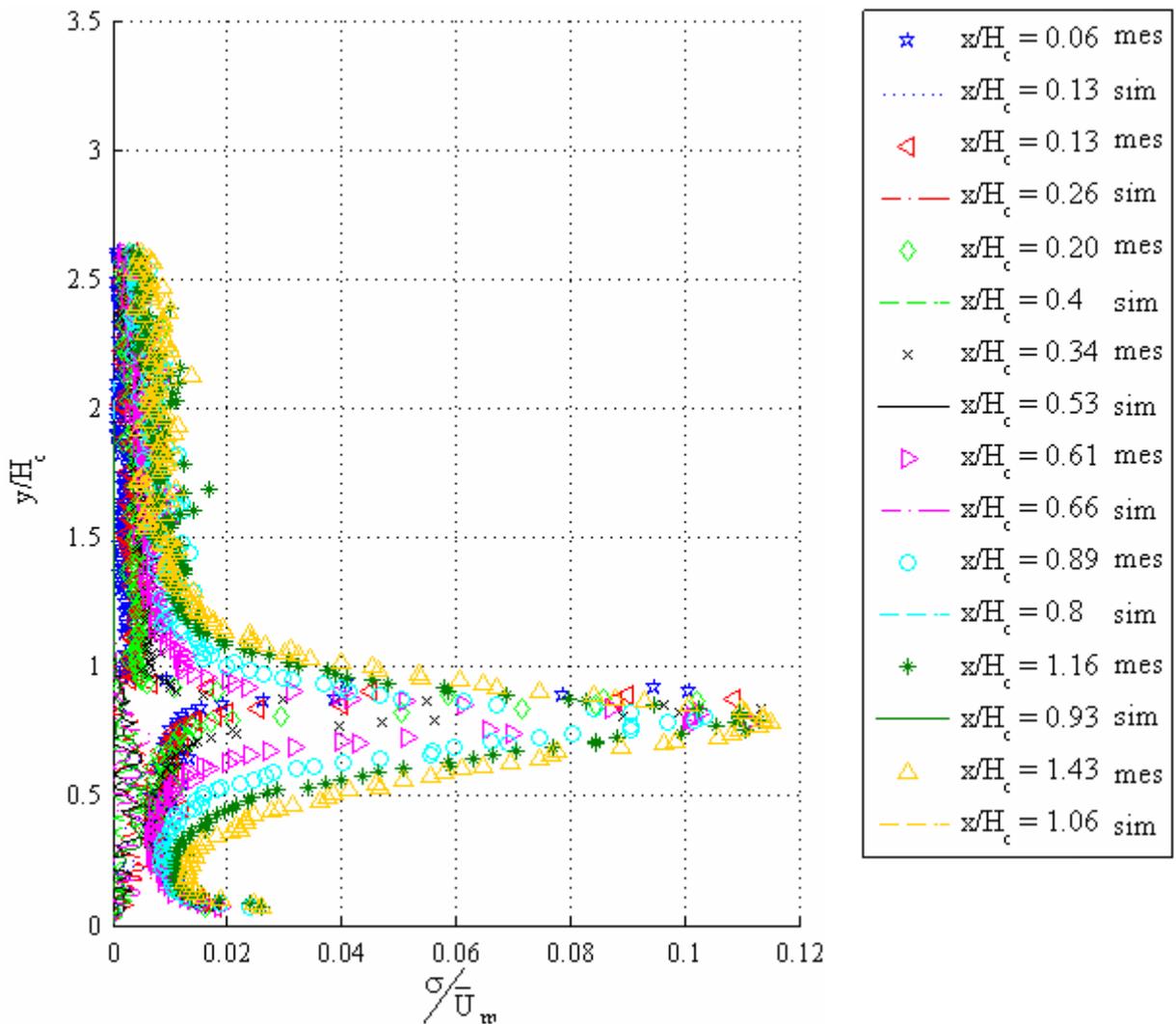


Figure 5.16 : Evolution du rapport entre la fluctuation de vitesse moyenne σ et la vitesse moyenne maximale \bar{U}_m .

Alors que les profils obtenus expérimentalement exhibent un pic de 10 % près de l'obstacle, les rapports simulés restent quant à eux inférieurs à 2 % indépendamment de la position longitudinale de mesure. La figure 5.17(a) permet de suivre l'évolution spatiale de ce maximum entre $0 < x/H_c < 1.5$. En tant que référence, la position de la vitesse maximum est également indiquée pour chaque position x/H_c . On constate que le niveau d'intensité turbulente maximum pour les profils mesurés est déplacée de $y/H_c \approx 0.9$ à $x/H_c = 0.06$ vers $y/H_c \approx 0.8$ à $x/H_c > 0.5$. La position de la vitesse maximale y_m précède le niveau d'intensité turbulente, qui apparaît à des distances transversales y/H_c plus proches de l'angle de l'obstacle. En s'éloignant longitudinalement, cette divergence entre y_m et la position du maximum de turbulence augmente à cause du maintien de la position du maximum de turbulence alors que y_m décroît pour $x/H_c > 0.7$.

En revanche, les profils simulés ne mettent pas en évidence de pic marqué de turbulence, et restent globalement inférieurs à 2 %. On constate simplement dans la zone proche de $y/H_c \approx 0.5$ des niveaux d'intensité turbulents plus élevés. Au contraire de l'écoulement mesuré, pour lequel la turbulence est générée près de l'angle de l'obstacle et est convectée en aval, l'écoulement simulé reste laminaire.

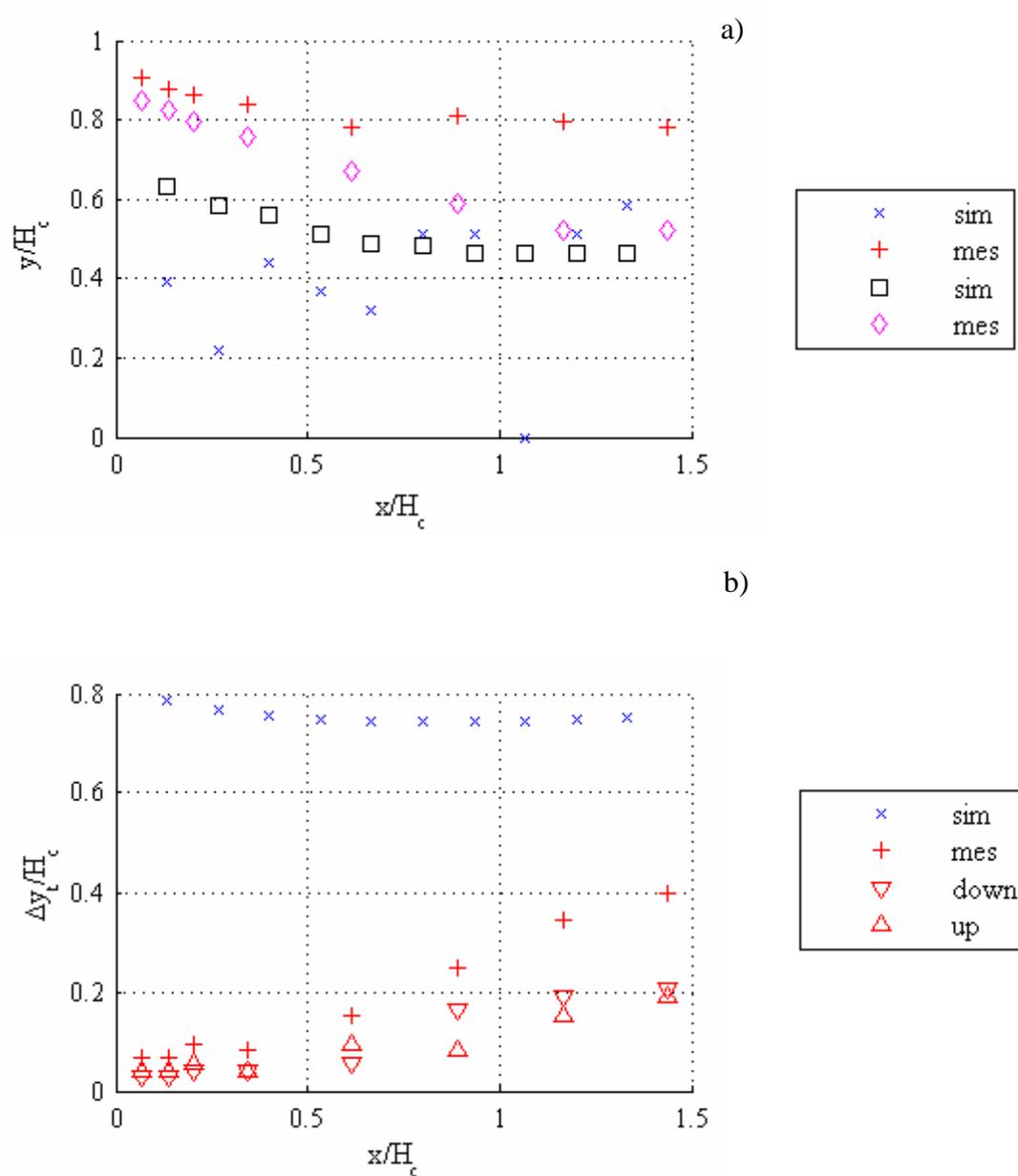


Figure 5.17 : a) Evolution longitudinale du maximum du rapport $\frac{\sigma}{U_m}$ pour les simulations (\times) et les mesures ($+$), comparé à l'évolution de la position du maximum de vitesse moyenne y_m (simulé = \square ; mesuré = \diamond), b) Evolution du pic $\frac{\sigma}{U_m}$ pour les simulations (\times) et les mesures ($+$). Pour les profils mesurés la demi-largeur du pic est considérée, et les positions plus grandes (\triangle) et plus petites (∇) que le pic sont indiquées.

On considère maintenant la largeur du pic de turbulence Δy_t , et on étudie son évolution en figure 5.17(b). D'un mince pic $\Delta y_t/H_c < 0.1$ observé à de faibles distances longitudinales $0 < x/H_c < 0.34$, le pic s'élargit graduellement jusqu'à atteindre une valeur $\Delta y_t \approx 0.4$ pour $x/H_c = 1.5$. La symétrie du pic de turbulence est vérifiée en considérant Δy_t pour des valeurs y/H_c respectivement plus grandes et plus petites que la position du maximum de turbulence. Les valeurs résultantes sont indiquées en figure 5.17(b). Pour la simulation, la faible intensité turbulente et l'absence de pic conduisent à $\Delta y_t/H_c \approx 0.75$ indépendamment de x/H_c .

5.5.3. Profils longitudinaux de vitesse turbulente

En plus des profils de vitesse transversaux, les profils de vitesse longitudinaux sont mesurés pour des positions comprises entre $0 < y/H_c < 2.5$ et $0 < x/H_c < 3.5$ comme indiqué en figure 5.10.

Les profils de vitesse moyenne et turbulente sont donnés en figure 5.15. D'une manière générale les profils de vitesse confirment les observations antérieures sur les profils de vitesse pour des distances longitudinales $x/H_c < 1.5$, e. g. le maximum dans la vitesse moyenne voit sa position se déplacer vers le mur et la largeur du jet décroître avec x/H_c . Cependant, aucune quantification n'est faite puisque Δy (correspondant au pas de déplacement transversal du positionneur) est trop large entre 2 profils longitudinaux pour obtenir une description précise. On notera toutefois, un pic très mince de turbulence et une forte décroissance de la vitesse moyenne à $y/H_c \approx 0.82$ pour $x/H_c < 0.2$.

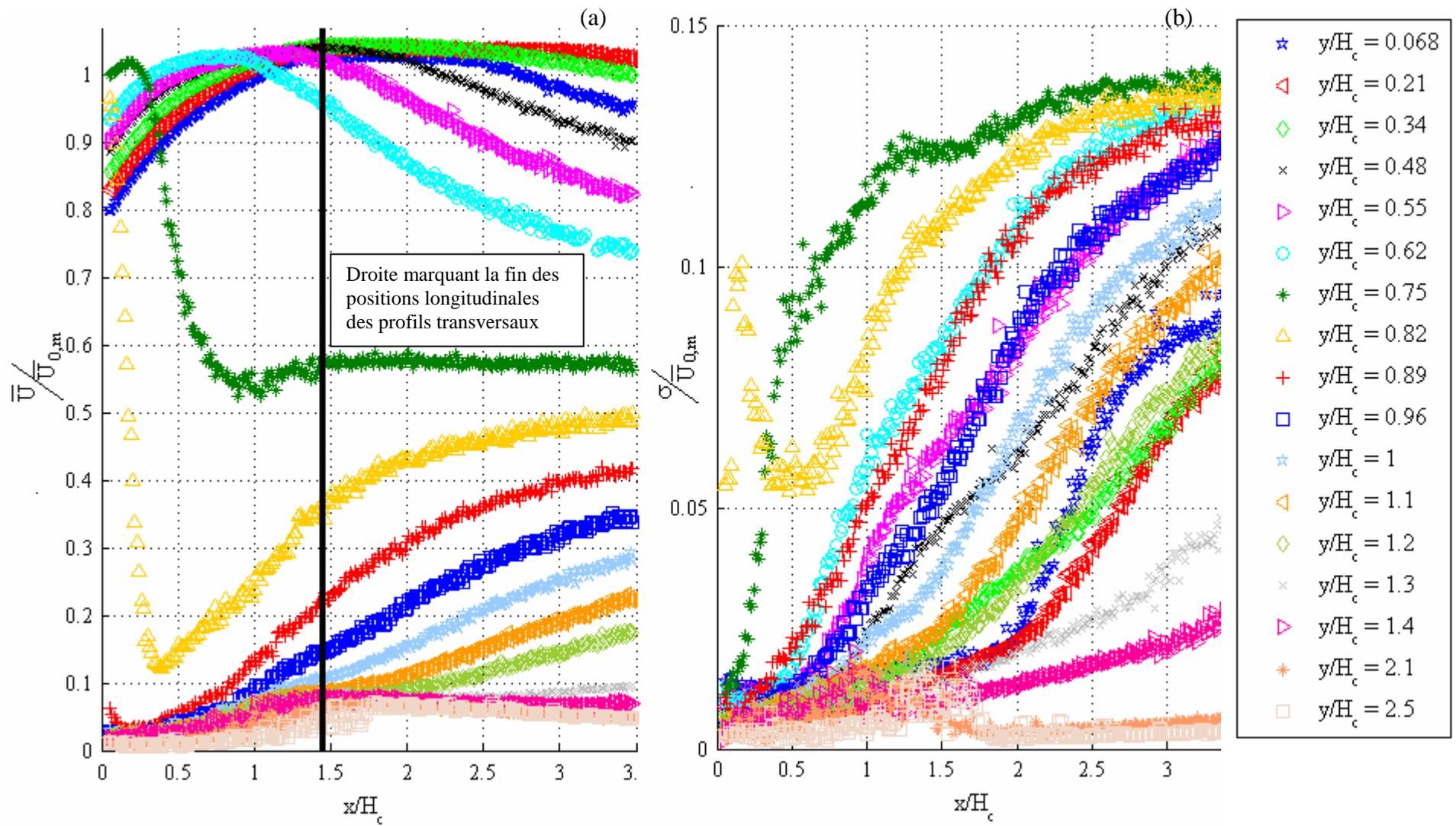


Figure 5.15 : (a) Evolution longitudinale de la vitesse moyenne \bar{U} normalisée par la vitesse moyenne initiale maximale $\bar{U}_{0,m}$. (b) Evolution longitudinale de la fluctuation de vitesse ramenée à la vitesse moyenne initiale $\sigma/\bar{U}_{0,m}$.

5.6 Conclusion

On a étudié dans ce chapitre ce qui constitue la dernière composante de l'ensemble écoulement turbulent – obstacle défini lors de l'introduction.

Au regard du phénomène étudié, l'obstacle défini se veut être une représentation simplifiée d'une incisive supérieure, avec pour but principal d'en évaluer l'influence sur un écoulement donné. A cette fin, cette étude a été menée en 3 étapes :

1. Elaboration de l'obstacle à partir données morphologiques d'une incisive supérieure.
2. Insertion de ce modèle d'incisive supérieure dans une grille numérique, et utilisation d'un code de calcul utilisant la Simulation des Grandes Echelles (SGE).
3. Mise en place d'un dispositif expérimental permettant la confrontation avec les résultats obtenus par la simulation numérique lors de l'étape 2.

La dissymétrie imposée à l'écoulement due à l'utilisation d'un obstacle unique positionné dans un canal rectangulaire, conjuguée aux résultats préliminaires obtenus lors de la simulation, nous ont conduit à quantifier cet écoulement de façon comparable au jet pariétal. Toutefois, les résultats actuels, aussi bien numériques qu'expérimentaux, montrent que l'interaction entre la couche interne (couche limite) et la couche externe (couche de cisaillement libre) mène au développement d'un écoulement plus complexe en champ proche ou plusieurs couches peuvent être distinguées.

Les comparaisons effectuées à partir du champ moyen de vitesse sur certains caractères de l'écoulement, révèlent des tendances communes entre les écoulements simulés et expérimentaux. On constate dans les deux cas :

1. La position du maximum de vitesse y_{\max} est déplacée vers le mur lorsque l'on se déplace longitudinalement en aval de la constriction.
2. La vitesse maximale moyenne \bar{U}_m augmente en s'éloignant de la constriction.
3. La largeur du jet décroît avec le déplacement aval.

Néanmoins, la quantification de ces paramètres met en évidence des divergences entre l'écoulement simulé et mesuré.

1. Le jet expérimental est élargi comparé au jet numérique
2. Les profils de vitesse moyenne transversaux issus de l'expérimentation *in - vitro* exhibent un pic marqué vers $y/H_c \approx 1$, absent des données simulées.
3. Cette position du maximum de vitesse est atteinte dans le cas de l'expérimentation à une distance transversale plus importante que pour les données simulées
4. Le rapport de la position du maximum de vitesse avec la demi-largeur $y_m/y_{1/2}$ est proche de 1 pour les données expérimentales.

Ces différences observées résultent de vitesses moyennes et de gradients de vitesse moyens au voisinage de la dent, *i.e* $y/H_c \approx 1$ plus important pour les données expérimentales que pour les données simulées. Au regard de la vorticité ces deux observations sont importantes. Le pic fin près de la pointe de la dent observ e sur les profils de vitesse moyenne mesur es, est accompagn e d'un pic d'intensité turbulente de 10 %. Ces pics sont absents du champ d'écoulement simul e, qui présente un caractère laminaire dans le champ proche en aval de la constriction. Par conséquent, ces différences observées dans le champ moyen et turbulent incitent à continuer les futures recherches en particulier lorsque la production de son est envisag e.

Remarques :

Bien que des mesures plus précises puissent être faites, *e.g.* en utilisant d'autres techniques de mesures, les différences observées ont largement exc ed e l'incertitude de mesure et sont par conséquent significatives.

Il est également à considérer que la géométrie consid eree, bien que dérivée de données morphologiques d'incisives supérieures ne tient pas compte de certains caractères importants tels que: la localisation, l'orientation, la forme, le degré de constriction, les propriétes du tissus...

5.7 Bibliographie

1. Chaushu S, Sharabi S, Becker A (2003) Tooth size in dentitions with buccal canine ectopia. *Eur J Orthod* 25:485–491
2. Ellis E, McNamara J (1986) Cephalometric evaluation of incisor position. *The Angle Orthod* 56(4):324–344.
3. Eriksson J (1998) An experimental study of a two dimensional turbulent wall jet. *Exp Fluids* 20:50 – 60
4. Fredericks C (1974) A method for determining the maxillary incisor inclination. *Angle Orthod* 44:341–345.
5. Germano M (1991) A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Phys Fluids A* 3:1760 – 1765
6. Guo Y, Kato C, Yamade Y (2006) features of the fluid dynamics simulation software FrontFlow/Blue. *JFSM* 58:11 – 15
7. Heydecke G (2004) Speech with maxillary implant prostheses implant prostheses: ratings of annulation. *J Dent Res* 83:236 – 240
8. Howe M, McGowan (2005) Aeroacoustics of [s]. *Proc. R. Soc. A* 461:1005 – 1028.
9. Kato C, Ikegawa M (1991) Large eddy simulation of unsteady turbulent wake of a circular cylinder using the finite element method. *ASME – FED* 117:49 – 56
10. Knösel M, Attin R, Kubein-Meesenburg D, Sadat-Khonsari R (2007) Cephalometric Assessment of the axial inclination of upper and lower incisors in relation to the third order angle. *J Orofac Orthop* 3:199 – 209
11. Launder B, Rodi W (1983) The turbulent wall jet: measurement and modelling. *Ann Rev Fluid Mech* 15:429 – 459

12. Lilly D (1992) A proposed modification of the Germano subgrid – scale closure method. *Phys Fluids A* 4:633 – 635
13. Magne P (2003) Anatomic crown width/length ratios of unworn and worn maxillary teeth in white subjects. *The journal of prosthetic* 89:453 – 461
14. Millet DT, McIntyre G (2003) Crown-root shape of the permanent maxillary central incisor. *Angle Orthod* 73:710 – 714
15. McIntyre G, Millett DT (2006) Lip shape and position in class II division 2 Malocclusion. *Angle Orthod* 76:739 – 744
16. Nozaki K (2005) Integration of computational fluid dynamics and computational aeroacoustics on grid for dental applications. In *Proc IEEE CBMS*, p.6
17. Pound E (2001) Utilising speech to simplify a personalised denture service. *Complete denture* 28:903 – 908
18. Rudolph D (1998) The use of tooth thickness in predicting intermaxillary tooth – size discrepancies. *Angle Orthod* 68:133 – 140
19. Runte C (2001) The influence of maxillary central incisor position in complete dentures on /s/ sound production. *The journal of prosthetic dentistry* 85:485 – 495
20. Schierano G (2001) Influence of the thickness of the resin palatal vault on the closest speaking space with complete dentures. *Journal of Oral Rehabilitation* 28:903 – 908
21. Shadle C (1985) The acoustics of fricative consonants. PhD thesis

Chapitre 6

Conclusion et Perspectives

Les modèles mécaniques couramment utilisés dans l'étude de fricatives se sont essentiellement intéressés aux phénomènes acoustiques résultants de ces géométries particulières. Les données sur le champ de vitesse et son comportement sont en revanche plus rares. En abordant ce cadre général de la compréhension de ce type de son humain du point de vue de la mécanique, il a été tenté de dresser une cartographie du champ de vitesse d'écoulement subissant séparément l'influence de géométries caractéristiques du conduit vocal, en recourant à des méthodes expérimentales et numériques.

Pour pouvoir mener cette étude nous avons d'abord dressé un plan de travail, dont les étapes correspondent aux composantes d'un système écoulement turbulent – obstacle que l'on a cassé, en décidant d'étudier en premier l'écoulement turbulent comme un jet libre et en second l'obstacle, comme une représentation schématique d'une incisive supérieure. L'étude des écoulements turbulents étant menés statistiquement, nous avons dressé ensuite une liste de quantités statistiques faisant l'objet de notre attention. A la suite de cette liste certaines problématiques propres au jet axisymétrique libre ont été évoquées.

L'utilisation de l'anémométrie à film chaud comme outil de mesure nous a ensuite conduit à définir une technique de calibration principale à « bas coût » présentant l'avantage d'être menée in-situ, tout en assurant une bonne calibration.

La première partie de notre système a ensuite été abordé : le jet libre axisymétrique. 2 géométries émettrices de ce jet libre ont été proposées et leur impact étudié. Outre le nombre de Reynolds, un élément commun à ces deux géométries a été imposé ; un ratio longueur sur diamètre L/D variable. On a donc étudié le jet issu d'un couplage réducteur – tube et d'un convergent – divergent tube. La première géométrie est issue des considérations géométriques de Howe and McGowan (2005), quant à la deuxième elle se présente comme une alternative et un complément à l'étude de Van Hirtum *et al.* (2009).

Cette partie a mis en valeur l'impact d'un couplage réducteur – tube de rapport sur le comportement du jet résultant en particulier sur :

- Les niveaux modérés d'intensité turbulente initiale au centre de la conduite $T_{U,0}$
- L'augmentation du coefficient de décroissance K vers une valeur asymptotique.
- L'allongement du cœur potentiel x_{pc} avec le nombre de Reynolds.

D'une manière plus particulière on en tire également l'impact du rapport $L/D = 1.2$ conduisant à :

- Un profil initial de vitesse trapézoïdale.
- Une intensité turbulente initiale décroissante avec le nombre de Reynolds.
- Un renforcement du sillage.
- De fortes valeurs du coefficient de dissymétrie et d'aplatissement dans le profil initial.
- Un comportement comparable à un jet excité acoustiquement dans le cas de faible Reynolds Re_b .

Le couplage convergent – divergent – tube a lui montré la dépendance du niveau initial d'intensité turbulente et du coefficient de décroissance avec le rapport L/D . Chaque rapport de tube semblant afficher sa signature sur l'écoulement.

La dernière partie dédiée à une représentation schématique d'une incisive supérieure a mis en opposition des résultats expérimentaux et numériques obtenus à partir de la Simulation des Grandes Echelles. Cette partie a eu un double intérêt : adopter des considérations morphologiques dans le dessin de l'obstacle, et tenter une utilisation de la Simulation des Grandes Echelles dans l'analyse des écoulements résultants. La configuration particulière adoptée pour étudier cet obstacle a conduit à la mise en place de ce qui s'apparente à un jet pariétal. On a donc mené une étude basée sur ces critères propres à ce type de jet. Il y a été constaté

- Une accélération du jet couplé à un déplacement de la position de ce maximum de vitesse.
- Un rétrécissement du jet en s'éloignant de l'obstacle
- Une zone de recirculation, en aval de la dent cause probable de cette accélération.

On en a revanche constaté de nettes différences quant aux résultats obtenus via ces deux méthodes, résultant de certains manquements dans l'approche de la simulation numérique.

En conclusion, cette étude a montré les conséquences d'une modification de la géométrie sur un écoulement et approché certains comportements particuliers de celui-ci (auto excitation, probable éjection de fluides de la paroi vers le centre de l'écoulement). Bien entendu ces résultats sont propres à cette étude et aux dispositifs utilisés et leur application directe aux conditions humaines reste encore en loin. Néanmoins, les modèles mécaniques étant de forme comparables, certaines conclusions apparaissent applicables.

La continuité de ce travail serait de reconstituer le système écoulement turbulent obstacle. Néanmoins, nous suggérons avant d'aboutir à cette étape un certain nombre d'étapes intermédiaires.

1. Etudier le jet en condition de semi confinement, par l'adjonction d'un espace semi fermé au niveau de la sortie du tube.
2. Appréhender certains aspects du au confinement par la variation de l'asymétrie du confinement.
3. Positionner l'obstacle en sortie de cet espace semi confiné. L'utilisation du film chaud étant une technique intrusive, il semblerait opportun de recourir à la PIV et de basculer d'un problème axisymétrique à un problème bidimensionnel.

Un axe de recherche serait également de se concentrer sur l'émission de structures cohérentes en étudiant cette fois les 2 composantes de la vitesse.

Annexe A

Nomenclature

A	=	amplificateur opérationnel
ANS	=	épine nasale antérieure
C_f	=	coefficient de frottement
C_s	=	coefficient de Smagorinsky
D	=	diamètre intérieure du tube (m)
$D_{x/D}$	=	largeur théorique du jet à la distance x/D de la sortie (m)
D_f	=	diamètre du film chaud (μm)
E	=	tension (V)
E_b	=	tension en entrée de l'ampli opérationnel (V)
E_{mesur}	=	tension mesurée (V)
E_{corr}	=	tension corrigée (V)
F_e	=	fréquence d'échantillonnage (Hz)
H	=	hauteur du canal (m)
H_f	=	facteur de forme
H_t	=	hauteur de l'obstacle (incisive supérieure) (m)
H_c	=	hauteur de la constriction (m)
K	=	constante de décroissance de la vitesse centrale moyenne. \bar{U}_c
K_1	=	constante de décroissance de la vitesse correspondent à $K_1 = \frac{U_0 K}{U_b}$
K_2	=	constante de décroissance de la vitesse calculé à partir de $K_2 = \frac{(0.5 \ln 2)^{1/2}}{\tan(\frac{\theta}{2})}$
L	=	longueur du tube/canal (m)
L_c	=	longueur convergent (m)
L_{coeur}	=	largeur du cœur de l'écoulement (m)
L_{con}	=	distance de convergence (m)
L_{div}	=	distance de diffusion (m)
l	=	largeur du canal (m)
l_0	=	distance depuis le bord de l'obstacle/dent au bord de fuite de l'embout/lèvre (m)
l_{pal}	=	longueur de la base de l'obstacle/dent (m)

l_t	=	longueur de l'extrémité de l'obstacle/dent (côté opposé au palais) (m)
l_v	=	longueur visqueuse (m)
L_f	=	longueur de travail du film chaud (mm)
N	=	nombre total d'échantillons
N_{ind}	=	nombre d'échantillons indépendants
Q_{mesur}	=	débit mesuré ($l \cdot \text{min}^{-1}$) (confondu avec le débit standard dans ce manuscrit)
Q_{vol}	=	débit volumique ($l \cdot \text{min}^{-1}$)
p	=	pourcentage (%)
P	=	pression (Pa)
P_U	=	production centrale d'énergie cinétique turbulente ($\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$)
PNS	=	epine nasal postérieure
PP	=	plan palatal
r_1	=	rayon interne de la constriction (m)
R^2	=	coefficient de corrélation
Re_b	=	nombre de Reynolds base sur D et Q_{mesur}
Re_{max}	=	nombre de Reynolds maximal basé sur la largeur du jet et la vitesse centrale moyenne
Re_0	=	nombre de Reynolds initial base sur D et \bar{U}_0
R_w	=	résistance du film chaud (Ω)
R_1	=	rayon du tuyau en amont du convergent (m)
$R_{1w,2w,3w,cw}$	=	résistance du pont de wheastone (Ω)
S	=	surface de la section de sortie de la géométrie (m^2)
T_a	=	température de l'écoulement ($^{\circ}\text{C}$)
$T_{a,r}$	=	température ambiante de référence ($^{\circ}\text{C}$)
T_c	=	temps intégral (s)
T_e	=	durée d'échantillonnage (s)
T_f	=	température du film chaud ($^{\circ}\text{C}$)
T_{ij}	=	tenseur des contraintes de sous-mailles ($\text{Kg m}^{-1} \text{s}^{-2}$)
T_{salle}	=	température de la salle ($^{\circ}\text{C}$)
T_U	=	intensité turbulente
$T_{U,0}$	=	intensité turbulente initiale centrale
\bar{U}	=	vecteur vitesse ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)
\bar{U}_N	=	composante normale/sonde

\bar{U}_{Pa}	=	composante normale/sonde et support
\bar{U}_T	=	composante parallèle/sonde
\bar{U}	=	vitesse moyenne (m.s ⁻¹)
\underline{U}	=	vitesse filtrée (m.s ⁻¹)
\bar{U}_x	=	composante du vecteur vitesse moyen suivant l'axe (0x)
\bar{U}_y	=	composante du vecteur vitesse moyen suivant l'axe (0y)
\bar{U}_z	=	composante du vecteur vitesse moyen suivant l'axe (0z)
U_b	=	vitesse débitante (m.s ⁻¹)
\bar{U}_c	=	vitesse centrale moyenne (m.s ⁻¹)
\bar{U}_m	=	vitesse moyenne maximum (m.s ⁻¹)
\bar{U}_0	=	vitesse centrale moyenne à la sortie de la géométrie (m.s ⁻¹)
$\bar{U}_{0,m}$	=	vitesse centrale moyenne maximale à la sortie de la géométrie (m.s ⁻¹)
$\bar{U}_{0,n}$	=	vitesse centrale moyenne à la sortie de la géométrie à l'itération n (m.s ⁻¹)
\bar{U}^+	=	vitesse moyenne adimensionnée
U1	=	axe de l'incisive maxillaire
\bar{u}^{-k}	=	moment centré d'ordre k (m ^k .s ^{-k})
\bar{u}^{-2}	=	moment centré d'ordre 2 (m ² .s ⁻²)
\bar{u}^{-3}	=	moment centré d'ordre 3 (m ³ .s ⁻³)
\bar{u}^{-4}	=	moment centré d'ordre 4 (m ⁴ .s ⁻⁴)
F_U	=	facteur d'aplatissement dissymétrie pour la vitesse moyenne \bar{U}
S_U	=	facteur de dissymétrie pour la vitesse moyenne \bar{U}
\underline{S}_{ij}	=	partie symétrique du tenseur des gradients de vitesses (s ⁻¹)
u_*	=	vitesse de frottement (m.s ⁻¹)
x	=	distance longitudinale depuis le plan de sortie (m)
x_0	=	origine virtuelle (m)
x_{max}	=	abscisse correspondant à Re_{max} (m)
x_{pc}	=	fin du cœur potentiel (m)
y	=	distance longitudinale depuis l'axe du jet (ou de la géométrie) (m)
y_m	=	distance à partir de la paroi jusqu' à la vitesse maximale (m)

- $y_{1/2}$ = distance à partir de la paroi jusqu'à $\frac{\bar{U}_m(x)}{2}$ (m)
 y^+_1 = distance transversale depuis la paroi adimensionnée

Symboles grecs

- θ = angle théorique total du jet (deg)
 θ_1 = angle formé entre l'axe de l'incisive supérieur et le plan palatal (deg)
 θ_2 = angle formé entre le plan palatal et la tangente à la surface labiale (deg)
 β = angle de lacet (deg)
 δ_{95} = épaisseur de couche limite (m)
 δ^* = épaisseur de déplacement (m)
 δ^{**} = épaisseur de quantité de mouvement (m)
 Δ = largeur du filtre (m)
 Δt = incrément de temps (s)
 ΔU = erreur absolue sur la vitesse ($m \cdot s^{-1}$)
 Δy = pas de déplacement transversale du film chaud (m)
 $\Delta y_{largeur}$ = largeur du jet (m)
 Δx = pas de déplacement longitudinale du film chaud (m)
 ϕ = angle de roulis (deg)
 κ = constante de von Kármán
 μ = viscosité dynamique ($kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$)
 ν = viscosité cinématique ($m^2 \cdot s^{-1}$)
 ν_{SGS} = viscosité cinématique sous maille ($m^2 \cdot s^{-1}$)
 ρ = masse volumique ($kg \cdot m^{-3}$)
 σ = écart type/ vitesse turbulente moyenne ($m \cdot s^{-1}$)
 σ_x = composante de la vitesse turbulente moyenne suivant l'axe (0x) ($m \cdot s^{-1}$)
 σ_y = composante de la vitesse turbulente moyenne suivant l'axe (0y) ($m \cdot s^{-1}$)
 σ_z = composante de la vitesse turbulente moyenne suivant l'axe (0z) ($m \cdot s^{-1}$)
 τ_{kk} = énergie cinétique sous-maille ($m^2 \cdot s^{-3}$)
 τ_p = frottement à la paroi ($kg \cdot m^2 \cdot s^{-1}$)
 τ^+_v = contrainte de cisaillement visqueux adimensionnée
 τ^+_T = contrainte de cisaillement turbulente adimensionnée

Annexe B

Estimation de l'erreur sur les quantités statistiques pour $N = 2000$.

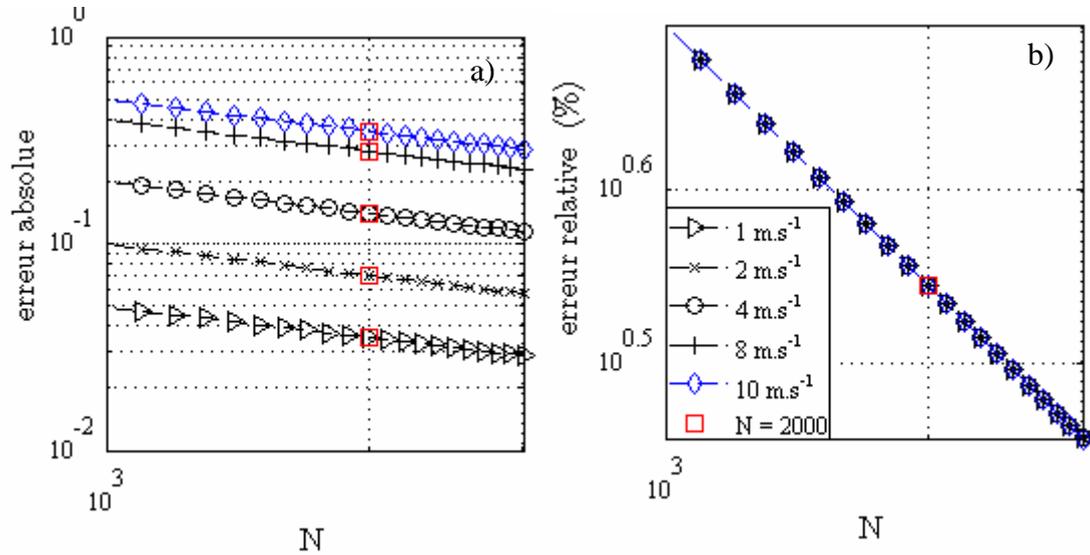


Figure B.1 : Estimation de l'erreur a) absolue et b) relative en fonction du nombre de points avec un taux de turbulence de 80% pour 5 vitesses moyennes estimées $\bar{U} = \{1 \text{ m.s}^{-1}, 2 \text{ m.s}^{-1}, 4 \text{ m.s}^{-1}, 8 \text{ m.s}^{-1}, 10 \text{ m.s}^{-1}\}$. Le carré rouge indique un nombre d'échantillons total $N = 2000$.

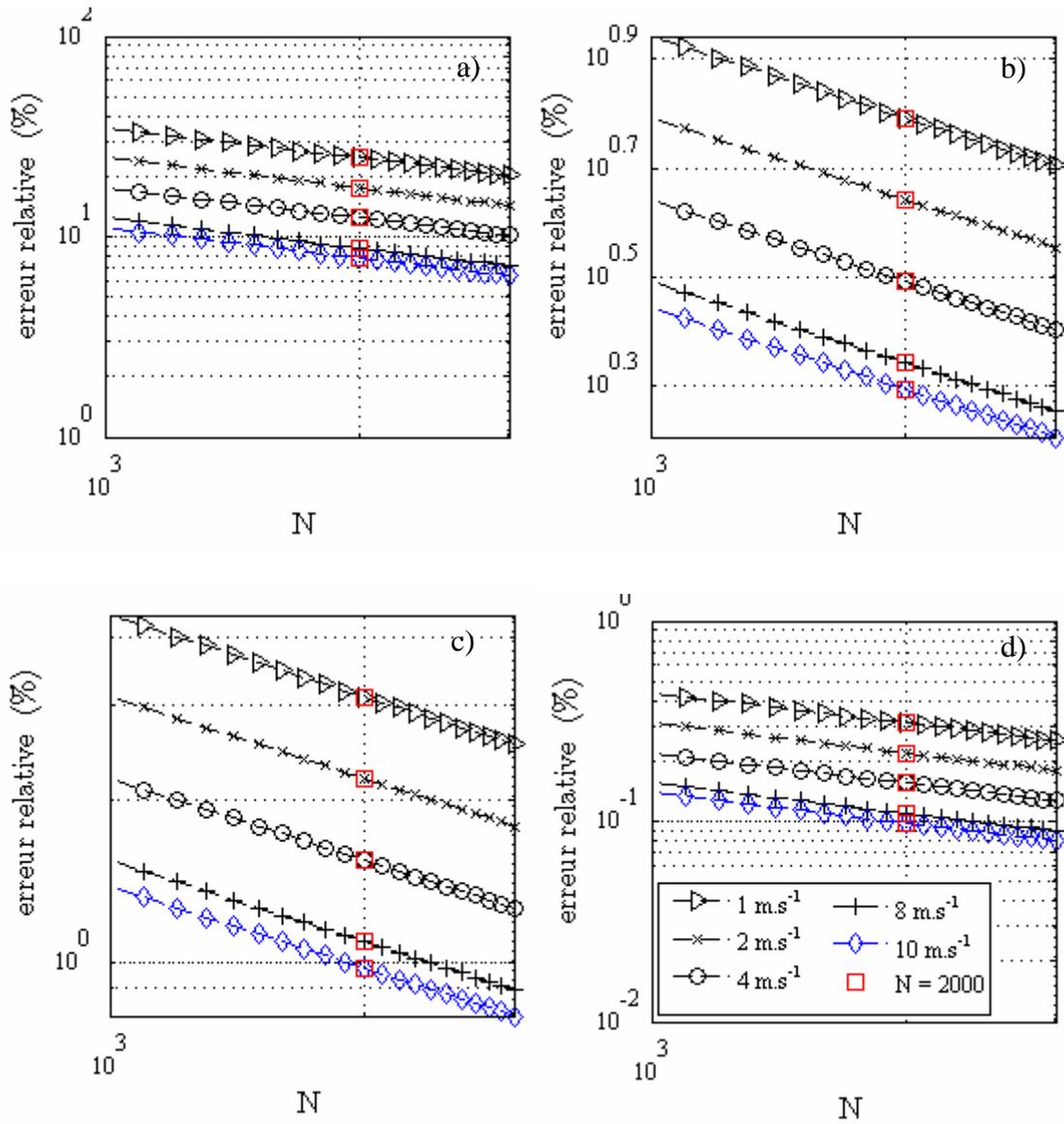


Figure B.2: Estimation de l'erreur relative en fonction du nombre d'échantillons total N pour 5 vitesses moyennes estimées $\bar{U} = \{1 \text{ m.s}^{-1}, 2 \text{ m.s}^{-1}, 4 \text{ m.s}^{-1}, 8 \text{ m.s}^{-1}, 10 \text{ m.s}^{-1}\}$ pour 4 niveaux d'intensité turbulente a) $T_U = 80 \%$; b) $T_U = 20 \%$; c) ; $T_U = 10 \%$; d) $T_U = 1\%$. Le carré rouge indique un nombre d'échantillons total $N = 2000$.

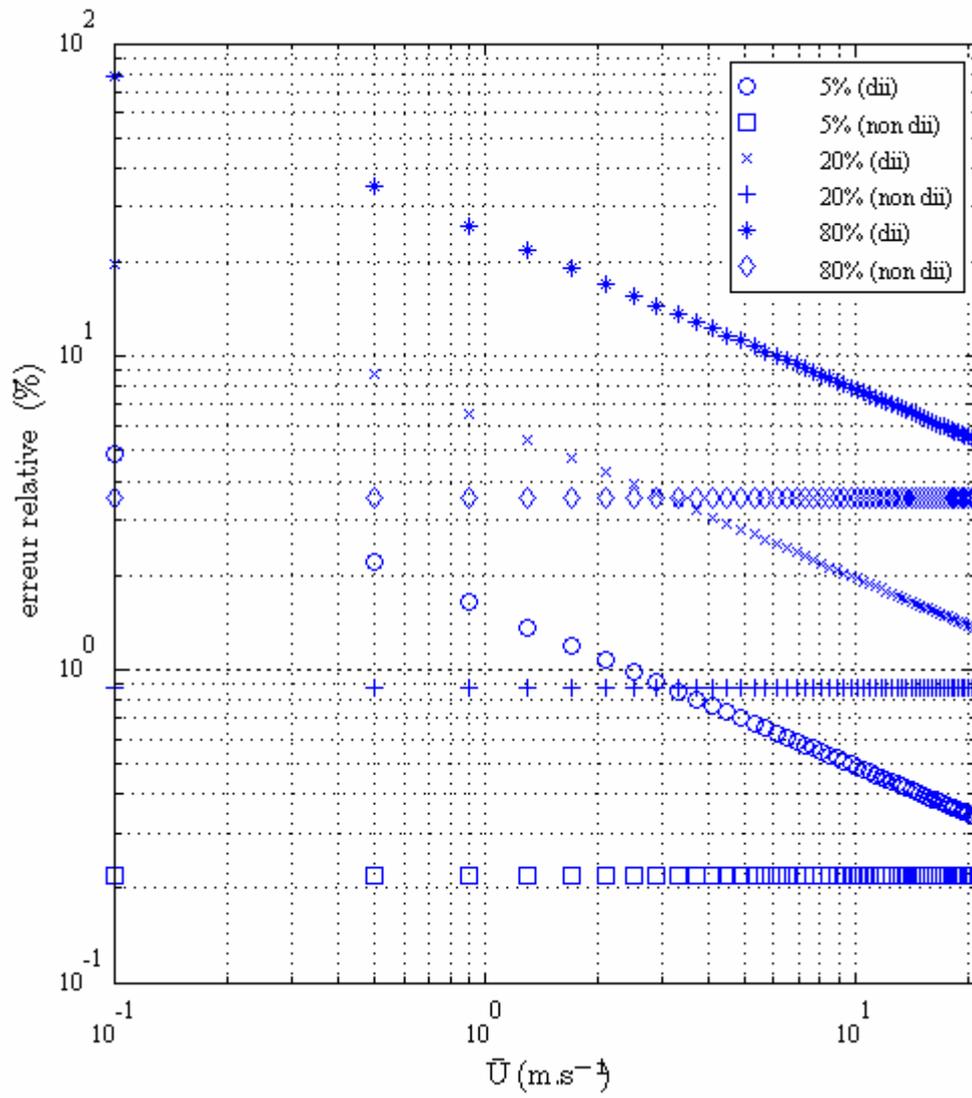


Figure B.3: Comparaison de l'évolution de l'estimation de l'erreur relative en fonction de la vitesse moyennes estimées \bar{U} pour 3 niveaux d'intensité turbulente $T_U = \{5\%, 20\%, 80\%\}$, sous l'hypothèse ou non de distribution identique et indépendante.

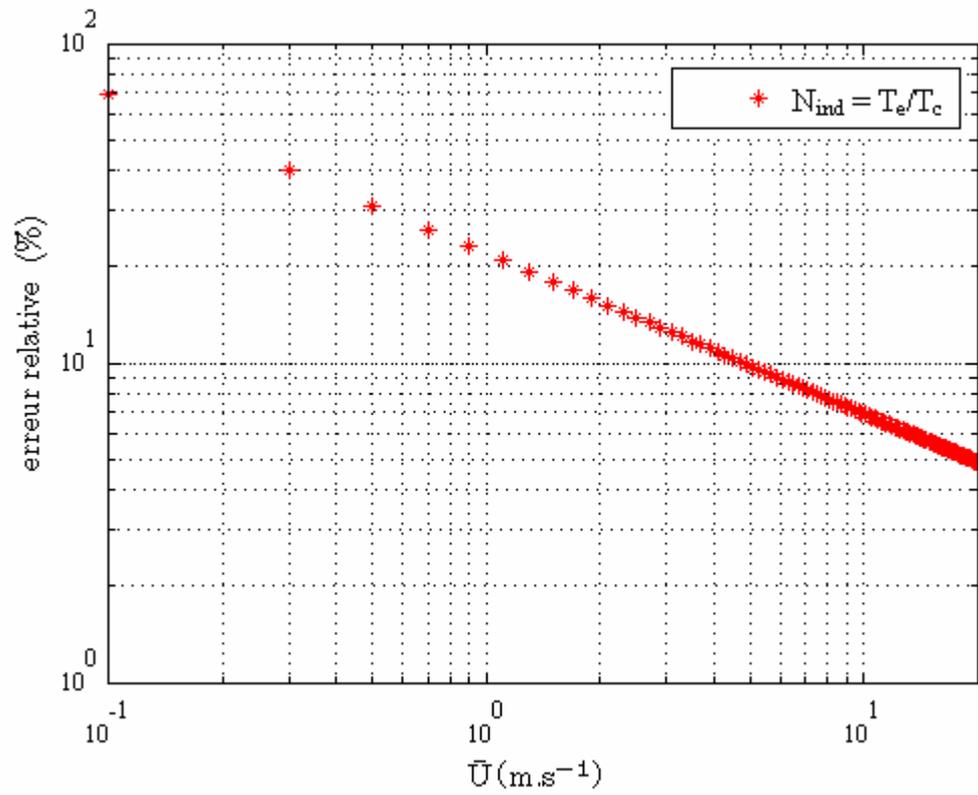
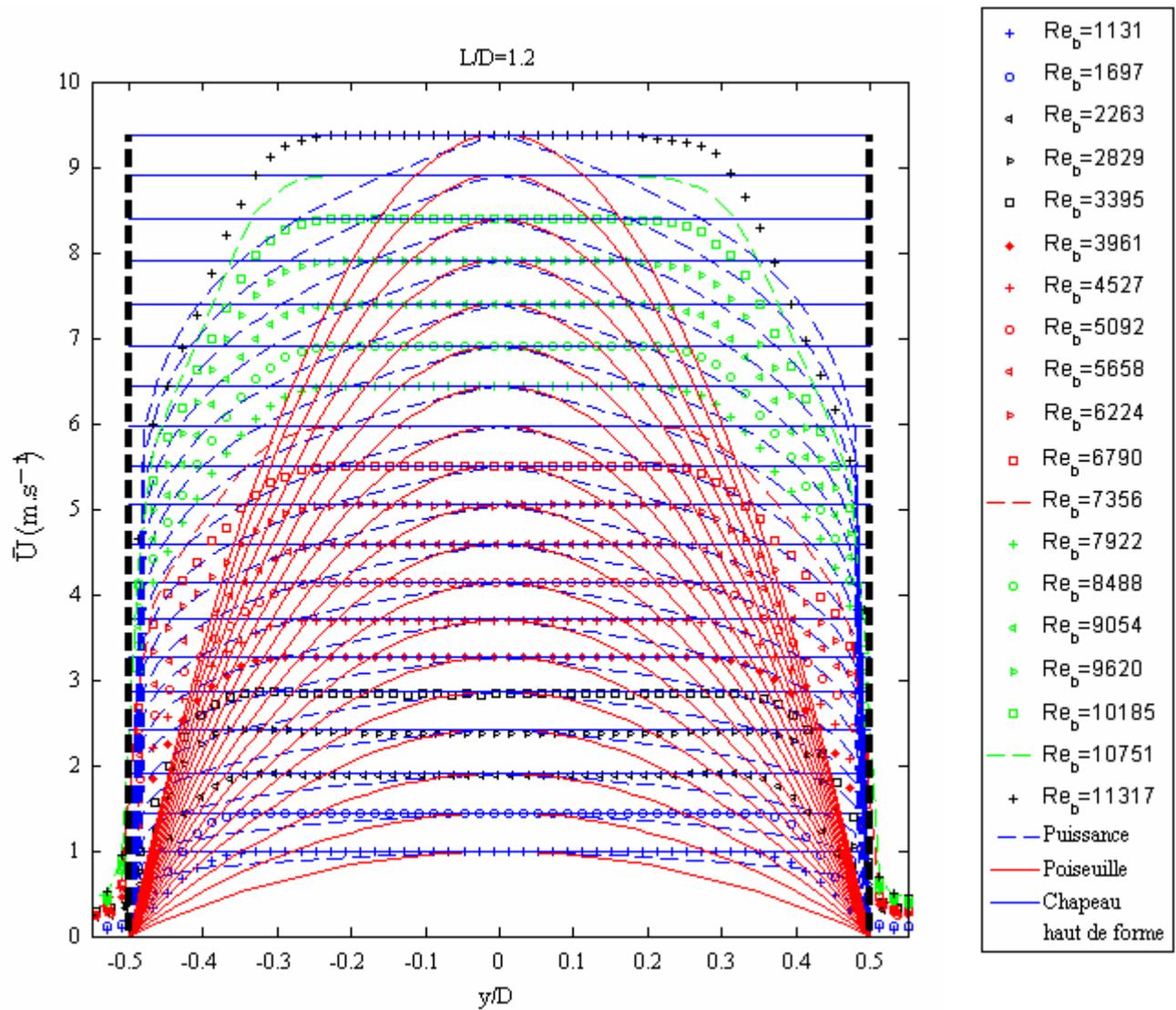


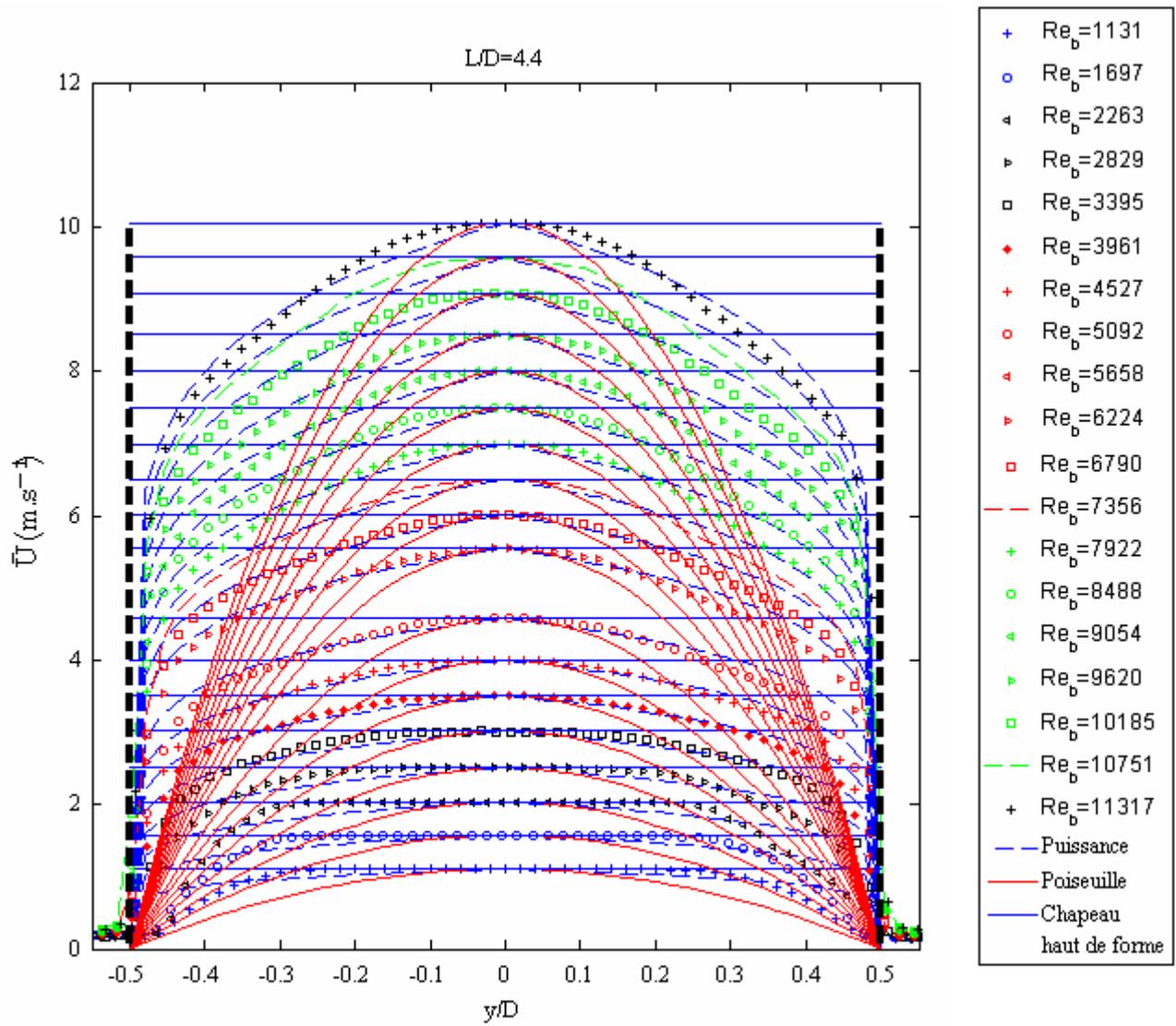
Figure B.3: Estimation de l'erreur relative sur l'écart type σ en fonction de la vitesse moyenne estimée \bar{U} .

Annexe C

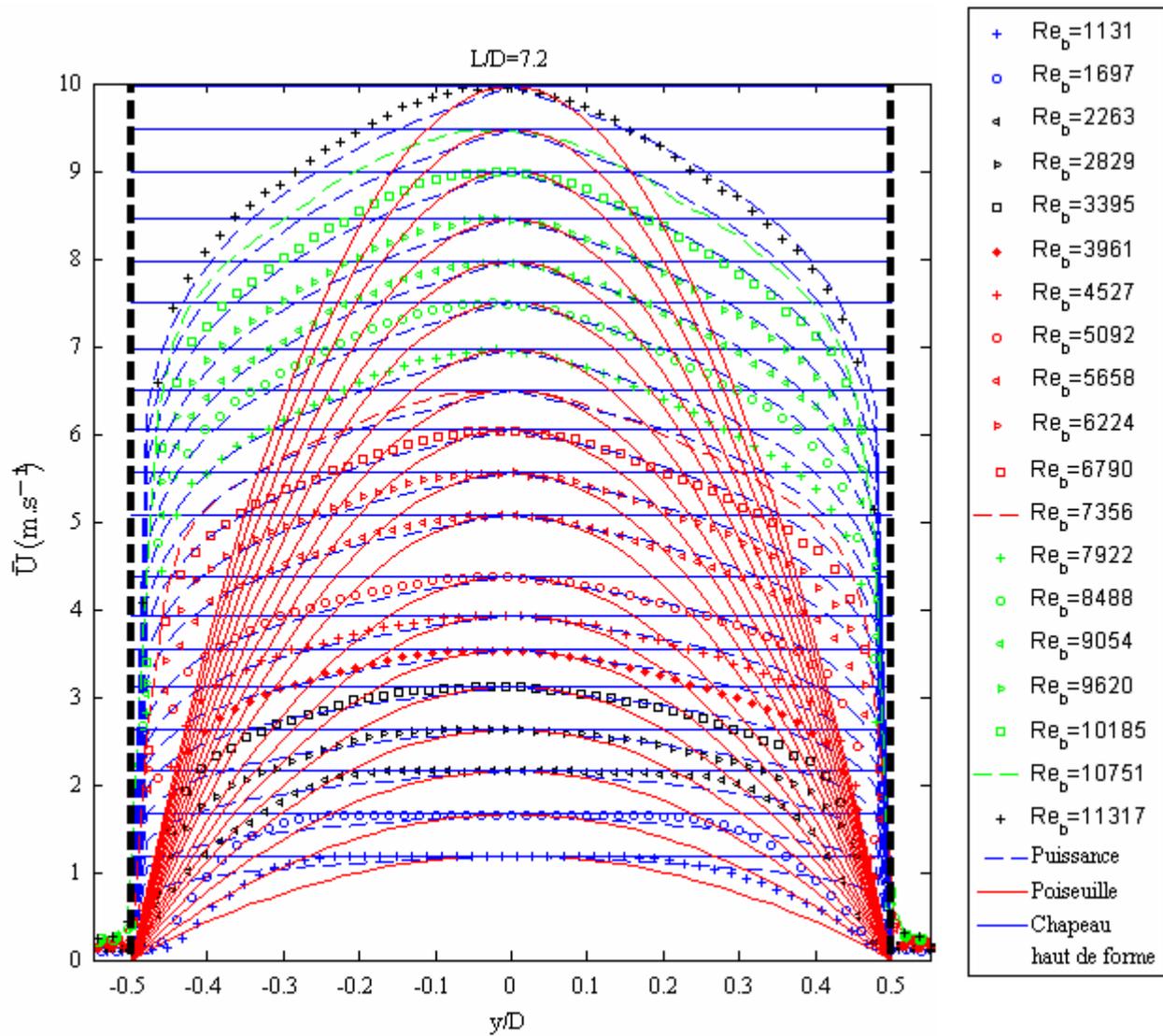
A. Profils initiaux de vitesse moyenne



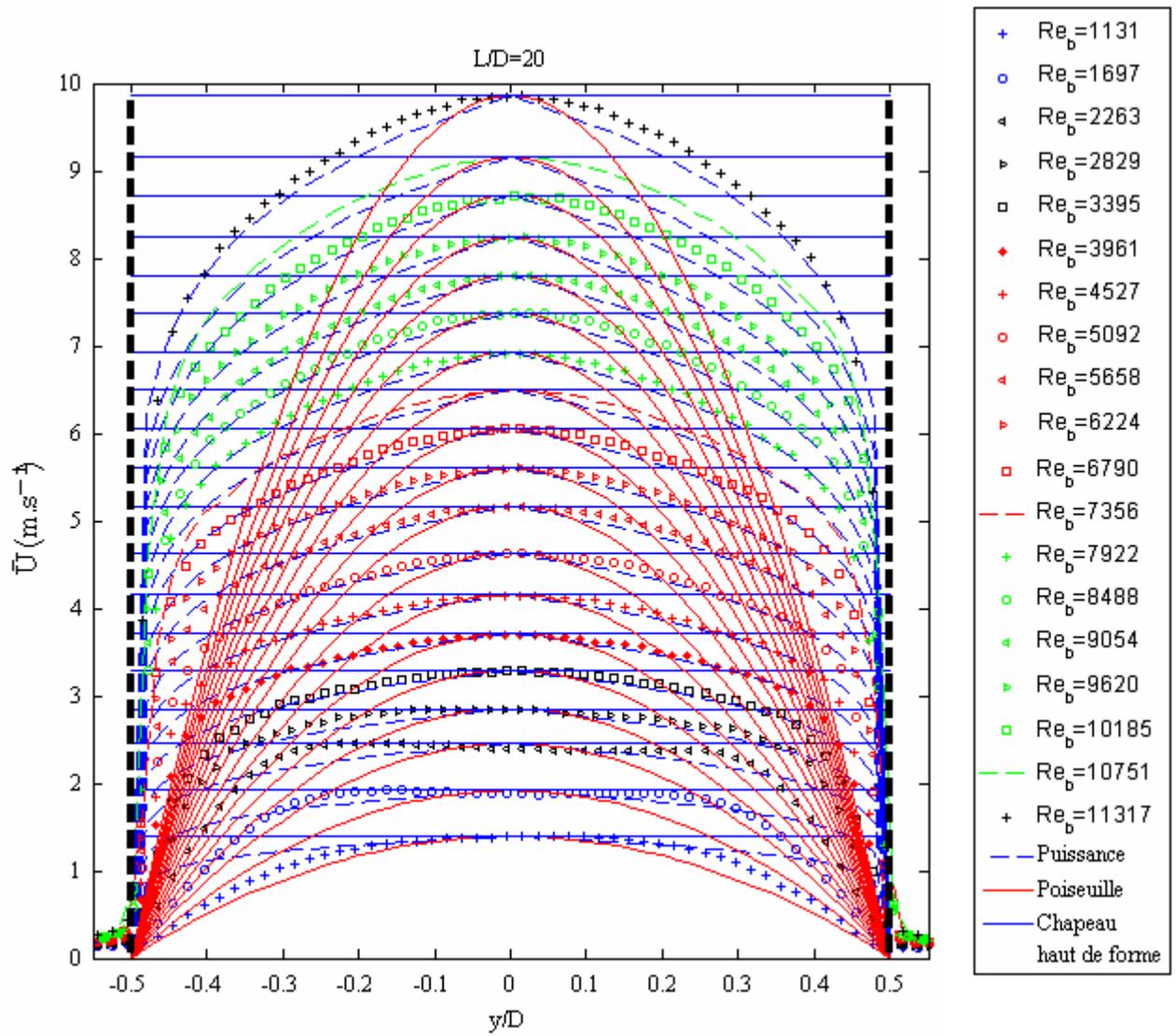
C.1 : Profils initiaux de vitesse moyenne pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 1.2$.



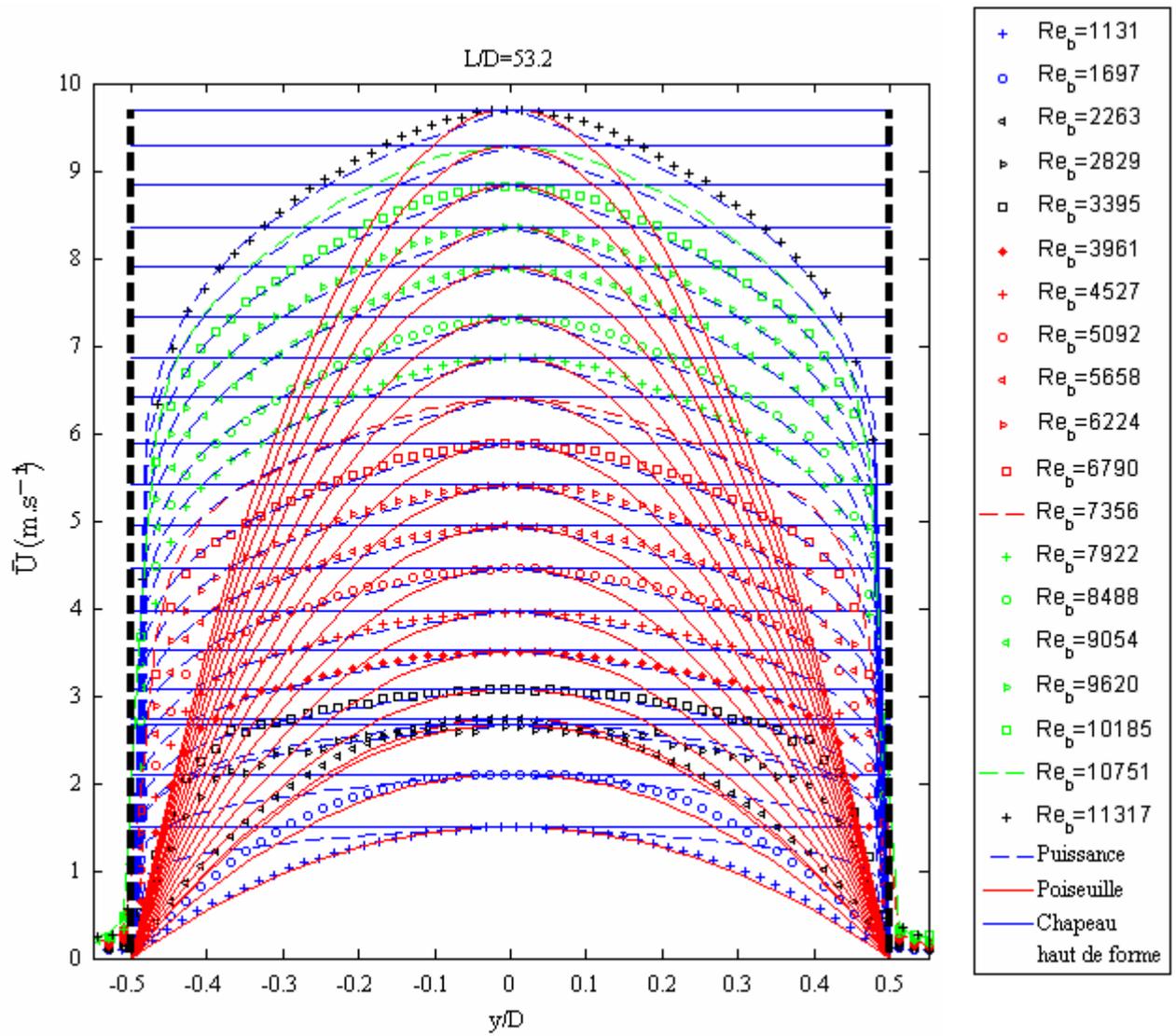
C.2 : Profils initiaux de vitesse moyenne pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 4.4$.



C.3 : Profils initiaux de vitesse moyenne pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 7.2$.

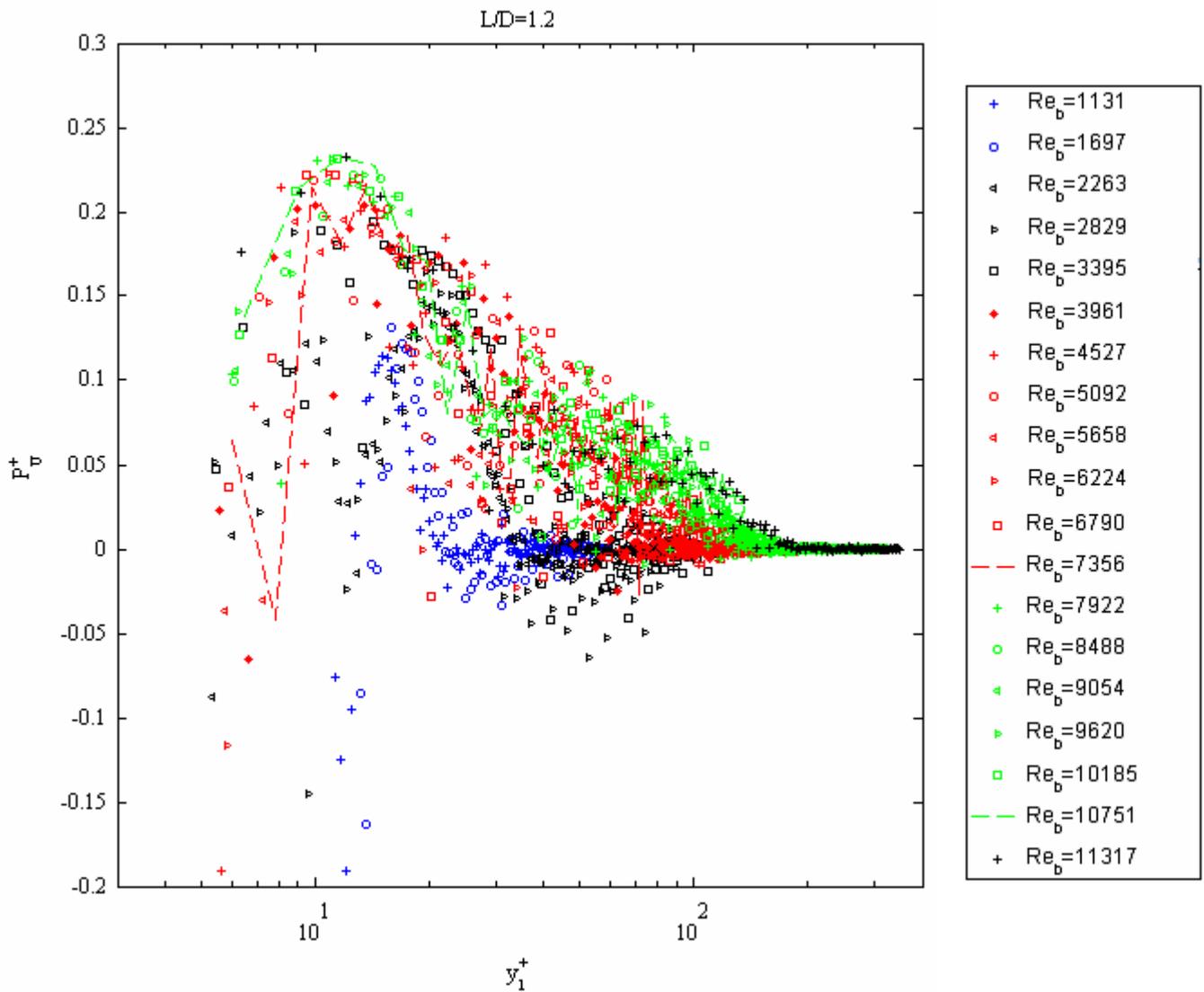


C.4 : Profils initiaux de vitesse moyenne pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 20$.

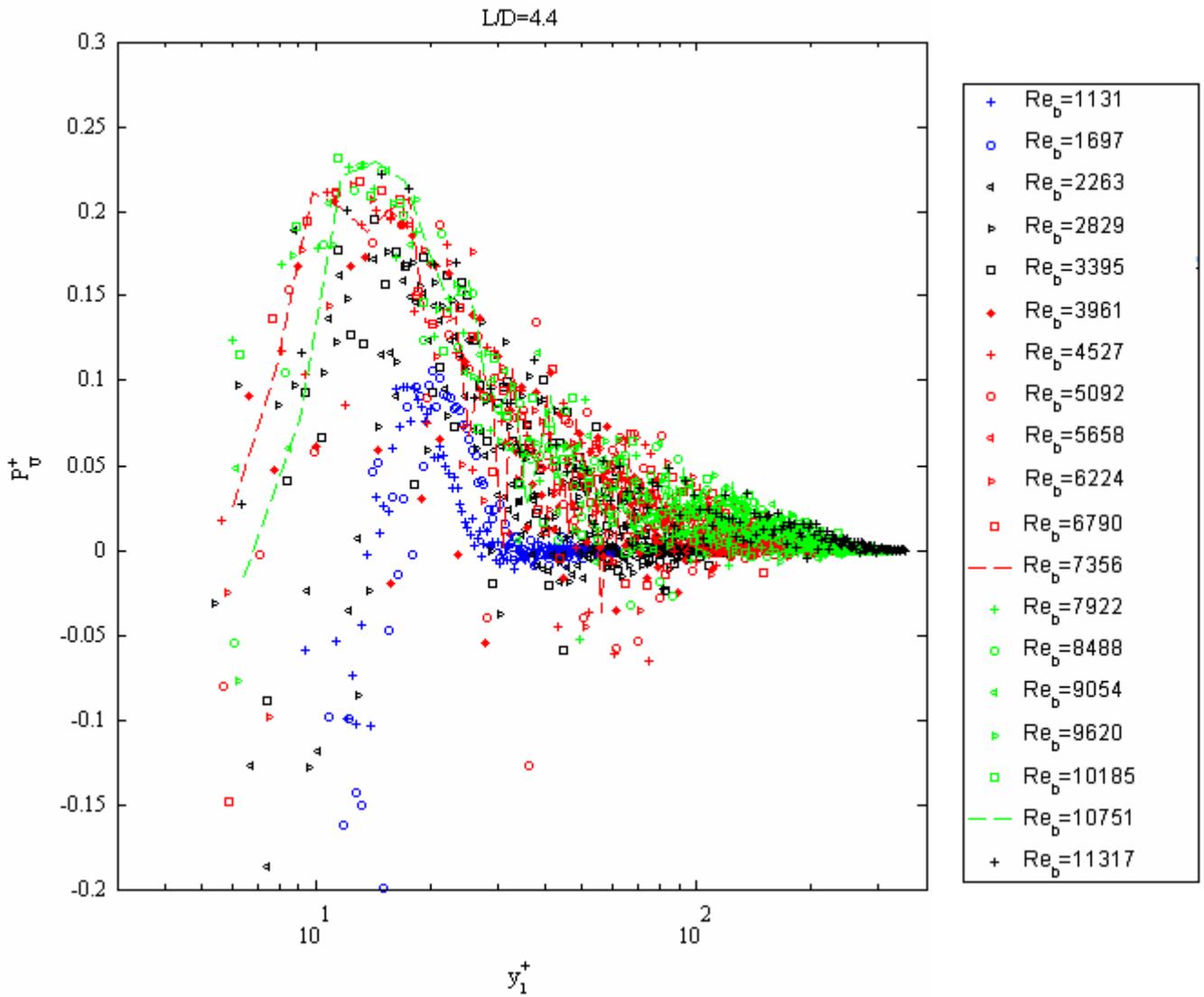


C.5 : Profils initiaux de vitesse moyenne pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 53.2$.

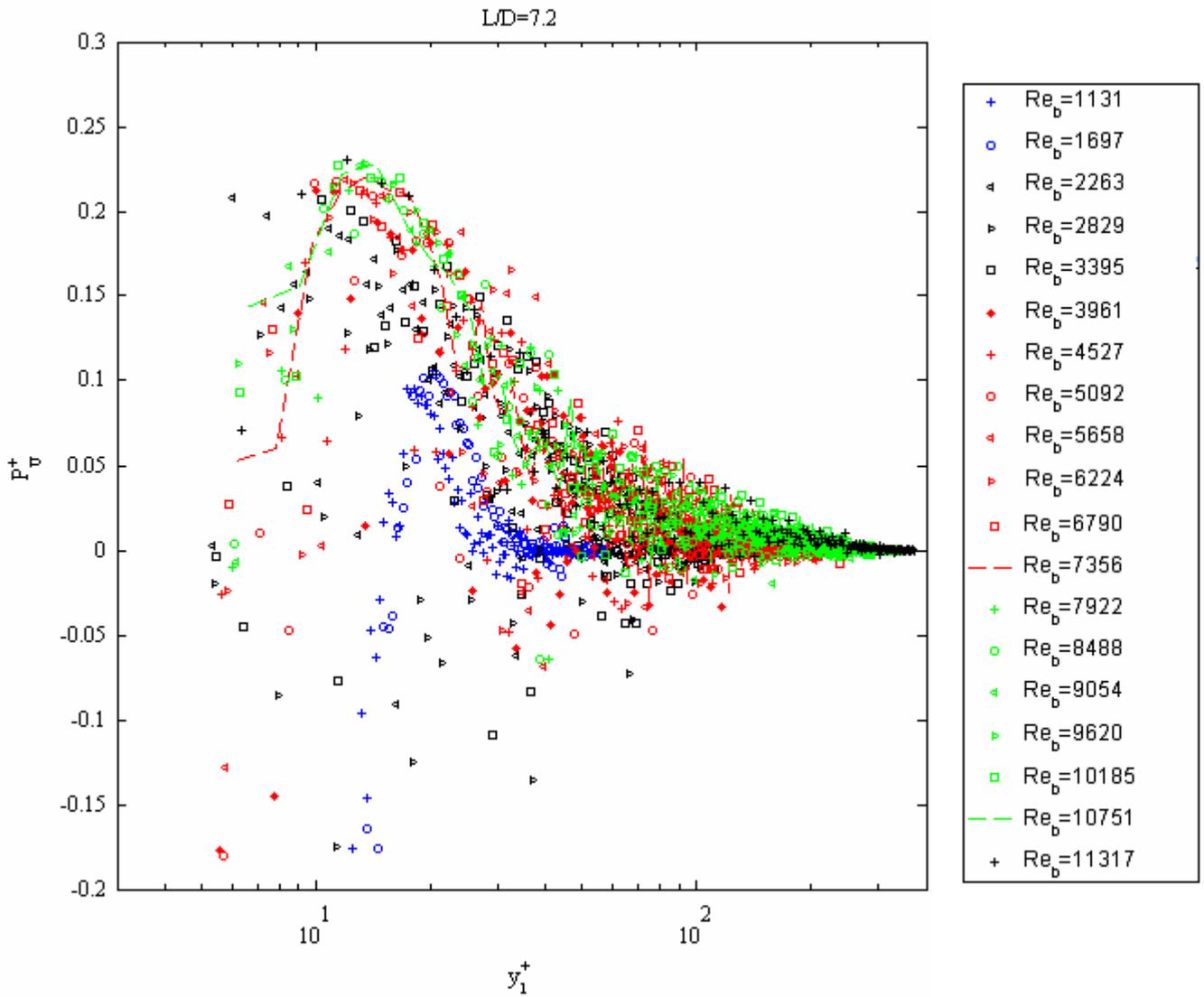
B. Production d'énergie cinétique



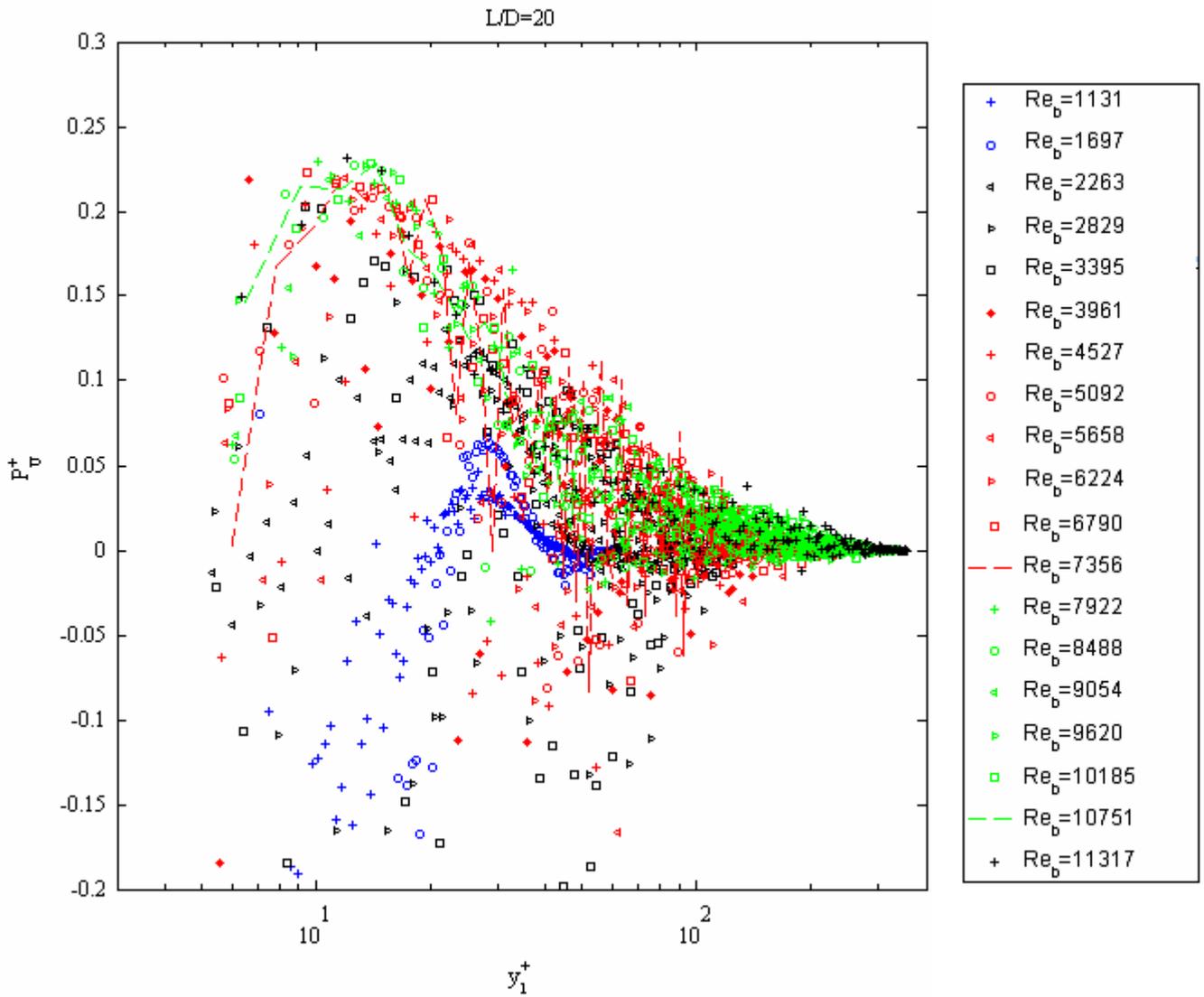
C.6 : Evolution transversale de la production d'énergie cinétique en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 1.2$.



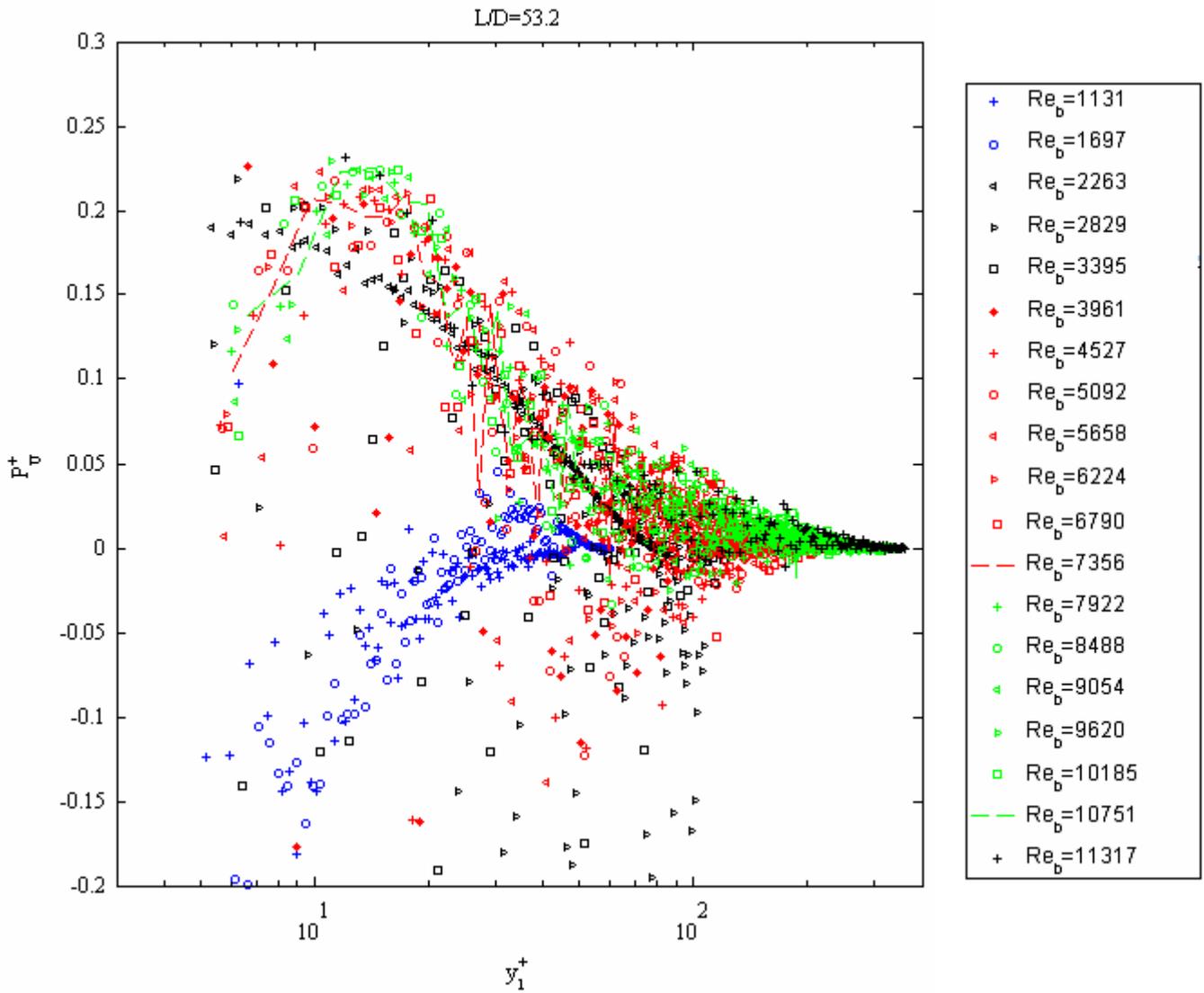
C.7 : Evolution transversale de la production d'énergie cinétique en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 4.4$.



C.8 : Evolution transversale de la production d'énergie cinétique en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 7.2$.

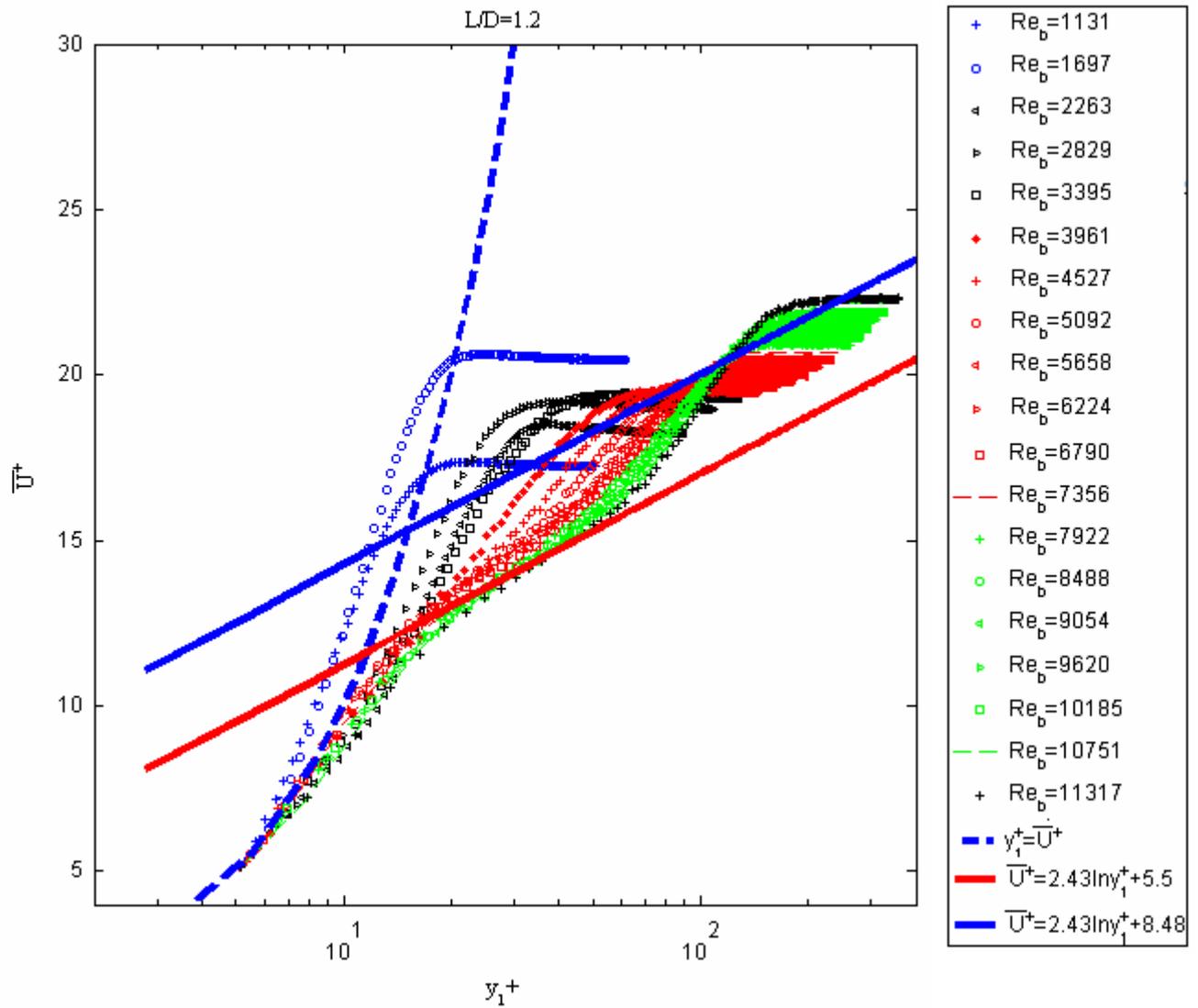


C.9 : Evolution transversale de la production d'énergie cinétique en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 20$.

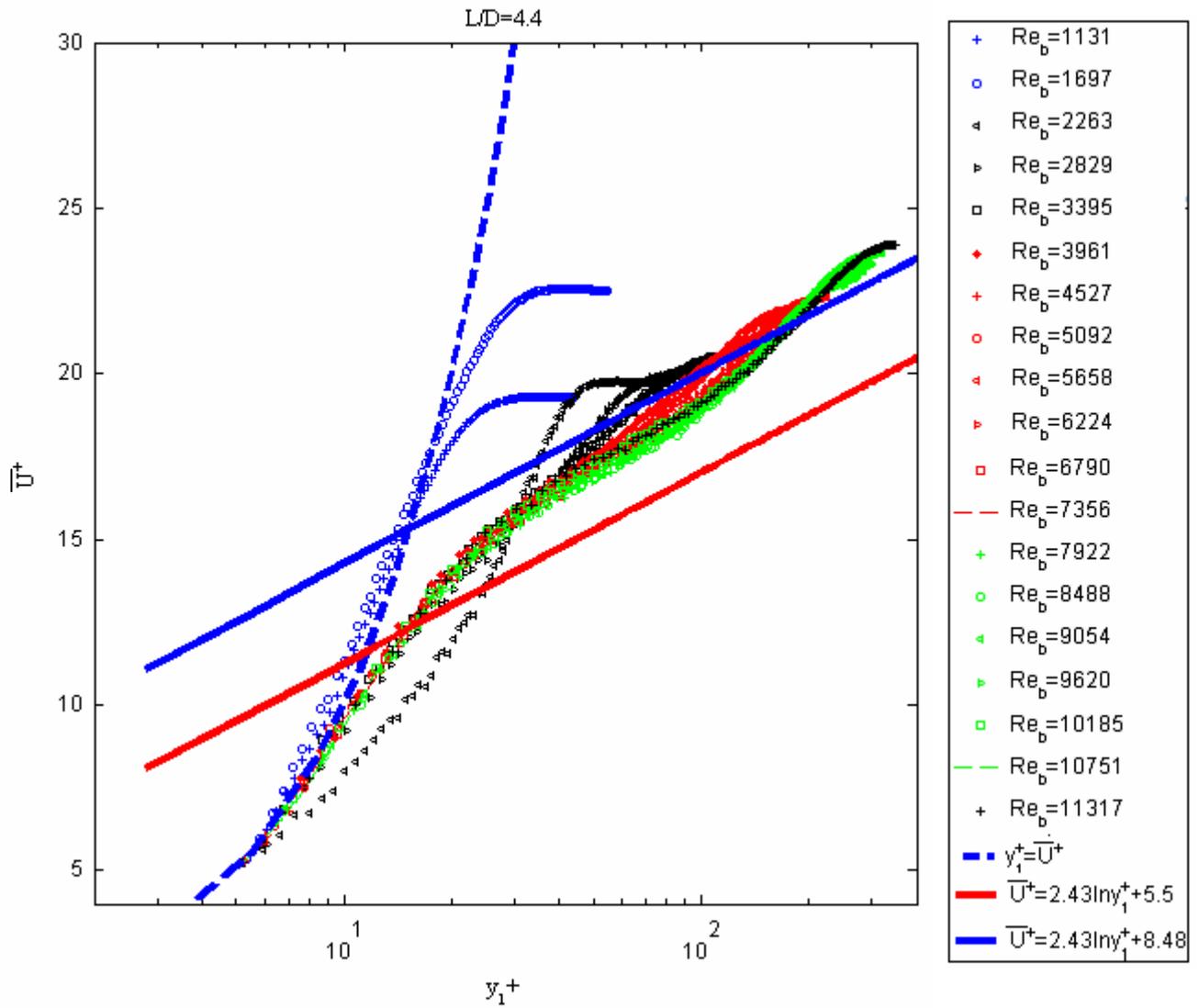


C.10 : Evolution transversale de la production d'énergie cinétique en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 53.2$.

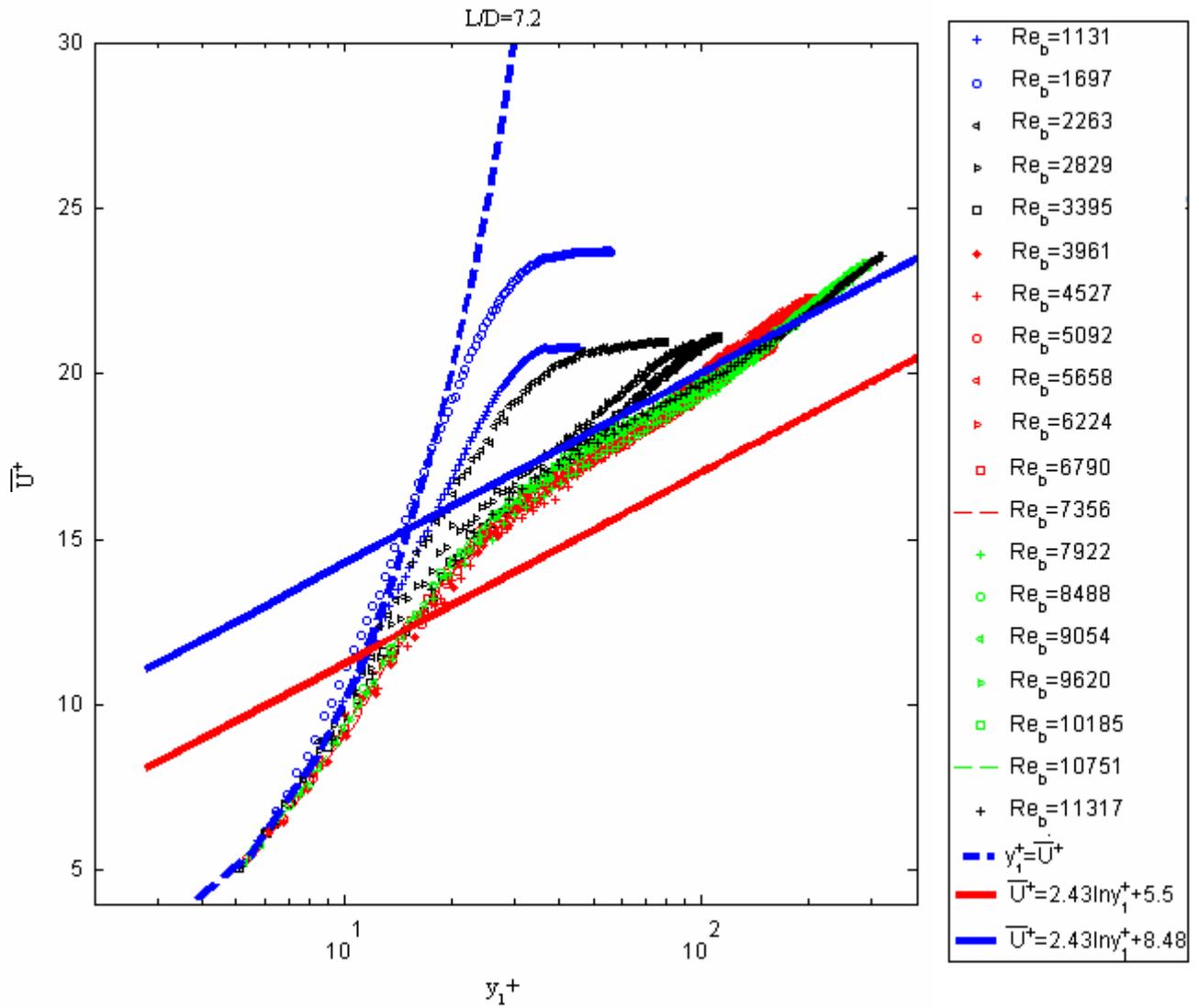
C. Profils en proche paroi



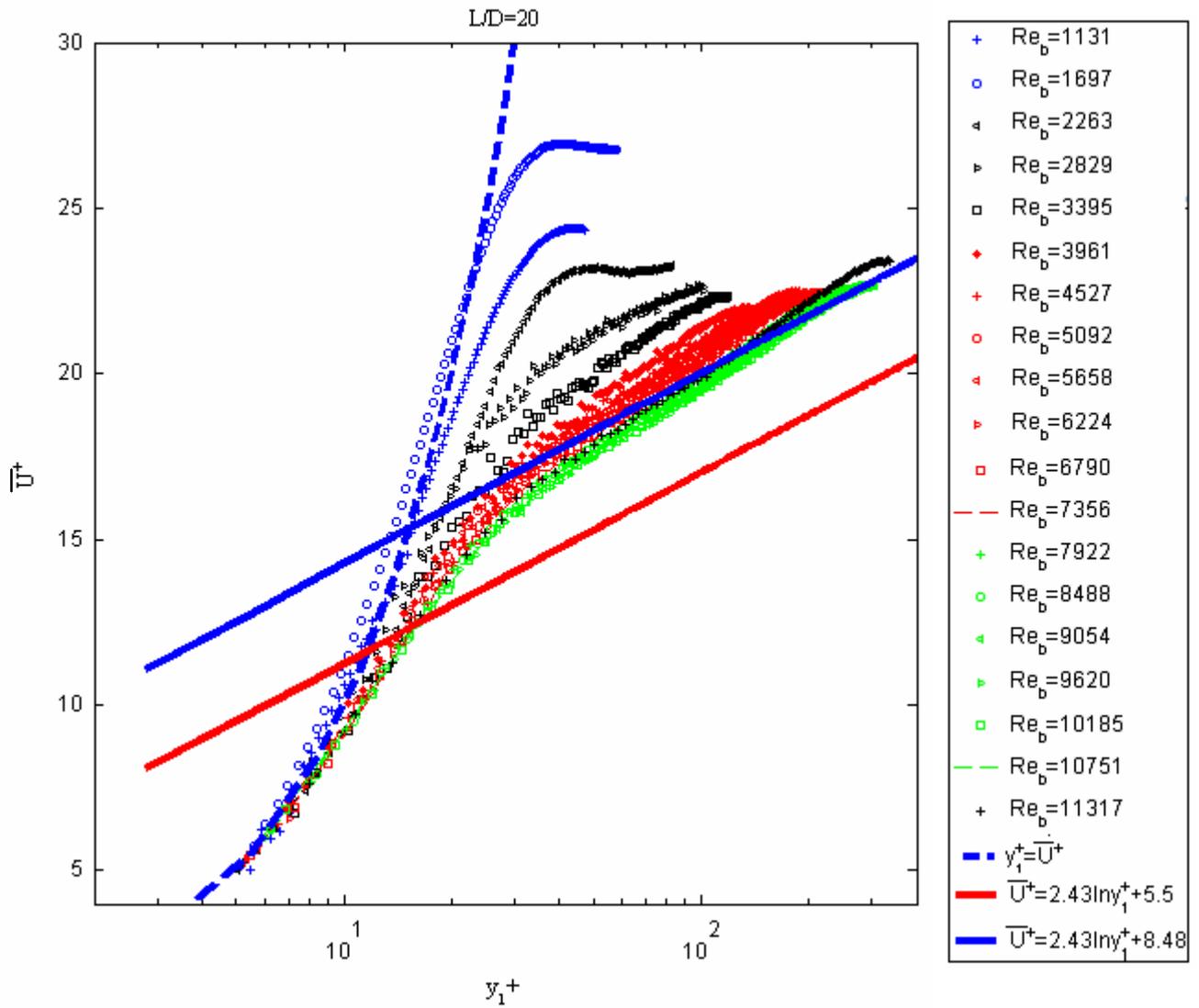
C.11 : Evolution du profil de vitesse moyenne en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 1.2$.



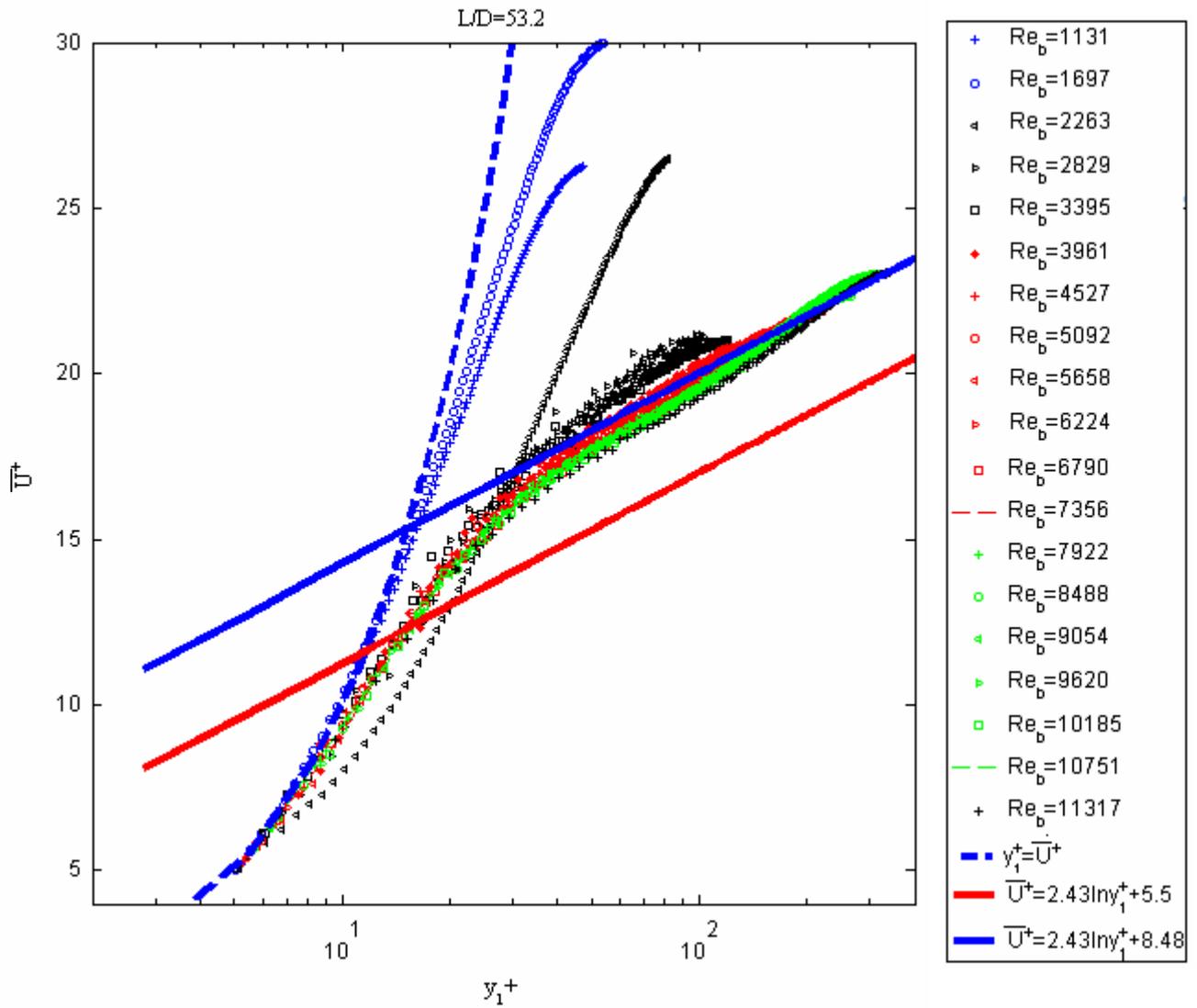
C.12 : Evolution du profil de vitesse moyenne en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 4.4$.



C.13 : Evolution du profil de vitesse moyenne en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 7.2$.



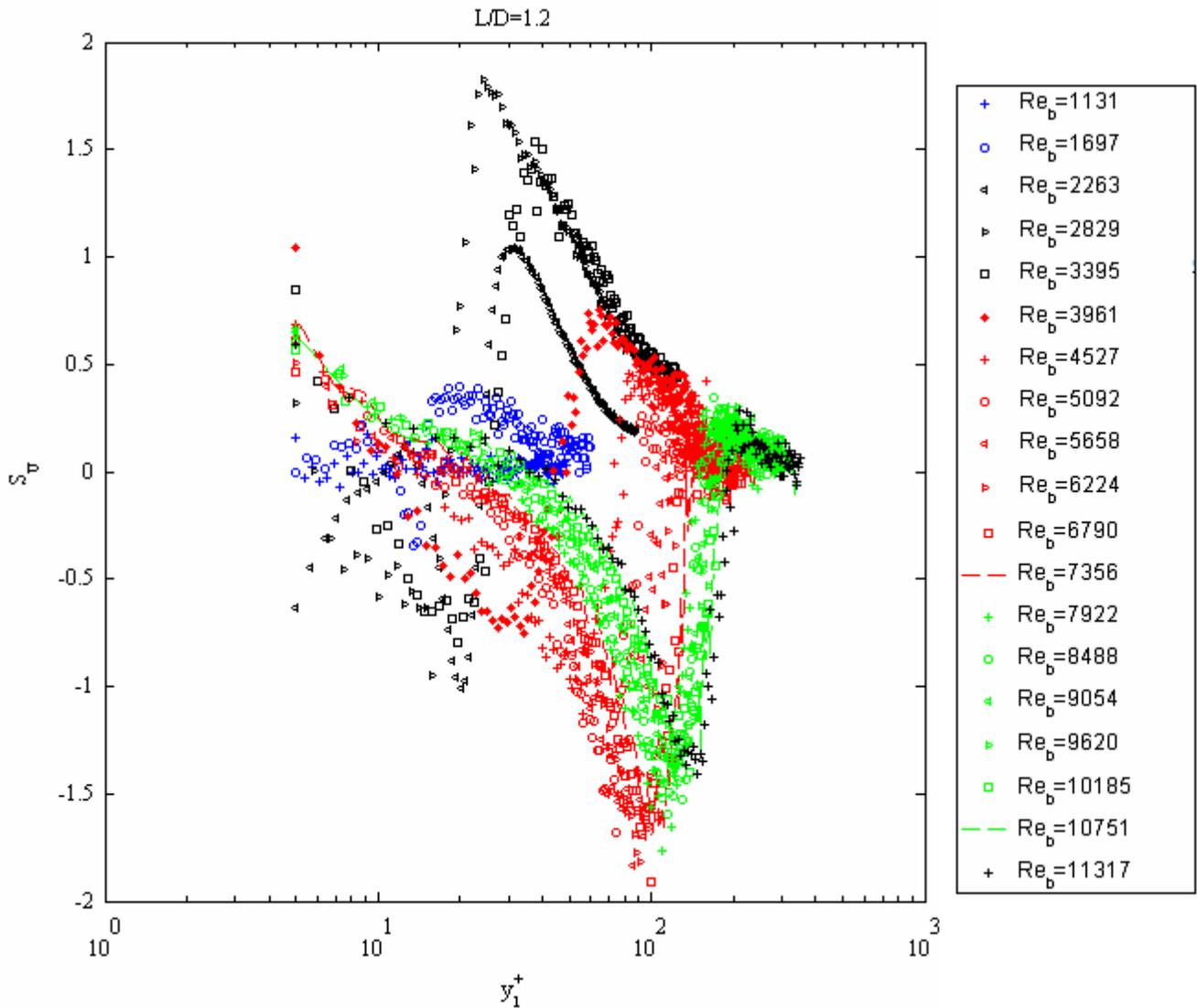
C.14 : Evolution du profil de vitesse moyenne en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 20$.



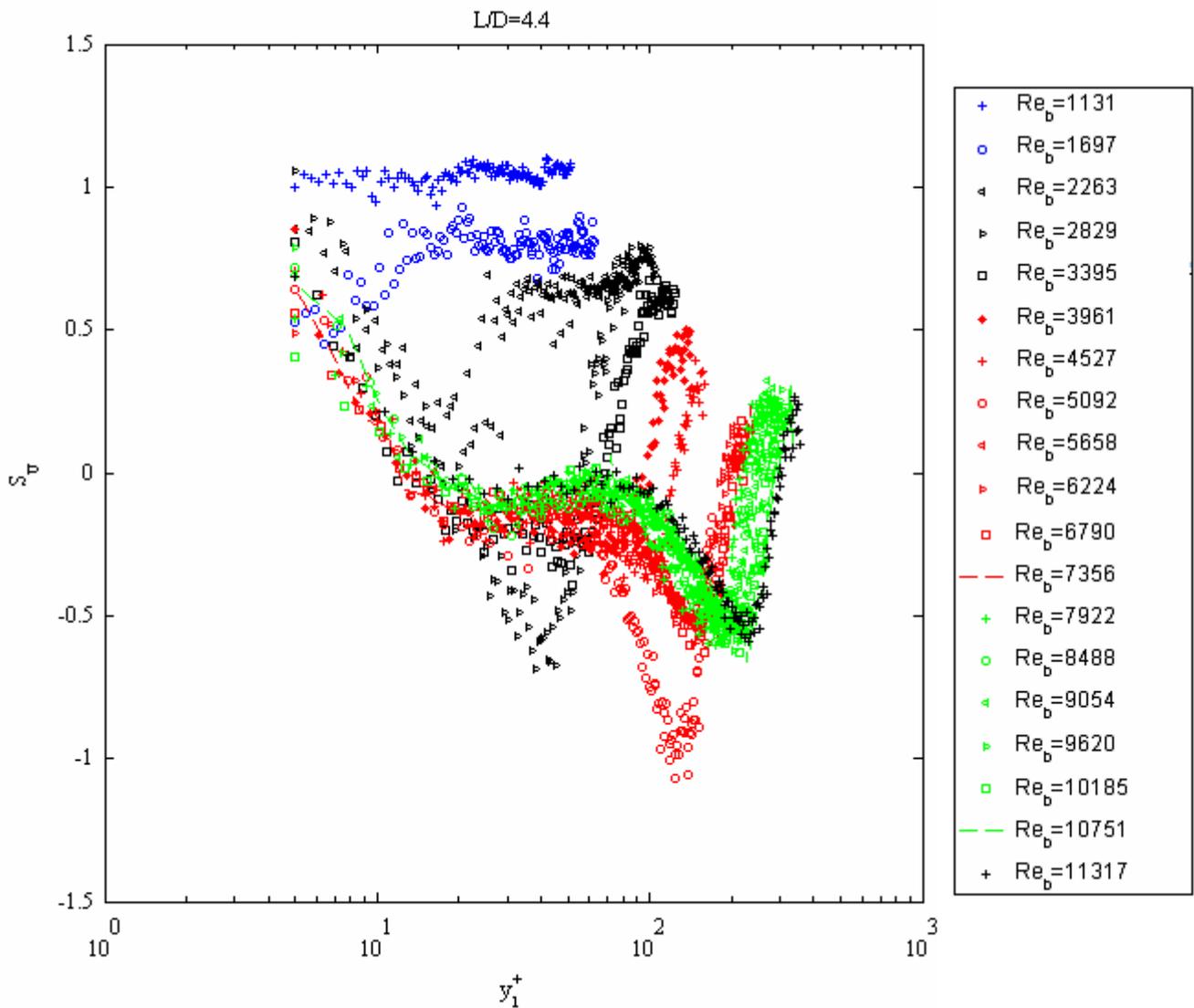
C.15 : Evolution du profil de vitesse moyenne en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 53.2$.

D. Facteur de dissymétrie et d'aplatissement

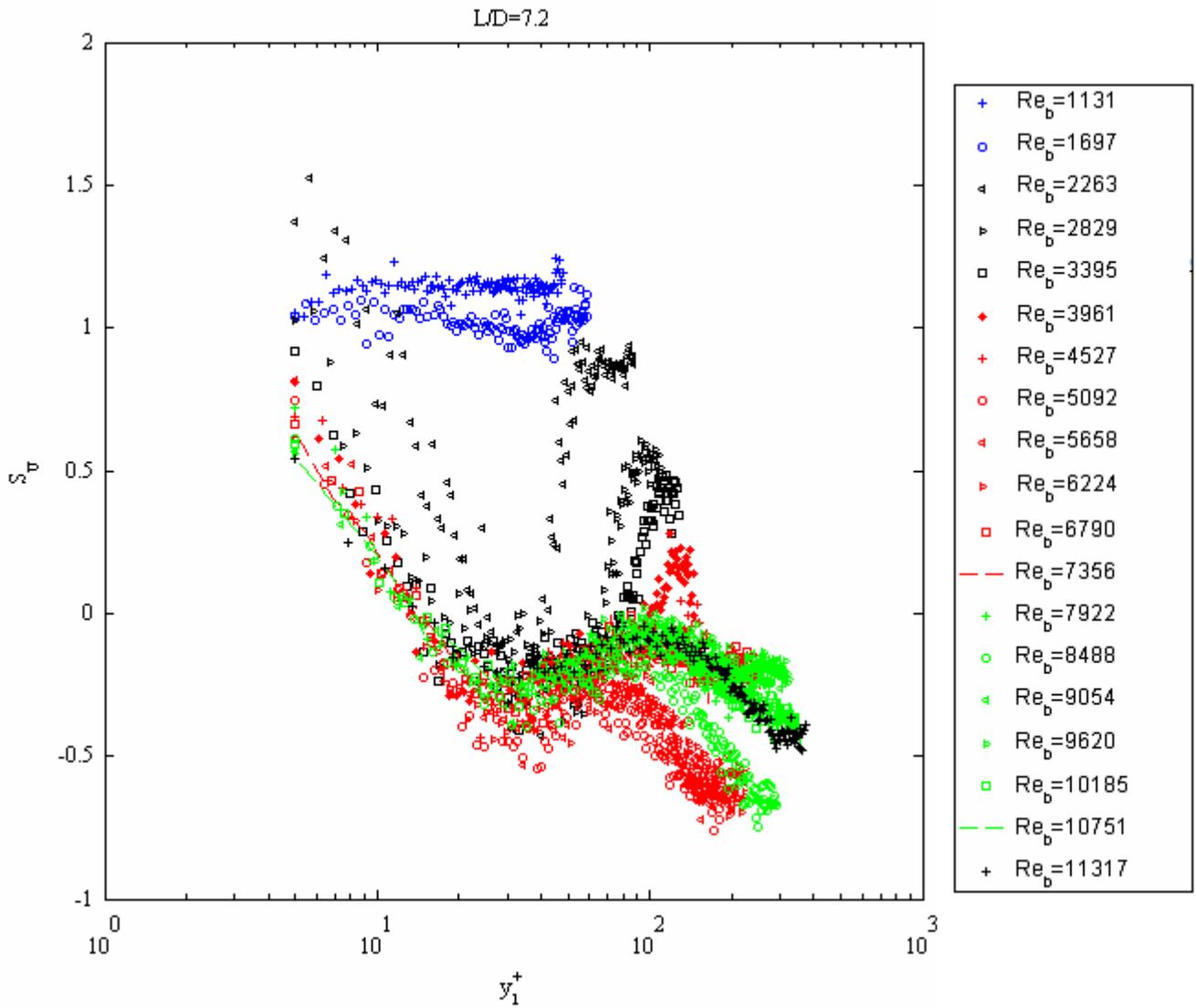
- Facteur de dissymétrie S_U



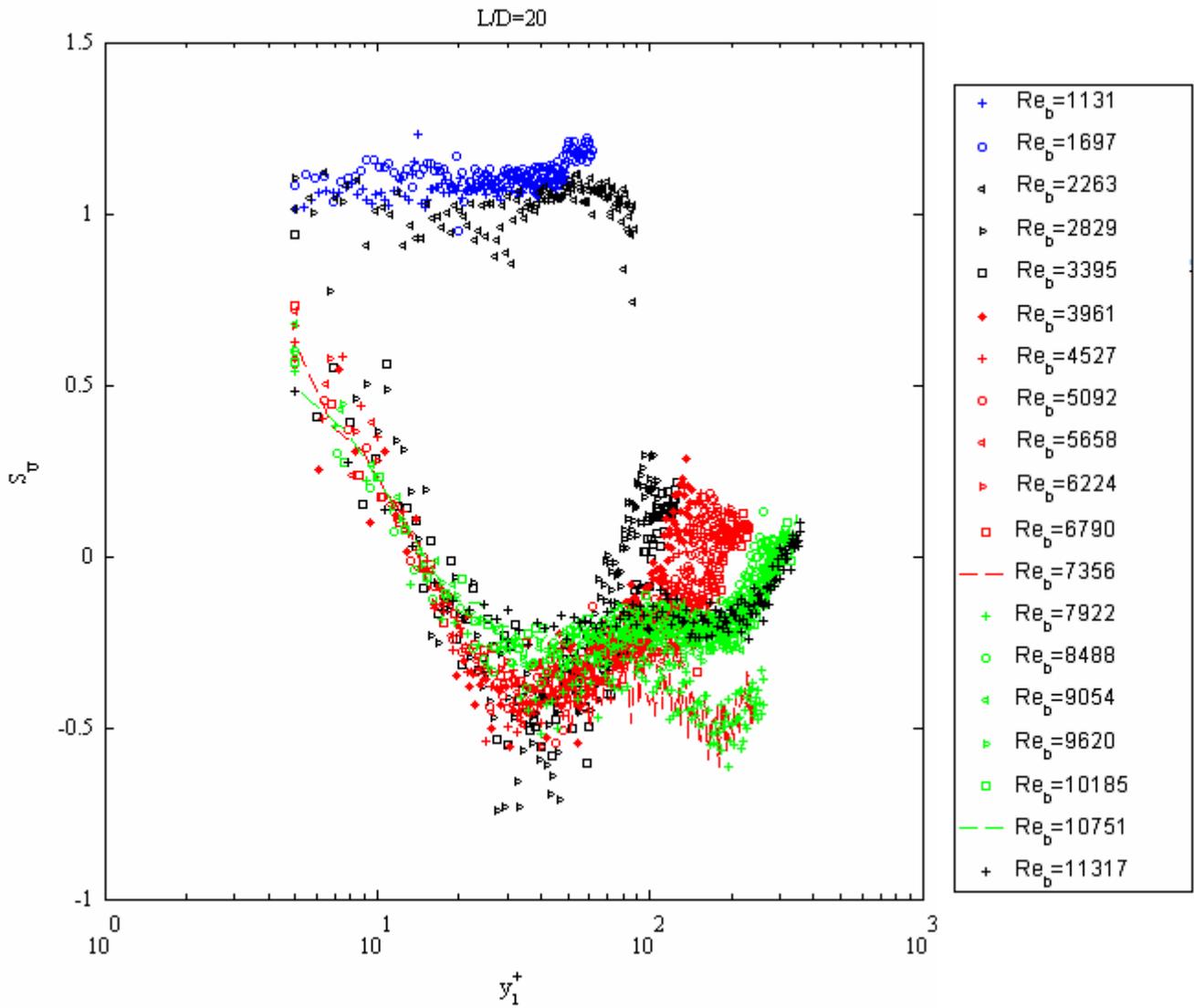
C.16 : Evolution transversale du facteur de dissymétrie en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 1.2$.



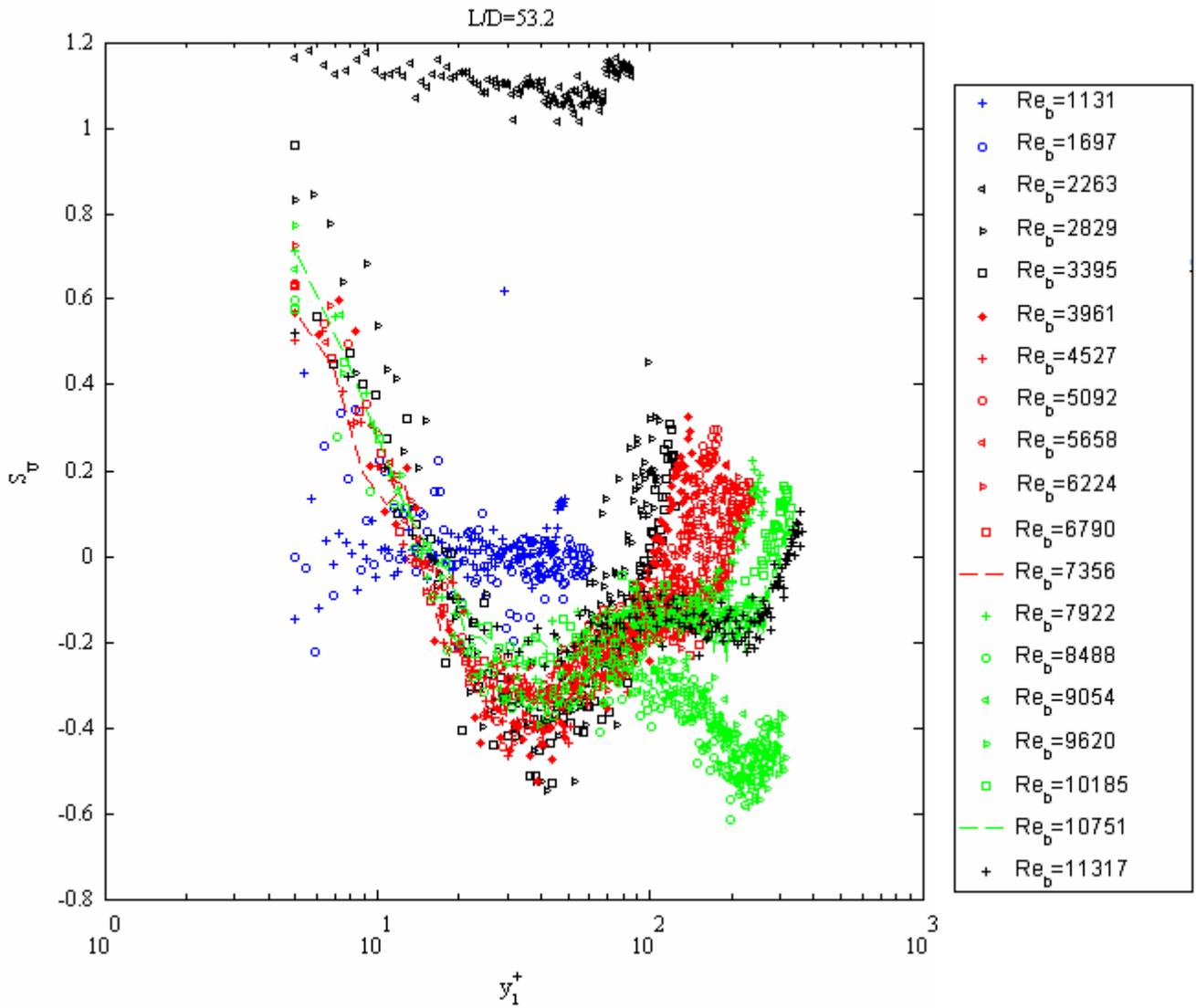
C.17 : Evolution transversale du facteur de dissymétrie en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 4.4$.



C.18 : Evolution transversale facteur de dissymétrie en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 7.2$.

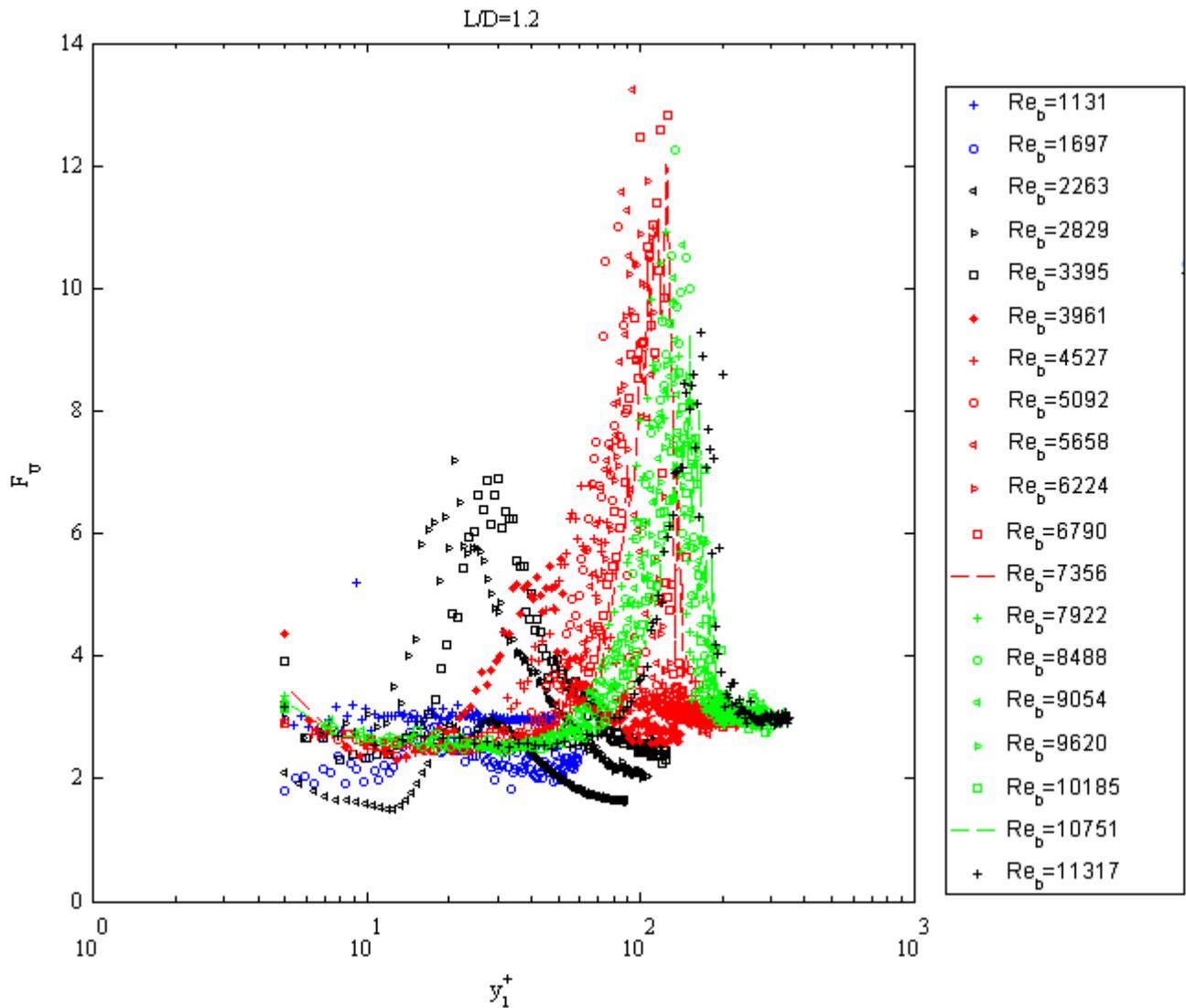


C.19 : Evolution transversale facteur de dissymétrie en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 20$.

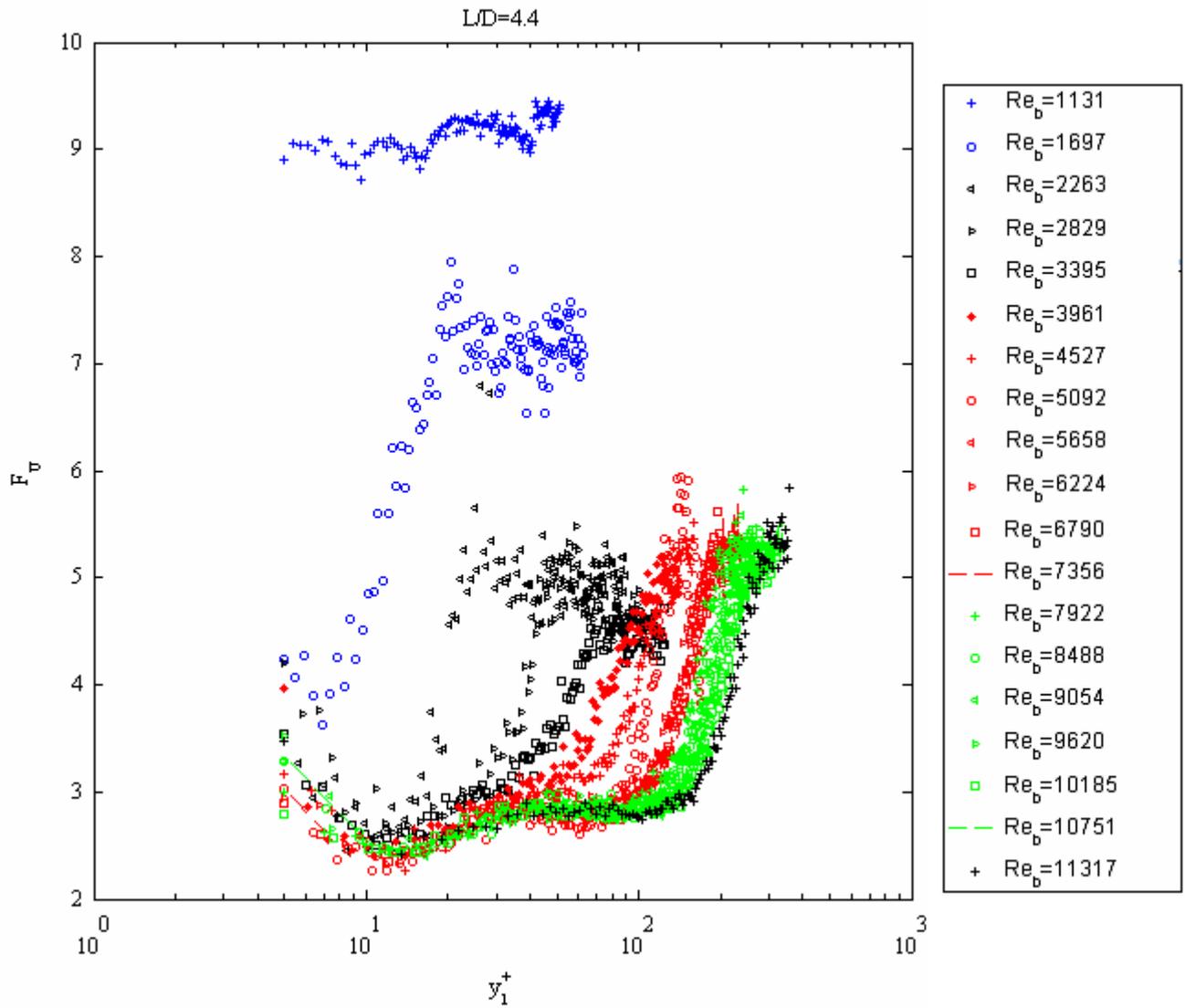


C.20 : Evolution transversale facteur de dissymétrie en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 53.2$.

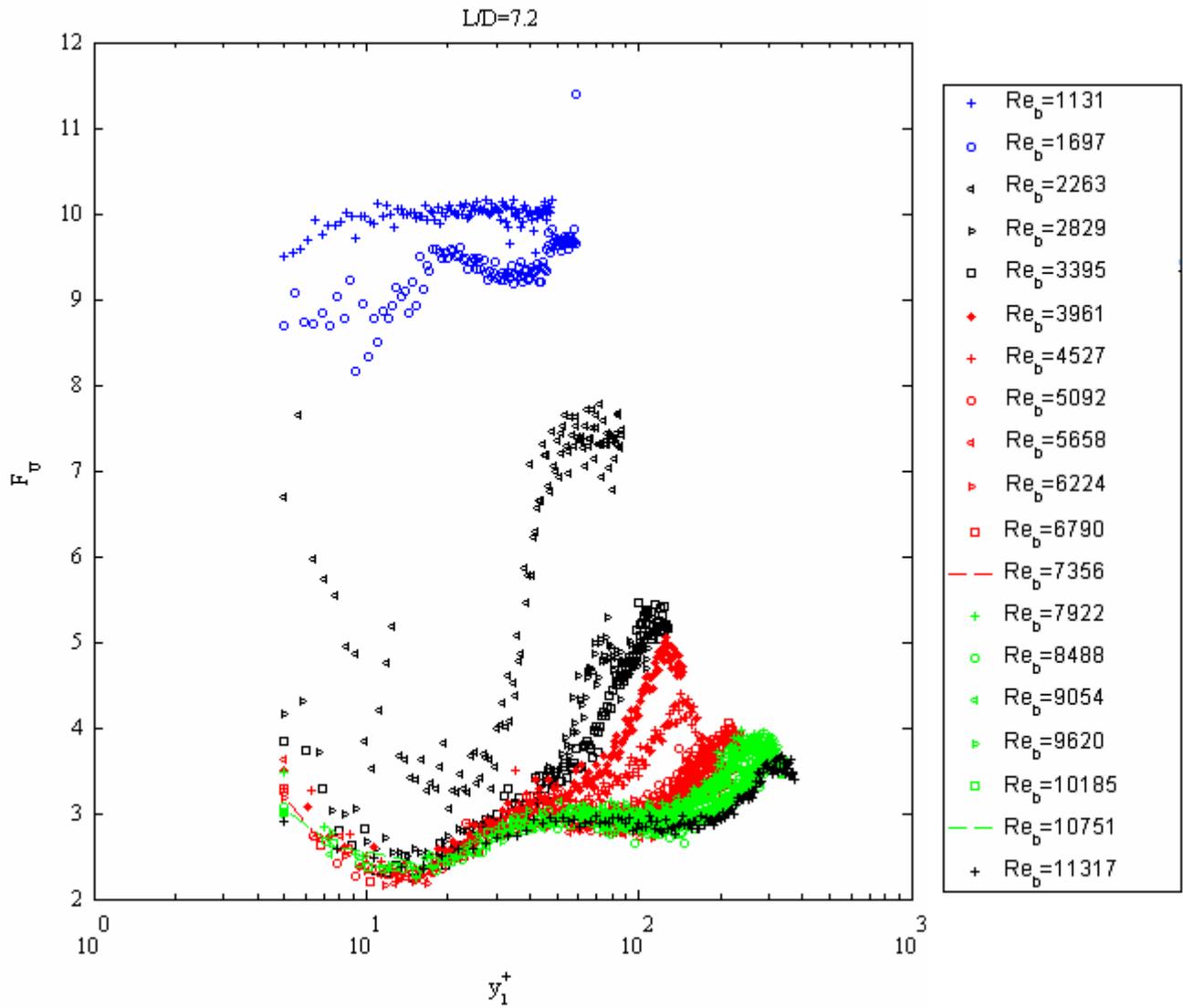
- **Facteur d'aplatissement F_U**



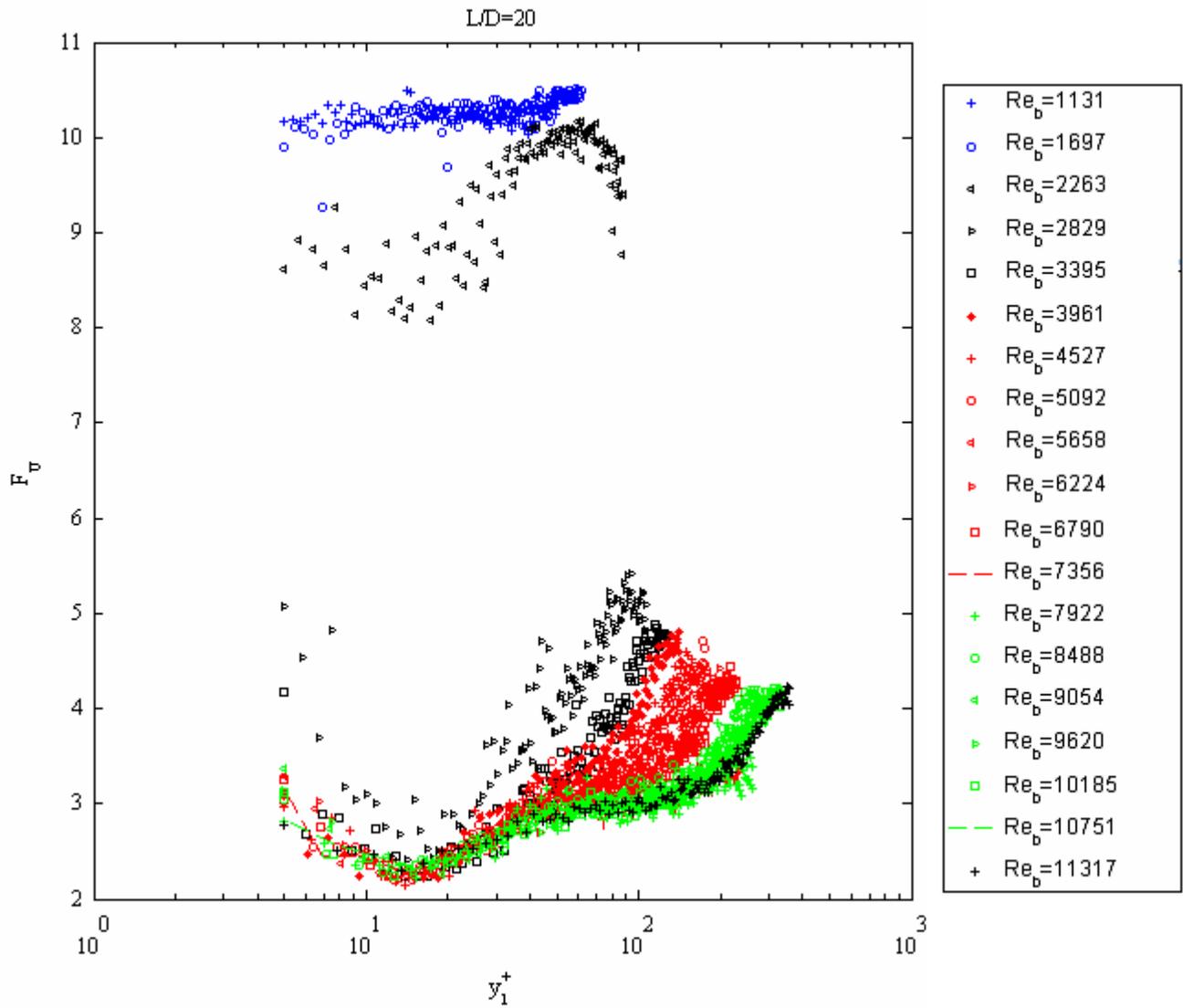
C.21 : Evolution transversale facteur d'aplatissement en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 1.2$.



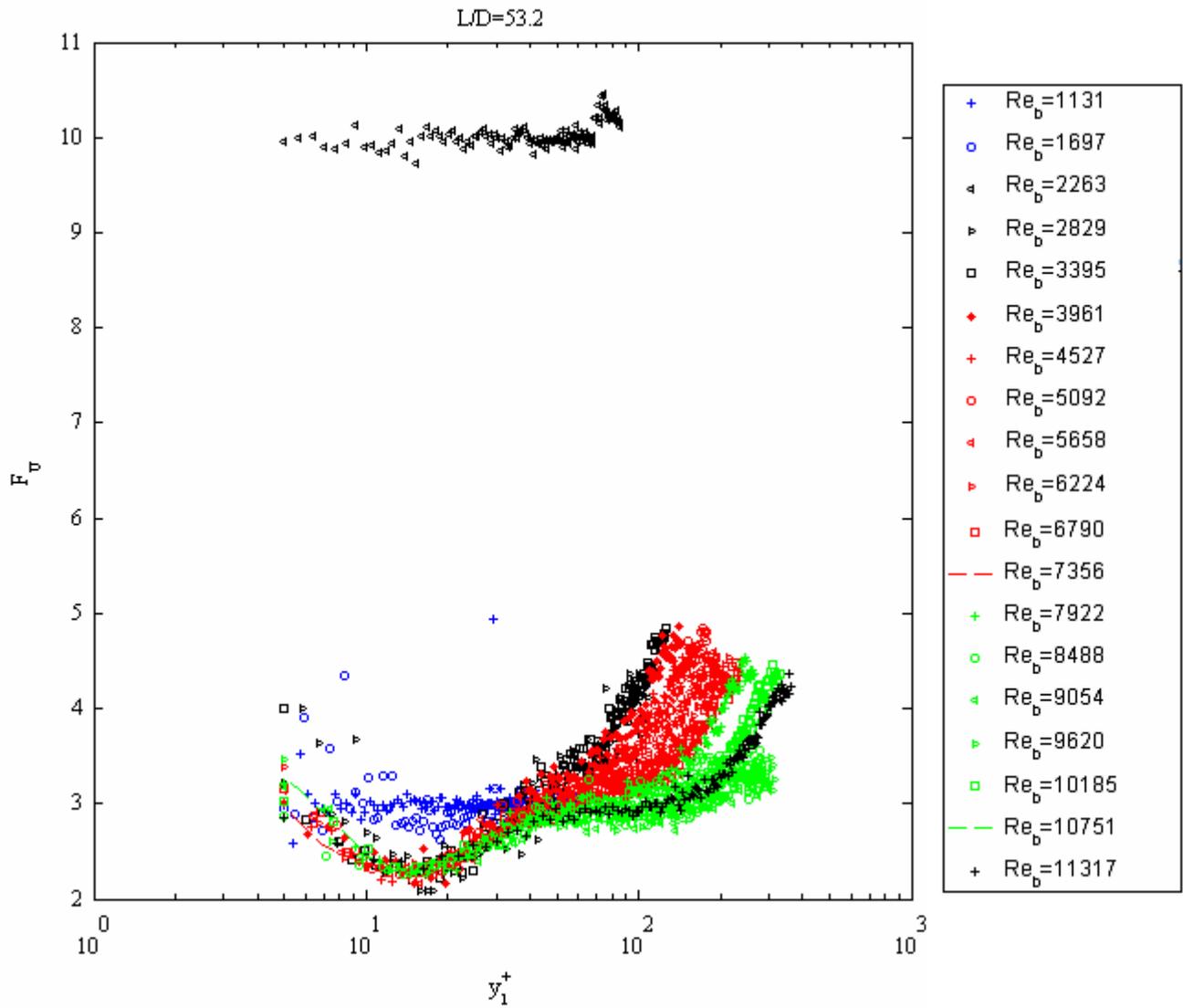
C.22 : Evolution transversale facteur d'aplatissement en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 4.4$.



C.23 : Evolution transversale facteur d'aplatissement en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 7.2$.



C.24 : Evolution transversale facteur d'aplatissement en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 20$.



C.25 : Evolution transversale facteur d'aplatissement en fonction de y_1^+ pour toute la gamme de Reynolds Re_b étudiée, pour $L/D = 53.2$.