



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale de la turbulence dans une couche de mélange anisotherme

Kodjovi Sodjavi

► **To cite this version:**

Kodjovi Sodjavi. Étude expérimentale de la turbulence dans une couche de mélange anisotherme. Autre [cs.OH]. Université de Rennes, 2013. Français. NNT : 2013REN1S078 . tel-00921507

**HAL Id: tel-00921507**

**<https://theses.hal.science/tel-00921507>**

Submitted on 20 Dec 2013

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

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



**THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1**  
*sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne*

pour le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1**

*Mention : Traitement du Signal et Télécommunications*  
**École doctorale MATISSE**

présentée par

**Kodjovi SODJAVI**

préparée dans le thème de recherche SPEE d'Irstea  
Structures, Procédés, Écoulements, Énergie

---

**Étude expérimentale  
de la turbulence dans  
une couche de mélange  
anisotherme**

**Thèse soutenue à Rennes**

**le 11/03/2013**

devant le jury composé de :

**Luminita Danaila**

Professeur, Université de Rouen / rapporteur

**Jean Lemay**

Professeur, Université de Laval, Québec / rapporteur

**Joël Delville**

Ingénieur de Recherche, CNRS / examinateur

**Roger Lewandowski**

Professeur, Université de Rennes 1 / examinateur

**Diogo Queiros-Condé**

Professeur, Université Paris Ouest Nanterre / examinateur

**Étienne Mémin**

Directeur de Recherche, Inria / directeur de thèse

**Johan Carlier**

Ingénieur de Recherche, Irstea / co-encadrant







---

# REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse a été financé par l'Irstea et la région Bretagne. Je les remercie de m'avoir accueilli et de m'avoir mis dans les bonnes conditions pour effectuer ce travail.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance envers Roger Lewandowski qui a accepté d'assurer la présidence du jury de cette thèse. Je remercie également Luminita Danaila et Jean Lemay pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail.

Je remercie sincèrement Étienne Mémin et Johan Carlier qui ont su encadrer ce travail avec beaucoup de compétences et de sympathies. Je suis particulièrement reconnaissant envers Johan Carlier pour ses critiques constructives qui m'ont beaucoup apporté, ses qualités humaines et pour tout le temps qu'il m'a accordé tout au long de cette thèse. Les bons moments qu'on a pu partager durant les matchs du stade Rennais me manqueront.

Je tiens à remercier Georges Arroyo pour ses conseils et suggestions qui ont beaucoup amélioré la qualité de ce manuscrit et nos échanges qui ont souvent dépassé le cadre scientifique. Je souhaite remercier vivement Dominique Heitz, Christophe Collewet et Malick Ndoye pour nos discussions, Laurence Wallian, Philippe Loisel, Michel Loubat, Philippe Georgeault et Anthony Guibert pour leur disponibilité et leur génie technique dont ils m'ont fait profiter durant cette thèse et Amina Omar pour tous ses SOS informatiques. Anthony, je pense que tu dois prendre régulièrement des stagiaires car tes qualités de formateur sont indéniables.

Mes chaleureux remerciements vont à mes collègues post-doctorants (Roméo Tatsambon, Benoit Combès), thésards (Jean Youssef, Souad Salami, Cordelia Robinson, Pierre Dérian), stagiaires et autres, ainsi que l'ensemble des personnels de l'Irstea.

Je dois beaucoup à mon grand frère. Merci Ebenezer pour ton soutien financier et

moral depuis mes premiers pas sur le sol français.

Enfin, je dédie ce mémoire à toute ma famille et à ma femme Semefa pour leur patience, soutien et amour.

---

# TABLE DES MATIÈRES

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Turbulence, transport de scalaire et mesure en couche de mélange</b>	<b>7</b>
1.1 Description de l'écoulement . . . . .	7
1.1.1 Équations de base . . . . .	9
1.1.1.1 Équations instantanées . . . . .	9
1.1.1.2 Approximation de Boussinesq . . . . .	10
1.1.1.3 Équations du mouvement moyen . . . . .	11
1.1.1.4 Équations du mouvement fluctuant . . . . .	12
1.1.1.5 Équations de l'énergie cinétique turbulente et de la variance des fluctuations de température . . . . .	13
1.1.2 Cas d'une couche de mélange plane isotherme . . . . .	14
1.1.2.1 Principe d'auto-similarité . . . . .	14
1.1.2.2 Grandeurs caractéristiques et paramètres de contrôle de l'écoulement . . . . .	16
1.1.2.3 Développement de la couche de mélange et conditions génératrices . . . . .	18
1.1.2.4 Tensions de Reynolds et transport de l'énergie cinétique . . . . .	21

1.1.2.5	Bilans des équations de transport de l'énergie cinétique . . .	26
1.1.2.6	Instabilités et structures . . . . .	27
1.1.3	Transport de chaleur dans une couche de mélange plane . . . . .	29
1.1.3.1	Grandeurs moyennes . . . . .	31
1.1.3.2	Grandeurs fluctuantes . . . . .	32
1.1.3.3	Densité de probabilité du scalaire . . . . .	34
1.2	Techniques de mesure de la vitesse et de la température par fil fin . . . . .	37
1.2.1	Thermo-anémométrie à fil chaud . . . . .	38
1.2.1.1	Thermométrie-anémométrie à courant constant . . . . .	38
1.2.1.2	Anémométrie à température constante . . . . .	39
1.2.1.3	Anémométrie à tension constante . . . . .	39
1.2.2	Mesures simultanées vitesse-température . . . . .	40
1.2.2.1	Sonde multi-fils en CTA et CCA en parallèle . . . . .	40
1.2.2.2	Sonde multi-fils en CTA avec différents coefficients de sur- chauffes en parallèle . . . . .	41
1.2.2.3	Sonde à un fil en CTA avec différents coefficients de sur- chauffes successifs . . . . .	43
1.2.3	Techniques alternatives . . . . .	44
<b>2</b>	<b>Moyens et méthodes</b>	<b>47</b>
2.1	Mise en œuvre des techniques classiques fil froid et fils chauds . . . . .	48
2.1.1	Sondes utilisées . . . . .	48
2.1.2	Anémométrie à fils chauds . . . . .	49
2.1.3	Thermométrie à fil froid (CCA) . . . . .	53
2.1.4	Réponse impulsionnelle des sondes à fils froids . . . . .	53
2.2	Extension de la thermo-anémométrie à surchauffe multiple à des sondes fils croisés . . . . .	56

---

2.2.1	Principe du PCTA . . . . .	56
2.2.2	Lois de réponse pour des sondes fils croisés . . . . .	58
2.2.3	Découpage des signaux ou séparation des surchauffes . . . . .	59
2.2.4	Méthodes de résolution . . . . .	59
2.3	Description de la procédure d'étalonnage . . . . .	64
2.4	Description de la configuration expérimentale . . . . .	70
2.4.1	Présentation de la soufflerie . . . . .	71
2.4.2	Qualification de la soufflerie . . . . .	73
2.4.2.1	Gradient longitudinal de vitesse et de température . . . . .	73
2.4.2.2	Homogénéité de l'écoulement . . . . .	74
2.4.2.3	Taux de turbulence . . . . .	74
2.4.2.4	Couches limites . . . . .	75
2.4.3	Description des expériences réalisées . . . . .	79
<b>3</b>	<b>Analyse de la couche de mélange avec et sans gradient de température</b>	<b>83</b>
3.1	Première analyse sur l'expérience et l'écoulement . . . . .	84
3.1.1	Conditions initiales . . . . .	84
3.1.2	Définition des variables d'adimensionnement . . . . .	85
3.1.3	Comparaison des mesures PCTA-CTA et PCTA-CCA . . . . .	87
3.1.3.1	Profils de vitesse et de température moyennes . . . . .	87
3.1.3.2	Profils des grandeurs fluctuantes . . . . .	88
3.1.3.3	Spectres de vitesse et de température . . . . .	89
3.1.4	Distance de développement . . . . .	92
3.1.5	Influence de la température . . . . .	94
3.2	Écoulement moyen . . . . .	94
3.2.1	Affinité géométrique des profils . . . . .	94

3.2.2	Évolution des épaisseurs $\delta_u$ , $\delta_T$ et $\theta$ par rapport aux paramètres de contrôles $\lambda$ , $U_c$ et $\Delta T$ . . . . .	96
3.2.3	Lignes d'expansion . . . . .	102
3.2.4	Bilan de l'analyse sur l'écoulement moyen . . . . .	106
3.3	Écoulement turbulent . . . . .	108
3.3.1	Grandeurs fluctuantes et similitude . . . . .	108
3.3.1.1	Tenseur de Reynolds et variance de température . . . . .	109
3.3.1.2	Intermittence de la couche de mélange : coefficient de dissymétrie et d'aplatissement . . . . .	117
3.3.2	Transport de quantité de mouvement et de chaleur . . . . .	123
3.3.2.1	Coefficients de corrélation et nombre de Prandtl . . . . .	124
3.3.2.2	Analyse en quadrants . . . . .	127
3.3.2.3	Bilans d'énergie . . . . .	138
<b>4</b>	<b>Étude exploratoire des incréments de vitesse et de température</b>	<b>147</b>
4.1	Introduction sur les lois d'échelles et l'intermittence . . . . .	148
4.1.1	Équations de Kolmogorov et de Yaglom . . . . .	150
4.1.1.1	Équation de Kolmogorov . . . . .	150
4.1.1.2	Équation de Yaglom . . . . .	152
4.1.1.3	Quelques vérifications des équations de Kolmogorov et de Yaglom . . . . .	153
4.1.1.4	Zone Inertielle et paramètre d'intermittence . . . . .	156
4.1.2	Auto-similarité étendue . . . . .	158
4.2	Quelques résultats sur le comportement statistique des incréments mesurés	159
4.2.1	Rappel des notations et des échelles caractéristiques . . . . .	159
4.2.2	Aptitudes du PCTA pour le calcul des fonctions de structure . . . . .	160
4.2.3	Corrélations vitesse-température . . . . .	162

4.2.4	Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement . . . . .	164
4.2.5	Vérification des équations de Kolmogorov et de Yaglom . . . . .	166
4.2.6	Exposants des fonctions de structures . . . . .	169
4.2.7	Remarques . . . . .	172
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>175</b>
<b>Bibliographie</b>		<b>179</b>



---

# NOMENCLATURE

## Opérateurs

$\langle \cdot \rangle$	Opérateur de moyenne d'ensemble
$\langle \cdot \rangle_s$	Opérateur de moyenne suivant une boule de rayon $R$
$\  \vec{\cdot} \ $	Norme d'une variable

## Définitions de l'écoulement

$U_1, T_1$	Vitesse et température associée au flux uniforme de la partie inférieure de la veine d'essai
$U_2, T_2$	Vitesse et température associée au flux uniforme de la partie supérieure de la veine d'essai
$U_h, T_h$	Haute vitesse ( $U_h = U_1$ ou $U_2$ ), haute température ( $T_h = T_1$ ou $T_2$ )
$U_l, T_l$	Basse vitesse, basse température
$r, r_u = \frac{U_l}{U_h}$	Rapport de vitesse
$r_T = \frac{T_l}{T_h}$	Rapport de température
$\lambda = \frac{1-r}{1+r}$	Paramètre de cisaillement
$\Delta U = U_h - U_l$	Différence de vitesse
$\Delta T = T_h - T_l$	Différence de température
$U_c = \frac{U_h + U_l}{2}$	Vitesse de convection
$I_u$	Intensité de turbulence de vitesse du flux uniforme
$I_\theta$	Intensité de turbulence de température du flux uniforme

$Fr$	Nombre de Froude réduit
$Re_\delta$	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de vortacité
$Re_\lambda$	Nombre de Reynolds turbulent
$Ri$	Nombre de Richardson de gradient
$Ri_f$	Nombre de Richardson de flux
$Pr$	Nombre de Prandtl
$Pr_t$	Nombre de Prandtl turbulent
$u, u_1$	Vitesse longitudinale instantanée
$v, u_2$	Vitesse transversale instantanée
$w, u_3$	Vitesse transversale instantanée
$T$	température instantanée
$x$	Direction longitudinale ou parallèle à l'écoulement principale de la couche de mélange
$y$	Direction transversale, verticale ascendante, normale au plan central de la plaque séparatrice
$z$	Direction transversale, parallèle au bord de fuite de la plaque séparatrice
$x_0$	Position sur l'axe $x$ de l'origine virtuelle de la couche de mélange
$\eta_u$	Variable spatiale adimensionnée associée à la vitesse
$\eta_T$	Variable spatiale adimensionnée associée à la température
$\nu$	Viscosité cinématique
$k$	Diffusivité thermique
$\nu_t$	Viscosité turbulente
$k_t$	Diffusivité turbulente
$\beta$	Coefficient de dilatation

## Échelles caractéristiques de l'écoulement

$\delta_u$	Épaisseur de vortacité de la couche de mélange
$\delta_T$	Épaisseur de la couche de mélange thermique
$\theta$	Épaisseur du déficit de quantité de mouvement de la couche de mélange
$\theta_o$	Épaisseur du déficit de quantité de mouvement côté haute vitesse
$y_{u_{0,5}}, y_{T_{0,5}}$	Ordonnée de l'axe dynamique, ordonnée de l'axe thermique de la couche de mélange
$\phi_{u_n}$	Ligne d'expansion de la vitesse

$\phi_{T_n}$	Ligne d'expansion de la température
$\sigma$	Paramètre d'expansion
$\sigma_0$	Paramètre d'expansion dans le cas d'une couche de mélange avec un côté au repos
$\eta$	Échelle de longueur de Kolmogorov
$\eta_C$	Échelle de longueur de Corrsin-Oboukov
$U_K$	Échelle de vitesse de Kolmogorov
$\tau_K$	Échelle temporelle de Kolmogorov
$\theta_K$	Échelle de température
$\langle \epsilon \rangle$	Taux moyen de dissipation d'énergie cinétique turbulente
$\langle N \rangle$	Taux moyen de dissipation de la variance de température
$\lambda_f$	Micro-échelle de Taylor basée sur la température ( $f = T$ ) ou une composante de la vitesse ( $f = u, v$ )
$k$	Nombre d'onde spatiale
$f_\eta$	Fréquence de Kolmogorov
$f_s$	Fréquence d'échantillonnage
$f_c$	Fréquence de coupure

## Analyse statistique de l'écoulement

$f, g$	Variables qui peuvent désigner la température ( $T$ ) ou une composante de la vitesse ( $u, v$ )
$\langle f \rangle$	Variable moyenne de l'écoulement
$f'$	Variable fluctuante de l'écoulement
$\sigma_f$	Écart type d'une variable $f$
$S_f$	Coefficient de dissymétrie d'une variable $f$
$S^f$	Coefficient de dissymétrie de l'incrément d'une variable $f$
$K_f$	Coefficient d'aplatissement d'une variable $f$
$K^f$	Coefficient d'aplatissement de l'incrément d'une variable $f$
$C_{fg}$	Coefficient de corrélation associé au couple de variables $f, g$
$R_{ff}$	Fonction de corrélation spatiale d'une variable $f$
$E_{uu}$	Densité spectrale de puissance de la vitesse longitudinale
$E_{TT}$	Densité spectrale de puissance de la température
$P_{fg}$	Fonction de densité de probabilité jointe associée au couple de variables $f, g$

$\delta f$	Incrément à l'échelle $r$ d'une variable $f$
$S_q$	Moment d'ordre $q$ des incréments de vitesse longitudinale
$R_q$	Moment d'ordre $q$ des incréments de température
$\zeta_q$	Exposant des fonctions de structure d'ordre $q$ de la vitesse
$\xi_q$	Exposant des fonctions de structure d'ordre $q$ de la température

## Techniques de mesure de la vitesse et de la température par fil fin

$T_w, T_{w,i}$	Température d'un fil chaud
$T_{w,ij}$	Température d'un fil chaud en mode PCTA
$a, a_i, b, b_i, n$	Coefficients d'étalonnage d'un fil chaud
$\gamma_{nm}, \beta_{nm}$	Coefficients d'étalonnage des fils croisés en mode CTA
$a_{n,ij}, \beta_{nm,j}, \gamma_{nm,j}$	Coefficients d'étalonnage des fils croisés en mode PCTA
$\alpha$	Angle entre la vitesse incidente et la normale à l'axe de la sonde dans le plan de sensibilité des fils
$e, e_{ij}$	Tension de sortie de l'anémomètre en mode CTA
$e_{ij}, e_{k,ij}$	Tension de sortie de l'anémomètre pour chaque fil en mode PCTA à fils croisés
$d$	Diamètre du fil
$N_s$	Nombre de surchauffes
$N_m$	Nombre de motifs
$a_s$	Coefficient de surchauffe
$\chi_u$	Coefficient de sensibilité du fil à la vitesse
$\chi_T$	Coefficient de sensibilité du fil à la température
$H$	Norme de la fonction de transfert d'un fil froid

## Bilans

$C$	Terme de convection
$P$	Terme de production
$D_f$	Terme de diffusion
$F$	Terme de flottabilité
$D_s$	Terme de dissipation
$R, Ds_d$	Terme déduit des bilans

$T_t K, T_t Y$	Terme de transport turbulent dans les bilans par échelle
----------------	--

$D_tK, D_tY$	Terme de diffusion turbulente dans les bilans par échelle
$R_K$	Terme déduit dans les bilans par échelle de Kolmogorov
$R_Y$	Terme déduit dans les bilans par échelle de Yaglom

## Acronymes

ACTA	Aéraulique et Contrôle des Atmosphères Turbulentes (équipe de recherche de l'Irstea, Rennes, France)
CCA	Constant Current Anemometry
CTA	Constant Temperature Anemometry
CVA	Constant Voltage Anemometry
UEB	Université Européenne de Bretagne
Irstea	Institut national de recherche en sciences et technologies pour l'environnement et l'agriculture
INRIA	Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique
LEA	Laboratoire d'Études Aérodynamiques (membre de l'Institut PPrime, Poitiers, France)
PCTA	Parameterizable Constant Temperature Anemometry
PDF	Probability Density Function
JPDF	Joint Probability Density Function
PIV	Particle Image Velocimetry
LIF	Laser Induced-Fluorescence
PLIF	Planar Laser Induced-Fluorescence
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RMS	Root Mean Square



---

# INTRODUCTION

Le mélange ou le transport d'une quantité scalaire dans les écoulements cisailés libres tels que les sillages, les jets et les couches de mélange, se rencontre dans de nombreuses configurations industrielles et environnementales. Dans le contexte applicatif du développement de techniques pour la maîtrise des atmosphères exemptes de contaminations aéroportées et du transfert thermique entre deux atmosphères sans séparation physique, la couche de mélange plane constitue un excellent modèle représentatif de la complexité des écoulements rencontrés. Cet écoulement académique se définit simplement par un couple de vitesse associé à deux flux parallèles incidents.

Ce besoin de maîtriser les caractéristiques d'un sous domaine ouvert (sans barrière physique) sur un domaine plus large et moins bien maîtrisé est présent dans le secteur pharmaceutique, médical, agro-alimentaire et de la haute technologie. En industrie agro-alimentaire, le sujet clé est la maîtrise localisée des atmosphères propres et froides autour des produits alimentaires sensibles à la contamination par les particules de l'air. La réponse à ce besoin se fait par la création de zones différenciées stables en propreté, température et caractéristiques physiques et dynamiques de l'air. Les enjeux sont multiples, préserver la santé des consommateurs et des employés (Troubles Musculo-Squelettiques liés au froid) et réduire la consommation énergétique pour un niveau équivalent de protection. Globalement, toutes les techniques de protections rapprochées se basent sur la maîtrise, par le choix approprié d'une configuration d'écoulement, du transfert de chaleur ou de particules à travers l'interface entre l'ambiance générale et l'environnement localisé, interface modélisée donc par une couche de mélange (figure 1).

Une part importante de l'activité de recherche de l'équipe ACTA de l'Irstea de Rennes, est consacrée à l'apport de connaissances pour l'amélioration des performances de séparation ou de confinement. À partir de l'analyse de ces questions et situations industrielles,

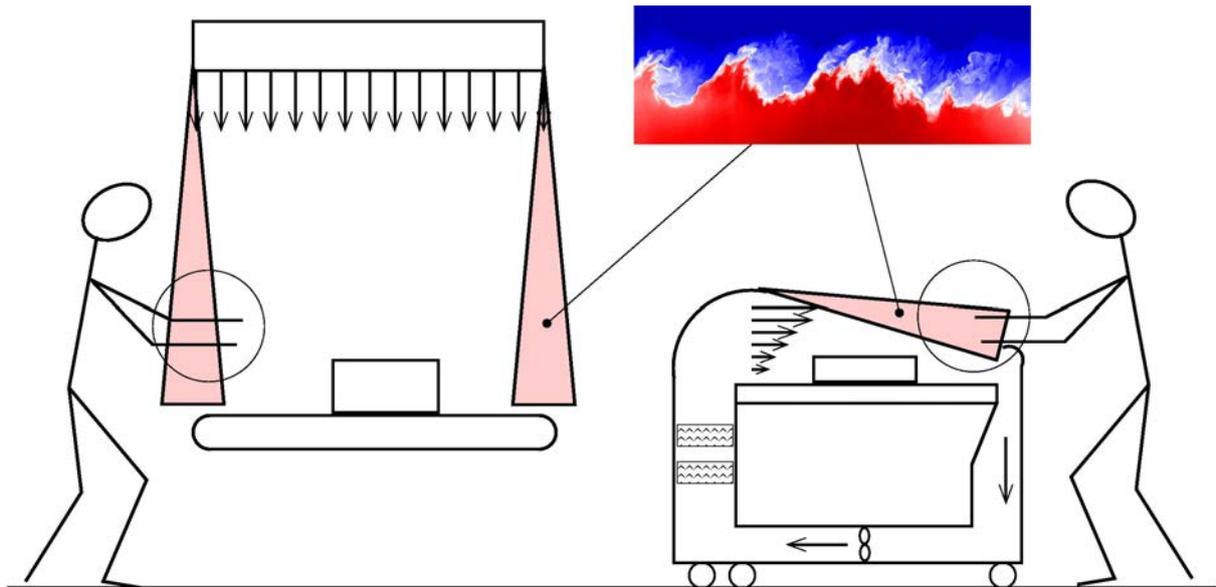


FIGURE 1 – Modélisations des zones différenciées par la couche de mélange dans les techniques de protections rapprochées.

différentes thèses de doctorat ont été menées, en collaboration avec l’Institut Pprime de Poitiers, sur la compréhension de l’organisation de la turbulence en relation avec les mécanismes de transfert et sur les interactions vitesse-température dans les transferts turbulents de chaleur. Les thèses de D. Heitz [74] (1999), C. Braud [30] (2003) et P. Parnaudeau [131] (2004) ont porté sur l’étude d’une couche de mélange impactant un obstacle cylindrique. Elles ont été réalisées dans le but d’apporter des réponses sur le niveau de protection lors des interventions humaines ou robotiques à travers des flux d’airs. Parallèlement à ces études, la couche de mélange non uniformément cisailée a été simulée numériquement et expérimentalement par T. Ndiaye [121] (2009) pour prendre en compte l’inhomogénéité du profil de vitesse qui peut être présente dans les dispositifs de soufflage. La couche de mélange anisotherme a été étudiée par M. Ndoye [122] (2008) pour prendre en compte un différentiel de température entre les deux flux incidents.

L’équipe ACTA dispose de souffleries, dont la grande soufflerie de couche de mélange qui a été utilisée dans la présente thèse et qui sera décrite au chapitre 2. Les besoins de l’équipe liés aux expérimentations en grandes tailles et à basses vitesses, avec couplages vitesse-température, l’ont conduite à contribuer au développement de méthodes nouvelles :

- la méthode PCTA<sup>1</sup> développée en collaboration avec l’institut Pprime pour la mesure simultanée de la vitesse et de la température à l’aide d’un fil chaud (Joël Delville, inventeur d’un nouveau dispositif de mise en œuvre de la surchauffe variable [124, 123]) ;
- des méthodes de flots optiques développées dans des recherches communes avec l’In-

1. Parameterizable Constant Temperature Anemometry

ria, dans le cadre de l'équipe-projet commune Fluminance<sup>2</sup>. Ces méthodes utilisent des *a priori* plus physiquement consistants sur l'écoulement pour extraire au mieux des champs denses de vitesse sur des images de quantités scalaires ou de particules transportées par l'écoulement.

C'est au cours de la thèse de M. Ndoye [122] (2008), que la technique de mesure expérimentale PCTA a été développée pour la mesure simultanée vitesse-température avec des sondes à un seul fil. Cette thèse a permis de mettre en évidence, pour différentes conditions initiales en termes de gradients de vitesse et de température, le comportement propre du champ de température et de l'analyser en relation avec celui du champ de vitesse à travers des grandeurs moyennes comme la forme des profils transversaux, l'expansion, la dissymétrie, puis à travers le comportement des fluctuations turbulentes. Les densités de probabilité de la température ont été particulièrement analysées par rapport à deux comportements particuliers souvent discutés dans la littérature. Le synchronisme des mesures vitesse-température a permis une analyse fine des interactions des fluctuations de vitesse et de température dans le mélange turbulent : des corrélations, des densités de probabilité conditionnelles et une analyse en quadrants ont confirmé la prédominance, dans le flux de chaleur turbulent, des éjections aux points selles des régions inter-tourbillonnaires.

La présente thèse s'inscrit dans la continuité de celle de M. Ndoye. Elle vise à poursuivre la caractérisation des transferts de quantité de mouvement et de chaleur par la mise en œuvre du PCTA avec des sondes à fils croisés, pour la mesure simultanée de la température et de 2 composantes de la vitesse (composante  $u$  dans l'axe de la sonde et composante  $v$  ou  $w$  transversale à celle-ci). Cette amélioration doit permettre la mesure des corrélations entre les fluctuations de vitesse transversale ( $v'$ ) et de température ( $T'$ ), directement révélatrices du transport turbulent de la température à travers la couche de mélange. Pour les écoulements cisailés plans horizontaux à cisaillement dynamique et thermique orientés verticalement (suivant  $y$ , direction de la composante  $v'$  et de la gravité), la corrélation  $\langle v'T' \rangle$  est présente à la fois dans le terme de production de fluctuations de température (par interaction avec le gradient de température moyenne) et dans le terme de flottabilité qui intervient dans l'équation de bilan pour l'énergie cinétique turbulente. Les corrélations entre les incréments  $\delta v$  et  $\delta T$  se retrouvent dans les termes de forçage des équations généralisées de bilan par échelle de Kolmogorov et de Yaglom. Une bonne évaluation des comportements des différents moments des incréments de vitesse (les fonctions de structure) est par ailleurs souhaitable pour l'analyse de la structure de la turbulence et pour consolider les bases de l'extraction détaillée des mouvements fluides turbulents dans les séquences d'images.

Cette thèse a donc un double objectif :

---

2. <http://www.irisa.fr/fluminance/indexFluminance.html>

- adapter la thermo-anémométrie à surchauffes multiples (PCTA) développée dans la thèse de M. Ndoye à la mesure simultanée, et en un même point de l'espace, de la température et de 2 composantes de la vitesse. Cette extension nécessite le développement de nouveaux algorithmes de traitement ainsi que la mise en œuvre des techniques classiques CTA<sup>3</sup> et CCA<sup>4</sup> pour la validation des résultats par intercomparaison ;
- utiliser la méthode PCTA ainsi étendue pour l'analyse plus poussée des mécanismes de transfert turbulent de flux de quantité de mouvement et de chaleur dans deux régimes de stratification, stable et instable, correspondant à différentes options de soufflage localisé d'air froid. Les configurations étudiées seront logiquement à contre-gradient (plus forte vitesse du côté des soufflages froids). L'exploitation des mesures pour analyser les grandeurs moyennes servira à la fois à obtenir les références dimensionnelles pour l'analyse de la turbulence et à conforter la connaissance de la sensibilité de la dynamique globale de l'écoulement aux conditions de génération du cisaillement.

## Organisation du document

Ce manuscrit est organisé en quatre principaux chapitres, auxquels s'ajoutent ce chapitre introductif et le chapitre de conclusion générale et de perspectives.

Le **Chapitre 1** est une revue bibliographique de l'écoulement de couche de mélange et des techniques de mesure par thermo-anémométrie à fils fins. Les grandeurs caractéristiques et les équations de base relatives aux écoulements cisailés libres, bidimensionnels en moyenne, sont également rappelées.

Le **Chapitre 2** est dédié à la description des moyens expérimentaux, des techniques classiques de mesures CTA et CCA et de l'extension du PCTA à une sonde à fils croisés. On y trouvera en particulier l'approche algorithmique développée pour l'extension du PCTA à deux composantes de vitesse.

Le **Chapitre 3** est consacré à l'analyse du comportement des grandeurs moyennes et fluctuantes de la couche de mélange. Après, une discussion sur la qualité des mesures par comparaison d'un certain nombre de grandeurs statistiques issues des différentes méthodes de mesure, on présente l'étude de l'écoulement de couche de mélange avec ou sans gradient de température. La caractérisation de l'évolution du champ moyen et fluctuant est abordée à travers les épaisseurs caractéristiques, les lignes d'expansion et les grandeurs statistiques comme les variances, les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement. Sont traitées ensuite l'influence des paramètres de contrôle de l'écoulement sur les champs

---

3. Constant Temperature Anemometry

4. Constant Current Anemometry

moyen et fluctuant et les conséquences du type de stratification (stable ou instable) sur l'expansion et le niveau de fluctuations des différentes quantités. Puis le transport de quantité de mouvement et de chaleur est étudié en s'appuyant sur les PDFs jointes et sur une analyse en quadrants. Cette analyse est renforcée par l'étude des bilans d'énergie cinétique et des fluctuations de températures.

Le **Chapitre 4** aborde de manière exploratoire, dans la région de similitude de l'écoulement, le comportement des incréments de vitesse et de températures à l'aide de PDFs, des coefficients de corrélation et des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement. Les lois d'échelle classiques sont utilisées pour éprouver l'aptitude du PCTA à mesurer simultanément les termes mixtes vitesse-température des équations généralisées de Kolmogorov et de Yaglom. Les bilans d'énergie par échelle, objets de ces équations, sont ensuite établis. L'équilibre de ces bilans permet de quantifier le terme qui intègre les différents forçages. L'intermittence plus forte du scalaire comparée à celle de la vitesse est également mise en évidence à partir des exposants des lois de puissance sur lesquelles s'ajuste le comportement des fonctions de structure de la vitesse et de la température.



---

---

# CHAPITRE 1

---

## TURBULENCE, TRANSPORT DE SCALAIRE ET MESURE EN COUCHE DE MÉLANGE

La couche de mélange fait partie de la famille des écoulements cisailés libres tels que les sillages et les jets. Elle se définit très simplement, par un couple de vitesses incidentes. Elle reste néanmoins représentative de la complexité des écoulements rencontrés dans de nombreuses configurations industrielles. Elle a donc fait l'objet de nombreuses études tant du point de vue de la turbulence générée par le cisaillement de vitesse que du transport par cette turbulence de quantités scalaires. La première section rappelle la définition d'une couche de mélange et les équations de base qui décrivent la dynamique de l'écoulement et du transport de scalaire, en particulier de la température. La deuxième section est consacrée aux techniques de mesure utilisées dans la littérature pour explorer un tel écoulement.

### 1.1 Description de l'écoulement

Les couches de mélange peuvent être décomposées en deux catégories : les couches de mélange spatiales et les couches de mélange temporelles.

**La couche de mélange spatiale :** Elle est généralement la rencontre, au-delà du bord de fuite d'une plaque séparatrice, de deux courants de fluides ayant acquis chacun une dynamique propre le long d'un côté de cette plaque séparatrice. Au niveau de l'interface de rencontre des deux courants, le point d'inflexion du profil de vitesse conduit à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz. De petites perturbations sont amplifiées et conduisent au développement d'une couche de mélange turbulente. Cette couche s'épaissit plus ou moins vite vers l'aval de la zone de rencontre en fonction du rapport de vitesse. On peut distinguer plusieurs types de couche de mélange spatiale suivant l'angle et le module de la vitesse des deux flux incidents, l'angle considéré ici étant un angle de dérapage par rapport à la perpendiculaire au bord de fuite :

- **la couche de mélange plane :** les deux flux ont des vitesses de modules différents et d'angles identiques nuls (perpendiculaire au bord de fuite de la plaque séparatrice) ;
- **la couche de mélange oblique :** les deux flux ont des vitesses de modules différents et d'angles identiques non nuls ;
- **la couche de mélange oblique symétrique :** les deux flux ont des vitesses de modules identiques et d'angles de signes opposés ;
- **la couche de mélange oblique asymétrique :** les deux flux ont des vitesses de modules et d'angles différents ;
- **le sillage :** les deux flux ont des vitesses de modules et d'angles identiques (sillage de la plaque séparatrice) ;
- **la marche :** est un cas particulier de la couche de mélange plane avec un des flux à vitesse nulle.

**La couche de mélange temporelle :** Elle est généralement caractérisée par des structures tourbillonnaires dont la taille évolue au cours du temps mais qui ne sont pas convectées. Elle naît du cisaillement de l'écoulement, au niveau du plan séparant deux flux à contre-courant. Thorpe [155] en a donné une illustration grâce à une expérience basée sur l'utilisation d'un réservoir incliné.

Les couches de mélange spatiales sont plus aisément étudiées expérimentalement en utilisant des souffleries dédiées. Les couches de mélange temporelles sont principalement abordées par des simulations numériques car elles nécessitent des domaines de calculs réduits.

La couche de mélange peut être générée par le cisaillement de deux fluides de compositions, de concentrations ou de températures différentes. Dans cette thèse, la couche de mélange est anisotherme avec deux flux de vitesses et de températures différentes. La plaque séparatrice est horizontale et les deux écoulements incidents ont des angles identiques, nuls. C'est donc une couche de mélange plane horizontale anisotherme. La

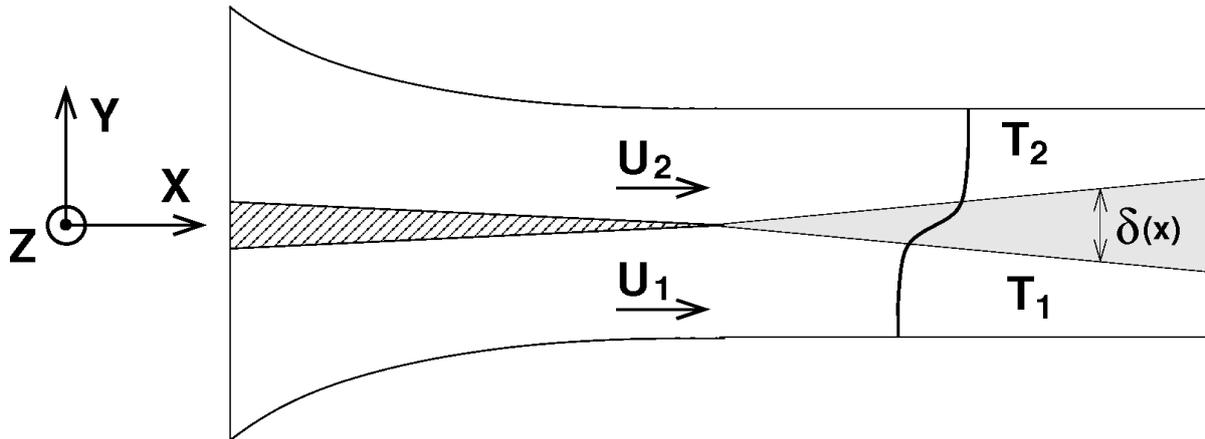


FIGURE 1.1 – Schéma d'une couche de mélange plane avec gradient de température. La couche dynamique et thermique est continuellement alimentée le long de la veine par les flux  $U_1$  et  $T_1$  d'un côté et,  $U_2$  et  $T_2$  de l'autre.

température est transportée par les structures cohérentes de l'écoulement et se diffuse à l'intérieur de celles-ci. Cette diffusion devient importante lorsque ces structures atteignent des tailles beaucoup plus petites à la suite de mécanismes d'étirement et de repliement. La figure 1.1 en présente le schéma de principe. La couche de mélange est en **co-gradient** lorsque les gradients du scalaire et de la vitesse sont de même signe (le flux chaud est le plus rapide), et en **contre-gradient** lorsque les gradients du scalaire ( $\frac{\partial T}{\partial y}$ ) et celui de la vitesse ( $\frac{\partial u}{\partial y}$ ) sont de signes opposés (le flux froid est le plus rapide).

Par convention, nous noterons  $U_1$  et  $T_1$  la vitesse et la température du flux situé en bas. Nous utiliserons la notion de configuration **stable** lorsque le flux froid sera situé en bas ( $T_1 < T_2$ ) et **instable**, à l'inverse lorsque le flux froid sera au-dessus du flux chaud ( $T_1 > T_2$ ). Les différences de vitesse  $\Delta U$  et de température  $\Delta T$  seront les valeurs absolues ( $\Delta U = |U_2 - U_1|$  et  $\Delta T = |T_2 - T_1|$ ). Enfin quelle que soit la configuration, les indices  $h$  et  $l$  seront employés pour désigner les valeurs hautes et basses de la vitesse et de la température ( $U_h > U_l$  et  $T_h > T_l$ ).  $\delta$  est l'épaisseur de la couche de mélange, c'est à dire l'épaisseur transversale de la zone où s'opère le mélange entre les deux flux. Elle est généralement assimilée à l'épaisseur de vorticité, qui sera définie plus loin (chapitre 3).

## 1.1.1  quations de base

### 1.1.1.1 équations instantanées

La dynamique d'un écoulement de fluide Newtonien, incompressible en présence d'un scalaire (température) peut être décrite analytiquement par un système d'équations dif-

férentielles. Avec ces hypothèses, la conservation de la masse s'exprime par :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.1)$$

le bilan de la quantité de mouvement, ou équations de Navier-Stokes, avec forçage volumique s'écrit :

$$\rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (1.2)$$

et le transport de la température s'exprime par l'équation d'énergie ou de convection-diffusion :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (1.3)$$

Dans ces équations, la répétition des indices traduit une sommation.

### 1.1.1.2 Approximation de Boussinesq

L'approximation de Boussinesq peut être utilisée dans certaines conditions d'écoulement. Le nombre de Mach doit être petit devant l'unité. Les variations relatives de masse volumique doivent être petites.

Suivant cette approximation, la masse volumique peut être considérée constante sauf dans le terme des équations de Navier-Stokes correspondant aux forces de gravité. Les variations relatives de masse volumique sont principalement dues aux effets des variations de température, les effets des variations de pression étant négligeables.

En désignant par  $T_0$  la température absolue la plus basse, en Kelvin, et  $\rho_0$  la masse volumique correspondante, on peut écrire :

$$\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0)), \quad (1.4)$$

où  $\beta$  est le coefficient de dilatation. Pour un gaz parfait, ce coefficient est  $\beta = \frac{1}{T}$ . En injectant cette forme linéarisée de  $\rho$  dans les équations 1.2, on obtient :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} - \beta(T - T_0)g_i + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}, \quad (1.5)$$

où  $p$  est assimilé à  $p + \rho_0 g_i x_i$ .

Les équations 1.1, 1.3 et 1.5 constituent un modèle de description de l'évolution des champs instantanés de vitesse et de température. Les équations 1.5 peuvent s'écrire sous forme adimensionnelle, en utilisant comme échelle de vitesse la différence de vitesse entre les deux flux  $\Delta U = U_h - U_l$  et comme échelle de longueur la largeur de la couche de mélange  $\delta$ . Il apparaît alors un nombre sans dimension, le nombre de Froude réduit  $Fr$ , défini par :

$$Fr = \frac{U_h - U_l}{\sqrt{g\beta\delta(T_h - T_l)}}. \quad (1.6)$$

Ce nombre sans dimension permet d'évaluer l'influence relative des forces de gravité différentielle. En fonction du nombre de Froude réduit construit sur les échelles caractéristiques de l'écoulement, on peut distinguer trois régimes d'écoulements :

- Pour  $Fr \simeq 1$ , les forces de gravité différentielles ne sont pas le seul moteur de l'écoulement ; on est dans le cas de la convection mixte (ou régime de convection mixte) ;
- Pour  $Fr \ll 1$ , l'écoulement se développe sous la seule influence des différences de masse volumique au sein du fluide ; on est dans le cas de la convection naturelle ;
- Pour  $Fr \gg 1$ , on peut négliger l'influence des forces de gravité. On est alors dans le régime de convection forcée où le champ de vitesse est complètement découplé de celui de température.

De même, on peut introduire le nombre de Richardson de gradient  $Ri$  qui permet de caractériser l'influence des effets de gravité différentielle liée aux gradients de température dans le mélange turbulent. Le nombre de Richardson de gradient  $Ri$  s'écrit :

$$Ri = \frac{g\beta \frac{\partial T}{\partial y}}{\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2}. \quad (1.7)$$

Le nombre de Richardson de gradient caractéristique en dessous duquel l'écoulement est stable vis-à-vis des effets de gravité différentielle est de l'ordre de 0,25. Nous reviendrons sur cette notion plus loin.

### 1.1.1.3 Équations du mouvement moyen

Les champs instantanés d'une quantité  $f$ , laquelle peut représenter une composante de vitesse, la pression ou la température de l'écoulement, peuvent se décomposer selon Reynolds comme la somme d'un champ moyen  $\langle f \rangle$ , qui évolue lentement dans l'espace et dans le temps, et d'un champ turbulent  $f'$ , qui varie rapidement dans l'espace et dans le temps. On a ainsi :

$$f(x_i, t) = \langle f(x_i, t) \rangle + f'(x_i, t). \quad (1.8)$$

Cet opérateur vérifie les propriétés de linéarité, d'idempotence et de commutativité avec les opérateurs de dérivation et d'intégration par rapport au temps et à l'espace, dites propriétés de Reynolds. Il peut être appliqué aux équations du mouvement pour donner les équations RANS<sup>1</sup>.

En appliquant l'opérateur de Reynolds à l'ensemble des équations 1.1, 1.3 et 1.5, où chaque quantité est décomposée selon la décomposition de Reynolds 1.8, on en déduit les

---

1. Reynolds Averaged Navier-Stokes

équations d'évolution des quantités moyennes :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0, \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} - \beta (\langle T \rangle - T_0) g_i + \nu \frac{\partial^2 \langle u_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle}{\partial x_j}, \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} = \kappa \frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \langle u'_j T' \rangle}{\partial x_j}, \quad (1.11)$$

Les corrélations croisées  $\langle u'_i u'_j \rangle$  et  $\langle u'_j T' \rangle$  apparaissent comme des inconnues supplémentaires à ce système. Elles peuvent être modélisées par une diffusion de gradient simple de type Boussinesq. Nous verrons dans la section suivante que ces corrélations croisées apparaissent également, au signe près, dans les équations du mouvement fluctuant.

#### 1.1.1.4 Équations du mouvement fluctuant

Par soustraction des équations moyennes aux équations instantanées correspondantes, on peut en déduire les équations des quantités fluctuantes suivantes :

$$\frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial u'_i}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x_i} - \beta g_i T' + \nu \frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \langle u'_i u'_j \rangle}{\partial x_j} \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial T'}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} + u'_j \frac{\partial T'}{\partial x_j} = \kappa \frac{\partial^2 T'}{\partial x_j \partial x_j} + \frac{\partial \langle u'_j T' \rangle}{\partial x_j}, \quad (1.14)$$

De ces équations de fluctuations de vitesse et de température, on peut obtenir des équations d'évolution des tensions de Reynolds et de flux de chaleur. Après un certain nombre d'opérations, on obtient finalement :

$$\frac{\partial \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial x_j} = \begin{cases} -(\langle u'_j u'_k \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_k \rangle}{\partial x_j}) & \text{I} \\ -(\frac{\partial \langle u'_i u'_j u'_k \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_0} (\frac{\partial \langle u'_i p' \rangle}{\partial x_k} + \frac{\partial \langle u'_k p' \rangle}{\partial x_i})) & \text{II} \\ +\frac{1}{\rho_0} \langle p' (\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_k}{\partial x_i}) \rangle & \text{III} \\ -\beta (g_i \langle u'_k T' \rangle + g_k \langle u'_i T' \rangle) & \text{IV} \\ +\nu \frac{\partial^2 \langle u'_i u'_k \rangle}{\partial x_j \partial x_j} & \text{V} \\ -2\nu \langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \rangle & \text{VI} \end{cases} \quad (1.15)$$

La variation totale du tenseur de Reynolds y apparaît comme la contribution de plusieurs phénomènes : l'interaction des tensions de Reynolds avec les gradients de vitesse moyenne qui constitue la production (I), la diffusion ou le transport regroupant le transport turbulent représenté par les corrélations triples et le transport par la pression représenté par la corrélation pression-vitesse (II), la redistribution par les forces de pression représentée par la corrélation pression-déformation (III), l'effet des forces de gravité représenté par

la corrélation vitesse-température (IV), la diffusion visqueuse créée par les interactions visqueuses entre la vitesse et ses gradients (V) et le tenseur de dissipation turbulente (VI).

L'évolution du flux de chaleur s'obtient par des manipulations analogues :

$$\frac{\partial \langle u'_i T' \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u'_i T' \rangle}{\partial x_j} = \begin{cases} -(\langle u'_j T' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle T' \rangle}{\partial x_j}) & \text{I} \\ -(\frac{\partial \langle u'_i u'_j T' \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p' T' \rangle}{\partial x_i}) & \text{II} \\ + \frac{1}{\rho_0} \langle p' \frac{\partial T'}{\partial x_i} \rangle & \text{III} \\ -\beta g_i \langle T'^2 \rangle & \text{IV} \\ + \frac{\partial}{\partial x_j} (k \langle u'_i \frac{\partial T'}{\partial x_j} \rangle + \nu \langle T' \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \rangle) & \text{V} \\ -(\nu + \kappa) \langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial T'}{\partial x_j} \rangle & \text{VI} \end{cases} \quad (1.16)$$

Comme pour les tensions de Reynolds, la variation totale du flux de chaleur turbulent est la contribution de plusieurs phénomènes : la somme des interactions des tensions de Reynolds avec le gradient de température moyenne et du flux de chaleur turbulent avec le gradient de vitesse moyenne qui constituent la production (I), la diffusion ou le transport regroupant le transport turbulent associé aux corrélations triples vitesse-température et le transport par la pression associé à la corrélation pression-température (II), la redistribution par les forces de pression entre les composantes du vecteur des flux de chaleur turbulent associée à la corrélation pression-gradient de température fluctuante (III), l'effet des forces de gravité associé à la variance de température (IV), la diffusion créée par les interactions visqueuses et thermiques entre la vitesse, la température et leurs gradients (V) et le tenseur de dissipation turbulente (VI).

### 1.1.1.5 Équations de l'énergie cinétique turbulente et de la variance des fluctuations de température

L'équation du transport moyen de l'énergie cinétique turbulente et de la variance des fluctuations de température peut s'obtenir soit en multipliant simplement l'équation de fluctuations de vitesse 1.13 et de température 1.14 respectivement par  $u_i$  et  $T'$  et en appliquant l'opérateur de Reynolds à chacune des équations, soit en contractant les indices dans l'équation 1.15 pour le transport moyen de l'énergie cinétique turbulente. En désignant par  $k' = \frac{1}{2} u'_i u'_i$ , on peut écrire :

$$\frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial x_j} = \begin{cases} -\langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} & \text{I} \\ -(\frac{\partial}{\partial x_j} \langle k' u'_j \rangle + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \langle p' u'_j \rangle) & \text{II} \\ -\beta g_j \langle u'_j T' \rangle & \text{III} \\ +\nu \frac{\partial^2 \langle k' \rangle}{\partial x_j \partial x_j} & \text{IV} \\ -\nu \langle \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \rangle & \text{V} \end{cases} \quad (1.17)$$

Le terme de gauche représente la variation totale de l'énergie turbulente. Le terme (I) est un terme de production. Il représente le transfert d'énergie de l'écoulement moyen

à l'écoulement fluctuant. Il existe de par l'interaction des tensions de Reynolds avec les gradients de vitesse moyenne. Le terme (II) correspond à la diffusion turbulente. Il s'agit du transport de l'énergie cinétique turbulente par effets des fluctuations de vitesse et du transfert d'énergie cinétique turbulente par l'interaction pression-vitesse. Le terme (III) représente le travail des forces de gravité. Le terme (IV) est la diffusion moléculaire de l'énergie cinétique turbulente par la viscosité. Le terme (V) est la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sous forme de chaleur par les forces visqueuses.

De même pour l'intensité de fluctuations de température, on peut écrire :

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle \frac{1}{2} T'^2 \rangle + \langle u_j \rangle \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \frac{1}{2} T'^2 \rangle = \begin{cases} -\langle u'_j T' \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} & \text{I} \\ -\frac{\partial}{\partial x_j} \langle \frac{1}{2} u'_j T'^2 \rangle & \text{II} \\ +\kappa \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} \langle \frac{1}{2} T'^2 \rangle & \text{III} \\ -\kappa \langle \frac{\partial T'}{\partial x_j} \frac{\partial T'}{\partial x_j} \rangle & \text{IV} \end{cases} \quad (1.18)$$

Tout comme l'énergie cinétique, la variation totale de l'intensité de fluctuations de température correspond aux apports, de la production par l'interaction des flux de chaleur avec les gradients de température moyenne (I), de la diffusion turbulente par corrélation triple vitesse-température (II), de la diffusion moléculaire due aux phénomènes de conduction (III) et de la dissipation thermoconductive ou de la destruction par diffusion moléculaire (IV).

Dans toutes les équations présentées, on peut noter que l'existence de la production est couplée à celle du gradient de vitesse ou de température moyenne. Ainsi, pour les écoulements cisailés comme celui de cette étude, l'existence de forts gradients, dans la zone de mélange étudiée amène logiquement à porter un accent particulier sur le terme de production dans l'étude des bilans locaux d'énergie et d'intensité des fluctuations de température.

## 1.1.2 Cas d'une couche de mélange plane isotherme

Avant d'aborder le cas anisotherme, nous considérons le cas d'une couche de mélange plane isotherme horizontale.

### 1.1.2.1 Principe d'auto-similarité

L'utilisation des lois de conservation pour décrire la dynamique d'une grandeur nécessite l'analyse des différents termes qui interviennent dans ses équations. Dans certains cas d'écoulements, les équations peuvent être simplifiées en mettant à profit le fait que

certaines grandeurs peuvent être considérées comme négligeables. Dans le cas des écoulements cisailés bidimensionnels, un certain nombre d'hypothèses peuvent être formulées en vue de simplifier les équations :

- l'écoulement est permanent ou statistiquement stationnaire :  $\frac{\partial}{\partial t}\langle \rangle = 0$  ;
- l'écoulement est bidimensionnel en moyenne avec  $z$  la direction d'homogénéité :  $\frac{\partial}{\partial z}\langle \rangle = 0$ ,  $\langle w \rangle = 0$  et  $\langle u'w' \rangle = \langle v'w' \rangle = 0$  ;
- l'écoulement est conforme à l'approximation de couche mince :  $\langle v \rangle \ll \langle u \rangle$  et  $\frac{\partial}{\partial x}\langle \rangle \ll \frac{\partial}{\partial y}\langle \rangle$  ;
- le gradient longitudinal de pression à l'extérieur de la couche de mélange est négligeable ;
- le nombre de Reynolds est grand.

De ces hypothèses, on peut réduire les équations 1.9 et 1.10 à :

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} = 0, \quad (1.19)$$

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} = -\frac{\partial \langle u'v' \rangle}{\partial y}. \quad (1.20)$$

Plusieurs solutions analytiques de cette équation ont été proposées pour décrire l'écoulement moyen. Les différentes approches ont consisté à résoudre le système en modélisant la tension  $\langle u'v' \rangle$ . À partir du concept de viscosité turbulente de Boussinesq [28] et de longueur de mélange de Prandtl [137], Görtler [73] a proposé des solutions auto-similaires de ce système. Townsend [156] a souligné que le principe d'auto-similarité suppose un « équilibre mobile » dans lequel l'écoulement n'est pas assujéti aux conditions génératrices. L'écoulement dans la zone de turbulence pleinement développée ne dépend alors que de quelques paramètres simples et reste géométriquement semblable à toutes les positions longitudinales de cette zone. Des fonctions auto-similaires peuvent donc être introduites pour décrire les grandeurs moyennes :

$$\frac{\langle u \rangle - U_l}{\Delta U} = f\left(\frac{y}{l_o}\right), \quad (1.21)$$

$$\frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2} = -g\left(\frac{y}{l_o}\right), \quad (1.22)$$

où  $l_o$  est une échelle de longueur caractéristique de l'épaisseur de la couche de mélange obéissant à la relation suivante :

$$\frac{dl_o}{dx} = \text{Cste}, \quad (1.23)$$

et  $\Delta U$  est la différence de vitesse imposée à l'entrée.

En reportant les fonctions auto-similaires  $f$  et  $g$  et la variable de similitude  $\eta = \frac{y}{l_o}$  dans l'équation 1.20, Townsend [156] obtient :

$$g' = -\frac{dl_o}{dx} \left( \frac{U_l}{\Delta U} \eta f' + f' \int_0^\eta f d\eta \right), \quad (1.24)$$

avec

$$l_0^2 = \frac{\int \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} y^2 dy}{\int \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} dy}. \quad (1.25)$$

En utilisant le modèle de Boussinesq basé sur la viscosité turbulente  $\nu_t$ , on peut écrire :

$$\langle u'v' \rangle = -\nu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}, \quad (1.26)$$

soit

$$g(\eta) = -R_s^{-1} f'(\eta), \quad (1.27)$$

avec  $\nu_t = R_s^{-1} \Delta U l_0$  et  $R_s^{-1}$  une constante universelle.

L'expression d'une solution approchée de  $\langle u \rangle$  peut alors s'écrire :

$$\frac{\langle u \rangle - U_l}{U_h - U_l} = \frac{1}{2} [1 + \operatorname{erf}(\eta - \eta_0)] \quad (1.28)$$

où  $\operatorname{erf}$  est la fonction erreur définie par :

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt \quad (1.29)$$

et  $\eta_0$  la valeur de  $\eta$  sur l'axe de la couche de mélange (un exemple de telle solution peut être consultée sur les figures 1.7). En intégrant l'équation 1.19 selon  $\eta$ , on peut obtenir l'expression de la vitesse transversale  $\langle v \rangle$  :

$$\langle v \rangle = -\frac{\Delta U \frac{dl_0}{dx}}{2\sqrt{\pi}} \exp(-\eta^2) \quad (1.30)$$

L'expression, à travers  $f$  et  $g$  de l'auto-similarité des profils en  $y$  conduit donc à une expression analytique explicite des profils de  $\langle u \rangle$  et de  $\langle v \rangle$ , ceux-ci s'exprimant en fonction de la différence de vitesse et d'une constante correspondant à l'expansion de l'épaisseur de la couche de mélange.

### 1.1.2.2 Grandeurs caractéristiques et paramètres de contrôle de l'écoulement

L'expression analytique obtenue pour le champ de vitesse repose sur l'existence d'une région de similitude de l'écoulement. De ces profils, on peut extraire les grandeurs caractéristiques de l'écoulement.

Le rapport de vitesse est simplement :

$$r_u = \frac{U_l}{U_h}. \quad (1.31)$$

Le paramètre de cisaillement  $\lambda$  lui est parfois préféré avec :

$$\lambda = \frac{1 - r_u}{1 + r_u}. \quad (1.32)$$

L'épaisseur de quantité de mouvement s'écrit :

$$\theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\langle u \rangle - U_l}{U_h - U_l} \left(1 - \frac{\langle u \rangle - U_l}{U_h - U_l}\right) dy. \quad (1.33)$$

L'épaisseur de vorticité est définie par :

$$\delta_u = \frac{U_h - U_l}{\left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}\right)_{\eta=\eta_0}}. \quad (1.34)$$

L'épaisseur de vorticité est une grandeur caractéristique de la taille des gros tourbillons présents dans la couche de mélange. Dans la zone de similitude, elle a un comportement linéaire qui peut s'écrire d'après l'équation 1.28 :

$$\delta_u = \frac{\sqrt{\pi}}{\sigma} (x - x_0). \quad (1.35)$$

La valeur du coefficient d'expansion, ou taux d'évasement,  $\frac{\sqrt{\pi}}{\sigma}$  dépend de la nature des couches limites initiales sur la plaque séparatrice. Dans le cas d'une couche limite turbulente, Brown et Roshko [36] proposent une valeur du taux d'évasement ou la pente de l'épaisseur de vorticité  $\frac{d\delta_u}{dx}$  comprise entre  $0, 16\lambda$  et  $0, 18\lambda$ .

De l'expression de  $\delta_u$ , on peut déduire le paramètre d'expansion de la couche de mélange :

$$\sigma = \frac{\sqrt{\pi}}{\frac{d\delta_u}{dx}}. \quad (1.36)$$

Cette relation a été également proposée par Spencer et Jones [151]. Une relation empirique reliant le paramètre d'expansion  $\sigma$  au paramètre d'expansion  $\sigma_0$  correspondant à la marche descendante (un des côtés de la couche de mélange est au repos) et au paramètre de cisaillement  $\lambda$  a été proposée par Abramovich [2] et Sabin [143] avec :

$$\sigma_0 = \lambda\sigma. \quad (1.37)$$

C'est une relation qui permet de s'affranchir des conditions génératrices de l'écoulement ou tout au moins des valeurs absolues des vitesses d'entrée, pour ne prendre en compte que le rapport de celles-ci, ce qui permet de faire une comparaison plus ou moins générale du paramètre d'expansion des différentes études.

### 1.1.2.3 Développement de la couche de mélange et conditions génératrices

La compilation des nombreuses études qui ont portées sur l'écoulement de couche de mélange révèle une grande variabilité des résultats obtenus, notamment pour un même rapport de vitesse, comme l'ont souligné Brown et Roshko [36]. Pour Dimotakis et Brown [59], cette grande variabilité peut être due à des difficultés expérimentales ou à des conditions génératrices différentes. Plusieurs paramètres caractéristiques de ces conditions génératrices ayant une influence sur le développement de la couche de mélange ont été identifiés, notamment :

- la géométrie de la plaque séparatrice ;
- la nature des couches limites initiales sur la plaque séparatrice (laminaire ou turbulente) ;
- le rapport de vitesse  $r_u$  ou le paramètre de cisaillement  $\lambda$  ;
- l'intensité de turbulence de l'écoulement situé à l'extérieur de la couche cisillée.

La nécessité d'étudier un comportement globalement indépendant de ces paramètres, ou décrit par un ou deux de ces paramètres, a en partie favorisé l'introduction de la notion de similitude. L'écoulement moyen est dit auto-similaire lorsque :

- l'épaisseur de la couche de mélange est une fonction linéaire de la distance aval du bord de fuite ;
- la forme des profils de vitesse moyenne et des corrélations, dans un repère local rapporté à la différence de vitesse et à l'épaisseur de la couche de mélange, est indépendante de la distance aval.

Le régime de similitude est atteint, après un régime transitoire, lorsque l'écoulement moyen et fluctuant est auto-similaire.

#### Effets de la géométrie de la plaque séparatrice

L'influence de l'épaisseur du bord de fuite de la plaque séparatrice a été étudiée par Dziomba et Fiedler [61]. Ils ont noté une modification de la forme du profil moyen de la vitesse longitudinale et une persistance du sillage en fonction de l'épaisseur du bord de fuite de la plaque séparatrice. La longueur de la région d'établissement de la similitude augmente avec l'épaisseur du bord de fuite et le début de la région de similitude s'en trouve décalée vers l'aval. Les résultats de Braud *et al.* [31] qui ont travaillé sur une couche de mélange avec un rapport des épaisseurs du bord de fuite de la plaque séparatrice et de déplacement ( $\delta_1$ ) de 10 ont confirmé les modifications notées par Dziomba et Fiedler. Ils ont en outre observé un taux d'expansion environ deux fois plus grand que celui d'une couche de mélange conventionnelle.

### Effets de la nature des couches limites initiales sur la plaque séparatrice (laminaire ou turbulente)

Browand et Latigo [35] sont parmi les premiers à étudier l'influence de l'état laminaire ou turbulent des couches limites initiales, au niveau de la plaque séparatrice, sur le développement d'une couche de mélange. Sur la base des distributions de la vitesse moyenne et des moments d'ordre deux des quantités fluctuantes, ils ont pu vérifier l'existence d'un régime de similitude, indépendamment de la nature des couches limites initiales. La distance à partir de laquelle les quantités du second ordre ne dépendent plus de ces différentes conditions initiales est de  $800\theta_0$ , où  $\theta_0$  désigne l'épaisseur de quantité de mouvement calculée au niveau du bord de fuite. Le taux d'expansion, basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement locale  $\theta$ , est plus élevé lorsque la couche limite est laminaire à l'origine. Dans le cas laminaire, ils trouvent une valeur de  $\frac{d\theta}{dx} = 0,0236$ . Dans le cas turbulent, ils observent une rupture de pente à une distance vers l'aval d'environ  $400\theta_0$  à  $500\theta_0$  avec  $\frac{d\theta}{dx} = 0,0208$  au-delà de la distance de rupture. Cette différence de 12% sur le taux d'expansion pour les deux conditions d'entrée, peut se réduire à 6% en corrigeant quelques biais probables.

Bell et Mehta [20] se sont également intéressés à l'influence de la nature de la couche limite sur le développement d'une couche de mélange. Pour un rapport de vitesse  $r_u = 0,6$ , le taux d'expansion dans le cas d'une couche limite laminaire est plus grand que celui d'une couche limite turbulente, conformément aux résultats de Browand et Latigo [35]. En revanche, la distance à laquelle le régime de similitude est atteint est moins importante. Pour les deux régimes de couche limite, ils ont décelé une différence de 25% à la fois sur le taux d'expansion et sur la distance d'apparition d'un état de similitude ( $1\,860\theta_0$  pour le cas laminaire et  $1\,520\theta_0$  pour le cas turbulent, avec  $\theta_0$  l'épaisseur de déficit de quantité de mouvement du côté haute vitesse). Ils ont noté que ces deux effets opposés n'entraînent pas de différences notables sur la position de l'origine virtuelle (avec  $x_0 = -18$  cm pour le cas laminaire et  $x_0 = -20$  cm pour le cas turbulent).

### Effets du rapport de vitesse $r_u$ et du taux de turbulence à l'extérieur de la couche cisailée

Spencer [150] et Yule [167] se sont intéressés au développement d'une couche de mélange pour deux rapports de vitesse pratiquement similaires :  $r_u = 0,3$  et  $r_u = 0,6$ . Le premier a généré une couche limite initiale non excitée avec un taux de turbulence initial de 0,1% tandis que le second a travaillé avec une couche limite excitée et un taux de turbulence initial de l'ordre de 1%. Les résultats des deux auteurs concordent sur une augmentation de la distance de développement lorsque le rapport de vitesse croît. Pour Yule, la longue distance requise pour atteindre l'auto-similarité avec le rapport de vitesse  $r_u = 0,6$  s'explique qualitativement par des vitesses de convection plus élevées et par un

plus grand déficit de vitesse au bord de fuite de la plaque séparatrice, déficit qui doit être comblé par l'entraînement du fluide environnant.

Oster et Wygnanski [126], en parallèle des études qu'ils ont menées sur l'application d'un forçage à l'origine du développement de la couche de mélange, ont également étudié l'influence du rapport de vitesse sur l'épanouissement d'une couche de mélange. Avec un taux de turbulence initial de 0,2% et des rapport de vitesse de  $r_u = 0,3, 0,4, 0,5$  et  $0,6$ , ils ont pu mettre clairement en évidence une augmentation du taux d'expansion lorsque le rapport de vitesse augmente, conformément aux études antérieures.

Mehta et Westphal [116] se sont plutôt intéressés à la structure de la turbulence dans la couche de mélange pour quatre configurations identifiées par le rapport de vitesse ( $r_u = 0$  et  $r_u = 0,46$ ) et l'état laminaire ou turbulent de la couche limite initiale avec un taux de turbulence de l'écoulement libre de 0,2% du côté haute vitesse. Ils ont observé une longueur d'établissement du régime de similitude beaucoup plus grande pour la couche de mélange avec un côté au repos ( $r_u = 0$ ), avec une valeur proche de celle obtenue par Bradshaw [29] (environ  $1000\theta_0$ ). Ils ont également observé un taux d'expansion légèrement supérieur de la couche de mélange avec deux flux ( $r_u = 0,46$ ) lorsque l'état de la couche limite initiale est laminaire. Des travaux plus récents de Mehta [115] sur l'influence du rapport de vitesse avec un taux de turbulence inférieur à 0,15% ont apporté des connaissances supplémentaires sur divers points. Lorsque le rapport de vitesse  $r_u$  augmente, l'origine virtuelle recule vers l'amont. La longueur d'établissement du régime de similitude diminue pour les rapports de vitesse croissant entre 0,5 et 0,7 puis augmente pour les rapports de vitesse croissant entre 0,7 et 0,9. Ce changement de comportement est attribué à une persistance plus importante du sillage de la plaque pour les grands rapports de vitesse, conformément aux résultats de Azim et Islam [15].

Dans le cas particulier d'une couche de mélange avec un côté au repos, les résultats préalablement rapportés par Bradshaw [29] et Hussain et Zedan [84] montrent un taux d'expansion plus élevé lorsque la couche limite initiale est laminaire, contrairement au cas d'une couche de mélange générée par le cisaillement de deux flux de vitesses non nulles. Wygnanski et Fiedler [164], avec une couche limite laminaire et la présence d'une plaque solide au droit du bord de fuite, ont mesuré un taux d'expansion plus élevé que Liepmann et Laufer [108], avec une couche limite turbulente et sans plaque solide. Batt [16] a reproduit les différentes conditions initiales pour clarifier les effets du régime de la couche limite et de la présence ou non d'une plaque solide sur les différences observées entre les résultats de Liepmann et Laufer [108] et Wygnanski et Fiedler [164]. Il a pu écarter l'effet de la présence d'une plaque solide sur les résultats et confirmer les différences observées dans ces deux travaux.

## Bilan

L'état laminaire ou turbulent des couches limites, et d'éventuelles excitations ou forçages à un mode préférentiel, affectent sensiblement le développement de la couche de mélange, et ce même dans la région de similitude. La plupart des études s'accordent sur une expansion plus importante lorsque le rapport de vitesse  $r_u$  diminue, et une persistance du sillage de la plaque séparatrice et un recul de l'origine virtuelle vers l'amont lorsque ce rapport augmente. En revanche, les effets des conditions génératrices sur la longueur d'établissement requise pour atteindre un état de similitude restent relativement difficiles à saisir compte tenu de la combinaison d'effets de natures différentes (couches limites, sillages, etc.).

### 1.1.2.4 Tensions de Reynolds et transport de l'énergie cinétique

En tenant compte des hypothèses simplificatrices énoncées précédemment, les équations de transport des tensions de Reynolds s'écrivent :

- pour  $\langle u'^2 \rangle$  :

$$\langle u \rangle \frac{\partial}{\partial x} (\langle u'^2 \rangle) + \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial y} (\langle u'^2 \rangle) = \begin{cases} -2(\langle u'^2 \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}) & \text{I} \\ -(\frac{\partial \langle u'^3 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle u'^2v' \rangle}{\partial y} + \frac{2}{\rho_0} \frac{\partial \langle u'p' \rangle}{\partial x}) & \text{II} \\ +\frac{2}{\rho_0} \langle p' \frac{\partial u'}{\partial x} \rangle & \text{III} \\ 0 & \text{IV} \\ +\nu(\frac{\partial^2 \langle u'^2 \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle u'^2 \rangle}{\partial y^2}) & \text{V} \\ -2\nu(\langle (\frac{\partial u'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial u'}{\partial y})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial u'}{\partial z})^2 \rangle) & \text{VI} \end{cases} \quad (1.38)$$

- pour  $\langle v'^2 \rangle$  :

$$\langle u \rangle \frac{\partial}{\partial x} (\langle v'^2 \rangle) + \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial y} (\langle v'^2 \rangle) = \begin{cases} -2(\langle v'^2 \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} + \langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x}) & \text{I} \\ -(\frac{\partial \langle v'^3 \rangle}{\partial y} + \frac{\partial \langle u'v'^2 \rangle}{\partial x} + \frac{2}{\rho_0} \frac{\partial \langle v'p' \rangle}{\partial y}) & \text{II} \\ +\frac{2}{\rho_0} \langle p' \frac{\partial v'}{\partial y} \rangle & \text{III} \\ 0 & \text{IV} \\ +\nu(\frac{\partial^2 \langle v'^2 \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle v'^2 \rangle}{\partial y^2}) & \text{V} \\ -2\nu(\langle (\frac{\partial v'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial v'}{\partial y})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial v'}{\partial z})^2 \rangle) & \text{VI} \end{cases} \quad (1.39)$$

- pour  $\langle w'^2 \rangle$  :

$$\langle u \rangle \frac{\partial}{\partial x} (\langle w'^2 \rangle) + \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial y} (\langle w'^2 \rangle) = \begin{cases} 0 & \text{I} \\ -(\frac{\partial \langle u'w'^2 \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle v'w'^2 \rangle}{\partial y}) & \text{II} \\ +\frac{2}{\rho_0} \langle p' \frac{\partial w'}{\partial z} \rangle & \text{III} \\ 0 & \text{IV} \\ +\nu(\frac{\partial^2 \langle w'^2 \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle w'^2 \rangle}{\partial y^2}) & \text{V} \\ -2\nu(\langle (\frac{\partial w'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial w'}{\partial y})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial w'}{\partial z})^2 \rangle) & \text{VI} \end{cases} \quad (1.40)$$

- pour  $\langle u'v' \rangle$  :

$$\langle u \rangle \frac{\partial}{\partial x} (\langle u'v' \rangle) + \langle v \rangle \frac{\partial}{\partial y} (\langle u'v' \rangle) = \begin{cases} -(\langle u'^2 \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} + \langle v'^2 \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}) & \text{I} \\ -(\frac{\partial \langle u'^2 v' \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle u' v'^2 \rangle}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle v' p' \rangle}{\partial x} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle u' p' \rangle}{\partial y}) & \text{II} \\ + \frac{1}{\rho_0} \langle p' (\frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial v'}{\partial x}) \rangle & \text{III} \\ 0 & \text{IV} \\ + \nu (\frac{\partial^2 \langle u'v' \rangle}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \langle u'v' \rangle}{\partial y^2}) & \text{V} \\ -2\nu (\langle \frac{\partial u'}{\partial x} \frac{\partial v'}{\partial x} \rangle + \langle \frac{\partial u'}{\partial y} \frac{\partial v'}{\partial y} \rangle + \langle \frac{\partial u'}{\partial z} \frac{\partial v'}{\partial z} \rangle) & \text{VI} \end{cases} \quad (1.41)$$

Townsend [156], en intégrant l'équation 1.24 dans un repère lié à l'axe de la couche de mélange, obtient une expression du pic du tenseur de cisaillement  $\langle u'v' \rangle_{max}$  sous la forme :

$$\frac{\langle u'v' \rangle_{max}}{\Delta U^2} = \frac{dl_0}{dx} \left[ \frac{U_1}{\Delta U} \int_{-\infty}^0 f(\eta) d\eta + \int_{-\infty}^0 f^2(\eta) d\eta \right]. \quad (1.42)$$

Toujours d'après Townsend [156] (voir également Mehta et Westphal [116]), l'expression 1.42 peut se contracter en :

$$\frac{\langle u'v' \rangle_{max}}{\Delta U^2} = \frac{0,141}{\sqrt{\pi}} \frac{d\delta_u}{dx} \frac{U_2 + U_1}{U_2 - U_1}. \quad (1.43)$$

Comme déjà mentionné dans la section 1.1.2.3, il est admis dans la littérature un comportement auto-similaire des tensions de Reynolds. En revanche, l'influence des paramètres de contrôle sur le niveau de ces tensions est largement débattu.

Dans une couche de mélange avec un côté au repos ( $r_u = 0$ ), Liepmann et Laufer [108] ont mesuré une tension longitudinale  $\frac{\sqrt{\langle u'u' \rangle}}{\Delta U}$  nettement plus importante que la tension normale  $\frac{\sqrt{\langle v'v' \rangle}}{\Delta U}$ . Ils ont en outre noté que cette dernière semble atteindre sa valeur maximale non pas sur l'axe, comme la tension longitudinale, mais légèrement décalée du côté basse vitesse (fluide au repos dans ce cas). Wygnanski et Fiedler [164] ont mesuré des pics de tension plus grands avec une différence de niveau de 10% pour  $\frac{\sqrt{\langle u'u' \rangle}}{\Delta U}$  et de 25% pour  $\frac{\sqrt{\langle v'v' \rangle}}{\Delta U}$ . Les travaux de Patel [132] ont confirmé cette disparité dans les niveaux de tensions. Il attribue les différences observées par Wygnanski et Fiedler à la géométrie de leur dispositif expérimental et à la contamination de leur fils croisés par l'interférence du sillage thermique et celles observées par Liepmann et Laufer à l'ancienneté de leurs circuits électroniques, à la non-linéarité de leur anémomètre à fil chaud et à l'omission des effets de refroidissements longitudinaux sur l'inclinaison de leurs fils chauds. Cependant, ces trois études s'accordent sur la position du pic de tension longitudinale à proximité de l'axe de la couche de mélange, sur le décalage du pic de tension normale du côté haute vitesse, sur la position du pic de la contrainte de cisaillement au point d'inflexion du profil

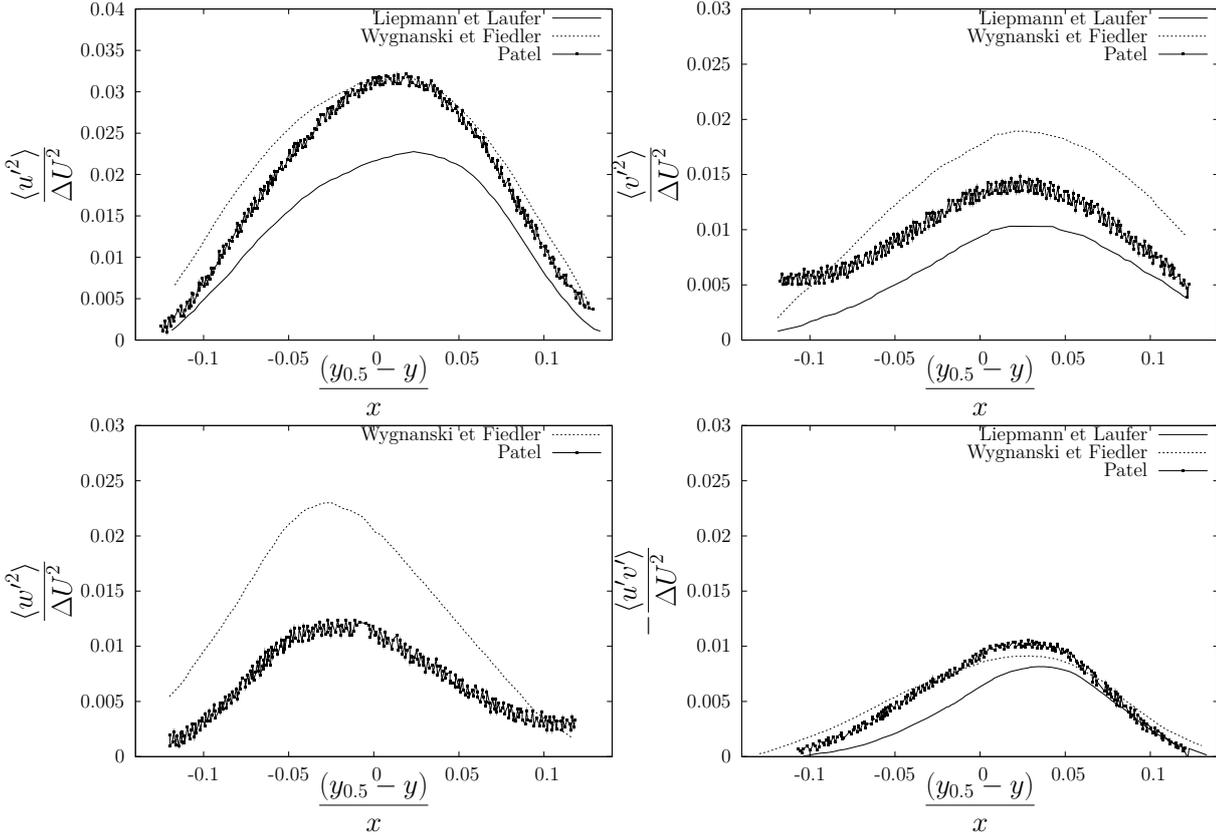


FIGURE 1.2 – Comparaison des tensions de Reynolds issues des données de Liepmann et Laufer [108], Wygnanski et Fiedler [164] d'après Patel [132].

de la vitesse moyenne et sur la prépondérance des tensions longitudinales comparées aux deux autres ( $\frac{\sqrt{\langle v'v' \rangle}}{\Delta U}$  et  $\frac{\sqrt{\langle w'w' \rangle}}{\Delta U}$ ). La figure 1.2 regroupe les principaux résultats de ces trois études.

Parallèlement à ces travaux, Yule [167] s'est intéressé à la modification apportée par la présence d'un second flux à la structure de base de la couche de mélange pour deux rapports de vitesse,  $r_u = 0,3$  et  $r_u = 0,6$ , avec une couche limite initiale excitée. Il a pu mettre en évidence que, lorsque le rapport de vitesse augmente, les niveaux des pics de tensions, adimensionnés par la différence de vitesse, augmentent également et ces pics se décalent progressivement du côté basse vitesse, relativement à la distribution de la vitesse moyenne. Pour une variabilité de moins de 15% du niveau de ces pics, il établit la relation :

$$\frac{\sqrt{\langle u'u' \rangle}_{max}}{\Delta U} > \frac{\sqrt{\langle w'w' \rangle}_{max}}{\Delta U} > \frac{\sqrt{\langle v'v' \rangle}_{max}}{\Delta U}. \quad (1.44)$$

Spencer et Jones [151] ont exploré la couche de mélange pour des rapports de vitesse pratiquement identiques à ceux de Yule [167], et ce dans le but d'apporter des informations détaillées sur la couche de mélange et les processus de transport turbulent pour la modélisation analytique des écoulements cisailés. Ils constatent l'indépendance du niveau

des pics de tensions par rapport à  $r_u$  dans la zone de similitude et le décalage du pic de  $\frac{\sqrt{\langle v'v' \rangle}}{\Delta U}$  vers le côté basse vitesse, en accord avec les résultats de Yule [167]. Conformément à la relation 1.44, ils obtiennent une valeur de  $-0,54$  pour le pic de la tension croisée  $\frac{\langle u'v' \rangle}{\sqrt{\langle u'u' \rangle}\sqrt{\langle v'v' \rangle}}$ , proche du  $-0,54$  de Bradshaw [29] dans la région initiale et du  $-0,57$  de Liepmann et Laufer [108] dans la région de similitude. Ces résultats conduisent, dans le concept de viscosité turbulente introduit par Boussinesq pour la modélisation de la contrainte du cisaillement, à une dépendance de la viscosité turbulente adimensionnée par la viscosité moléculaire vis-à-vis de  $r_u$ . Oster et Wygnanski [126] confirme l'indépendance du maximum des tensions  $\frac{\langle u'u' \rangle}{\Delta U^2}$  et  $\frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2}$  par rapport à  $r_u$  et remet en cause l'inégalité de la relation 1.44.

Mehta [115] a mené une étude plus complète sur les effets de rapports de vitesse et de l'influence de la persistance du sillage de la plaque séparatrice sur le développement de la couche de mélange. Pour les rapports de vitesse  $r_u = 0,5, 0,6$  et  $0,7$ , il observe dans la région de similitude une variation de 3% pour  $\frac{\langle u'u' \rangle}{\Delta U^2}$ , de 9% pour  $\frac{\langle v'v' \rangle}{\Delta U^2}$  et de 12% pour  $\frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2}$ , variations de l'ordre de l'incertitude de mesure. En utilisant la relation 1.43, il obtient une différence de 13% entre la prédiction et la mesure de  $\frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2}$  pour  $r_u = 0,5$ . L'écart entre la prédiction et la mesure semble se réduire lorsque  $r_u$  augmente avec une différence de 1% pour  $r_u = 0,7$ . Pour les rapports de vitesse  $r_u = 0,8$  et  $0,9$ , le sillage de la plaque séparatrice persiste sur une très longue distance en aval. Néanmoins, une tendance asymptotique semble pouvoir être atteinte au-delà de la dernière station de mesure. Les résultats sont résumés sur les figures 1.3 et 1.4. Les travaux plus récents d'Azim et Islam [15], dans lesquels les rapports de vitesse sont de  $r_u = 0,7, 0,8$  et  $0,9$  et la couche limite est turbulente, confirment les faibles écarts déjà observés par Mehta entre la prédiction et la mesure du pic de la contrainte de cisaillement pour ces valeurs de  $r_u$ .

Browand et Latigo [35] ont tenté d'isoler les effets de l'état laminaire ou turbulent de la couche limite initiale sur le développement de la couche de mélange avec  $r_u \approx 0,2$ . Pour ces deux conditions d'entrée, ils obtiennent des formes de profil identiques pour les tensions longitudinale et normale dans la zone de similitude avec le même niveau de  $\langle u'u' \rangle$  et une différence de 13% sur  $\langle v'v' \rangle$ . L'effet de l'état de la couche limite initiale semble plus net sur  $\langle u'v' \rangle$ , mais la différence obtenue reste de l'ordre de la dispersion des mesures. Les travaux de Mehta et Westphal [116] indiquent, dans la zone proche de la plaque séparatrice, une valeur plus élevée de  $\langle u'v' \rangle_{max}$  pour une couche limite initiale non excitée que pour une couche limite initiale excitée. Le même phénomène a été observé plus tard par Bell et Mehta [20]. Ils ont obtenu en outre, pour les différentes tensions de Reynolds dans la région de similitude, une différence de 10% entre les intensités des pics.

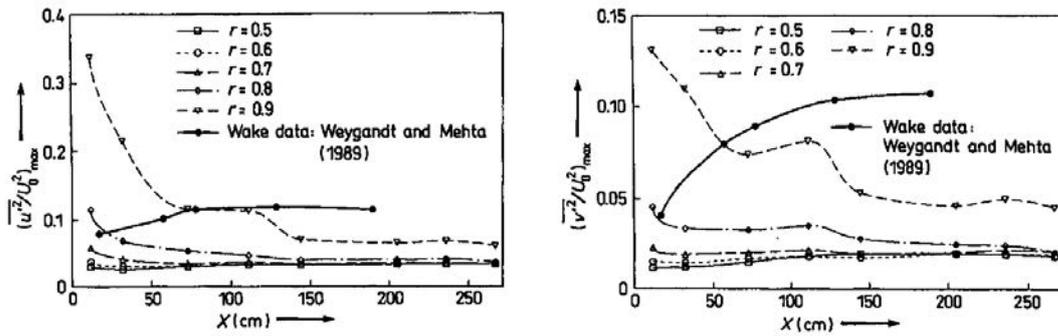


FIGURE 1.3 – Évolution longitudinale du maximum des tensions normales de Reynolds d'après Mehta [115].

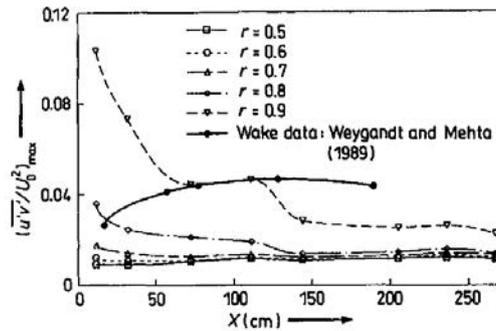


FIGURE 1.4 – Évolution longitudinale du maximum de contrainte de cisailment d'après Mehta [115].

### Variabilité des états d'auto-similarité

Les nombreux résultats de simulations et d'expérimentations de la littérature montrent l'existence d'une région au comportement auto-similaire de l'écoulement (affinité géométrique des profils et épanouissement linéaire de la couche de mélange). Les grandeurs caractéristiques de ce comportement auto-similaire sont clairement dépendantes de facteurs autres que les paramètres de contrôle classiques. Rogers et Moser [141] soulignent que l'auto-similarité ne nécessite ou n'entraîne en aucune manière l'universalité de son état. Ainsi, différentes conditions de simulations et d'expérimentations peuvent conduire à l'existence de différents états d'auto-similarité caractérisés par différents taux de croissance, d'intensités de turbulence (fluctuations de vitesse et de scalaire), en particulier l'intensité de fluctuation transversale  $\langle v'v' \rangle$ , ainsi que par différentes structurations topologiques.

### 1.1.2.5 Bilans des équations de transport de l'énergie cinétique

Les mécanismes des échanges énergétiques et les régions où se produisent ces échanges peuvent être identifiés en s'appuyant sur l'équation du transport de l'énergie cinétique. Avec les mêmes approximations que celles utilisées précédemment, l'équation 1.17 peut se réduire à :

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle k' \rangle}{\partial y} = \begin{cases} -\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} - (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle) \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} & \text{I} \\ -\frac{\partial}{\partial y} \langle (k' + \frac{p'}{\rho_0}) v' \rangle & \text{II} \\ +0 & \text{III} \\ +0 & \text{IV} \\ -\nu \left[ \langle (\frac{\partial u'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial u'}{\partial y})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial u'}{\partial z})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial v'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial v'}{\partial y})^2 \rangle \right. \\ \left. + \langle (\frac{\partial v'}{\partial z})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial w'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial w'}{\partial y})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial w'}{\partial z})^2 \rangle \right] & \text{V.} \end{cases} \quad (1.45)$$

En utilisant les grandeurs d'adimensionnement,  $[U_h(\Delta U)^2]$  et  $[\frac{\rho_0}{2}(\Delta U)^2]$  et la variable de similitude  $\eta$ , l'équation 1.45 peut s'écrire :

$$\left[ \frac{\langle v \rangle}{U_h} - \eta \frac{d\delta_u \langle u \rangle}{dx U_h} \right] \frac{d}{d\eta} \left( \frac{\langle k' \rangle}{\Delta U^2} \right) = \begin{cases} -\frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2} \frac{d}{d\eta} \left( \frac{\langle u \rangle}{U_h} \right) + \eta \frac{d\delta_u}{dx} \left( \frac{\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle}{\Delta U^2} \right) \frac{d}{d\eta} \left( \frac{\langle u \rangle}{U_1} \right) & \text{I} \\ -\frac{d}{d\eta} \left( \langle (\frac{k'+2p'}{\Delta U^2}) \frac{v'}{\Delta U} \rangle \right) & \text{II} \\ 0 & \text{III} \\ 0 & \text{IV} \\ -\frac{\nu \delta_u}{U_h \Delta U^2} \left[ \langle (\frac{\partial u'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial u'}{\partial y})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial u'}{\partial z})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial v'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial v'}{\partial y})^2 \rangle \right. \\ \left. + \langle (\frac{\partial v'}{\partial z})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial w'}{\partial x})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial w'}{\partial y})^2 \rangle + \langle (\frac{\partial w'}{\partial z})^2 \rangle \right] & \text{V.} \end{cases} \quad (1.46)$$

Wynanski et Fiedler [164] ont tenté de mesurer les différents termes de l'équation de transport de l'énergie cinétique. Les termes de convection, de production et de diffusion turbulente ont été calculés directement à partir des mesures, sans aucune hypothèse supplémentaire. Le terme de dissipation a été approché sans avoir recours à l'isotropie locale usuelle mais en utilisant l'approximation :

$$\left\langle \left( \frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle \approx \left\langle \left( \frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \approx \left\langle \left( \frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle \approx \left\langle \left( \frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2 \right\rangle \approx \left\langle \left( \frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle \quad (1.47)$$

De cette manière, le terme de dissipation se réduit à  $9\nu \langle (\frac{\partial u'}{\partial x})^2 \rangle$ . Le terme de transport de pression présent dans (II) a été déduit de l'équation de bilan 1.46. Wynanski et Fiedler notent que le pic de production se situe au niveau du point d'inflexion du profil de vitesse moyenne et coïncide avec le maximum de dissipation. Les termes de convection et de transport de pression sont négligeables du côté basse vitesse de la couche de mélange. Le même bilan a été présenté par Spencer et Jones [151] pour un rapport de vitesse de 0,3.

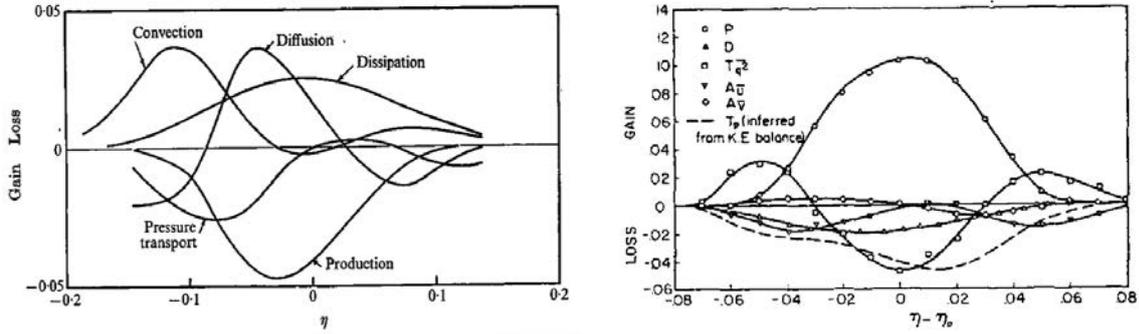


FIGURE 1.5 – Bilan d'énergie cinétique d'après Wygnanski et Fiedler [164] à gauche pour  $r_u = 0$  et d'après Spencer et Jones [151] à droite pour  $r_u = 0,3$  avec  $P$  = terme de production,  $D$  = terme dissipation,  $T_{q^2}$  = terme de transport turbulent,  $A_{\bar{U}}$  = terme de convection par la vitesse moyenne longitudinale  $\bar{U}$ ,  $A_{\bar{V}}$  = terme de convection par la vitesse moyenne normale  $\bar{V}$  et  $T_p$  = terme de transport par la pression.

La pression y a été remplacée par la relation  $\Delta H = \frac{\rho_0}{2} \frac{1+r}{1-r} (\Delta U)^2$  et le terme de dissipation y a été estimé *via* l'hypothèse d'isotropie locale avec  $30\nu \frac{\langle u^2 \rangle}{\lambda_f}$ , où  $\lambda_f$  est l'échelle de Taylor. Bien que tous les termes aient pu être mesurés, y compris le terme de corrélation vitesse-pression, ce dernier a tout de même été déduit de l'équation de bilan 1.46. En effet, les mesures de pression et de corrélations vitesse-pression, ont donné des valeurs largement plus grandes que celles obtenues d'après l'équation de bilan sans qu'aucune explication ne soit donnée pour cette différence. D'après ce bilan, la production de turbulence à travers la couche de mélange est plus importante que la dissipation. L'énergie accumulée au centre de la couche de mélange est transportée vers les bords par le terme de transport turbulent. L'intégration de chacun des termes de diffusion à travers la couche de mélange doit être nulle, conformément à la théorie. Ceci est bien vérifié pour le terme de transport turbulent, mais pas pour le terme de transport par la pression. Comme d'autres auteurs, Spencer et Jones attribuent cette différence à la mauvaise estimation du terme de dissipation. En supposant négligeable le terme de transport par la pression, ils déduisent de l'équation de bilan un terme de dissipation 3,5 fois supérieur à celui mesuré. Cet écart est attribué à l'inadéquation de la technique du fil chaud utilisée pour mesurer les fréquences du domaine spectral contribuant à la dissipation visqueuse.

### 1.1.2.6 Instabilités et structures

La présence des structures cohérentes à grandes échelles dans les écoulements cisailés est admise grâce aux nombreuses visualisations qui ont pu être réalisées. En particulier, pour une couche de mélange plane, Brown et Roshko [36] ont révélé la présence de gros



FIGURE 1.6 – Visualisation des structures cohérentes en couche de mélange d’après Brown et Roshko [36]

tourbillons quasi bidimensionnels et d’axe transversal au moyen de visualisations instantanées par ombroscopie (figure 1.6).

L’apparition de ces tourbillons, dits structures primaires, est due à l’instabilité de Kelvin-Helmoltz liée au point d’inflexion du profil moyen de la vitesse longitudinale, généralement présent dans les écoulements cisailés libres. L’évolution de ces structures primaires au travers du processus d’appariement et d’entraînement pilote l’expansion vers l’aval de la couche de mélange. L’appariement consiste en l’enroulement l’une avec l’autre de deux structures voisines pour donner naissance à une unique structure de plus grosse taille. Que ce soit pour des faibles nombres de Reynolds (Winant et Browand [163]) ou pour des nombres de Reynolds plus élevés (Dimotakis et Brown [59] et Hernan et Jimenez [75]), cet appariement semble être la forme d’interaction la plus fréquente bien que d’autres formes d’interactions plus complexes existent. L’entraînement résulte de l’induction du fluide environnant dans la couche de mélange par les structures primaires.

Ces structures primaires ne sont pas les seules existantes dans la couche de mélange. Une organisation secondaire à plus petite échelle, correspondant à des tourbillons contra-rotatifs d’axe longitudinal, a été mise en évidence par Bernal et Roshko [25] au moyen de visualisations par tomographie laser. Ils ont observé un espacement moyen, suivant l’envergure, entre ces structures de l’ordre de  $\frac{2}{3}$  de la distance longitudinale séparant deux structures primaires. Cet espacement est indépendant du rapport de vitesse. Ces petits tourbillons longitudinaux ressemblent à des épingles à cheveux, et sont issus, d’après ces auteurs, d’une instabilité interne aux tourbillons primaires. Cette hypothèse a également été avancée par Lasheras, Cho et Maxworthy [101], lesquels ajoutent que ces structures prennent naissance dans l’espace entre deux tourbillons primaires successifs.

### 1.1.3 Transport de chaleur dans une couche de mélange plane

Le transport d'une quantité scalaire dans un écoulement turbulent est un sujet complexe. Dans le cas d'un scalaire passif, comme l'est, à faible nombre de Richardson, la température, les équations dynamique et thermique restent néanmoins découplées. L'équation du champ de la température moyenne peut s'écrire d'après les mêmes hypothèses que celles précédemment énoncées :

$$\langle u \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} = - \frac{\partial \langle v' T' \rangle}{\partial y}. \quad (1.48)$$

Comme pour les équations de la dynamique, qui restent les mêmes que celles de l'écoulement isotherme, cette équation n'est pas fermée en raison de l'inconnue supplémentaire  $\langle v' T' \rangle$ . Les modèles de fermeture proposés sont analogues aux modèles à gradient simple de type Boussinesq pour la contrainte de cisaillement  $\langle u' v' \rangle$ . Le flux de chaleur transverse est aligné avec le gradient vertical de température moyenne :

$$\langle v' T' \rangle = -k_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}, \quad (1.49)$$

où  $k_t$  est la diffusivité turbulente. Il faut souligner qu'il n'y a pas vraiment de solution analytique proposée pour l'équation 1.48.

En considérant les différences de vitesse et de température de l'écoulement générateur  $\Delta U$  et  $\Delta T$  comme les paramètres d'adimensionnement, et en tenant compte de la similitude de l'écoulement avec le paramètre  $\eta_{u,T} = \frac{y-y_0}{x-x_0}$  ( $y_0, x_0$  sont les coordonnées de l'origine virtuelle qui sera différente pour  $\eta_u$  et  $\eta_T$ ), les équations de transport du flux de chaleur transverse, de l'énergie cinétique turbulente et de l'intensité de fluctuations peuvent s'écrire sous des formes simplifiées. Par soucis de cohérence au niveau de la notation, le rapport de vitesse parfois noté par  $r$  sera désigné par  $r_u$  dans la suite du document. On introduit également le rapport de température  $r_T$ . L'équation de transport du flux de chaleur transverse, adimensionnée par  $[U_h \Delta U \Delta T]$ , s'écrit :

$$\left[ \frac{\langle v \rangle}{U_h} - \eta_u \frac{d\delta_u}{dx} \frac{\langle u \rangle}{U_h} \right] \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle v' T' \rangle}{\Delta U \Delta T} \right) = \begin{cases} - \frac{(1-r_u)}{(1-r_T)} \frac{\langle v'^2 \rangle}{\Delta U^2} \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle T \rangle}{T_h} \right) & \text{I} \\ - (1-r_u) \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle v'^2 T' \rangle}{\Delta U^2 \Delta T} \right) & \text{II} \\ - \frac{\delta_u}{\rho_0 U_h \Delta U \Delta T} \langle T' \frac{\partial p'}{\partial y} \rangle & \text{III} \\ + \frac{\delta_u g}{U_h \Delta U} \frac{\langle T'^2 \rangle}{\langle T \rangle \Delta T} & \text{IV} \\ 0 & \text{V} \\ + \frac{\delta_u (\nu + k)}{U_h \Delta U \Delta T} \left\langle \frac{\partial v'}{\partial x_j} \frac{\partial T'}{\partial x_j} \right\rangle & \text{VI} \end{cases} \quad (1.50)$$

l'équation de transport d'énergie, adimensionnée par  $[U_h \Delta U^2]$ , devient :

$$\left[ \frac{\langle v \rangle}{U_h} - \eta_u \frac{d\delta_u}{dx} \frac{\langle u \rangle}{U_h} \right] \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle k' \rangle}{\Delta U^2} \right) = \begin{cases} -\frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2} \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle u \rangle}{U_h} \right) & \text{I} \\ - (1 - r_u) \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle k'v' \rangle}{\Delta U^3} \right) & \text{II} \\ - (1 - r_u) \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle p'v' \rangle}{\rho_0 \Delta U^3} \right) & \text{III} \\ 0 & \text{IV} \\ + \frac{\delta_u g}{U_h \Delta U} \frac{\langle v'T' \rangle}{\Delta U \langle T \rangle} & \text{V} \\ - \frac{\delta_u \nu}{U_h \Delta U^2} \left[ \langle \left( \frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 \rangle + \langle \left( \frac{\partial u'}{\partial y} \right)^2 \rangle + \langle \left( \frac{\partial u'}{\partial z} \right)^2 \rangle \right. \\ + \langle \left( \frac{\partial v'}{\partial x} \right)^2 \rangle + \langle \left( \frac{\partial v'}{\partial y} \right)^2 \rangle + \langle \left( \frac{\partial v'}{\partial z} \right)^2 \rangle \\ \left. + \langle \left( \frac{\partial w'}{\partial x} \right)^2 \rangle + \langle \left( \frac{\partial w'}{\partial y} \right)^2 \rangle + \langle \left( \frac{\partial w'}{\partial z} \right)^2 \rangle \right] & \text{VI} \end{cases} \quad (1.51)$$

et l'équation de transport des fluctuations de température, adimensionnée par  $[U_h \Delta T^2]$  est donnée par :

$$\left[ \frac{\langle v \rangle}{U_h} - \eta_T \frac{d\delta_T}{dx} \frac{\langle u \rangle}{U_h} \right] \frac{d}{d\eta_T} \left( \frac{\langle \frac{1}{2} T'^2 \rangle}{\Delta T^2} \right) = \begin{cases} -\frac{(1-r_u)}{(1-r_T)} \frac{\langle v'T' \rangle}{\Delta U \Delta T} \frac{d}{d\eta_T} \left( \frac{\langle T \rangle}{T_h} \right) & \text{I} \\ (1 - r_u) \frac{d}{d\eta_T} \left( \frac{\langle \frac{1}{2} v'T'^2 \rangle}{\Delta U \Delta T^2} \right) & \text{II} \\ 0 & \text{III} \\ + \frac{\delta_T k}{U_h \Delta T^2} \left( \langle \left( \frac{\partial T'}{\partial x} \right)^2 \rangle + \langle \left( \frac{\partial T'}{\partial y} \right)^2 \rangle + \langle \left( \frac{\partial T'}{\partial z} \right)^2 \rangle \right) & \text{IV} \end{cases} \quad (1.52)$$

L'équation de transport du flux de masse  $\langle u'v' \rangle$  (éq. 1.41) en présence du gradient de température est réécrite en regroupant le terme de transport par la pression, associé à la corrélation pression-vitesse, et le terme de redistribution par les forces de pression, associé à la corrélation pression-déformation. Cette recombinaison est motivée par le fait que la distribution de pression n'est pas mesurée dans cette thèse. Ces termes pourront alors être déduits des bilans qui seront présentés dans la suite du document. Cette équation, adimensionnée par  $[U_h \Delta U^2]$ , devient :

$$\left[ \frac{\langle v \rangle}{U_h} - \eta_u \frac{d\delta_u}{dx} \frac{\langle u \rangle}{U_h} \right] \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2} \right) = \begin{cases} - (1 - r_u) \frac{\langle v'^2 \rangle}{\Delta U^2} \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle u \rangle}{U_h} \right) & \text{I} \\ - (1 - r_u) \frac{d}{d\eta_u} \left( \frac{\langle u'v'^2 \rangle}{\Delta U^3} \right) & \text{II} \\ - \frac{\delta_u}{\rho_0 U_h \Delta U^2} \langle v' \frac{\partial p'}{\partial y} \rangle & \text{III} \\ + \frac{\delta_u g}{U_h \Delta U} \frac{\langle u'T' \rangle}{\langle T \rangle \Delta U} & \text{IV} \\ 0 & \text{V} \\ + \frac{\nu \delta_u}{U_h \Delta U^2} \langle \frac{\partial u'}{\partial x_j} \frac{\partial v'}{\partial x_j} \rangle & \text{VI} \end{cases} \quad (1.53)$$

En considérant l'équation de l'énergie cinétique, on peut identifier trois principaux régimes de turbulence en utilisant le **nombre de Richardson local de flux turbulent**  $Ri_f$  (Townsend [156] et Tennekes et Lumley [153]) défini comme le rapport entre les productions d'énergie cinétique turbulente par les forces de flottabilité et par les forces de

cisaillement (respectivement les termes  $v$  et  $l$  de l'équation 1.51) :

$$Ri_f = \frac{\beta g \langle v'T' \rangle}{\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}}. \quad (1.54)$$

- Pour  $Ri_f \simeq 0$ , le régime est neutre en ce qui concerne les forces de flottabilité et la température peut être considérée comme un scalaire passif. L'intensité des fluctuations de la température est générée et maintenue principalement par le cisaillement de la température moyenne ;
- Pour  $Ri_f \ll 0$ , le régime est dit stratifié de manière instable et les forces de flottabilité participent à la création de la turbulence, donc à une augmentation de la production de l'énergie cinétique turbulente ;
- Pour  $Ri_f \gg 0$ , le régime est dit stratifié de manière stable, les forces de flottabilité constituent un terme de puits d'énergie turbulente. Elles convertissent l'énergie cinétique turbulente en énergie potentielle.

Les flux turbulents de chaleur  $\langle v'T' \rangle$  et, dans une moindre mesure, de quantité de mouvement  $\langle u'v' \rangle$  sont difficilement accessibles en pratique. En adoptant le modèle de diffusion de gradient simple de type Boussinesq pour les corrélations croisées, le nombre de Richardson local de flux turbulent peut s'exprimer comme une fonction des quantités moyennes :

$$Ri_f = \frac{k_t}{\nu_t} Ri. \quad (1.55)$$

avec  $k_t$  la diffusivité thermique turbulente, et  $\nu_t$  la viscosité turbulente. **Le nombre de Richardson de gradient**  $Ri$  permet de caractériser l'influence des effets de gravité différentielle liée aux gradients de température dans le mélange turbulent. Il s'écrit :

$$Ri = \frac{g\beta \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}}{\left[ \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right]^2}. \quad (1.56)$$

Le nombre de Richardson de gradient caractéristique, en dessous duquel l'écoulement est considéré comme stable vis-à-vis des effets de gravité différentielle, est de l'ordre de 0,25.

### 1.1.3.1 Grandeurs moyennes

Fiedler [63] a entrepris de compléter l'étude cinématique menée par Wygnanski et Fiedler [164] sur une couche de mélange avec un rapport de vitesse  $r_u = 0$  en s'intéressant aux aspects thermiques. Son objectif était de rechercher un modèle pour le mécanisme de transport de scalaire dans les écoulements cisailés turbulents. Il a mesuré, au moyen d'une

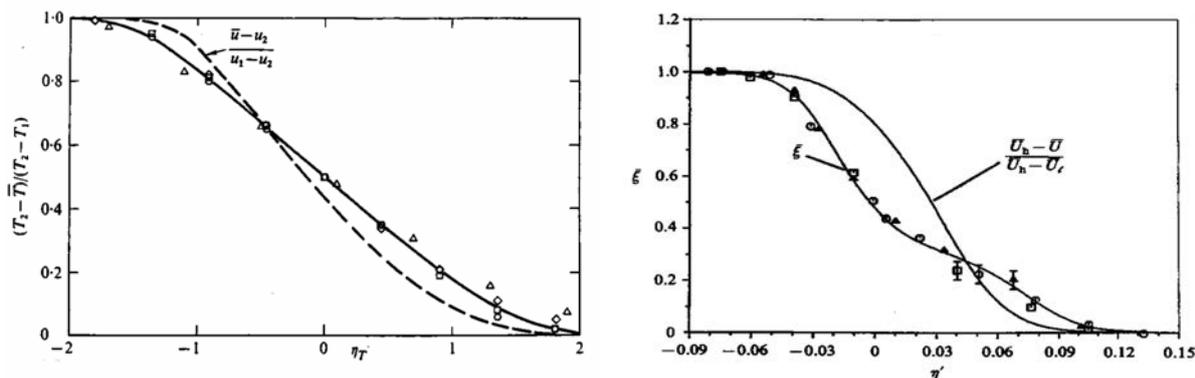


FIGURE 1.7 – Profils adimensionnés de la vitesse et du scalaire moyens dans une couche de mélange d’après Batt [17] à gauche où le scalaire est la température et Masutani et Bowman [114] à droite où le scalaire est la concentration.

sonde à résistance, des profils de température moyenne présentant trois points d’inflexions, contrairement à des profils de vitesse symétriques par rapport à un point d’inflexion. Il attribue ce triple point d’inflexion à un mécanisme de transport largement imposé par l’action quasi-convective du mouvement des grandes structures. Un comportement similaire du champ du scalaire a été obtenu par Brown et Roshko [36] pour une couche de mélange contenant des gaz de densités différentes et Batt [17] et Masutani et Bowman [114] pour un mélange de gaz de concentrations différentes. Ces différents auteurs ont en outre constaté que la région de mélange du scalaire s’étend plus largement dans les deux flux uniformes que celle de la vitesse (figure 1.7). Bisset [26] s’est également intéressé au processus de transport de chaleur dans une couche de mélange simulée numériquement pour un rapport de vitesse de 0,4. Il a noté une diminution de l’inflexion des profils de température moyenne lorsque le nombre de Reynolds augmente.

### 1.1.3.2 Grandeurs fluctuantes

L’étude menée par Fiedler [63] ne lui a permis d’obtenir que les quantités dérivant de la température. Il a ainsi observé un comportement bimodal des fluctuations de température. Ces fluctuations présentent deux pics d’intensité différente de part et d’autre de l’axe de la couche de mélange avec un pic maximal  $\frac{\langle T'^2 \rangle}{\Delta T^2} \approx 0,044$ . Un tel profil est complètement différent de celui des fluctuations de la vitesse. Batt [17], dans l’étude de la structure turbulente et des caractéristiques diffusives associées à la fois à des espèces passives et réactives dans les écoulements cisailés turbulents, a identifié un comportement similaire. Le maximum de la variance de température obtenu ( $\frac{\langle T'^2 \rangle}{\Delta T^2} \approx 0,017$ ) est très inférieur à celui de Fiedler [63]. Il suggère une influence des structures cohérentes sur les caractéristiques de mélange turbulent pour expliquer cette différence d’intensité. Batt a également obtenu un

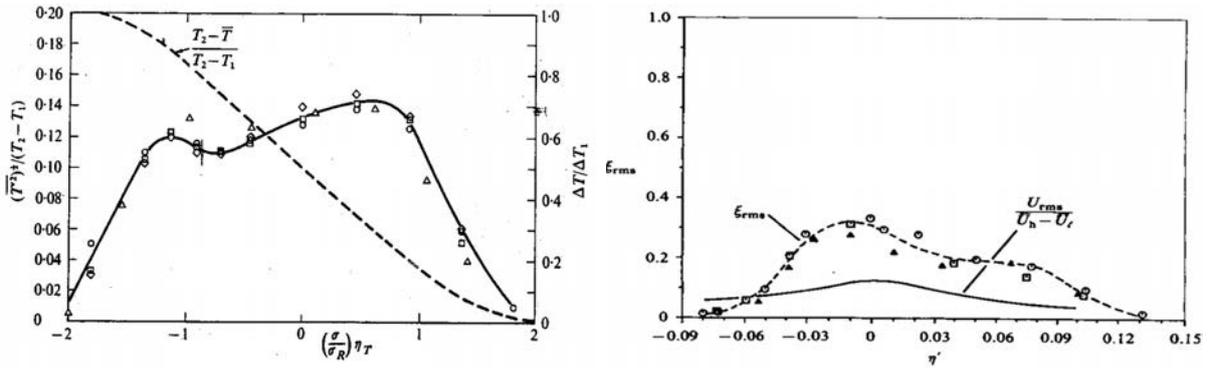


FIGURE 1.8 – Profils adimensionnelles de température moyenne et de sa rms en couche de mélange d’après Batt [17] à gauche ; et à droite, Profils adimensionnelles de la rms de vitesse et de concentration en couche de mélange d’après Masutani et Bowman [114].

pic de transport turbulent latéral de la chaleur  $\frac{\langle v'T' \rangle}{\Delta U \Delta T}$  plus petit que celui de la quantité de mouvement  $\frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2}$ . Les résultats expérimentaux de Masutani et Bowman [114] confirment cette différence de forme des profils des moments d’ordre deux du scalaire et de la vitesse et montrent une apparition plus rapide d’un état d’auto-similarité du scalaire. La figure 1.8 rassemble quelques résultats de Batt [17] et de Masutani et Bowman [114]. Elle renforce l’idée d’une disparité entre les résultats sur le pic de la variance du scalaire.

Vanormelingen et Van den Bulck [157] ont reproduit plus tard l’expérience de Batt [17] en utilisant une approche numérique. Dans leur simulation, le champ de vitesse est obtenu en se basant sur une procédure volume-fini avec un modèle  $k-\varepsilon$  et le champ de scalaire est représenté à travers une équation d’évolution modélisée pour la PDF du scalaire et résolue par une simulation de Monte Carlo. Ils sont parvenus à reproduire la forme bimodale de la RMS du scalaire avec un pic de même ordre de grandeur que celui obtenu par Batt. Ils ont montré que le creux, entre les deux pics, est dû à une activité de mélange plus important à cet endroit, ce qu’ils ont mis en évidence par l’utilisation d’un modèle de micromélange.

Pickett et Gandhi [134] ont réalisé des mesures du scalaire passif dans une couche de mélange gazeuse pour un rapport de vitesse  $r_u = 0,4$  avec différentes conditions d’entrée sur l’état laminaire ou turbulent de la couche limite du côté haute vitesse en utilisant une technique de fluorescence induite par laser. Leur objectif était de comprendre les effets de ces conditions d’entrée sur une couche de mélange non réactive en vue de prédire son comportement dans des dispositifs pour lesquelles les bonnes conditions des flux d’entrée ne sont pas attendues. L’évolution des fluctuations du scalaire observée est bimodale avec un niveau légèrement plus grand lorsque la couche limite est laminaire ou faiblement excitée ( $0,17 \leq \zeta_{rms} \leq 0,21$ ). Les résultats de simulation numériques de la RMS de température de Bisset [26] confirment les effets du nombre de Reynolds observés sur les

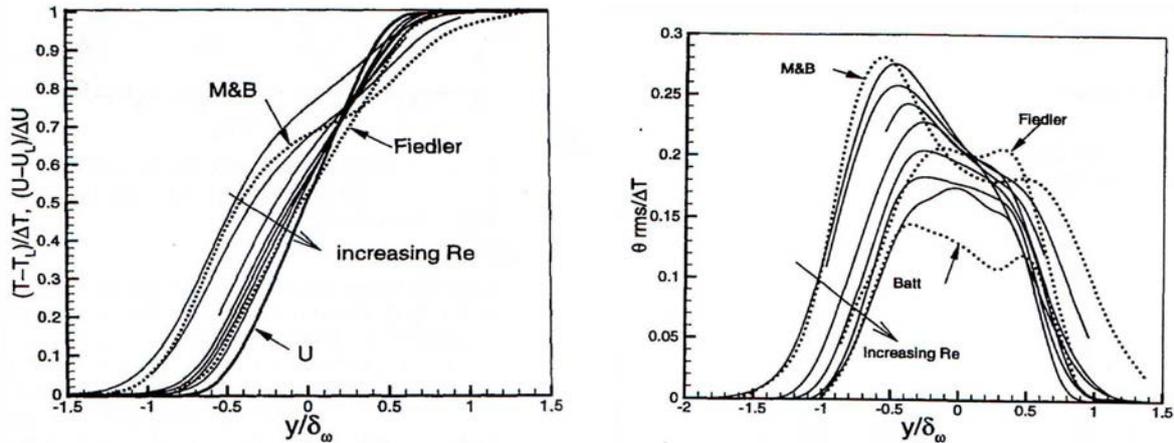


FIGURE 1.9 – Influence du nombre de Reynolds sur les profils adimensionnelles de température moyenne et de sa rms en couche de mélange d’après Bisset [26]. *M&B* = Masutani et Bowman.

profils de température moyenne avec une diminution du niveau de la RMS lorsque le nombre de Reynolds croît et un équilibrage progressif de ces deux maxima (figure 1.9). Les mêmes résultats montrent une absence du comportement bimodal des fluctuations de température lorsque le jet est chauffé après les premiers enroulements, juste en aval du bord de fuite.

### 1.1.3.3 Densité de probabilité du scalaire

Vanormelingen et Van den Bulck [157] ont proposé un processus de mélange impliquant la combinaison de trois composants :

- les langues de fluides non mélangées transportées à travers la couche par les mouvements à grandes échelles ;
- les zones de diffusions interfaciales d’épaisseur finie séparant les zones de fluide non mélangées ;
- le noyau de fluide mélangé de composition pratiquement homogène.

La densité de probabilité du scalaire (PDF) permet de déterminer les caractéristiques de chacune de ces zones constituant la couche de mélange. Trois types de PDF du scalaire ont pu être observés dans la littérature :

- le type « non-marching » lorsque la valeur la plus probable du scalaire (mode) est invariant par rapport à la position transversale de la couche. Elle correspond à une composition privilégiée du mélange ;

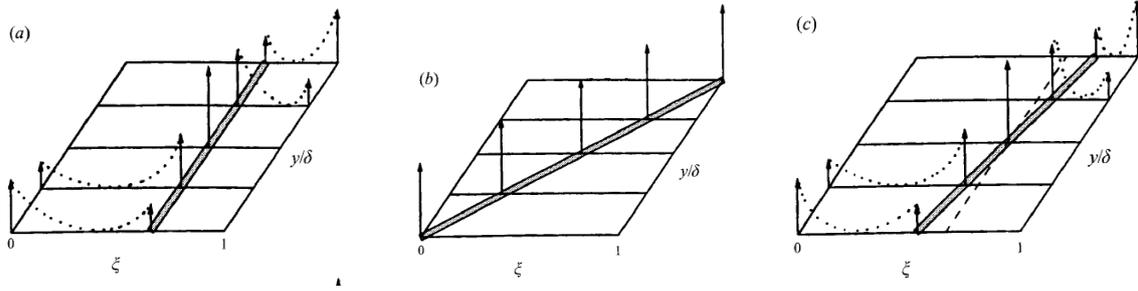


FIGURE 1.10 – Les trois différents types de PDFs d'après Karasso et Mungal [87] : a) le type « non-marching », b) le type « marching » et c) le type « tilted ».

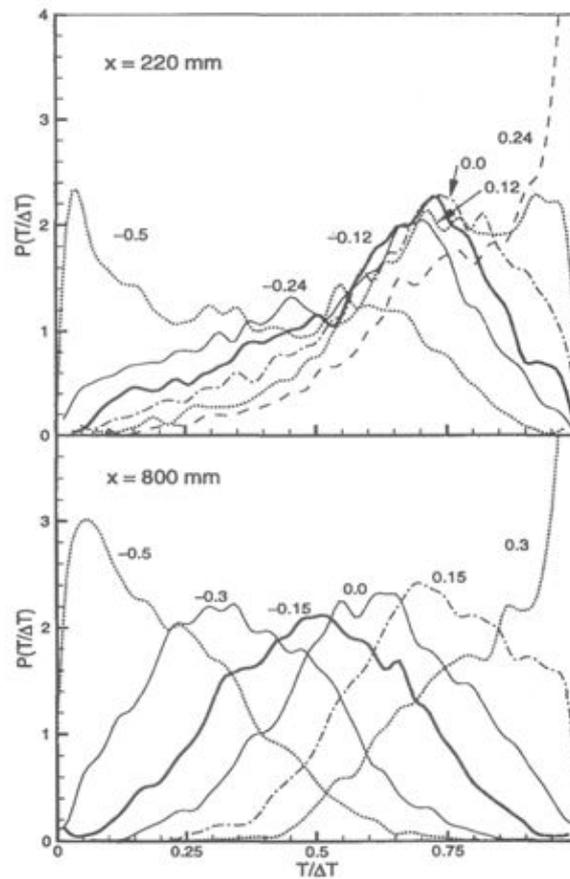


FIGURE 1.11 – Un exemple de résultat présentant les types « non-marching »(en haut) et « marching » (en bas) des PDFs d'après Bisset [26]. .

- le type « marching » lorsque la valeur la plus probable défile avec la position verticale de la couche ;
- le type « tilted » pour un comportement intermédiaire.

Les figures 1.10 et 1.11 présentent des exemples des trois types de PDFs où  $\chi$  est la fraction volumique du scalaire et  $T$  la température instantanée de l'écoulement.

Plusieurs études ont montré une influence du nombre de Reynolds sur le type de PDFs. Des PDFs de type « marching » ont été obtenues par Batt [17] pour un nombre de Reynolds  $Re_\delta = 4.10^4$  (nombre de Reynolds basé sur la différence de vitesse entre les deux flux et l'épaisseur de vorticité). Des PDFs de type « non-marching » ont été observées par Konrad [94] pour  $Re_\delta = 2.10^4$ , Mungal et Dimotakis [120] pour  $Re_\delta = 32.10^3$  et Koochesfahani et Dimotakis [96] pour  $Re_\delta = 12.10^3$ . Mungal et Dimotakis attribuent le type « marching » des PDFs de Batt à une faible résolution de leurs mesures. Rogers et Moser [141] suggèrent que le type « marching » des PDFs de Batt peut être un état ultime de l'évolution d'une couche de mélange caractérisée par un nombre de Reynolds  lev . Karasso et Mungal [87] ont mené une étude plus complète des PDFs du scalaire pour une large gamme de nombres de Reynolds  $13, 5.10^3 \leq Re_\delta \leq 64.10^3$ . Ils observent que les PDFs de la couche de mélange évoluent du type « non-marching » à des PDFs intermédiaire, le type « tilted », plus en aval. Ils ajoutent que le nombre de Reynolds ne permet pas seul de caractériser entièrement le champ du scalaire et qu'il est nécessaire d'utiliser en outre un paramètre d'appariement  $\frac{1-r_u}{1+r_u} \frac{x}{\lambda_o}$  (avec  $\lambda_o$ , la longueur d'onde de l'instabilité initiale) prenant en compte les effets des conditions initiales.

Rogers et Moser [141] ont étudié par simulation DNS l'influence des conditions initiales sur le mélange de scalaire. Pour des conditions initiales caractérisées par une couche limite turbulente standard, légèrement et fortement excitée, les différences observées sur la structure de la couche de mélange impliquent l'existence de différences entre le mécanisme par lequel les flux uniformes sont entraînés et mélangés dans la couche de mélange. Dans le cas de la couche limite turbulente standard et faiblement excitée, les flux uniformes sont mélangés aux frontières de la couche de mélange par de petites structures tourbillonnaires. Les PDFs sont du type « non-marching » dans la région de transition et « marching » dans la région de similitude, en accord avec les résultats de Bisset [26] pour une condition initiale caractérisée par une couche limite laminaire ajoutée d'un bruit blanc. Dans le cas d'une couche limite turbulente fortement excitée, les flux uniformes sont entraînés dans la couche de mélange par de grandes structures tourbillonnaires avant d'être mélangés dans les noyaux. Les PDFs sont alors du type « non-marching ».

Pickett et Ghandhi [134] ont réalisé des mesures de scalaire (acétone) dans une couche de mélange plane en utilisant la PLIF<sup>2</sup>. Ils ont noté un épanouissement de la couche de mélange plus rapide pour le scalaire que pour la vitesse, comme déjà souligné auparavant par Batt [17], Konrad [94] et Masutani and Bowman [114]. Ils ont également observé une composition préférentielle du mélange caractéristique des PDFs de type « non-marching », avec un biais du côté haute vitesse. En évaluant la composition totale du fluide mélangé, ils ont pu confirmer que la fraction du fluide entraîné est plus importante pour le côté

---

2. Planar Laser Induced-Fluorescence

haute vitesse. Ils attribuent le triple point d'inflexion observé sur le profil du scalaire au type « non-marching » de ses distributions.

Koochesfahani et Dimotakis [96] ont étudié le processus d'entraînement et de mélange dans une couche de mélange turbulente contenant des espèces réactives et non réactives. Ils ont observé une quantité plus importante de fluide provenant du côté haute vitesse dans les noyaux des grandes structures tourbillonnaires, avant et après la transition du mélange (transition d'un mélange au niveau de l'interface des deux fluides à un mélange par entraînement des deux fluides dans les grandes structures tourbillonnaires). Ils soulignent que la composition du fluide mélangé est asymétrique avec un biais du côté haute vitesse et que la composition moyenne dans la couche de mélange n'est pas seulement déterminée par le ratio d'entraînement mais aussi par la composition initiale lors des premiers enroulements.

Les calculs théoriques de Kollmann et Janicka [91] ont indiqué des PDFs de type « non-marching ».

## 1.2 Techniques de mesure de la vitesse et de la température par fil fin

L'étude des phénomènes physiques dans les écoulements turbulents instationnaires nécessite la mesure instantanée des quantités qui interviennent dans les principaux processus qui les gouvernent. La mesure de vitesse, de température ou de concentration ont fait l'objet de nombreuses études. Des techniques de mesure spatiales ou ponctuelles, avec différentes échelles de résolutions temporelles, ont été développées. Dans cette thèse est visée l'étude des phénomènes de transport et le couplage vitesse-température. Cet objectif restreint le choix des techniques de mesure en introduisant de nouvelles contraintes : la mesure simultanée avec une bonne résolution spatiale et à haute fréquence temporelle de la vitesse et de la température. À cet égard, les techniques de thermo-anémométrie à fils chauds sont très appropriées. Nous présentons succinctement dans cette section le principe de base de l'anémométrie à fil chaud, les techniques de multi-fils et de surchauffes multiples qui en dérivent, et la thermo-anémométrie à fils chauds utilisée dans cette étude. On abordera brièvement à la fin de cette section les techniques alternatives de mesures simultanées vitesse-scalaire, essentiellement basées sur du diagnostic optique.

### 1.2.1 Thermo-anémométrie à fil chaud

Les trois types de mesures mises en œuvre dans cette thèse, sont basés sur le principe de la thermo-anémométrie à fil chaud : la mesure de vitesse par anémométrie à fils chauds croisés, la mesure de la température par thermométrie à fil froid et la mesure simultanée vitesse-température par la thermo-anémométrie fils croisés à surchauffes multiples. Ces techniques reposent sur l'utilisation d'un ou plusieurs fils, de diamètre très petit (typiquement de  $2,5\ \mu\text{m}$ ), placés dans l'écoulement et asservis *via* un dispositif propre à chaque type de mesure. Le principe de base consiste à chauffer le fil et à recueillir la tension résultant du bilan thermique du fil délivrée par le dispositif d'asservissement qui maintient le fil dans un état d'équilibre prédéterminé (température constante, ou courant constant ou tension constante). Le bilan thermique comporte cinq modes essentiels de transfert : la conduction, le rayonnement, l'accumulation de chaleur, la chaleur générée par effet Joule et la chaleur cédée au fluide par convection. En mode statique, et pour un rapport d'aspect du fil ( $l_f/d_f$ , avec  $l_f$ , la longueur du fil et  $d_f$  son diamètre) infini, les trois premiers modes de transfert peuvent être négligés, fournissant ainsi une relation directe entre la vitesse de refroidissement du fil (directement liée à la vitesse du fluide) et la tension délivrée, bien connue sous le nom de loi de King. Le CCA (Constant Current Anemometer), le CTA (Constant Temperature Anemometer) et le CVA (Constant Voltage Anemometer) sont les trois modes de fonctionnement permettant l'usage d'un fil comme élément sensible pour la mesure de la vitesse et/ou de la température du fluide en écoulement.

#### 1.2.1.1 Thermométrie-anémométrie à courant constant

Le CCA est la plus ancienne méthode utilisée pour la mesure de la vitesse. Le fil est parcouru par un courant continu maintenu constant par un circuit électronique. Le transfert de chaleur résultant entre le fil et l'écoulement est constant et la résistance du fil ne varie qu'avec la vitesse de l'écoulement. Le CCA est actuellement délaissé pour la mesure de vitesse car il souffre d'un rapport signal/bruit assez faible et d'une bande passante relativement courte ne lui permettant pas de réaliser des mesures à hautes fréquences. Le CCA peut cependant être utilisé pour mesurer la température de l'écoulement. En effet, si l'intensité du courant parcourant le fil est suffisamment faible, son échauffement par effet Joule peut être négligé et, dans une certaine gamme de vitesse de l'écoulement, sa résistance ne dépendra que des seules fluctuations de la température locale de l'écoulement : c'est la thermométrie à fil froid. Le CCA pour la mesure de température reste très utilisé, notamment avec des fils très fins (typiquement de  $1\ \mu\text{m}$ ) permettant d'élargir la bande passante.

### 1.2.1.2 Anémométrie à température constante

En mode CTA, le fil est placé dans un pont de Wheastone maintenu en équilibre thermique par un circuit d'asservissement. La température de fonctionnement du fil, exprimée sous la forme d'un coefficient de surchauffe (rapport entre la résistance du fil à la température de fonctionnement et la résistance à la température ambiante), est souvent choisie très élevée, de l'ordre de 1,8. La puissance nécessaire pour réguler la température du fil est directement liée au transfert de chaleur entre le fil et l'écoulement et donc à la vitesse de refroidissement. Dans un écoulement fluctuant, une variation de la vitesse de l'écoulement produit une variation de la résistance du fil et donc de sa température, laquelle est immédiatement compensée par une augmentation ou une diminution du courant d'alimentation. Le circuit d'asservissement est conçu de sorte à réduire considérablement la constante de temps du système, ce qui permet de faire des mesures à hautes fréquences à la différence du montage de type CCA. Le CTA présente néanmoins quelques limitations. La bande passante du système dépend des conditions de fonctionnement (coefficient de surchauffe et nombre de Reynolds du fil) et peut ne pas pouvoir être optimisée du fait d'instabilités susceptibles de survenir.

### 1.2.1.3 Anémométrie à tension constante

Le CVA est une méthode prometteuse, mais peu utilisée, de mesure de vitesse à haute fréquence. Sarma [146] a développé récemment (1991) le CVA pour tenter de palier aux limitations du CTA et du CCA. Le CVA se distingue par une large bande passante, une forte sensibilité et un faible niveau de bruit de mesure. En mode CVA, la tension aux bornes du fil est maintenue constante par un circuit à rétroaction qui n'intègre pas de pont de Wheastone. Il ne nécessite donc pas un rééquilibrage à chaque point de fonctionnement du fil. Le processus d'échange entre le fil et le fluide se traduit par une variation de l'intensité du courant à travers le fil laquelle est mesurée au moyen de séries de résistances intégrées dans le circuit. Les évaluations expérimentales et théoriques de Kegerise et Spina [89, 90], Weiss *et al.* [162] et Comte-Bellot et Sarma [48] du CVA confirment le bon rapport signal/bruit, la grande sensibilité et la *quasi* invariance de la largeur de la bande passante par rapport au coefficient de surchauffe et au nombre de Reynolds du fil, soit les trois caractéristiques attendues pour permettre de mieux encore mesurer les écoulements turbulents tels que les couches limites turbulentes à grande vitesse comme en témoignent les résultats de Lachowicz, Chokani et Wilkinson [100], Doggett, Chokani et Wilkinson [60], Comte-Bellot *et al.* [49] et Comte-Bellot et Sarma [48]. Le CVA peut également être utilisé pour la mesure des fluctuations de température. Kegerise et Spina [89] précisent dans leur étude comparative que le CVA, comme le CTA, est dif-

féremment sensible à la vitesse et la température selon le coefficient de surchauffe et le nombre de Reynolds du fil, avec une plus forte sensibilité à la température pour les faibles coefficients de surchauffe. En outre, le comportement faiblement non linéaire du CVA aux faibles surchauffes comparé au CTA, fait du CVA une méthode d'avenir pour la mesure des fluctuations de température.

## 1.2.2 Mesures simultanées vitesse-température

Plusieurs méthodes basées sur l'association des techniques décrites ci-dessus ont été développées pour permettre de réaliser des mesures simultanées vitesse-température. On distingue des méthodes combinant le CTA et le CCA et des méthodes utilisant le CTA à différents niveaux de surchauffes. La description de ces différentes méthodes peut se trouver dans l'ouvrage de Brunn [37].

### 1.2.2.1 Sonde multi-fils en CTA et CCA en parallèle

La méthode de sonde multi-fils consiste à associer, suivant le nombre désiré de composantes de vitesse, un certain nombre de fils chauds fonctionnant en mode CTA et un fil froid en mode CCA. Elle a été mise en œuvre par Chevray et Tutu [46] pour la mesure d'une seule composante de la vitesse (la composante longitudinale) et de la température, puis plus tard étendue à deux composantes de la vitesse pour étudier le phénomène d'intermittence et le transport préférentiel de chaleur dans un jet rond [45]. De nombreuses configurations différentes de sondes multi-fils ont été testées et utilisées dans la littérature pour permettre la mesure simultanée de la vitesse et de la température (Antonia, Rajagopalan et Fulachier [14], Beguier *et al.* [18] et Antonia et Bilger [6]).

Cette méthode de sonde multi-fils associant le mode CTA et CCA souffre d'un premier inconvénient avec des problèmes d'interférence thermique et de résolution spatiale. Les effets du sillage du fil froid ou du fil chaud constituent une source d'erreur dans l'estimation des différentes grandeurs. Il est donc primordial d'optimiser le positionnement relatif du fil froid par rapport aux fils chauds pour minimiser ces effets sous contrainte d'une faible résolution spatiale. Dans le cas de l'association d'un fil chaud et d'un fil froid, Chevray et Tutu [46] ont placé les deux fils perpendiculairement, avec le fil froid légèrement au-dessus, afin de minimiser l'interférence entre les deux fils. Cette configuration n'a cependant pas totalement pu remédier aux effets du sillage des deux fils, ces derniers se manifestant dans les zones de recirculation par l'apparition des pics sporadiques sur les fluctuations de température. Bremhorst [32], a quant à lui, caractérisé l'influence de la distance de séparation et de l'angle d'inclinaison du fil froid pour minimiser l'interférence

du sillage du fil froid sur le fil chaud. Vukoslavcević et Wallace [158] ont proposé et testé trois configurations géométriques afin d'optimiser la résolution spatiale et minimiser le phénomène d'interférence. Ils ont ressorti les limites de chaque configuration géométrique et ont identifié certaines conditions expérimentales dans lesquelles chaque configuration peut être utilisée. D'autres auteurs ont privilégié une séparation latérale des deux fils (Begquier, Fulachier et Keffer [18]).

L'autre inconvénient de cette association est la dépendance de la bande passante du fil froid aux caractéristiques géométriques du fil et aux conditions de l'écoulement. Les résultats de Lecordier *et al.* [102], Paranthoën et Lecordier [129] confirment cette dépendance à travers la fonction de transfert du fil (figure 1.12) et le phénomène de conduction se caractérisant par une sous-estimation de certaines quantités statistiques. Des pistes de corrections ont été proposées par ces différents auteurs, et également par Bremhorst et Graham [33], Graham et Bremhorst [70] et Lemay *et al.* [103].

La méthode de sonde multi-fils associant le mode CTA et CCA a permis à Abdel-Rahman *et al.* [1], en développant une technique particulière de calibration et de traitement de signal, d'identifier les effets de flottabilité à travers des comparaisons des termes de contrainte de cisaillement, et de flux de chaleur normal et latéral d'un jet plan vertical et d'un jet plan incliné de 45°. La méthode conventionnelle de fils croisés utilisée par Lemieux [104] dans leur étude d'un jet plan incliné similaire ne leur a pas permis d'identifier ces effets. La méthode de sonde multi-fils associant le mode CTA et CCA a été utilisée dans de nombreux autres travaux. On citera ceux de Ali [3], Antonia, Prabhu et Stephenson [12], Antonia et Bilger [6] et Dekeyser [57] dans les jets chauffés, de Vukoslavcević et Wallace [158] dans un écoulement turbulent d'air chauffé, de Berajeklian et Mydlarski [24] dans le sillage d'un cylindre chauffé et de Antonia, Chambers et Sokolov [8] portant sur les contraintes de cisaillement et les flux de chaleur normaux et latéraux basés sur des quantités moyennes et fluctuantes.

### 1.2.2.2 Sonde multi-fils en CTA avec différents coefficients de surchauffes en parallèle

Cette méthode est basée sur la sensibilité différente à la température et à la vitesse d'un fil opérant en mode CTA à différentes surchauffes. En appliquant des coefficients de surchauffes différents à deux fils chauds parallèles, on peut découpler les effets de la vitesse et de la température et donc mesurer simultanément les fluctuations de vitesse et de température avec une réponse fréquentielle plus grande que celle du CCA. En effet, la bande passante et la fragilité du fil généralement utilisé en mode CCA limitent son utilisation dans les écoulements turbulents à haute vitesse. Cette méthode de surchauffe

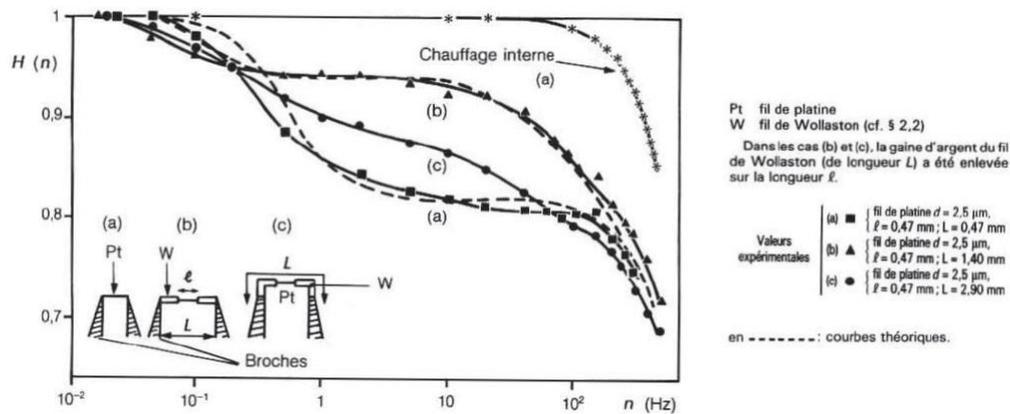


FIGURE 1.12 – Influence des caractéristiques géométriques du fil froid sur le module de sa fonction de transfert d'après Paranthoën et Lecordier [129].

multiple a été initialement proposée par Corrsin [51] en 1949 et réintroduite plus tard par Sakao [145] en 1973.

Blair et Bennett [27] ont pu réaliser au moyen de cette méthode des mesures simultanées de deux composantes de vitesse et de la température dans une couche limite anisotherme. Ils ont utilisé une sonde constituée de 2 fils croisés et d'un troisième fil placé parallèlement à l'un des 2 autres fils, avec une séparation de 0,33 mm. En appliquant des coefficients de surchauffe de 1, 2 et de 1, 5, ils ont obtenu des résultats en accord avec ceux de la littérature, faisant ainsi de cette méthode un outil pour les mesures nécessitant une bande passante plus large. Smith et Smits [149], en basant leur approche sur une analyse particulière de la sensibilité des deux fils, ont réussi à réaliser des mesures instantanées de fluctuations de vitesse et de température dans la couche limite d'un écoulement compressible. Ne parvenant pas à reproduire les mesures de vitesse et de température dans un jet rond turbulent chauffé avec la même précision que celle de Blair et Bennett, Lienhard et Helland [107] ont examiné les limites de la méthode en la comparant à un fil froid. Trois conclusions essentielles ont été tirées de leurs observations : la sensibilité dynamique de la méthode est faible, la méthode est complètement inadaptée pour réaliser des mesures dans les écoulements fortement turbulents avec une faible fluctuation de température, la méthode n'est adaptée que dans les écoulements à faible intensité de turbulence et une forte fluctuation de température. Ils ont suggéré que ces faiblesses peuvent être attribuées au manque de résolution spatiale et aux problèmes d'interférence entre fils.

### 1.2.2.3 Sonde à un fil en CTA avec différents coefficients de surchauffes successifs

La méthode de surchauffe multiple consiste à soumettre séquentiellement un fil chaud à différents coefficients de surchauffes. À l'instar de la méthode des fils parallèles, elle est basée sur la différence de sensibilité du fil à la vitesse et à la température pour différents points de fonctionnement. En considérant la vitesse et la différence de température instantanée du fil et de l'écoulement comme les seules variables de la tension anémométrique instantanée du fil  $e(u(t), T_w - T(t))$ , on peut écrire d'après Brunn [38] :

$$e' = \chi_u u' + \chi_T T' \quad (1.57)$$

où  $e'$ ,  $u'$  et  $T'$  sont respectivement la composante fluctuante de la tension, de la vitesse et de la température instantanées obtenues en utilisant la moyenne d'ensemble, et supposés faibles, et  $\chi_u$  et  $\chi_T$  sont les coefficients de sensibilité du fil.

La relation 1.57 peut être réécrite sous une forme plus accessible :

$$\langle e'^2 \rangle = \chi_u^2 \langle u'^2 \rangle + 2\chi_u \chi_T \langle u'T' \rangle + \chi_T^2 \langle T'^2 \rangle. \quad (1.58)$$

Cette relation traduit une dépendance linéaire entre  $\langle e'^2 \rangle$  et les trois quantités que l'on vise à mesurer par cette méthode. En répétant la mesure  $n$  fois à chaque point de la grille de mesure pour  $n$  points de fonctionnement différents caractérisés chacun par un coefficient de surchauffe différent, on peut soit former un système surdéterminé de  $n$  équations résolubles par un algorithme de régression linéaire de type moindres carrés pour augmenter la précision de la méthode, soit adopter l'approche du diagramme des fluctuations de Owen, Horstman et Kussoy [128] et de Farcy [62]. Bien évidemment, en opérant de cette manière (1 coefficient de surchauffe par séquence d'acquisition), seules les quantités moyennes de la vitesse et de la température peuvent être découplées sans que soient accessibles les mesures instantanées de la vitesse et de la température.

Corrsin [50, 51] et Kovasznay [97, 98] sont parmi les premiers à mettre en œuvre cette méthode pour des écoulements à faibles vitesses et à des écoulements supersoniques. Cette méthode a également été utilisée entre autres par Fulachier et Dumas [68] dans une couche limite turbulente, et Farcy [62] dans un jet subsonique légèrement chauffé. Une variante de la méthode utilisée avec un fil croisé a permis à Corrsin et Uberoi [52] d'étudier le phénomène de transfert de chaleur et de masse dans un jet d'air turbulent chauffé grâce aux mesures de deux termes supplémentaires,  $\langle u'v' \rangle$  et  $\langle v'T' \rangle$ .

La première limite de cette méthode est sa bande passante. La constante de temps du système fil en CTA est une fonction décroissante du coefficient de surchauffe. Or pour bien augmenter la sensibilité du fil à la température, il faut diminuer considérablement ce

coefficient. La conséquence immédiate est que la fréquence de coupure de la méthode est contrainte par la plus faible surchauffe. Une des voies de sortie est l'utilisation du CVA dont la bande passante varie très faiblement avec le coefficient de surchauffe. La seconde limite de cette méthode est qu'elle ne permet pas d'accéder à la distribution instantanée des signaux de vitesse et de température, et donc à des quantités telles que les densités de probabilité jointes.

Contrairement aux travaux précédemment cités, l'anémométrie à fil chaud à surchauffe variable paramétrable (PCTA), développée en collaboration avec l'Institut Pprime (Joël Delville, inventeur d'un nouveau dispositif de mise en œuvre de la surchauffe variable [122, 124, 123]) permet d'accéder à la mesure simultanée de la température et de la vitesse. Le principe du PCTA consiste à appliquer plusieurs surchauffes de manière séquentielle au fil. Le PCTA a jusqu'à présent été mis en œuvre pour caractériser les transferts de chaleur principalement dans la soufflerie de couche de mélange (Ndoye *et al.* [122],[123]). L'extension de cette méthode à l'utilisation de fils croisés est un des objectifs de la thèse. Cette méthode sera décrite en détail dans le chapitre suivant.

### 1.2.3 Techniques alternatives

Elles font essentiellement appel au diagnostic optique. En associant la LDV (Laser Doppler Velocimetry) à un fil froid, Thole et Bogard [154] ont exploré une couche limite chauffée en s'intéressant aux corrélations vitesse-température. Cette combinaison a également été utilisée par Pietri, Amielh et Anselmet [136] dans un jet chauffé pour l'analyse des PDFs simples et conditionnelles ou encore par Hirota *et al.* [81] dans une couche de mélange thermique pour étudier l'influence des structures tourbillonnaires sur le transport de masse et de chaleur. Lemoine, Wolf et Lebouche [105], en combinant la LDV et la LIF (Laser Induced-Fluorescence), ont étudié avec succès les propriétés de la turbulence sur le transport de la chaleur dans un jet chauffé. Un grand nombre d'études plus récentes sur le mélange de concentration, température, densité ou de gaz se sont orientées vers la combinaison de la PIV (Particle Image Velocimetry) et la LIF. Cette combinaison a été utilisée par Sakakibara *et al.* [144] et Hishida et Sakakibara [82] pour la mesure des champs de mélange de température dans les écoulements turbulents, par Webster, Roberts et Ra'ad [161] pour la mesure des champs de mélange de concentration dans un jet turbulent ou encore de Koochesfahani, Cohn et Mackinnon [95] pour la mesure des champs de mélange de concentration dans une couche de mélange plane. Par ailleurs, on notera les mesures simultanées de vitesse et de température réalisées par Hui et Koochesfahani [83] dans le sillage d'un cylindre chauffé en combinant la MTV (Molecular Tagging Velocimetry) et la MTT (Molecular Tagging Thermometry). Ces techniques alternatives, pour performantes et prometteuses qu'elles soient, restent pour certaines, difficiles à mettre

en œuvre dans une soufflerie de grandes dimensions avec des gradients de température relativement modeste (celles basées sur la LIF), ou souffrent pour d'autres d'un volume de mesure encore important (celles basées sur la LDV).



---

---

## CHAPITRE 2

---

### MOYENS ET MÉTHODES

La couche de mélange anisotherme est étudiée au travers de son comportement global et de ses lois d'échelles liées à la turbulence et au transport de la température. Cette étude est menée de manière expérimentale par le développement et la mise en œuvre du PCTA avec une sonde à fils croisés dans la soufflerie de couche de mélange de l'Irstea dédiée à une telle étude. Les gammes de vitesse et de température accessibles dans cette soufflerie sont respectivement de  $[1; 5]$  m/s et de  $[5; 35]$  °C. Elles approchent les gradients de vitesse et de température rencontrés au niveau des techniques d'instauration de frontières aérauliques utilisées dans l'industrie agroalimentaire pour séparer des ambiances.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de la thèse de Ndoye [122] où le PCTA a été mise en œuvre avec une sonde à fil simple. Une description complète du principe du PCTA avec un fil simple et de la soufflerie de couche de mélange peut être consultée dans la thèse de Ndoye. Dans ce chapitre, nous détaillerons les évolutions méthodologiques qui ont permis la mise en œuvre du PCTA avec une sonde à fils croisés pour la mesure de la température et de deux composantes de la vitesse (longitudinale et transverse). Nous détaillerons également les méthodes, CCA pour la mesure de température et CTA fils croisés pour la mesure de vitesse. Ces deux méthodes seront utilisées par la suite pour évaluer les aptitudes du PCTA à la mesure de la turbulence. Les configurations expérimentales explorées seront ensuite abordées en décrivant la soufflerie de couche de mélange, sa qualification et les expériences réalisées, dont les résultats seront présentés et analysés dans les chapitres suivants.

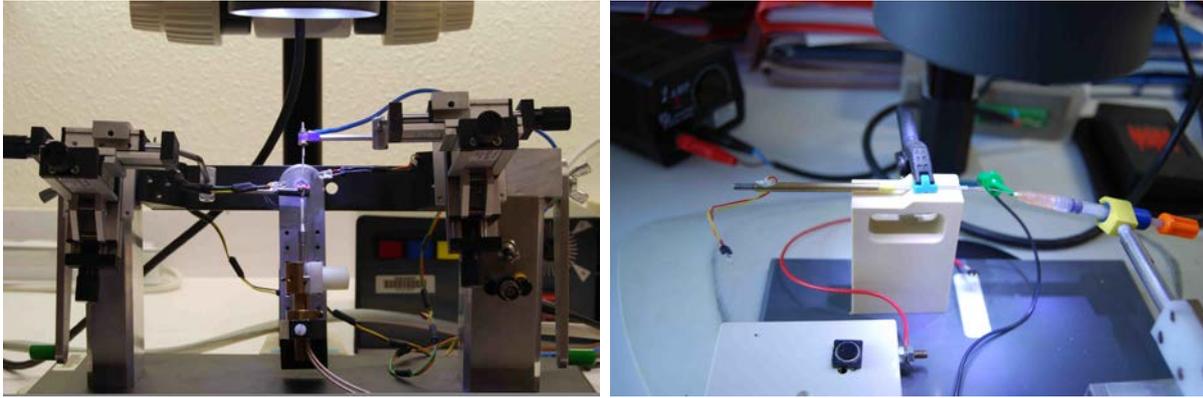


FIGURE 2.1 – Montage du processus de réalisation de nos sondes : à gauche montage de soudure et à droite montage de décapage.

## 2.1 Mise en œuvre des techniques classiques fil froid et fils chauds

Nous présentons dans cette section, l'anémométrie à fils chauds et la thermométrie à fil froid mises en œuvre dans cette étude pour permettre, par comparaison, l'évaluation de l'aptitude du PCTA à la mesure de la turbulence dans l'écoulement considéré.

### 2.1.1 Sondes utilisées

Les sondes utilisées pour la mesure de vitesse et de la température ont été réalisées au laboratoire Irstea. Pour la mesure de la vitesse, des fils en tungstène platiné de  $2,5\ \mu\text{m}$  et de  $0,5\ \text{mm}$  de longueur sont soudés aux extrémités de deux broches solidaires d'un support en céramique. Le savoir faire pour la réalisation de cette sonde est en grande partie issue de la collaboration avec le LEA de Poitiers. Pour la mesure de la température par CCA, un fil de Wollaston de  $1,25\ \mu\text{m}$  et de  $2\ \text{mm}$  de longueur a été soudée aux extrémités de deux broches identiques à celles utilisées pour les fils chauds. Le fil de Wollaston est ensuite partiellement décapé sur  $1\ \text{mm}$  par électro-érosion à l'aide d'une solution en acide nitrique et refroidi dans une solution de soude. Pour ce faire, nous nous sommes basés principalement sur un document portant sur la fabrication d'une sonde de Wollaston produit en 2006 par J. Lemay, du Laboratoire de mécanique des fluides, département de génie mécanique de l'Université de Laval. La figure 2.1 illustre les deux étapes les plus importantes dans la réalisation de nos sondes : le processus de soudure (à gauche) et le processus de décapage (à droite). Les fils en tungstène platiné sont complètement décapés à l'origine. Le processus de décapage ne concerne donc que le fil de Wollaston.

## 2.1.2 Anémométrie à fils chauds

L'anémométrie à fil chaud fait partie des plus anciennes techniques de mesure de vitesse dans un écoulement. Malgré les alternatives plus récentes telles que les techniques non intrusives que sont la LDV et la PIV, cette technique reste toujours très utilisée grâce à sa grande résolution temporelle et son petit volume de mesure.

### Rappel du principe et mise en œuvre

L'anémométrie à fil chaud consiste à mesurer le transfert de chaleur entre un fil métallique très fin (diamètre de l'ordre du micromètre) chauffé par effet joule et le fluide environnant de l'écoulement dans lequel il est placé. Le fil est refroidi par le phénomène de convection dû à la vitesse de l'écoulement. En mode CTA, le fil est placé dans un pont de Wheatstone maintenu en équilibre thermique par un asservissement. La puissance nécessaire pour réguler la température du fil est directement liée au transfert de chaleur entre le fil et l'écoulement et donc à la vitesse incidente. Dans un écoulement fluctuant, une variation de la vitesse de l'écoulement produit une variation de la résistance du fil et donc sa température, laquelle est immédiatement compensée par une augmentation ou une diminution du courant d'alimentation. La tension de déséquilibre est liée à la vitesse *via* la loi de King ou une loi empirique choisie au cours de l'étalonnage. Nous avons utilisé un anémomètre de type CTA TSI-1750 intégré par le CEAT de Poitiers et un coefficient de surchauffe de 1,8 de sorte à diminuer la sensibilité du fil à la température de l'écoulement.

### Lois de réponse du fil

Le développement de la théorie pour le bilan thermique d'un fil chauffé par effet Joule permet d'établir ses paramètres d'utilisation. Dans le cadre de cette étude, le rapport entre la longueur et le diamètre des fils utilisés ( $l/d$ ) est supérieur à 150 et la température des fils  $T_w$  n'excède pas 300 °C. Dans ces conditions, d'après Bruun [37], Perry [133], Collis et Williams [47] et Lomas [110], on peut négliger dans le bilan thermique les pertes par radiation et par conduction. En intégrant l'équation issue du bilan sur la longueur  $l$  du fil, on obtient :

$$\rho_w c_w l A_w \frac{dT_w}{dt} = Ri^2 + \pi dlh (T_w - T_a). \quad (2.1)$$

En régime permanent, toute l'énergie fournie au fil par effet Joule est équilibrée par une perte égale en convection, soit :

$$Ri^2 = \pi l k (T_w - T_a) Nu, \quad (2.2)$$

avec :

- $\rho_w$ , la masse volumique du fil ;
- $A_w$ , l'aire de la section du fil ;
- $c_w$ , la capacité du fil ;
- $h$ , le coefficient de convection ;
- $R$ , la résistance du fil ;
- $i$ , l'intensité du courant ;
- $l$ , la longueur du fil ;
- $d$ , le diamètre du fil ;
- $k$ , la conductivité thermique du fluide ;
- $T_w$ , la température du fil ;
- $T_a$ , la température ambiante ;
- $Nu$ , le nombre de Nusselt.

En considérant des variations faibles de la température autour de  $T_0$ , avec  $T_0$  une température de référence à laquelle la résistance du fil intégrée sur sa longueur  $l$  est  $R_0$ , on peut linéariser la variation de la résistance :

$$R = R_0 [1 + \alpha_0 (T_w - T_0)]. \quad (2.3)$$

En utilisant l'équation 2.3 et en prenant la relation proposée par Kramers [99] pour le nombre de Nusselt, avec dans le cas présent  $0,01 < Re_d < 1000$  et  $0,71 < Pr < 1000$  (avec  $Pr$  le nombre de Prandtl et  $Re_d$  le nombre de Reynolds du fil), on obtient la loi de King :

$$\frac{R}{R - R_a} i^2 = a + b\sqrt{U}, \quad (2.4)$$

où  $a$  et  $b$  dépendent des propriétés du fluide (conductivité et diffusivité thermiques) et de facteurs géométriques (longueur, rapport d'aspect). Dans le cas des écoulements anisothermes, la loi de King est utilisée avec une correction en température. On parle alors de la loi de King étendue :

$$e^2(t) \frac{T_w - T_a}{T_w - T(t)} = a + bu^n(t) \quad (2.5)$$

où  $e$  est la tension anémométrique mesurée et  $u$  et  $T$  sont les inconnues vitesse et température instantanée de l'écoulement. Les constantes  $a$ ,  $b$ ,  $n$  et  $T_w$  sont dans la pratique évaluées par une procédure d'étalonnage, et  $T_a$  est une température ambiante choisie par rapport aux conditions de l'expérience.

Pour des considérations historiques et physiques, la loi du fil chaud s'écrit souvent sous la forme implicite  $e = f(u)$ , en utilisant la loi de King 2.5 ou une loi polynomiale. Une inversion est dès lors nécessaire pour extraire la vitesse de l'écoulement. Néanmoins, il n'y a aucune contrainte mathématique empêchant d'avoir une expression explicite de la

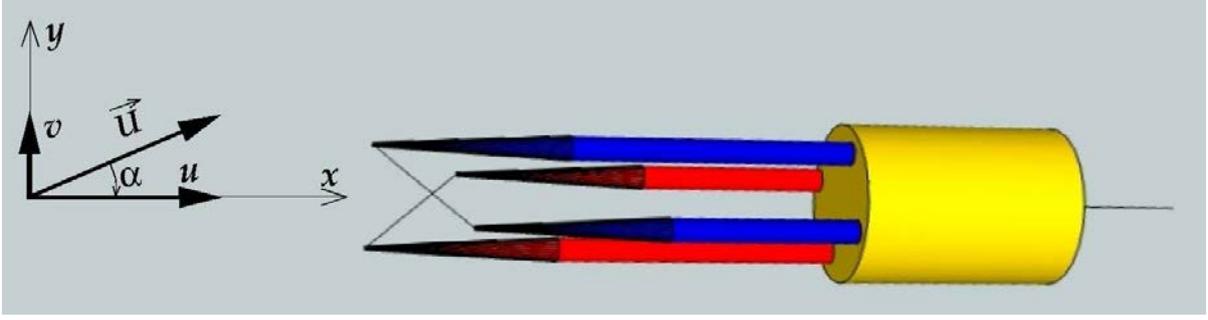


FIGURE 2.2 – Schéma d'une sonde à deux fils chauds croisés en X.

forme  $u = f(e)$ . Par exemple, George, Beuther et Shabbir [69] ont introduit une équation polynomiale de la forme :

$$u(t) = \sum_{m=0}^n a_m e^m(t) \quad (2.6)$$

Il faut noter que pour les faibles vitesses de l'ordre de 1 m/s, la loi de King prend moins bien en compte l'ensemble des effets thermiques sur le fil tandis qu'une loi polynomiale, entièrement empirique, restitue mieux tous ces effets.

Dans cette thèse, le CTA et le PCTA sont utilisés avec des sondes fils croisés pour lesquelles les lois d'étalonnages sont plus complexes. Nous verrons par la suite que nous nous sommes efforcés de privilégier l'utilisation de lois explicites. Néanmoins, la mesure de la température et la prise en compte d'éventuelles dérives nous ont conduit à effectuer une étape préalable d'étalonnage basée sur une loi polynomiale de la forme :

$$e^2(t) \frac{T_w - T_a}{T_w - T(t)} = \sum_{m=0}^4 a_m u^m(t) \quad (2.7)$$

### Sonde fils croisés

La mesure de deux composantes de la vitesse nécessite l'utilisation d'une sonde fils croisés. La figure 2.2 représente schématiquement la géométrie d'une telle sonde. Les deux fils de la sonde sont disposés en  $\times$ , inclinés approximativement d'un angle de  $45^\circ$ . Les deux composantes de vitesse mesurées sont dans le plan  $(x, y)$  parallèle aux deux fils. Pour un écoulement tridimensionnel, Jørgensen [86] propose que la vitesse  $u_e$  de refroidissement effective d'un fil est donnée par la relation suivante :

$$u_e^2 = (U_n^2 + k^2 U_t^2 + h^2 U_b^2), \quad (2.8)$$

où  $U_n$ ,  $U_t$ ,  $U_b$  sont respectivement la composante de vitesse normale au fil, la composante de vitesse tangentielle au fil et la composante de vitesse binormale au fil.

L'orientation de la sonde dans la couche de mélange plane entraîne une contribution négligeable de la composante binormale (suivant  $z$ ). La relation 2.8 peut alors s'écrire sous

la forme :

$$U_e^2 = \|\vec{u}\|^2 f(\alpha), \quad (2.9)$$

avec  $\alpha$  l'angle entre la vitesse incidente et la normale aux fils. Hinze [79], Webster [160], Champagne, Sleicher et Wehrmannal [43], Davies et Brunn [56] et, Fujita et Kovaszny [67], ont proposé différents modèles regroupés sous l'appellation « Cosinus-Law ». Ils sont basés sur des méthodes de projection pour  $f(\alpha)$  valables suivant un certain nombre d'hypothèses, comme par exemple un angle de  $45^\circ$  entre les deux fils. Dans le cadre de notre étude, les sondes sont fabriquées dans notre laboratoire, pour différentes raisons liées aux contraintes métrologiques imposées par le PCTA, et pour diminuer au maximum le volume de mesure.

La loi d'étalonnage utilisée est basée sur une formulation polynomiale d'ordre 3 en vitesse et en angle pour les deux fils joints, comme décrit dans la thèse de Youssef [166]. Cette loi est de la forme :

$$\begin{cases} \|\vec{u}(t)\| &= \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \gamma_{nm} (e_1^{**})^n(t) (e_2^{**})^m(t) \\ \alpha(t) &= \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \beta_{nm} (e_1^{**})^n(t) (e_2^{**})^m(t) \end{cases} \quad (2.10)$$

où  $e_1^{**}$  et  $e_2^{**}$  sont des tensions compensées en température et en dérive et  $\gamma_{nm}$  et  $\beta_{nm}$  sont les paramètres des fils à déterminer lors d'un étalonnage en vitesse-angle qui sera détaillé plus loin (cf. section 2.3).

Pour la compensation en température, en considérant que chacun des fils obéit à la loi de King 2.5 ou à la loi polynomiale 2.7, on a :

$$e_i^{*2}(t) = e_i^2(t) \left( \frac{T_{w,i} - T_a}{T_{w,i} - T(t)} \right) \quad (2.11)$$

où l'indice  $i$  fait référence à chacun des fils. La compensation en dérive des tensions corrigées en température est ensuite réalisée *in situ* (dans la soufflerie de couche de mélange et non plus dans la soufflerie spécifique d'étalonnage) pendant la campagne de mesure, si nécessaire. Lors de cette compensation de dérive les paramètres des fils initialement déterminés sont réajustés pour tenir compte de la dérive. La tension corrigée de la dérive et de la température s'écrit :

$$e_i^{**2}(t) = \frac{e_i^{*2}(t) - (a_{0i} + a'_i)}{1 + b'_i} \quad (2.12)$$

Les coefficients  $a_{0i}$ ,  $a'_i$  et  $b'_i$  proviennent de la relation 2.5 ou 2.7 réécrite sous la forme :

$$e_i^{*2}(t) = a_i + b_i f_i(u(t)), \quad (2.13)$$

à partir soit de la loi de King, soit de la loi polynomiale avec :

$$a_i = a_{0i} + a'_i, \quad (2.14)$$

$$b_i = (1 + b'_i) b_{0i}. \quad (2.15)$$

Les coefficients  $a'_i$  et  $b'_i$ , relatifs à la compensation en dérive, sont initialement nuls. Ils sont déterminés par la suite régulièrement *in situ* pendant la campagne expérimentale, par un étalonnage droit directement dans la soufflerie couche de mélange (cf. section 2.3).

### 2.1.3 Thermométrie à fil froid (CCA)

Une sonde à fil froid est souvent constituée d'un fil métallique fin avec de bonnes propriétés en terme de résistance mécanique et de sensibilité de la résistivité à la température. Le principe de fonctionnement est basé sur la mesure des variations de la résistance du fil en fonction de la température locale du fluide. Le fil est parcouru par un courant continu maintenu constant et de très faible intensité de sorte que son échauffement par effet joule puisse être négligé. La température du fil est légèrement supérieure à la température de l'écoulement, ce qui a conduit à l'appellation de fil froid.

Dans une certaine gamme en dessous d'une certaine vitesse de l'écoulement, le fil froid est insensible à la vitesse et les fluctuations de sa résistance sont seulement dues à la température locale de l'écoulement. La relation 2.4 fournit un lien entre la tension mesurée  $e = R_w i$  et la vitesse. En gardant le courant  $i$  faible et constant afin d'éviter l'échauffement par effet Joule et en mesurant uniquement les fluctuations de  $R_w$ , une mesure fiable de la température par le fil froid peut être obtenue. La relation reliant la tension de sortie à la température est une fonction affine de la forme :

$$e(T(t)) = a_0 + a_1 \cdot T(t) \quad (2.16)$$

avec  $e(T)$ , la tension anémométrique, et  $a_0$  et  $a_1$ , les paramètres de la sonde.

Le dispositif d'asservissement utilisé dans cette thèse est un pont à courant constant TSI modèle 183145. Les deux paramètres de la sonde sont évalués dans la soufflerie d'étalonnage (cf. section 2.3).

Nous avons mentionné plus haut que les sondes utilisées pour la mesure de vitesse et de la température ont été réalisées au laboratoire. Ce choix a été motivé par les caractéristiques spécifiques requises des sondes pour la mesure de la turbulence dans cette étude, notamment le faible volume de mesure recherché et la limitation de la résistance de fil acceptée par l'anémomètre PCTA.

### 2.1.4 Réponse impulsionnelle des sondes à fils froids

La réponse impulsionnelle des sondes fils froids utilisées doit être caractérisée afin de mieux évaluer les biais éventuels sur la mesure des fluctuations de température. Pour

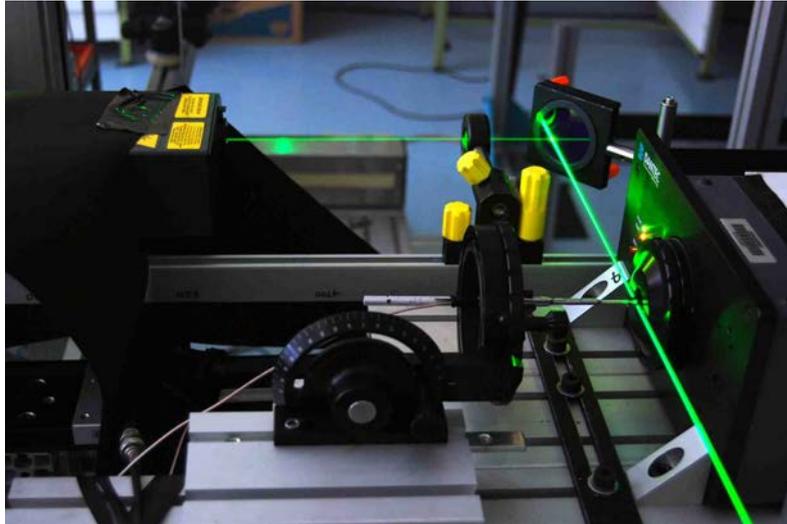
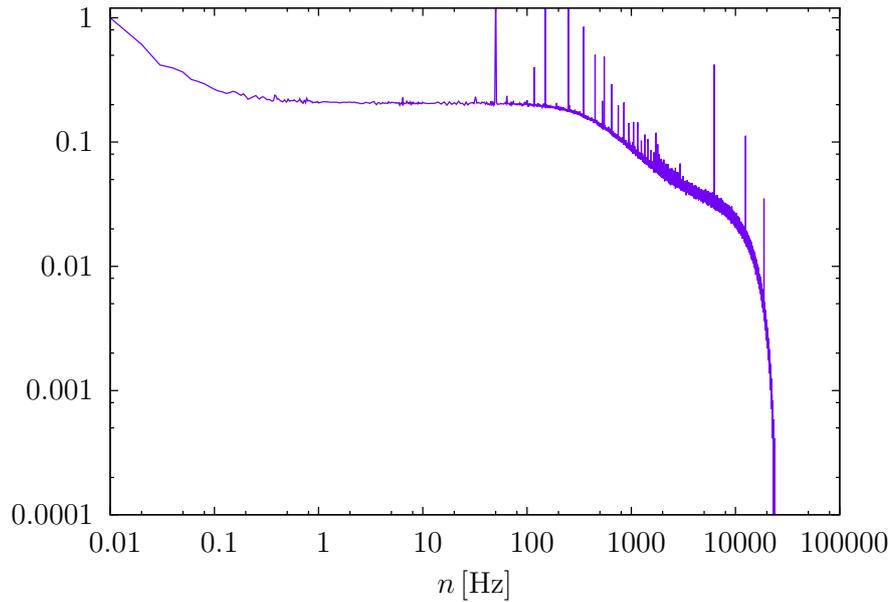


FIGURE 2.3 – Photo du dispositif.

ce faire, il est nécessaire d'atteindre des fréquences suffisamment basse ( $< 1$  Hz) pour qualifier les effets de conduction des broches et suffisamment hautes pour obtenir la largeur de la bande passante et le niveau d'atténuation des fluctuations de température aux échelles mesurées. Ce travail a été entrepris en début de thèse avec une sonde fil simple de  $2,5 \mu\text{m}$  de diamètre et une chaîne de mesure plus ancienne, développée au laboratoire de mécanique des fluides, département de génie électrique de l'Université de Laval. Il n'a malheureusement pas pu être réalisé pour la chaîne CCA effectivement utilisée dans cette thèse, soit le pont TSI associé à un fil de Wollaston de diamètre  $d = 1,25 \mu\text{m}$  (ou éventuellement à une sonde fil simple de  $2,5 \mu\text{m}$  pour vérifier les effets du diamètre sur la bande passante).

Le dispositif expérimental est constitué d'un jet soufflant à  $6 \text{ m/s}$ . La sonde est placée à la sortie du jet dans le cône potentiel. Un miroir et des lentilles convergentes permettent de focaliser un faisceau laser le plus uniformément possible sur la sonde (figure 2.3). L'un des avantages de ce dispositif réside dans le fait qu'il permet de balayer une large bande de fréquence ( $10^{-2}$  à  $10^4$  Hz) grâce à un laser qui émet des impulsions d'une durée de quelques nanosecondes à une fréquence très basse. Rappelons que la transformée de Fourier d'une fonction de Dirac (l'impulsion) est une constante dans l'espace spectral. La forme de la réponse impulsionnelle de toute la chaîne de mesure, dans l'espace spectral, permet de caractériser sa bande passante.

La figure 2.4 montre la fonction de transfert du fil de  $2,5 \mu\text{m}$ . Elle est à rapprocher de la figure 1.12 sur l'influence des caractéristiques géométriques du fil froid sur le module de sa fonction de transfert. L'acquisition du signal a été effectuée à  $50 \text{ kHz}$ . L'intervalle entre les impulsions était de  $100 \text{ s}$ . Les transformées de Fourier ont été calculées sur des séquences de  $100 \text{ s}$ , contenant chacune une impulsion. La fonction de transfert résulte de

FIGURE 2.4 – Fonction de transfert du fil de  $d = 2,5 \mu\text{m}$ .

la moyenne des 72 transformées de Fourier obtenues.

Aux fréquences très faibles, en deçà de 1 Hz, la fonction de transfert décroît sous l'effet de l'inertie des broches. Un plateau se dégage ensuite entre 1 et 500 Hz, avec une atténuation de 70%. Pour un fil aux caractéristiques proches, Paranthoën et Lecordier [129] ont obtenu une atténuation plus faible de 20%. Cette différence peut être attribuée aux performances du pont CCA ou à la manière dont a été excité le fil par une impulsion. Au niveau des caractéristiques du fil, la valeur de l'atténuation dépend essentiellement de l'impact sur le fil de l'inertie thermique des broches (et donc de l'écart entre les deux broches), et l'étendue du plateau est liée au diamètre du fil (voir également Paranthoën et Lecordier [129]). Au-delà du plateau, la première décroissance correspond à la fréquence de coupure de la chaîne de mesure et le second au filtre passe-bas de la chaîne d'acquisition ETEP.

La réponse impulsionnelle permet d'évaluer la sous-estimation de l'intensité des fluctuations de température. Cette réponse n'a certes pas pu être obtenue pour un fil de Wollaston de  $d = 1,25 \mu\text{m}$  décapé sur une longueur de 1 mm avec une distance entre broches de 3 mm. Cependant, les modèles établis dans la littérature indiquent que ces caractéristiques géométriques conduisent à une fréquence de coupure du fil de l'ordre de 1 kHz et une atténuation négligeable, du fait d'une faible influence de l'inertie des broches.

## 2.2 Extension de la thermo-anémométrie à surchauffe multiple à des sondes fils croisés

L'anémométrie à température de fil variable a été développée au Laboratoire d'Études Aérodynamiques (LEA) de Poitiers. Elle a été mise en œuvre par Ndoye [122], dans un travail de thèse co-encadré par le Cemagref (devenu aujourd'hui Irstea) et le LEA, pour la mesure simultanée de la température et de la composante longitudinale de la vitesse dans une couche de mélange anisotherme. Le lecteur pourra trouver une description détaillée de la chaîne PCTA, de la méthode et de la validation dans la thèse de Ndoye [122] et dans les publications qui ont suivies [124, 123]. Dans cette section, nous en rappelons le principe et nous détaillons les modifications apportées à la méthode pour la faire évoluer vers la mesure de deux composantes de vitesse ( $u$  et  $v$ ) et de la température.

### 2.2.1 Principe du PCTA

La conception du PCTA dérive directement de celle du CTA. En mode CTA, une seule surchauffe est appliquée au fil. Sa température est donc maintenue constante au cours du temps. En partant du principe que le fil chaud est sensible à la vitesse pour les surchauffes élevées et à la température pour les surchauffes faibles, différents auteurs ont mis en œuvre le principe des surchauffes multiples pour mesurer simultanément la vitesse et la température. En ce qui concerne le PCTA, plusieurs surchauffes sont appliquées de manière séquentielle au fil, ce qui suppose que sur des temps assez courts, le fil passe d'un régime de CTA à un autre. Le PCTA permet alors d'accéder à des séries de mesures temporelles synchrones de vitesse et de température. Pour les méthodes de surchauffe multiple classiques, comme celle proposée par Corrsin et Uberoi [50] pour l'étude d'un écoulement à faible vitesse et plus tard par Kovasznay [97] pour l'étude d'un écoulement supersonique, seuls les moments d'ordre deux de vitesse, de température et les corrélations jointes vitesse-température sont accessibles. Elles ne permettent pas de calculer des moments d'ordre élevé.

La carte anémomètre PCTA est une carte de type CTA pour laquelle l'application des coefficients de surchauffe est programmable et se fait séquentiellement à une fréquence constante imposée. Elle a été conçue au LEA de Poitiers par Joël Delville et la fabrication a été sous traitée à la société ETEP. La figure 2.5 montre le circuit électronique de la carte PCTA. La différence entre le circuit électronique d'une carte-anémomètre classique et le circuit électronique d'une carte-anémomètre PCTA vient de l'intégration de la partie en pointillé qui commande les paliers de surchauffe. Le coefficient de surchauffe, défini comme étant le rapport de la résistance du fil à la température de fonctionnement et celle du fil

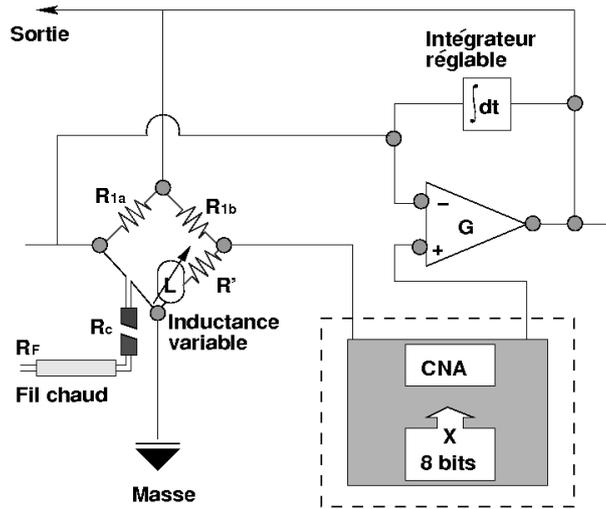


FIGURE 2.5 – Schéma du circuit électronique de la carte-anémomètre PCTA.

non chauffé dans l'écoulement, s'applique via une consigne  $X$  transmise par l'intermédiaire d'un convertisseur digital/analogique (CNA). Il a pour fonction de faire varier la tension aux bornes de  $R'$  (il faut rappeler que pour le CTA classique, cette tension une fois appliquée est maintenue constante). Elle est codée sur 8 bits, soit entre 0 et 255. En plus d'un intégrateur qui permet de minimiser l'erreur de traînage et d'amortir les oscillations lors des transitions rapides d'un palier de tension à un autre, une inductance variable est disposée sur le pont pour offrir la possibilité de régler la réponse impulsionnelle du circuit en présence du fil. La consigne en octet à envoyer au convertisseur digital/analogique pour appliquer un coefficient de surchauffe  $a_s$  au du pont est définie par la relation :

$$X = 256 \left( \frac{a_s \cdot R_0 + R_c}{a_s \cdot R_0 + R_c + R_{1a}} + \frac{1}{G} \right) \left( \frac{R' + R_{1b}}{R'} \right) \quad (2.17)$$

Par comparaison à un anémomètre CTA classique,  $R'$  est un potentiomètre qui satisfait à la condition :

$$R' \geq K(a_s \cdot R_f + R_c) \quad \text{avec} \quad K = \frac{R_{1b}}{R_{1a}}. \quad (2.18)$$

Dans le cas PCTA, on impose cette condition avec  $R'$  constante et choisie pour une valeur de  $a_s$  maximale ( $a_s = 2$ ). Ce choix et les conditions d'utilisation contraignent la résistance du fil à  $R_f \leq 10 \Omega$ , et la résistance du câble à  $R_c \leq 2 \Omega$ . On a alors  $R_{1a} = 22 \Omega$ ,  $R' = 120 \Omega$ ,  $R_{1b} = 120 \Omega$  et un rapport de pont  $K = 5,5$ . Ces conditions limitent d'entrée le choix des diamètres de fil et leur longueur. Le pont ne peut supporter que des fils de diamètre supérieur ou égal  $2,5 \mu\text{m}$ . Cette contrainte est liée au matériel ETEP à disposition et peut être levée avec une autre conception des circuits.

La configuration de l'anémomètre se fait *via* une interface utilisateur (IHM) installée sur un PC. La mesure de la résistance du câble, la mesure de la résistance du fil, l'application des coefficients de surchauffe et leur durée s'effectuent à travers cette interface.

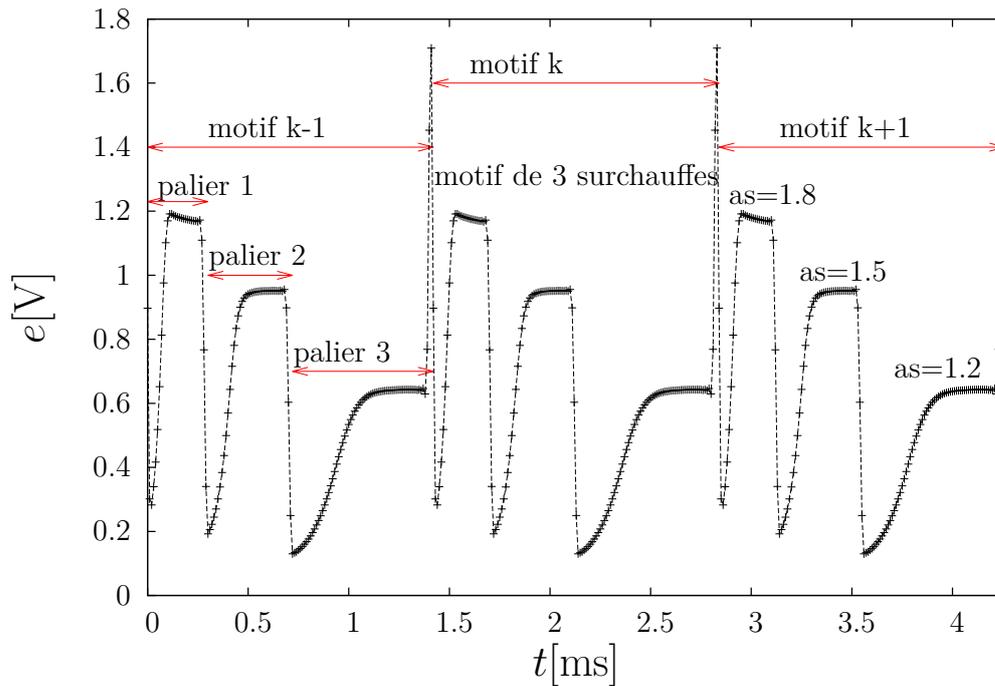


FIGURE 2.6 – L’allure du signal en sortie de l’anémomètre pour  $N_s = 3$  surchauffes.

Le choix du nombre de surchauffes, variant de 2 à 8, définit un motif. Chaque surchauffe est appliquée sur une durée comprise entre  $10 \mu\text{s}$  et  $81,92 \text{ ms}$ . La longueur du palier exploitable de tension dépend du diamètre du fil, de la longueur du plateau désirée et de la vitesse et de la température de l’écoulement vu par le fil. Chaque palier comporte une période transitoire correspondant au passage d’une surchauffe à une autre et dont la durée dépend du niveau des surchauffes, et une période active qui commence lorsque le fil atteint sa température de fonctionnement. Le rapport des durées de la période active et de la période transitoire croît avec le coefficient de surchauffe. La durée d’un motif est la somme des durées des paliers le constituant. La durée minimale d’un motif correspond à une bande passante de  $3 \text{ kHz}$  dans le meilleur des cas. Un exemple de signal de sortie de l’anémomètre est présenté sur la figure 2.6.

## 2.2.2 Lois de réponse pour des sondes fils croisés

Les lois de réponse utilisées dans cette partie sont les mêmes que celles qui sont présentées dans le paragraphe 2.1.2 pour le mode de fonctionnement CTA classique. Il s’agit des relations :

$$e_i^2(t) \left[ \frac{T_{w,i} - T_a}{T_{w,i} - T(t)} \right] = \sum_{m=0}^4 a_m u^m(t), \quad (2.19)$$

utilisées pour traiter chaque fil individuellement et des relations :

$$\begin{cases} \|\vec{u}(t)\| &= \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \gamma_{nm} (e_1^*)^n (e_2^*)^m (t) \\ \alpha(t) &= \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \beta_{nm} (e_1^*)^n (e_2^*)^m (t) \end{cases} \quad (2.20)$$

pour la loi conjointe des deux fils de la sonde fils croisés avec :

$$e_i^{*2}(t) = e_i^2(t) \left[ \frac{T_{w,i} - T_a}{T_{w,i} - T(t)} \right] \quad (2.21)$$

### 2.2.3 Découpage des signaux ou séparation des surchauffes

Le découpage des signaux ou la séparation des surchauffes est réalisé par un algorithme de détection du début du premier motif. Pour chaque coefficient de surchauffe, un palier moyen est d'abord calculé. Il est ensuite soustrait aux paliers instantanés. Un filtrage médian sur la partie fluctuante permet ainsi de récupérer, en ajoutant une tension caractéristique du coefficient de surchauffe, les valeurs des tensions pseudo-instantanées  $e_{k,ij}$  pour chaque fil  $i$ , chaque palier  $j$  et chaque motif  $k$  ( $i = 1, 2$ ,  $j = 1, N_s$  et  $k = 1, N_m$ ), où  $N_s$  désigne le nombre de surchauffes et  $N_m$  le nombre de motifs. Un exemple de signal obtenu par un tel algorithme est présenté sur la figure 2.7. Chaque courbe représente l'évolution au cours du temps de la tension anémométrique pour une surchauffe donnée ( $a_s = 1,9$  pour la courbe du haut et  $a_s = 1,3$  pour celle du bas). Notons que sur cette figure, une tension de 0,41 V a été ajoutée à la tension de la surchauffe la plus faible pour réduire l'écart entre les deux signaux et mieux visualiser les fluctuations simultanées.

### 2.2.4 Méthodes de résolution

Toutes les lois utilisées dans cette section étant non linéaires, une attention particulière doit être portée sur le choix des méthodes de résolution. Lors de la phase d'étalonnage, le système obtenu pour estimer les paramètres des lois est grandement surdéterminé. Le choix s'est donc orienté vers une méthode de régression non linéaire des moindres carrés. Lors de la phase de mesure, pour déterminer la température et les composantes de vitesse, le choix de la méthode de résolution est fonction du nombre de surchauffes. Pour un nombre de surchauffes  $N_s$  supérieur ou égal trois, le système est surdéterminé, et on utilise une méthode de régression non linéaire aux moindres carrés. Pour un nombre de surchauffe égal à deux, ce qui sera le cas dans cette thèse, deux méthodes de résolution différentes peuvent être utilisées, selon la procédure d'estimation des variables d'état. La première est la résolution directe du système à deux inconnues par un algorithme du type Newton-Raphson. La seconde consiste à réécrire le système qui est une relation explicite

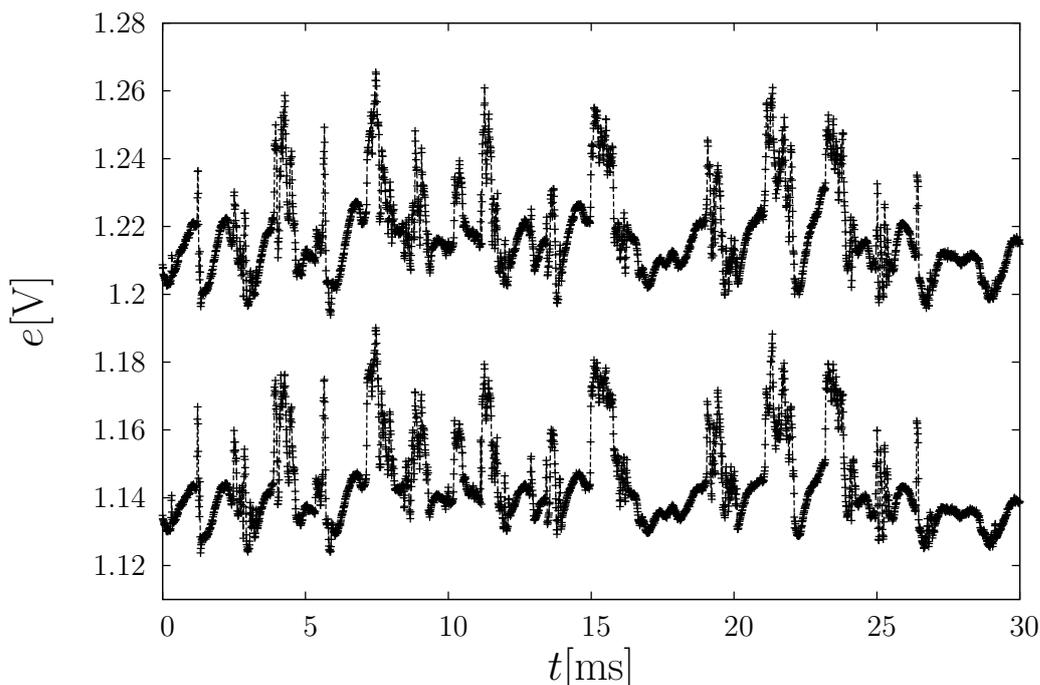


FIGURE 2.7 – Signaux instantanés de la tension anémométrique après décimation (processus d’extraction d’une tension représentative de chaque palier) pour  $N_s = 2$  surchauffes en un point de la zone pleinement développée de la couche de mélange.

de la vitesse sous la forme d’une équation à une seule inconnue (température) et à la résoudre par un algorithme de Newton-Raphson.

### Phase d’étalonnage

L’algorithme de régression non linéaire de Levenberg-Marquardt est utilisé pour déterminer les coefficients de la loi d’étalonnage. Le problème consiste à estimer les paramètres  $A$  qui minimisent la somme quadratique des déviations des mesures  $M$  à la loi  $f(A, V)$  où  $V$  désigne les variables d’état et  $A$  les paramètres de la sonde. Ici  $A$ ,  $V$  et  $M$  sont multidimensionnelles.

La sonde est étalonnée dans la gamme de vitesse et de température liées aux configurations explorées. En fonction du nombre de surchauffes, on dispose des échantillons de tension anémométrique de la forme  $e_{k,ij}$ , issus de la méthode de décimation décrite plus haut, et de la vitesse  $u_k$ , de la température  $T_k$  et de l’angle  $\alpha_k$  de référence. Ces mesures de référence sont supposées constantes pendant la durée d’un motif  $j$ . Les niveaux de surchauffe et les fils sont traités indépendamment au cours de la procédure d’étalonnage à incidence nulle. Les détails de cette procédure se trouvent dans la section 2.3. Dans la suite de la description, pour conserver les mêmes notations que dans le mode CTA classique présenté dans la section 2.1.2, l’indice  $k$ , qui traduit l’évolution temporelle des motifs, sera remplacé dans certains cas par une dépendance directe en temps dans les différentes variables. En considérant que la vitesse, la température et l’angle sont constants pendant

la durée d'un motif, la relation 2.19 s'écrit sous la forme :

$$\frac{e_{ij}^2(t) \left[ \frac{T_{w,ij} - T_a}{T_{w,ij} - T(t)} \right] - (a_{00,ij} + a'_{0,ij})}{1 + b'_{ij}} = \sum_{n=1}^4 a_{n,ij} u^n(t), \quad (2.22)$$

où  $T_{w,ij}$  et  $a_{n,ij}$  avec  $0 \leq n \leq 4$  sont les paramètres liés à chaque fil. Les coefficients  $a_{0,ij}$ ,  $a'_{0,ij}$  et  $b'_{ij}$  sont introduits pour prendre en compte d'éventuelles dérives dues au vieillissement des fils. Ils sont obtenus en réécrivant le terme de droite de la relation 2.22 sous la forme :

$$\sum_{n=0}^4 a_{n,ij} u^n(t) = a_{0,ij} + b_{ij} f_{ij}(u(t)), \quad (2.23)$$

avec

$$\begin{aligned} a_{0,ij} &= a_{00,ij} + a'_{0,ij} \\ b_{ij} &= (1 + b'_{ij}) b_{0,ij} \end{aligned}$$

Les coefficients  $a'_{0,ij}$  et  $b'_{ij}$  sont nuls lorsqu'il n'y a pas de compensation en dérive.

L'hypothèse d'un écoulement uniforme pendant la durée d'un motif est très forte. Elle conduit à filtrer les fluctuations de fréquences supérieures à l'inverse de la durée d'un motif. Dans cette étude, à la différence de Ndoye [122], nous proposons de recombinaer les paliers pour diminuer l'effet de ce filtrage. Ceci sera présenté dans le paragraphe sur la phase de mesures, dans l'explication de la détermination de la température et des deux composantes de la vitesse.

Pour l'étalonnage en angle, une loi polynomiale du type 2.20 permet de relier les tensions  $e_{k,ij}$  et les températures  $T_k$  aux vitesses  $U_k$  d'une part et aux angles  $\alpha_k$  d'autre part. Ces lois peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \|\vec{u}(t)\| &= \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \gamma_{nm,j} (e_{1j}^{**})^n(t) (e_{2j}^{**})^m(t) \\ \alpha(t) &= \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \beta_{nm,j} (e_{1j}^{**})^n(t) (e_{2j}^{**})^m(t) \end{cases} \quad (2.24)$$

où  $\gamma_{nm,j}$  et  $\beta_{nm,j}$ , avec  $0 \leq n + m \leq 3$ , sont les paramètres liés à la loi conjointe des deux fils respectivement en vitesse et en angle pour chaque surchauffe  $j$  et avec :

$$(e_{ij}^{**})^2 = \frac{e_{ij}^2(t) \left[ \frac{T_{w,ij} - T_a}{T_{w,ij} - T(t)} \right] - (a_{00,ij} + a'_{0,ij})}{1 + b'_{ij}}. \quad (2.25)$$

Le problème de minimisation peut alors s'écrire sous la forme :

$$\begin{cases} (\tilde{g}_{ij}, \tilde{f}_{ij}) &= \arg \min_{g_{ij} \in \mathcal{H}_1, f_{ij} \in \mathcal{H}_2} \sum_{k=1}^{N_m} [g_{ij}(e_{k,ij}, T_k) - f_{ij}(u_k)]^2 \\ \tilde{h}_j &= \arg \min_{h_j \in \mathcal{H}_3} \sum_{k=1}^{N_m} [ \|\vec{u}_k\| - h_j(e_{k,1j}^{**}, e_{k,2j}^{**}) ]^2 \\ \tilde{\phi}_j &= \arg \min_{\Phi_j \in \mathcal{H}_4} \sum_{k=1}^{N_m} [ \alpha_k - \phi_j(e_{k,1j}^{**}, e_{k,2j}^{**}) ]^2 \end{cases} \quad (2.26)$$

avec,

$$\mathcal{H}_1 = \{g_{ij}/g_{ij}(x_{ij}, y_j) = \left(x_{ij}(t) \sqrt{\frac{T_{w,ij} - T_a}{T_{w,ij} - y_j(t)}}\right)^2\} \quad (2.27)$$

$$\mathcal{H}_2 = \{f_{ij}/f_{ij}(x) = \sum_{n=0}^4 \chi_{n,ij} x^n\} \quad (2.28)$$

$$\mathcal{H}_3 = \{h_j/h_j(x_{1j}, y_{2j}) = \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \chi_{nm,j} (x_{1j})^n(t) (y_{2j})^m(t)\} \quad (2.29)$$

$$\mathcal{H}_4 = \{\phi_j/\phi_j(x_{1j}, y_{2j}) = \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \chi_{nm,j} (x_{1j})^n(t) (y_{2j})^m(t)\} \quad (2.30)$$

### Phase de mesures

Les lois d'étalonnage peuvent être utilisées suivant différentes procédures pour estimer les variables d'états (norme de la vitesse, angle et température) lors de la phase de mesure. Globalement, une régression peut être effectuée :

- sur l'ensemble des lois pour chacun des fils, pour estimer une température et une vitesse de refroidissement pour chacun de ces fils. Cette démarche est analogue à celle de Ndoye. En revanche, ces températures sont ensuite utilisées pour le calcul direct de la norme de la vitesse et de l'angle avec les lois jointes des deux fils ;
- sur l'ensemble des lois jointes des deux fils, pour estimer simultanément les variables d'états en utilisant les mesures de tension de toutes les surchauffes et de tous les fils. Ces lois jointes étant découplées, la régression peut se faire uniquement sur l'une des deux lois jointes. La température et la norme de la vitesse ou l'angle sont estimés simultanément, puis l'une ou l'autre de ces deux variables d'états est calculée directement.

Les deux méthodes donnent de bons résultats, avec un léger niveau supérieur de bruit pour la première. La méthode retenue est une régression sur la loi jointe des deux fils pour la norme de la vitesse, l'angle étant ensuite calculé directement.

Le choix du nombre de surchauffes  $N_s$  utilisé conditionne également la procédure de résolution. Pour  $N_s \geq 3$  le système est surdéterminé et on peut utiliser la régression non linéaire de Levenberg Marquart pour estimer la norme de la vitesse et la température. Pour  $N_s = 2$ , ce qui sera le cas dans cette étude, les variables à estimer par régression peuvent se réduire à la température. En effet, pour chaque surchauffe, on peut écrire le système donné par la première relation de 2.24 sous la forme :

$$\begin{cases} \|\vec{u}(t)\| &= \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \gamma_{nm,1} (e_{11}^{**})^n(t) (e_{21}^{**})^m(t) \\ \|\vec{u}(t)\| &= \sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} \gamma_{nm,2} (e_{12}^{**})^n(t) (e_{22}^{**})^m(t) \end{cases} \quad (2.31)$$

En égalant les deux relations, on obtient une équation en  $T(t)$  qui peut s'écrire sous la forme :

$$\sum_{n=0, m=0}^{n+m \leq 3} [\gamma_{nm,1} (e_{11}^{**})^n(t) (e_{21}^{**})^m(t) - \gamma_{nm,2} (e_{12}^{**})^n(t) (e_{22}^{**})^m(t)] = 0. \quad (2.32)$$

La température  $T(t)$  est estimée par un algorithme de Newton-Raphson. La norme de la vitesse et l'angle sont ensuite calculés en l'injectant dans les lois jointes 2.24. Les deux composantes de la vitesse sont obtenues par une simple projection.

Il faut souligner que le logiciel de configuration de l'anémomètre définit un motif comme une succession de  $N_s$  paliers, avec des coefficients de surchauffe décroissants. La durée du motif, tel qu'il est défini par le logiciel, est donnée par la somme des durées des paliers qui le constituent. Cette durée est principalement conditionnée par la durée de la plus faible surchauffe, du fait d'une plus longue transition avant équilibre. Au cours du post-traitement, le motif considéré pour l'estimation peut être redéfini librement. Un nouveau motif peut être construit par l'assemblage de plusieurs motifs ou paliers successifs. Nous avons reconstruit le motif  $k$  en utilisant le dernier palier du motif  $k - 1$ , celui de la plus faible surchauffe, et le premier palier du motif courant  $k$ , celui de la plus grande surchauffe. La figure 2.8 montre l'allure des motifs recombinaisonnés. En ne considérant que la partie active des paliers, on peut clairement remarquer que la durée sur laquelle on suppose les fluctuations de vitesse et de température négligeables devient plus faible par rapport à la durée des motifs initiaux, ce qui améliore de façon très significative la validité de l'hypothèse de stabilité des variables sur la durée du motif traité.

Un exemple de la recherche de la solution pour  $N_s = 3$  est présenté sur la figure 2.9. Elle montre le point d'intersection des 3 courbes représentatives chacune de la loi jointe des fils de chaque surchauffe et dont la projection sur les axes correspond à la solution. Étant donné que  $N_s = 3$ , nous avons utilisé la régression non linéaire de Levenberg Marquart. Le problème de minimisation dans ce cas peut s'écrire :

$$(\tilde{u}_k, \tilde{T}_k) = \arg \min_{(\|\tilde{u}_k\|, T_k) \in \mathcal{H}} \sum_{j=1}^{N_s} [\|\tilde{u}_k\| - h_j(e_{k,1j}^{**}, e_{k,2j}^{**})]^2 \quad (2.33)$$

où  $\mathcal{H}$  est l'ensemble des valeurs admissibles que peut prendre le couple  $(\|\tilde{u}_k\|, T_k)$ ,  $e_{k,ij}^{**}$  est donné par la relation 2.25 et  $e_{k,ij}$  est la tension mesurée pour le motif de post-traitement  $k$ . Les figures 2.10, 2.11 et 2.12 illustrent la recherche de la solution dans le plan de la vitesse de refroidissement et de la température. Pour un fil pris indépendamment, la recherche se fait dans le plan vitesse-température en utilisant la relation 2.22 (figure 2.10). Pour la recherche jointe sur deux fils, elle se fait soit dans le plan de la norme de la vitesse et de la température en utilisant la relation 2.31 (figure 2.11) ou soit sur l'axe de la température en utilisant la relation 2.32 (figure 2.12).

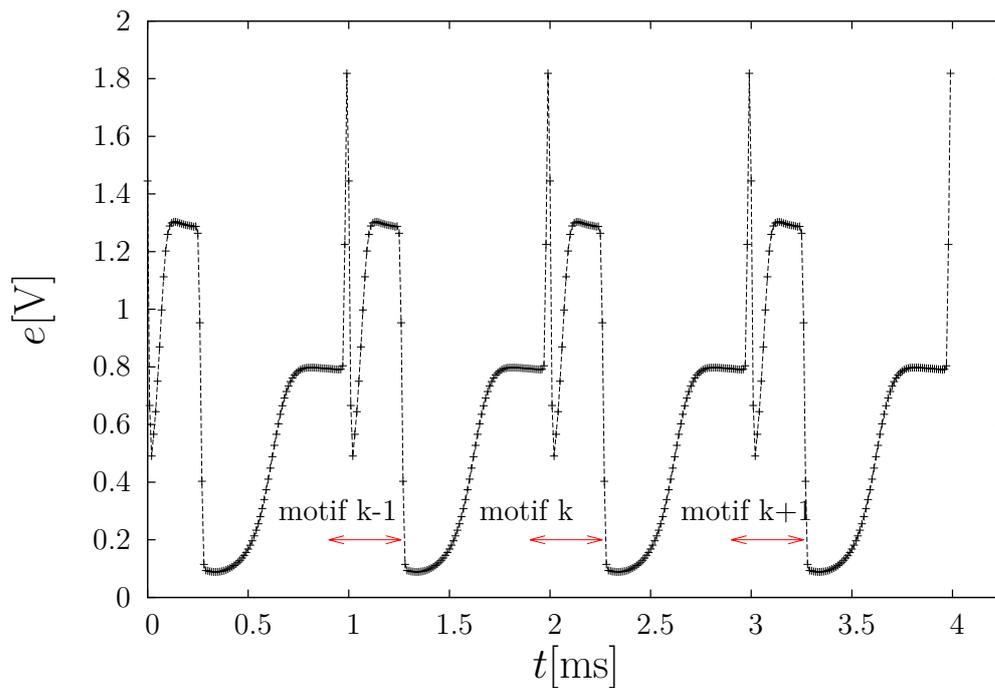
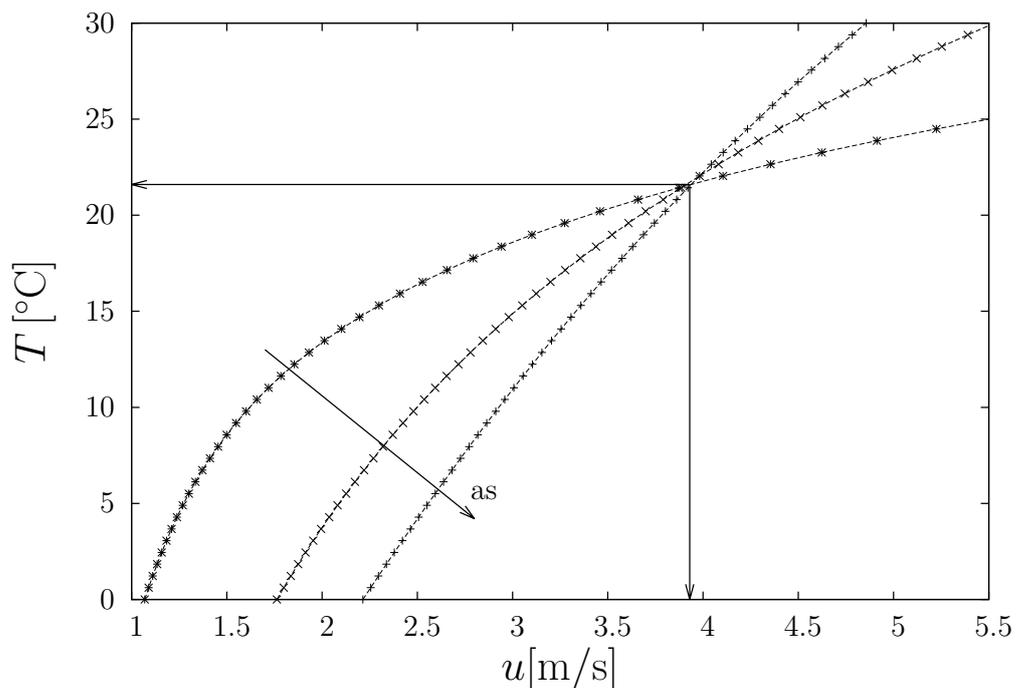


FIGURE 2.8 – Allure typique des motifs recombinaés au post-traitement.


 FIGURE 2.9 – Exemple de la recherche de la solution  $(u_k, T_k)$  pour  $N_s = 3$  pour un fil pris indépendamment.

### 2.3 Description de la procédure d'étalonnage

Cette étude s'appuie sur des mesures au moyen de sonde, dont l'élément sensible est constitué d'un ou plusieurs fils fins, plongés dans un écoulement cisailé avec gradient de température. Il s'avère donc nécessaire d'étalonner les sondes en vitesse-température. Pour ce faire, Irstea dispose d'une petite soufflerie à circuit semi-ouvert. Elle permet de

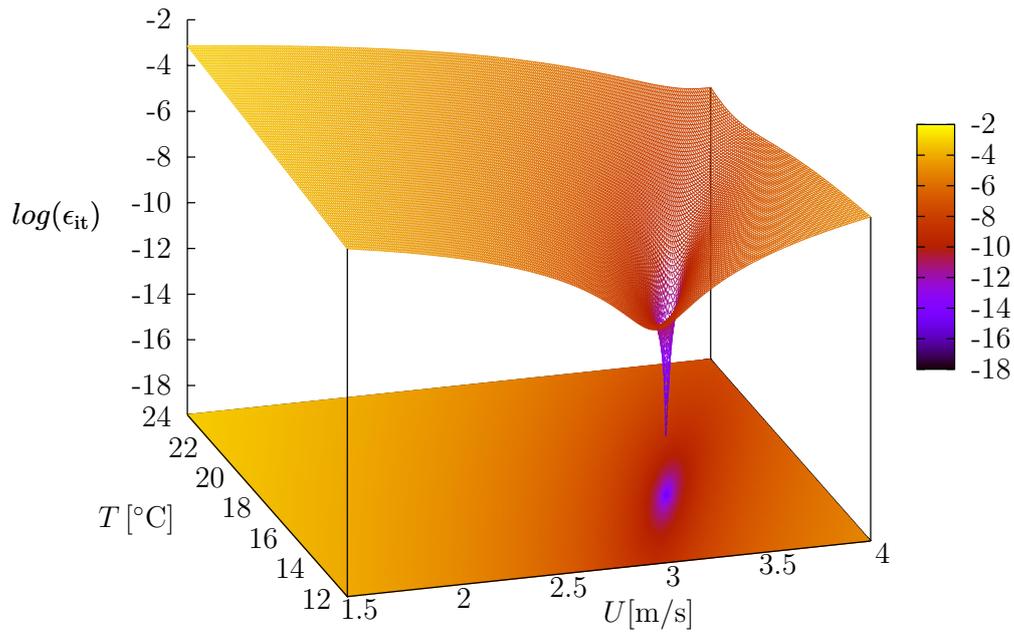


FIGURE 2.10 – Représentation 3D de la recherche de la solution dans le plan  $(U_k, T_k)$  au cours de la procédure de minimisation pour un fil, où  $U_k$  désigne la vitesse de refroidissement du fil et  $T_k$  la température de l'écoulement sur le motif  $k$ .

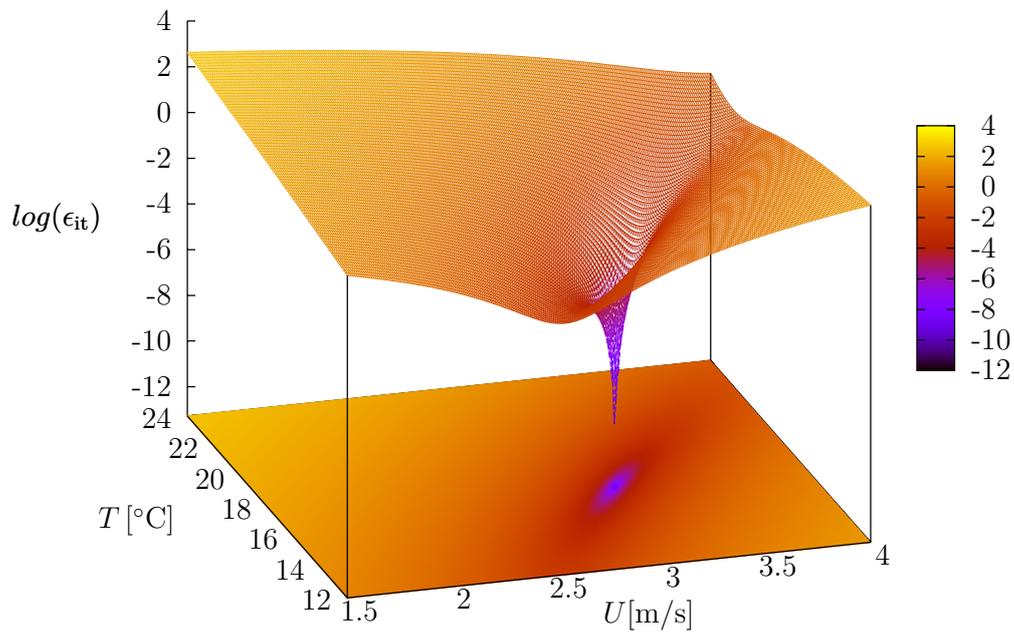


FIGURE 2.11 – Représentation 3D de la recherche de la solution dans le plan  $(\|\vec{u}_k\|, T_k)$  au cours de la procédure de minimisation.

relier les propriétés physiques du fluide aux paramètres des sondes par l'intermédiaire d'un étalon de référence. Elle comprend un ventilateur centrifuge équipé d'un variateur permettant de contrôler la vitesse de 0,5 à 12 m/s. Ce dernier alimente en air un caisson de mise en pression équipé de mousses, de nids d'abeille et prolongé par un convergent de

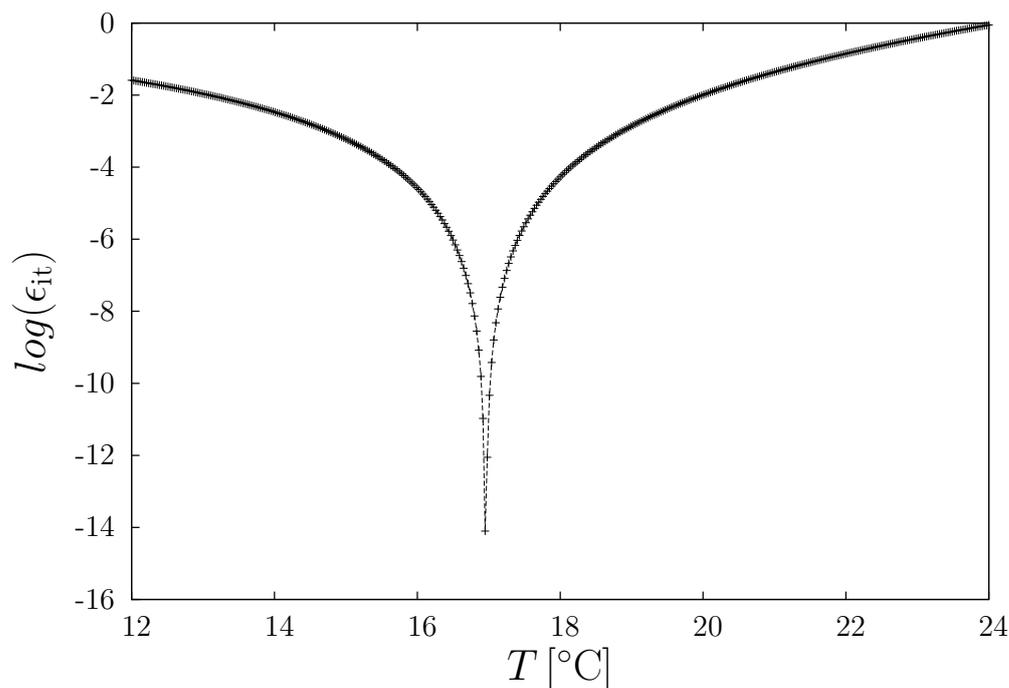


FIGURE 2.12 – Recherche de la solution sur l’axe de la température pour la loi utilisée dans l’algorithme de Newton-Raphson.

coefficient de contraction 4. La veine d’essai, de 100 cm de long et  $28 \times 28 \text{ cm}^2$  de section est alimentée à l’entrée par un écoulement ayant un profil de vitesse uniforme. Un système de résistance chauffante à puissance variable et un échangeur air-eau glycolée placé dans le circuit de retour de la soufflerie permet de réguler la température entre 5 et  $40^{\circ}\text{C}$ . La soufflerie est équipée d’un système de rotation automatisé des supports de sondes, ce qui permet de réaliser un étalonnage en angle des sondes fils croisés (figure 2.13).

La méthode d’étalonnage utilisée dans cette étude est détaillée dans les thèses de Ndoye [122] et Youssef [166]. Les mesures proviennent de plusieurs capteurs différents, les capteurs à étalonner et des capteurs de référence. La vitesse de référence est déduite de la tension du variateur du ventilateur, préalablement étalonné à l’aide de la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV), après vérification du caractère négligeable de l’effet de la température sur la vitesse débitante dans la veine d’essai. La température de référence est la température mesurée au moyen d’un thermocouple du type  $T$ , lui-même étalonné par un thermomètre étalon. Dans le souci de réduire la durée de l’étalonnage, nous avons utilisé la procédure d’étalonnage instationnaire en vitesse-température. Elle consiste à faire varier rapidement, en dents de scie, la vitesse de l’écoulement pendant que la température décroît lentement et de manière continue pour permettre de découpler les influences des fluctuations de température et de vitesse sur une large gamme. Cette méthode a été développée et validée dans les thèses de Ndoye [122] et de Youssef [166]. Un exemple de cette procédure est présenté sur la figure 2.14.

La procédure d’étalonnage d’une sonde à fils croisés en mode CTA ou PCTA est

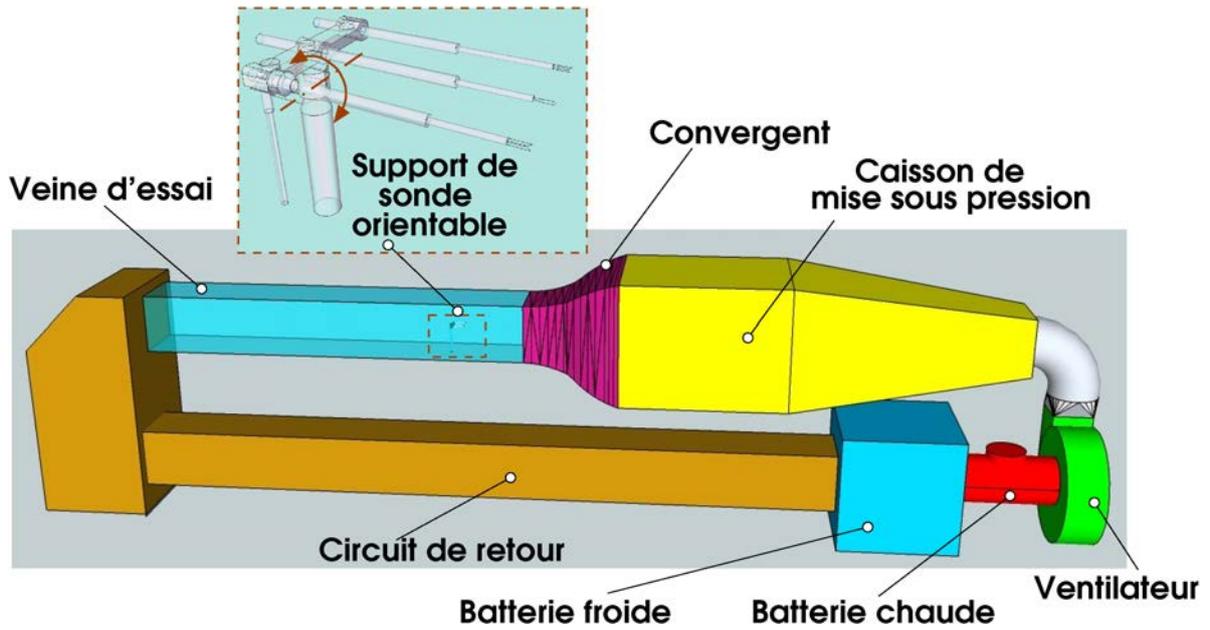


FIGURE 2.13 – Schéma du dispositif d'étalonnage.

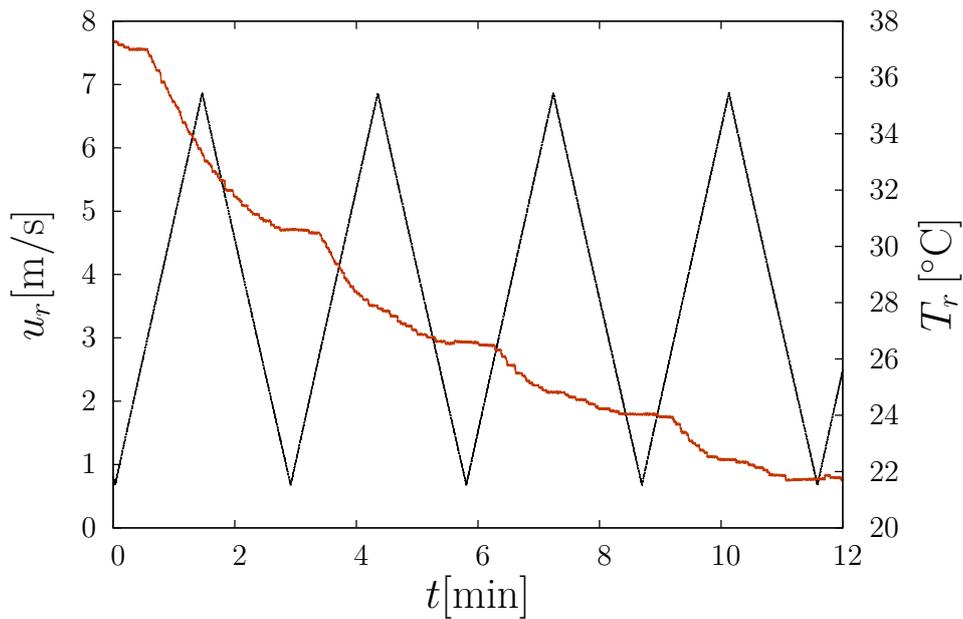


FIGURE 2.14 – Évolution de la vitesse et de la température de référence pendant la durée d'un étalonnage droit.

strictement identique. Elle se déroule en deux étapes :

1. Dans la première phase, la sonde est positionnée en incidence  $\alpha$  nulle. Un étalonnage en vitesse - température (étalonnage dynamique) permet de déterminer par la méthode des moindres carrés de Levenberg-Marquart les constantes  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $n_i$  pour la loi de King ou  $a_n$  et  $a_{n,ij}$  pour les lois polynomiales avec  $1 \leq n \leq 4$ ,  $1 \leq i \leq 2$ ,  $1 \leq j \leq N_s$  et les températures  $T_{w,i}$ ,  $T_{w,ij}$ . Au cours de cet étalonnage dynamique,

la vitesse varie de 1 à 6,5 m/s et la température de 10 à 35 °C.

2. Dans la deuxième phase, un étalonnage de la sonde en vitesse et en angle permet d'estimer les coefficients  $\gamma_{ij}$ ,  $\beta_{ij}$ ,  $\gamma_{nm,j}$ ,  $\beta_{nm,j}$  des lois polynomiales. Pour 13 angles  $\alpha$  variant entre  $-30^\circ$  et  $30^\circ$  avec un pas de  $5^\circ$ , le signal de vitesse varie en dents de scie et la température est maintenue approximativement constante, proche de la température de fonctionnement dans le cas de l'étude de la couche de mélange isotherme ou de la température moyenne de fonctionnement  $((T_1 + T_2)/2)$  dans le cas anisotherme. Un écart de  $\pm 0,5^\circ\text{C}$  est autorisé pour les fluctuations de température entre le début et la fin de l'étalonnage en angle, pour les configurations isothermes.

Lors de la première phase, on étalonne également les sondes à fil simple de Wollaston en mode CCA. Ces sondes sont utilisées par la suite, lors de la mesure, pour compenser l'effet d'éventuelles lentes variations de la température dans la soufflerie, pouvant affecter la mesure en CTA, ou pour comparer les mesures de température en CCA et PCTA.

La correction en dérive s'effectue *in situ*, dans l'écoulement potentiel de l'un des flux de la couche de mélange, au début de chacune des séries de mesures (typiquement en début d'une série durant 23 h). Elle permet d'estimer les coefficients  $a'_i$ ,  $b'_i$ ,  $a'_{0,ij}$  et  $b'_{0,ij}$ .

Les différentes lois d'étalonnage utilisées dans cette étude ont été testées, que ce soit pour le CTA classique ou le PCTA, en restituant les vitesses, températures et angles utilisés lors de l'étalonnage des lois correspondantes. La capacité de ces méthodes à correctement restituer les mesures de l'étalonnage peut ainsi être évaluée par comparaison avec les valeurs mesurées par les capteurs de référence. La figure 2.15 montre, pour une sonde, la distribution de l'écart absolu obtenue sur la norme de la vitesse et sur la température en fonction de la vitesse et de la température de référence. D'une manière générale, la présence d'un léger biais peut être observée. Il est plus prononcé sur l'estimation de la température que sur celle de la vitesse, notamment pour les faibles vitesses et températures. La distribution de l'erreur en fonction de la température suit légèrement le signal de référence de la vitesse, ce qui peut suggérer la subsistance, après post-traitement du signal PCTA, d'un léger couplage entre les deux variables. Ce couplage semble être lié à la stratégie de la méthode d'étalonnage pour les lois utilisées.

L'amplitude de ces écarts par rapport aux conditions expérimentales de cette étude (taux de turbulence dans la soufflerie d'étalonnage, gamme de différence de vitesse et de température utilisée dans les simulations expérimentales) peut être obtenu grossièrement sur le rapport signal sur bruit de mesure. La distribution des erreurs de mesure sur la vitesse montre globalement une différence crête à crête d'environ 0,1 m/s, soit un écart type qui peut être estimé à 0,02 m/s pour une distribution gaussienne. Pour la température, cette différence crête à crête est d'environ de 0,5 K, soit un écart type estimé

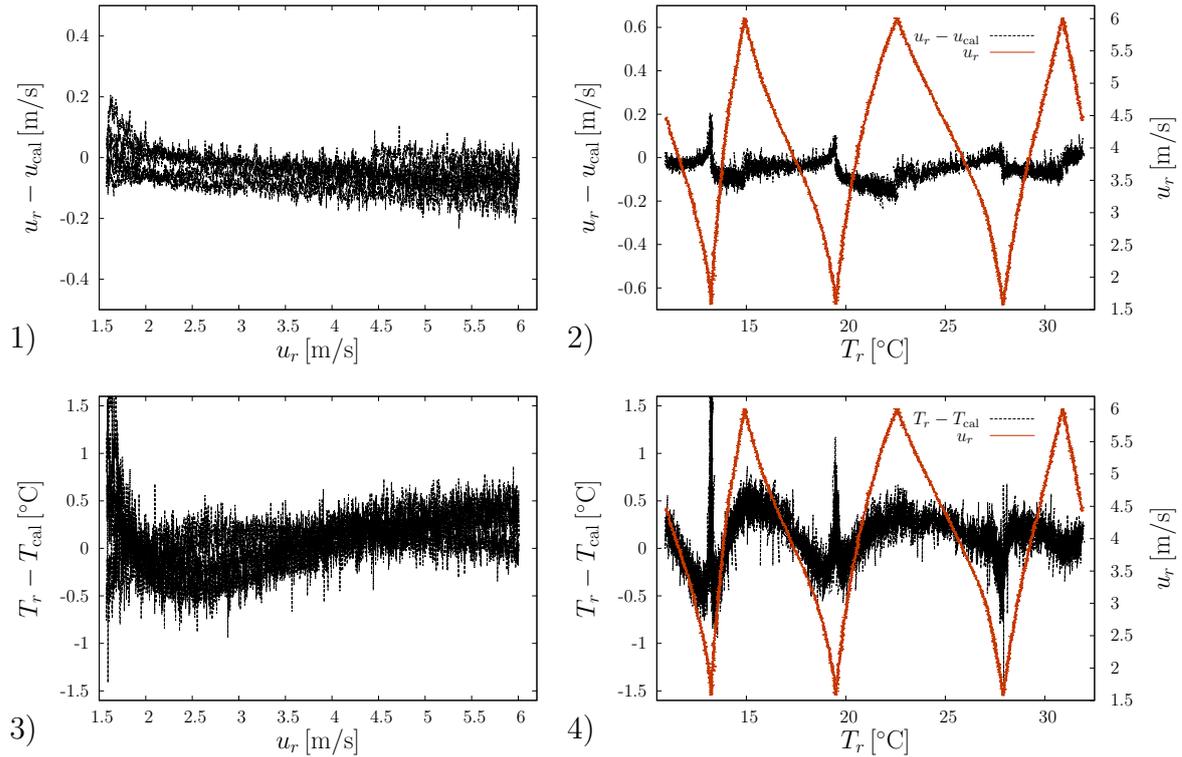


FIGURE 2.15 – Distribution des erreurs absolues.

à 0,1 K. Pour les configurations d'écoulement explorées dans cette étude, les différences de vitesse et de température entre les deux flux sont typiquement de  $\pm 2$  m/s et de  $\pm 20$  K et conduisent à un taux de turbulence d'environ 20%, soit un écart type de 0,4 m/s pour la vitesse et 4 K pour la température. Ces valeurs sont respectivement 20 et 40 fois plus grandes que l'incertitude sur les mesures.

Ces incertitudes sur la mesure de la vitesse et de la température instantanées ont été estimées dans une configuration d'écoulement uniforme avec de lentes variations de vitesse et de température pour les besoins de l'étalonnage dynamique. Elles intègrent l'incertitude sur la vitesse et la température de référence. Plus précisément, les mesures de référence (issues du signal envoyé au variateur de fréquence du ventilateur pour la vitesse et du signal du thermocouple pour la température) ne prennent pas en compte les petites fluctuations de l'écoulement dans la soufflerie d'étalonnage, dues à un taux de turbulence résiduelle inférieur à 1%. Ces incertitudes sont donc surestimées pour ce type d'écoulement uniforme. En revanche, dans une configuration d'écoulement turbulent, en présence de gradients moyens et de rapides fluctuations, les incertitudes de mesures sont probablement plus grandes. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre suivant en évaluant directement l'aptitude du PCTA à mesurer la turbulence dans notre couche de mélange en confrontant les profils de statiques obtenus par les différentes méthodes (PCTA, CTA, PIV et CCA) et en considérant les *a priori* sur l'écoulement. Le domaine de validité de l'étalonnage en angle peut être préalablement approché avec la figure 2.16. Cette figure

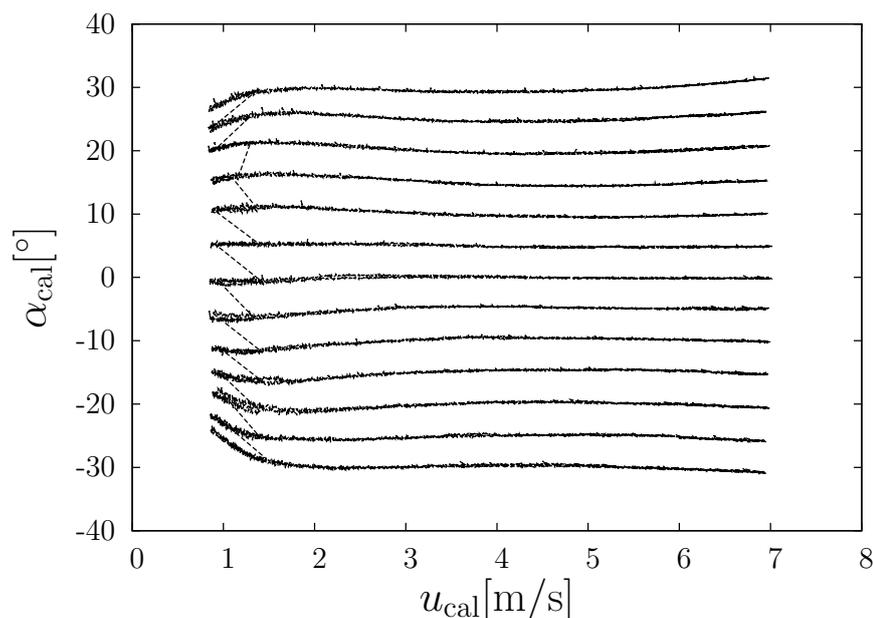


FIGURE 2.16 – Restitution de l'étalonnage.

présente l'estimation des 13 angles de l'étalonnage en fonction de la norme de la vitesse estimée. L'ensemble des valeurs calculées pour un angle donné est très proche de la droite horizontale correspondant à une estimation exacte et fiable pour toutes les vitesses. Sachant que les configurations explorées dans cette étude ont des vitesses comprises entre 1,5 et 4,80 m/s, nous pouvons estimer que les lois d'étalonnage obtenues pour l'angle  $\alpha$  restituent correctement le comportement angulaire des fils.

La figure 2.17 présente l'écart absolu sur l'estimation de l'angle en fonction de la vitesse de référence. Cette représentation permet de mieux mettre en évidence un léger biais, presque identique sur l'estimation des angles de signe opposés, lorsque la vitesse descend sous les 2 m/s. L'angle mesuré est légèrement sous-estimé pour les angles forts, et progressivement surestimé pour les angles faibles. Ce biais aurait pu être simplement corrigé si seule une dépendance en la norme de la vitesse avait été constatée (le système d'équations est découplé, la norme de la vitesse peut donc être estimée auparavant). La dépendance en angle rend toutes corrections plus délicates à mettre en œuvre (en conduisant nécessairement à une formulation implicite), c'est pourquoi aucune correction n'a été proposée pour cette étude.

## 2.4 Description de la configuration expérimentale

Dans cette section, nous décrivons la soufflerie de couche de mélange, dans laquelle se sont déroulées les différentes mesures présentées dans cette thèse. Puis, nous présentons

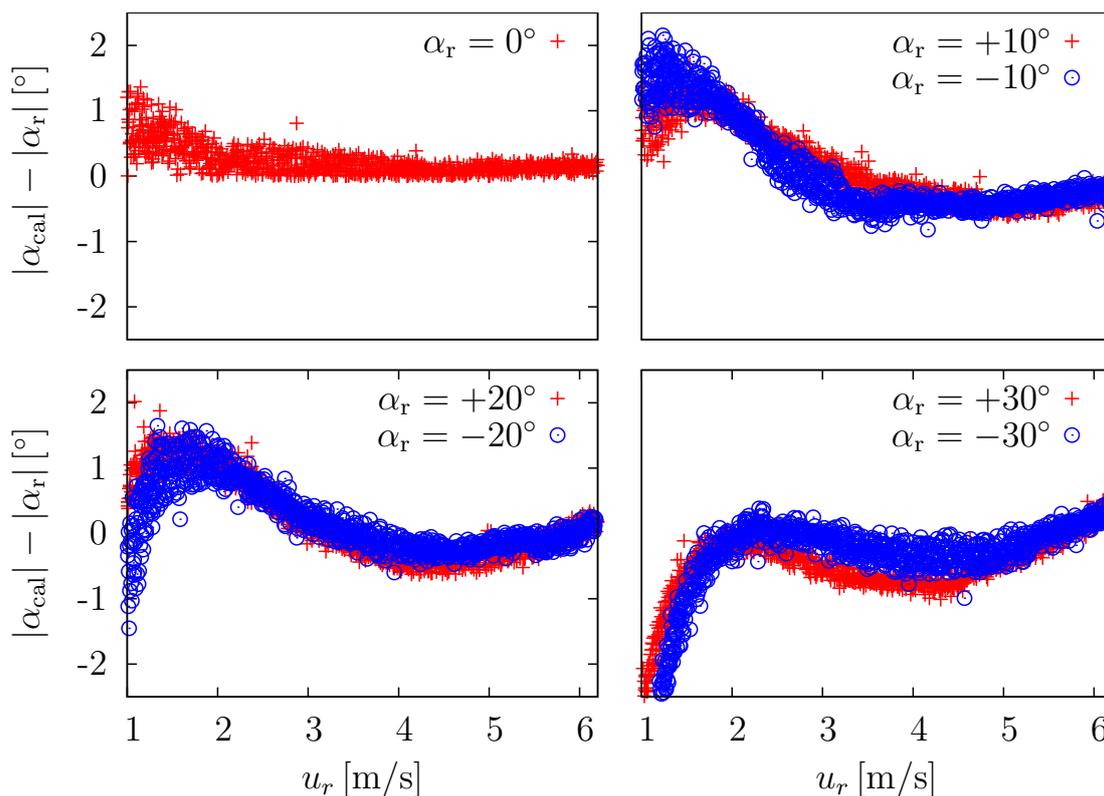


FIGURE 2.17 – Erreur absolue sur l'estimation de l'angle par rapport à la vitesse.

les résultats de la qualification et les détails des expérimentations effectuées.

### 2.4.1 Présentation de la soufflerie

Une vue générale de cette soufflerie est présentée sur la figure 2.18. L'écoulement est réalisé à l'aide de deux circuits aérauliques juxtaposés fonctionnant en circuit ouvert. Ceci permet d'avoir deux courants d'air parfaitement indépendants l'un de l'autre. Chaque circuit aéraulique est composé d'un ventilateur de 7,5 kW équipé d'une batterie froide alimentée par un groupe froid d'une puissance frigorifique de 42 kW et d'un réchauffeur de 31 kW. Les deux flux d'air, aspirés séparément au niveau des deux ouïes, passent par un caisson de mise en pression, précédé d'une chambre de tranquillisation contenant des filtres, des nids d'abeille et des toiles métalliques. Ce dispositif permet de générer un écoulement homogène avec un taux de turbulence faible. Après cette traversée, les deux flux pénètrent dans un convergent de rapport de contraction de 2,5, et divisé en deux par une plaque séparatrice dont le bord de fuite en aluminium est effilé avec une pente de  $3^\circ$  et une épaisseur terminale de 3 mm. Les deux flux parallèles co-courants débouchent de part et d'autre de la plaque séparatrice dans une veine d'essai de  $1 \times 1 \text{ m}^2$  de section carrée et de 3 m de longueur. Le refoulement se fait *via* le divergent situé en aval de la veine d'essai.

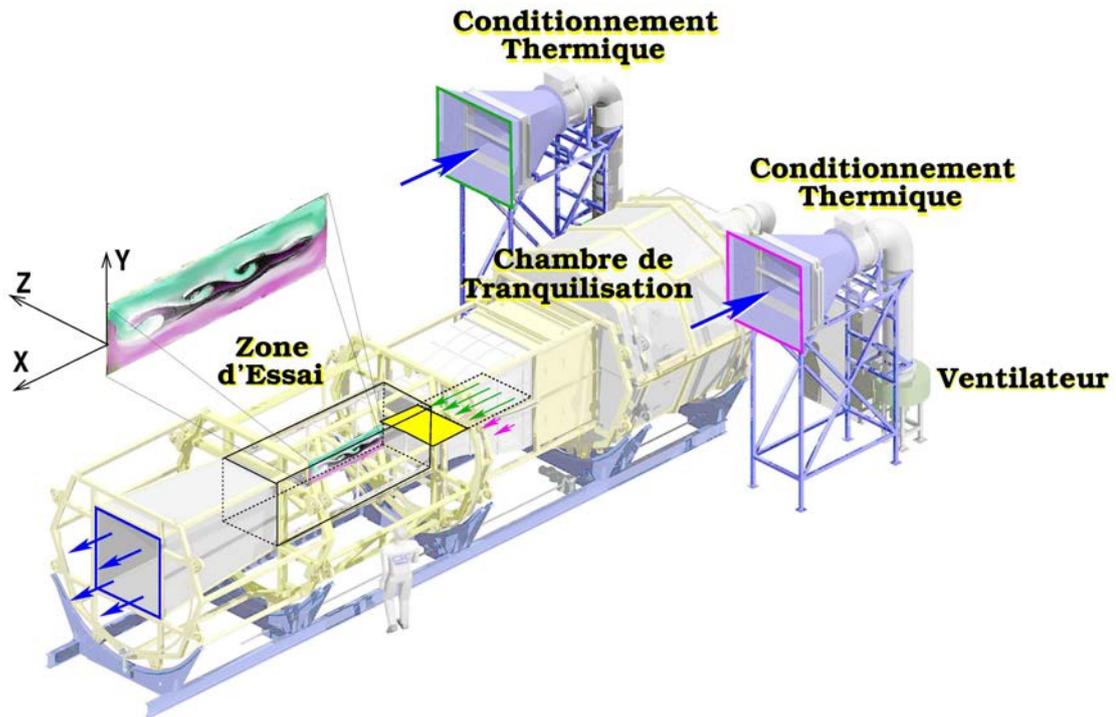


FIGURE 2.18 – Vue générale de la soufflerie de couche de mélange d'Irstea.

La régulation thermique des deux écoulements est alors gérée séparément par la batterie froide air/eau, alimentée avec de l'eau glycolée à  $-4^{\circ}\text{C}$ , couplée au réchauffeur électrique placé en aval de cet échangeur. Pour chaque veine, la régulation est asservie, *via* un dispositif de contrôle PID, à une sonde de température *Pt100* placée en sortie du convergent. Cette régulation permet de réduire au mieux les erreurs provenant de la variation de la température pendant la période de mesure et d'étalonnage des capteurs thermo-anémométriques. La vitesse et la température de ces deux courants sont régulées respectivement entre 0,5 et 5,5 m/s et entre 5 et  $35^{\circ}\text{C}$ .

Quelques modifications ont été apportées à la soufflerie depuis les thèses de Ndoye [122] et Ndiaye [121]. Les mousses en sortie du caisson de mise en pression ont été changées. La veine d'essai et le système de déplacement des capteurs automatisé sur les trois axes ont été entièrement revus. Le déplacement des capteurs suivant l'axe  $x$ , parallèle à l'écoulement principal, autrefois assuré par un tapis roulant qui portait deux robots pour les déplacements  $y$  et  $z$ , se fait dorénavant par translation guidée par deux rails parallèles ; l'axe de déplacement robotisé des capteurs suivant  $y$ , vertical ascendant et perpendiculaire au plan central de la plaque séparatrice, a été mis à l'extérieur de la veine ainsi que l'axe parallèle au bord de fuite  $z$ .

$U_h = U_l$ [m/s]	$\frac{d\langle u \rangle}{dx}$	$\frac{dP}{dx}$	% de $\frac{d\langle u \rangle}{dx}$ par rapport à $U_h$
2	-0,023000	0,055063	1,150215
3	-0,033875	0,123153	1,125011
4	-0,040093	0,194013	1,000395
5	-0,054532	0,331330	1,085368

TABLE 2.1 – Gradient longitudinal de vitesse et de pression sur la longueur de la veine d’essai.

## 2.4.2 Qualification de la soufflerie

Étant données les modifications qui ont été apportées à la soufflerie de couche de mélange après les thèses successives de Ndoye [122] et Ndiaye [121], une nouvelle qualification de la soufflerie a été entreprise afin de vérifier la qualité de l’écoulement. Cette qualification a consisté à caractériser les conditions d’entrées telles que l’homogénéité, le taux de turbulence et les couches limites se développant sur les plaques séparatrices, ainsi que le gradient longitudinal de pression le long de la veine d’essai.

### 2.4.2.1 Gradient longitudinal de vitesse et de température

Des mesures réalisées au fil chaud et au thermocouple ont permis de déterminer le gradient longitudinal de vitesse et de température. Ces mesures ont été réalisées à trois altitudes  $y$  dans la zone d’écoulement uniforme avec une distribution sur 25 points de mesure. Sachant que sur une ligne de courant la pression et la vitesse sont liées par la relation :

$$\frac{dP}{dx} = -\rho\langle u \rangle \frac{d\langle u \rangle}{dx}, \quad (2.34)$$

les mesures fil chaud ont permis de déterminer le gradient de pression sur l’ensemble de la longueur de la veine d’essai. Les valeurs maximales sur l’ensemble de la longueur de la veine et pour les différentes vitesses d’entrée sont présentés sur le tableau 2.1.

Pour les vitesses au-delà de 3 m/s, une variation du gradient de pression vers la fin de la veine d’essai a été constatée. La paroi supérieure a donc été légèrement inclinée de manière à supprimer cette variation.

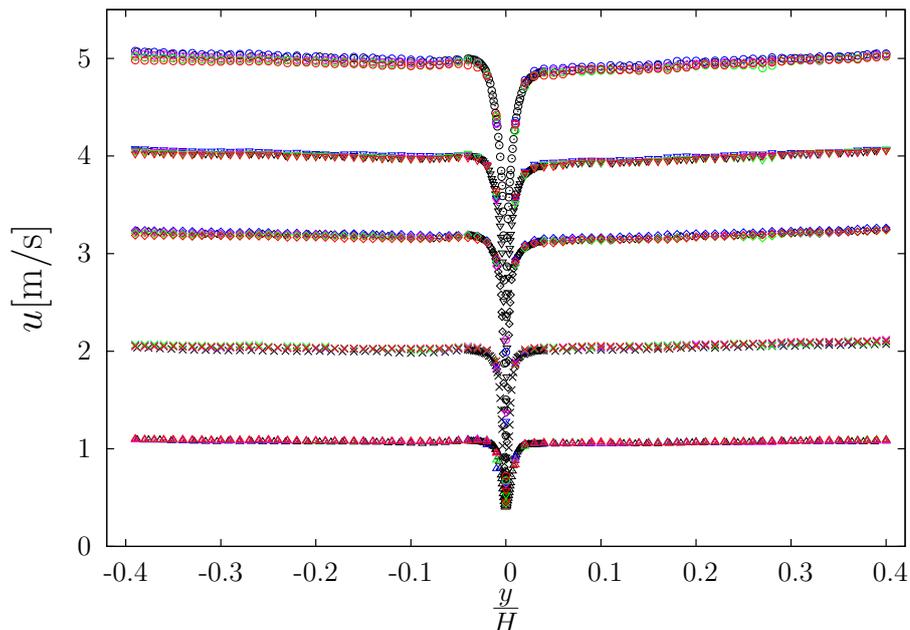


FIGURE 2.19 – Profil vertical de vitesse moyenne mesurée à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice pour différentes valeurs de la vitesse et en différentes positions :  $\frac{z}{H} = -0,35$ ;  $\frac{z}{H} = -0,20$ ;  $\frac{z}{H} = 0$ ;  $\frac{z}{H} = +0,20$ ;  $\frac{z}{H} = +0,35$ ; ( $H = 1$  m;  $y > 0$  en haut).

#### 2.4.2.2 Homogénéité de l'écoulement

L'objectif de ce travail étant l'étude d'une couche de mélange plane, il était important de générer un écoulement à l'entrée sans effet tridimensionnel. Après les modifications apportées au niveau du caisson de mise en pression, il est essentiel de s'assurer que le profil de vitesse à l'entrée est bien homogène. Une cartographie de l'écoulement a été réalisée dans le plan  $x = 5$  mm, juste en aval du bord de fuite, en choisissant de comparer des profils transversaux suivant la verticale  $y$ . Elle est représentée sur la figure 2.19. Une zone de survitesse se trouvant entre le centre et la plaque séparatrice de la veine du haut a été identifiée puis supprimée en déplaçant les mousses dans le caisson de mise en pression. La cartographie thermique a permis de détecter, au niveau de la veine du haut, à partir de  $y = 350$  mm et jusqu'à la paroi supérieure, un phénomène de radiation entraînant une dérive temporelle de la sonde fil froid. Ce phénomène n'a pas été détecté par le thermocouple. La figure 2.20 montre le profil moyen de la température pour  $T_h = 30$  °C et  $T_l = 15$  °C pour différentes positions  $z$  (direction de l'envergure). L'écoulement est relativement bien homogène en température selon cette direction transverse.

#### 2.4.2.3 Taux de turbulence

Le taux de turbulence de l'écoulement libre est une quantité qui peut avoir une influence significative sur le développement de la couche de mélange. Le taux de turbulence

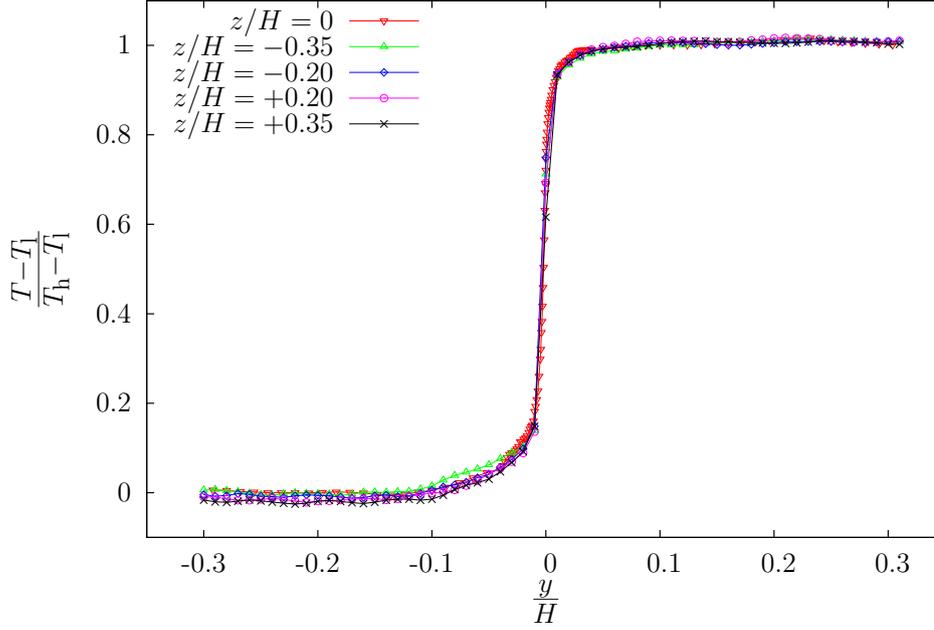


FIGURE 2.20 – Profil vertical de température moyenne adimensionnelle mesurée à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice pour différentes positions transversales.

cinématique  $I_u$  est mesuré à l'aide d'un fil simple en mode CTA. Il est calculé à partir de la composante longitudinale de la vitesse avec  $I_u = \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{\langle u \rangle}$ , où  $\langle u \rangle$  est la vitesse moyenne de l'écoulement (valeur moyenne de la composante  $u$ ). Le taux de turbulence thermique  $I_\theta$  est mesuré à l'aide d'un fil simple de Wollaston en mode CCA. Il est défini par  $I_\theta = \frac{\sqrt{\langle T'^2 \rangle}}{\Delta T}$ , avec  $\Delta T$  la différence de température entre les deux courants. Les figures 2.21 à 2.23 présentent les profils de ces taux de turbulence mesurés à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice et en cinq positions  $z$  différentes. Dans la gamme de vitesse explorée dans cette thèse, le taux de turbulence cinématique et thermique est respectivement inférieur à 0,4% et 0,5% dans les deux flux uniformes avec une répartition relativement homogène.

#### 2.4.2.4 Couches limites

L'état laminaire ou turbulent des couches limites se développant sur la plaque séparatrice influe considérablement sur le développement de la couche de mélange plane. Dans notre étude, les deux couches limites, de part et d'autre de la plaque séparatrice, ont été déclenchées en utilisant des lames de scie, de type scie à bûches, placées juste à l'entrée du convergent, de sorte à fixer les caractéristiques de ces couches limites.

**Couche limite cinématique** Les profils et les grandeurs caractéristiques de la couche limite turbulente ont été déterminés par des mesures fil simple en mode CTA. Les profils en sortie côté basse vitesse et haute vitesse sont présentés respectivement sur les

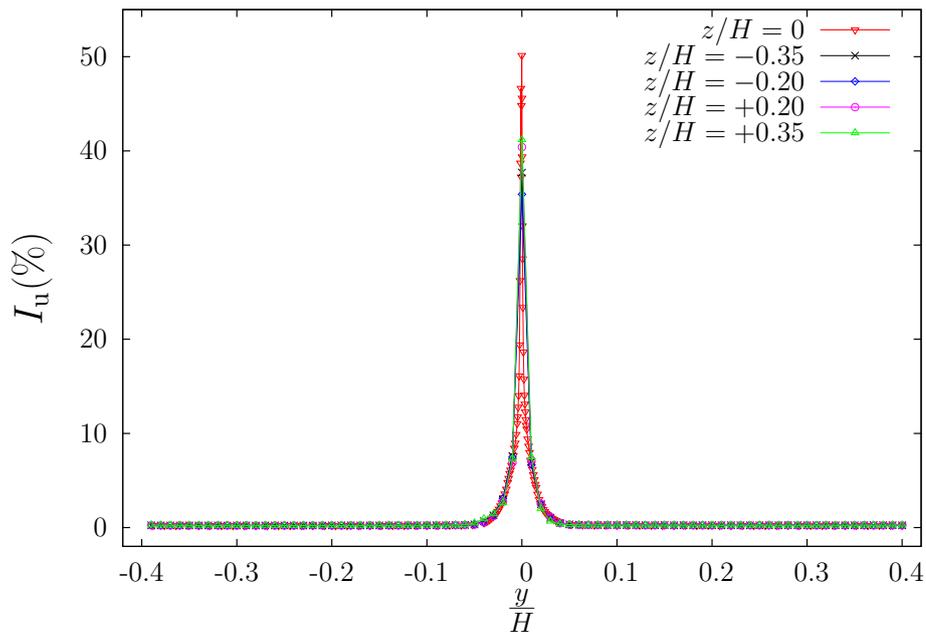


FIGURE 2.21 – Taux de turbulence cinématique  $I_u$  calculé à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice pour une vitesse d'entrée de 5 m/s en différentes positions transversales  $z$

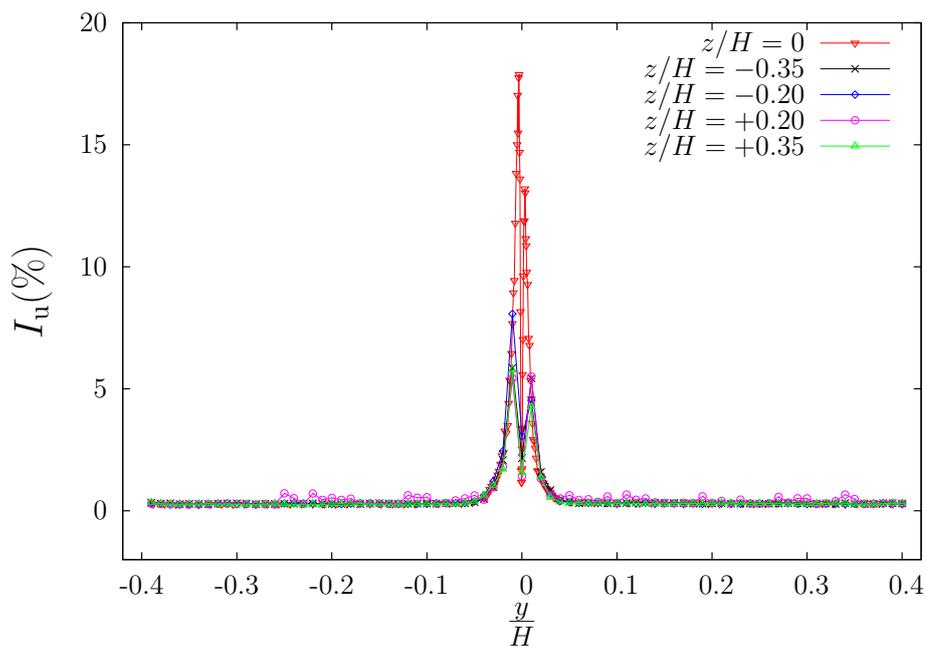


FIGURE 2.22 – Taux de turbulence cinématique  $I_u$  calculé à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice pour une vitesse d'entrée de 2 m/s en différentes positions transversales  $z$

figures 2.25 et 2.24. Les caractéristiques du côté basse et haute vitesse sont regroupées dans les tableaux 2.2 et 2.3. Il s'agit de l'épaisseur de la couche limite  $\delta$ , de l'épaisseur de déplacement  $\delta^*$  et de l'épaisseur de déficit de quantité de mouvement  $\theta$ . L'épaisseur de la couche limite représente, pour une position  $x$  fixée sur la plaque séparatrice, la valeur de l'altitude  $y$  pour laquelle la vitesse moyenne représente 99% de la vitesse extérieure  $U_e$ .

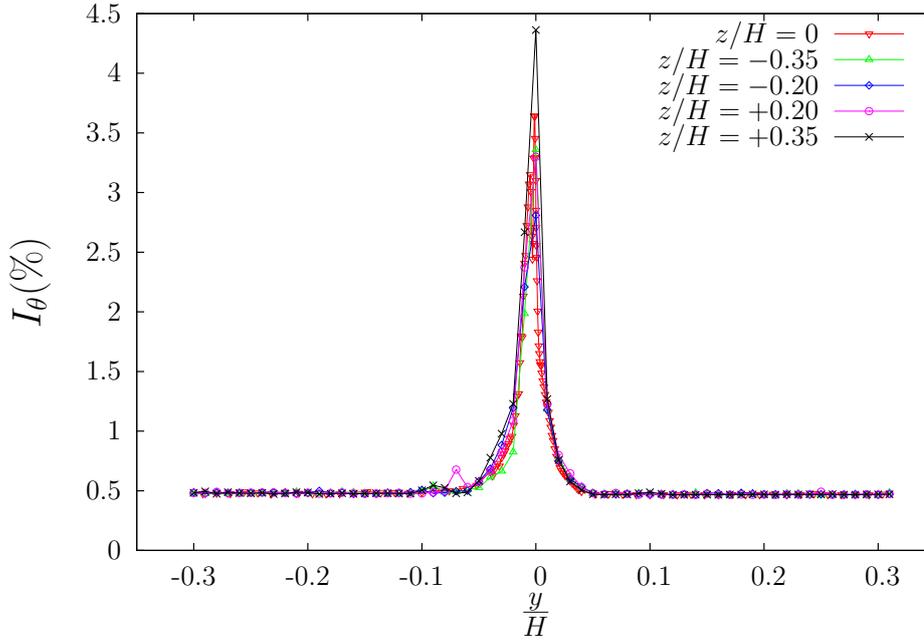


FIGURE 2.23 – Taux de turbulence thermique  $I_\theta$  calculé à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice pour  $T_h = 30^\circ\text{C}$  et  $T_l = 15^\circ\text{C}$  et pour une vitesse d'entrée de 2 m/s en différentes positions transversales  $z$

$U_e$ [m/s]	$U_\tau$ [m/s]	$\delta$ [mm]	$\delta^*$ [mm]	$\Theta$ [mm]	$H = \frac{\delta^*}{\Theta}$	$Re_\delta = \frac{U_e \delta}{\nu}$	$Re_{\delta^*} = \frac{U_e \delta^*}{\nu}$	$Re_\theta = \frac{U_e \theta}{\nu}$	$I_u$ (%)
1,05	0,064	21,67	4,46	2,67	1,66	1 529	314	188	0,40
2,04	0,117	44,29	4,49	2,63	1,70	6 025	610	357	0,34
3,18	0,171	45,08	4,04	2,71	1,48	9 587	858	576	0,30
3,97	0,205	32,07	3,52	2,58	1,36	8 494	933	684	0,27
4,94	0,243	31,89	3,57	2,72	1,31	10 510	117	897	0,25

TABLE 2.2 – Grandeurs caractéristiques de la couche limite au bord de fuite de la plaque séparatrice en écoulement isotherme pour le côté haute vitesse.

L'épaisseur de déplacement désigne la distance à laquelle un écoulement fluide parfait est déplacé par rapport à la paroi de la plaque séparatrice du fait du ralentissement de l'écoulement à l'intérieur de la couche limite. Elle est définie par :

$$\delta^* = \int_0^{+\infty} \left(1 - \frac{\langle u \rangle}{U_e}\right) dy, \quad (2.35)$$

L'épaisseur de déficit de quantité de mouvement représente la perte de la quantité de mouvement due à la couche limite. Elle est définie par :

$$\theta = \int_0^{+\infty} \frac{\langle u \rangle}{U_e} \left(1 - \frac{\langle u \rangle}{U_e}\right) dy. \quad (2.36)$$

$U_e$ [m/s]	$U_\tau$ [m/s]	$\delta$ [mm]	$\delta^*$ [mm]	$\Theta$ [mm]	$H = \frac{\delta^*}{\Theta}$	$Re_\delta = \frac{U_e \delta}{\nu}$	$Re_{\delta^*} = \frac{U_e \delta^*}{\nu}$	$Re_\theta = \frac{U_e \theta}{\nu}$	$I_u$ (%)
1,07	0,066	23,61	3,84	2,28	1,68	1 691	275	163	0,36
2,00	0,113	23,67	4,33	2,25	1,92	3 169	580	301	0,31
3,19	0,169	23,68	3,84	2,04	1,87	5 081	819	436	0,28
4,01	0,202	26,69	3,90	2,30	1,69	7 143	1 046	615	0,26
5,01	0,243	28,63	4,12	2,52	1,63	9 568	1 377	842	0,25

TABLE 2.3 – Grandeurs caractéristiques de la couche limite au bord de fuite de la plaque séparatrice en écoulement isotherme pour le côté basse vitesse.

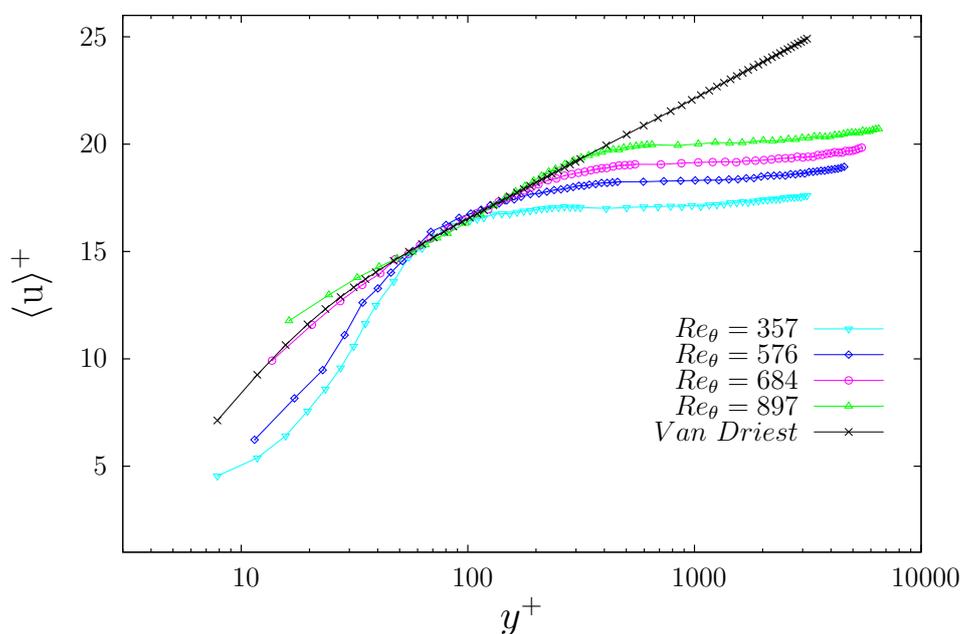


FIGURE 2.24 – profil de couche limite cinématique calculé à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice pour une vitesse d'entrée de 5 m/s en différentes positions transversales  $z$ .

**Couche limite thermique** La couche limite thermique a été mesurée avec un fil froid à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice, pour une configuration de flux uniforme avec  $T_h = 30^\circ\text{C}$  et  $T_l = 15^\circ\text{C}$ . Le profil de la couche limite thermique est présenté sur la figure 2.26. L'épaisseur de couche limite thermique  $\delta_T$  vaut  $\delta_T = 8,2$  cm pour  $T_h = 30^\circ\text{C}$  et  $\delta_T = 5,1$  cm pour  $T_l = 15^\circ\text{C}$ . Elle correspond à l'altitude  $y$  au-dessus de la plaque séparatrice où  $(T_p - T)/(T_p - T_e) = 0,99$ , avec  $T_p$  la température de la plaque séparatrice et  $T_e$  la température extérieure qui vaut  $T_h$  ou  $T_l$ .

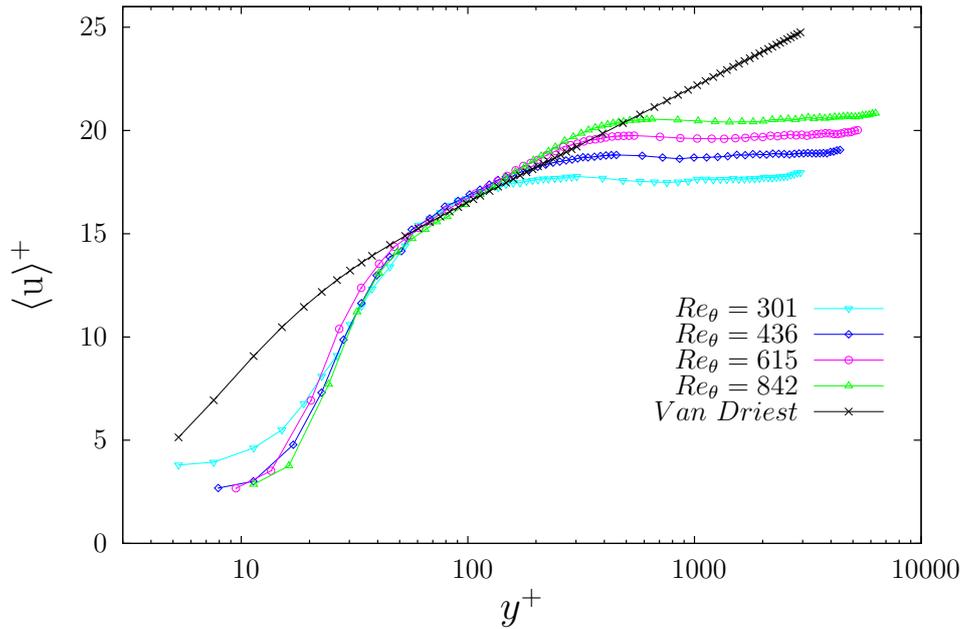


FIGURE 2.25 – profil de couche limite cinématique calculé à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice pour une vitesse d'entrée de 2 m/s en différentes positions transversales  $z$ .

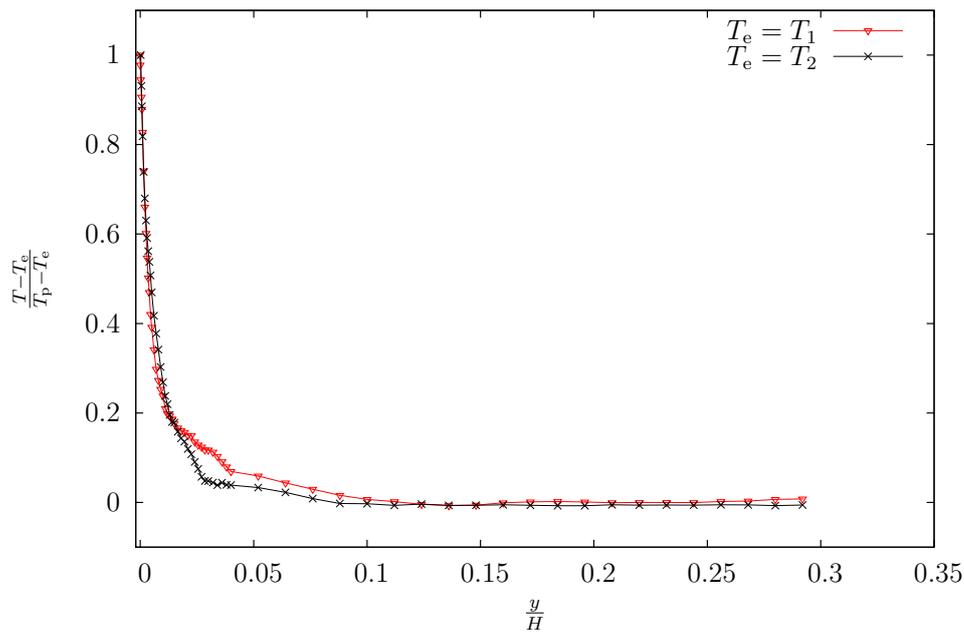


FIGURE 2.26 – profil de couche limite thermique à 5 mm en aval du bord de fuite de la plaque séparatrice pour  $T_h = 30^\circ\text{C}$  et  $T_l = 15^\circ\text{C}$ .

### 2.4.3 Description des expériences réalisées

Quelques paramètres suffisent à caractériser une configuration d'écoulement. Les plus courants sont :

- la vitesse de convection  $U_c = \frac{(U_l + U_h)}{2}$  ;

$\lambda$	$r_u$	$U_l$ [m/s]	$U_h$ [m/s]	$\Delta U$ [m/s]	$U_c$ [m/s]	$T_{h,l}$ [°C]
0,05	0,90	2,85	3,15	0,30	3	28
0,11	0,80	2,67	3,33	0,66	3	28
0,11	0,80	3,56	4,44	0,88	4	28
0,17	0,70	2,47	3,53	1,06	3	28
0,17	0,70	3,29	4,71	1,42	4	28
0,20	0,66	2,39	3,61	1,22	3	28
0,26	0,59	2,23	3,77	1,54	3	28
0,33	0,50	2,00	4,00	2,00	3	28
0,50	0,33	1,50	4,50	3,00	3	28
0,60	0,25	1,20	4,80	3,60	3	28

TABLE 2.4 – Configurations étudiées en écoulement isotherme au moyen du CTA.

- la différence de vitesse entre les deux courants de part et d'autre de la plaque séparatrice  $\Delta U = U_h - U_l$ ;
- le rapport de vitesse  $r = \frac{U_l}{U_h}$  ou le paramètre de cisaillement  $\lambda = \frac{1-r}{1+r}$ ;
- la différence de température entre les deux courants de part et d'autre de la plaque séparatrice  $\Delta T = T_h - T_l$ .

On rappelle que les indices  $h$  et  $l$  désignent les grandeurs (vitesse et température) associées aux deux flux uniformes incidents,  $h$  pour le flux de haute vitesse ( $U_h$ ) ou haute température ( $T_h$ ) et  $l$  pour le flux de basse vitesse ( $U_l$ ) ou basse température ( $T_l$ ). En plus de ces paramètres, il est nécessaire de préciser si les profils moyens de vitesse et de température sont à contre-gradient ou co-gradient, et si la stratification de la température (la couche de mélange est horizontale) est en configuration stable ou instable à l'égard des forces de flottabilité.

Le tableau 2.4 résume les configurations isothermes explorées en CTA. Pour maintenir une meilleure stabilité de l'écoulement en température (en forçant la régulation sur les batteries froides), nous avons opté pour une consigne de température de 28 °C supérieure à la température de l'environnement ambiant (la température d'équilibre dans le hall de la soufflerie s'établit à environ 20 °C). Le choix des configurations se base sur 8 différents paramètres de cisaillement  $\lambda$  pour une vitesse de convection fixe de 3 m/s, laquelle correspond à la valeur médiane de la gamme de vitesse de la soufflerie (qui s'étend de 1 à 5 m/s). L'effet de la vitesse de convection a été vérifié en ajoutant deux configurations supplémentaires avec une vitesse de convection de 4 m/s.

Le tableau 2.5 résume les caractéristiques des configurations d'écoulement anisotherme explorées en PCTA. Les influences des deux paramètres de contrôle  $r_u$  et  $\Delta T$  sur le

$\lambda$	$r_u$	$U_l$ [m/s]	$U_h$ [m/s]	$\Delta U$ [m/s]	$U_c$ [m/s]	$\Delta T$ [K]	Grad.	Strat.
0,33	0,50	2,00	4,00	2,00	3	20	contra	stable
0,33	0,50	2,00	4,00	2,00	3	20	contra	instable
0,33	0,50	2,00	4,00	2,00	3	15	contra	stable
0,33	0,50	2,00	4,00	2,00	3	15	contra	instable
0,33	0,50	2,00	4,00	2,00	3	0	-	-
0,26	0,59	2,23	3,77	1,54	3	20	contra	stable
0,20	0,66	2,39	3,61	1,22	3	20	contra	stable

TABLE 2.5 – Configurations étudiées en écoulement anisotherme au moyen du PCTA.

comportement de cet écoulement sont explorées à travers sept configurations. En fixant la vitesse de convection à 3 m/s, trois configurations à paramètre de cisaillement variable et cinq configurations à différence de température variable ont été choisies.

Les tensions correspondant à des mesures de vitesses et de températures instantanées sont enregistrées au moyen d'une chaîne d'acquisition ETEP. Elle dispose de 8 voies synchrones d'entrée analogique avec une dynamique de  $\pm 5$  V et une résolution de 16 bits. Elle est également équipée de filtres passe-bas et d'un disque dur de 240 Go pour un stockage en temps réel. La fréquence d'acquisition et le temps d'acquisition ont été choisis de manière à respecter la loi de Shannon et à assurer une bonne convergence des moments d'ordre élevé. Une fréquence d'acquisition de 12 500 Hz en CTA, 1 000 Hz en PCTA et un temps d'acquisition de 60 s ont permis d'assurer la convergence des moments d'ordre 2. Pour l'étude des moments d'ordre supérieur des fluctuations de vitesse, la grille de points de mesure a été décimée à 90% ce qui a permis de choisir un temps d'acquisition de 400 s et de maintenir une même durée de 23 h pour toute l'expérience (temps total imposé par le temps de déplacement et de stabilisation des robots de déplacement).

La grille de points utilisée est paramétrée suivant l'évolution de la zone de mélange pour avoir un maximum de points situés dans la région du gradient vertical, avec adaptation suivant le paramètre de cisaillement, qui diffère d'une expérience à une autre. Un exemple de telle distribution des points dans le domaine  $(x, y)$  de l'écoulement est représenté sur la figure 2.27.

En résumé, nous avons présenté dans cette partie tout le système de métrologie, toutes les configurations expérimentales en particulier les conditions génératrices de l'écoulement et tous les algorithmes de traitement qui nous ont permis d'explorer l'écoulement. Ces algorithmes intègrent les différents modèles nécessaires au découpage des signaux, puis à la détermination de la température et des deux composantes de la vitesse et en passant par l'obtention des paramètres de la sonde.

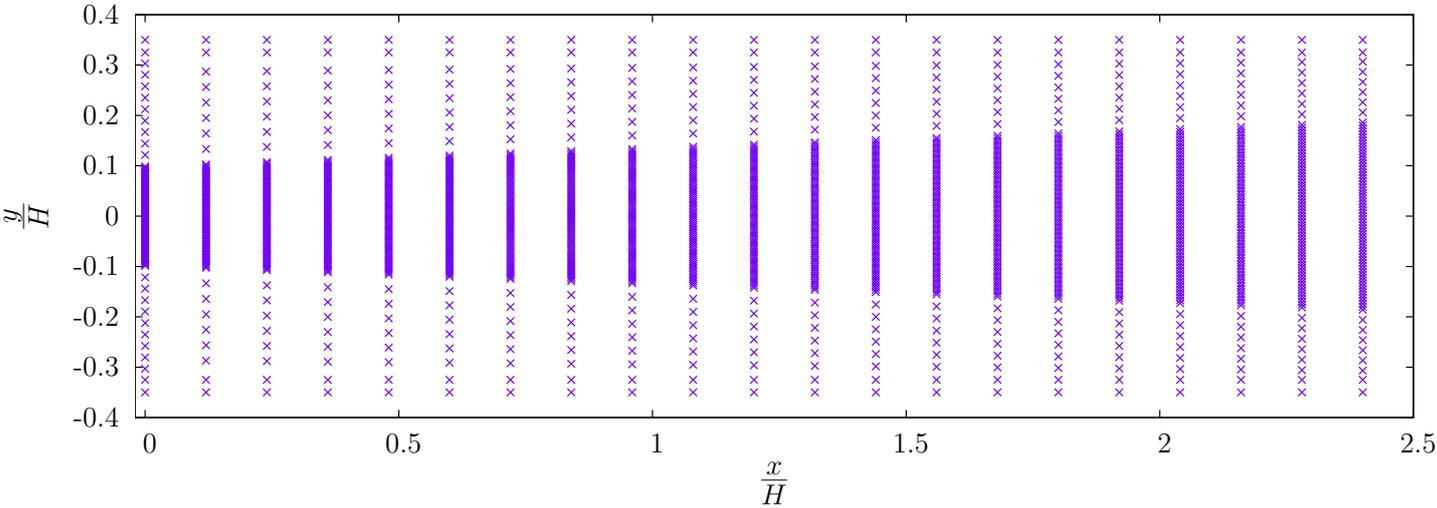


FIGURE 2.27 – Exemple de grille de points de mesure.

---

---

## CHAPITRE 3

---

# ANALYSE DE LA COUCHE DE MÉLANGE AVEC ET SANS GRADIENT DE TEMPÉRATURE

Ce chapitre est consacré à l'analyse du comportement des grandeurs moyennes et fluctuantes de la couche de mélange. La qualité des mesures, déjà abordée dans le chapitre précédent, est une nouvelle fois discutée en s'appuyant sur la comparaison des distributions, à travers la couche de mélange et dans la région de similitude, d'un certain nombre de grandeurs statistiques issues du PCTA, du CCA et du CTA. La caractérisation de l'évolution du champ moyen et fluctuant est abordée à travers les épaisseurs caractéristiques, les lignes d'expansion et les grandeurs de similitude. L'écoulement fluctuant est analysé en détail à travers le tenseur de Reynolds, les corrélations vitesse-température et la variance de température. L'analyse met en évidence l'influence des paramètres de contrôle de l'écoulement sur le champ moyen et fluctuant ainsi que les conséquences du type de stratification (stable ou instable) sur l'expansion et le niveau de fluctuations des différentes quantités. Le transport de quantité de mouvement et de chaleur, et plus particulièrement le couplage vitesse/température, est ensuite étudié en s'appuyant sur les coefficients de corrélations relatifs aux flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur et sur les PDFs de température et de vitesse. Les observations issues de l'étude des PDFs jointes sont vérifiées, et renforcées par une analyse en quadrants. Cette analyse permet de quantifier la contribution aux flux de quantité de mouvement et de chaleur des différents mouvements identifiés au niveau des PDFs jointes. Enfin, les bilans d'énergie

$\lambda$	$T_2 - T_1$ [K]	Écoulement veine du bas(1)			Écoulement veine du haut(2)		
		$\theta$ [mm]	$I_u$ [%]	$I_\theta$ [%]	$\theta$ [mm]	$I_u$ [%]	$I_\theta$ [%]
0, 20	+20	1,71	1,05	1,26	2,52	1,41	1,21
0, 26	+20	1,49	0,72	0,93	2,55	1,08	0,95
0, 33	+20	1,73	0,69	0,85	2,25	1,25	1,01
0, 33	+15	1,42	0,46	0,88	2,55	0,90	1,04
0, 33	0	1,68	0,56	—	2,53	1,00	—
0, 33	-15	1,92	0,96	1,18	1,59	0,61	0,98
0, 33	-20	2,16	1,12	0,95	1,70	0,71	0,89

TABLE 3.1 – Configurations d’écoulement et caractéristiques des couches limites et des flux uniformes.  $\theta$  est l’épaisseur de quantité de mouvement sur la plaque séparatrice,  $I_u = \frac{\sqrt{\langle u'u' \rangle}}{\Delta U}$  et  $I_\theta = \frac{\sqrt{\langle \theta'\theta' \rangle}}{\Delta \Theta}$  sont les intensités des flux uniformes extérieurs à la couche de mélange.

cinétique et des fluctuations de température sont présentés, ainsi que les bilans des flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur, plus difficilement accessible.

## 3.1 Première analyse sur l’expérience et l’écoulement

Dans cette section, les conditions initiales associées aux configurations explorées sont présentées. La qualité des mesures est ensuite abordée en confrontant les mesures CTA et PCTA pour le champ dynamique et les mesures CCA et PCTA pour le champ thermique. Quelques considérations sont également données sur la distance de développement dans la soufflerie et sur l’influence de la température.

### 3.1.1 Conditions initiales

Les configurations choisies pour étudier l’écoulement isotherme avec la méthode CTA et anisotherme avec la méthode PCTA ont été exposées dans le chapitre précédent, dans la section 2.4.3. Les détails des conditions expérimentales, des couches limites et des taux de turbulence dans les deux flux uniformes sont présentés dans le tableau 3.1. Pour toutes les configurations, la vitesse et la température des deux flux uniformes sont considérées comme constantes, leur variation le long de la veine d’essai n’excédant pas respectivement 1,1% et 1,3% de la différence de vitesse  $\Delta U$  et de température  $\Delta T$  imposées à l’entrée de la veine.

### 3.1.2 Définition des variables d'adimensionnement

Les paramètres d'adimensionnement usuellement utilisés pour l'étude d'une couche de mélange sont :

- la différence de vitesse  $\Delta U$  pour l'échelle de vitesse ;
- la différence de température  $\Delta T$  pour l'échelle de température ;
- l'épaisseur de la couche de mélange ou l'épaisseur de la quantité de mouvement pour l'échelle de longueur.

L'épaisseur de la couche de mélange dynamique est généralement définie par l'épaisseur de vortacité :

$$\delta'_u = \frac{\Delta U}{\left[ \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \Big|_{y_{u_{0,5}}} \right]}, \quad (3.1)$$

où  $y_{u_{0,5}}$  est l'ordonnée de l'axe de la couche de mélange ou l'ordonnée du point d'inflexion du profil de vitesse moyenne. Nous avons plutôt choisi la définition donnée par la formule :

$$\delta_u = y_{u_{0,9}} - y_{u_{0,1}}. \quad (3.2)$$

$\delta'_u$  est généralement plus grand que  $\delta_u$  d'un facteur proche de 1,0225 (Yoder [4]). La valeur de ce facteur a été également vérifiée dans cette étude. Du fait d'un profil de température moyenne un peu particulier (voir plus loin), l'épaisseur de la couche de mélange thermique est définie de la même manière par :

$$\delta_T = y_{T_{0,9}} - y_{T_{0,1}}. \quad (3.3)$$

Les ordonnées  $y_{u_{0,1}}$ ,  $y_{T_{0,1}}$ ,  $y_{u_{0,9}}$  et  $y_{T_{0,9}}$  correspondent respectivement, pour chaque position  $x$  en aval du bord de fuite, à l'ordonnée  $y$  pour laquelle la plus faible vitesse et la plus faible température s'accroissent de 10% et de 90% de  $\Delta U$  et  $\Delta T$  (sur le profil de vitesse ou de température moyenne, la valeur  $\langle u \rangle$  ou  $\langle T \rangle$  est égale à  $\langle u \rangle + 0,1\Delta U$ ,  $\langle T \rangle + 0,1\Delta T$ ,  $\langle u \rangle + 0,9\Delta U$ ,  $\langle T \rangle + 0,9\Delta T$ ). Pour obtenir ces paramètres, il est préférable d'ajuster les profils moyens de vitesse et de température par une fonction analytique.

Le profil adimensionné de la vitesse longitudinale moyenne dans la région de similitude s'écrit (voir équation 1.28 du chapitre 1) :

$$\frac{\langle u \rangle - U_l}{U_h - U_l} = \frac{1}{2} [1 + \operatorname{erf}(\sigma \eta_u)], \quad (3.4)$$

où  $\eta_u = \frac{y - y_{u_{0,5}}}{\delta_u}$  est l'ordonnée centrée adimensionnée par l'épaisseur de la couche de mélange, qui sera pris comme la variable de similitude permettant de superposer les profils dans cette région.

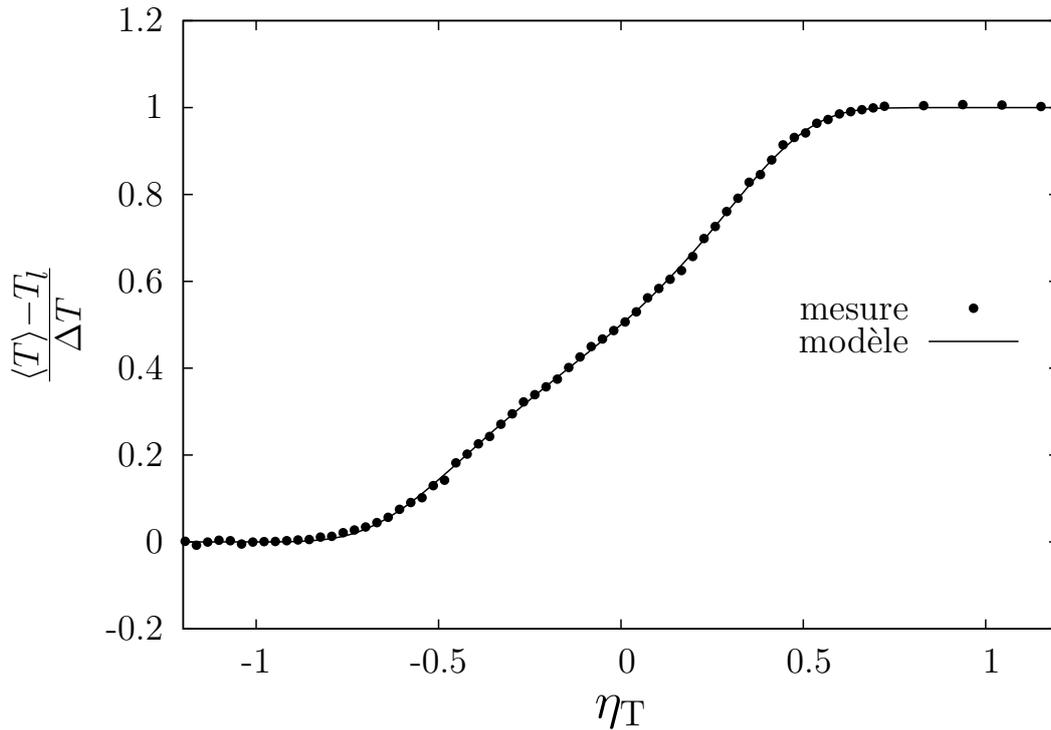


FIGURE 3.1 – Exemple d’ajustement du profil de la température moyenne par la fonction modèle

Le profil adimensionné de la température moyenne est très différent de celui de la vitesse longitudinale. Il ne présente non pas un, mais trois points d’inflexion. La fonction erf classique avec un argument linéaire doit donc être modifiée afin de prendre en compte ces trois points d’inflexion. Nous proposons d’utiliser la fonction erf avec en argument un polynôme de degré 3. De cette manière, le profil adimensionné de température moyenne est décrit par la relation suivante :

$$\frac{\langle T \rangle - T_l}{T_h - T_l} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( a\eta_T + b\eta_T^2 + c\eta_T^3 \right) \right]. \quad (3.5)$$

où  $\eta_T = \frac{y - y_{T_{0,5}}}{\delta_T}$  est la variable de similitude pour  $T$ . La figure 3.1 montre un exemple d’ajustement de cette relation. L’ajustement permet, outre l’épaisseur, d’estimer les conditions d’entrées  $T_h$  et  $T_l$ .

Mungal [119] et plus tard Ndoye [122] ont utilisé la fonction tangente hyperbolique avec le même argument (un polynôme de degré 3) pour ajuster leur profil de température moyenne :

$$\frac{\langle T \rangle - T_l}{T_h - T_l} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \tanh \left( a\eta_T + b\eta_T^2 + c\eta_T^3 \right) \right]. \quad (3.6)$$

Les variables de similitude,  $\eta_u$  pour le champ de vitesse et  $\eta_T$  pour le champ de température sont utilisées pour vérifier l’affinité géométrique des profils statistiques dans la

région de similitude. Les fonctions d'ajustement décrites ci-dessus sont utilisées pour obtenir les positions axiales  $y_{u_{0,5}}$  et  $y_{T_{0,5}}$  nécessaires pour déterminer les valeurs des variables de similitude. Les valeurs  $U_h$ ,  $U_l$ ,  $T_h$  et  $T_l$  en chaque position  $x$ , considérées comme constantes sur toute la longueur de la veine sont obtenues par le même ajustement.

### 3.1.3 Comparaison des mesures PCTA-CTA et PCTA-CCA

Le PCTA fil simple a été mis au point dans la thèse de Ndoye [122] pour la mesure localisée, simultanée et à haute fréquence de la vitesse longitudinale et de la température. La précision du PCTA y a été évaluée en estimant les contributions à l'incertitude des différents éléments de la chaîne, de la calibration au post-traitement, par la méthode de simulation de Monte-Carlo [123]. Dans la présente thèse, le PCTA est étendu à l'utilisation de sonde à fils croisés. Cette adaptation, décrite dans le chapitre précédent à la section 2.2.1, permet la mesure localisée et simultanée de deux composantes de vitesse et de la température à haute fréquence, et ainsi d'accéder aux flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur. La précision de mesure a été abordée dans la section 2.3 en restituant les vitesses et les températures de l'étalonnage et en les comparant aux mesures de référence. Les erreurs aléatoires et les erreurs de biais ont pu être quantifiées dans des conditions d'écoulement uniforme *quasi* constant, à l'échelle spatiale et temporelle d'intégration par le capteur (étalonnage dynamique avec une variation globale et relativement lente de la vitesse et de la température). Ce sont donc des conditions très différentes d'une configuration d'écoulement turbulent présentant des fluctuations locales rapides et des gradients spatiaux élevés (la couche de mélange à contre-gradient). Pour mieux évaluer la validité des mesures, nous présentons ci-dessous « en situation » quelques résultats de comparaison entre le PCTA fils croisés et les méthodes de mesures classiques et éprouvées dans la littérature, le CTA, le CCA et la PIV. Plutôt que d'utiliser une expérience dédiée à cette comparaison, nous avons préféré utiliser une des configurations explorées, plus représentative des situations rencontrées dans la thèse. Cette comparaison est exploitée pour la validation des mesures qui seront présentées par la suite.

#### 3.1.3.1 Profils de vitesse et de température moyennes

Les figures 3.2 comparent les profils de vitesse et de température moyennes obtenus par les trois méthodes dans la zone de similitude de la couche de mélange pour la configuration  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3$  m/s. Les profils de vitesse moyenne obtenus par PCTA et CTA sont comparés pour une configuration isotherme ( $\Delta T = 0$  K) et les profils de température moyenne obtenus par PCTA et CCA sont comparés pour une configuration anisotherme stable ( $\Delta T = 20$  K). La bonne superposition des deux quantités prises sépa-

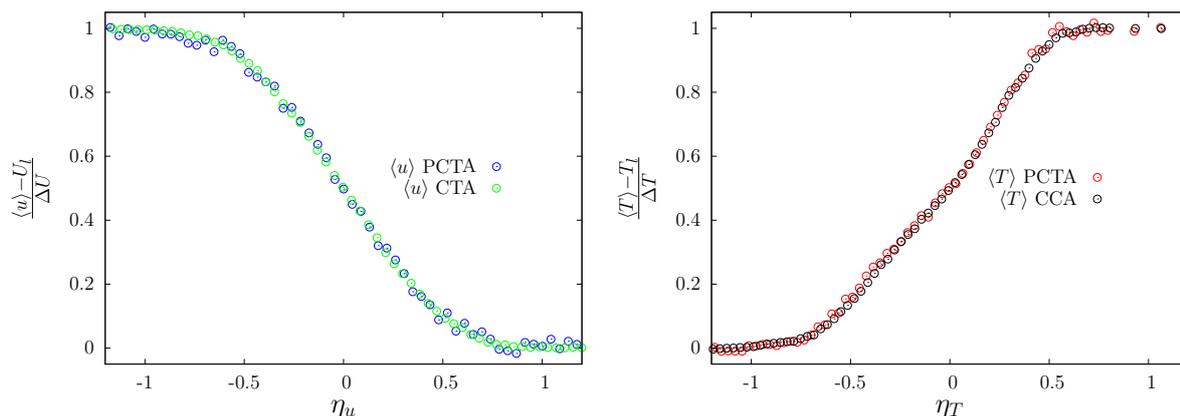


FIGURE 3.2 – Comparaison des profils de vitesse moyenne pour la configuration isotherme  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3$  m/s et de température moyenne pour la configuration anisotherme stable  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K.

rément confirme la précision de la méthode et la pertinence du post-traitement qui permet un bon découplage de la vitesse et de la température moyenne.

### 3.1.3.2 Profils des grandeurs fluctuantes

Les mesures des quantités fluctuantes obtenues avec le PCTA sont comparées à celles obtenues par les trois autres méthodes pour les mêmes configurations que dans le paragraphe précédent. On se restreint à comparer les moments d'ordre deux de vitesse et de température, caractéristiques de l'aptitude à mesurer l'énergie à partir de l'intensité des fluctuations. Les figures 3.3 présentent les profils, dans la zone de similitude, des fluctuations de vitesse du PCTA et du CTA et des fluctuations de température du PCTA et du CCA. Les figures 3.4 présentent ces mêmes profils pour une comparaison PCTA/PIV pour la configuration avec forte vitesse en bas et une comparaison CTA/PIV pour la configuration avec forte vitesse en haut<sup>1</sup>. D'un point de vue général, et pour les trois méthodes, il ressort de cette figure que :

- les profils sont en tout point de forme identique. On notera en particulier l'existence d'un double pic asymétrique sur la distribution de variance de température, capturé à la fois par le PCTA et le CCA. L'affinité géométrique des profils, que l'on pourra vérifier par la suite le long de la région de similitude, est donc conservée à travers les différentes méthodes ;
- les profils ont des niveaux d'intensité de fluctuations élevés dans la couche de mélange

1. Il s'agit d'une expérience PIV standard réalisée spécifiquement au laboratoire pour effectuer cette comparaison. Les profils proviennent d'une moyenne effectuée sur une séquence de 4 096 champs de vitesse non-résolue en temps à l'égard de la fréquence caractéristique de l'écoulement.

et très faibles dans les deux flux co-courants. Le PCTA mesure des niveaux d'intensité turbulente comparables aux deux autres méthodes, que ce soit dans la couche de mélange où les fluctuations sont intenses, ou dans les deux flux co-courants où la turbulence est résiduelle. Ceci peut s'analyser comme une sorte de rapport signal sur bruit qui est du même ordre de grandeur pour les trois méthodes ;

- les mesures sont relativement peu dispersées autour d'un profil continu. Il s'agit quasiment d'un test de répétabilité conduit à travers la couche de mélange et donc pour différentes caractéristiques de turbulence (énergie, intermittence et isotropie) ;
- la tension  $\frac{\langle u'u' \rangle}{\Delta U^2}$  est globalement identique pour les trois méthodes de mesure ;
- la tension  $\frac{\langle v'v' \rangle}{\Delta U^2}$  est identique en PCTA et PIV et légèrement plus grande en CTA ;
- la contrainte de cisaillement  $\frac{\langle u'v' \rangle}{\Delta U^2}$  est identique en CTA et PIV et légèrement plus petite en PCTA ;
- la variance de température est légèrement plus faible d'environ 10% (soit 5% pour les intensités) pour le PCTA ;
- la PIV donne des résultats identiques dans les deux configurations.

Ces résultats sont très satisfaisants, notamment pour la tension  $\frac{\langle u'u' \rangle}{\Delta U^2}$  qui est reproduite à l'identique pour les quatre expériences (une CTA, une PCTA et deux PIV). Le niveau similaire de tension de  $\frac{\langle u'u' \rangle}{\Delta U^2}$  et de  $\frac{\langle v'v' \rangle}{\Delta U^2}$  en CTA suggère une surestimation par le CTA de la tension  $\frac{\langle v'v' \rangle}{\Delta U^2}$ . Il ne s'agit vraisemblablement pas d'une surestimation systématique par le CTA mais plutôt d'une surestimation, sans explication claire à cet stade, très spécifique aux conditions particulières de cette expérimentation à  $\lambda = 0,33$ . Nous pourrions remarquer par la suite sur la figure 3.26 que pour toutes les autres valeurs de  $\lambda$ , les tensions sont identiques à celles données par la PIV. La légère différence sur la contrainte de cisaillement obtenue par PCTA avec celles obtenues par PIV ou CTA peut être attribuée à un problème de résolution temporelle pour une quantité faisant intervenir une corrélation croisée (par rapport à une autocorrélation).

### 3.1.3.3 Spectres de vitesse et de température

Les figures 3.5 présentent deux différentes représentations de la densité spectrale de puissance en un point à l'intérieur de la couche dans la zone de similitude. Ont été calculées les densités spectrales de puissance de la composante longitudinale de vitesse, mesurée avec le PCTA et le CTA, et de la température, mesurée avec le PCTA et le CCA. La représentation de gauche est en échelle log – log classique et sans normalisation de la densité spectrale de puissance  $E$  en fonction de la fréquence temporelle  $f$ . La fréquence caractéristique associée au nombre de Strouhal pour cette configuration de couche de mélange est approximativement de 6 Hz. Une zone inertielle peut être observée au delà de cette fréquence. La fréquence de coupure du PCTA est de 500 Hz, soit la moitié de

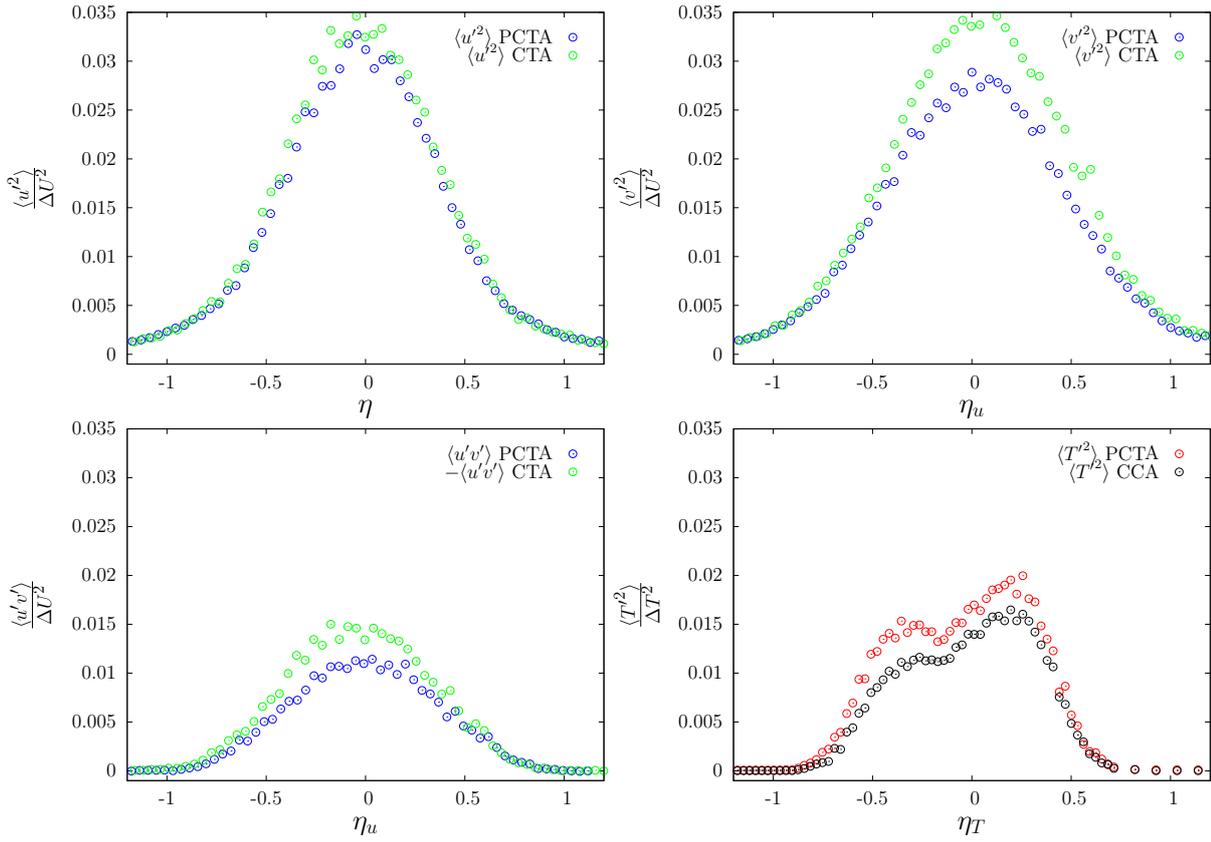


FIGURE 3.3 – Comparaison PCTA/CTA des profils de fluctuations vitesses pour la configuration isotherme  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3$  m/s et de température pour la configuration anisotherme stable  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K.

la fréquence d'acquisition (1kHz). Les deux spectres liés à la fois à la vitesse et à la température coïncident jusqu'à 250 Hz. Ce résultat est très satisfaisant, notamment pour la mesure de la température si l'on rappelle que le PCTA utilise un fil de tungstène platiné de  $2,5 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $0,5$  mm de longueur. La différence observée au delà de cette fréquence est probablement due à la fonction de transfert du PCTA qui réalise un filtrage du signal de la vitesse et de la température sur la durée d'un motif. Les résultats obtenus en augmentant la durée des motifs ou en utilisant des méta-motifs regroupant plusieurs motifs unitaires confortent cette tendance, ce qui semble confirmer l'hypothèse d'un filtrage lié à la durée d'un motif. Il est clair qu'en faisant fonctionner le PCTA en mode PCVA (voltage constant), dont la bande passante est quasiment indépendante du coefficient de surchauffe, ou en utilisant un fil de  $1 \mu\text{m}$ , on réduira considérablement la durée des motifs, ce qui aura pour conséquence le décalage de ce filtre passe-bas vers les plus hautes fréquences. La représentation de droite est le spectre pré-multiplié  $kE(k)$  en échelle log-linéaire de sorte que la surface de  $kE(k)$  en échelle de fréquence logarithmique soit proportionnelle à la contribution de ces fréquences à la variance de la vitesse ou de

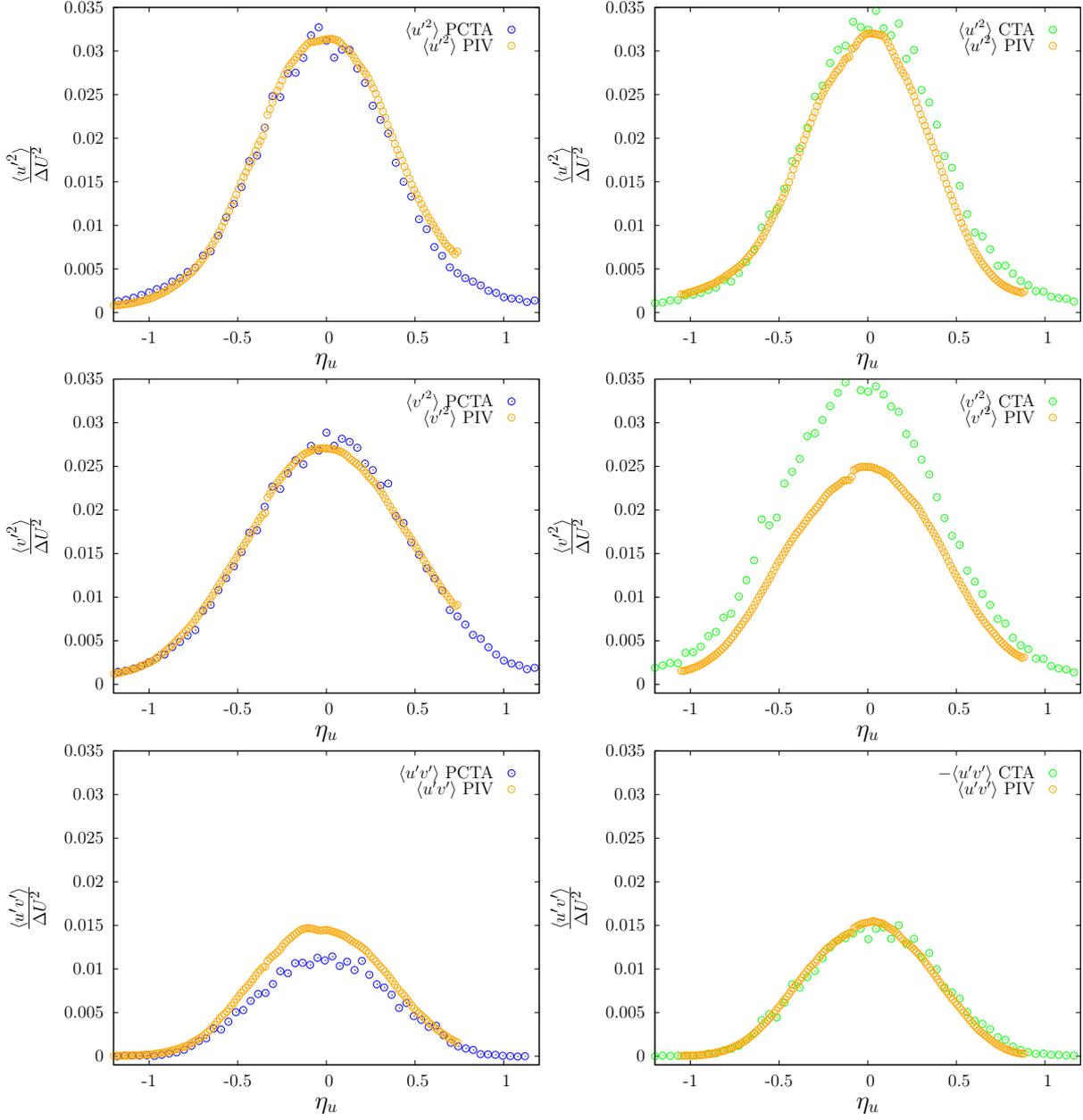


FIGURE 3.4 – Profils de fluctuations vitesses pour la configuration isotherme  $\lambda = 0, 33$  et  $U_c = 3$  m/s : à gauche, comparaison PCTA/PIV pour la configuration forte vitesse en bas ; à droite, comparaison CTA/PIV pour la configuration forte vitesse en haut.

la température :

$$\begin{aligned} \langle u'^2 \rangle &= \int_0^{+\infty} E_{uu}(k) dk = \int_0^{+\infty} k E_{uu}(k) d \log k, \\ \langle T'^2 \rangle &= \int_0^{+\infty} E_{TT}(k) dk = \int_0^{+\infty} k E_{TT}(k) d \log k. \end{aligned}$$

Les densités spectrales de puissance sont normalisées par la différence de vitesse  $\Delta U$  ou la différence de température  $\Delta T$  de l'écoulement libre et le nombre d'onde  $k = \frac{2\pi f}{\langle u \rangle}$  par

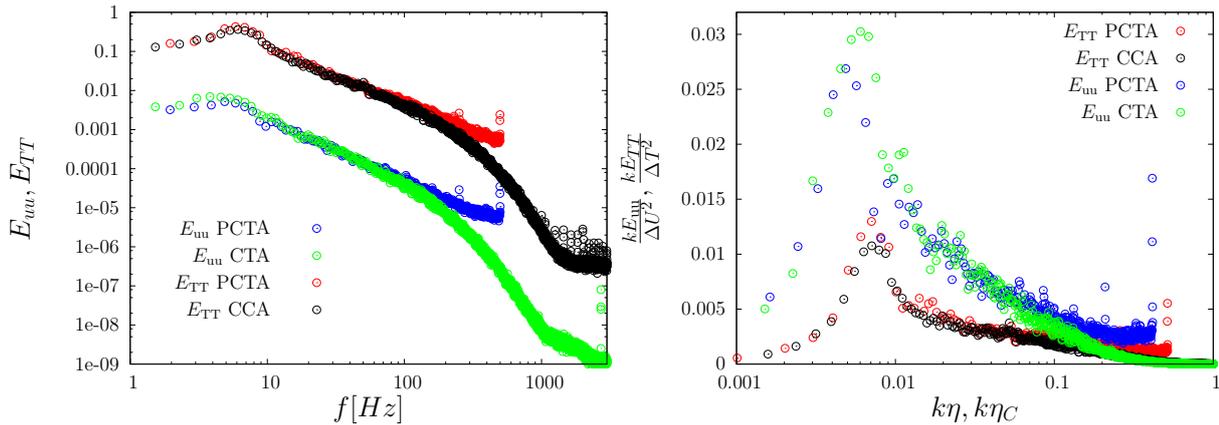


FIGURE 3.5 – Densités spectrale de puissance : Comparaison entre PCTA et CTA pour la composante de vitesse longitudinale et entre PCTA et CCA pour la température. À gauche, DSPs en représentation log – log ; À droite, DSPs adimensionnées et pré-multipliées par  $k$  en représentation log – linéaire.

l'échelle de Kolmogorov  $\eta_k$  ou de Corrsin-Obukhov  $\eta_C$  définies par :

$$\eta_k = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}$$

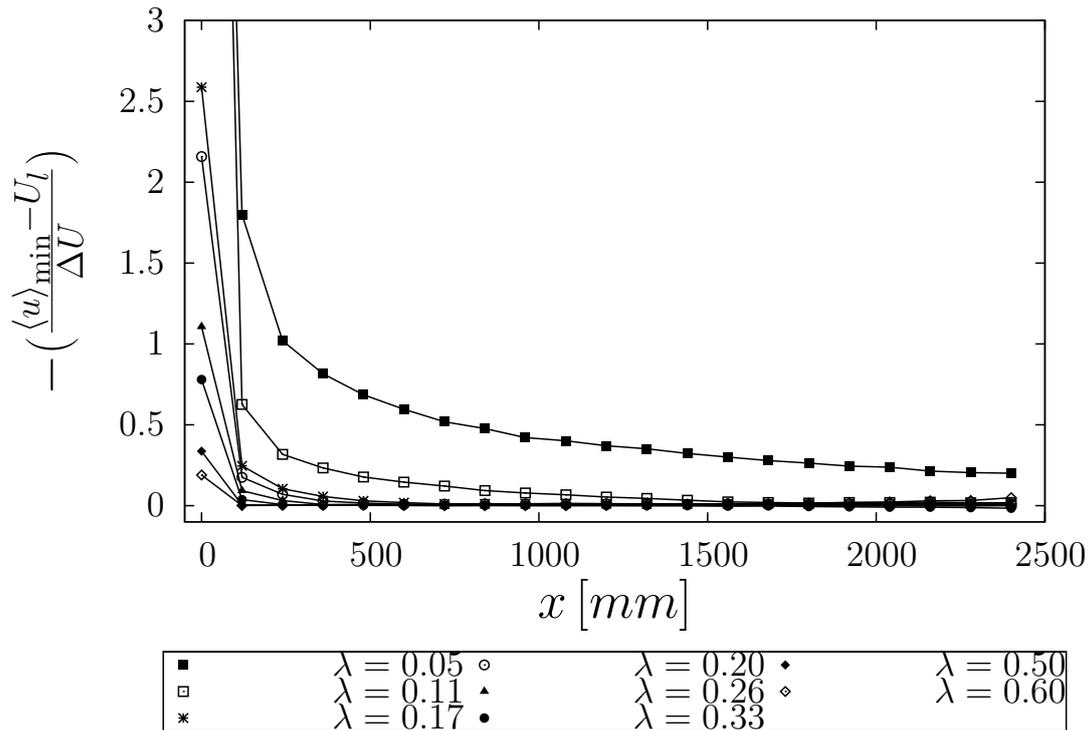
$$\eta_C = \left( \frac{k^3}{\epsilon} \right)^{1/4} .$$

avec  $\epsilon$  le taux de dissipation,  $\nu$  la viscosité cinématique et  $k$  la diffusivité thermique. Il apparaît sur cette figure que la contribution énergétique des échelles non résolues par le PCTA (au delà de  $0,1$ ) est quasiment négligeable à la fois pour la vitesse et pour la température. On peut dès lors considérer que la bande passante du PCTA est suffisante pour la mesure des grandeurs turbulentes dans notre couche de mélange à basse vitesse. Néanmoins, cette fréquence de coupure du PCTA est trop basse pour bien estimer la dissipation qui a lieu aux petites échelles. À ce stade, il apparaît que pour les écoulements nécessitant une mesure à plus haute fréquence, le PCTA doit être utilisé avec les propositions suggérées plus haut (PCVA et/ou Wollaston).

Dans la suite du document, les comparaisons avec les résultats de la littérature et la vérification des *a priori* sur certaines quantités témoigneront de la qualité des mesures, comme par exemple les symétries, les directions d'homogénéité ou les signes des corrélations croisées.

### 3.1.4 Distance de développement

La plaque séparatrice génère à son aval immédiat un sillage quantifiable par un déficit de vitesse au centre des profils transversaux (voir figure 2.19 du chapitre 2). Ce déficit peut

FIGURE 3.6 – Évolution longitudinale du déficit de vitesse pour différentes valeurs de  $\lambda$ .

être caractérisé en mesurant la vitesse  $\langle u \rangle_{\min}$  au point le plus bas du profil. La figure 3.6 montre l'évolution longitudinale de ce déficit de vitesse moyenne obtenue par CTA pour différentes valeurs de  $\lambda$ . Cette figure permet de déterminer la distance de développement, c'est-à-dire la distance à partir du bord de fuite à laquelle le sillage de la plaque disparaît pour laisser place au développement de la couche de mélange. L'intensité relative du déficit de vitesse et la persistante du sillage sont plus importantes lorsque  $\lambda$  diminue. Le sillage s'estompe peu à peu pour disparaître complètement à  $x = 480$  mm pour  $\lambda$  compris entre 0,17 et 0,60, à  $x = 1440$  mm pour  $\lambda = 0,11$  et jusqu'à la dernière station de mesure pour  $\lambda = 0,05$ . Ce résultat est conforme à l'idée d'un sillage plus rapidement submergé par les couches de mélange à fort gradient, et aux travaux de Mehta [115] pour une gamme équivalente de paramètres de cisaillement.

En conclusion, notre montage ne permet pas d'étudier le développement de la couche de mélange hors de l'influence du sillage de la plaque, pour des valeurs très faibles de  $\lambda$  ( $U_1$  et  $U_2$  très proches), mais à partir de  $\lambda = 0,17$ , l'étude est possible sur une grande longueur.

### 3.1.5 Influence de la température

Il est important de distinguer les effets des forces de flottabilité sur l'écoulement afin de s'assurer si la température est un scalaire passif ou actif. L'un des paramètres souvent utilisé, est le nombre de Richardson local de flux  $Ri_f$  ou de gradient  $Ri$ . Ils ont déjà été définis et commentés dans la section 1.1.3. Nous nous contenterons ici de rappeler leur définition respective :

$$Ri_f = \frac{\beta g \langle v'T' \rangle}{\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}}, \quad (3.7)$$

$$Ri = \frac{g\beta \frac{\partial T}{\partial y}}{\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2}. \quad (3.8)$$

La stratification est dite stable si  $Ri_f > 0$ , et la relaminarisation ne survient que pour  $Ri_f \gg 0$ . *A contrario*, la stratification est dite instable si  $Ri_f < 0$ , et participe à destabiliser l'écoulement pour  $Ri_f \ll 0$ .

Les profils transversaux de  $Ri_f$ , non présentés ici, montrent qu'il est quasiment constant à l'intérieur de la couche mélange. La figure 3.7 présente donc l'évolution longitudinale du nombre de Richardson local de flux  $Ri_f$  pour les deux configurations stable et instable, à contre-gradient, avec  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K. Son évolution est quasiment linéaire et sa valeur maximum en valeur absolue est autour de 0,03. Il est inférieur à 0,2, valeur au delà de laquelle Tennekes et Lumley [153] prédisent une relaminarisation complète de l'écoulement dans le cas de la stratification stable. Donc, dans nos configurations, les effets de flottabilité associés aux gradients de température dans le mélange ne seront pas négligeables mais resteront très faibles comparés aux effets inertiels.

## 3.2 Écoulement moyen

Dans cette section, les profils de la vitesse moyenne longitudinale et de la température moyenne sont utilisés afin d'extraire les principales grandeurs caractéristiques de l'écoulement, notamment dans la région de comportement auto-similaire.

### 3.2.1 Affinité géométrique des profils

Les figures 3.8 et 3.9 présentent respectivement l'évolution longitudinale des profils transversaux de vitesse et de température moyennes pour la configuration stable à contre-gradient  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K. Rappelons que le choix de cette configuration est dicté par le contexte et les applications industrielles liés à cette étude. Ces

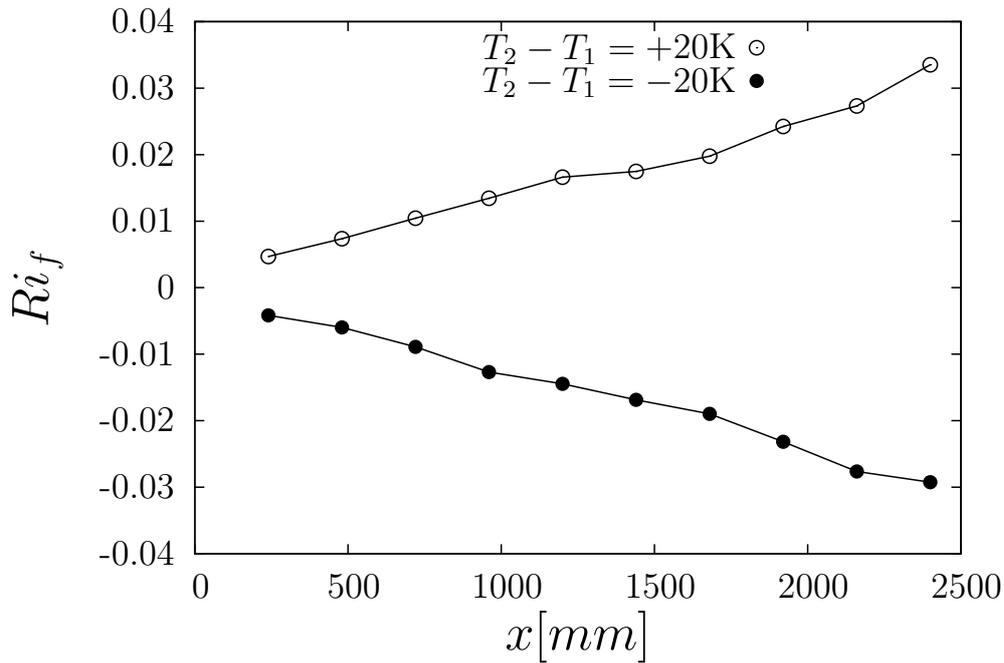


FIGURE 3.7 – Évolution longitudinale du nombre de Richardson local de flux  $Ri_f$  pour les deux configurations stable et instable, à contre-gradient, avec  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K.

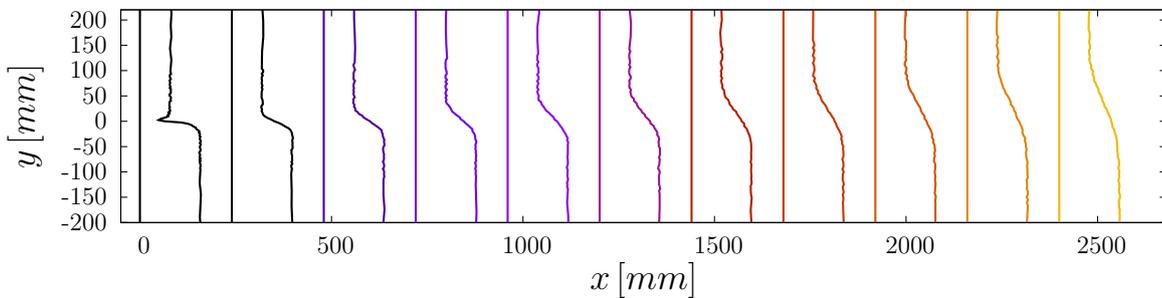


FIGURE 3.8 – Profils de vitesse moyenne pour la configuration stable et à contre-gradient  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K.

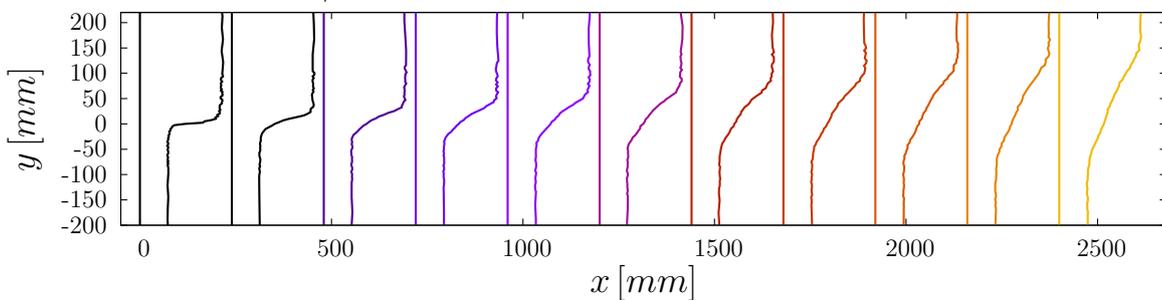


FIGURE 3.9 – Profils de température moyenne pour la configuration stable et à contre-gradient  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K.

deux figures permettent de mettre en évidence le comportement moyen de la couche de mélange, et en particulier son épanouissement vers l'aval, après que le sillage de la plaque séparatrice ait disparu.

Le champ dynamique se décompose donc en deux régions. La première région est la région du sillage de la plaque séparatrice, avec des profils de vitesse présentant un déficit sur l'axe. La deuxième région est la région de développement de la couche de mélange proprement dite. On peut y observer le développement spatial de la couche de mélange dynamique, se traduisant par une expansion de la zone de mélange avec la distance  $x$ . La figure 3.10 superpose les profils adimensionnés de vitesse moyenne dans cette région, soit  $\frac{\langle u \rangle - U_l}{U_h - U_l}$  en fonction de la variable de similitude  $\eta_u$ . Le regroupement des profils traduit leur affinité géométrique. Il confirme, en corollaire, la bonne estimation des variables de similitude.

Le champ thermique, contrairement au champ dynamique, ne présente aucun effet du sillage de la plaque séparatrice. Ceci s'explique par l'équilibre thermique de la plaque. La figure 3.11 superpose les profils de température moyenne obtenue en aval du bord de fuite, soit  $\frac{\langle T \rangle - T_l}{T_h - T_l}$  en fonction de la variable de similitude  $\eta_T$ . L'affinité géométrique est cette fois encore manifeste, mais semble légèrement retardée par rapport à celle du champ dynamique, puisqu'on note une petite déviation du profil en  $x = 240$  mm. Le champ thermique présente d'autres caractéristiques qui diffèrent de celles du champ dynamique. L'expansion du champ thermique est plus importante que celle du champ dynamique, comme l'ont constaté Konrad [94], Batt [17] et plus tard Masutani et Bowman [114]. Les profils de température moyenne ne sont pas symétriques et présentent un triple point d'inflexion, alors que les profils de vitesse moyenne sont symétriques par rapport à un point d'inflexion unique. Un tel comportement du scalaire passif a déjà été mis en évidence par Konrad [94], Masutani et Bowman [114], Pickett et Ghandhi [135] et plus récemment Ndoye [123].

### 3.2.2 Évolution des épaisseurs $\delta_u$ , $\delta_T$ et $\theta$ par rapport aux paramètres de contrôles $\lambda$ , $U_c$ et $\Delta T$

Les quantités principalement utilisées pour décrire l'évolution longitudinale et l'état de similitude du champ de vitesse et de température moyenne sont des épaisseurs caractéristiques de la couche de mélange. Elles ont été définies dans la section 3.1.2. L'évolution linéaire de ces épaisseurs est mise en évidence une fois la zone de similitude atteinte sur les figures 3.14, pour les épaisseurs relatives au champ dynamique, et 3.15, pour les épaisseurs relatives au champ thermique. Les unités physiques (en mm) ont été conservées, pour mieux appréhender les dimensions réelles de l'écoulement. Les origines virtuelles ont

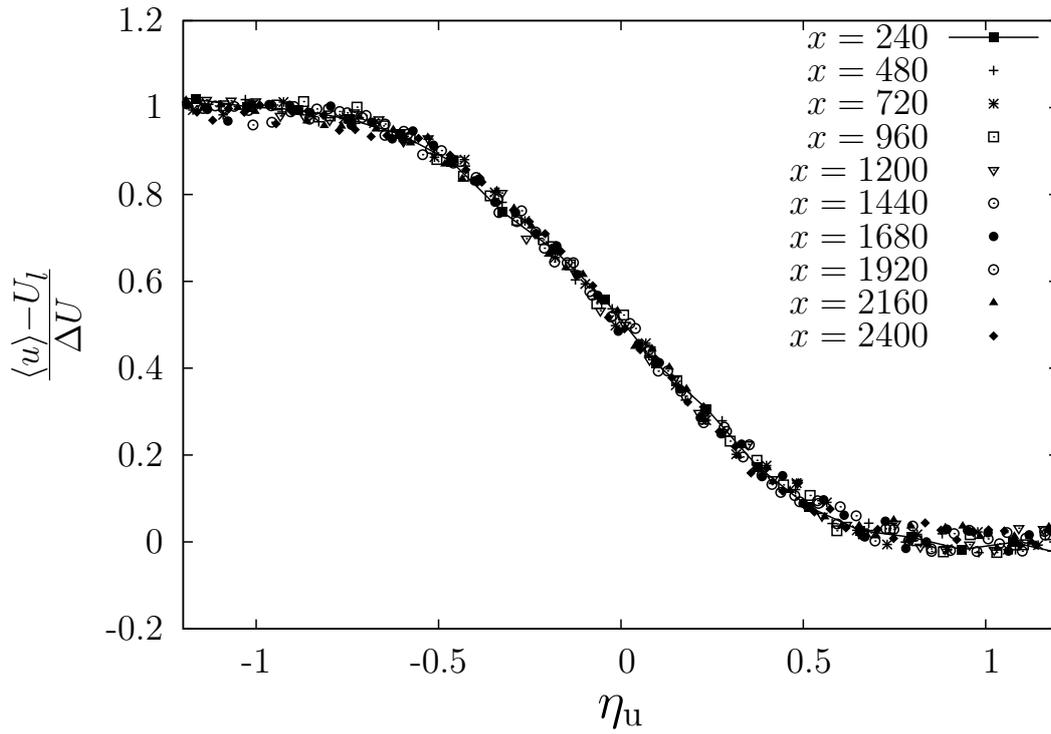


FIGURE 3.10 – Profils de vitesse moyenne pour la configuration stable et à contre-gradient  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K avec  $x$  variant de 240 à 2400 mm.

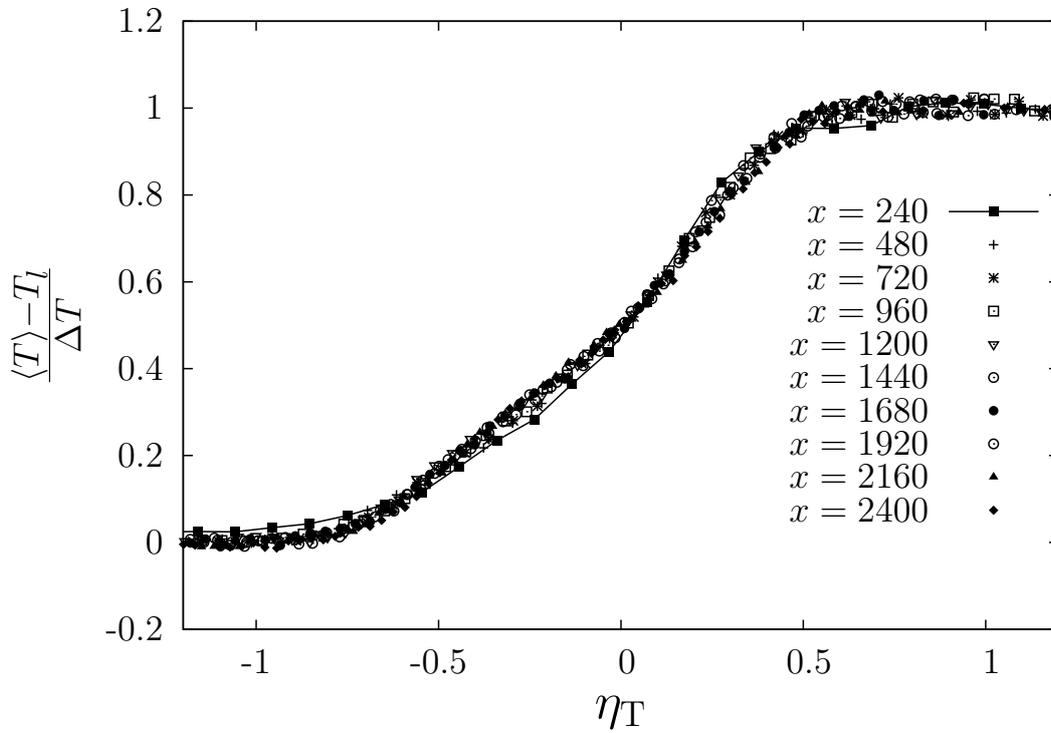


FIGURE 3.11 – Profils de température moyenne pour la configuration stable et à contre-gradient  $\lambda = 0,33$ ,  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K avec  $x$  variant de 240 à 2400 mm.

néanmoins été retranchées, de sorte que l'origine de l'abscisse des figures corresponde à l'origine virtuelle pour chacune des configurations. Le comportement de l'origine virtuelle sera plus amplement commenté dans la section suivante.

D'un point de vue général, bien qu'il y ait un bon regroupement des profils de vitesse et de température à partir de  $x \simeq 240$  mm (figures 3.10 et 3.11), l'évolution linéaire de toutes les épaisseurs apparaît au delà de cette distance. Sans tenir compte de l'origine virtuelle respective de chacune des configurations, l'évolution linéaire commence globalement entre 960 et 1 200 mm. Cette distance est proche des 1 000 mm indiquées par Mehta [115] pour les mêmes coefficients de cisaillement dans une soufflerie aux dimensions comparables à la nôtre. Le taux d'expansion de la couche de mélange augmente fortement avec le paramètre de cisaillement  $\lambda$  (figures 3.12 et 3.13). Il augmente très légèrement lorsque l'on passe progressivement d'une configuration stable à une configuration instable (figures 3.14). Pour le rapport des épaisseurs de vorticité et de quantité de mouvement  $\frac{\delta_u}{\theta}$ , on obtient une valeur de 5,4 légèrement différente de la valeur 5 donnée par Browand et Ho [34] et loin de la valeur théorique 4 que donne un profil en erf. Le taux d'expansion thermique se comporte de façon similaire au taux d'expansion dynamique. Ces observations sont en accord avec les résultats de Fiedler [63] pour une couche de mélange anisotherme et Chevray et Tutu [46] et Batt [17] pour un jet anisotherme.

Le rapport des deux épaisseurs dynamique et thermique est présenté sur la figure 3.17. Ce rapport semble être indépendant de la différence de température  $\Delta T$  et du paramètre de cisaillement et prend une valeur d'environ 0,74. Cette valeur est légèrement supérieure à celle trouvée par Batt [17] (0,72) pour une couche de mélange à basse vitesse et inférieure à celle obtenue par Corrsin et Uberoi [51] (0,81), mais pour un autre type d'écoulement, un jet rond chauffé.

Les figures 3.18 présentent les effets du coefficient de cisaillement (figure de gauche) et de la différence de température (figure de droite) sur les taux d'expansion dynamique en configuration anisotherme. Comme remarqué précédemment, le taux d'expansion est une fonction croissante de  $\lambda$ . La figure 3.17 montre que les mesures réalisées en CTA pour les mêmes valeurs de  $\lambda$  en configuration isotherme donnent des valeurs similaires et que le taux d'expansion est une fonction *quasi* linéaire de  $\lambda$ . Brown et Roshko [36] suggèrent d'ailleurs un taux d'expansion dynamique compris entre 0,16 et 0,18 $\lambda$ . Le taux d'expansion reste inchangé dans le cas stable et augmente légèrement dans le cas instable, traduisant un effet sensible des forces de flottabilité sur l'expansion de la couche de mélange, malgré un nombre de Richardson local de flux  $Ri_f$  faible, d'environ 0,03. Ces résultats confirment les observations réalisées par Ndoye [122] dans la même soufflerie et pour les mêmes configurations. Le taux d'expansion dynamique est de 0,06 dans le cas stable, ce qui est proche des résultats de Brown et Roshko [36] et légèrement inférieure

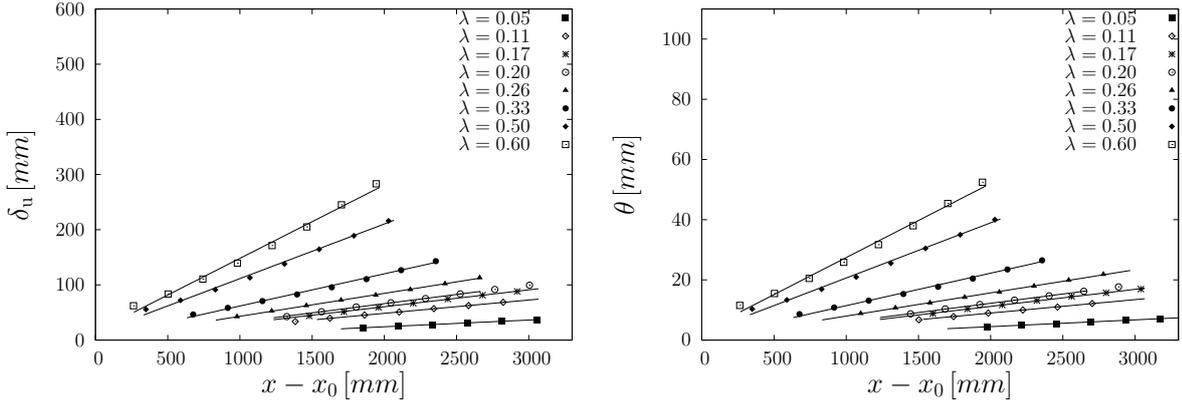


FIGURE 3.12 – Évolution longitudinale des épaisseurs de vorticité  $\delta_u$  (à gauche) et de quantité de mouvement  $\theta$  (à droite) obtenues par CTA pour les configurations isothermes avec  $U_c = 3$  m/s et différents  $\lambda$ .

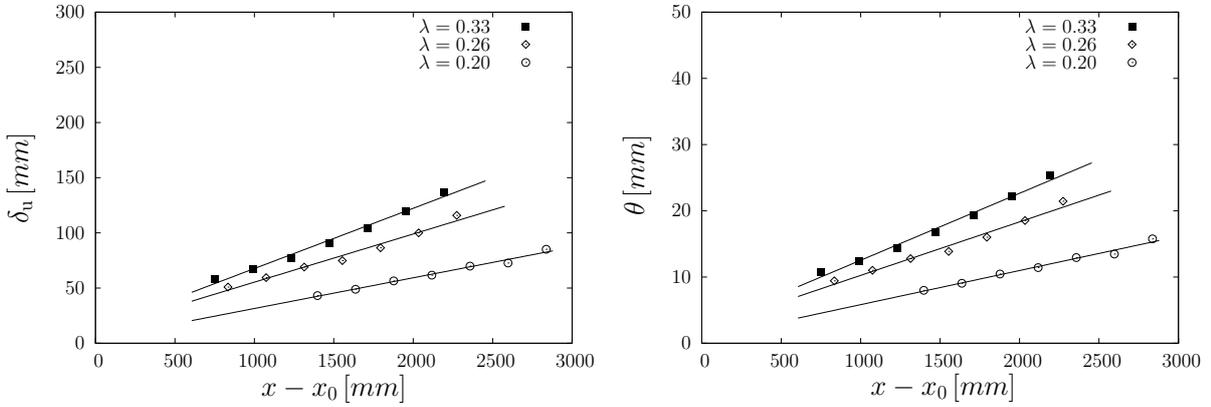


FIGURE 3.13 – Évolution longitudinale des épaisseurs de vorticité  $\delta_u$  (à gauche) et de quantité de mouvement  $\theta$  (à droite) obtenues par PCTA pour les configurations stables avec  $U_c = 3$  m/s,  $\Delta T = 20$  K et différents  $\lambda$ .

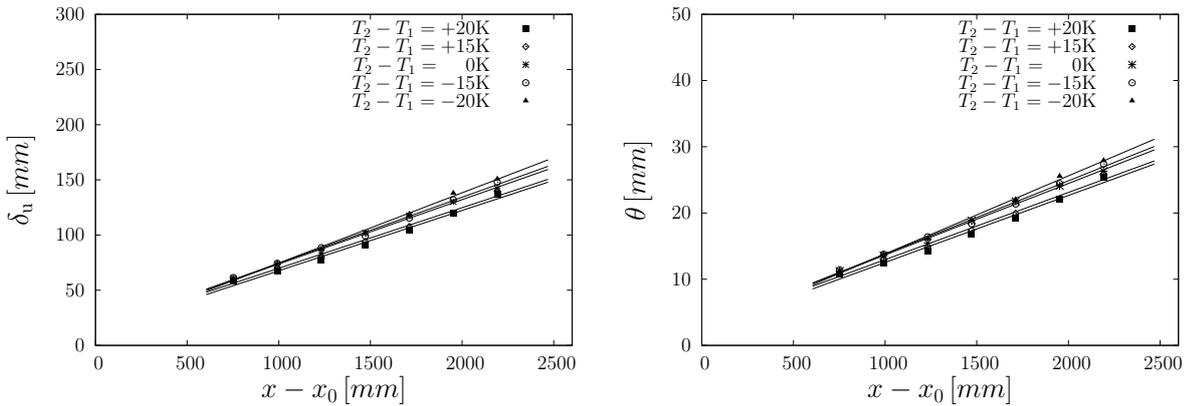


FIGURE 3.14 – Évolution longitudinale des épaisseurs de vorticité  $\delta_u$  (à gauche) et de quantité de mouvement  $\theta$  (à droite) obtenues par PCTA pour les configurations  $\lambda = 0, 33$ ,  $U_c = 3$  m/s et différents  $\Delta T$ .

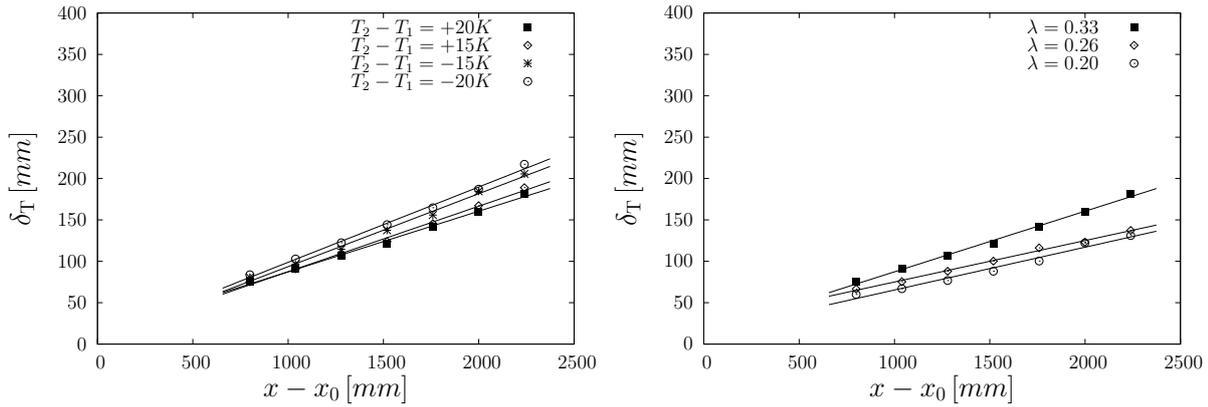


FIGURE 3.15 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche de mélange thermique  $\delta_T$  obtenue par PCTA : à gauche, pour les configurations  $\lambda = 0, 33$ ,  $U_c = 3$  m/s et différents  $\Delta T$  ; à droite, pour les configurations stable  $U_c = 3$  m/s,  $\Delta T = 20$  K et différents  $\lambda$ .

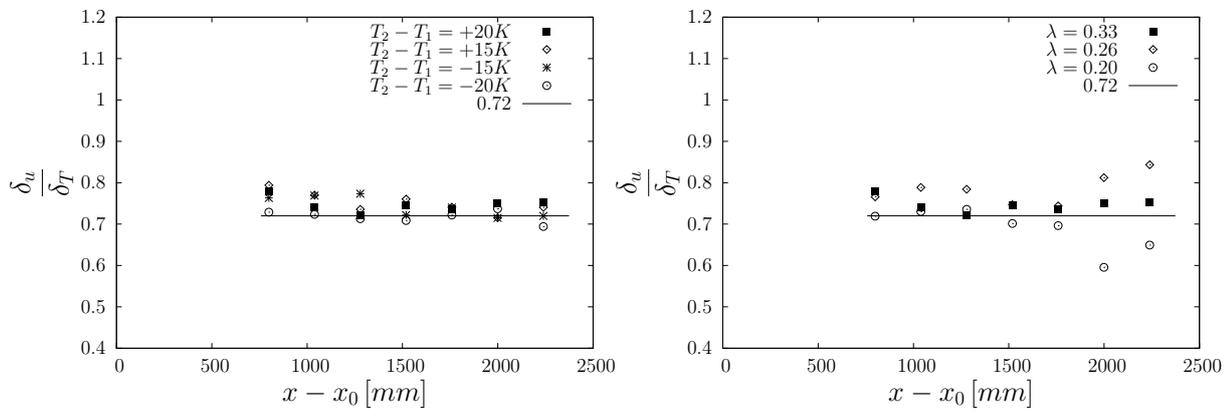


FIGURE 3.16 – Évolution longitudinale du rapport des deux épaisseurs dynamique et thermique obtenues par PCTA : à gauche, pour les configurations  $\lambda = 0, 33$ ,  $U_c = 3$  m/s et différents  $\Delta T$  ; à droite, pour les configurations stable  $U_c = 3$  m/s,  $\Delta T = 20$  K et différents  $\lambda$ .

au 0,071 de Masutani et Bowman [114] pour le même  $\lambda$ .

Le tableau 3.2 résume les valeurs du taux d'expansion dynamique relevées dans différents articles de référence, en comparaison avec celles de la présente étude, obtenues par des mesures CTA. Seules les configurations isothermes sont utilisées, pour s'affranchir des effets de flottabilité et pour rester dans le domaine couvert par les valeurs disponibles dans la littérature. On constate un assez bon accord avec les données de la littérature pour le paramètre d'expansion de référence  $\sigma_0$  (voir la section 1.1.2.2). Les écarts constatés sur le taux d'expansion  $\frac{d\delta_u}{dx}$  nous paraissent pouvoir s'expliquer par les différences dans les conditions d'expérience et de traitement de données. On rappelle qu'il existe une légère dispersion du taux d'expansion liée au choix de la définition de l'épaisseur d'expansion. On remarque que pour certaines valeurs de  $\lambda$ , les taux d'expansion sont légèrement plus

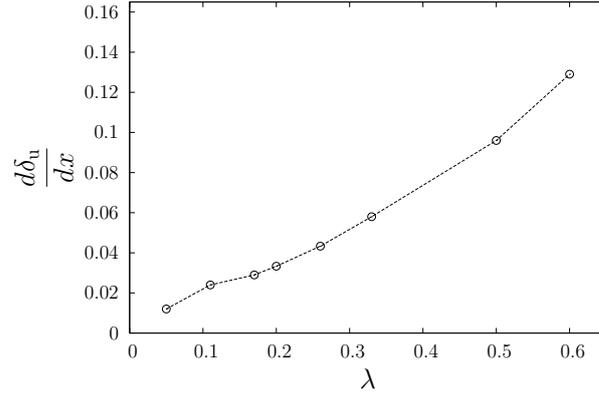


FIGURE 3.17 – Effet du coefficient de cisaillement sur l’expansion dynamique. Configurations isothermes avec  $U_c = 3$  m/s (mesures obtenues par CTA).

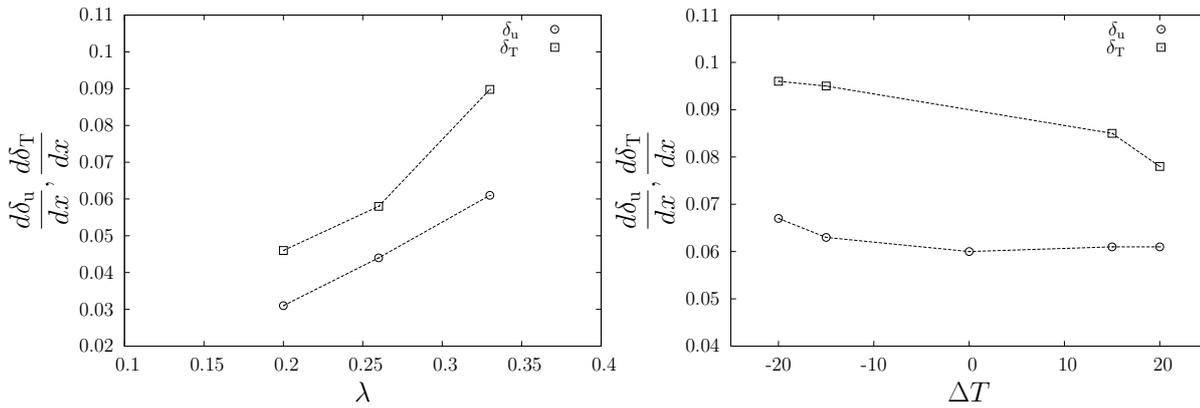


FIGURE 3.18 – Effets des paramètres de contrôle sur le taux d’expansion dynamique obtenu par PCTA : à gauche, effet du coefficient de cisaillement sur la configuration stable avec  $U_c = 3$  m/s et  $\Delta T = 20$  K ; à droite, effet de la différence de température sur la configuration  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3$  m/s.

petits que dans notre étude. Cette différence peut s’expliquer par la sensibilité de la couche de mélange aux caractéristiques des deux flux extérieurs et des deux couches limites sur la plaque séparatrice. En effet, l’intensité de turbulence de l’écoulement libre dans notre étude est plus importante que celle mesurée par Mehta [115]. De plus, les caractéristiques de nos couches limites diffèrent légèrement de celles d’une couche limite standard. Bon nombre de résultats de la littérature confirment cette variabilité. Les résultats de Rogers et Moser [141] vont dans le même sens en suggérant l’existence d’un état de similitude dépendant du taux de croissance.

Auteur	$\lambda$	$I_u$ [%]	$\frac{d\delta_u}{dx}$	$\sigma_0$
Mehta [115]	0,05	0,15	0,007	-
présente étude	0,05	0,31	0,012	7,33
Mehta [115]	0,11	0,15	0,0124	-
présente étude	0,11	0,31	0,025	8,06
Ndoye [122]	0,16	-	0,027	10,91
Mehta [115]	0,17	0,15	0,0168	10,5
présente étude	0,17	0,29	0,029	10,23
Heitz [74]	0,20	-	0,0336	10,54
présente étude	0,20	0,32	0,033	10,67
Yule [167]	0,24	1	0,046	-
Mehta [115]	0,25	0,15	0,0235	10,5
Ndoye [122]	0,25	-	0,040	10,91
Bellin [21]	0,26	-	0,041	11,22
présente étude	0,26	0,29	0,042	10,91
Masutani et Bowman [114]	0,33	0,5	0,0706	-
Mehta [115]	0,33	0,15	0,0315	10,5
Ndoye [122]	0,33	-	0,052	11,28
présente étude	0,33	0,31	0,055	10,49
Ndoye [122]	0,50	-	0,086	10,35
présente étude	0,50	0,35	0,096	9,14
présente étude	0,60	0,36	0,129	8,18

TABLE 3.2 – Taux d’expansion dynamique obtenus dans différentes études et classés par  $\lambda$  croissant.

### 3.2.3 Lignes d’expansion

Les lignes d’expansion de la vitesse et de la température moyenne sont des isocontours notés respectivement  $\phi_n^u$  et  $\phi_n^T$ . Elles correspondent, pour chaque station  $x$ , à l’ordonnée  $y$  pour laquelle la vitesse et la température moyenne adimensionnée s’écrivent :

$$\frac{\langle u \rangle (y) - U_l}{U_h - U_l} = n, \quad (3.9)$$

$$\frac{\langle T \rangle (y) - T_l}{T_h - T_l} = n. \quad (3.10)$$

avec  $0 \leq n \leq 1$ . De cette manière,  $\phi_{0,5}^u$  et  $\phi_{0,5}^T$  représentent respectivement l’axe de la couche de mélange dynamique et thermique.  $\phi_{0,9}^u - \phi_{0,1}^u$  et  $\phi_{0,9}^T - \phi_{0,1}^T$  représentent respectivement les épaisseurs dynamiques et thermiques, dans leur définition basée sur un gradient global, et non sur la pente au point d’inflexion.

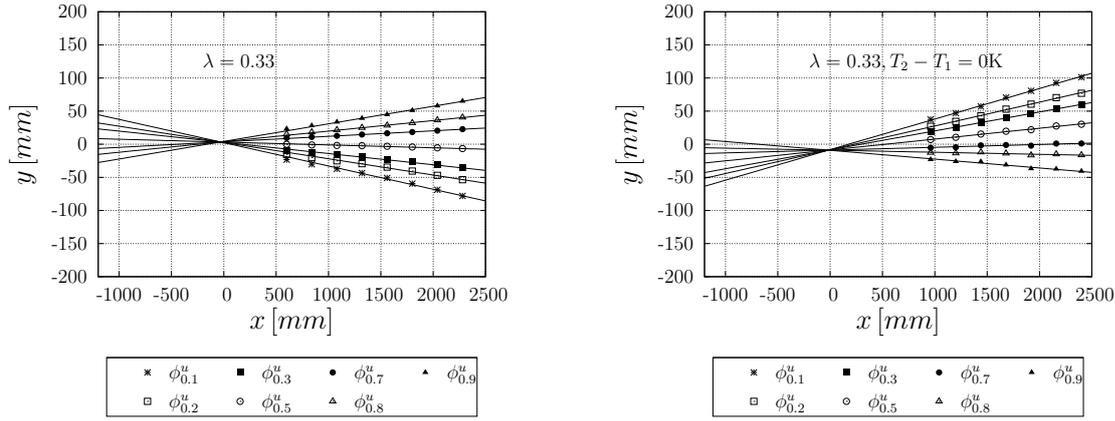


FIGURE 3.19 – Lignes d’expansion de la vitesse moyenne mesurées pour une configuration isotherme, avec  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3$  m/s : à gauche, mesures CTA avec forte vitesse en haut ; à droite, mesures PCTA avec forte vitesse en bas.

Les figures 3.19 à 3.22 présentent les lignes d’expansion obtenues pour différentes valeurs de  $n$  variant de 0,1 à 0,9 et pour différentes configurations d’écoulement (avec différents  $\lambda$  et  $\Delta T$ ). Ces lignes d’expansions sont principalement utilisées pour mettre en évidence les effets de ces deux paramètres non pas sur les taux d’expansions, déjà étudiées dans la section précédente, mais sur la position de l’origine virtuelle et sur la déviation de l’axe de la couche de mélange.

Les figures 3.19 comparent les lignes d’expansion de la vitesse moyenne obtenues par PCTA et CTA. Elles ont été mesurées pour une même configuration isotherme, mais à gradient de vitesse inversé, avec  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3$  m/s. La configuration mesurée en CTA est retournée par rapport à celle mesurée en PCTA (vitesses inversées entre les deux flux incidents ; ce cas isotherme est mesuré par PCTA au sein d’une série de configurations anisothermes stables à contre gradient). Le taux d’expansion et la position de l’origine virtuelle sont identiques. L’axe de la couche de mélange est dévié vers le côté basse vitesse, mais de façon moins prononcée pour le CTA (la forte vitesse froide en haut) que pour le PCTA (avec la forte vitesse froide en bas). Cette différence de comportement peut être due à la légère inclinaison donnée à la paroi supérieure de la soufflerie pour annuler le gradient de pression longitudinal dans chacun des flux, mais également à des conditions génératrices légèrement différentes dans ces deux flux, notamment le taux de turbulence et les caractéristiques des couches limites.

Les figures 3.20 et 3.21 montrent l’effet de la température sur les lignes d’expansion dynamique et thermique pour des configurations stables et instables, à contre-gradient, avec  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3$  m/s. Les lignes d’expansion dynamique sont symétriques par rapport à l’axe de la couche de mélange du fait d’un profil de vitesse moyenne symétrique par rapport au seul point d’inflexion, contrairement aux lignes d’expansion thermique. On

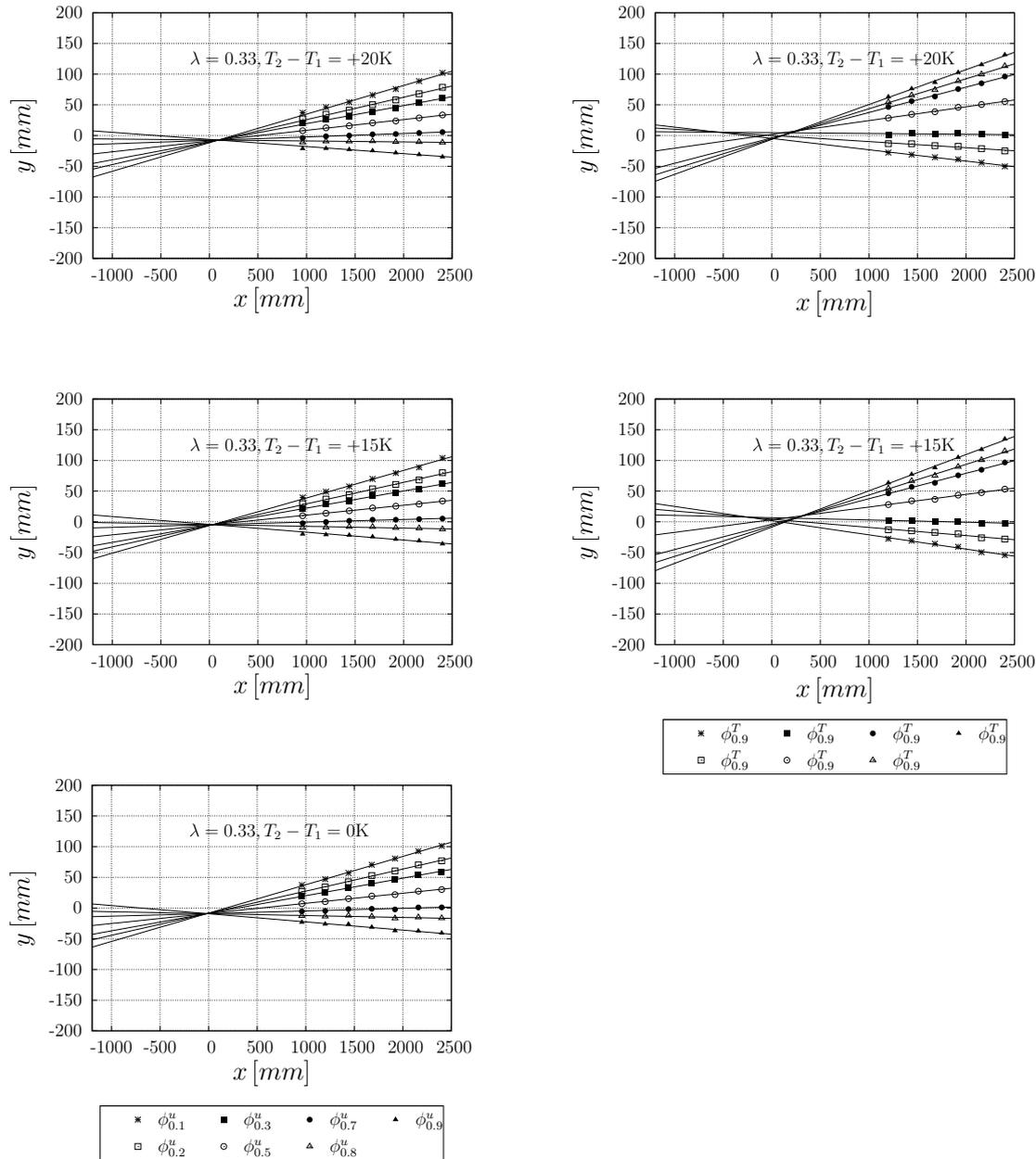


FIGURE 3.20 – Lignes d’expansion de la vitesse moyenne (à gauche) et de la température moyenne (à droite) pour des configurations stables, à contre-gradient, avec  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3\text{ m/s}$ .

remarque de nouveau une expansion plus importante de la couche thermique par rapport à la couche dynamique. La position de l’origine virtuelle reste quasiment inchangée, tout comme l’axe de la couche de mélange (en dehors de l’effet du retournement de la configuration pour rester à contre-gradient). Les origines virtuelles dynamique et thermique ne coïncident pas tout à fait.

Les figures 3.22 montrent l’effet de  $\lambda$  sur les lignes d’expansion de la vitesse moyenne pour les configurations isothermes avec  $U_c = 3\text{ m/s}$ . Outre l’augmentation du taux d’ex-

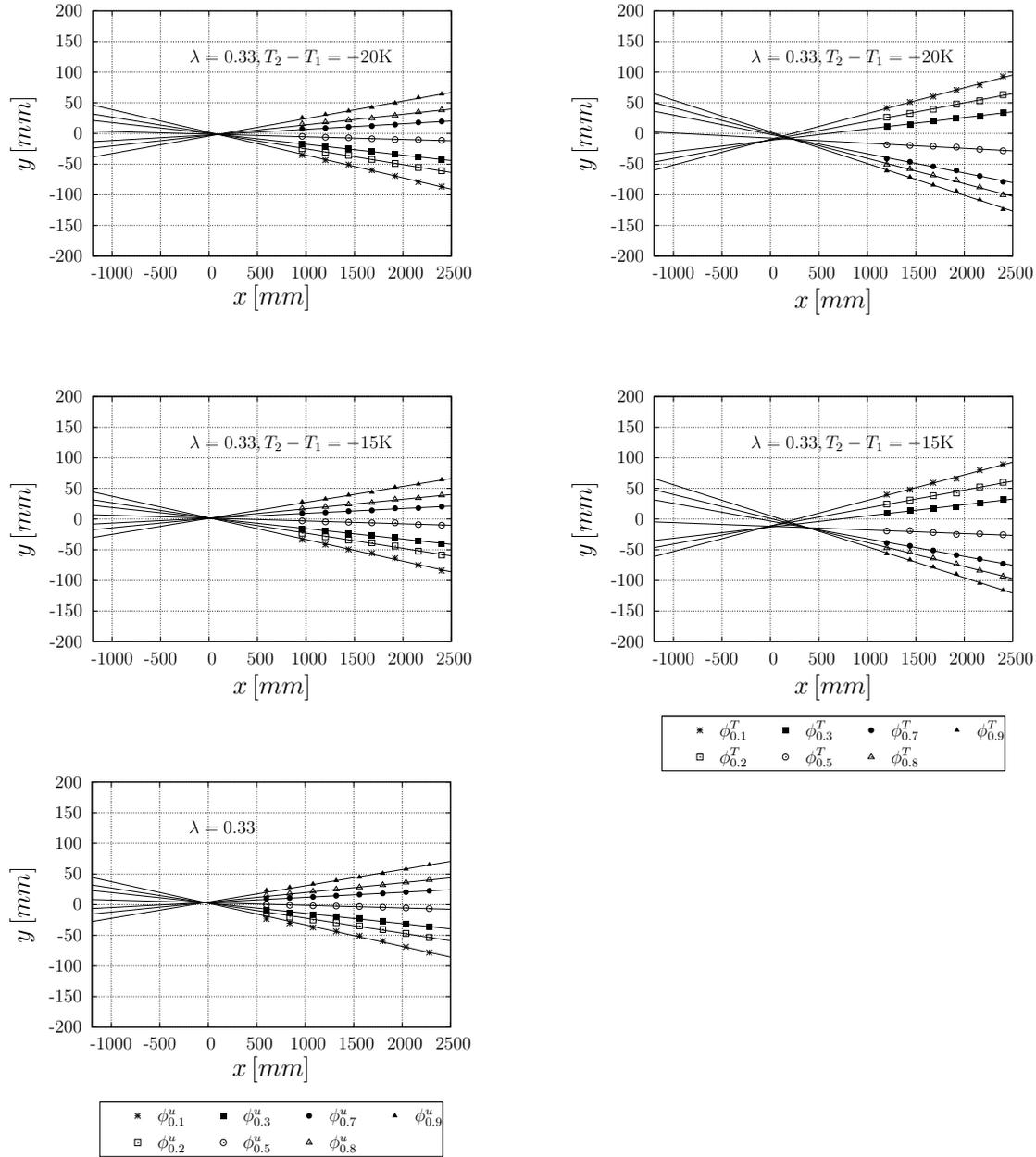


FIGURE 3.21 – Lignes d’expansion de la vitesse moyenne (à gauche) et de la température moyenne (à droite) mesurées en PCTA pour des configurations instables, à contre-gradient, avec  $\lambda = 0,33$  et  $U_c = 3$  m/s.

pansion lorsque  $\lambda$  croît, on peut noter un décalage de l’origine virtuelle vers l’aval et une déviation de l’axe de la couche de mélange vers le côté basse vitesse. Le décalage vers l’aval de l’origine virtuelle s’explique par un taux d’expansion plus faible, bien que la persistance du sillage soit plus longue avec une formation plus tardive des grosses structures. La déviation de l’axe de la couche de mélange vers le côté basse vitesse est conforme aux observations de la littérature. Elle est imposée par l’orientation des grosses structures. Cependant, pour les  $\lambda \geq 0,26$ , cette déviation est du côté haute vitesse. Pour tenter d’expliquer une telle divergence, nous avons estimé l’orientation (pente) de l’axe de la couche

de mélange pour différentes valeurs de  $\lambda$ . Ce résultat est présenté sur la figure 3.23. Dans une soufflerie de couche de mélange idéalisée, on s'attend à ce que l'axe de la couche de mélange tende vers une pente nulle lorsque  $\lambda$  tend vers 0. Or, on obtient une valeur asymptotique de 0,0043, si l'on ne tient pas compte de la rupture de pente pour  $\lambda \leq 0,11$ . Cette déviation de l'axe de la soufflerie, correspondant à  $0,24^\circ$ , pourrait avoir une double origine :

- un désalignement de l'axe du robot par rapport au bord de fuite de la plaque séparatrice ;
- une aspiration du flux vers le haut due à l'inclinaison de la paroi du haut de la veine d'essai (inclinaison destinée à supprimer le gradient longitudinal de pression).

Il n'est cependant pas nécessaire de corriger les coordonnées des points de la grille en appliquant une rotation d'angle. Cette déviation est trop petite pour avoir un effet sur les analyses présentées dans cette thèse, d'autant plus que les profils sont, pour l'analyse, systématiquement recalés par rapport à l'axe de la couche de mélange. Pour  $\lambda \leq 0,11$ , cette déviation semble plus importante, mais est probablement liée aux difficultés d'estimation de l'axe de la couche de mélange en raison de la persistance du sillage de la plaque séparatrice (faible longueur de la région de similitude explorable).

### 3.2.4 Bilan de l'analyse sur l'écoulement moyen

L'étude des profils adimensionnés et des épaisseurs caractéristiques a permis de mettre en évidence un état de similitude des champs moyens. En tenant compte de l'affinité des profils et de la distance d'apparition de la linéarité pour les épaisseurs caractéristiques, on note, pour les configurations à contre gradient explorées, une distance de développement d'environ  $x = 1$  m. Quelques comportements classiques de l'écoulement moyen ont été retrouvés, tels qu'une dissymétrie des profils de température moyenne comparés aux profils de vitesse moyenne, l'augmentation du taux d'expansion avec  $\lambda$ , un épaissement du champ thermique plus important que celui du champ dynamique et une déviation de l'axe de la couche de mélange vers le côté basse vitesse. Une analyse complémentaire de cette déviation sera menée dans la section présentant les résultats des PDFs jointes. Sur les effets de température, la différence de température entre les deux flux, de l'ordre de 20 K, affecte légèrement le taux d'expansion de la couche de mélange pour les configurations instables, mais semble ne pas avoir d'effet sur les configurations stables.

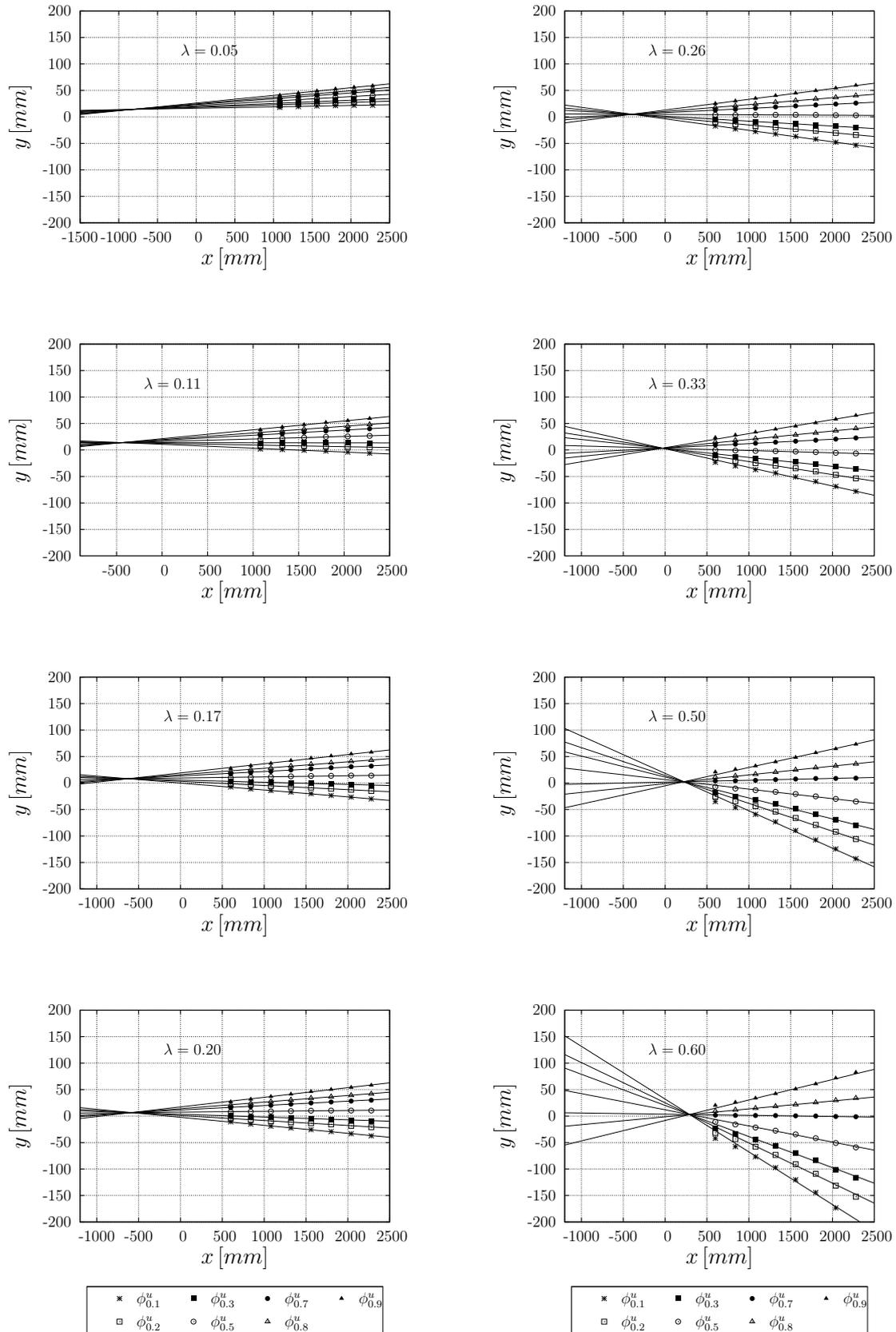


FIGURE 3.22 – Lignes d'expansion de la vitesse moyenne mesurées en CTA pour les configurations isothermes avec  $U_c = 3 \text{ m/s}$  et pour différents  $\lambda$ .

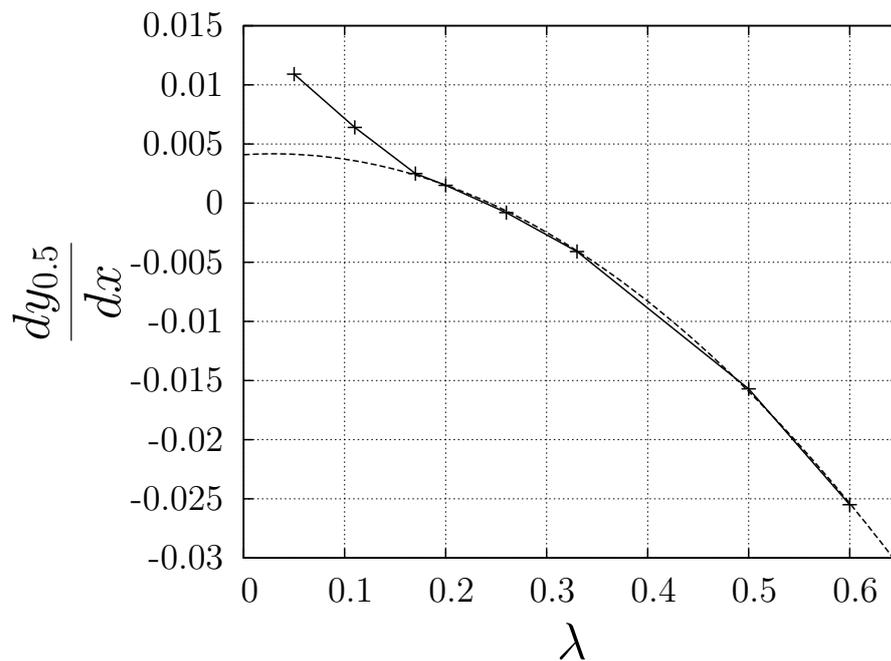


FIGURE 3.23 – Évolution de la pente de l’axe de la couche de mélange en fonction du coefficient de cisaillement.

### 3.3 Écoulement turbulent

L’analyse précédente nous a permis de caractériser le comportement de l’écoulement moyen, tant du point de vue dynamique que thermique, dans les différentes régions de l’écoulement (région de sillage de la plaque, région de transition, puis région de similitude). Elle a notamment permis de préciser l’influence des paramètres de contrôle sur ce comportement. Dans cette section, l’écoulement fluctuant est caractérisé en partant de la similitude des profils transversaux des différentes corrélations. Les asymétries de ces différents profils, le phénomène d’intermittence et le couplage vitesse-température seront plus particulièrement discutés.

#### 3.3.1 Grandeurs fluctuantes et similitude

Nous présentons dans cette partie les moments d’ordre 2 de vitesse et de température. Nous examinons leur évolution transversale et longitudinale sous forme adimensionnelle pour en déduire leur comportement asymptotique.

### 3.3.1.1 Tenseur de Reynolds et variance de température

Les tensions de Reynolds, ou contraintes turbulentes, représentent pour les écoulements de type couche de mélange turbulente les contraintes dominantes. Les contraintes diagonales représentent les composantes de l'énergie cinétique turbulente. Les contraintes de cisaillement interviennent dans la production de cette énergie. Pour un écoulement bi-dimensionnel en moyenne, entraînant certaines symétries, les contraintes de cisaillement autres que  $\langle u'v' \rangle$  sont toutes nulles. Ainsi, la contrainte  $\langle u'w' \rangle$  ( $\langle v'w' \rangle$  n'est pas mesurée) est effectivement quasiment nulle (figures non présentées) pour toutes les configurations étudiées. Accessoirement, cela indique le bon découplage des composantes de vitesse pour les sondes à fils croisés.

Les figures 3.24, présentent du haut vers le bas, l'évolution longitudinale des tensions de Reynolds, de la variance de température et des corrélations vitesse-température pour la configuration stable, avec  $\lambda = 0, 33$  et  $\Delta T = 20$  K (contre-gradient stable). La turbulence générée dans le sillage de la plaque séparatrice est visible au niveau de la première station de mesure pour toutes les corrélations. Elle s'estompe très rapidement pour laisser place à une turbulence typique de couche de mélange. On retrouve l'épanouissement linéaire de l'épaisseur du mélange dont résulte l'épanouissement linéaire de l'écoulement moyen, avec un taux d'expansion plus important pour la température que pour la vitesse. Ce comportement linéaire est mis en évidence par la superposition des profils qui sera abordée par la suite. Les intensités de fluctuation augmentent progressivement dans la région de transition pour atteindre des valeurs asymptotiques dans la région de similitude, du fait d'une turbulence et d'un mélange entretenus par la différence de vitesse et de température entre les deux flux. Les tensions de Reynolds ne présentent qu'un seul extremum sur toute la longueur de la veine. La variance de la température présente un premier maximum côté basse vitesse et un second maximum apparaît progressivement côté haute vitesse à mesure que l'on s'éloigne du bord de fuite de la plaque séparatrice. Ce résultat est conforme aux observations de Fiedler [63], Masutani et Bowman [114] et de Ndoye [122]. La composante transversale du flux de chaleur  $\langle v'T' \rangle$  est relativement symétrique par rapport à l'axe de la couche de mélange, alors qu'une dissymétrie peut être observée pour la composante longitudinale du flux de chaleur  $\langle u'T' \rangle$ .

Pour étudier le comportement global à travers l'auto-similarité des profils de fluctuations de vitesse et de température, ces profils doivent être adimensionnés par  $\Delta U$  et/ou  $\Delta T$  et représentés en fonction de la variable spatiale de similitude  $\eta_u$  ou  $\eta_T$ . Les figures 3.25 regroupent, dans cet adimensionnement et uniquement dans la région de similitude, les distributions transversales des corrélations précédemment présentées sur les figures 3.24. La superposition de ces différents profils révèle leur affinité géométrique. Pour la configuration mentionnée ci-dessus, nous avons constaté un bon regroupement des profils de

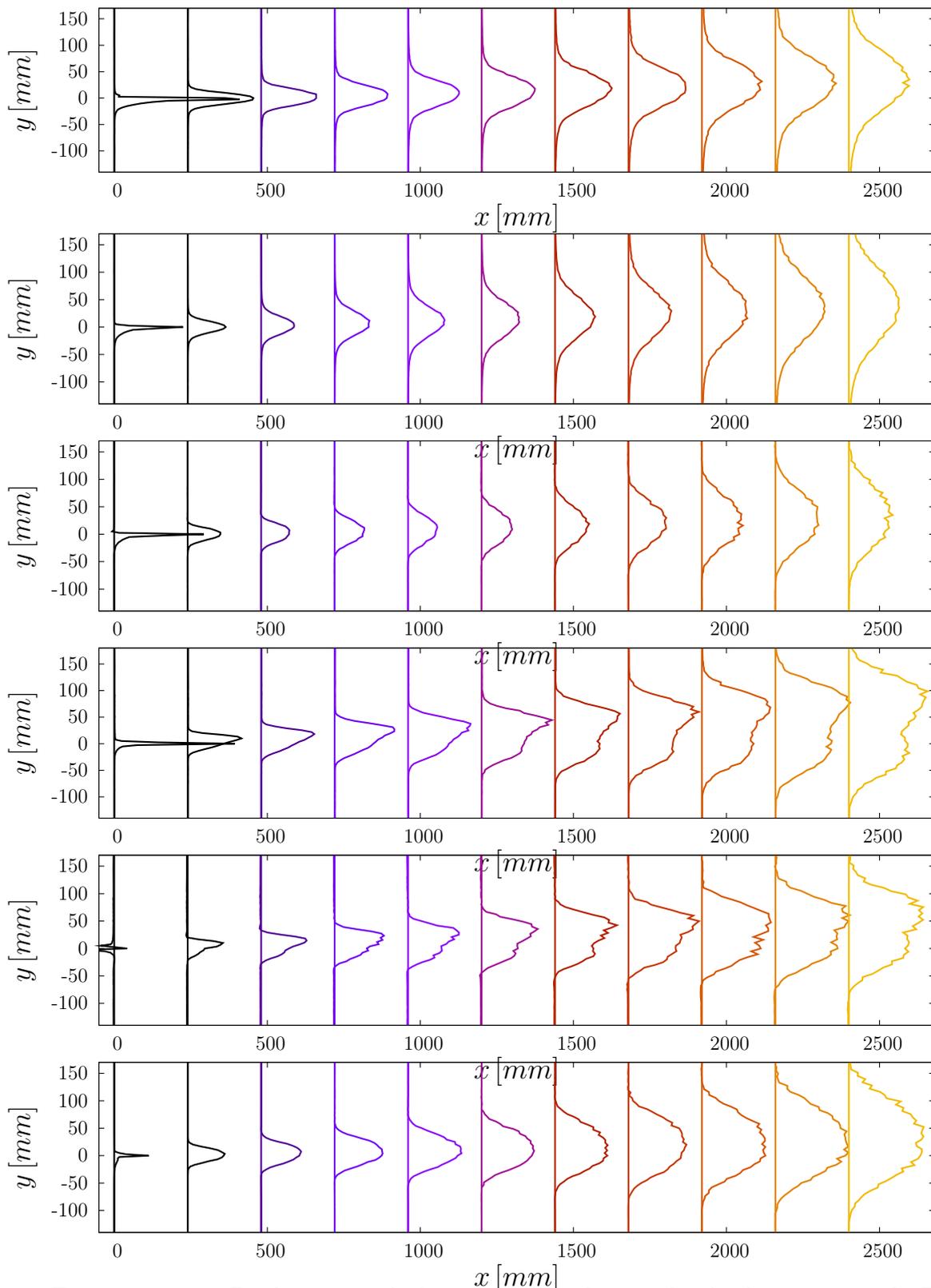


FIGURE 3.24 – Du haut vers le bas, évolution longitudinale des tensions de Reynolds  $\langle u'u' \rangle$ ,  $\langle v'v' \rangle$  et  $\langle u'v' \rangle$ , de la variance de température  $\langle T'T' \rangle$  et des corrélations vitesse-température  $-\langle u'T' \rangle$  et  $-\langle v'T' \rangle$  pour la configuration stable, à contre-gradient, avec  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K ( $U_h$  en bas, froid en bas).

$\langle u'u' \rangle$  à partir de  $\frac{x}{\theta_0} = 700$ . On observe le regroupement des profils des autres quantités plus en aval, à partir de  $\frac{x}{\theta_0} = 850$ , et même de  $\frac{x}{\theta_0} = 1\,100$  pour  $\langle v'v' \rangle$ , retardant ainsi l'apparition de l'affinité géométrique. L'état d'auto-similarité pour les fluctuations de vitesse peut donc être considéré atteint à cette position. Le regroupement des profils des fluctuations de la température et de ses corrélations avec la vitesse a lieu entre  $\frac{x}{\theta_0} = 850$  et 1 000, ce qui est en accord avec une apparition plus rapide d'un état d'auto-similarité pour les fluctuations du scalaire, par rapport aux fluctuations de vitesse, dans les résultats de Masutani et Bowman [114].

Les formes particulières de ces différents profils ont déjà été discutées précédemment, mais les niveaux et les positions des extremums d'intensité peuvent plus aisément être discutés en s'appuyant sur les figures 3.25. Le niveau de  $\langle u'u' \rangle$  est légèrement plus grand que celui de  $\langle v'v' \rangle$ . La tension normale  $\langle u'u' \rangle$  a son pic centré sur l'axe de la couche de mélange cinématique ( $\eta_u = 0$ , axe extrait de l'écoulement moyen) tandis que le pic de  $\langle v'v' \rangle$  est décalé par rapport à cet axe, comme auparavant constaté par Wygnanski et Fiedler [164]. Comme pour l'écoulement moyen, ce décalage est une fonction de  $\lambda$ . Il est dirigé vers le flux à basse vitesse et peut traduire l'existence d'une convection transversale s'effectuant dans ce sens (de la haute vers la basse vitesse). Comme mentionné plus haut, le comportement des fluctuations de température diffère de celui observé pour la vitesse, entre autres par la présence de deux maximums. Ils sont situés de part et d'autre de l'axe de la couche de mélange thermique, repéré par la position  $\eta_T = 0$ . Entre ces deux maximums, un minimum local apparaît sur le côté haute vitesse. Le maximum local de plus grande intensité est situé du côté basse vitesse et sa position correspond à celle du point d'inflexion du profil moyen de température ayant le gradient vertical le plus important, et par conséquent celui qui génère une production maximale de fluctuations de température. L'existence de ce maximum et sa position semblent ne pas être liée à la turbulence proprement dite. Une explication formulée à ce propos sera exposée dans la section présentant les PDFs de température.

Les figures 3.26 et 3.27 montrent l'évolution longitudinale des extrema des différents profils transversaux qui viennent d'être présentés. Cette évolution est donnée pour les tensions de Reynolds, la variance de la température et les corrélations vitesse-température, pour différents coefficients de cisaillement et différentes différences de température. Nous rappelons que ces extrema ne sont pas nécessairement localisés sur l'axe de la couche de mélange, ni sur un des points de la grille de mesure. Une interpolation par spline cubique des profils transversaux a donc été utilisée pour permettre l'estimation de l'intensité et de la position de ces extrema. Il ressort de ces deux figures le comportement asymptotique attendu pour les différentes quantités. L'évolution longitudinale de ces extrema confirme la persistance du sillage décrite à travers l'évolution des déficits de vitesse (figure 3.6). Ces profils atteignent chacun un niveau approximativement constant au-delà de  $x = 1\,200$  mm,

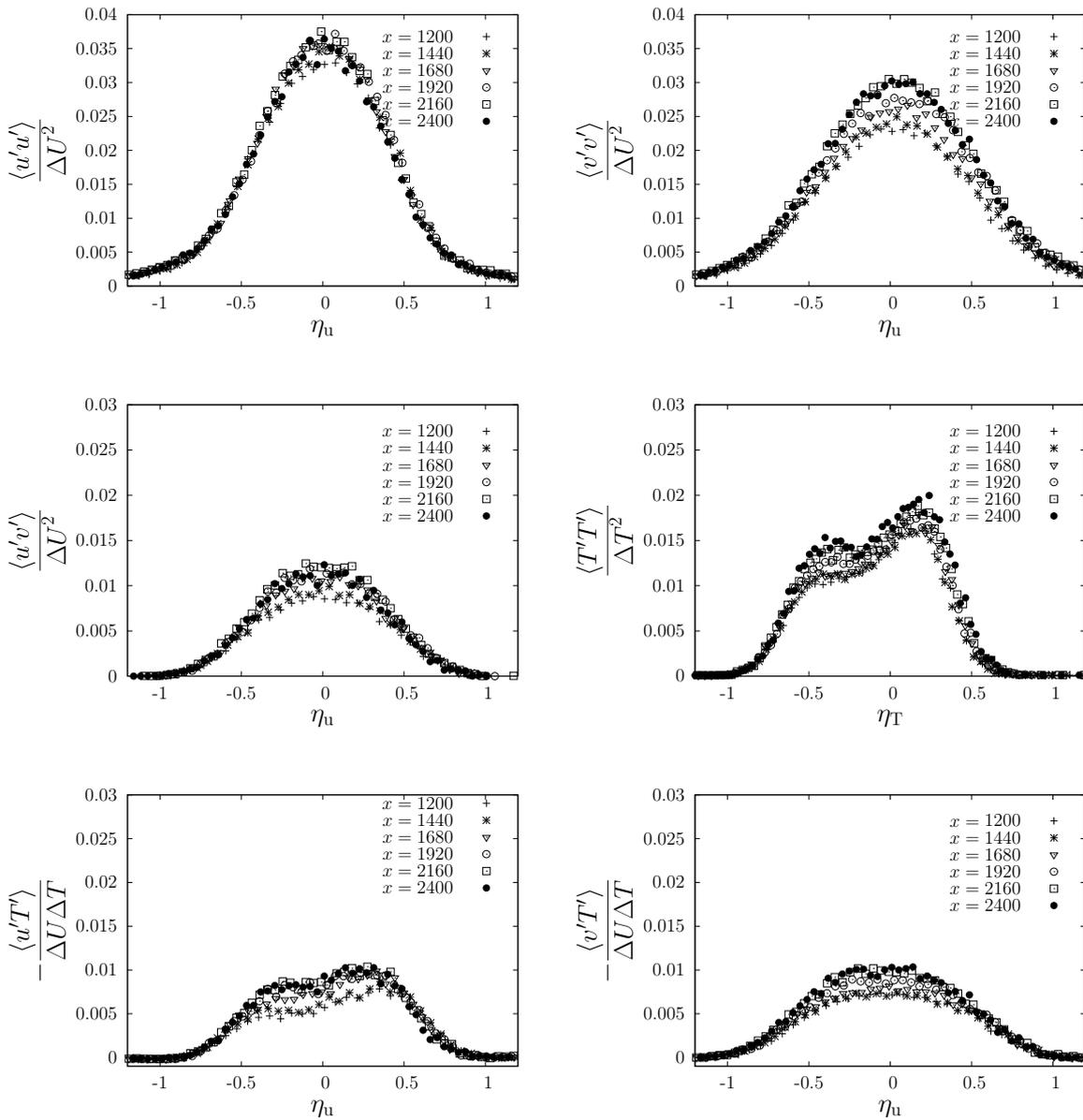


FIGURE 3.25 – Superposition respectivement du haut vers le bas et de la gauche vers la droite des tensions de Reynolds  $\langle u'u' \rangle$  et  $\langle v'v' \rangle$ , de la contrainte de cisaillement  $\langle u'v' \rangle$ , de la variance de la température  $\langle T'T' \rangle$  et des corrélations longitudinale et transversale de vitesse-température  $-\langle u'T' \rangle$  et  $-\langle v'T' \rangle$  pour la configuration stable, à contre-gradient, avec  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K.  $\theta_0 = 1.73$  mm

indépendamment de  $\lambda$  et  $\Delta T$ , à l'exception de la tension  $\langle v'v' \rangle$  et des configurations  $\lambda = 0,05$  et  $0,11$ , affectées par la persistance du sillage de la plaque séparatrice. Pour ces exceptions, l'étendue longitudinale dans laquelle les mesures ont été effectuées reste insuffisante pour assurer un comportement asymptotique, néanmoins la tendance générale conduit à penser à un tel comportement plus en aval. Les valeurs d'extremum plus élevées obtenues pour les configurations à faible valeur de  $\lambda$  ( $\lambda = 0,05$  et  $0,11$ ), même si elles ne

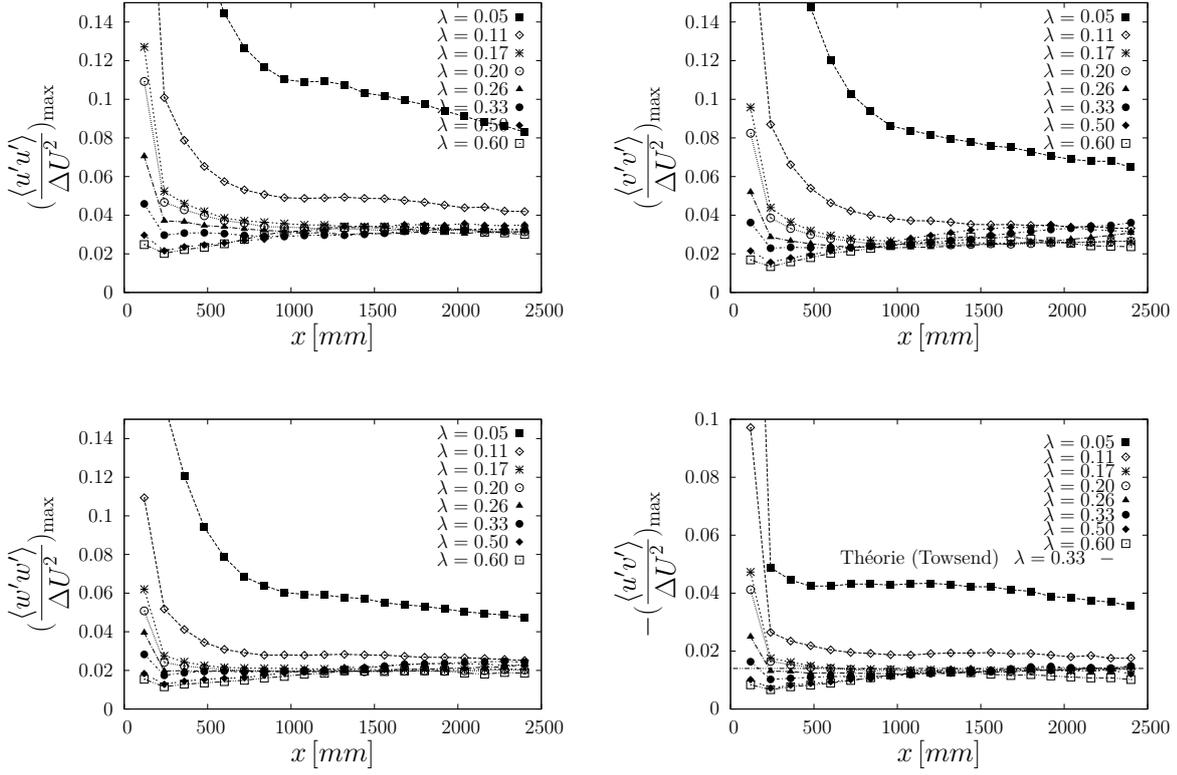


FIGURE 3.26 – Évolution longitudinale des extrema des tenseurs de Reynolds pour des configurations isothermes avec différentes valeurs de  $\lambda$  mesurées par CTA.

correspondent pas à un état asymptotique, peuvent être en partie dues à une incertitude sur la mesure de la vitesse des deux flux extérieurs dont l'effet est plus important sur l'estimation de  $\Delta U^2$  (utilisé dans l'adimensionnement) pour des  $\Delta U$  très petits.

Les figures 3.26 montrent que la valeur asymptotique des extremums est peu affectée par la valeur de  $\lambda$ , avec de faibles écarts, sans tendance particulière, tout au moins pour  $\lambda \geq 0,17$ . Le tableau 3.3 résume les valeurs asymptotiques moyennes et les dispersions associées, correspondant à un écart type, obtenu pour ces configurations. Ces valeurs restent dans l'ensemble comparable à celles de la littérature. Mehta [115] a relevé une dispersion de 3% pour  $\langle u'u' \rangle$ , 9% pour  $\langle v'v' \rangle$  et 12% pour  $\langle u'v' \rangle$ . La valeur obtenue pour  $\langle v'v' \rangle$  est légèrement plus élevée, avec une dispersion plus importante, par rapport aux résultats expérimentaux de la littérature, mais cet écart reste bien moindre que les résultats numériques. La valeur de la contrainte de cisaillement prédite par l'équation 1.43 proposée par Townsend :

$$\frac{\langle u'v' \rangle_{max}}{\Delta U^2} = \frac{0,141}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\lambda} \frac{d\delta_u}{dx},$$

est de 0,014, soit une valeur en accord avec celle mesurée dans cette étude (0,013). Cette valeur constante pour  $\frac{\langle u'v' \rangle_{max}}{\Delta U^2}$  est cohérente avec un taux d'expansion qui croît quasi-linéairement avec  $\lambda$  (figure 3.17). Dans un référentiel adimensionné par  $\Delta U$  et  $\delta_u$ , la

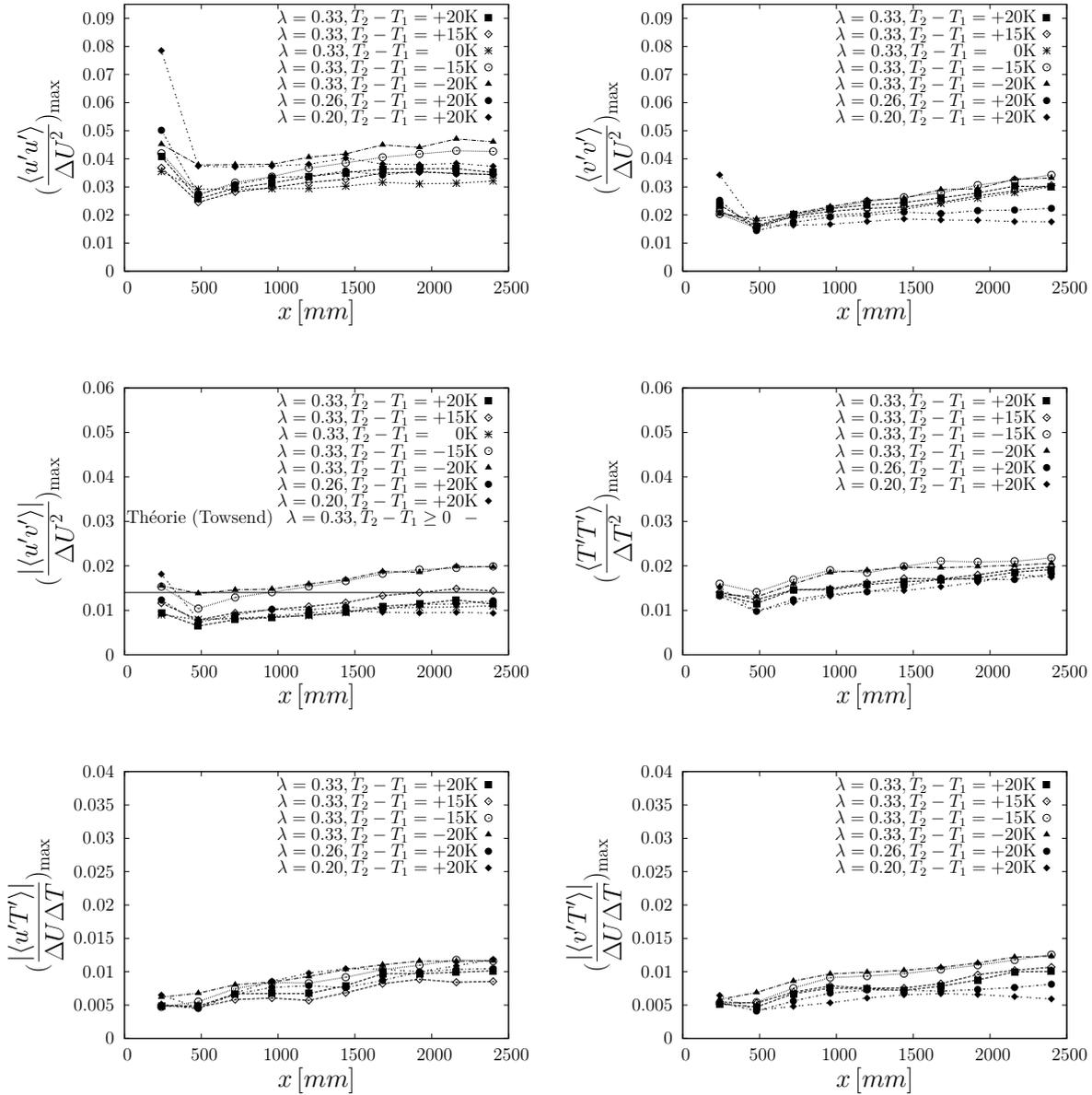


FIGURE 3.27 – Évolution longitudinale des extremums des tenseurs de Reynolds et de la variance de la température, mesurées par PCTA, pour des configurations, stable à instable, à contre gradient, avec  $\lambda = 0,33$  et pour différentes valeurs de  $\Delta T$ .

production d'énergie cinétique turbulente semble donc être indépendante de  $\lambda$  et conduit à des termes constants pour les éléments diagonaux du tenseur de Reynolds.

Les figures 3.27 montrent en revanche que la valeur asymptotique des extrema dépend sensiblement de la différence de température. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 3.4. Pour  $\lambda = 0,33$ , les forces de flottabilité affectent les configurations instables ( $\frac{\partial(T)}{\partial y} < 0$ ), avec une légère augmentation des niveaux maximaux de tensions, alors que pour les configurations stables ( $\frac{\partial(T)}{\partial y} \geq 0$ ), ces niveaux restent quasiment inchangés. L'effet

Quantités fluctuantes	$\frac{\langle u'u' \rangle}{\Delta U^2}$	$\frac{\langle v'v' \rangle}{\Delta U^2}$	$\frac{\langle w'w' \rangle}{\Delta U^2}$	$\frac{ \langle u'v' \rangle }{\Delta U^2}$
Valeur asymptotique	0,032	0,028	0,021	0,013
Dispersion (%)	4	14	1	10

TABLE 3.3 – Extrema des fluctuations de vitesse dans la région de similitude avec les dispersions associés. Configurations mesurées en CTA pour  $\lambda \geq 0,17$ .

de la flottabilité est perceptible pour les configurations stables à de plus faibles valeurs de  $\lambda$  (0,20 et 0,26), avec des niveaux de tensions qui diminuent, notamment pour  $\langle v'v' \rangle$  et  $\langle v'T' \rangle$ . Dans les équations de transport, le terme de flottabilité représente une puissance identique au signe près dans les configurations instable et stable avec une même différence de température. Il participe à la production de turbulence dans les configurations instables et à la destruction de turbulence dans les configurations stables. Cependant, la dissymétrie des effets observés pour les deux configurations laisse à penser qu'il peut être vu comme un terme de forçage plus efficace lorsqu'il déstabilise l'écoulement, l'effet stabilisant étant perceptible seulement pour des différences de vitesse  $\Delta U$  moindre (et donc des nombres de Richardson plus grands). Ce comportement est en tout point cohérent avec celui observé pour les taux d'expansion si l'on considère une fois de plus l'équation 1.43 proposée par Townsend. Cette équation, en reliant la contrainte de cisaillement au taux d'expansion, exprime le lien étroit entre l'écoulement moyen et l'écoulement turbulent (les fluctuations turbulentes, plus exactement). On rappelle que cette contrainte de cisaillement constitue, avec le gradient moyen de vitesse, un terme de transfert d'énergie cinétique de l'écoulement moyen vers l'écoulement turbulent.

Ces effets stabilisant de flottabilité sont surtout perceptibles pour  $\langle v'v' \rangle$  et  $\langle v'T' \rangle$ . Ils sont moins nets sur les autres quantités. Ce résultat peut s'expliquer en regardant de près les équations de transport des différentes tensions. En effet, la tension  $\langle v'T' \rangle$  apparaît dans l'équation de transport de  $\langle v'v' \rangle$  (et non le transport des autres tensions diagonales du tenseur de Reynolds) et de  $\langle T'T' \rangle$ . Dans l'équation de transport de  $\langle v'v' \rangle$ , elle est pondérée par la gravité et le terme correspondant peut être considéré comme un terme de forçage supplémentaire, puits ou source si la configuration est stable ou instable. Dans l'équation de transport de  $\langle T'T' \rangle$ , elle est pondérée par le gradient moyen de température et prend toujours la forme d'une production par le cisaillement moyen, que ce soit dans le cas stable ou instable (si l'on change le signe du gradient  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}$ , le signe  $\langle v'T' \rangle$  change également pour toujours constituer un terme source). Cette différence de pondération conduit à un effet nécessairement différent de la différence de température sur  $\langle T'T' \rangle$ , en l'occurrence un effet moindre. On confirme ainsi que le caractère passif ou non du scalaire température dans l'écoulement pourra apparaître différemment suivant les grandeurs analysées.

Quantités fluctuantes	$\frac{\langle u'u' \rangle}{\Delta U^2}$	$\frac{\langle v'v' \rangle}{\Delta U^2}$	$\frac{ \langle u'v' \rangle }{\Delta U^2}$	$\frac{\langle T'T' \rangle}{\Delta U^2}$	$\frac{ \langle u'T' \rangle }{\Delta U \Delta T}$	$\frac{ \langle v'T' \rangle }{\Delta U \Delta T}$
<b>Valeur asymptotique</b> $\lambda = 0.33, \Delta T = -20\text{K}$	0.046	0.032	0.019	0.020	0.011	0.012
<b>Valeur asymptotique</b> $\lambda = 0.33, \Delta T = -15\text{K}$	0.042	0.032	0.019	0.021	0.011	0.012
<b>Valeur asymptotique</b> $\lambda = 0.33, \Delta T \geq 0$	0.034	0.028	0.012	0.018	0.009	0.010
Dispersion (%)	6	5	13	5	8	6
<b>Valeur asymptotique</b> $\lambda = 0.20, 0.26, 0.33; \Delta T \geq 0$	0.035	0.025	0.011	0.018	0.010	0.008
Dispersion (%)	6.3	19	14	5.8	9	19

TABLE 3.4 – Maxima des fluctuations de vitesse et de températures, obtenus par les mesures PCTA, pour différentes valeur de  $\Delta T$

Les figures 3.28 comparent les profils de tensions de Reynolds et de corrélation vitesse-température à quelques résultats obtenus par différents auteurs. Le tableau 3.5 résume la valeur des extrema de ces profils pour une large gamme d'études expérimentales. Nous avons pris en compte dans ces figures les différentes définitions de l'épaisseur de la couche de mélange utilisée pour définir la variable de similitude. Globalement la forme particulière à chacun des profils est similaire. Les valeurs des extremums semblent moins universelles, notamment pour le profil de la tension  $\langle v'v' \rangle$  lequel présente une variabilité plus importante dans la littérature et un niveau plus élevé dans nos résultats (configurations isothermes). La valeur des rapports entre les différentes tensions dans nos résultats suggère également une faible anisotropie de l'écoulement. Rogers et Moser [141] soulignent que l'auto-similarité ne nécessite ou n'entraîne en aucune manière l'universalité de son état. Ainsi, différentes conditions de simulations et d'expérimentations peuvent conduire à l'existence de différents états d'auto-similarité, en particulier pour l'intensité de fluctuation transversale qui peut prendre une valeur asymptotique différente.

En résumé, nous avons mis en évidence certaines caractéristiques des fluctuations de vitesse et de température. La distance requise pour que l'écoulement fluctuant atteigne l'auto-similarité est plus grande que celle de l'écoulement moyen. Elle est plus longue pour les faibles valeurs de  $\lambda$  et pour certaines corrélations vitesse-température (notamment  $\langle v'v' \rangle$ ). Globalement, les différentes corrélations atteignent des valeurs asymptotiques à partir de  $\frac{x}{\theta_0} = 1200$  pour les champs cinématique et thermique. Ces valeurs semblent indépendantes de  $\lambda$ . Elles dépendent de la différence de température, notamment dans les

Auteurs	$\frac{\langle u'^2 \rangle}{\Delta U^2}$	$\frac{\langle v'^2 \rangle}{\Delta U^2}$	$\frac{\langle T'^2 \rangle}{\Delta T^2}$	$\frac{ \langle u'v' \rangle }{\Delta U^2}$	$\frac{ \langle v'T' \rangle }{\Delta U \Delta T}$
Wygnanski et Fiedler (1970) [164]	0.032	0.019	-	0.009	-
Spencer et Jones (1971) [151]	0.036	0.014	-	0.013	-
Bellin (1991) [21]	0.036	0.017	-	0.011	-
Bell et Mehta (1990) [20]	0.032	0.014	-	0.010	-
Batt (1977) [17]	0.029	-	0.017	0.011	0.010
Fiedler (1974) [63]	0.029	-	0.044	-	-
Présente étude ( $\lambda = 0.33, T_2 - T_1 = +20\text{K}$ )	0.036	0.029	0.018	0.012	0.010

TABLE 3.5 – Extrema des tensions de Reynolds, de la variance de température et des corrélations vitesse-température obtenus par différentes études expérimentales.

cas instables, ce qui rejoint l'analyse faite pour le taux d'expansion de l'écoulement moyen. Ce lien entre le comportement de l'écoulement moyen et de l'écoulement fluctuant est exprimé en s'appuyant sur l'équation 1.43 proposée par Townsend et les comportements propres aux différentes corrélations sont expliqués en s'appuyant sur les équations de transport.

### 3.3.1.2 Intermittence de la couche de mélange : coefficient de dissymétrie et d'aplatissement

Les fluctuations de vitesse et de température ont été étudiées aux travers de leurs intensités. L'évolution asymptotique a en particulier été soulignée d'une part pour l'affinité géométrique des profils transversaux des corrélations et d'autre part pour les extrema de ces profils. L'intermittence des fluctuations de vitesse et de température peut être étudiée au travers de l'analyse des moments d'ordre élevé tels que les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement, obtenus en normalisant respectivement les moments d'ordre 3 et 4 par les moments d'ordre 2. Ces deux coefficients renseignent sur la forme des PDFs et sont de bons indicateurs des zones de fortes incursions de fluide alimentant la couche de mélange et du sens de ces incursions. Ils seront également utilisés par la suite pour analyser la contribution des différents mouvements aux transports de quantité de mouvement et aux flux de chaleur.

Les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement d'une quantité  $f$ , laquelle peut représenter une composante de vitesse, la pression ou la température de l'écoulement, s'écrivent :

$$S_f = \frac{\langle f^3 \rangle}{\sigma_f^3}, \quad (3.11)$$

$$K_f = \frac{\langle f^4 \rangle}{\sigma_f^4} \quad (3.12)$$

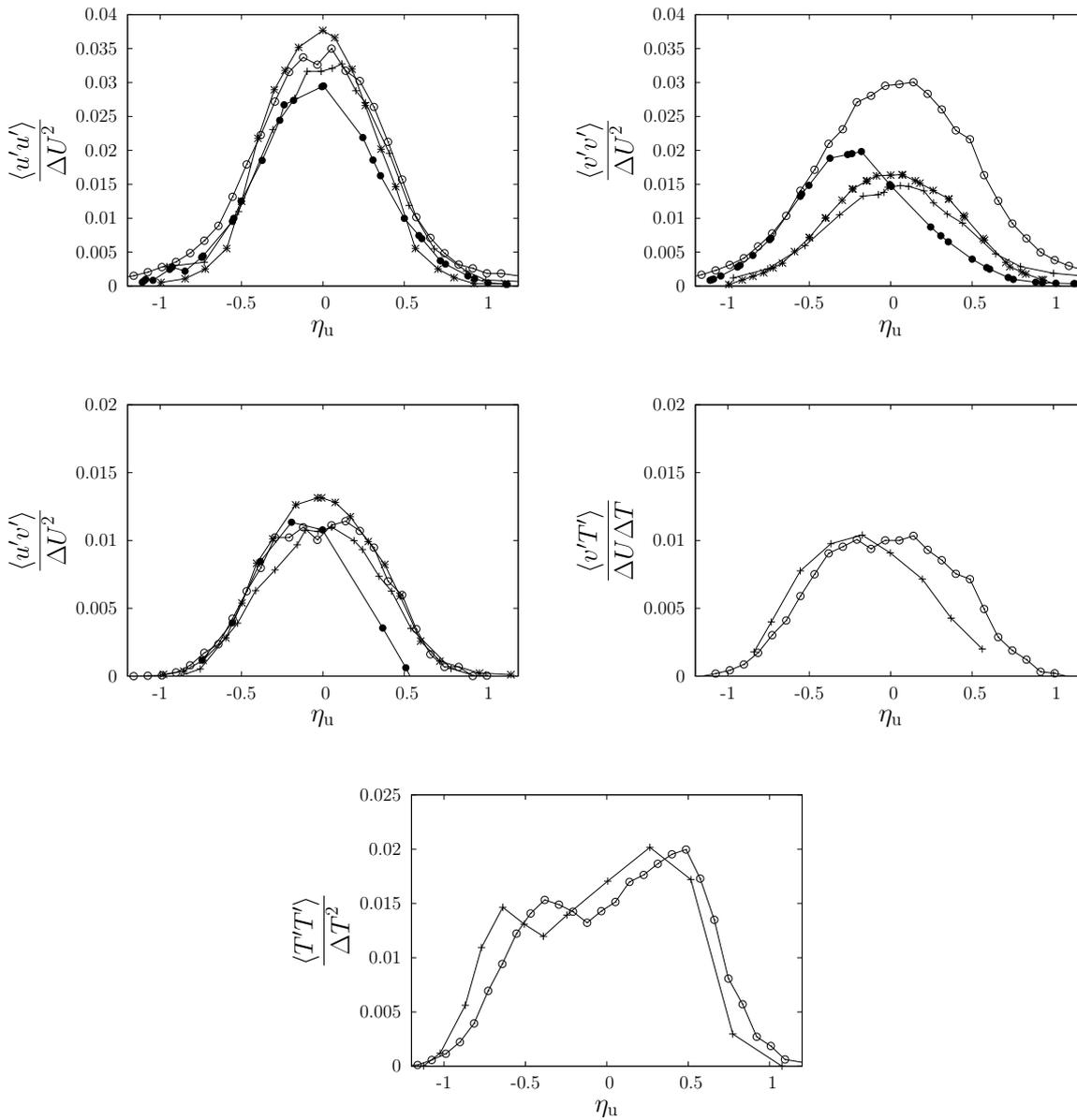


FIGURE 3.28 – Comparaison des tensions de Reynolds et des corrélations vitesse-température. +, Mehta et Westphal [116]; \*, Spencer et Jones [151]; ●, Batt [16]; ○, Présente étude.

avec  $\sigma_f$  le facteur de dispersion de  $f$ . Lorsque la densité de probabilité de la quantité  $f$  suit une distribution gaussienne, ce qui est généralement le cas dans les zones quasi homogènes des écoulements turbulents, ces deux coefficients prennent respectivement les valeurs 0 et 3. Les écarts de  $S_f$  et  $K_f$  à ces valeurs de référence traduisent donc le caractère intermittent de l'écoulement.

Les figures 3.29 et 3.30 superposent les profils transversaux de  $S_u$ ,  $S_v$ ,  $S_T$ ,  $K_u$ ,  $K_v$  et  $K_T$  obtenus dans la région de similitude et pour deux configurations à contre-gradient, l'une stable et l'autre instable. Globalement, ces profils approchent une forme antisymé-

trique pour les coefficients de dissymétrie et une forme symétrique pour les coefficients d'aplatissement. Si l'on prend en compte l'inversion du gradient de vitesse entre ces deux configurations stable et instable, pour rester à contre-gradient, ces profils semblent peu sensibles à la différence de température entre les deux flux. Ils sont conformes à ceux obtenus par Wygnanski et Fiedler [164], Spencer et Jones [151] et Bellin [21] pour les coefficients se rapportant à la vitesse et à ceux de Batt [17], Fiedler [63] et Ndoye [122] pour les coefficients se rapportant à la température.

Dans les écoulements uniformes extérieurs à la couche de mélange, les coefficients indiquent une distribution quasi normale, aux erreurs de mesure près, du fait d'un faible taux de turbulence. C'est aussi le cas sur l'axe, dynamique ou thermique, de la couche de mélange. À l'approche de la frontière du mélange, une variation brusque de  $S_f$  et de  $K_f$  peut être observée. Le signe de la variation de  $S_f$  dépend du côté par lequel la frontière est abordée, soit du côté flux rapide/froid ou lent/chaud. En considérant la frontière du côté haute vitesse et basse température, les événements intermittents, qui viennent perturber le flux uniforme rapide et froid, sont des bouffées de fluides lentes et chaudes, ce qui se traduit par des pics négatifs de  $u$  et positifs de  $T$  et donc un  $S_u$  négatif et un  $S_T$  positif. *A contrario*, du côté basse vitesse et haute température,  $S_u$  est positif et  $S_T$  est négatif. Le signe de  $S_v$  dérive directement du signe des fluctuations transverses de vitesse liées aux éjections de fluide d'un flux adjacent vers l'autre. Ces événements intermittents influent de manière aussi brusque sur les coefficients d'aplatissement (figures 3.30) que sur les coefficients de dissymétrie (figures 3.29). Les écarts à une distribution du type Gaussienne de  $S_f$  et  $K_f$  dans la couche de mélange reflètent le prolongement des phénomènes qui ont lieu aux frontières correspondantes, jusque sur l'axe de la couche où ces écarts sont très petits. On peut remarquer que les positions où s'annulent  $S_u$ ,  $S_v$  et  $S_T$  correspondent exactement aux positions des extrema sur leur profil de variance respective. En général, cette position est centrée pour  $\langle u'u' \rangle$  et décalée vers l'écoulement libre côté basse vitesse pour  $\langle v'v' \rangle$  et  $\langle T'T' \rangle$ . On peut également remarquer une différence entre les coefficients  $S_T$  et  $K_T$  et ceux de la vitesse. Le niveau des pics de  $S_T$  et  $K_T$  est beaucoup plus important et le profil de  $K_T$  présente une spécificité particulière dans la région centrale de la couche, avec un premier minimum autour de 3 et un second minimum proche de 2 placé du côté basse vitesse.

Les figures 3.31 et 3.32 montrent les PDFs de température dans deux représentations différentes. La première correspond à une distribution dans un adimensionnement externe avec  $\frac{T-T_i}{\Delta T}$ . La seconde correspond à une distribution dans un adimensionnement intrinsèque avec  $\frac{T-\langle T \rangle}{\sigma_T}$ . Ces deux représentations sont réalisées en deux positions longitudinales (l'une dans la région de transition, l'autre dans la région de similitude) caractérisées chacune par un nombre de Reynolds  $Re_\delta$  différent (nombre de Reynolds basé sur la différence de vitesse et sur l'épaisseur de vortacité), en plusieurs positions transversales et par rapport

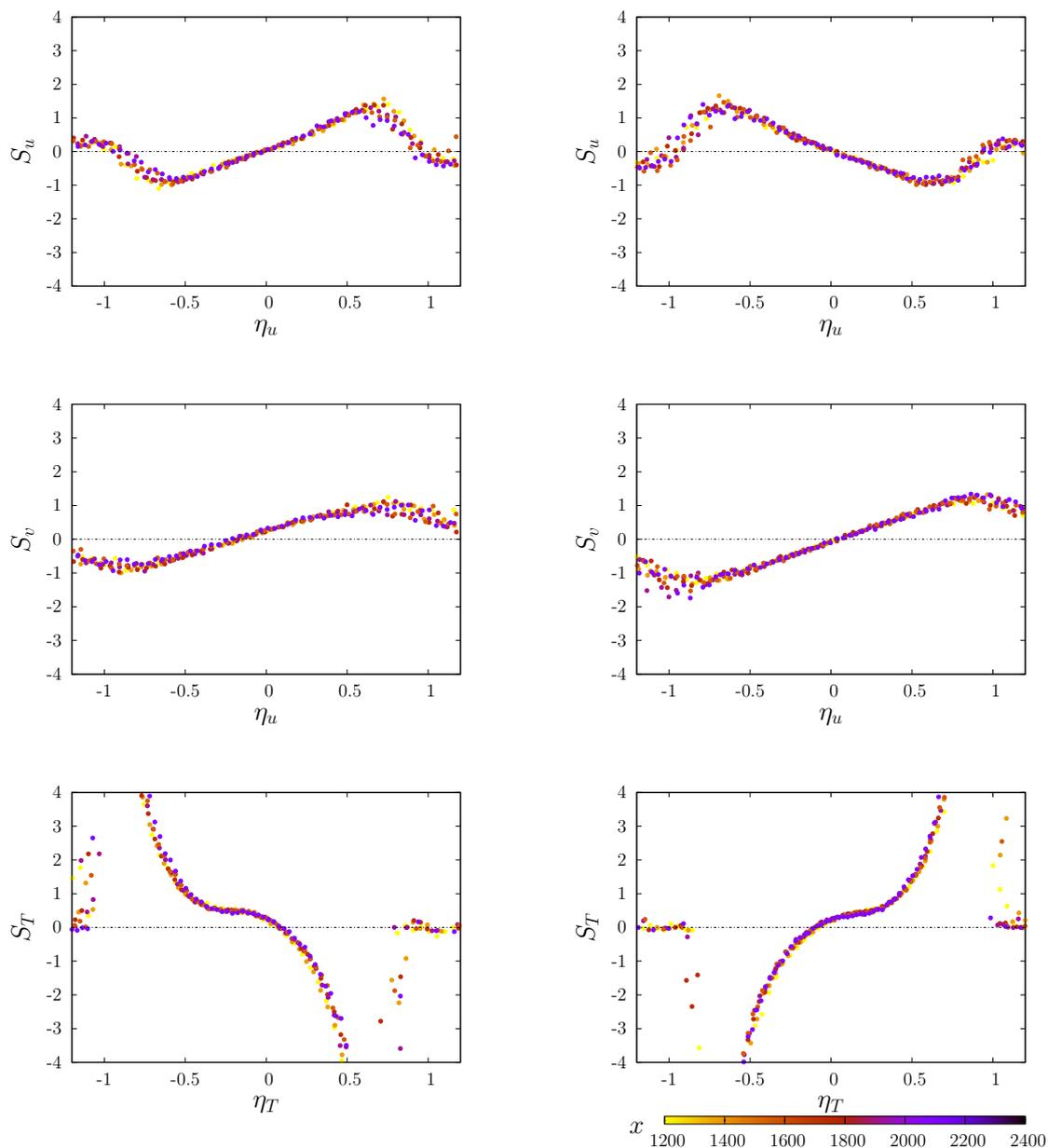


FIGURE 3.29 – Profils des coefficients de dissymétrie pour des configurations à contre-gradient avec  $U_c = 3$ ,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K : à gauche, pour la configuration stable ; à droite, pour la configuration instable.

à l'axe thermique  $\eta_T$  (figures 3.31) et l'axe dynamique  $\eta_u$  (figures 3.32).

La forme des PDFs aux différentes positions transversales confirme l'analyse effectuée préalablement au moyen des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement. Dans la région de transition, l'absence de structures bien marquées se traduit par des PDFs ne présentant qu'un seul mode, ce qui est mieux illustré sur les figures 3.32. Dans la région de similitude, les PDFs de température présentent une distribution bimodale, voire trimodale sur l'axe de la couche dynamique. De part et d'autre de cet axe dynamique, la distribution est

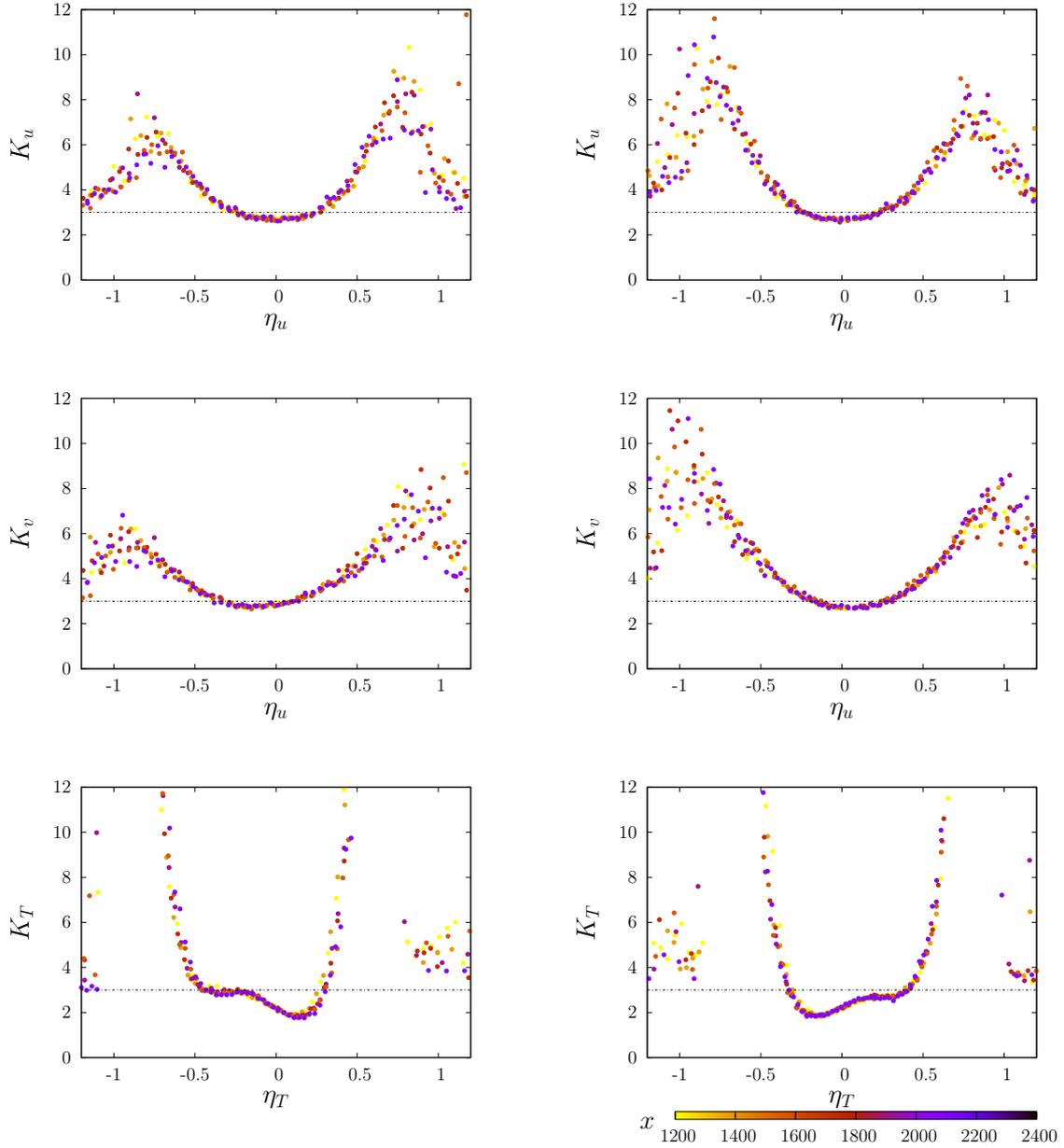


FIGURE 3.30 – Profils des coefficients d’aplatissement pour des configurations à contre-gradient avec  $U_c = 3$ ,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20\text{ K}$  : à gauche, pour la configuration stable ; à droite, pour la configuration instable.

spécialement bimodale avec un mode central plus large qui correspond à la distribution de la température dans les zones de fluide bien mélangé, au cœur des structures tourbillonnaires. Les modes latéraux, plus intenses, correspondent aux incursions de fluides non mélangés. En adimensionnement externe, les PDFs présentent dans les deux régions de l’écoulement un défilement du mode central (relatif aux zones mélangées) du côté haute vitesse vers le côté basse vitesse correspondant à des PDFs de type tilted. En adimensionnement intrinsèque, les PDFs obtenues sont semblables à celle de Ndoye [122]. On peut y remarquer un mode central non figé qui indique que la température des bouffées

turbulentes à une position transversale donnée n'est pas proportionnelle à la température moyenne locale (à  $\sigma_T$  près).

Les différents moments de température peuvent être obtenus en intégrant ces PDFs. Le caractère bimodal traduit une intermittence de par la succession de zones mélangées et non mélangées. Cette intermittence, liée à un saut de température au niveau des fronts, contribue de manière significative à ces différents moments, en particulier au moment d'ordre deux de la température. L'intensité des fluctuations de la température est la résultante des contributions, à l'intérieur des zones de mélange, d'une turbulence « homogène » et d'une turbulence de type intermittent. Comme on peut le voir sur les figures 3.32, la composition du fluide mélangé est asymétrique avec un biais vers le côté haute vitesse aussi bien dans la région de transition que dans la région de similitude. Selon Koochesfahani et Dimotakis [96] et Pickett et Gandhi [134], cette asymétrie n'est pas seulement due au taux d'entraînement qui est en faveur du flux du côté haute vitesse mais aussi à la composition initiale lors du premier enroulement, avec un excès de fluide côté haute vitesse. Dans la configuration présentée dans notre étude, le flux uniforme côté haute vitesse est plus froid, et les structures tourbillonnaires sont alimentées principalement par ce flux. La température de ces structures est donc plus froide que la température moyenne locale. L'une des conséquences est le rapprochement du mode central et latéral du côté haute vitesse et leur éloignement du côté basse vitesse. Sur la base de ces observations, sachant que la variance d'une quantité exprime la largeur de la PDF, l'intensité des fluctuations se trouve plus importante du côté basse vitesse. Ce résultat est cohérent avec le profil de variance de température présenté sur la figure 3.25. Les deux pics d'intensité de part et d'autre de l'axe de la couche de mélange sont principalement liés à cette intermittence de zones mélangées et de zones non mélangées plutôt qu'à une turbulence « homogène » plus intense au cœur de la couche de mélange. Des informations supplémentaires peuvent être obtenues en analysant les PDFs jointes, notamment en terme de flux de chaleur.

Si les PDFs obtenues dans cette étude sont de type tilted, comme celles obtenus par Karasso et Mungal [87], un type intermédiaire au type marching obtenu par Batt [17] (expérimentation dans une couche de mélange gazeuse) et Kollmann et Janicka [91] (calcul théorique), les PDFs présentées dans la littérature sont généralement de type marching dans la région de similitude, caractérisée par un nombre de Reynolds assez élevé, et de type non-marching dans la région de transition. La forte dépendance de la zone de transition à l'état initial de l'écoulement pourrait expliquer le comportement différent que nous observons dans cette zone, par rapport à ces références (Karasso et Mungal [87], Bisset [26]).

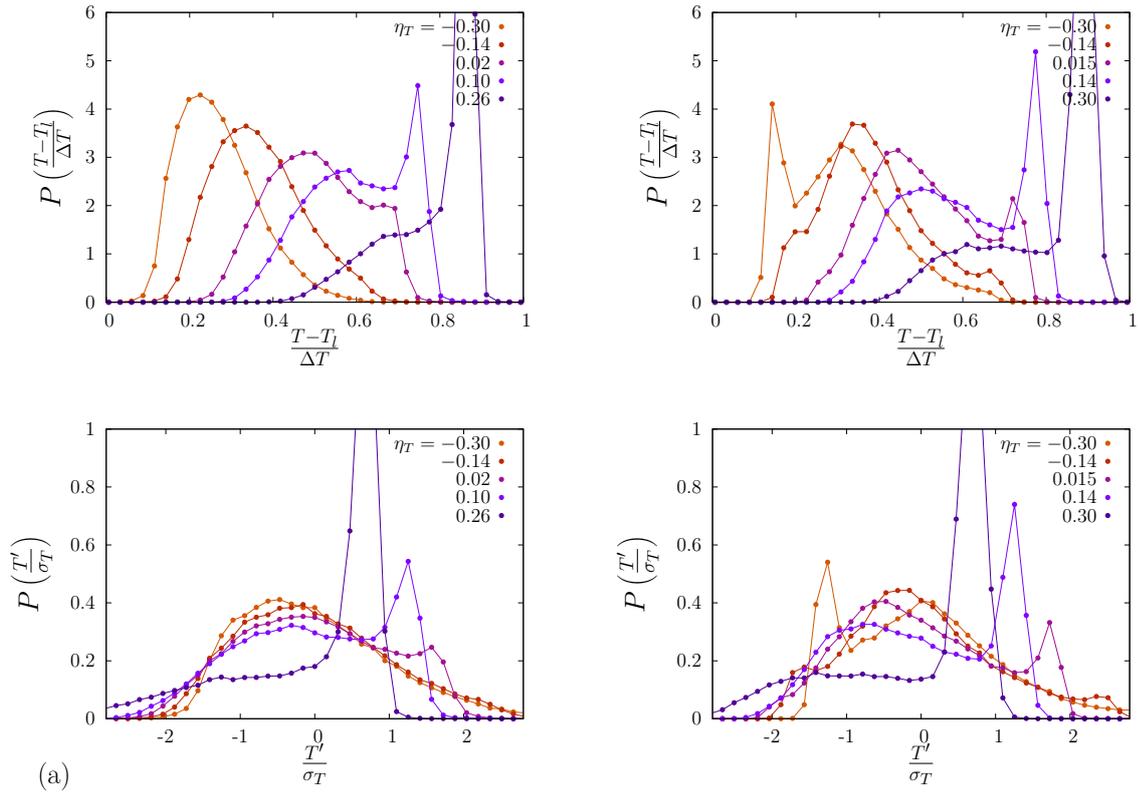


FIGURE 3.31 – Densité de probabilité de la température dans deux représentations différentes correspondant à une distribution dans un adimensionnement externe (en haut) et intrinsèque (en bas). Ces PDFs ont été obtenues en cinq positions transversales repérées par l'axe de la couche thermique dans la région de transition (à gauche) pour  $Re_\delta = 4800$  et dans la région de similitude (à droite) pour  $Re_\delta = 18100$ .

### 3.3.2 Transport de quantité de mouvement et de chaleur

L'amélioration de la méthode PCTA entreprise dans cette thèse pour la mesure instantanée et ponctuelle de deux composantes de la vitesse (longitudinale et transversale) et de la température a permis d'accéder à leurs distributions jointes, et aux quantités statistiques qui en découlent. Dans la section précédente, nous avons abordé le couplage vitesse-température, en présentant les profils de corrélations croisées. Ce couplage est abordé plus en détails dans cette section en ayant recours aux coefficients de corrélation pour les flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur, à l'analyse en quadrants et aux bilans de transport de l'énergie cinétique, des fluctuations de température et des flux de quantité de mouvement et de chaleur.

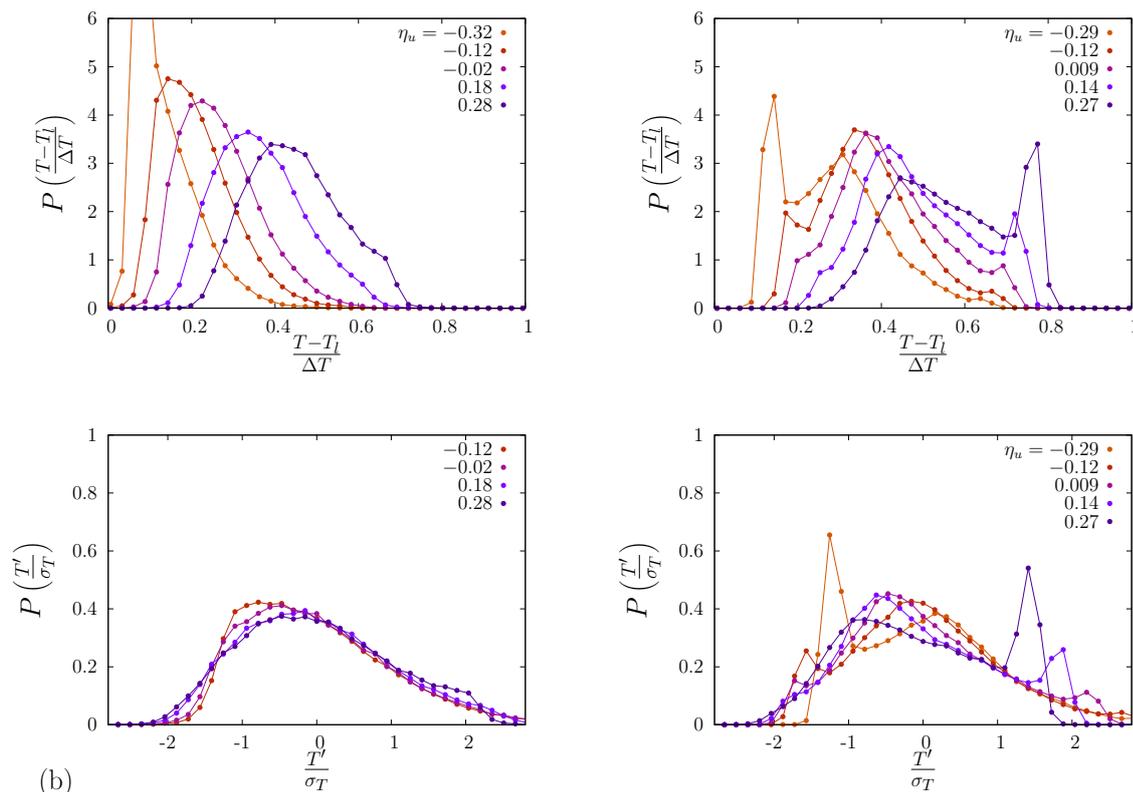


FIGURE 3.32 – Densité de probabilité de la température dans deux représentations différentes correspondant à une distribution dans un adimensionnement externe (en haut) et intrinsèque (en bas). Ces PDFs ont été obtenues en cinq positions transversales repérées par l'axe de la couche dynamique dans la région de transition (à gauche) pour  $Re_\delta = 4800$  et dans la région de similitude (à droite) pour  $Re_\delta = 18100$ .

### 3.3.2.1 Coefficients de corrélation et nombre de Prandtl

Les coefficients de corrélation se présentent comme un moyen de comparer l'efficacité du transport turbulent. On s'intéresse plus particulièrement aux flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur dont les coefficients de corrélation sont définis par :

$$C_{uv} = \frac{\langle u'v' \rangle}{\sqrt{\langle u'^2 \rangle \langle v'^2 \rangle}} \quad (3.13)$$

$$C_{vT} = \frac{\langle v'T' \rangle}{\sqrt{\langle v'^2 \rangle \langle T'^2 \rangle}} \quad (3.14)$$

À noter que ces coefficients de corrélation, en rapportant les corrélations de vitesse-température à leurs variances respectives, permettent de s'affranchir en partie des erreurs d'estimation diverses sur ces quantités statistiques (convergence, résolution spatio-temporelle, etc.). Ce type de normalisation par la variance est également valable pour les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement étudiés précédemment. Elle conduit à des

profils en principe moins biaisés et moins bruités.

Les figures 3.33 superposent 6 profils transversaux de ces coefficients de corrélation obtenus dans la région de similitude pour les variantes stables et instables de la configuration. L'affinité géométrique se retrouve sur ces profils, avec une expansion plus importante du champ thermique. Ces coefficients présentent une bosse large, voire un plateau dans la couche de mélange, suggérant un relatif équilibre de la turbulence sur une certaine épaisseur du mélange. Ils décroissent pour s'annuler de part et d'autre de la frontière du mélange, au-delà de laquelle la turbulence résiduelle des flux transversaux est homogène et isotrope. Les profils de  $C_{uv}$  sont relativement bien centrés alors que les profils de  $C_{vT}$  sont décalés vers le côté basse température de l'axe de la couche dynamique, où les profils transversaux de  $\langle T'T' \rangle$  comportent un pic d'amplitude moins importante. Le signe de ces coefficients de corrélation à l'intérieur de la couche de mélange dépend du signe du gradient moyen de vitesse et de température. Ce signe doit être en cohérence avec le terme de production, toujours positif dans les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente et de la variance de température. Dans la configuration stable ( $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} > 0$ ), on a  $|C_{uv}| < |C_{vT}|$  avec une valeur moyenne du plateau de 0,41 pour  $C_{uv}$  et une bosse avec une valeur extrême de  $-0,52$  pour  $C_{vT}$ . Ceci traduit une meilleure efficacité du transport par l'écoulement turbulent de la chaleur que de la quantité de mouvement. Dans la configuration instable ( $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} < 0$ ), les deux coefficients  $C_{uv}$  et  $C_{vT}$  présentent un plateau de valeur moyenne approximativement identique en valeur absolue de 0,54. La nette augmentation de la valeur du coefficient  $C_{uv}$  et l'absence de modification de la valeur du coefficient  $C_{vT}$ , lorsque l'on passe d'une configuration stable à instable, sont difficiles à interpréter. La flottabilité semble rendre plus systématique le transport transversal par  $v$  de la quantité de mouvement  $\rho u$ , comme si la déstabilisation de l'écoulement conduisait à une structuration plus cohérente, mais cette modification de l'écoulement semble ne pas rendre plus ou moins efficace les flux transverses de chaleur.

Le modèle de fermeture des équations du champ de vitesse et de température moyenne a été introduit au chapitre 2. Ces modèles permettent de relier les contraintes contribuant aux flux diffusifs (contrainte de cisaillement, flux transversal de chaleur) aux gradients moyens de vitesse ou de température. Ils s'écrivent :

$$\begin{aligned}\langle u'v' \rangle &= -\nu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}, \\ \langle v'T' \rangle &= -k_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}.\end{aligned}$$

et ne s'appliquent qu'aux écoulements cisailés simples, bidimensionnels en moyenne et sans zone de diffusion à contre gradient. Ces modèles introduisent une viscosité et une diffusivité turbulente qui sont sans fondement physique majeur mais permettent d'obtenir simplement des résultats appréciables dans les contextes applicatifs. Le rapport des deux

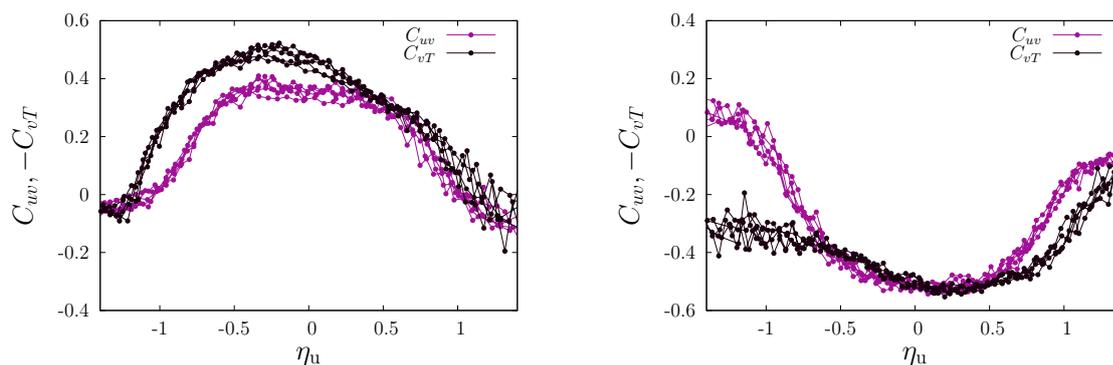


FIGURE 3.33 – Profils des coefficients de corrélation pour les flux de quantité de mouvement et de chaleur dans une configuration stable (à gauche) et instable (à droite), toutes deux à contre-gradient avec  $U_c = 3$  m/s,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K (superposition de 6 profils entre  $x = 1200$  mm et  $x = 2400$  mm).

coefficients définit le nombre de Prandtl turbulent :

$$Pr_t = \frac{\langle u'v' \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y}}{\langle v'T' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y}}. \quad (3.15)$$

Il est défini comme le rapport de la contrainte de cisaillement et du flux transversal de chaleur, normalisé par les gradients moyens, ou comme le rapport des termes de production de fluctuations de vitesse et de température. La valeur de 0,7 est couramment utilisée dans les simulations numériques.

Les figures 3.34 présentent les profils transversaux des coefficients de viscosité et de diffusivité turbulente en configuration stable et instable. Pour une meilleure comparaison des formes, l'axe  $\eta_u = 0$  de la configuration instable est retourné de sorte à avoir la faible vitesse du côté  $\eta_u < 0$ . Ces deux coefficients sont normalisés par l'épaisseur de vortacité locale et par la différence de vitesse. Leurs niveaux sont plus élevés en configuration instable. Le coefficient de viscosité turbulente (figure de gauche) reste approximativement constant au cœur de la couche de mélange, comme supposé dans la littérature. Le coefficient de diffusivité turbulente (figure de droite) diffère en présentant non pas un plateau mais une bosse à l'intérieur de la couche de mélange. Ce comportement est consistant avec sa définition, sachant que le gradient de température moyenne présente une double structuration avec un creux au niveau de l'axe de la couche de mélange.

Le comportement relatif des deux coefficients peut être observé par l'intermédiaire du nombre de Prandtl turbulent  $Pr_t$ . Comme pour les coefficients de corrélation, ce nombre traduit également l'efficacité du transport de chaleur comparé au transport de quantité de mouvement. Son évolution transversale et longitudinale est présentée sur les figures 3.35.

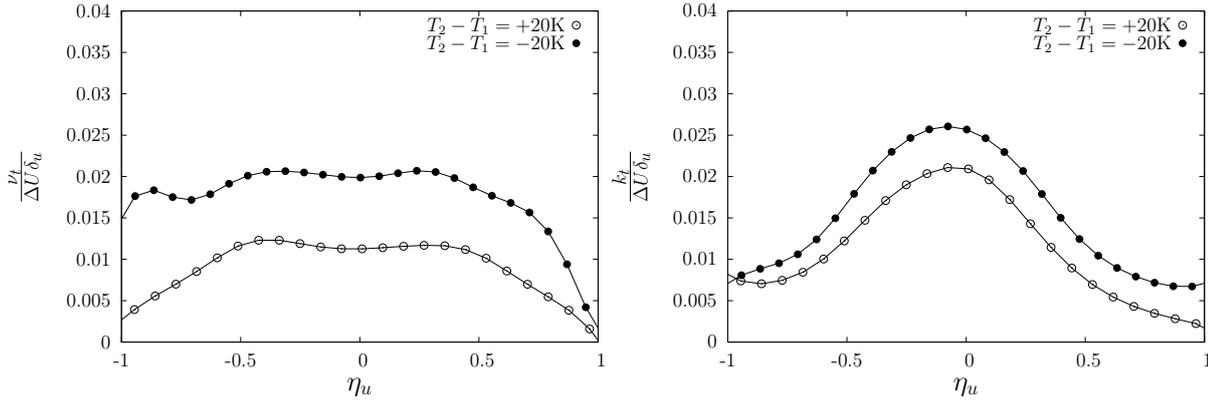


FIGURE 3.34 – Profils transversaux des coefficients de viscosité et de diffusivité turbulentes en configuration stable et instable.

Le nombre de Prandtl se comporte de façon équivalente en configuration stable et instable. Contrairement aux profils longitudinaux (sur l'axe de la couche de mélange), les profils transversaux ne sont pas constants, ils ont une forme imposée par la forme bimodale du gradient de température déjà évoquée pour le coefficient de diffusivité. Cette étude confirme que le nombre de Prandtl turbulent n'est pas constant dans les écoulements complexes et fortement anisotropes, ce qui peut conduire à des erreurs de modélisation importante si une hypothèse de nombre de Prandtl constant est choisie. D'après Townsend [156], le nombre de Prandtl turbulent est fortement dépendant de la stabilité de l'écoulement. Sur l'axe de la couche de mélange, le nombre de Prandtl est approximativement de 0,6 en configuration stable et de 0,8 en configuration instable. À travers la couche de mélange, il monte jusqu'à 1,6 pour le cas stable et 2,1 pour le cas instable. Il est du même ordre de grandeur que celui observé par Pietri, Amielh et Anselmet [136], avec  $Pr_t = 0,8$  à  $1,75$  à  $4,5$  diamètres de la buse d'un jet vertical chauffé. En stratification stable, dans un jet plan turbulent, Chambers, Antonia et Fulachier [41] ont reporté des valeurs comprises entre 0,4 et 0,8. Dans un jet rond, Chevray et Tutu ont noté une variation entre 0,4 et 0,7 à travers le jet. Le nombre de Prandtl turbulent mesuré par Batt [17] dans une couche de mélange classique, est compris entre 0,55 et 0,83. Celui déduit des profils moyens reste approximativement autour de 0,5. Notre étude met plutôt en évidence, dans une gamme cohérente avec les données de la littérature, une variabilité transversale encore mal documentée pour les écoulements à fort cisaillement transversal.

### 3.3.2.2 Analyse en quadrants

Une particularité de la couche de mélange est le maintien d'un cisaillement moyen du champ dynamique et thermique à l'origine d'une production continue de turbulence. Les flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur sont en grande partie

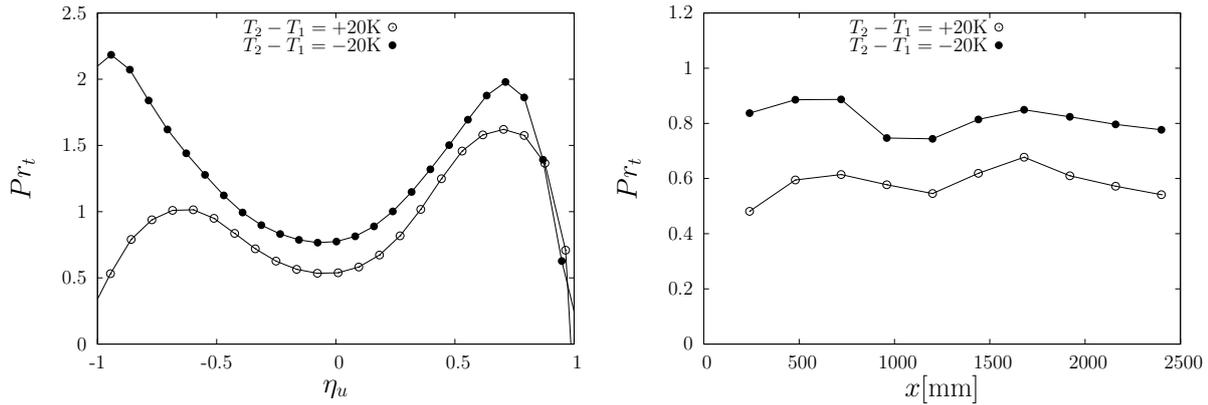


FIGURE 3.35 – Profils transversaux (à gauche) et longitudinaux (à droite) du nombre de Prandtl turbulent estimé autour de l’axe dynamique ( $-0,06 \leq \eta_u \leq 0,06$ ) de la couche de mélange en configuration stable et instable.

responsable du taux d’expansion de ce cisaillement. L’importance des flux transversaux est liée au degré de cohérence des mouvements qui se produisent dans la couche de mélange. L’analyse de ces différents mouvements, plus ou moins cohérents, et de leurs contributions aux tensions de Reynolds et aux flux de chaleur peut être envisagée en utilisant la méthode des quadrants. Cette méthode a été proposée par Lu et Willmarth [111] et Wallace, Eckelmann et Brodkey [159] pour déterminer la contribution des différents mouvements ou régions d’écoulement à la production de turbulence dans un écoulement de couche limite. Telle que définie par ces auteurs, cette méthode permet de différencier les « sweeps », ou balayages, qui correspondent au quadrant IV et les éjections identifiées par le quadrant II (voir figure 3.36). Cette méthode a également été utilisée pour évaluer les contributions des différents quadrants au flux de quantité de mouvement et de chaleur par Antonia et Browne [7] dans la région de similitude d’un sillage de cylindre, par Shen et Leclerc [148] et Cava *et al.* [40] dans les écoulements de canopée, et plus récemment par Ndoye [123] dans une couche de mélange plane.

Le succès de cette méthode, outre son intérêt évident, est qu’elle est simple à mettre en œuvre et donc facilement comparable d’une étude à l’autre. Il s’agit de fractionner le plan  $(u', v')$  et  $(v', T')$  en quatre quadrants, avec une partie inactive (constituée d’évènements considérés comme non cohérents) dont les frontières sont respectivement définies par  $|u'v'| = G\sigma_u\sigma_v$  et  $|v'T'| = H\sigma_v\sigma_T$ , où  $H$  et  $G$  sont des seuils définissant la taille de la partie inactive, et  $\sigma_u$  et  $\sigma_T$  sont les dispersions locales. Ce type de fractionnement permet de classer les évènements cohérents suivant leur intensité et de suivre l’évolution de leurs différentes contributions en fonction de  $H$  et  $G$ . Dans le cas  $H = 0$  et  $G = 0$ , les distributions instantanées de  $(u', v')$  et,  $(v', T')$  sont réparties suivant leur signe dans les quatre quadrants d’axes centrés respectivement sur  $(u', v') = (0, 0)$  et,  $(v', T') = (0, 0)$ , comme indiqué sur le schéma de principe de la figure 3.36.

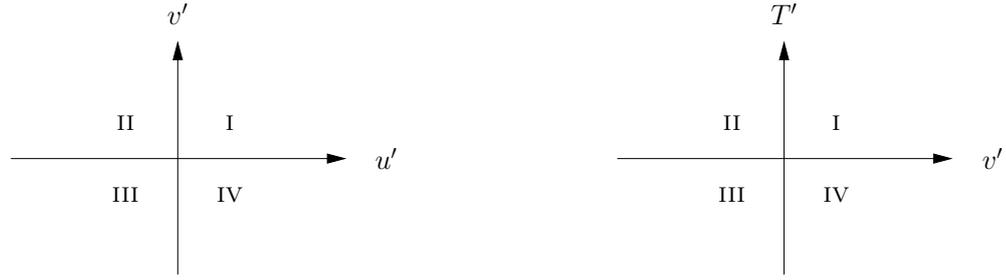


FIGURE 3.36 – Décomposition en quadrants des flux transversaux de quantité de mouvement (à gauche) et de chaleur (à droite).

Sur la base de cette partition, le flux de quantité de mouvement est réparti comme suit :

- quadrant I ,  $u' > 0$  et  $v' > 0$  ;
- quadrant II ,  $u' < 0$  et  $v' > 0$  ;
- quadrant III ,  $u' < 0$  et  $v' < 0$  ;
- quadrant IV ,  $u' > 0$  et  $v' < 0$  ,

et le flux latéral de chaleur est réparti de façon équivalente :

- quadrant I ,  $v' > 0$  et  $T' > 0$  ;
- quadrant II ,  $v' < 0$  et  $T' > 0$  ;
- quadrant III,  $v' < 0$  et  $T' < 0$  ;
- quadrant IV ,  $v' > 0$  et  $T' < 0$ .

Les flux de quantité de mouvement et de chaleur sont alors considérés comme des combinaisons de différents groupes d'évènements, associés chacun à un quadrant, que l'on seuille pour construire des fonctions indicatrices de la présence de ces différents évènements. La moyenne conditionnelle associée à chaque quadrant pour le flux de quantité de mouvement et de chaleur est calculée respectivement avec :

$$\langle u'v' \rangle_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N_i} [(u'v')_n]_i \quad (3.16)$$

$$\langle v'T' \rangle_i = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{M_i} [(v'T')_n]_i \quad \text{pour } i = \text{I, ..., IV,} \quad (3.17)$$

avec  $i$  l'indice du  $i$ -ème quadrant,  $N_i$  et  $M_i$  le nombre d'évènements dans le  $i$ -ème quadrant et  $N$  le nombre total de données.

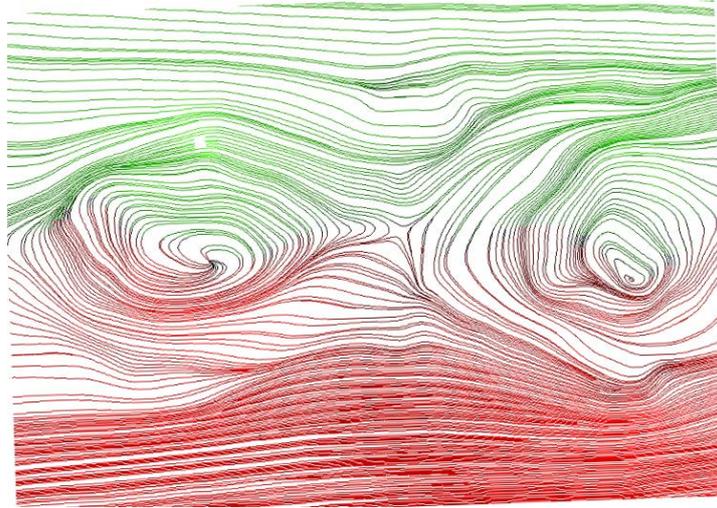


FIGURE 3.37 – *Simili* lignes de courant calculées dans un champ de vitesse instantané mesuré par PIV dans la région proche du bord de fuite de la plaque séparatrice de notre soufflerie de couche de mélange plane. Cette illustration montre le point selle situé entre deux structures tourbillonnaires co-rotatives.

L'analyse effectuée sur les PDFs de la température a permis de mettre en évidence le caractère multimodal de ses distributions, ce qui rend la méthode des quadrants délicate à appliquer au flux de chaleur. Elle mériterait d'être adaptée spécifiquement à l'étude du flux de chaleur en couche de mélange avec un choix judicieux du seuil pour identifier les différents modes et déterminer leurs contributions. Néanmoins, pour conserver toute la simplicité de la méthode et pour s'affranchir de discussions sur l'inévitable dépendance des résultats à ces seuils, nous nous sommes imposés dans cette première étude l'utilisation de  $H = 0$  et  $G = 0$ .

L'analyse de ces différentes contributions est intrinsèquement liée à l'énoncé d'*a priori* sur la topologie de l'écoulement considéré. D'après Browand et Ho [34], pour une couche de mélange plane horizontale, l'essentiel de la contribution au flux de quantité de mouvement provient de séries d'évènements irréguliers de large amplitude. Ils notent que ces principales contributions au flux sont constituées presque exclusivement du côté basse vitesse (en haut dans leur cas) de bouffées turbulentes rapides et transportées vers le haut tandis que sur le côté haute vitesse (en bas dans leur cas), ce sont des bouffées turbulentes lentes transportées vers le bas. Ces bouffées turbulentes sont associées à des mouvements de fluide à proximité des zones de mélange au centre des structures tourbillonnaires séparées par un point selle. Cette structuration d'écoulement est illustrée sur la figure 3.37.

Dans le cadre de cette étude, en plus des structures tourbillonnaires couramment utilisées dans la littérature, nous introduisons deux évènements cohérents supplémentaires : le mouvement d'entraînement et le mouvement d'éjection. Comme illustré sur les figures 3.38

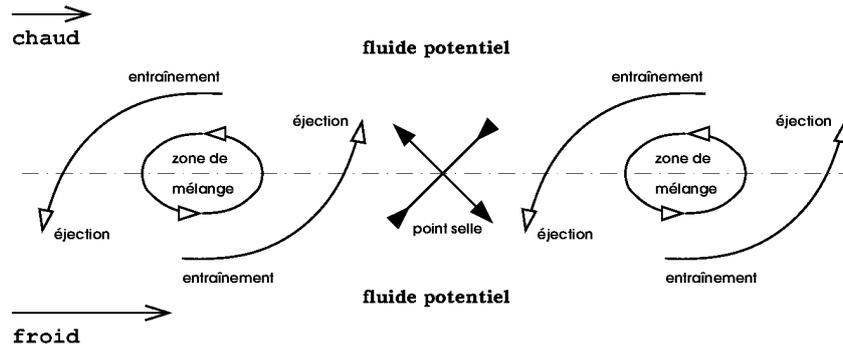


FIGURE 3.38 – Schéma simplifié de la structure de l'écoulement illustrant les principaux mouvements contribuant aux flux de quantité de mouvement et de chaleur pour une configuration stable à contre gradient ( $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} < 0$  et  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} > 0$ ).

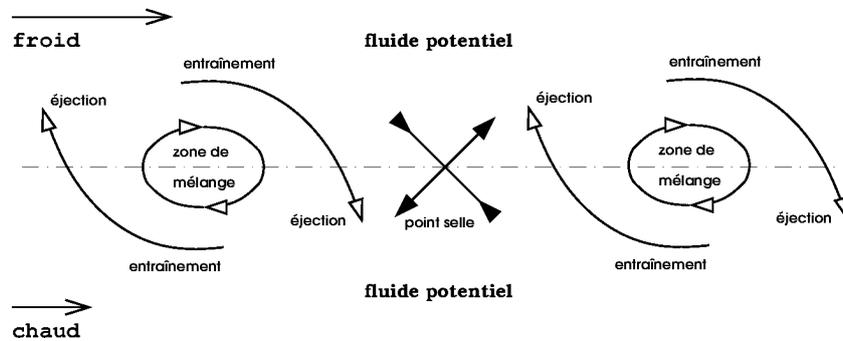


FIGURE 3.39 – Schéma simplifié de la structure de l'écoulement illustrant les principaux mouvements contribuant aux flux de quantité de mouvement et de chaleur pour une configuration instable à contre gradient ( $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} > 0$  et  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} < 0$ ).

et 3.39, le mouvement d'entraînement est constitué de fluide arraché au flux uniforme par une structure tourbillonnaire. Une éjection est constituée du fluide entraîné et qui, après diffusion et autres processus, est transporté de l'autre côté de l'axe de la couche de mélange. Nous utilisons également la notion de zone de mélange, en l'associant au cœur des structures tourbillonnaires, la notion d'écoulement potentiel ( $\nabla \cdot u = 0$  et  $\nabla \times u = 0$ ), pour désigner les deux flux uniformes, et la notion de front, relative au fort cisaillement à l'interface des deux écoulements potentiels, un front de cisaillement étant situé entre deux structures tourbillonnaires et aligné sur l'axe divergent du point selle. Les éjections et les entraînements ne sont donc pas les seuls mouvements qui contribuent au flux de quantité de mouvement et de chaleur. Le cœur des structures tourbillonnaires et les fronts sont le siège d'interactions turbulentes qui participent également à ces flux.

La différenciation de ces différents mouvements suivant une logique d'affectation des événements fluctuants entre les quatre quadrants dépend du sens de rotation des tourbillons et par conséquent de l'orientation du gradient de vitesse moyenne. On s'intéresse ici

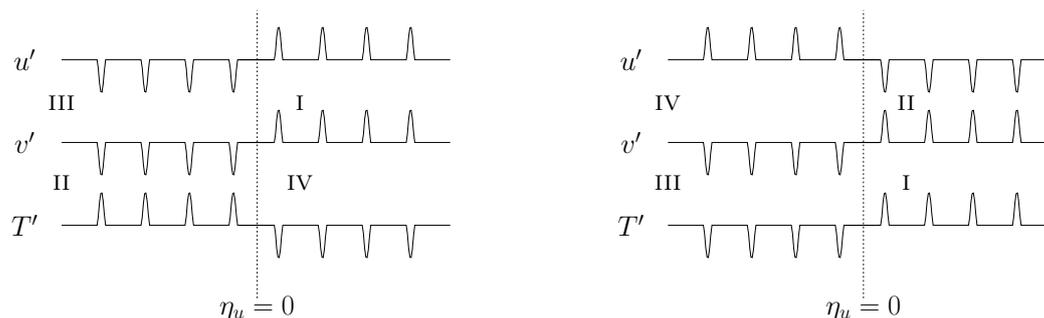


FIGURE 3.40 – Schéma simplifié des distributions instantanées de  $u'$ ,  $v'$  et  $T'$ . Ce schéma permet d'identifier les quadrants auxquels les éjections correspondent pour le flux de quantité de mouvement  $\langle u'v' \rangle$  et de chaleur  $\langle v'T' \rangle$ . Il est donné pour une configuration à contre-gradient stable ( $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} < 0$  et  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} > 0$ ) à gauche et pour une configuration à contre-gradient instable ( $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} > 0$  et  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} < 0$ ) à droite.

principalement aux éjections, et donc également aux entraînements, puisque ces éjections sont constituées de fluides entraînés puis éjectés de l'autre côté de la couche de mélange. Les éjections correspondent à des quadrants différents selon la quantité considérée ( $\langle u'v' \rangle$  ou  $\langle v'T' \rangle$ ), la configuration de l'écoulement (à contre-gradient stable ou instable) et le côté de l'axe de la couche de mélange dynamique où l'on se trouve ( $\eta_u > 0$  ou  $\eta_u < 0$ ). La figure 3.40 illustre les différentes situations permettant d'identifier les quadrants auxquels les éjections correspondent.

Pour la configuration à contre-gradient stable ( $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} < 0$  et  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} > 0$ ), les éjections contribuant au flux de quantité de mouvement correspondent aux quadrants I et III et celles contribuant au flux de chaleur aux quadrants II et IV. Pour la configuration à contre-gradient instable ( $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} > 0$  et  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} < 0$ ), les éjections contribuant au flux de quantité de mouvement correspondent aux quadrants II et IV et celles contribuant au flux de chaleur aux quadrants I et III. La classification détaillée des différents mouvements en chaque point de la grille de mesure est donc la suivante :

- Configuration à contre-gradient stable ( $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} < 0$  et  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} > 0$ ) ;
  - pour  $\eta_u < 0$ , le quadrant I correspond à l'entraînement et le quadrant III à l'éjection pour le flux de quantité de mouvement ;
  - pour  $\eta_u > 0$ , le quadrant III correspond à l'entraînement et le quadrant I à l'éjection pour le flux de quantité de mouvement ;
  - pour  $\eta_u < 0$ , le quadrant IV correspond à l'entraînement et le quadrant II à l'éjection pour le flux de chaleur ;

- pour  $\eta_u > 0$ , le quadrant II correspond à l'entraînement et le quadrant IV à l'éjection pour le flux de chaleur ;
- Configuration à contre-gradient instable ( $\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} > 0$  et  $\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial y} < 0$ ) ;
  - pour  $\eta_u < 0$ , le quadrant II correspond à l'entraînement et le quadrant IV à l'éjection pour le flux de quantité de mouvement ;
  - pour  $\eta_u > 0$ , le quadrant IV correspond à l'entraînement et le quadrant II à l'éjection pour le flux de quantité de mouvement ;
  - pour  $\eta_u < 0$ , le quadrant I correspond à l'entraînement et le quadrant III à l'éjection pour le flux de chaleur ;
  - pour  $\eta_u > 0$ , le quadrant III correspond à l'entraînement et le quadrant I à l'éjection pour le flux de chaleur.

Dans les deux configurations, les interactions interviennent dans les quatre quadrants.

Avant d'appliquer la méthode des quadrants aux mesures, nous présentons ci-dessous les fonctions de densité de probabilité jointes JPDPs associées aux paires de distributions instantanées  $(u', v')$  d'une part et  $(v', T')$  d'autre part. Ces JPDPs ont pour intérêt de permettre de visualiser la répartition des différentes contributions provenant de chaque quadrant. La contribution des différents quadrants définie par l'équation 3.17 peut être également obtenue en utilisant ces JPDPs. En désignant par  $(x, y)$  l'un des couples de distribution, le domaine de chaque quadrant est défini par :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{D}_I &= \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid 0 \leq x \leq +\infty, 0 \leq y \leq +\infty\} \\
 \mathcal{D}_{II} &= \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid -\infty \leq x \leq 0, 0 \leq y \leq +\infty\} \\
 \mathcal{D}_{III} &= \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid -\infty \leq x \leq 0, -\infty \leq y \leq 0\} \\
 \mathcal{D}_{IV} &= \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 \mid 0 \leq x \leq +\infty, -\infty \leq y \leq 0\}.
 \end{aligned}$$

On peut alors évaluer la contribution de chaque quadrant avec :

$$\langle xy \rangle_i = \iint_{\mathcal{D}_i} xy P_{xy}(x, y) \, dx dy \quad \text{pour } i = \text{I}, \dots, \text{IV}. \quad (3.18)$$

Les figures 3.41 à 3.44 présentent, pour deux configurations stable et instable, l'évolution transversale des PDFs  $P_{u'v'}$  et  $P_{v'T'}$  dans la zone de transition proche de la plaque séparatrice et dans la zone de similitude.

À proximité de la frontière moyenne du champ dynamique ( $\eta_u \simeq \pm 1$ ), les JPDPs  $P_{u'v'}$  présentent une forme *quasi* circulaire centrée sur l'origine de  $(u', v')$  alors que les JPDPs  $P_{v'T'}$  ont une forme elliptique de grand axe alignée avec  $T'$ . Ceci s'explique par un flux transversal de chaleur présentant une expansion plus large que pour le flux transversal de

quantité de mouvement. Ces positions transversales se situent à la limite de l'expansion de  $\langle u'v' \rangle$ , mais à l'intérieur de l'expansion de  $\langle v'T' \rangle$ , comme on peut le voir sur les profils des coefficients de corrélation de la figure 3.33. La forme *quasi* circulaire de  $P_{u'v'}$  correspond à l'écoulement libre où les PDFs de  $u'$  et  $v'$  sont gaussiennes et la forme elliptique de  $v'T'$  correspond à une mesure à l'intérieur de la couche thermique où les PDFs de  $T'$  sont non gaussiennes avec un facteur d'aplatissement élevé.

Au cœur de la couche de mélange ( $-0,25 \leq \eta_u \leq +0,25$ ), les JPDFs  $P_{u'v'}$  présentent une forme elliptique de grands axes orientés suivant les quadrants I et III pour la configuration stable et les quadrants II et IV pour la configuration instable. Ces deux directions privilégiées se traduisent par des signes opposés de  $\langle u'v' \rangle$  dans la configuration stable et instable de sorte que le terme de production reste bien positif dans les deux configurations. Ces quadrants sont représentatifs des éjections et des entraînements. De part et d'autre de l'axe de la couche de mélange, la forme elliptique, légèrement plus étirée dans un des deux quadrants, correspond toujours à des éjections plus rares mais plus intenses que les entraînements. Sur l'axe de la couche, les événements s'équilibrent approximativement.

Cette analyse du comportement des JPDFs  $P_{u'v'}$  à l'intérieur de la couche de mélange peut être formulée à l'identique pour les JPDFs  $P_{v'T'}$ . On notera simplement que l'évolution des JPDFs  $P_{v'T'}$  dans la région de similitude s'accompagne de l'apparition d'un aspect bimodal déjà observé pour les PDFs de température et qui brise leur forme elliptique. Le mode central correspond aux zones de mélange et le mode périphérique se situe dans le quadrant relatif aux entraînements de fluide. Les éjections, qui apparaissent dans le quadrant opposé, semblent encore une fois plus rares et plus intenses. L'écoulement se présente alors dans cette région comme la succession d'un mouvement d'entraînement long et peu intense, puis d'un mouvement d'éjection court et intense suivi d'une bouffée turbulente correspondant au passage d'une structure tourbillonnaire. Les mouvements d'entraînement et d'éjection sont des mouvements opposés et séparés par un front bien marqué, siège d'un fort cisaillement. Par ailleurs, en considérant la température comme un marqueur de l'origine d'une particule fluide, les JPDFs  $P_{v'T'}$  semblent, pour le cas stable par exemple, globalement indiquer que le fluide mélangé est plus froid que la moyenne locale, ce qui se caractérise par la prépondérance des événements liés à  $T' < 0$ . Cela confirme les observations notées sur les PDFs de température et les résultats de la littérature sur un déséquilibre du taux d'entraînement en faveur du côté haute vitesse.

L'analyse des JPDFs a permis d'identifier les mécanismes ou événements qui contribuent significativement à la production du flux transversal de quantité de mouvement et de chaleur. La contribution relative de ces différents événements à la corrélation  $\langle u'v' \rangle$  et  $\langle v'T' \rangle$  est présentée, par quadrants, sur les figures 3.45 et 3.46.

Dans l'ensemble, on observe deux contributions faibles correspondant aux mouvements

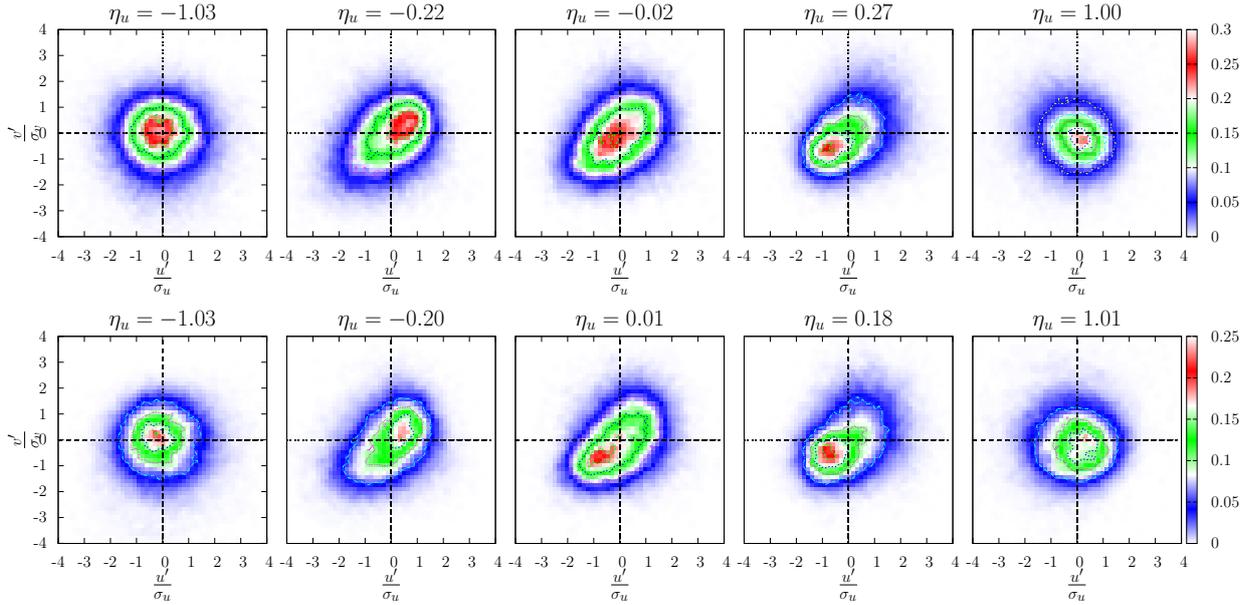


FIGURE 3.41 – Évolution transverse des fonctions de densité de probabilité jointe associées aux paires de distributions instantanées  $(u', v')$  à la station  $x = 480$  mm (en haut) et  $x = 2040$  mm (en bas) pour la configuration stable, à contre-gradient, avec  $U_c = 3$  m/s,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K.

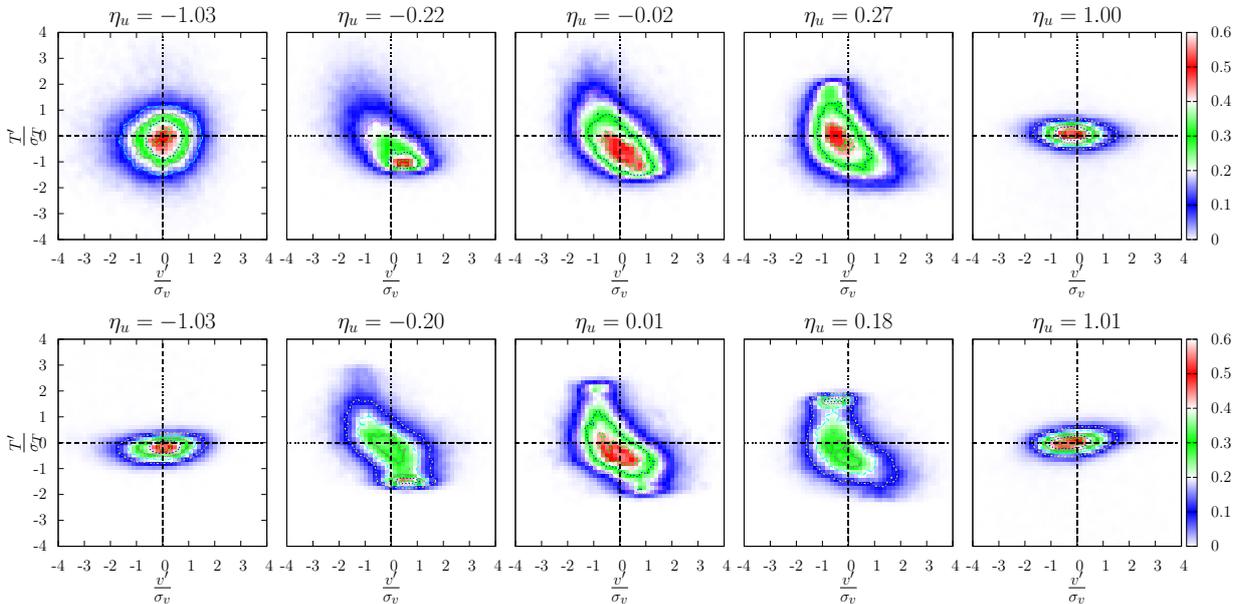


FIGURE 3.42 – Évolution transverse des fonctions de densité de probabilité jointe associées aux paires de distributions instantanées  $(v', T')$  à la station  $x = 480$  mm (en haut) et  $x = 2040$  mm (en bas) pour la configuration stable, à contre-gradient, avec  $U_c = 3$  m/s,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K.

d'interactions et deux contributions fortes correspondant aux deux quadrants relatifs aux mouvements d'éjection et d'entraînement. Pour chacune de ces deux contributions dominantes, l'un des côtés de la couche de mélange correspond aux éjections et l'autre

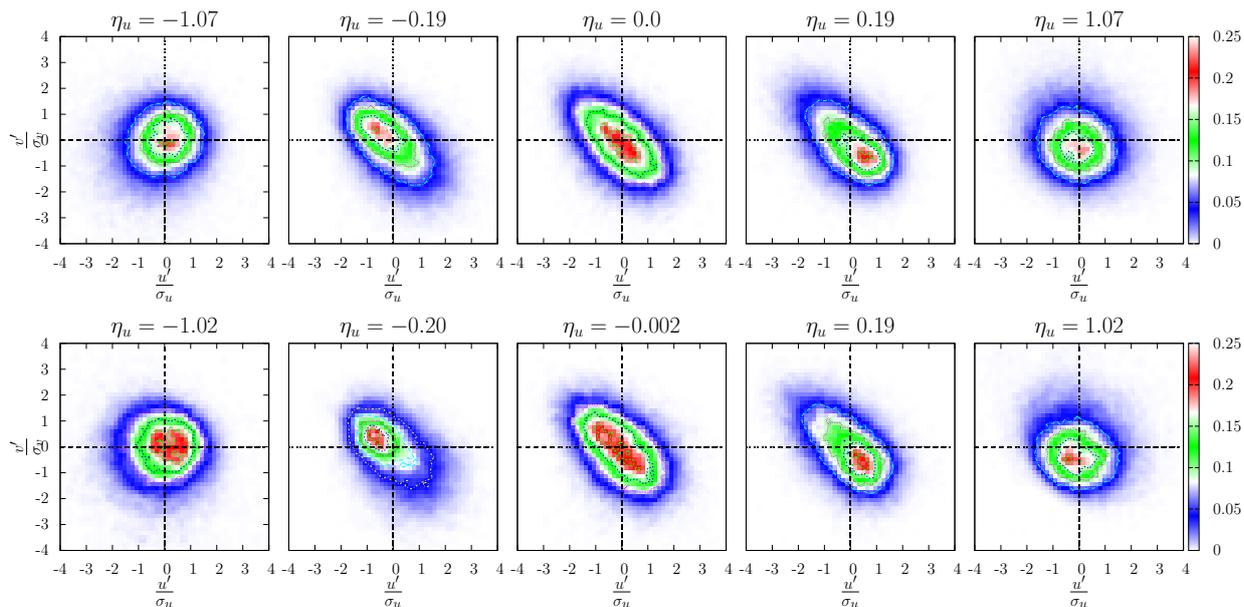


FIGURE 3.43 – Évolution transversale des fonctions de densité de probabilité jointe associées aux paires de distributions instantanées  $(u', v')$  à la station  $x = 480$  mm (en haut) et  $x = 2040$  mm (en bas) pour la configuration instable, à contre-gradient, avec  $U_c = 3$  m/s,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K.

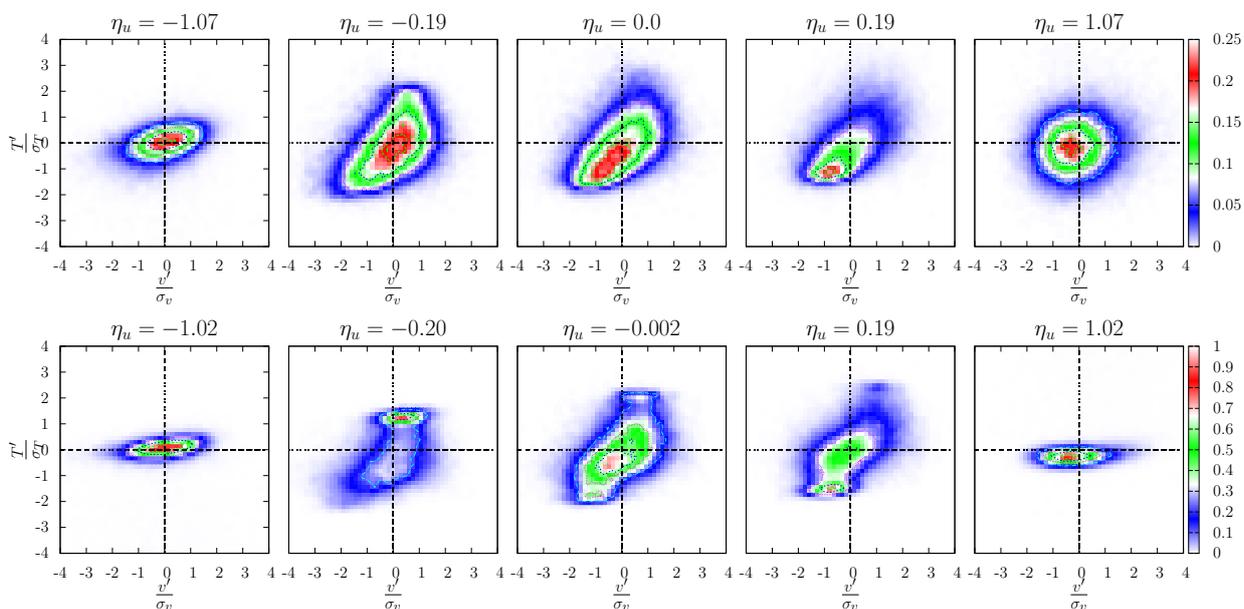


FIGURE 3.44 – Évolution transversale des fonctions de densité de probabilité jointe associées aux paires de distributions instantanées  $(v', T')$  à la station  $x = 480$  mm (en haut) et  $x = 2040$  mm (en bas) pour la configuration stable, à contre-gradient, avec  $U_c = 3$  m/s,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K.

aux entraînements. Ces deux contributions se présentent en forme de cloche légèrement déportée côté éjection, signifiant la prépondérance, en intensité, des éjections sur les entraînements. Cependant, ces deux contributions ne sont pas toujours symétriques sur ces

figures. Si la contribution des mouvements d'entraînement semble identique de part et d'autre de l'axe de la couche de mélange, à la fois pour la corrélation  $\langle u'v' \rangle$  et  $\langle v'T' \rangle$ , il n'en est pas toujours de même pour les sommets des cloches qui correspondent à la contribution des mouvements d'éjections.

Pour le flux de quantité de mouvement, en configuration stable, les contributions des quadrants I et III sont en gros symétriques par rapport à l'axe de la couche dynamique, avec seulement une petite prédominance de la contribution des interactions du côté basse vitesse sur celles du côté haute vitesse. En configuration instable, une rupture plus franche de la symétrie est observée sur la contribution des éjections avec une prédominance de la contribution des éjections côté haute vitesse. Il paraît néanmoins difficile d'attribuer ce déséquilibre aux seules éjections du côté haute vitesse si l'on tient compte de la contribution de la turbulence homogène, observée sur les JPDFs dans le noyau central.

Pour le flux de chaleur, la contribution de chacun des quatre quadrants reste globalement identique en configuration stable et instable. Les couples de quadrants (II, IV) pour la configuration stable et (I, II) pour la configuration instable sont les contributions dominantes. La dissymétrie observée sur les profils indique une légère prédominance des éjections et des interactions du côté basse vitesse par rapport aux mêmes contributions côté haute vitesse. Ce résultat est en accord avec ce qui a été dit auparavant sur le flux de quantité de mouvement. En effet, les quadrants dominants dans les deux cas sont associés à  $T' < 0$ , là où la contribution de la zone mélangée est plus importante.

La contribution des quadrants correspondant à la production de turbulence, effective surtout dans les zones d'entraînement et d'éjection, est plus importante dans le cas instable que dans le cas stable. La contribution des deux autres quadrants correspondant à une destruction de turbulence semble ne pas être modifiée. Il en résulte une production du flux de quantité de mouvement plus importante pour la configuration instable. Cette observation est consistante avec la physique de l'écoulement si l'on tient compte du comportement actif du scalaire (température) et de son influence sur la dynamique de l'écoulement dans les deux configurations.

Les tendances révélées par l'observation des JPDFs, présentées uniquement en quelques points de la grille de mesure, sont confirmées en restituant l'information sous forme de moyenne conditionnelle (analyse par quadrants) pour deux profils transversaux complets, l'un dans la région de transition et l'autre dans la région de similitude. La contribution des mouvements d'interactions aux flux de quantité de mouvement et de chaleur est différente, avec une symétrie pour le flux de quantité de mouvement et une dissymétrie pour le flux de chaleur. La contribution de la zone mélangée n'est pas négligeable dans la contribution des différents mouvements, ce qui rend l'analyse très difficile. L'une des perspectives de suite à cette étude peut consister à adapter l'analyse des quadrants de sorte à mieux

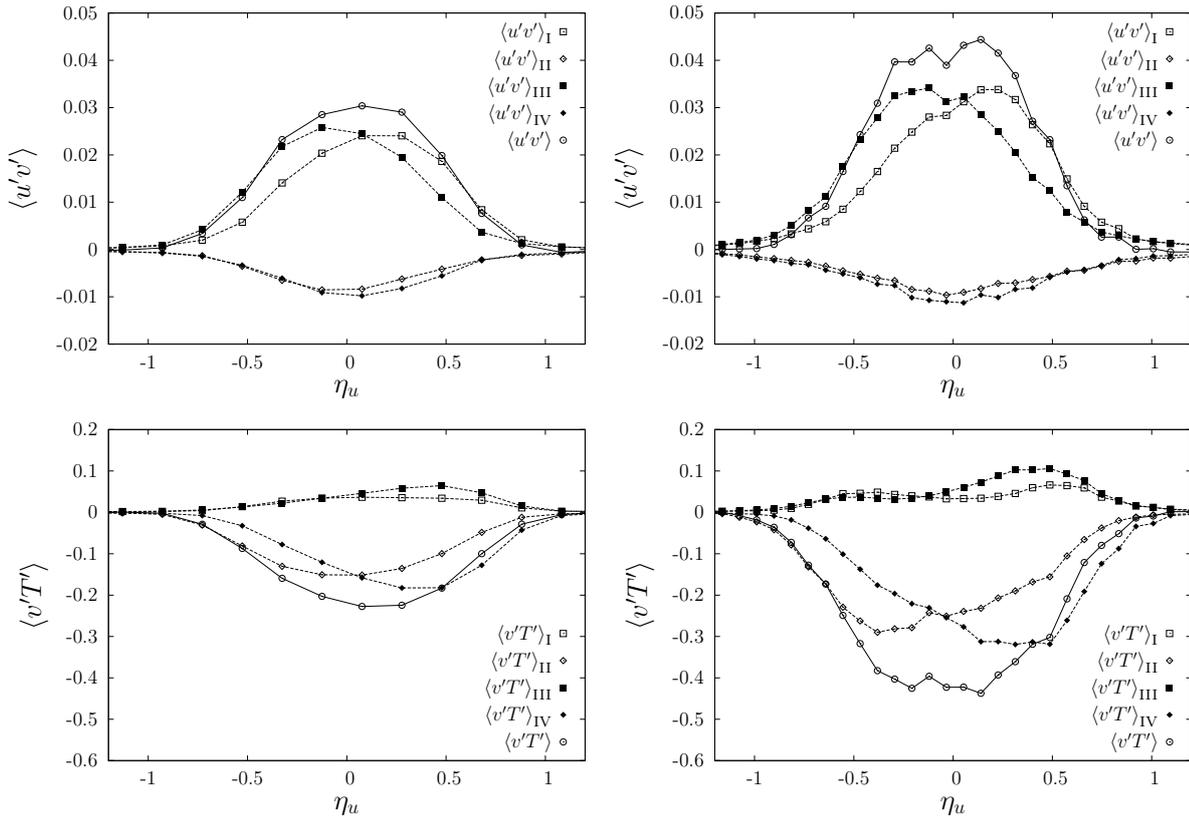


FIGURE 3.45 – Profils des différentes contributions aux flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur pour la configuration stable, à contre-gradient, avec  $U_c = 3 \text{ m/s}$ ,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20 \text{ K}$  : à gauche, station  $x = 480 \text{ mm}$  ; à droite,  $x = 2040 \text{ mm}$ .

dissocier la contribution des zones mélangées de celle des mouvements d'entraînement et d'éjection.

### 3.3.2.3 Bilans d'énergie

L'analyse comparative des bilans d'énergie cinétique turbulente  $\langle k' \rangle$ , d'intensité des fluctuations de température  $\frac{1}{2} \langle T'^2 \rangle$  et des flux transversaux de quantité de mouvement  $\langle u'v' \rangle$  et de chaleur  $\langle v'T' \rangle$  pour les configurations stable et instable permet d'obtenir des informations sur le mécanisme de transport de ces quantités et sur les conséquences du forçage thermique *via* le terme de flottabilité. Cette analyse s'appuie sur la base du comportement des différents termes constituant les équations de transport. Ces équations sont données par les relations 1.50, 1.51, 1.52 et 1.53.

Les équations de bilan sont composées de termes qui sont identifiés suivant leur rôle dans ces équations. Dans cette étude, certaines hypothèses sur l'écoulement ont été utilisées pour estimer ces différents termes. Par ailleurs, la grille de mesure utilisée est constituée de profils transversaux relativement bien résolus en espace. Ces profils comportent

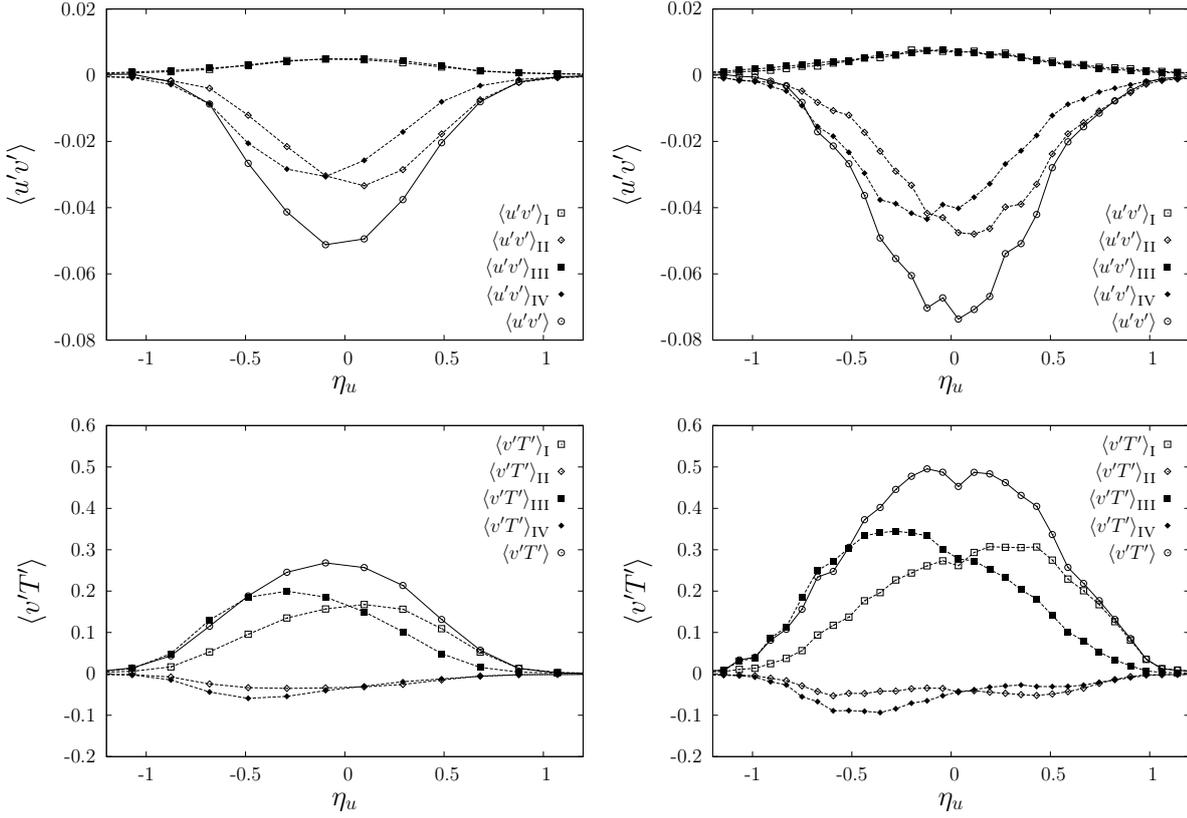


FIGURE 3.46 – Profils des différentes contributions aux flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur pour la configuration instable, à contre-gradient, avec  $U_c = 3 \text{ m/s}$ ,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20 \text{ K}$  : à gauche, station  $x = 480 \text{ mm}$  ; à droite,  $x = 2040 \text{ mm}$ .

suffisamment de points pour permettre le calcul des dérivées transversales de grandeurs moyennes ( $\frac{\partial \langle \cdot \rangle}{\partial y}$ ). Ces profils sont en revanche trop espacés dans la direction longitudinale pour permettre le calcul des dérivées longitudinales de grandeurs moyennes ( $\frac{\partial \langle \cdot \rangle}{\partial x}$ ). Pour s'affranchir de cette difficulté, les équations sont réécrites en supposant un comportement auto-similaire de l'écoulement. Les termes de convection, production, diffusion et éventuellement de flottabilité sont directement estimés sans hypothèses supplémentaires. Les termes de dissipation sont en revanche estimés en ayant recours à l'hypothèse de Taylor pour calculer les dérivées longitudinales de grandeurs instantanées ( $\frac{\partial \cdot}{\partial x}$ ) et l'hypothèse d'isotropie locale pour estimer les autres composantes du gradient. L'identification dans les équations de bilan des termes estimés conduit à un reste constitué :

- d'erreurs du modèle (simplification des équations avec, par exemple, l'hypothèse de couche mince) ;
- d'erreurs d'estimation des différents termes (bruit de mesure, réponse impulsionnelle du PCTA, isotropie locale, schéma de dérivation) ;
- de termes qui n'ont pas pu être estimés (termes de diffusion et de déformation par la pression, termes de dissipation pour le flux de quantité de mouvement et de chaleur,

généralement supposés négligeables).

À ce stade, et d'un point de vue général pour des mesures par fils chauds, il nous semble important d'insister sur la difficulté d'estimer précisément les termes de dissipation intervenant dans le bilan de l'énergie cinétique turbulente et dans celui de l'intensité des fluctuations. Dans l'espace de Fourier, ces termes sont globalement estimés par intégration du spectre pré-multiplié  $k^2 E(k)$ , avec  $k$  le nombre d'onde. Le bruit de mesure, au-delà des fréquences effectivement résolues et donc pour de grandes valeurs de  $k^2$ , participe à une large surestimation du taux de dissipation si aucun filtrage adéquat n'est mis en œuvre. Dans l'espace physique, ce terme peut également être estimé sur la base de dérivations temporelles  $\langle (\frac{\partial f}{\partial t})^2 \rangle$  où  $f$  représente la température ou une composante de la vitesse. Cette approche d'estimation est théoriquement équivalente à la précédente, mais son calcul nécessite le choix d'un schéma de dérivation d'ordre fini (en comparaison de la dérivation idéale du spectre pré-multiplié) lequel filtre les contributions à petites échelles. À ce filtre s'ajoute la réponse impulsionnelle de la chaîne de mesure anémométrique, avec notamment l'effet du volume de mesure de la sonde (plus important avec une sonde à fils croisés qu'avec une sonde à fil simple entraînant des effets d'intégration de gradient de vitesse ou de température plus importants). L'hypothèse d'isotropie locale, formulée pour le calcul du taux de dissipation, conduit également à des écarts d'une étude à l'autre. Par exemple, le taux de dissipation visqueuse peut passer du simple au double juste sur le choix de l'hypothèse d'isotropie :

$$\langle \epsilon \rangle = 15\nu \langle \left( \frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 \rangle \text{ pour l'isotropie locale,} \quad (3.19)$$

$$\langle \epsilon \rangle = \nu \left[ 3 \langle \left( \frac{\partial u'}{\partial x} \right) \rangle + 6 \langle \left( \frac{\partial v'}{\partial x} \right) \rangle \right] \text{ pour la semi-isotropie locale.} \quad (3.20)$$

Ces deux relations peuvent être consultées entre autres dans les travaux de Hinze [80] ou Collignon, Crine et Toye [58].

Nous avons souligné, à la section 3.1.3 sur la comparaison du PCTA avec les autres méthodes de mesure, que la fréquence de coupure du PCTA est suffisante pour permettre la mesure des corrélations de vitesse et de température, mais qu'elle ne permet pas de résoudre les plus petites échelles de l'écoulement de nature essentiellement dissipative et contenant peu d'énergie. L'estimation du terme de dissipation est donc amputée de la forte contribution des échelles non résolues. Malgré cette limite et les difficultés plus générales précédemment formulées, nous avons tenté d'approcher le taux de dissipation par deux méthodes *quasi*-équivalentes. La première est basée sur le calcul direct avec une isotropie

locale pour faciliter la comparaison avec les autres études :

$$\langle \epsilon \rangle = 15\nu \left\langle \left( \frac{\partial u'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle, \quad (3.21)$$

$$\langle N \rangle = 3k \left\langle \left( \frac{\partial T'}{\partial x} \right)^2 \right\rangle. \quad (3.22)$$

La seconde est basée sur la micro-échelle de Taylor de la vitesse longitudinale  $\lambda_u$  et de la température  $\lambda_T$  :

$$\langle \epsilon \rangle = 30\nu \frac{\langle u'^2 \rangle}{\lambda_u^2}, \quad (3.23)$$

$$\langle N \rangle = 6k \frac{\langle T'^2 \rangle}{\lambda_T^2}. \quad (3.24)$$

Un avantage de cette dernière méthode est que son calcul est basé sur une échelle intermédiaire plus accessible que les échelles dissipatives et sur la dérivée temporelle d'une grandeur moyenne, l'autocorrélation. Un autre avantage est, comme nous le verrons par la suite, que l'introduction d'un facteur multiplicatif pour corriger l'estimation de la dissipation revient à corriger directement l'estimation des micro-échelles de Taylor.

La fonction d'autocorrélation temporelle est définie par :

$$R_{ff}(\tau) = \frac{\langle f'(t) f'(t + \tau) \rangle}{\langle f'^2 \rangle} \quad (3.25)$$

où  $f$  peut représenter la température ou une composante de la vitesse. L'hypothèse d'une turbulence gelée et advectée par l'écoulement moyen  $\langle u \rangle$  permet d'interpréter les coordonnées temporelles en coordonnées spatiales ( $r = -\langle u \rangle \tau$ ). Le développement en série de l'autocorrélation à l'origine permet d'introduire la micro-échelle spatiale de Taylor :

$$R_{ff}(r) \approx 1 - \frac{r^2}{\lambda_f^2} \quad (3.26)$$

avec  $\lambda_f^2 = -\frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 R_{ff}}{\partial r^2} \right]_{r=0}$ .

La micro-échelle spatiale de Taylor n'est autre que l'abscisse de l'intersection de la parabole osculatrice de  $R_{ff}$  avec l'axe des  $r$ . Elle est estimée en calculant la courbure de l'autocorrélation à l'origine. Cette échelle est souvent surestimée car elle nécessite l'utilisation d'un schéma de dérivation, ou d'une méthode des moindres carrés, étendu sur plusieurs pas de temps et non à la limite d'un pas de temps nul. Un exemple de fonction d'autocorrélation des deux composantes de la vitesse et de la température, calculées en un point de la région de similitude est présenté sur la figure 3.47, avec la distribution transversale des profils des micro-échelles. La fonction d'autocorrélation a été représentée en échelle log – linéaire pour mettre en évidence la courbure à l'origine. Sur l'autre courbe à

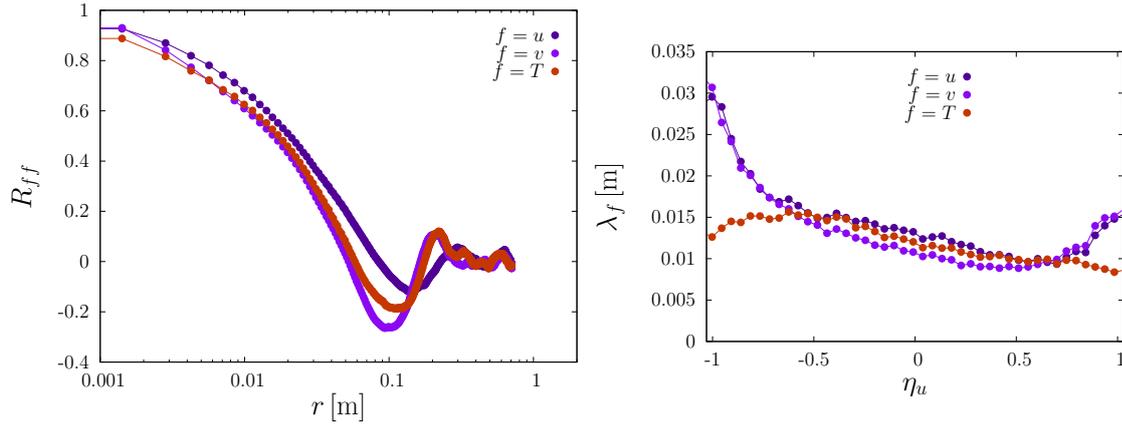


FIGURE 3.47 – À gauche, exemple de fonctions d'autocorrélations des deux composantes de la vitesse et de la température en un point de la région de similitude ; à droite, distribution transversale des profils des micro-échelles de Taylor des mêmes quantités et à la même station.

l'intérieur de la couche de mélange ( $-0,5 \leq \eta_u \leq 0,5$ ), les trois micro-échelles sont légèrement décroissantes vers le côté basse vitesse. Cette légère décroissance peut éventuellement être attribuée à une vitesse de convection des structures à cette échelle plus homogène (ou constante suivant la direction transverse) que le profil de la vitesse moyenne utilisée dans l'hypothèse de Taylor. Aux frontières, l'échelle de Taylor basée sur la température conserve cette tendance alors que celles basées sur la vitesse augmentent sensiblement. Cette différence de comportement peut être associée à des échelles de Taylor de vitesse et de température représentatives de structures différentes. Pour la vitesse, l'augmentation de l'échelle de Taylor peut correspondre à une turbulence moins active du fait de son éloignement des zones de fortes productions, situées à proximité de l'axe de la couche de mélange où le cisaillement moyen est maximal. Pour la température, ces échelles peuvent être représentatives des fronts thermiques dont l'épaisseur est relativement constante à travers la couche de mélange et proportionnelle à l'échelle de Kolmogorov ou de Taylor selon le nombre de Reynolds caractéristique de la turbulence ( $Re_\lambda$ ). À l'intérieur de la couche, le rapport  $\frac{\lambda_u}{\lambda_v} = 1,4$  est très proche de  $\sqrt{2}$  pour une turbulence homogène isotrope et les rapports  $\frac{\lambda_T}{\lambda_u} = 0,9$  et  $\frac{\lambda_T}{\lambda_v} = 1,26$  sont de l'ordre de l'unité, ce qui est conforme à ce que l'on peut attendre d'une échelle intermédiaire pour un cas d'écoulement qui a un nombre de Prandtl de 0,7.

La figure 3.48 présente, dans la région de similitude, les profils des différents termes apparaissant dans les équations de bilans de flux de quantité de mouvement (a), de flux de chaleur (b), d'énergie cinétique (c) et des fluctuations de température (d), pour les configurations stable et instable. Pour ne pas surcharger les figures, les différents termes présents dans les équations ont été contractés :  $C$  pour la convection,  $P$  pour la production,  $Df$  pour la diffusion turbulente,  $F$  pour la flottabilité,  $Ds$  pour la dissipation ( $Ds_d$

lorsqu'elle est déduite du bilan) et  $R$  pour le terme déduit. Les équations de bilan sont réécrites de sorte que la somme des différents termes qui les constituent soient nulles et que le terme de production soit positif (et celui de dissipation négatif).

Les mesures effectuées par le PCTA en fils croisés ne permettaient pas d'obtenir les trois composantes de la vitesse. Cependant, les profils de  $\langle v'^2 \rangle$  et  $\langle w'^2 \rangle$  mesurés par le CTA sont proches l'un de l'autre, comme en témoigne la plupart des résultats de la littérature. L'énergie cinétique turbulente a donc été estimée par  $\langle k' \rangle = \langle u'^2 \rangle + 2\langle v'^2 \rangle$ .

Les distributions des différentes quantités faisant intervenir une dérivation transversale de quantités moyennes ont été lissées en utilisant une interpolation par spline cubique. Ces dérivées ont été obtenues par différence finie d'ordre deux à pas non constant après le lissage. Les dérivées de la vitesse et de la température moyennes ont été obtenues en dérivant analytiquement leurs modèles respectifs (équations 3.4 et 3.6).

Un facteur multiplicatif peut être utilisé dans le calcul des termes de dissipation pour tenir compte des différents biais liés à leur estimation, notamment une surestimation des échelles de Taylor. Pour la dissipation visqueuse, aucune correction n'a été nécessaire pour que le terme de pression, qui est le seul déduit du bilan d'énergie cinétique, soit d'intégration transversale approximativement nulle. Ce facteur multiplicatif de 1 ne doit pas être mis en avant pour souligner la qualité des mesures. Il correspond à une compensation fortuite des différentes erreurs de mesure. Par exemple, Spencer et Jones [151] ont dû utiliser un facteur multiplicatif de 3,5 – 3,6 dans leur étude. Pour la dissipation thermique, on a utilisé un facteur multiplicatif de 4 pour annuler le bilan pour les fluctuations de température. Ce facteur multiplicatif reste petit. Il correspond à une surestimation d'un facteur 2 de l'échelle de Taylor pour la température. Nous aurions pu tout aussi bien inclure la dissipation visqueuse dans le terme déduit, ou déduire la dissipation thermique du bilan pour les fluctuations de température. Nous avons fait le choix de conserver nos mesures de dissipations pour montrer que la forme de ces dissipations est tout à fait correcte et que seules leurs intensités peuvent être éventuellement corrigées pour tenir compte d'une sous-estimation systématique des échelles de Taylor.

L'ensemble des bilans présente des constantes dans le comportement des différents termes. Dans chacun de ces bilans, les termes globalement prépondérants sont le terme source par la production et le terme puits par la dissipation et la redistribution par la pression.

Pour l'énergie cinétique et le flux de quantité de mouvement, le pic de production est centré sur l'axe de la couche dynamique et coïncide avec le point d'inflexion du profil moyen de la vitesse. Pour les fluctuations de température et le flux de chaleur, la production présente deux pics dont les positions correspondent aux deux points d'inflexion de plus

fort gradient du profil de la température moyenne, le pic le plus intense se situant du côté basse vitesse. Ceci est cohérent avec les observations et analyses des sections précédentes.

Pour ces quatre bilans, le terme puits principal a un comportement semblable à celui de la production. Il s'agit du terme de dissipation visqueuse et du terme de dissipation thermique respectivement pour les bilans d'énergie cinétique et des fluctuations de température. Pour les bilans de flux de quantité de mouvement et de chaleur, c'est le terme de redistribution par la pression qui constitue le terme puits.

La convection agit comme un terme puits dans tous les bilans. Elle est nulle au centre de la couche de mélange et négative vers les frontières. Elle est maximale en valeur absolue sur le côté haute vitesse. Ce comportement est classiquement caractéristique de l'écoulement de couche de mélange. Pour le flux de quantité de mouvement et de chaleur, la contribution de la convection n'est pas négligeable mais apparaît très petite.

Le terme de flottabilité apparaît comme un terme puits pour la configuration stable et un terme source pour la configuration instable. Cependant, pour tous les bilans et pour les deux cas de stratification, sa contribution est faible.

Le terme de diffusion présente un comportement réellement diffusif. Il est négatif au centre de l'écoulement et positif aux frontières. Il a pour rôle de réinjecter une partie de la production du centre de la couche de mélange vers les frontières. Le terme de diffusion par la pression est déduit de la somme des différents termes intervenant dans le bilan de l'énergie cinétique. Il joue également un rôle de redistribution. En effet, il agit comme un terme source du côté haute vitesse et comme un terme puits du côté basse vitesse. Ces deux termes de diffusion sont par définition d'intégration nulle (Spencer et Jones [151]), ce qui est bien restitué par les mesures et ce qui atteste de la qualité des bilans obtenus dans cette étude.

Localement, les bilans peuvent se décomposer en deux équilibres selon que l'on soit au centre de la couche de mélange ou vers les frontières.

- Pour le flux de quantité de mouvement et de chaleur, le bilan est de la forme :
  - Au centre de la couche de mélange : « Production = Redistribution + Diffusion turbulente » ;
  - Vers les frontières, « Redistribution = Production + Diffusion turbulente ».
- Pour l'énergie cinétique, le bilan est de la forme :
  - Au centre de la couche de mélange : « Production = Dissipation + Diffusion turbulente » ;

- Vers les frontières : tous les termes interviennent avec une légère prépondérance des termes de convection et de diffusion.
- Pour les fluctuations de température, le bilan est de la forme :
  - Au centre de la couche de mélange : « Production = Dissipation + Diffusion turbulente » ;
  - Vers les frontières : « Diffusion turbulente = Convection ».

L'analyse de ces bilans montre que la méthode PCTA, avec au départ un handicap sur sa bande passante, est capable de réaliser des mesures réalistes de quantités très délicates à extraire en mesure. La comparaison globale de ces bilans suivant la nature de la stratification présente des différences notables. Tous les bilans ont des termes avec des intensités plus grandes dans la configuration instable, à l'exception du terme de diffusion par la pression. La différence la plus marquée est rencontrée pour le terme de production du bilan d'énergie cinétique. Pourtant, le terme de flottabilité semble avoir une contribution négligeable, comme suggéré par la gamme de nombre de Richardson de cette étude ( $Ri_f \leq 0,03$ ). Il s'agit donc d'un terme de forçage peu énergétique par lui-même mais dont les conséquences sont manifestes sur les bilans. Ce résultat est important. L'autre apport de cette analyse des bilans est la mise en évidence d'une décomposition cohérente des contributions à la structuration de la turbulence de l'écoulement et des flux de quantité de mouvement et de chaleur qui en résultent. Il apparaît en particulier qu'on ne peut pas extraire simplement un mécanisme à contribution fortement dominante.

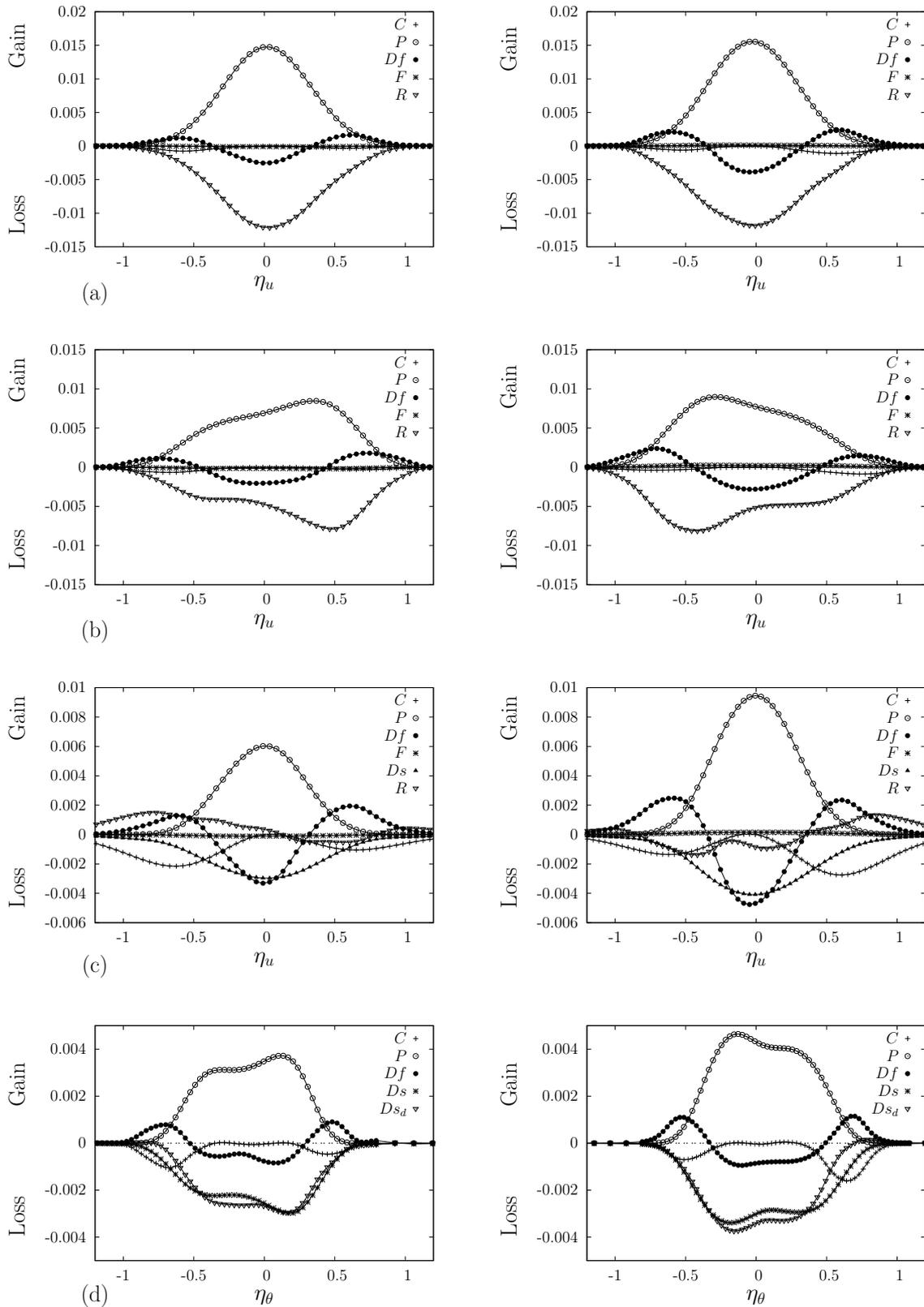


FIGURE 3.48 – Du haut en bas, bilans de flux de quantité de mouvement, de flux de chaleur latéral, de l'énergie cinétique et des fluctuations de température dans la zone de similitude. Il s'agit de la configuration à contre-gradient  $U_c = 3$  m/s,  $\lambda = 0,33$  et  $\Delta T = 20$  K. La configuration stable est à gauche et la configuration instable à droite.

---

---

## CHAPITRE 4

---

# ÉTUDE EXPLORATOIRE DES INCRÉMENTS DE VITESSE ET DE TEMPÉRATURE

Depuis l'introduction par Richardson (1922) du concept de cascade d'énergie à travers les échelles, beaucoup de travaux ont porté sur la compréhension de l'organisation spatio-temporelle de l'agitation turbulente. Les incréments de vitesse et de température ont ainsi été introduits comme grandeurs mesurables traduisant cette organisation en comportements fonction des échelles spatiales et temporelles. Ces incréments sont ainsi apparus comme des variables utiles pour décrire et modéliser non seulement l'organisation des échelles de la turbulence mais aussi les interactions entre ces échelles et les effets de l'intermittence.

La compréhension de ces phénomènes est de première importance pour l'équipe ACTA dans le contexte applicatif de la séparation d'ambiance. En effet, l'activité scientifique d'ACTA concerne l'étude du transport par la turbulence de quantités scalaires, mais également le développement des moyens de mesure adaptés à cette étude. Il s'agit notamment de la soufflerie de couche de mélange et du PCTA utilisés dans cette thèse, mais aussi des méthodes de flots optiques développées dans l'équipe associée Fluminance et utilisant des *a priori* sur l'écoulement comme l'existence de lois d'échelles.

Après l'analyse globale de l'écoulement dans le chapitre précédent, au travers de statistiques en un point (moments, PDFs et facteurs de dissymétrie et d'aplatissement) et

d'équations de bilan faisant intervenir ces quantités statistiques, il nous paraît important dans ce dernier chapitre de poser les bases d'une analyse des échelles de la turbulence dans cet écoulement. Cette analyse est entreprise dans une démarche similaire au chapitre précédent, avec les mêmes quantités statistiques, mais appliquées aux incréments de vitesse et de température. Elle s'appuie sur les équations de bilan par échelle qui sont associées à ces incréments. Ces équations de bilan sont les équations généralisées de Kolmogorov et de Yaglom qui font intervenir des corrélations croisées d'incrément de vitesse et de température dans leur terme de transport ou de forçage. La technique PCTA mise en œuvre permet d'entreprendre l'étude de ces équations de bilan de par son aptitude à mesurer simultanément la vitesse et la température dans un petit volume de mesure et avec une bonne résolution temporelle.

## 4.1 Introduction sur les lois d'échelles et l'intermittence

Kolmogorov [92] (1941), en ayant recours à des hypothèses de similarité, d'homogénéité et d'isotropie locales, a établi la loi des 4/5 qui se traduit par l'équation :

$$\langle \delta u^3(r) \rangle = -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle r. \quad (4.1)$$

Dans cette équation,  $\delta u(r) = u(x+r) - u(x)$  est l'incrément de vitesse longitudinale associé à un déplacement  $r$ , en considérant une direction principale de l'écoulement  $x$  suivant laquelle sont mesurés le déplacement  $r$  et la composante  $u$  de vitesse;  $\epsilon$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et  $\langle \cdot \rangle$  est un opérateur de moyenne. De manière similaire, Yaglom a établi la loi 4/3 qui s'applique pour une quantité scalaire telle que la température :

$$\langle \delta u (\delta T)^2(r) \rangle = -\frac{4}{3} \langle N \rangle r, \quad (4.2)$$

avec  $\delta T(r) = T(x+r) - T(x)$ , l'incrément de température et  $N$ , le taux de dissipation de la moitié de la variance de température.

Ces deux lois considèrent un champ homogène de dissipation, ce qui suppose une distribution gaussienne, à chaque échelle, des incréments de vitesse et de température.

Elles se vérifient assez directement dans la zone inertielle, délimitée par les échelles d'injection et de dissipation. Dans cette zone, l'absence d'échelles « caractéristiques », c'est-à-dire énergétiquement privilégiées, se traduit par des comportements en loi de puissance pour les différents moments des incréments, appelés fonctions de structure. La loi des 4/5 proposée par Kolmogorov conduit ainsi à un exposant en  $q/3$  pour une fonction

de structure d'ordre  $q$ . En particulier, à la fonction de structure d'ordre deux correspond un exposant de  $2/3$ . Cette loi des  $2/3$  dans l'espace physique, ou son équivalent en  $5/3$  dans l'espace de Fourier, a été vérifiée expérimentalement, en général à travers la densité spectrale de puissance des fluctuations turbulentes, dans de nombreuses études, avec cependant quelques écarts notables attribués à la présence d'intermittences dans la distribution spatio-temporelle de la turbulence.

D'après Frisch [64], la variation de l'intensité de turbulence des résultats expérimentaux de Gurvitch [72], commentée par Oboukhov [125], est à l'origine du raffinement des hypothèses de Kolmogorov. La variation du taux de dissipation suggérée par Oboukhov a ainsi poussé Kolmogorov [93] (1962) à proposer un nouveau modèle pour la moyenne spatiale et locale du taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente  $\epsilon(r)$ . Kolmogorov a ainsi supposé une forme log-normale pour la densité de probabilité de  $\epsilon(r)$ , ce qui conduit à des exposants en  $q/3 + \mu(q)$ , où  $\mu(q)$ , fonction quadratique de  $q$ , permet de prendre en compte la variation locale de la dissipation. Sur la base des travaux sur l'intermittence, en particulier ceux de Mandelbrot [112, 113] introduisant le concept de dimension fractale, Frisch, Sulem et Nelkin [66] ont développé le  $\beta$ -modèle. Une extension de ce modèle a été proposée par la suite en assumant la bifractalité du champ de vitesse puis une description multifractale basée sur une hiérarchie infinie d'ensembles fractals (Parisi et Frisch [130]). Depuis, d'autres modèles ont été proposés pour décrire le comportement des exposants des fonctions de structure. Outre la loi log-normale, le  $\beta$ -modèle, le modèle bifractal et le modèle multifractal, on peut citer le modèle log-stable proposé par Katul, Vidakovic et Albertson [88], le modèle de She-Levêque [147] et le modèle à géométrie des peaux entropiques de Queiros-Condé [139].

Des études similaires ont été conduites pour le champ scalaire. Des lois d'échelles pour la distribution spatio-temporelle de la turbulence ont ainsi été proposées aussi bien pour le champ de vitesse (équation de Kolmogorov) que pour le champ de scalaire (équation de Yaglom).

Pour les besoins de l'étude, nous rappelons dans ce qui suit :

- la formulation des lois d'échelles par l'équation de Kolmogorov et l'équation de Yaglom, obtenues à partir des équations de Navier-Stokes et des hypothèses de stationnarité statistique, d'homogénéité et d'isotropie locales ;
- les termes de forçage utilisés dans la littérature pour généraliser ces deux équations ;
- et la notion d'auto-similarité étendue (ESS pour « Extended Self-Similarity »).

### 4.1.1 Équations de Kolmogorov et de Yaglom

En partant d'une relation similaire à celle de de Karman-Howarth, et en supposant une turbulence homogène et isotrope avec un taux moyen fini de dissipation d'énergie, Kolmogorov [92] est parvenu à établir une relation exacte entre les fonctions de structure d'ordre trois et le taux moyen de dissipation d'énergie. Dans cette section, nous présentons l'une des démarches qui conduit à l'établissement de l'équation de Kolmogorov et de son équivalent pour le champ scalaire, l'équation de Yaglom.

#### 4.1.1.1 Équation de Kolmogorov

Les détails de l'établissement de cette équation s'appuient sur les travaux de Hill [78, 76] et Rincon [140]. Les équations de Navier-Stokes sans forçage volumique, en deux positions  $x$  et  $x'$ , s'écrivent :

$$\partial_t u_i + u_j \partial_j u_i = -\partial_i p + \nu \partial_j^2 u_i \quad (4.3)$$

$$\partial_t u'_i + u'_j \partial'_j u'_i = -\partial'_i p' + \nu \partial_j'^2 u'_i, \quad (4.4)$$

où  $u$  et  $p = \frac{p}{\rho}$  sont évalués au point  $x$ , et  $u'$  et  $p' = \frac{p'}{\rho}$  sont évalués au point  $x'$ . La dérivée temporelle est notée  $\partial_t = \frac{\partial}{\partial t}$  et les dérivées spatiales par rapport aux variables d'espace  $x$  et  $x'$  sont notées respectivement  $\partial_j = \frac{\partial}{\partial x_j}$  et  $\partial'_j = \frac{\partial}{\partial x'_j}$ .

En soustrayant l'équation 4.4 de l'équation 4.3, on obtient simplement :

$$\partial_t \delta u_i + \delta u_j \partial'_j u_i + u_j (\partial'_j + \partial_j) \delta u_i = -(\partial_i + \partial'_i) \delta p + \nu (\partial_j'^2 + \partial_j^2) \delta u_i, \quad (4.5)$$

avec  $\delta u = u' - u$ , et  $\delta p = p' - p$ .

En multipliant l'équation 4.5 par  $2\delta u_i$ , en y identifiant la relation d'incompressibilité et en lui appliquant l'opérateur de moyenne, cette relation devient :

$$\begin{aligned} \partial_t \langle (\delta u_i)^2 \rangle + \langle \partial'_j (\delta u_j (\delta u_i)^2) \rangle + \langle (\partial'_j + \partial_j) u_j (\delta u_i)^2 \rangle = \\ -2 \langle (\partial'_i + \partial_i) (\delta p \delta u_i) \rangle + \nu \langle (\partial_j'^2 + \partial_j^2) (\delta u_i)^2 \rangle - 2\nu \left( \langle (\partial_j u_i)^2 \rangle + \langle (\partial'_j u_i)^2 \rangle \right). \end{aligned} \quad (4.6)$$

Le changement de variable  $X = \left( \frac{x+x'}{2} \right)$  avec  $r = x' - x$  permet d'exprimer différemment les opérateurs de dérivation spatiale :

$$\begin{aligned} \partial_j &= -\frac{\partial}{\partial r_j} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial X_j} \\ \partial'_j &= \frac{\partial}{\partial r_j} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial X_j}, \end{aligned}$$

et l'hypothèse d'homogénéité, permet de les réduire à :

$$\begin{aligned}\partial_j &= -\frac{\partial}{\partial r_j} \\ \partial'_j &= \frac{\partial}{\partial r_j}.\end{aligned}$$

Si l'on approche en outre les opérateurs de dérivation d'ordre deux par le produit des opérateurs d'ordre un, l'équation 4.6 se réduit à :

$$\partial_t \langle (\delta u_i)^2 \rangle + \langle \partial r_j (\delta u_j (\delta u_i)^2) \rangle = 2\nu \langle \partial^2 r_j (\delta u_i)^2 \rangle - 4\langle \epsilon \rangle, \quad (4.7)$$

avec  $\langle \epsilon \rangle = \langle \epsilon' \rangle = \nu \langle (\partial_j u_i)^2 \rangle$ . Dans cette équation, le terme de corrélation vitesse-pression est nul. Lindborg [109] a présenté des réserves sur ce point, par rapport à la démonstration de Monin [118] qui s'est basé sur l'argument des ordres de grandeurs pour négliger ce terme, mais Hill [77], en utilisant les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie locales et la relation d'incompressibilité, a montré que ce terme est effectivement nul.

Selon Hill [77], la notion de stationnarité locale est incluse dans la définition de l'homogénéité locale des incréments utilisée par Kolmogorov. Le terme de dérivation temporelle peut être négligé pour des nombres de Reynolds suffisamment grands et pour des séparations  $r$  suffisamment petites. L'équation 4.8 est alors réduite du terme instationnaire et devient :

$$\langle \partial r_j (\delta u_j (\delta u_i)^2) \rangle = 2\nu \langle \partial^2 r_j (\delta u_i)^2 \rangle - 4\langle \epsilon \rangle. \quad (4.8)$$

Cependant pour des nombres de Reynolds relativement faibles ou pour certains types d'écoulements, ce terme doit être retenu. Nous reviendrons sur ce point dans la suite du document.

Obukhov et Kolmogorov (1962) introduisent la moyenne spatiale dans une boule de rayon  $R$ . Cette moyenne appliquée à une quantité  $Q$  est définie par :

$$\langle Q \rangle_s = \frac{1}{V} \int \int \int_{|r| \leq R} Q dv,$$

où  $dv$  désigne un volume élémentaire. Le théorème de la divergence appliqué à un vecteur  $q_n$  s'écrit donc :

$$\langle \partial_{r_n} q_n \rangle_s = \frac{1}{V} \int \int_{|r|=R} q_n ds,$$

où  $ds$  désigne une surface élémentaire orientée suivant  $r_n$ .

Selon Hill [78, 76], dans une turbulence localement isotrope, seuls les termes  $\langle \delta u_1 (\delta u_1)^2 \rangle$ ,  $\langle \delta u_1 (\delta u_2)^2 \rangle = \langle \delta u_1 (\delta u_3)^2 \rangle$ ,  $\langle (\delta u_1)^2 \rangle$  et  $\langle (\delta u_2)^2 \rangle = \langle (\delta u_3)^2 \rangle$  sont non nuls et ces termes ne dépendent que de  $r$  (l'indice 1 désigne la projection dans la direction longitudinale  $r$  et les indices 2 et 3 la projection dans les deux autres directions orthogonales à  $r$ ). En identifiant ce résultat dans l'équation 4.8, et en appliquant la moyenne suivant une boule de

rayon  $R$ , on obtient :

$$\frac{3}{4\pi R^3} \int \int \int_{|r| \leq R} \langle \partial_r (\delta u_1 (\delta u_i)^2) \rangle dv = \begin{cases} + \frac{6\nu}{4\pi R^3} \int \int \int_{|r| \leq R} \langle (\partial_r^2 (\delta u_i)^2) \rangle dv \\ - \frac{12}{4\pi R^3} \int \int \int_{|r| \leq R} \langle (\epsilon) \rangle dv \end{cases} \quad (4.9)$$

En appliquant le théorème de la divergence et en commutant certains opérateurs de moyenne et de dérivation, cette équation se réduit à :

$$\langle (\delta u_1 (\delta u_i)^2) \rangle = 2\nu \partial_r \langle (\delta u_i)^2 \rangle - \frac{4r}{3} \langle \epsilon \rangle \quad (4.10)$$

Cette équation 4.10 a également été établie par Monin [118].

En utilisant la relation d'incompressibilité, Hill [77, 78] obtient deux équations supplémentaires :

$$\begin{aligned} \frac{r}{2} \partial_r \langle (\delta u_1)^2 \rangle + \langle (\delta u_1)^2 \rangle - \langle (\delta u_2)^2 \rangle &= 0 \\ r \partial_r \langle (\delta u_1)^3 \rangle + \langle (\delta u_1)^3 \rangle - 6 \langle (\delta u_1 (\delta u_2)^2) \rangle &= 0 \end{aligned}$$

En multipliant par  $3r^3$  la relation 4.10, on obtient :

$$\partial_r (r^4 \langle (\delta u_1)^3 \rangle) = 6\nu \partial_r (r^4 \langle (\delta u_1)^2 \rangle) - 4 \langle \epsilon \rangle r^4. \quad (4.11)$$

L'intégration de cette équation de 0 à  $r$  s'écrit :

$$\int_0^r \partial_\xi (\xi^4 \langle (\delta u_1)^3 \rangle) d\xi = 6\nu \int_0^r \partial_\xi (\xi^4 \langle (\delta u_1)^2 \rangle) d\xi - 4 \int_0^r \xi^4 \langle \epsilon \rangle d\xi,$$

et donne, en prenant pour conditions aux limites  $\langle (\delta u_1)^3 \rangle(0) = \partial_r (\langle (\delta u_1)^2 \rangle)(0) = 0$  :

$$\langle (\delta u_1)^3 \rangle - 6\nu \partial_r \langle (\delta u_1)^2 \rangle + \frac{4}{5} r \langle \epsilon \rangle = 0. \quad (4.12)$$

La relation 4.12 est connue sous le nom d'équation de Kolmogorov sans forçage. Dans la zone inertielle délimitée par l'échelle de Kolmogorov  $\eta$  et l'échelle d'injection d'énergie, de l'ordre de l'échelle intégrale  $L$  (avec  $\eta \ll r \ll L$ ), la diffusion moléculaire est négligeable et l'on déduit de l'équation de Kolmogorov la loi des 4/5 (équation 4.1). Dans la zone visqueuse, la fonction de structure d'ordre trois  $\langle (\delta u_1)^3 \rangle$  peut être négligée et la fonction de structure d'ordre deux  $\langle (\delta u_1)^2 \rangle$  s'exprime de manière asymptotique par  $\langle (\partial_{x_1} u_1)^2 \rangle r^2$ . On obtient alors  $\langle \epsilon \rangle = 15\nu \langle (\partial_{x_1} u_1)^2 \rangle$ , relation souvent utilisée pour déterminer  $\langle \epsilon \rangle$ .

#### 4.1.1.2 Équation de Yaglom

Une démarche similaire à celle utilisée pour établir l'équation de Kolmogorov, et en utilisant les mêmes hypothèses, peut être suivie pour établir une loi d'échelle d'une quantité scalaire transportée par l'écoulement. Ce type de démarche a par exemple été utilisé

dans les travaux d'Antonia *et al.* [11] pour établir les équations de Kolmogorov et de Yaglom.

L'équation de convection-diffusion de la température écrite en deux positions  $x$  et  $x'$  donne après quelques opérations :

$$\begin{aligned} \partial_t \langle (\delta T)^2 \rangle + \langle \partial'_j (\delta u_j (\delta T)^2) \rangle + \langle (\partial'_j + \partial_j) u_j (\delta T)^2 \rangle = \\ k \langle (\partial_j'^2 + \partial_j^2) (\delta T)^2 \rangle - 2k \langle (\partial_j T)^2 \rangle + \langle (\partial'_j T)^2 \rangle. \end{aligned} \quad (4.13)$$

En identifiant le taux moyen de dissipation de la variance de température donné par  $\langle N \rangle = k \langle (\partial_j T)^2 \rangle$  et après quelques opérations, l'équation 4.13 se réduit à :

$$\langle \partial r_j (\delta u_j (\delta T)^2) \rangle = 2k \langle (\partial^2 r_j (\delta T)^2) \rangle - 4 \langle N \rangle. \quad (4.14)$$

L'application de la moyenne suivant une boule de rayon  $R$  à la relation 4.14 et du théorème de la divergence permet d'obtenir, en utilisant l'hypothèse d'isotropie locale :

$$\langle (\delta u_1 (\delta T)^2) \rangle - 2k \partial_r \langle (\delta T)^2 \rangle + \frac{4r}{3} \langle N \rangle = 0. \quad (4.15)$$

La relation 4.15 est connue sous le nom d'équation de Yaglom sans forçage. Dans la zone inertielle, la diffusion moléculaire est négligeable et l'on déduit de l'équation de Yaglom la loi des 4/3 (équation 4.2). Dans la zone visqueuse, le terme  $\langle (\delta u_1 (\delta T)^2) \rangle$  devient négligeable et  $\partial_r \langle (\delta T)^2 \rangle = 2r \langle (\partial_{x_1} T)^2 \rangle$ , ce qui donne une estimation du taux moyen de dissipation de la variance de température  $\langle N \rangle = 3k \langle (\partial_{x_1} T_1)^2 \rangle$ .

#### 4.1.1.3 Quelques vérifications des équations de Kolmogorov et de Yaglom

La vérification des équations de Kolmogorov et de Yaglom a été entreprise à partir de données expérimentales dans quelques travaux tels que ceux d'Antonia *et al.* [10] pour un jet chauffé et Danaïla *et al.* [54] pour un écoulement entre des disques contra-rotatifs de températures différentes. Les figures 4.1 présentent les bilans obtenus par Antonia *et al.*. Pour ces derniers, l'équilibre n'est vérifié que dans la zone visqueuse pour l'équation de Kolmogorov et s'étend jusqu'à la borne inférieure de la zone inertielle pour l'équation de Yaglom. Pour Danaïla *et al.*, l'équation de Yaglom est entièrement vérifiée dans la zone inertielle (figures 4.2). Ils suggèrent que cette conformité des résultats expérimentaux au modèle est un bon indicateur de l'efficacité du mélange turbulent et que l'information sur le caractère intermittent est compressée et réduite à un niveau du second ordre dans l'équation de Yaglom.

L'équilibre dans les bilans des équations standards de Kolmogorov et de Yaglom, telles qu'elles ont été établies à l'origine, n'a pas souvent été observé. En effet, ces deux équations

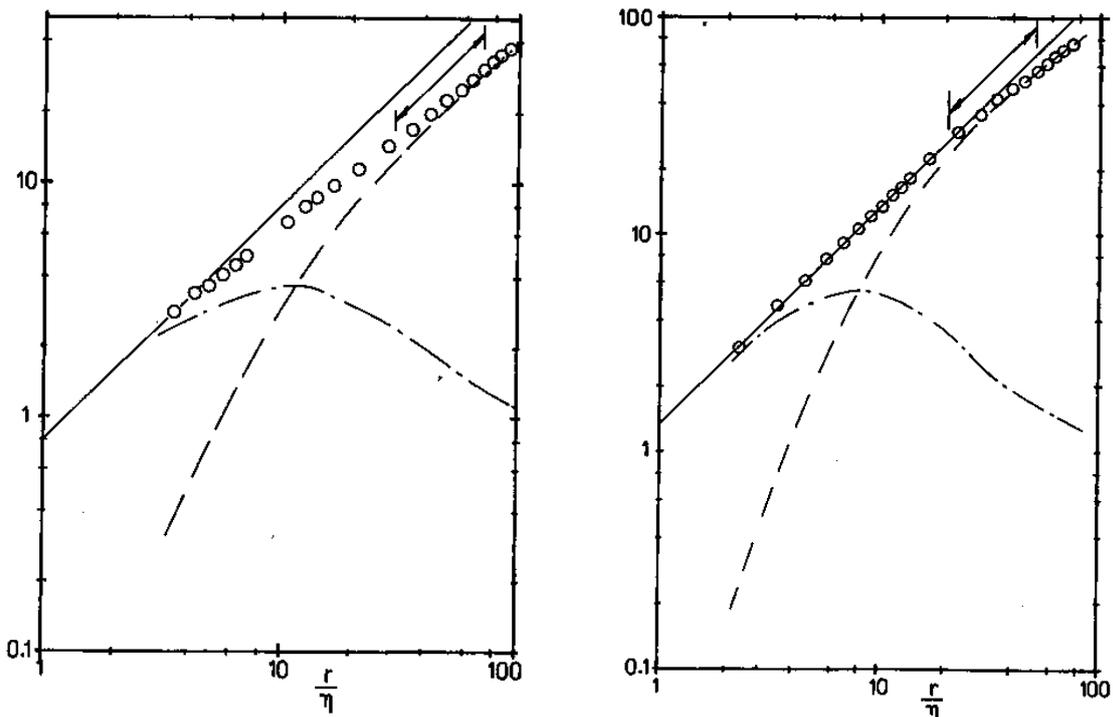


FIGURE 4.1 – Contribution des termes de l'équation de Kolmogorov (à gauche) et de l'équation de Yaglom (à droite) d'après Antonia *et al.* [10] —,  $\frac{4}{5}\frac{r}{\eta}$ ; - -,  $-\langle(\delta u_1)^3\rangle$  ou  $-\langle\delta u_1(\delta T)^2\rangle$ ; - · -,  $6\nu\frac{\partial}{\partial r}\langle(\delta u_1)^2\rangle$  ou  $2k\partial_r\langle(\delta T)^2\rangle$ ; o, la somme des termes de transport turbulent et de diffusion. Les équations ont été adimensionnées par les échelles de longueur  $\eta$  et de vitesse  $U_K$  de Kolmogorov et par l'échelle de température  $\theta_K$ .

ne sont valables que pour des conditions particulières d'écoulement : nombre de Reynolds élevé, homogénéité et isotropie locales, et absence de forçage. On entend ici simplement par forçage l'action de forces ou de mécanismes qui conduisent à s'écarter du comportement standard supposé par ces équations. Elles nécessitent donc d'être adaptées en introduisant des termes supplémentaires pour prendre en compte des forçages essentiellement grandes échelles, et l'auto-entretien de la turbulence qui en découle. Ces forçages peuvent être de différentes natures.

Selon Danaila *et al.* [53], dans un écoulement turbulent en aval d'une grille avec fluctuation de température, la déviation à la loi des 4/5 ou des 4/3 ne peut être attribuée de manière directe à un écart à l'isotropie. En incluant un terme source supplémentaire provenant de la non-stationnarité du moment d'ordre deux des incréments, ils ont pu montrer un équilibre parfait des bilans à la fois pour l'équation de Kolmogorov et de Yaglom. Ce terme caractérise la manière dont l'énergie se transmet à travers les échelles, depuis les grandes échelles où elle est injectée aux plus petites où elle est dissipée. La contribution de ce terme source est significative dans la zone inertielle pour les écoulements à faible

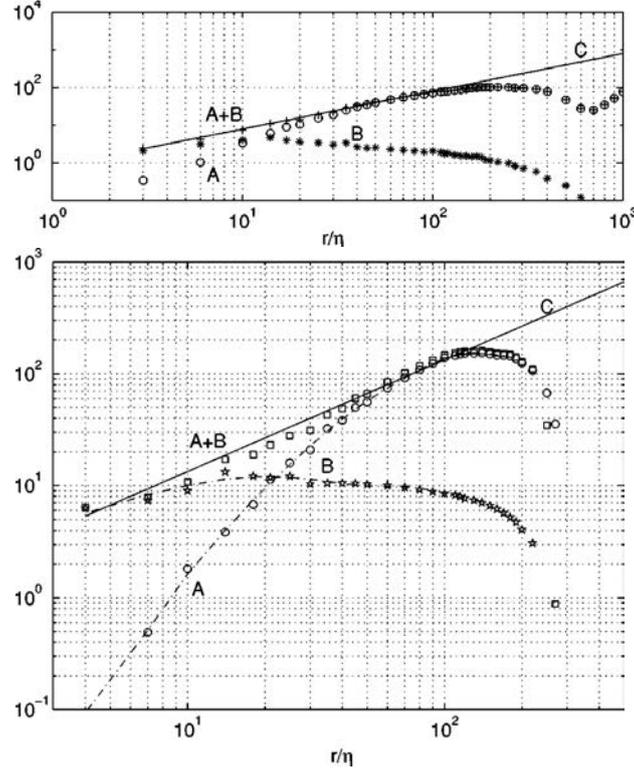


FIGURE 4.2 – Contribution des termes de l'équation de Kolmogorov (en haut) et de l'équation de Yaglom (en bas) d'après Danaïla *et al.* [54].  $\frac{4}{5}\frac{r}{\eta}(C)$ ;  $-\langle\delta u_1(\delta T)^2\rangle$  (A);  $6\nu\frac{\partial}{\partial r}\langle(\delta u_1)^2\rangle$  (B);  $2k\partial_r\langle(\delta T)^2\rangle$ (B);  $A + B$ , la somme des termes de transport turbulent et de diffusion. Les équations ont été adimensionnées par les échelles de longueur  $\eta$  et de vitesse  $U_K$  de Kolmogorov et par l'échelle de température  $\theta_K$ .

nombre de Reynolds. Ce terme source conduit aux équations suivantes :

$$\langle(\delta u_1)^3\rangle - 6\nu\partial_r\langle(\delta u_1)^2\rangle + \frac{4}{5}r\langle\epsilon\rangle + \frac{3\langle u_1\rangle}{r^4}\int_0^r\xi^4\partial_x\langle(\delta u_1)^2\rangle d\xi = 0, \quad (4.16)$$

$$\langle\delta u_1(\delta T)^2\rangle - 2k\partial_r\langle(\delta T)^2\rangle + \frac{4r}{3}\langle N\rangle + \frac{\langle u_1\rangle}{r^2}\int_0^r\xi^2\partial_x\langle(\delta T)^2\rangle d\xi = 0, \quad (4.17)$$

où l'hypothèse de Taylor a été utilisée pour transformer la dérivée temporelle en dérivée spatiale.

Dans un écoulement turbulent entre deux disques contra-rotatifs équipés de pales, Moisy [117] modélise le forçage à grandes échelles dans l'équation de Kolmogorov par le taux de dissipation pondéré par un développement de Taylor à l'ordre 2 faisant intervenir une échelle de décorrélation force-vitesse. Le flux d'énergie à travers les échelles est ainsi très bien ajusté en utilisant le taux de dissipation et l'échelle de décorrélation comme des paramètres libres. En injectant des fluctuations de température par l'intermédiaire d'une grille chauffée, il caractérise le comportement des incréments de température (PDFs, moments, facteurs de dissymétrie et d'aplatissement), mais le manque de mesure simultanée vitesse-température ne lui permet pas de mener une étude comparable pour l'équation de

Yaglom.

Dans un écoulement thermo-convectif de type Rayleigh-Benard, Yakhot [165] propose de prendre en compte le gradient de température et les forces de flottabilité avec des équations généralisées de la forme :

$$\langle (\delta u_1)^3 \rangle - 6\nu\partial_r\langle (\delta u_1)^2 \rangle + \frac{4}{5}r\langle \epsilon \rangle - \frac{6\beta g}{r^4} \int_0^r \xi^4 \langle \delta u_2 \delta T \rangle d\xi = 0, \quad (4.18)$$

$$\langle (\delta u_1 (\delta T)^2) \rangle - 2k\partial_r\langle (\delta T)^2 \rangle + \frac{4r}{3}\langle N \rangle - \frac{2}{r^2} \int_0^r \xi^2 \langle \delta u_2 \delta T \rangle \partial_y \langle T \rangle d\xi = 0. \quad (4.19)$$

Dans un écoulement turbulent en aval d'une grille, Danaïla et Mydlarski [55] ont généralisé l'équation de Yaglom en prenant en compte les mouvements à grandes échelles provenant de la non-stationnarité des statistiques de turbulence (en déclin vers l'aval) et la production due à la présence d'un gradient de température constant. Les deux termes supplémentaires s'écrivent respectivement :

$$S_1 = \frac{\langle u_1 \rangle}{r^2} \int_0^r \xi^2 \partial_x \langle \delta T^2 \rangle d\xi, \quad (4.20)$$

$$S_2 = \frac{2}{r^2} \int_0^r \xi^2 \partial_x \langle \delta u_2 \delta T \rangle \partial_y \langle T \rangle d\xi. \quad (4.21)$$

Dans les écoulements cisailés homogènes, Casciola *et al.* [39] puis Gualtieri *et al.* [71] prennent en compte l'anisotropie de l'écoulement due à la présence d'un gradient de vitesse constant en ayant recours à une expression modifiée des fonctions de structures. Ils en déduisent une forme équivalente à celle de Kolmogorov dans laquelle le gradient de vitesse conduit à des termes supplémentaires. D'un point de vue général, on remarque que ces forçages font parfois intervenir des corrélations croisées des incréments de température et de vitesse transversale, corrélations dont l'estimation nécessite des mesures conjointes.

#### 4.1.1.4 Zone Inertielle et paramètre d'intermittence

La zone inertielle est par définition la gamme d'échelles où s'effectue un transfert constant d'énergie, avec pour conséquence des fonctions de structure aux comportements en loi de puissance. Généralement, la zone inertielle est assimilée à la gamme d'échelle pour laquelle les fonctions de structure d'ordre deux  $\langle (\delta u)^2(r) \rangle$ , ou d'une manière équivalente la densité spectrale de puissance  $E_{uu}(r)$ , suit une loi de puissance. Cette définition tient faiblement compte de l'intermittence. La zone inertielle peut être déterminée de façon plus précise avec :

$$\langle (\delta u_1)^3 \rangle = -\frac{4r}{5}\langle \epsilon \rangle, \quad (4.22)$$

$$\langle \delta u_1 (\delta T)^2 \rangle = -\frac{4r}{3}\langle N \rangle. \quad (4.23)$$

Pour le champ de vitesse, la zone inertielle est alors définie par la gamme d'échelle où le rapport  $\langle(\delta u_1)^3\rangle/\langle\epsilon\rangle r^{\zeta_3}$  atteint un plateau en 4/5. Pour le champ thermique, elle est définie par la gamme d'échelle où le rapport  $\langle(\delta u_1(\delta T)^2)\rangle/\langle N\rangle r^{\zeta'_3}$  atteint un plateau en 4/3.  $\zeta_3$  et  $\zeta'_3$  sont respectivement les exposants en loi de puissance de la fonction de structure d'ordre 3 de la vitesse et de la vitesse-température.

L'existence et l'étendue de cette zone inertielle sont fortement liées au nombre de Reynolds caractéristique de la turbulence. Cette zone n'apparaît, dans sa forme canonique conforme à la définition ci-dessus, que dans la limite des très grands nombres de Reynolds. Pour la plupart des études menées en laboratoire, le nombre de Reynolds  $R_\lambda$  maximal atteint difficilement 1 000, ce qui ne met pas en évidence une véritable zone inertielle (Moisy [117]). Avec ces nombres de Reynolds modérés, on observe cependant une valeur asymptotique généralement plus faible que la valeur prédite par les relations 4.22 et 4.23.

D'après Antonia *et al.* [11], cet écart peut être attribué à un défaut d'isotropie. Pour déterminer cet écart, l'étendue et les limites de la zone inertielle, Anselmet *et al.* [5] ont associé à la fonction de structure d'ordre trois les fonctions de structure d'ordre deux et six. Ils ont utilisé le paramètre d'intermittence  $\mu$  pour définir l'exposant en loi de puissance dans la gamme d'échelle inertielle de la fonction d'autocorrélation  $\langle\epsilon(x)\epsilon(x+r)\rangle \sim \left(\frac{L}{r}\right)^\mu$ . En considérant de plus la relation de Monin et Yaglom  $\langle\epsilon(x)\epsilon(x+r)\rangle = \frac{1}{2}\frac{d^2(r^2\langle\epsilon^2\rangle)}{dr^2}$ , et en supposant, comme Frisch *et al.* [66], que la différence de vitesse  $\delta u_1$  pour un événement de taille  $r$  produit un transfert d'énergie aux petites échelles de l'ordre de  $\epsilon \sim \frac{(\delta u_1)^3}{r}$ , Anselmet *et al.* obtiennent la relation :

$$\langle(\delta u_1)^6\rangle \sim r^{2-\mu}. \quad (4.24)$$

En procédant de manière analogue pour l'autocorrélation de la dissipation thermique, Antonia *et al.* [9] obtiennent une relation similaire pour la fonction de structure mixte d'ordre six :

$$\langle(\delta u_1)^2(\delta T)^4\rangle \sim r^{2-\mu_T}. \quad (4.25)$$

Antonia *et al.* [13] ont obtenu une valeur de  $\mu_T$  de  $0,25 \pm 0,05$  sur l'axe d'un jet plan turbulent pour un nombre de Reynolds  $R_\lambda = 200$ . Anselmet *et al.* [5] ont mesuré  $\mu = 0,2 \pm 0,05$  sur l'axe d'un jet turbulent pour un nombre de Reynolds  $R_\lambda \leq 852$ . Plusieurs études menées par Antonia *et al.* en turbulence atmosphérique et en écoulements cisailés turbulents ont donné la même valeur. Les valeurs de ces deux paramètres ont été confirmées en turbulence atmosphérique pour des nombres de Reynolds assez élevés par Chambers et Antonia [42]. Toutefois, d'autres résultats de la littérature présentent de petits écarts par rapport à ces valeurs, comme l'indique la gamme de valeurs de  $\mu_T$  de  $0,35 - 0,4$  obtenue par Prasad *et al.* [138], et la valeur de  $\mu$  égale à  $0,25$  indiquée par Sreenivassan et Antonia [152].

$q$	1	2	3	4	5	6
$\zeta_q$	$0,37 \pm 0,003$	$0,70 \pm 0,001$	$1,00 \pm 0,010$	$1,28 \pm 0,02$	$1,54 \pm 0,03$	$1,78 \pm 0,08$
$\xi_q$	$0,37 \pm 0,003$	$0,62 \pm 0,005$	$0,80 \pm 0,008$	$0,94 \pm 0,01$	$1,04 \pm 0,01$	$1,12 \pm 0,02$

TABLE 4.1 – Exposants de vitesse et température obtenus par Ruiz-Chavarria *et al.* [142] dans un écoulement où la turbulence est générée par un cylindre et la température est injectée par une mandoline placée en avant du cylindre.

### 4.1.2 Auto-similarité étendue

L'estimation très précise des exposants  $\zeta_q$  et  $\xi_q$  des moments d'ordre  $q$  des incréments de vitesse ( $S_q$ ) et de température ( $R_q$ ) est fortement dépendante de l'étendue de la zone inertielle. Pour des nombres de Reynolds faibles, la zone inertielle est quasiment inexistante, ou son étendue est très faible quand elle existe. Benzi *et al.* [23] ont introduit la technique de l'auto-similarité étendue qui permet en pratique de s'affranchir de l'existence d'une zone inertielle proprement dite. D'une manière générale, l'auto-similarité étendue est basée sur la représentation des moments d'ordre  $q$  des incréments de vitesse ou de température comme une fonction du moment d'ordre  $p$ . Elle permet d'étendre la région d'existence d'une loi d'échelles des différents moments plus loin dans la zone visqueuse ( $r > 5\eta$ ). Dans le cas des incréments de vitesse,  $p$  est souvent pris égal à trois et on peut écrire :

$$S_q(r) \sim (S_3(r))^{\zeta_q/\zeta_3}. \quad (4.26)$$

Dans le cas des incréments de température, Ruiz-Chavarria *et al.* [142] proposent de prendre  $p = 2$  et on obtient :

$$R_q(r) \sim (R_2(r))^{\xi_q/\xi_2}, \quad (4.27)$$

avec  $R_q$ , le moment d'ordre  $q$  des incréments de température. Ruiz-Chavarria *et al.* montrent en effet que  $R_2$  n'est pas affecté par l'intermittence de la dissipation thermique.

Malgré une interrogation sur ses fondements physico-théoriques, l'auto-similarité étendue permet dans bien des cas d'identifier clairement des lois de puissance relatives. Cependant, dans les cas d'écoulements présentant de forts cisaillements, l'auto-similarité étendue n'est plus vérifiée (Benzi *et al.* [22]). Le tableau 4.1 présente quelques exposants  $\zeta_q$  et  $\xi_q$  obtenus par Ruiz-Chavarria *et al.* dans un écoulement turbulent en présence de fluctuations de température. L'écart très important à la loi  $q/3$  pour l'exposant  $\xi_q$  est attribué à une double intermittence, l'une provenant de la dissipation visqueuse et l'autre de la dissipation thermique.

## 4.2 Quelques résultats sur le comportement statistique des incréments mesurés

Dans cette section, nous présentons quelques résultats portant sur le comportement des incréments de vitesse et de température. Nous utilisons l'aptitude du PCTA à mesurer simultanément deux composantes de la vitesse et la température pour procéder à la vérification des équations de Kolmogorov et de Yaglom présentées dans la section précédente. Enfin, nous déterminons les exposants des fonctions de structure de la vitesse et de la température, en utilisant notamment l'auto-similarité étendue.

### 4.2.1 Rappel des notations et des échelles caractéristiques

Les fonctions de structure pour la vitesse et la température sont calculées de la manière suivante :

$$S_q(r) = \langle |u(x+r) - u(r)|^q \rangle, \quad R_q(r) = \langle |T(x+r) - T(r)|^q \rangle.$$

L'hypothèse de Taylor est utilisée pour transformer les différences temporelles en différences spatiales. En définissant les fonctions de structure sur la base de la valeur absolue des incréments, on conserve la même robustesse pour les fonctions de structure paires et impaires (Moisy [117]).

L'échelle de longueur de Kolmogorov  $\eta$  et de Corrsin-Oboukhov  $\eta_C$  définissent la limite entre le domaine inertiel et visqueux (ou de diffusion thermique). Ces deux échelles s'écrivent :

$$\eta = \left( \frac{\nu}{\langle \epsilon \rangle} \right)^{1/4}, \quad \eta_C = \left( \frac{k}{\langle \epsilon \rangle} \right)^{1/4}.$$

L'échelle de vitesse de Kolmogorov  $U_K$  et l'échelle de température  $\theta_K$  sont introduites avec :

$$U_K = (\nu \langle \epsilon \rangle)^{1/4}, \quad \theta_K = (\langle N \rangle \tau_K)^{1/2},$$

où  $\tau_K$  est l'échelle temporelle de Kolmogorov. Le taux moyen de dissipation visqueuse  $\langle \epsilon \rangle$  et de variance de température  $\langle N \rangle$  sont ceux déduits du bilan d'énergie cinétique et de fluctuations de température présentés dans le chapitre 3.

Le tableau 4.2 résume l'ensemble des échelles caractéristiques évaluées à partir des mesures PCTA en un point de l'écoulement. Les principaux résultats présentés dans ce chapitre sont issus de ce point de mesure situé dans la région de similitude, près de l'axe de la couche de mélange, à la station  $x = 2400$  mm.

$R_\lambda$	$\eta$ [mm]	$\eta_C$ [mm]	$\lambda_f$ [mm]	$U_K$ [m/s]	$\theta_K$ [K]	$\frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}}{\langle u \rangle}$ [%]	$\frac{\sqrt{\langle T'^2 \rangle}}{\langle T \rangle}$ [%]
355	0,32	0,40	14,19	0,046	0,42	12,9	13

TABLE 4.2 – Caractéristiques de la turbulence en un point très proche de l’axe de la couche de mélange à la station  $x = 2\,400$  mm pour la configuration stable.

La convergence statistique des mesures doit être vérifiée avant toute analyse, notamment lorsque l’on s’intéresse à des moments d’ordre élevé. Dans cette étude, les moments d’ordre 2 à 4 sont ceux principalement utilisés, néanmoins quelques résultats sont présentés pour les moments d’ordre 5 et 6. Pour évaluer le niveau de convergence statistique atteint, nous nous appuyons sur les travaux très approfondis de Belin, Tabeling et Willaime [19]. Ils introduisent le nombre de réalisations modifié  $N^*$  qui permet d’estimer le niveau de convergence statistique. Ce nombre est défini de la manière suivante :

$$N^* = N \frac{f_\eta}{f_s},$$

avec  $f_\eta = \frac{\langle u \rangle}{2\pi\eta}$  la fréquence de Kolmogorov,  $f_s$  la fréquence d’échantillonnage et  $N$  le nombre de réalisations. Dans notre étude, le nombre  $N^*$  est d’environ 74 000 pour les mesures PCTA, ce qui est suffisant pour assurer une convergence à moins de 5% de la valeur finale des différents moments allant jusqu’à l’ordre 5.

## 4.2.2 Aptitudes du PCTA pour le calcul des fonctions de structure

Les limites à haute fréquence de la technique PCTA mise en œuvre dans cette thèse restreignent l’étendue de la gamme des échelles de l’écoulement effectivement résolues par cette méthode. Dans le chapitre précédent, nous avons pu constater que, dans notre écoulement, les échelles ayant une contribution significative à l’énergie cinétique turbulente sont bien mesurées. En revanche, les échelles les plus petites ne le sont manifestement pas, ce qui rend difficile l’estimation du terme de dissipation. Les fonctions de structure et les PDFs des incréments de vitesse et de température, de par des comportements caractéristiques notamment dans la zone inertielle, peuvent nous permettre de mieux identifier l’étendue de la gamme des échelles résolues par le PCTA. Les comparaisons PCTA/CTA et PCTA/CCA peuvent également mettre à jour certaines limites du PCTA pour l’analyse des bilans et des lois d’échelles.

Les figures 4.3 comparent l’évolution des moments d’ordre 2, 3 et 5 des incréments de vitesse et de température, obtenues par PCTA, CTA et CCA. Pour les échelles de la zone inertielle, caractérisée par une loi de puissance, jusqu’aux échelles d’injection (de l’ordre de

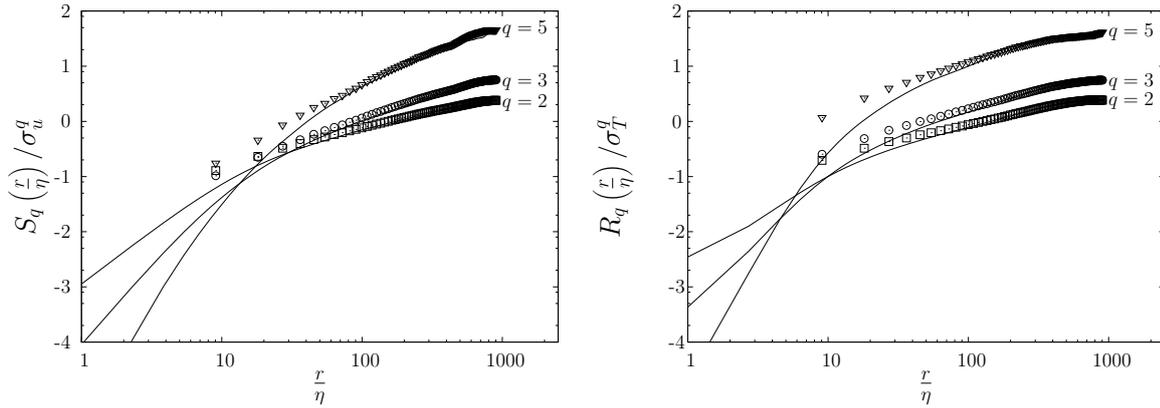


FIGURE 4.3 – Comparaison des moments d’ordre 2, 3 et 5 de la valeur absolue des incréments de vitesse et de température obtenus par PCTA, CTA et CCA. Le point de mesure est situé dans la région de similitude, près de l’axe de la couche de mélange, à la station  $x = 2400$  mm. Les lignes continues correspondent aux mesures CTA (à gauche) et CCA (à droite), les symboles non reliés aux mesures par PCTA.

$1000\eta$ ), l’accord est tout à fait satisfaisant entre les différentes méthodes de mesure. Pour les échelles proches de la zone dissipative ( $\eta < 20$ ), le PCTA donne des valeurs un peu plus élevées et l’écart augmente avec l’ordre des moments. Ce biais provient probablement de l’effet d’intégration de la méthode PCTA aux petites échelles. Rappelons qu’avec le PCTA, la vitesse et la température sont supposées constantes sur la durée d’un motif, ce qui entraîne un effet d’intégration équivalent à un filtrage. Il en résulte un écart aux petites échelles entre les valeurs mesurées (filtrées) et les valeurs instantanées.

Les figures 4.4 présentent la distribution des incréments pour deux échelles, l’une dans la zone dissipative et l’autre dans la zone inertielle, obtenues par PCTA, CTA et CCA. Dans la zone inertielle, il se dégage un bon accord entre le PCTA et les autres méthodes de mesure. Dans la zone dissipative, le comportement global est conservé à l’exception des évènements rares et intermittents qui sont bien marqués sur les PDFs des deux méthodes classiques, et qui ne sont pas capturés par la méthode PCTA.

Ces résultats sur les moments et les PDFs des incréments sont cohérents entre eux. Ils confirment l’aptitude du PCTA à résoudre les échelles de l’écoulement étudié, notamment dans la zone inertielle, avec un biais aux échelles dissipatives pour les moments d’ordre élevé. Ce biais reste limité pour les moments d’ordre trois et donc pour les corrélations qui interviennent dans les équations généralisées de bilan par échelle. La capacité du PCTA à restituer les mesures avec ce degré de précision et avec une bonne résolution spatiale pour les quantités croisées en fait donc un outil adapté pour l’étude de ces équations. On s’attend notamment à une approche facilitée pour les termes de forçage dus à la présence d’un cisaillement moyen de vitesse et de température et qui font intervenir la

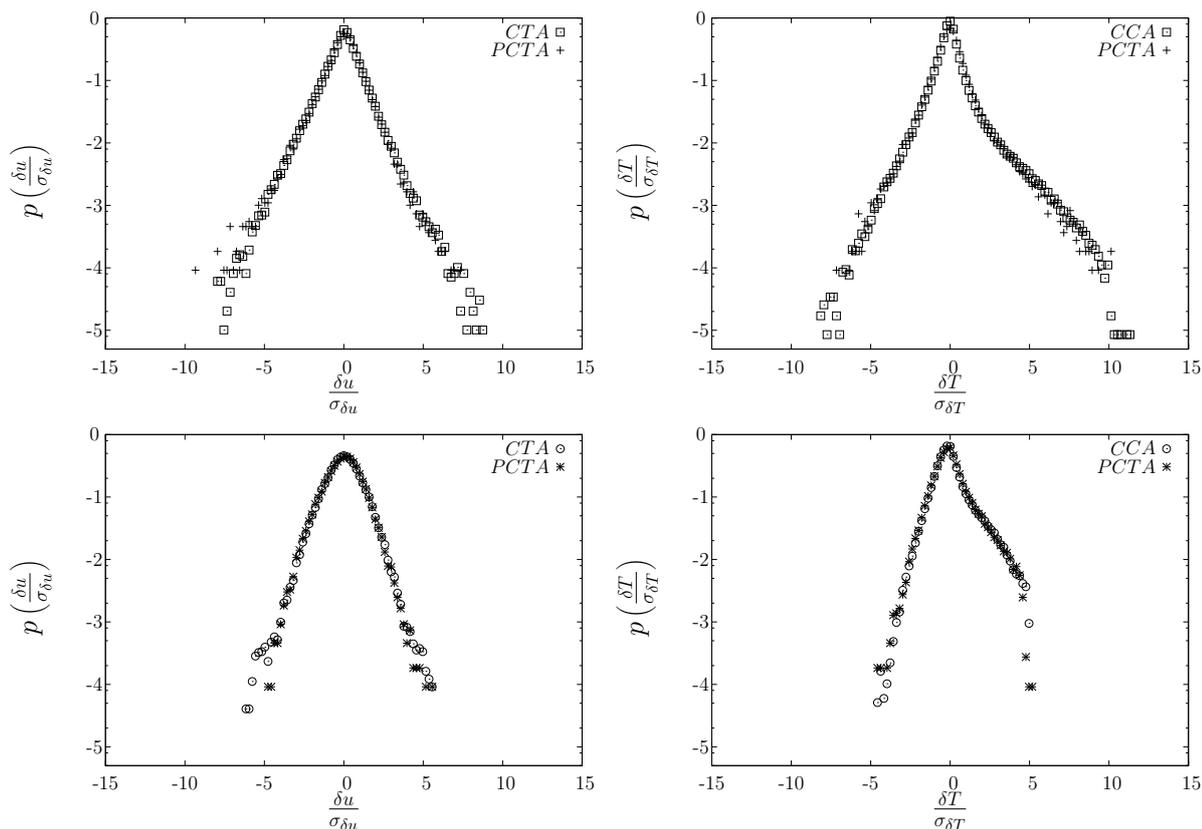


FIGURE 4.4 – Comparaison des PDFs des incréments de vitesse et de température obtenus par PCTA, CTA et CCA. En haut dans la région visqueuse,  $r = 8\eta$  et en bas dans la région inertielle,  $r = 81\eta$ . Le point de mesure est situé dans la zone de similitude, près de l'axe de la couche de mélange, à la station  $x = 2400$  mm.

composante de vitesse transversale (Yakhot [165] et Danaïla et Mydlarski [55]). Toutefois, l'augmentation du biais avec l'ordre des moments des différents incréments, aux petites échelles constituera une limitation du PCTA, du moins tel que nous l'avons mis en œuvre, pour l'étude des exposants des fonctions de structure. Les mesures CCA et CTA seront donc utilisées préférentiellement pour l'estimation des exposants des lois d'échelles de vitesse et de température, puisque cette estimation ne nécessite pas de mesures simultanées vitesse-température.

### 4.2.3 Corrélations vitesse-température

Les corrélations croisées entre les composantes de vitesse ou entre une composante de vitesse et la température sont de bons indicateurs du niveau d'isotropie locale à chaque échelle. Les figures 4.5 présentent les corrélations brutes  $\langle \delta u \delta v \rangle$ ,  $\langle \delta u \delta T \rangle$  et  $\langle \delta v \delta T \rangle$  calculées en un point de la région de similitude, proche de l'axe de la couche de la mélange, à la station  $x = 2400$  mm pour la configuration stable (à gauche) et instable (à droite).

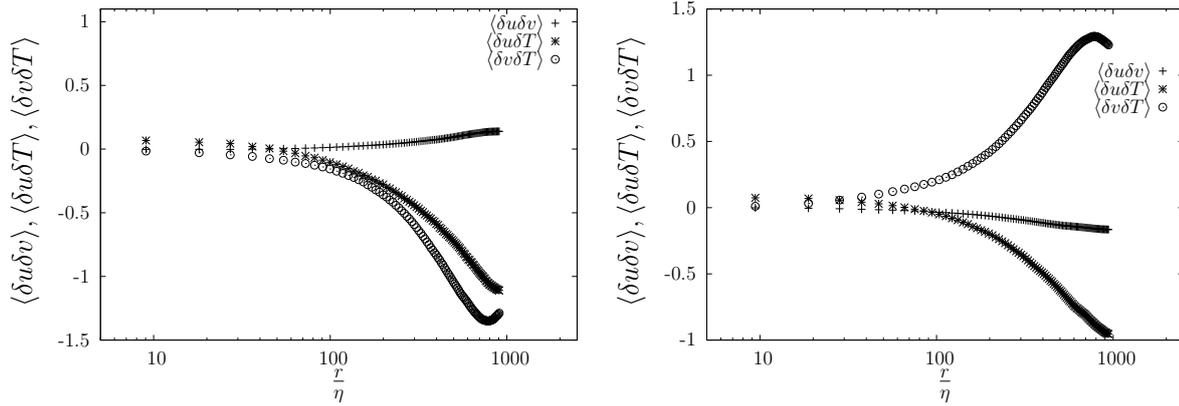


FIGURE 4.5 – Flux transversal de quantité de mouvement et flux transversal et longitudinal de chaleur en un point de la région de similitude, proche de l’axe de la couche de la mélange, à la station  $x = 2400$  mm.

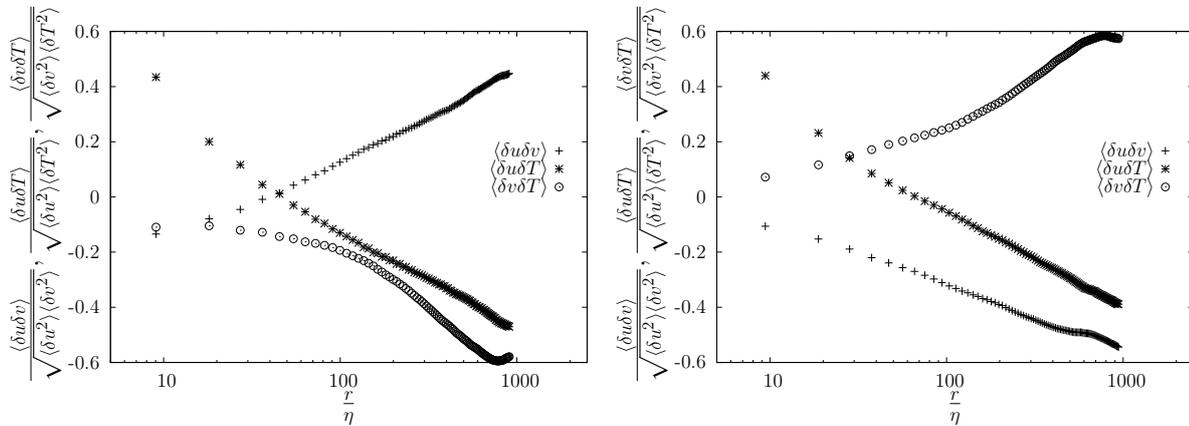


FIGURE 4.6 – Coefficient de corrélations en un point de la région de similitude, proche de l’axe de la couche de la mélange, à la station  $x = 2400$  mm.

Les figures 4.6 présentent ces corrélations sous forme de coefficients (normalisation par le produit des écarts-types des incréments correspondant à chaque échelle), ce qui est une représentation courante. Ces corrélations, ou coefficients de corrélation, ont un comportement monotone. Elles sont quasiment identiques en configuration stable et instable, au signe près, pour les corrélations qui interviennent dans les termes de production (pour l’équation de bilan de l’énergie cinétique et de la variance de température). Les corrélations semblent tendre vers 0 à la limite des petites échelles, conformément à l’isotropie locale supposée aux petites échelles. Elles semblent tendre, aux très grandes échelles, vers des valeurs qui correspondent aux corrélations en un point. On notera un comportement anormal pour le coefficient de la corrélation  $\langle \delta u \delta T \rangle$  à très petites échelles, qu’il est difficile d’attribuer à autre chose qu’aux erreurs de mesure, accentuées par la division de normalisation.

#### 4.2.4 Coefficients de dissymétrie et d'aplatissement

Le facteur de dissymétrie  $S^f(r)$  et d'aplatissement  $K^f(r)$  des incréments de vitesse et de température sont définis de la manière suivante :

$$S^f(r) = \frac{\langle [\delta f(r)]^3 \rangle}{\langle [\delta f(r)]^2 \rangle^{3/2}}, \quad K^f(r) = \frac{\langle [\delta f(r)]^4 \rangle}{\langle [\delta f(r)]^2 \rangle^2},$$

avec  $f = u, v$  ou  $T$ . Ces deux quantités sont souvent utilisées pour caractériser l'intermittence à travers les échelles.

Les figures 4.7 présentent la valeur des coefficients de dissymétrie et d'aplatissement des incréments en fonction des échelles, pour trois positions transversales proches de l'axe, exprimées en variable normalisée repérées par  $\eta_u$ , dans la région de similitude, à la station  $x = 2400\text{mm}$ . Les échelles log-log sont utilisées pour représenter ces coefficients car cette représentation est souvent rencontrée dans la littérature. Les coefficients de dissymétrie, d'ordre impair, sont donc en valeur absolue.

Les coefficients de dissymétrie des trois quantités ( $u, v, T$ ) ont des comportements semblables. Les coefficients de dissymétrie forment un plateau aux petites échelles, avec cependant une légère décroissance pour  $u$ . Ce plateau s'étend des échelles dissipatives jusqu'à approximativement  $200\eta$ , et englobe donc toute la zone inertielle. La valeur de ce plateau est de 0,28 pour  $u$ , 0,23 pour  $v$  et 1,17 pour  $T$ . L'existence de ces plateaux est conforme aux hypothèses utilisées par Kolmogorov et Yaglom pour établir la loi des 2/3. Ces plateaux ont été observés entre autre par Ould-Rouis *et al.* [127] avec une valeur de 0,25 pour  $u$  et de 1,2 pour  $T$ , soit des valeurs comparables à celles obtenues dans notre étude. Pour des échelles plus grandes, les coefficients de dissymétrie sont décroissants et atteignent une valeur *quasi* nulle aux échelles proches de la moitié de la séparation spatiale moyenne entre deux grandes structures tourbillonnaires consécutives. Ce résultat s'explique par des coefficients de dissymétrie impairs (écoulement statistiquement stationnaire) et *quasi* périodiques (la forte périodicité de l'écoulement conduit à ce que ce coefficient soit également *quasi* périodique). Ces deux caractéristiques conduisent nécessairement à ce que les coefficients de dissymétrie soient nuls à la moitié de la période correspondant à la fréquence de Strouhal. Un exemple d'une telle périodicité, marquée par le passage des fronts thermiques, peut être observée sur les figures 4.8.

Comme pour les coefficients de dissymétrie, les coefficients d'aplatissement des trois quantités ( $u, v, T$ ) ont des comportements semblables. Ils sont des fonctions décroissantes de l'échelle. Leur forme est conforme à celle généralement observée dans la littérature (voir Chevillard, Castaing et Lévêque [44]). Ces coefficients présentent des comportements distincts associés à trois zones différentes.

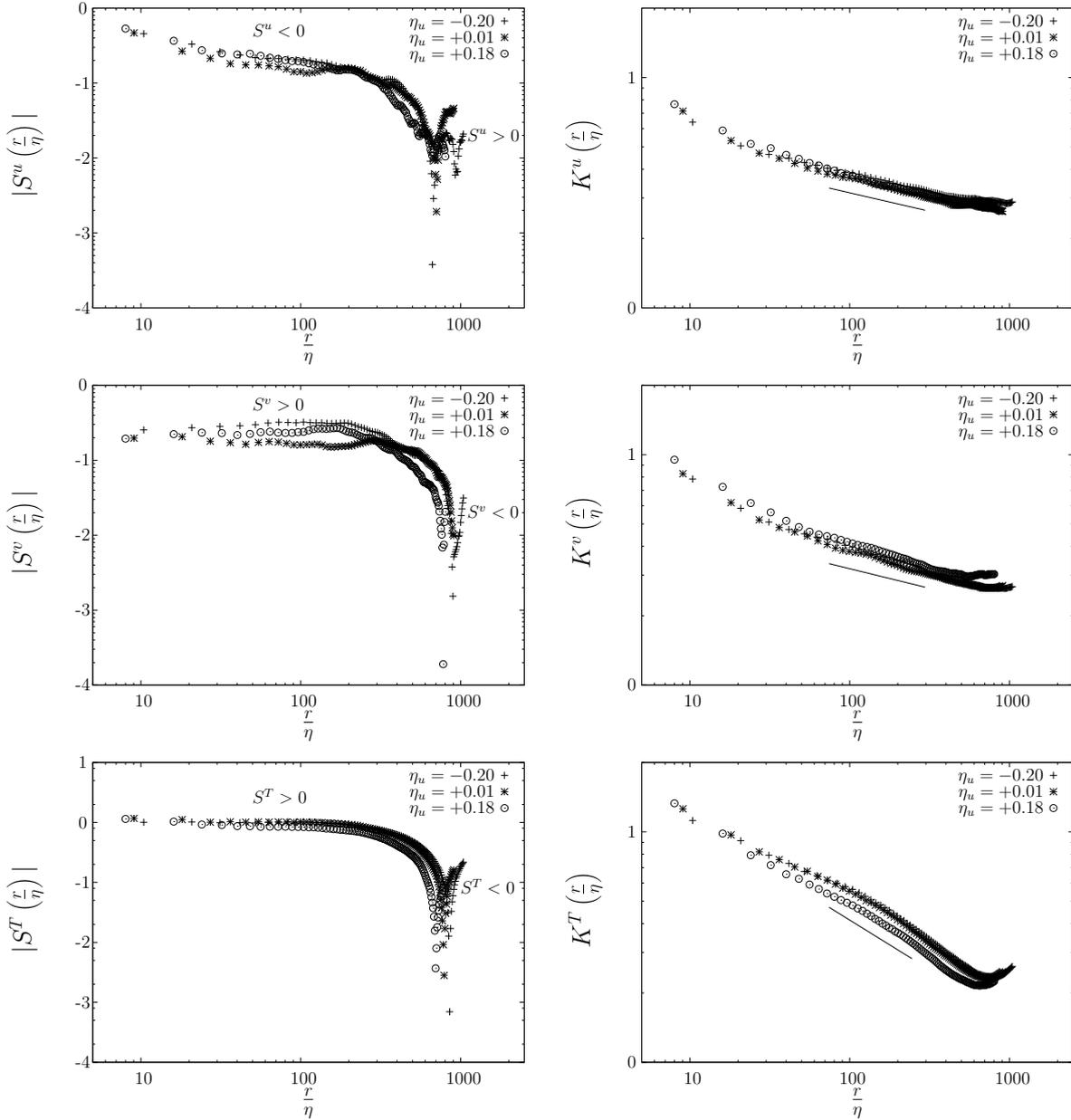


FIGURE 4.7 – Évolution des coefficients de dissymétrie (à gauche) et d’aplatissement (à droite) pour les incréments de vitesse et de température obtenus par PCTA.

- Lorsque l’on tend vers les échelles dissipatives, la valeur de ces coefficients s’écarte de celle correspondant à une distribution gaussienne. Cet écart est caractéristique de la transition entre la zone inertielle et la zone dissipative. Sur les profils de  $K^u$ ,  $K^v$  et  $K^T$  obtenues par CTA et CCA et présentés sur les figures 4.9, on remarque que ces coefficients saturent entre  $2\eta$  et  $4\eta$ , soit dans la région fortement dissipative.
- Un comportement en loi de puissance autour de  $100\eta$  caractérise la zone inertielle. L’exposant de cette loi de puissance est désigné sous le nom de *coefficient d’anomalie*. Le *coefficient d’anomalie* est compris entre  $-0,16$  et  $-0,19$  pour  $u$  et  $v$ , et entre  $-0,42$  et  $-0,44$  pour  $T$ . À titre de comparaison, ces valeurs restent légèrement supérieures à

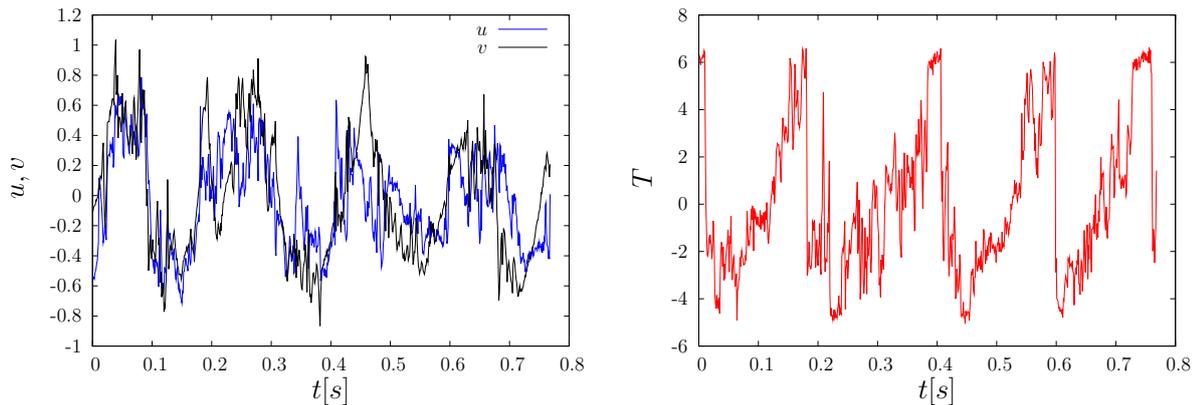


FIGURE 4.8 – Exemples de signal de vitesse et de température illustrant le passage des grosses structures périodiques et marqué par la netteté des fronts thermiques.

celles, de  $-0,14 \pm 0,01$  pour  $u$  et  $-0,25 \pm 0,02$  pour  $T$ , obtenues par Moisy [117] pour des mesures effectuées dans l'hélium. Frisch, Mazzino et Vergassola [65] ont reporté une valeur de  $0,35 \pm 0,03$  pour un scalaire passif dans le cas de simulations numériques.

- Pour les plus grandes échelles, les coefficients d'aplatissement des incréments de la vitesse longitudinale et verticale sont approximativement constants, autour de la valeur 3 caractéristique d'une distribution gaussienne. Dans cette même zone, la distribution des incréments de température est sous-gaussienne, avec une valeur d'environ 2,3 pour  $K^T$ .

Les observations précédentes sont confirmées par l'analyse des fonctions de densité de probabilité (figures 4.10). Aux petites échelles, la présence des événements intermittents très intenses, comme le passage des fronts thermiques, est caractérisée par de larges ailes des distributions. Lorsque l'échelle augmente, les distributions s'approchent d'une distribution gaussienne. Les incréments de vitesse présentent une dissymétrie vers les événements négatifs pour  $u$  et positifs pour  $v$ . Cette dissymétrie vers les événements positifs est plus marquée pour les incréments de température. La forme bimodale des distributions de température est également plus prononcée pour les grandes échelles.

#### 4.2.5 Vérification des équations de Kolmogorov et de Yaglom

L'étude bibliographique succincte du début de ce chapitre a permis de rappeler que l'équilibre dans les bilans des équations standards de Kolmogorov et de Yaglom n'est observé que pour des conditions particulières d'écoulement. Des formes « généralisées » de ces équations, en fait spécifiques à des types d'écoulement particuliers, ont été proposées et vérifiées expérimentalement. Dans le cas d'une couche de mélange anisotherme (présence d'un gradient moyen de vitesse et de température), la forme généralisée de ces équations

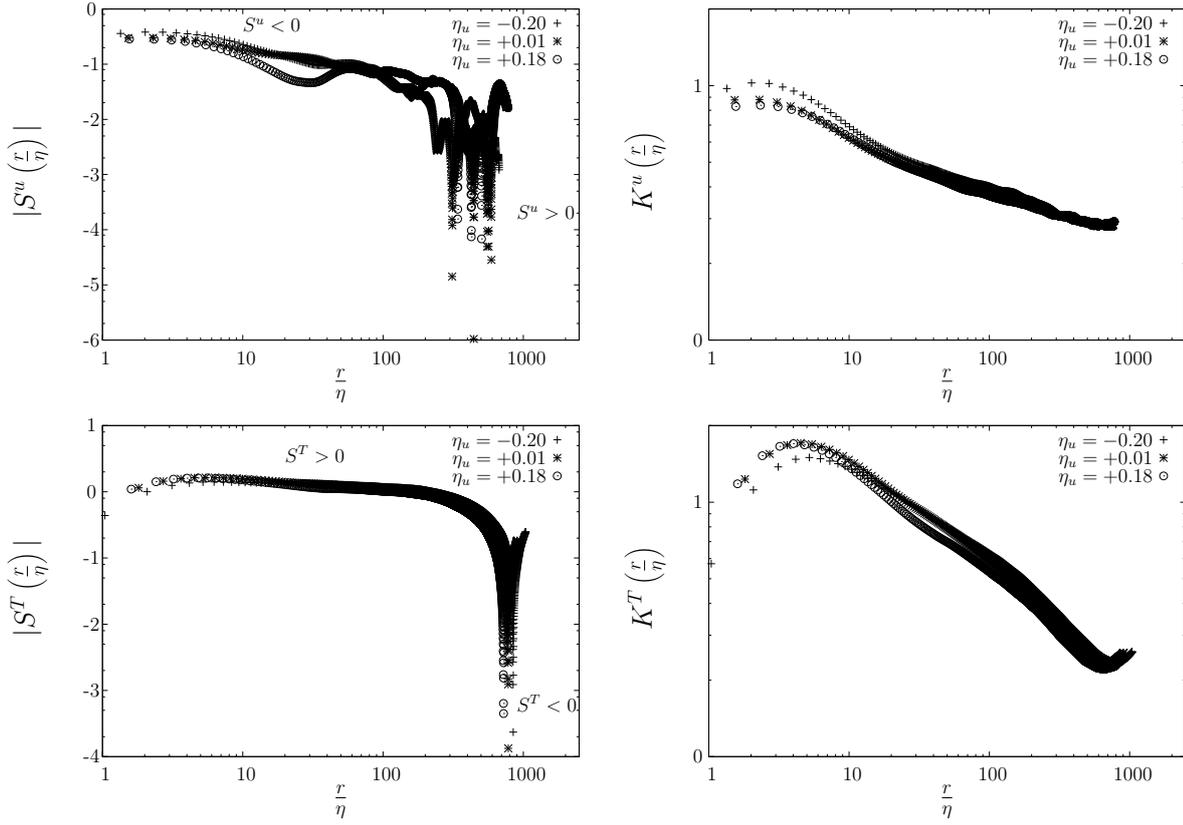


FIGURE 4.9 – Évolution des coefficients de dissymétrie (à gauche) et d’aplatissement (à droite) pour les incréments de vitesse et de température obtenus par CTA et CCA.

amène à proposer un modèle pour les termes de forçage en s’appuyant sur ceux déjà proposés dans la littérature. Ces modèles de forçage font intervenir des corrélations croisées de  $\delta v$  et  $\delta T$ . Dans cette section, les termes de forçage sont désignés par  $R_K$  ou  $R_Y$ . Ils seront simplement déduits de l’équilibre des équations de Kolmogorov et de Yaglom généralisées par l’adjonction de ces deux termes.

En adimensionnant les équations de Kolmogorov 4.12 et de Yaglom 4.15 par les échelles de Kolmogorov  $U_K$ ,  $\eta$  et  $\theta_K$ , et en identifiant les termes de transport turbulent par :

$$T_{tK} = -\frac{\langle(\delta u_1)^3\rangle}{U_K^3}, \quad T_{tY} = -\frac{\langle\delta u_1(\delta T)^2\rangle}{U_K\theta_K^2},$$

et le terme de dissipation par :

$$D_{sK} = 6\frac{d\left[\langle(\delta u_1)^2\rangle/U_K^2\right]}{dr/\eta}, \quad D_{sY} = \frac{2}{P_r}\frac{d\left[\langle(\delta T)^2\rangle/\theta_K^2\right]}{dr/\eta},$$

puis en généralisant ces deux équations par l’adjonction des deux termes d’équilibre  $R_K$  et  $R_Y$  intégrant l’ensemble des forçages, ces deux équations généralisées s’écrivent de

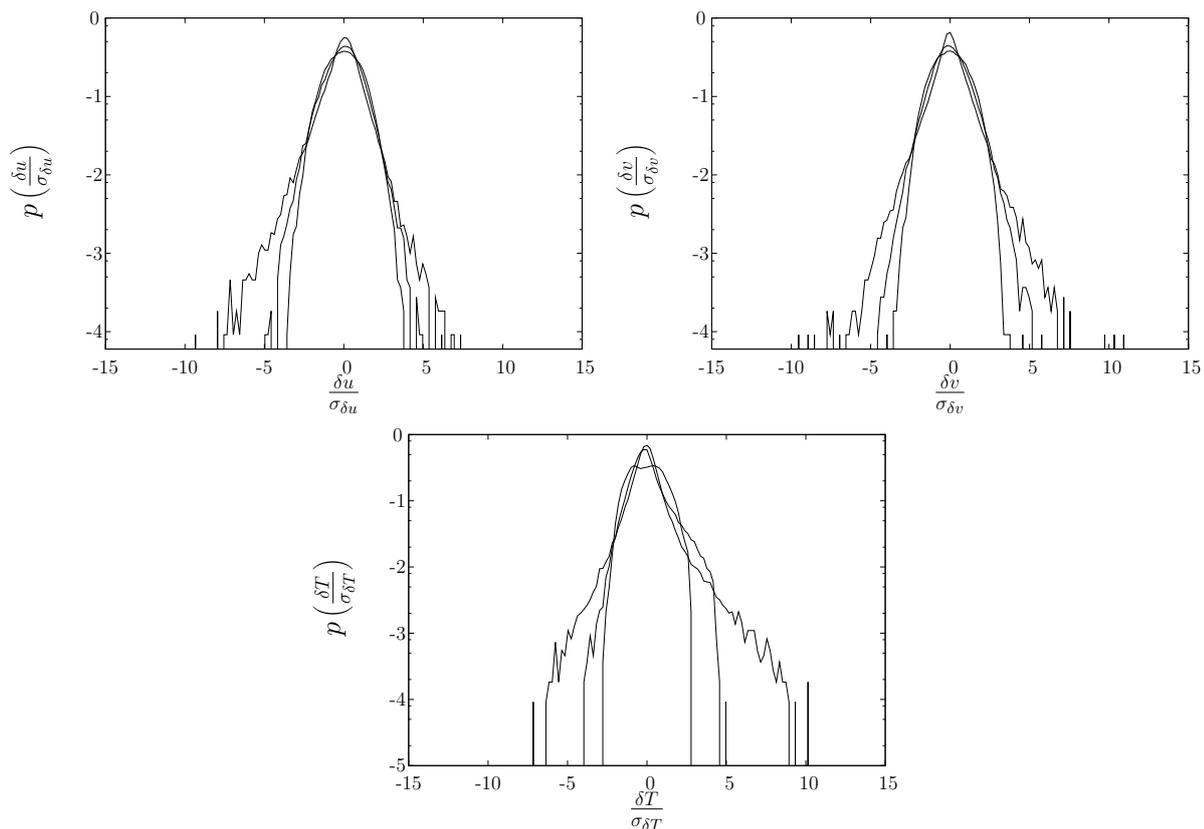


FIGURE 4.10 – Densités de probabilité des incréments de vitesse transversale et longitudinale, et de température normalisées à chaque échelle par l'écart-type de leur incrément, pour  $r = 8\eta$ ,  $106\eta$  et  $638\eta$  de l'extérieur vers l'intérieur

manière plus compacte avec :

$$R_K + T_{tK} + D_{sK} = \frac{4r}{5\eta}, \quad (4.28)$$

$$R_Y + T_{tY} + D_{sY} = \frac{4r}{3\eta}. \quad (4.29)$$

Les figures 4.11 présentent l'évolution mesurée des différents termes des équations généralisées de Kolmogorov 4.28 et de Yaglom 4.29 en un point situé dans la région de similitude, près de l'axe de la couche de mélange, à la station  $x = 2400$  mm. Ces figures sont à rapprocher des bilans obtenus par Antonia *et al.* [10] et Danaïla *et al.* [54] et présentés en début de chapitre (figures 4.1 et 4.2). Pour les deux équations, les termes de transport turbulent sont beaucoup plus grands que les termes de diffusion dans la zone inertielle, mais cette prépondérance diminue avec les échelles. La zone dissipative n'est pas atteinte avec le PCTA, or les figures 4.1 et 4.2 montrent que cette prépondérance s'inverse dans cette zone. Les termes de forçage deviennent significatifs au-delà de la zone inertielle qui semble plus étendue pour la température.

La loi des 4/5 et des 4/3 sont approximativement vérifiées dans la zone inertielle,

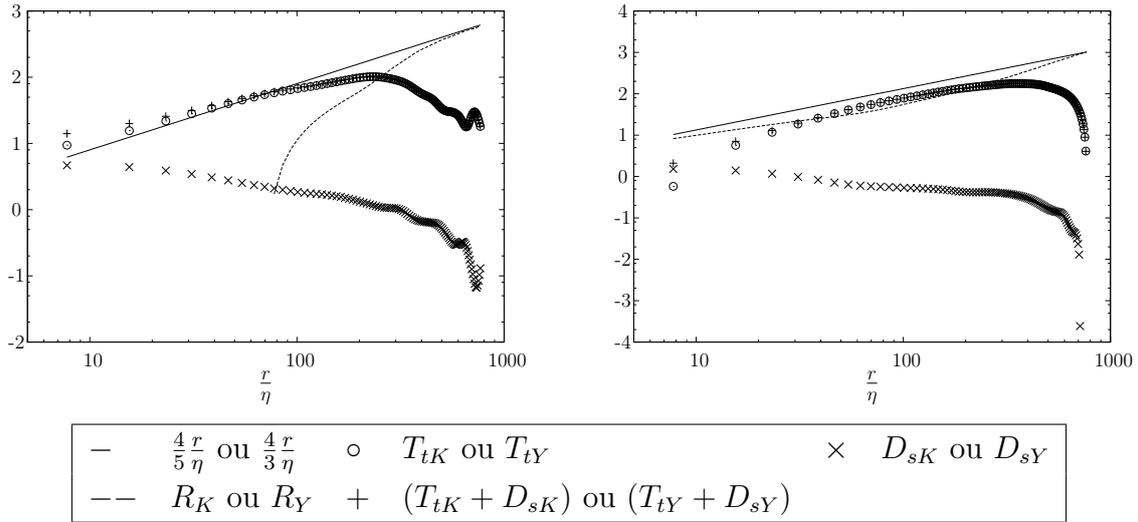


FIGURE 4.11 – Contribution des termes des équations généralisées de Kolmogorov 4.28 (à gauche) et de Yaglom 4.29 (à droite) en un point situé près de l’axe de la couche de mélange, dans la région de similitude, à la station  $x = 2\,400$  mm.

tout au moins dans leur comportement en loi de puissance, mais pas strictement au niveau des exposants. Les équations de Kolmogorov et de Yaglom étendent ces deux lois aux plus petites échelles par le terme de diffusion moléculaire et les généralisent aux plus grandes échelles par le terme de forçage. La technique PCTA mise en œuvre n’a pas permis de retrouver dans la zone dissipative le terme de diffusion moléculaire de l’équation de Kolmogorov et de Yaglom. Elle a permis en revanche d’estimer, par l’intermédiaire de l’équilibre des équations de bilan généralisé, les termes de forçage  $R_K$  et  $R_Y$  qu’il est possible de modéliser sur la base des travaux existants.

## 4.2.6 Exposants des fonctions de structures

Plutôt que d’utiliser la loi des  $4/5$  et des  $4/3$  comme référence pour extraire la valeur des exposants des fonctions de structures, nous utilisons dans cette section deux approches alternatives. Elles consistent à obtenir un comportement en loi de puissance sur une gamme d’échelle la plus large possible. La première est basée sur les fonctions de structure compensées  $(r)^{-\zeta_q} S_q(r)$  et  $(r)^{-\xi_q} R_q(r)$ , la deuxième méthode est basée sur l’auto-similarité étendue.

Les quatre figures 4.12 présentent les fonctions de structure de vitesse et de température d’ordre  $q$  (avec  $q = 2, 3, 4, 5$  et  $6$ ). Les deux figures du haut présentent l’évolution des fonctions de structure compensées le long des échelles. Ces différents moments présentent un plateau pour des échelles comprises entre  $40\eta$  à  $120\eta$  pour les incréments de vitesse et entre  $40\eta$  à  $190\eta$  pour les incréments de température. La valeur des exposants servant à

compenser les différents moments est obtenue par un ajustement.

Les deux figures du bas montrent les fonctions de structure brutes, en fonction des fonctions de structure d'ordre trois pour la vitesse et d'ordre deux pour la température. Pour les incréments de vitesse, l'auto-similarité semble s'étendre jusqu'aux échelles dissipatives. Pour les moments d'ordre 5 et 6, la courbure aux petites échelles correspond à la présence d'intermittence dans la zone visqueuse. L'auto-similarité étendue des incréments de température n'est observée que pour les grandes séparations. Cette différence de comportement pour les incréments de température relève d'une forte intermittence généralement observée pour le champ de température. On rappelle également que l'axe thermique est décalé par rapport à l'axe dynamique et que les mesures présentées sur ces figures sont plus proches de l'axe dynamique où l'intermittence du champ de vitesse est moins importante comparée à celle du champ de température. En se référant à la littérature (Benzi *et al.* [22]), cet écart à l'auto-similarité étendue exprime l'existence d'un fort cisaillement. Cependant la gamme d'échelles pour laquelle apparaît une loi d'échelle est plus large dans le cas de l'auto-similarité étendue.

Les figures 4.13 présentent l'évolution de la moyenne des exposants des fonctions de structure de vitesse et de température, obtenue sur une dizaine de points autour de l'axe dynamique de la couche de mélange. La figure de gauche montre les exposants obtenus avec la méthode de compensation en comparaison avec la loi  $K41$ . Un écart à cette loi en  $q/3$  prédite par la théorie de Kolmogorov pour les exposants de vitesse ou de Oboukhov-Corrsin pour les exposants de température est observé pour les deux évolutions d'exposants, avec un écart plus prononcé pour les exposants de température. Ruiz-Chavarria *et al.* [142] suggèrent que cette grande déviation à la loi  $q/3$  des exposants de température est produite par une double intermittence, l'une provenant du taux de dissipation de l'énergie cinétique et l'autre du taux de dissipation du scalaire. La figure de droite présente les exposants normalisés par les exposants d'ordre 3 pour la vitesse et d'ordre 2 pour la température obtenus par l'auto-similarité étendue. Le comportement de ces exposants normalisés reste identique dans cette représentation et sont en conformité avec les résultats de la littérature rassemblés par Lepore et Mydlarski [106] sur les figures 4.14.

Le tableau 4.3 rassemble les valeurs moyennes et la dispersion des exposants de vitesse et température jusqu'à l'ordre 6. Les valeurs obtenues par la méthode de compensation sont à comparer avec celles de Ruiz-Chavarria *et al.*, données dans le tableau 4.1, pour qui les fonctions de structure sont définies également sans distinction de signe. Les présentes valeurs sont en bon accord avec celles qu'ils ont obtenues sauf pour les exposants d'ordre 1 et 2 qui sont ici légèrement supérieurs. Les exposants de vitesse normalisés  $\zeta_q/\zeta_3$  sont très proches de ceux obtenus par la méthode de compensation. D'une manière plus générale, l'intermittence de la température plus importante aux petites échelles explique

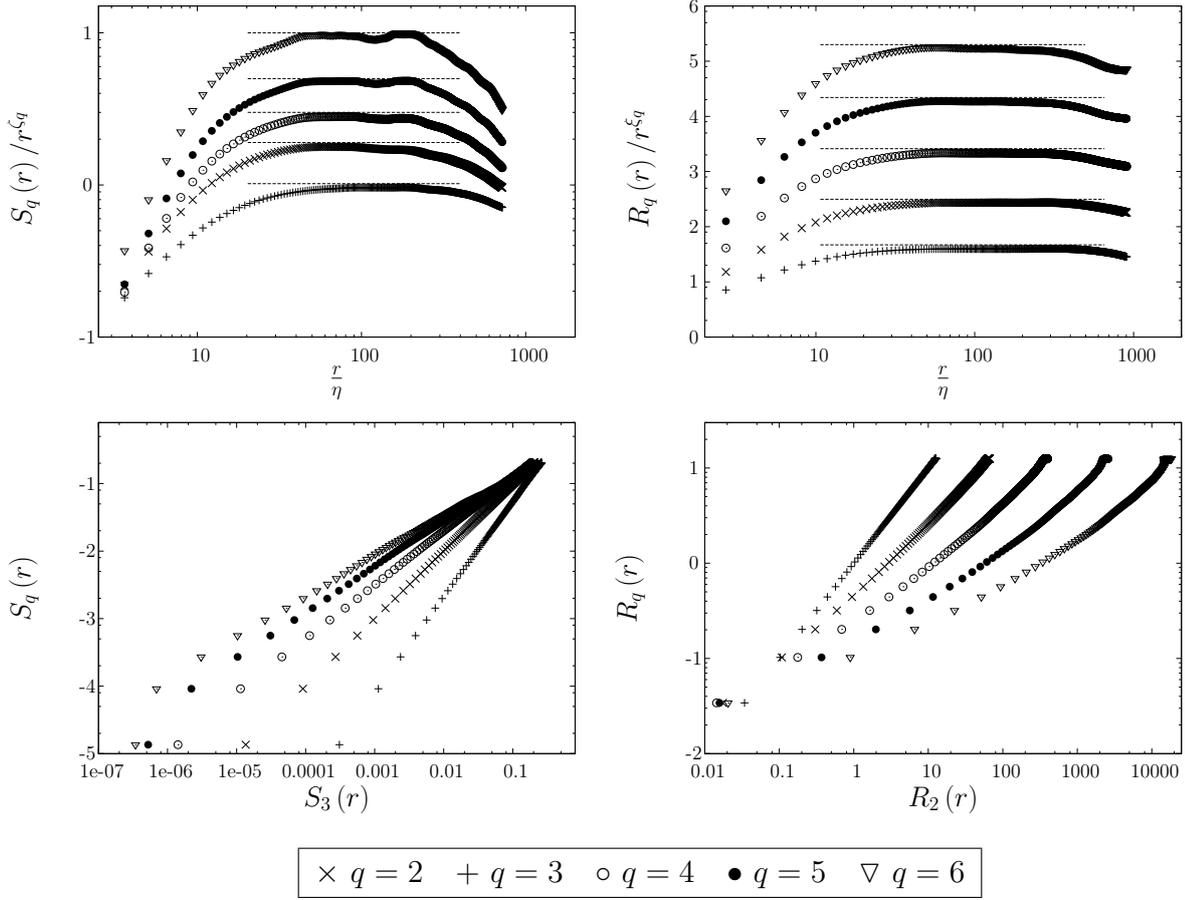


FIGURE 4.12 – Fonctions de structure de vitesse  $S_q$  et de température  $R_q$  : En haut, compensées par  $r^{-\zeta_q}$  ou  $r^{-\xi_q}$  en fonction de l'échelle de séparation  $r/\eta$ ; en bas, en fonction de  $S_3$  et  $R_2$ .

$q$	1	2	3	4	5	6
$\zeta_q$	$0,39 \pm 0,004$	$0,73 \pm 0,010$	$1,02 \pm 0,02$	$1,29 \pm 0,03$	$1,54 \pm 0,05$	$1,78 \pm 0,08$
$\xi_q$	$0,41 \pm 0,010$	$0,67 \pm 0,020$	$0,85 \pm 0,03$	$0,97 \pm 0,04$	$1,07 \pm 0,05$	$1,15 \pm 0,06$
$\zeta_q/\zeta_3$	$0,38 \pm 0,008$	$0,71 \pm 0,007$	$1,00 \pm 0,00$	$1,26 \pm 0,01$	$1,50 \pm 0,03$	$1,74 \pm 0,08$
$\xi_q/\xi_2$	$0,61 \pm 0,006$	$1,00 \pm 0,001$	$1,25 \pm 0,01$	$1,44 \pm 0,03$	$1,59 \pm 0,06$	$1,71 \pm 0,08$

TABLE 4.3 – Moyennes et dispersions des exposants de vitesse et température obtenues à partir d'une dizaine de points autour de l'axe dynamique de la couche de mélange dans la région de similitude, à la station  $x = 2400$  mm

cette grande différence entre les deux exposants.

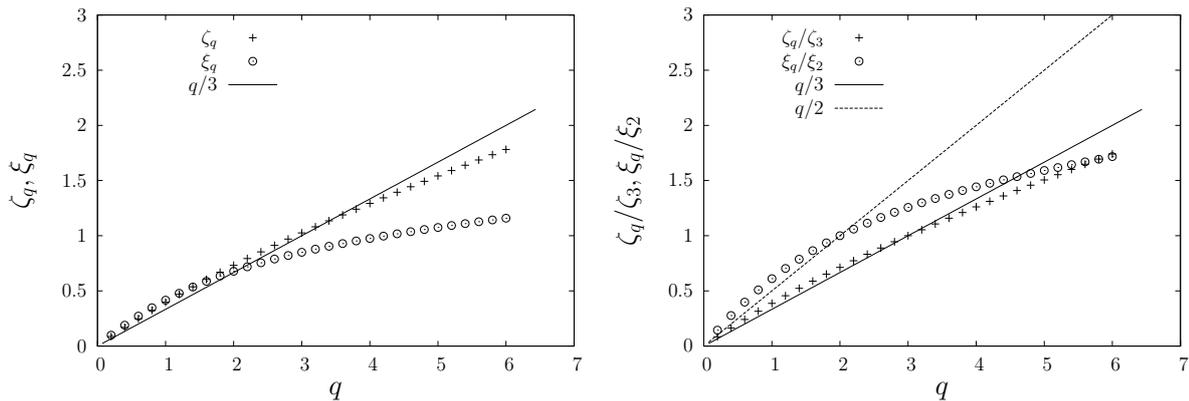


FIGURE 4.13 – Exposants des fonctions de structure de vitesse  $\zeta_q$  et de température  $\xi_q$  : à gauche, exposants obtenus par compensation ; à droite, exposants normalisés obtenus par auto-similarité étendue.

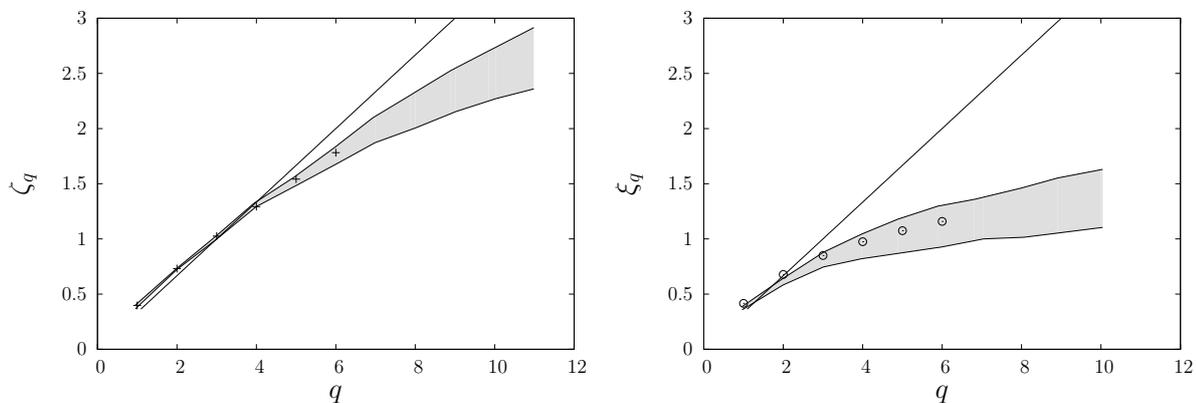


FIGURE 4.14 – Exposants des fonctions de structure de vitesse  $\zeta_q$  (à gauche) et de température  $\xi_q$  (à droite), normalisés et obtenus par auto-similarité étendue. La zone grisée correspond à la dispersion des résultats de la littérature rassemblés par Lepore et Mydlarski [106].

### 4.2.7 Remarques

Toutes les caractéristiques des incréments de vitesse et de température présentées dans ce chapitre ont été étudiées localement au cœur de la couche de mélange ( $\|\eta_u\| \ll 1$ ). Les exposants des fonctions de structure ont ainsi été estimés en se plaçant près de l'axe dynamique de la couche de mélange où la turbulence est quasiment homogène pour le champ de vitesse. Il est donc intéressant de regarder le comportement de ces exposants à travers la couche de mélange, du centre où la turbulence est plus ou moins homogène avec un gradient approximativement constant, vers l'extérieur où apparaissent une structuration et une intermittence de frontière. Ainsi, regarder les exposants à travers la couche de mélange c'est également regarder leur évolution lorsque l'intermittence évolue. Les figures 4.15 illustrent la variation des exposants, dont particulièrement l'exposant

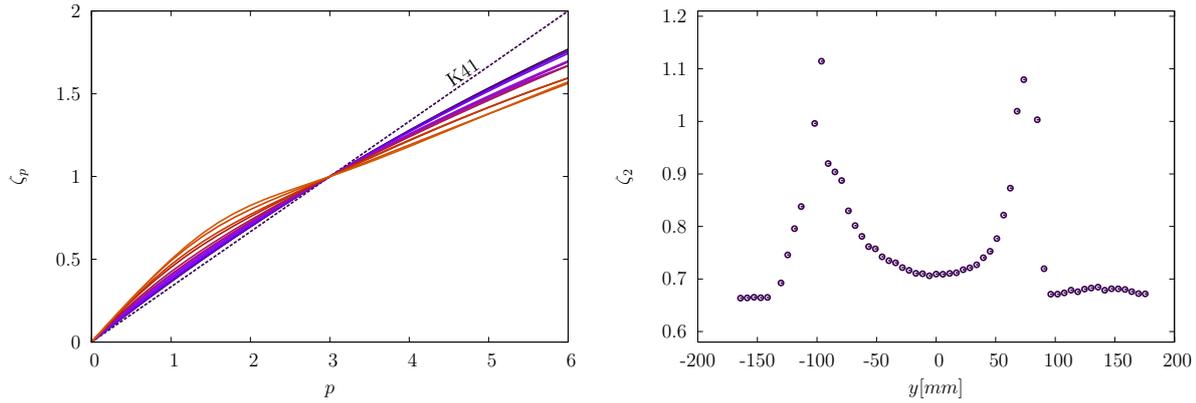


FIGURE 4.15 – Exemples de variation des exposants des fonctions de structure de vitesse  $\zeta_q$ , obtenus par auto-similarité étendue, à travers la couche de mélange : à gauche, évolution des exposants de l'axe (couleur noire), vers la frontière (couleur orange) ; à droite, évolution de l'exposant d'ordre 2 à travers la couche.

d'ordre 2, à travers la couche de mélange. On peut voir que l'évolution locale de ces exposants est en relation directe avec la variation des caractéristiques de l'intermittence et plus largement de la structure de la turbulence de l'écoulement de couche de mélange.

Pour les méthodes de flot optique développées dans Fluminance (Héas *et al.* [85]) et utilisant un *a priori* sur l'existence d'un exposant pour les fonctions de structure, cette variation doit être prise en compte, particulièrement pour les écoulements cisailés. Dans ces outils logiciels d'estimation du mouvement dans les séquences d'images, la valeur de l'exposant peut être fixée librement mais reste constante pour tout le champ observé. Il paraît nécessaire qu'une variation spatiale des exposants soit autorisée. Or, en analyse d'image, l'information sur cette variation des exposants peut être extraite de l'image à l'aide de méthodes géométriques. Cela suppose de disposer de modèles qui relient l'information image à l'information sur les exposants. La plupart des modèles, dont les modèles fractal, bifractal, multifractal et de peaux entropiques supposent une géométrie sous-jacente. La théorie des peaux entropiques développée par Diogo Queiros-Condé, basée sur l'organisation topologique, et donc sur la structuration du champ turbulent, paraît particulièrement propice pour prendre en compte la variation spatiale des exposants. Les informations sur les comportements des fonctions de structure, directement extraites de l'image du scalaire, pourraient alors servir de contraintes intégrées dans le calcul des champs de vitesse. On pourrait ainsi lever les limitations liées à la fixation d'*a priori* supposant les exposants invariants.



---

## CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Dans la continuité des travaux engagés dans la thèse de M. Ndoye [122] pour l'étude de la turbulence et des transferts de chaleur dans une couche de mélange plane anisotherme, cette étude a d'abord consisté à étendre la technique PCTA à l'utilisation d'une sonde à fils chauds croisés pour la mesure simultanée de la température et de deux composantes de la vitesse, la composante  $u$  dans l'axe de la sonde et la composante  $v$  ou  $w$  transversale à celle-ci. La technique PCTA fils croisés a ensuite permis d'entreprendre l'exploration de la couche de mélange anisotherme à contre-gradient de vitesse et de température pour des régimes de stratification stable et instable. Nous nous sommes attachés à établir dans la région de similitude de l'écoulement, les équations de bilan « globales » avec les équations de transport de l'énergie cinétique turbulente, de la variance des fluctuations de température et des flux de quantité de mouvement et de chaleur, mais aussi les équations de bilan « par échelle » avec les équations généralisées de Kolmogorov et de Yaglom. Pour ce faire, différentes quantités statistiques ont dû être estimées telles que moyenne, moments et corrélations croisées, pour la vitesse et la température, et les incréments de vitesse et de température. Ces différentes quantités ont également été utilisées pour identifier et caractériser l'état de similitude atteint par la couche de mélange dans notre soufflerie et les effets de la stratification. L'analyse particulière des densités de probabilité a renseigné sur l'organisation spatiale de l'écoulement, en terme de structure cohérente.

L'étude du chapitre 1 a conduit à noter une grande variabilité des résultats de la littérature obtenus en couche de mélange en terme de distance de développement, de taux d'expansion et d'affinité géométrique des profils moyens et turbulents. Les origines identifiées de cette variabilité sont principalement l'épaisseur du bord de fuite de la plaque séparatrice, la nature des couches limites initiales sur la plaque séparatrice et du taux de turbulence à l'extérieur de la couche cisailée. Si ces causes ne remettent nullement en

question l'existence d'une région au comportement de similitude, elles interviennent dans l'état de similitude atteint par l'écoulement en aval.

Une contribution importante de la thèse est la description, au chapitre 2, de la méthode développée pour étendre le PCTA à l'utilisation de sondes à fils croisés, en conservant le principe de la répétition rapide d'un motif comprenant plusieurs paliers de surchauffe. Une hypothèse très forte de la méthode PCTA reste de supposer la vitesse et la température de l'écoulement constantes pendant la durée d'un motif. Cette hypothèse conduit à filtrer les fluctuations de fréquences supérieures à l'inverse de la durée d'un motif. L'utilisation de seulement 2 paliers associée à une recombinaison de ces paliers a limité la durée effective du motif et a permis de diminuer significativement ce filtrage et le bruit de mesure. La technique PCTA fils croisés mise au point a ensuite été évaluée, en soufflerie d'étalonnage et dans la soufflerie de couche de mélange en se référant à des *a priori* sur l'écoulement et à des méthodes reconnues (PIV et principalement CCA et CTA). L'intercomparaison des spectres des trois méthodes a montré que la contribution énergétique des échelles non résolues par le PCTA est quasiment négligeable à la fois pour la vitesse et pour la température. Néanmoins, elle a également montré que la fréquence de coupure du PCTA est trop basse pour bien estimer la dissipation aux petites échelles.

Les quantités statistiques en un point ont été utilisées dans le chapitre 3 pour étudier la couche de mélange à contre-gradient en régime de stratification stable ou instable, pour différentes valeurs de gradients de vitesse et de température. Le comportement asymptotique des différents profils a permis d'identifier la région de similitude et d'y caractériser l'état de similitude. Les valeurs extraites pour le taux d'expansion et l'intensité turbulente sont en conformité avec les résultats de la littérature, à la fois pour la vitesse et pour la température. La mesure des corrélations  $\langle u'T' \rangle$  et  $\langle v'T' \rangle$  a permis d'établir complètement, dans la région de similitude, les bilans d'énergie cinétique, de variances des fluctuations de température et des flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur. La corrélation  $\langle v'T' \rangle$  est ici de première importance car elle intervient à la fois dans le terme de production de fluctuation de température et dans le terme de flottabilité. Ces bilans d'énergie ont montré que, pour les faibles nombres de Richardson appliqués ( $Ri_f < 0,03$ ), les forces de flottabilité sont quantitativement négligeables devant les moteurs principaux du mouvement, mais que ce forçage peu énergétique est suffisant, en configuration instable, pour augmenter significativement le taux d'expansion et la contrainte de cisaillement, ce qui conduit à l'augmentation de la production de turbulence.

Les mécanismes de transport contribuant aux flux transversaux ont ensuite été analysés en relation avec les mouvements qui se produisent dans l'écoulement. Les PDFs jointes de vitesse et de température ont permis d'identifier les mouvements d'entraînement et d'éjection. Une analyse en quadrants a montré que ces mouvements sont responsables

d'une part importante de la production turbulente et des flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur. L'analyse des PDFs de température, de forme bimodale et au comportement de type « tilted », nous a conduit à souligner le rôle important des fronts thermiques séparant les structures tourbillonnaires, avec en particulier une forte contribution à la variance de température.

Le chapitre 4 s'est attaché à poser les bases de l'étude des incréments de vitesse et de température. Le comportement des incréments à travers d'une part leurs coefficients de dissymétrie et d'aplatissement et d'autre part leurs PDFs est conforme à la physique connue de cet écoulement et aux résultats précédents. Les exposants des fonctions de structure obtenus avec les mesures CTA et CCA permettent de retrouver la forte intermittence du champ de température comparée à celle de la vitesse. Les quantités présentes dans les équations généralisées de Kolmogorov et de Yaglom peuvent être estimées avec une bonne précision par le PCTA, y compris les quantités mixtes qui interviennent dans les termes de forçage. Une étude sur la vérification de ces bilans a été entamée en considérant le terme de forçage comme un terme d'équilibre dont le profil à travers les échelles peut servir à adapter les modèles existants ou à en proposer de nouveaux.

Les orientations envisageables pour donner suite à cette étude sont de deux ordres, sur les méthodes de mesure et sur l'analyse de l'écoulement.

L'utilisation d'un fil très fin en mode PCTA ou l'adaptation du principe du PCTA et des algorithmes associés à un anémomètre fonctionnant à tension constante CVA, peuvent améliorer significativement la bande passante du dispositif. Cette amélioration en terme de résolution temporelle est souhaitable pour l'étude spécifique des lois d'échelle de la turbulence dans les écoulements anisothermes cisailés, même à basses vitesses. Elle devient absolument nécessaire dans des écoulements pour lesquels des fréquences temporelles élevées doivent être prises en compte.

L'analyse des PDFs et l'analyse en quadrants ont été utilisées pour apporter des éléments qualitatifs et quantitatifs de description de l'organisation spatiale des mouvements contribuant aux transports turbulents autour des structures cohérentes de la couche de mélange. Parmi les perspectives d'approfondissement que nous avons évoquées figure l'amélioration de la méthode des quadrants dans le sens de la distinction entre la contribution de la zone mélangée et celles des mouvements d'entraînement et d'éjection.

Le travail exploratoire entrepris sur les équations généralisées de Kolmogorov et de Yaglom pourra être complété par la modélisation des termes de forçage, en s'appuyant sur les résultats disponibles pour des écoulements présentant un gradient continu de vitesse et de température. La méthode PCTA fils croisés permettra à la fois d'établir et d'éprouver les modèles grâce à la mesure des corrélations d'incrément de vitesse et de température.

Il sera alors intéressant de pousser plus avant l'analyse des effets des forces de flottabilité, dans différentes combinaisons de la convection naturelle et de la convection forcée.

Les apports de cette thèse sur les exposants des lois de puissance qui décrivent le comportement des fonctions de structure sont apparus de nature à contribuer à l'amélioration des méthodes d'estimation du mouvement dans les séquences d'images par certaines méthodes de flot optique qu'élabore l'équipe Fluminance. L'objectif à terme est de compléter la panoplie des méthodes expérimentales par des méthodes optiques physiquement consistantes qui, en retour, permettront d'élargir le domaine des conditions expérimentales accessibles à la vélocimétrie par les images.

Enfin, une fonctionnalité très particulière de la soufflerie de couche de mélange n'a pas été utilisée dans cette thèse. La soufflerie peut en effet tourner sur son axe. Elle permet donc de changer l'orientation de la force de flottabilité dans le plan perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement. Cette fonctionnalité offre de nouvelles perspectives d'études en reportant le terme de flottabilité  $-\beta g_j \langle u_j T' \rangle$  sur différentes combinaisons de  $\langle v' T' \rangle$  et  $\langle w' T' \rangle$ .

---

# BIBLIOGRAPHIE

- [1] A. A. Abdel-Rahman, G. J. Hitchman, P. R. Slawson, and A. B. Strong. An x-array hot-wire technique for heated turbulent flows of low velocity. *J. Phys. E : Sci. Instrum*, 22(8) :638–644, 1989. [41](#)
- [2] G. N. Abramovich. *A method of producing a shear flow in stratified fluid*, volume 17. Mit Press, Cambridge Mass, 1963. [17](#)
- [3] S. F. Ali. Hot-wire anemometry in moderately heated flow. *Rev. Sci. Instrum*, 46(2) :185–191, 1975. [41](#)
- [4] D. A. Allen Yoder. *Algebraic Reynolds stress modeling of planar mixing layer flows*. PhD thesis, University of Cincinnati, 2005. [85](#)
- [5] F. Anselmet, Y. Gagne, E. J. Hopfinger, and R. A. Antonia. High-order velocity structure functions in turbulent shear flows. *J. Fluid Mech.*, 140 :63–89, 1984. [157](#)
- [6] R. A. Antonia and R. W. Bilger. Heated round jet in a coflowing stream. *AIAA J.*, 14(11) :1541–1547, 1976. [40](#), [41](#)
- [7] R. A. Antonia and L. W. B. Browne. Quadrant analysis in the turbulent far-wake of a cylinder. *Fluid Dynamics Research*, 2(1) :3–14, 1987. [128](#)
- [8] R. A. Antonia, A. J. Chambers, M. Sokolov, and C. W. Van Atta. Simultaneous temperature and velocity measurements in the plane of symmetry of a transitional turbulent spot. *J. Fluid Mech.*, 108 :317–343, 1981. [41](#)
- [9] R. A. Antonia, E. J. Hopfinger, Y. Gagne, and F. Anselmet. Temperature structure functions in turbulent shear flows. *Phys. Rev. A*, 30 :2704–2707, 1984. [157](#)

- [10] R. A. Antonia, Chambers A. J., and Browne L. W. B. Relations between structure functions of velocity and temperature in a turbulent jet. *Experiments in Fluids*, 1(4) :213–219, 1983. [153](#), [154](#), [168](#)
- [11] R. A. Antonia, M. Ould-Rouis, F. Anselmet, and Y. Zhu. Analogy between predictions of kolmogorov and yaglom. *J. Fluid Mech.*, 332 :395–409, 1997. [153](#), [157](#)
- [12] R. A. Antonia, A. Prabhu, and S. E. Stephenson. Conditionally sampled measurements in a heated turbulent jet. *J. Fluid Mech.*, 72(3) :455–480, 1975. [41](#)
- [13] R. A. Antonia, S. Rajagopalan, L. W. B. Browne, and A. J. Chambers. Correlations of squared velocity and temperature derivatives in a turbulent plane jet. *Physics of Fluids*, 25(7) :1156–1158, 1982. [157](#)
- [14] R. A. Antonia, S. Rajagopalan, and L. Fulachier. Comparison of temperature and velocity spectra in a slightly heated turbulent plane jet. *AIAA J.*, 22(2) :311–313, 1984. [40](#)
- [15] M. Azim and A. Islam. Plane mixing layers from parallel and non-parallel merging of two streams. *Experiments in Fluids*, 34 :220–226, 2003. [20](#), [24](#)
- [16] R. G. Batt. Some measurements on the effect of tripping the two-dimensional shear layer. *AIAA J.*, 13 :245–247, 1975. [20](#), [118](#)
- [17] R. G. Batt. Turbulent mixing of passive and chemically reacting species in a low speed shear layer. *J. Fluid Mech.*, 22 :93–126, 1977. [32](#), [33](#), [36](#), [96](#), [98](#), [117](#), [119](#), [122](#), [127](#)
- [18] C. Beguier, L. Fulachier, and J. F. Keffer. Turbulent mixing layer with an asymmetrical distribution of temperature. *J. Fluid Mech.*, 89(3) :561–587, 1978. [40](#), [41](#)
- [19] F. Belin, P. Tabeling, and H. Willaime. Exponents of the structure functions in a low temperature helium experiment. *Physica. D*, 93(1-2) :52–63, 1996. [160](#)
- [20] J. H. Bell and R. D. Metha. Development of a two-stream mixing layer from tripped and untripped boundary layer. *AIAA*, 28(12) :2034–2042, 1990. [19](#), [24](#), [117](#)
- [21] S. Bellin. *Étude expérimentale des structures cohérentes d’une couche de mélange plane turbulente de fluide incompressible*. Thèse de Ph.D., Université de Poitiers, 1991. [102](#), [117](#), [119](#)
- [22] R. Benzi, L. Bifrale, S. Ciliberto, M. V. Struglia, and R. Tripiccione. On the intermittent energy transfer at viscous scales in turbulent flows. *Europhys. Lett.*, 32(9) :709–713, 1995. [158](#), [170](#)

- 
- [23] R. Benzi, S. Ciliberto, C. Baudet, G. Ruiz Chavarria, and R. Tripiccione. Extended self-similarity in the dissipation range of fully developed turbulence. *Europhysics letters (Print)*, 24(4) :275–279, 1993. [158](#)
- [24] A. Berajeklian and L. Mydlarski. Simultaneous velocity-temperature measurements in the heated wake of a cylinder with implications for the modeling of turbulent passive scalars. *Physics of Fluids*, 23(5), 2011. [41](#)
- [25] L. P. Bernal and A. Roshko. Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *J. Fluid Mech.*, 170 :499–525, 1986. [28](#)
- [26] D. K. Bisset. Numerical simulation of heat transfer in turbulence mixing layers. In *13th Australasian Fluid Mechanics conference*, pages 21–24, 1998. [32](#), [33](#), [34](#), [35](#), [36](#), [122](#)
- [27] M. F. Blair and J. C. Bennett. Hot-wire measurement of velocity in temperature fluctuations in heated turbulent boundary layer. *J. Phys. E : Sci. Instrum*, 20 :209–216, 1987. [42](#)
- [28] J. Boussinesq. Essai sur la théorie des eaux courantes. Technical report, In *Mém. prés.Acad.Sci.* XXIII, 1877. [15](#)
- [29] P. Bradshaw. The effect of initial conditions on development of free shear layer. *J. Fluid Mech.*, 27 :225–236, 1966. [20](#), [24](#)
- [30] C. Braud. *Étude de la dynamique d'un écoulement à cisaillements croisés : Interaction couche de mélange-sillage*. Thèse de Ph.D., Université de Poitiers, 2003. [2](#)
- [31] C. Braud, D. Heitz, G. Arroyo, L. Perret, J. Delville, and J.P. Bonnet. Low-dimensional analysis, using pod, for two mixing layer-wake interactions. *International journal of heat and fluid flow*, 25(3) :351–363, 2004. [18](#)
- [32] K. Bremhorst. Flow interference effect with parallel array hot-wire anemometer probes. *J. Phys. E : Sci. Instrum*, 21(7) :722–724, 1988. [40](#)
- [33] K. Bremhorst and Graham L. J. W. A fully compensated hot/cold wire anemometer system for unsteady flow velocity and temperature measurements. *Meas. Sci. Technol.*, 1(5) :425–430, 1990. [41](#)
- [34] F. K. Browand and C. M. Ho. The mixing layer : an example of quasi two dimensional turbulence. *Journal de mécanique théorique et appliquée, numéro spécial*, pages 99–120, 1983. [98](#), [130](#)

- [35] F. K. Browand and B. O. Latigo. Growth of two-dimensional mixing layer from a turbulent and nonturbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, 22(6) :1011–1019, 1979. [19](#), [24](#)
- [36] G. L. Brown and A. Roshko. On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *J. Fluid Mech.*, 64 :775–816, 1974. [17](#), [18](#), [27](#), [28](#), [32](#), [98](#)
- [37] H Bruun. *Hot-Wire Anemometry : Principles and signal Analysis*. Oxford University Press, 1995. [40](#), [49](#)
- [38] H. H. Bruun. Interpretation of hot-wire probe signals in subsonic airflows. *J. Phys. E : Sci. Instrum*, 12(12) :1116–1128, 1979. [43](#)
- [39] C. M. Casciola, P. Gualtieri, R. Benzi, and R. Piva. Scale-by-scale budget and similarity laws for shear turbulence. *J. Fluid Mech.*, 476 :105–114, 2003. [156](#)
- [40] D. Cava, G. G. Katul, A. Scrimieri, D. Poggi, A. Cescatti, and U. Giosta. Buoyancy and the sensible heat flux budget within dense canopies. *Boundary-layer meteorology*, 118(1) :217–240, 2006. [128](#)
- [41] A. Chambers, R. Antonia, and L. Fulachier. Turbulent prandtl number and spectral characteristics of a turbulent mixing layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 28 :1461–1468, 1985. [127](#)
- [42] A. J. Chambers and R. A. Antonia. Atmospheric estimates of power-law exponents  $\nu$  and  $\nu_\theta$ . *Boundary-layer meteorology*, 28(3-4) :343–352, 1984. [157](#)
- [43] F. H. Champagne, C. A. Sleicher, and O. H. Wehrmann. Turbulente measurements with inclined hot-wires. part 1, heat transfer experiments with inclined hot-wires. *J. Fluid Mech.*, 28 :153–175, 1967. [52](#)
- [44] L. Chevillard, B. Castaing, and E. Leveque. On the rapid increase of intermittency in the near-dissipation range of fully developed turbulence. *The European physical journal. B, Condensed matter physics*, 45(4) :561–567, 2005. [164](#)
- [45] N. Chevray and N. K. Tutu. Intermittency and preferential transport of heat in a round jet. *J. Fluid Mech.*, 88(1) :133–160, 1978. [40](#)
- [46] R. Chevray and N. K. Tutu. Simultaneous measurements of temperature and velocity in heated flows. *Rev. Sci. Instrum*, 43(10) :1417–1421, 1972. [40](#), [98](#)
- [47] D. C. Collis and M. J. Williams. Two-dimensional convection from heated wires at low reynolds numbers. *J. Fluid Mech.*, 6 :357–384, 1983. [49](#)

- 
- [48] G. Comte-Bellot and G. R. Sarma. Constant voltage anemometer practice in supersonic flows. *AIAA J.*, 39 :261–270, February 2001. [39](#)
- [49] G. Comte-Bellot, G.R. Sarma, T.M. Faure, J.-P. Dussauge, P. Dupont, and J.-F. Debieve. Performance studies of the constant voltage anemometer in a mach 2.3 boundary layer. In *Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, 1999. ICIASF 99. 18th International Congress on*, pages 40/1–40/9, 1999. [39](#)
- [50] S. Corrsin. Extended applications of hot-wire anemometer. *Rev. Sci. Instrum.*, 18(7) :469–471, 1947. [43](#), [56](#)
- [51] S. Corrsin and M. S. Uberoi. Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet. Technical report, NACA, 1949. [42](#), [43](#), [98](#)
- [52] S. Corrsin and M. S. Uberoi. Spectrums and diffusion in a round turbulent jet. Technical report, NACA, 1950. [43](#)
- [53] L. Danaila, F. Anselmet, T. Zhou, and R. A. Antonia. A generalization of yaglom’s equation which accounts for the large-scale forcing in heated decaying turbulence. *J. Fluid Mech.*, 391 :359–372, 1999. [154](#)
- [54] L. Danaila, P. Le Gal, F. Anselmet, F. Plaza, and J. F. Pinton. Some new features of the passive scalar mixing in a turbulent flow. *Physics of Fluids*, 11(3) :636–646, 1999. [153](#), [155](#), [168](#)
- [55] L. Danaila and L. Mydlarski. Effect of gradient production on scalar fluctuations in decaying grid turbulence. *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 64(1) :1–9, 2001. [156](#), [162](#)
- [56] P. O. A. L. Davies and H. H. Bruun. The performance of a yawed hot wires. In *Proc. Symp. Instrumentation and data processing for Industrial Aerodynamics*, pages 10.1–10.15. National physical Laboratory, 1968. [52](#)
- [57] I. Dekeyser. Jet plan dissymétrique chauffé en régime turbulent incompressible. *Journal de mécanique théorique et appliquée*, 2(6) :915–945, 1983. [41](#)
- [58] A. Delafosse, M.-L. Collignon, M. Crine, and D. Toye. Estimation of the turbulent kinetic energy dissipation rate from 2d-piv measurements in a vessel stirred by an axial mixel ttp impeller. *Chemical engineering science*, 66(8) :1728–1737, 2011. [140](#)
- [59] P. E. Dimotakis and G. L. Brown. The mixing layer at high reynolds number : large-structure dynamics and entrainment. *J. Fluid Mech.*, 78(03) :535–560, 1976. [18](#), [28](#)

- [60] N. Doggett, G. P. and Chokani and S. P. Wilkinson. Effects of angle of attack on hypersonic boundary layer stability in a quiet wind tunnel. *AIAA*, 35 :464–470, 1997. [39](#)
- [61] B. Dziomba and H. E. Fiedler. Effect of initial condition on two-dimensional free shear layers. *J. Fluid Mech.*, 152 :419–442, 1985. [18](#)
- [62] A. Farcy. *Étude d'une méthode expérimentale d'analyse de la turbulence cinématique et thermique. Application au jet subsonique légèrement chauffé*. Thèse de Ph.D., Université de Poitiers, 1981. [43](#)
- [63] H. E. Fiedler. Transport of heat across a plane turbulent mixing layer. *Advances in Geophysics*, 18 :93–109, 1974. [31](#), [32](#), [98](#), [109](#), [117](#), [119](#)
- [64] U. Frisch. *The Legacy of A.N. Kolmogorov*. Cambridge University Press, 1995. [149](#)
- [65] U. Frisch, A. Mazzino, and M. Vergassola. Intermittency in passive scalar advection. *Physical review letters*, 80(25) :5532–5535, 1998. [166](#)
- [66] U. Frisch, P.-L. Sulem, and M. Nelkin. A simple dynamical model of intermittent fully developed turbulence. *J. Fluid Mech.*, 87(04) :719–736, 1978. [149](#), [157](#)
- [67] H. Fujita and L. S. G. Kovasznay. Measurement of reynolds stress by a single rotated hot wire anemometer. *Rev. Sci. Instrum*, 39 :1351–1355, 1968. [52](#)
- [68] L. Fulachier and R. Dumas. Spectral analogy between temperature and velocity fluctuations in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 77(2) :257–277, 1976. [43](#)
- [69] W. G. George, P. D. Beuther, and A. Shabbir. Polynomial calibrations for hot wires in thermally varying flows. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 2 :230–235, 1989. [51](#)
- [70] L. J. W. Graham and Bremhorst K. Instantaneous time-constant adjustment of cold-wires acting as resistance thermometers when using multi-wire anemometer probes. *Meas. Sci. Technol.*, 2(3) :238–241, 1991. [41](#)
- [71] P. Gualtieri, C. M. Casciola, R. Benzi, and R. Piva. Preservation of statistical properties in large-eddy simulation of shear turbulence. *J. Fluid Mech.*, 592 :471–494, 2007. [156](#)
- [72] A. S. Gurvitch. Experimental reaserch on frenquency spectra of atmospheric turbulence. *Izv. Akad. Nauk. SSSR,geofiz. ser.*, pages 1042–1055, 1960. [149](#)
- [73] H. Görtler. Berechnung von aufgaben der freien turbulenz auf grund eines neuen naherungsansatzes. *ZAMM*, 22 :244–254, 1942. [15](#)

- 
- [74] D. Heitz. *étude expérimentale du sillage d'un barreau cylindrique se développant dans une couche de mélange plane turbulente*. Thèse de Ph.D., Université de Poitiers, 1999. [2](#), [102](#)
- [75] M. A. Hernan and J. Jimenez. Computer analysis of a high-speed film of the plane turbulent mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 119 :323–345, 1982. [28](#)
- [76] R. J. Hill. The approach of turbulence to locally homogeneous asymptote as studied using exact structure-function equations. arXiv :physics/0206034v1 [physics.flu-dyn] 12 Juin 2002. [150](#), [151](#)
- [77] R. J. Hill. Applicability of Kolmogorov and Monin's equations of turbulence. *J. Fluid Mech.*, 353 :67–81, 1997. [151](#), [152](#)
- [78] R. J. Hill. Exact second-order structure-function relationships. *J. Fluid Mech.*, 468 :317–326, 2002. [150](#), [151](#), [152](#)
- [79] J. O. Hinze. *Turbulence : an introduction to its mechanism and theory*. McGraw-Hill, New York, 1959. [52](#)
- [80] J. O. Hinze. *Turbulence*. McGraw-Hill, New York, 1975. [140](#)
- [81] M. Hirota, H. Asano, Y. Mizuno, and S. Hirayama. Simultaneous measurements of velocity and temperature in thermal mixing layer. In *Proceedings of the 12th International Symposium on application of Laser Techniques to Fluid Mechanics-Portugal*, 2004. [44](#)
- [82] K. Hishida, J. Sakakibara, and R. J. Adrian. Combined planar laser-induced fluorescence-particle image velocimetry technique for velocity and temperature fields. *Experiments in Fluids*, 29(3) :129–140, 2000. [44](#)
- [83] H. Hui and M. M. Koochesfahani. Molecular tagging velocimetry and thermometry and its application to the wake of a heated circular cylinder. *Meas. Sci. Technol.*, 17(6) :1269–1281, 2006. [44](#)
- [84] A. K. Hussain and M. F. Zedan. Effects of the initial condition on the axisymmetric free shear layer : Effects of the initial momentum thickness. *Physics of Fluids*, 21 :1100–1112, 1978. [20](#)
- [85] P. Héas, E. Mémin, D. Heitz, and P. Mininni. Power laws and inverse motion modelling : application to turbulence measurements from satellite images. *Tellus A*, 64(0), 2011. [173](#)
- [86] F. E. Jørgensen. Disa triaxial probe ; measurements in three-dimensional flow. Technical report, DISA Report, FEJ/338, 1971. [51](#)

- [87] P. S Karasso and M. G Mungal. Scalar mixing and reaction in plane liquid shear layers. *J. Fluid Mech.*, 323 :23–63, 1996. [35](#), [36](#), [122](#)
- [88] G. Katul, B. Vidakovic, and J. Albertson. Estimating global and local scaling exponents in turbulent flows using discrete wavelet transformations. *Physics of Fluids*, 13(1) :241–250, 2001. [149](#)
- [89] M. A. Kegerise and E. F. Spina. A comparative study of constant-voltage and constant-temperature hot-wire anemometers : Part i – the static response. *EF*, 29 :154–164, 2000. [39](#)
- [90] M. A. Kegerise and E. F. Spina. A comparative study of constant-voltage and constant-temperature hot-wire anemometers : Part ii – the dynamic response. *EF*, 29 :165–177, 2000. [39](#)
- [91] W. Kollmann and J. Janicka. The probability density function of a passive scalar in turbulent shear flows. *Physics of Fluids*, 25(10) :1755–1769, 1982. [37](#), [122](#)
- [92] A. N. Kolmogorov. Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Dokl. AN SSSR*, 32 :19–21, 1941. [148](#), [150](#)
- [93] A. N. Kolmogorov. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 13 :82–85, 1962. [149](#)
- [94] J. H. Konrad. An experimental investigation of mixing in two-dimensional turbulent shear flows with application to diffusion-limited chemical reactions. Technical report, California Institute of Technology, 1976. [36](#), [96](#)
- [95] M. M Koochesfahani, R. K Cohn, and C. G Mackinnon. Simultaneous whole-field measurements of velocity and concentration fields using a combination of MTV and LIF. *Meas. Sci. Technol.*, 11(9) :1289–1300, 2000. [44](#)
- [96] M. M. Koochesfahani and P. E. Dimotakis. Mixing and chemical reactions in a turbulent liquid mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 170 :83–112, 1986. [36](#), [37](#), [122](#)
- [97] L. S. G. Kovasznay. The hot-wire anemometer in supersonic flow. *J. Aero. Sci.*, 17 :565–572, 1950. [43](#), [56](#)
- [98] L. S. G. Kovasznay. Turbulence in supersonic flow. *J. Aero. Sci.*, 20(10) :657–682, 1953. [43](#)
- [99] H. Kramers. Heat transfer from spheres to flowing media. *Physica*, 12 :61–80, 1946. [50](#)

- 
- [100] J. T. Lachowicz, N. Chokani, and S. P. Wilkinson. Boundary-layer stability measurements in a hypersonic quiet tunnel. *AIAA J.*, 34 :2496–2500, 1996. [39](#)
- [101] J. C. Lasheras, J. S. Cho, and T. Maxworthy. On the origin and evolution of streamwise vortical structures in a plane, free shear layer. *J. Fluid Mech.*, 172 :231–258, 1986. [28](#)
- [102] J. C. Lecordier, A. Dupont, P. Gajan, and P. Paranthoen. Correction of temperature fluctuation measurements using cold wires. *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 17(4) :307–311, 1984. [41](#)
- [103] J. Lemay, A. Benaissa, and R. A. Antonia. Correction of cold-wire response for mean temperature dissipation rate measurements. *Experimental thermal and fluid science*, 27 :133–143, 2003. [41](#)
- [104] G. P. Lemieux. *An experimental study of the effects of Reynolds number and Buoyancy upon the structure of the inclined turbulent two-dimensional jets*. PhD thesis, Queens’s University, Kingston, Canada, 1983. [41](#)
- [105] F. Lemoine, M. Wolf, and M. Lebouche. Mesures de température par fluorescence induite par laser : Extension aux principes de la mesure simultanée de vitesse, de concentration et de température. *Experiments in Fluids*, 7 :53–58, 1997. [44](#)
- [106] J. Lepore and L. Mydlarski. Finite-péclet-number effects on the scaling exponents of high-order passive scalar structure functions. *J. Fluid Mech.*, 713, 11 2012. [170](#), [172](#)
- [107] J. H. Lienhard and K. N. Helland. An experimental analysis of fluctuating temperature measurement using hot-wires at different overheats. *Experiments in Fluids*, 7 :265–270, 1989. [42](#)
- [108] D. S. Liepmann and J. Laufer. Investigations of free turbulent mixing. Technical Report 1257, NACA, 1947. [20](#), [22](#), [23](#), [24](#)
- [109] E. Lindborg. A note on kolmogorov’s third-order structure-function law, the local isotropy hypothesis and the pressure-velocity correlation. *J. Fluid Mech.*, 326 :343–356, 1996. [151](#)
- [110] C. G. Lomas. *Fundamentals of Hot-Wire Anemometry*. Cambridge University Press, 1986. [49](#)
- [111] S. S. Lu and W. W. Willmarth. Measurements of the structure of the reynolds stress in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 60(03) :481–511, 1973. [128](#)

- [112] B. Mandelbrot. Intermittent turbulence in self-similar cascades : divergence of high moments and dimension of the carrier. *J. Fluid Mech.*, 62(2) :331–358, 1974. [149](#)
- [113] B. Mandelbrot. In turbulence and navier-stokes equation. (ed. R. Temam). *Lecture Notes in Math.*, 565 :121, 1976. [149](#)
- [114] S. M. Masutani and C. T. Bowman. The structure of chemically reacting plane mixing layer. *J. Fluid Mech.*, 172 :93–126, 1986. [32](#), [33](#), [36](#), [96](#), [100](#), [102](#), [109](#), [111](#)
- [115] R. D. Metha. Effect of velocity ratio on plane mixing layer developpement : Influence of splitter plate wake. *Experiments in Fluids*, 10 :194–204, 1991. [20](#), [24](#), [25](#), [93](#), [98](#), [101](#), [102](#), [113](#)
- [116] R. D. Metha and R. V. Westphal. Near-field turbulence properties of single-and two-stream plane mixing layers. *Experiments in Fluids*, 4 :257–266, 1986. [20](#), [22](#), [24](#), [118](#)
- [117] F. Moisy. *Étude expérimentale des fluctuations de vitesse, de température et de pression en turbulence développée*. Thèse de Ph.D., Université Paris 6, 2000. [155](#), [157](#), [159](#), [166](#)
- [118] A. S. Monin. The theory of locally isotropic turbulence. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 125., pages 515–518, 1959. [151](#), [152](#)
- [119] M. G Mungal. *Experiments on mixing and combustion with low heat release in a turbulent shear flow*. PhD thesis, California Institute of Technology, 1983. [86](#)
- [120] M. G. Mungal and P. E. Dimotakis. Mixing and combustion with low heat release in a turbulent shear layer. *J. Fluid Mech.*, 148 :349–382, 1984. [36](#)
- [121] T. B. Ndiaye. *Couches de mélange entre une vitesse uniforme et un gradient de vitesse*. Thèse de Ph.D., Université de Poitiers, 2009. [2](#), [72](#), [73](#)
- [122] M. Ndoye. *Anémométrie fil chaud à température variable : application à l'étude d'une couche de mélange anisotherme*. Thèse de Ph.D., Université de Poitiers, 2008. [2](#), [3](#), [44](#), [47](#), [56](#), [61](#), [66](#), [72](#), [73](#), [86](#), [87](#), [98](#), [102](#), [109](#), [119](#), [121](#), [175](#)
- [123] M. Ndoye, J. Delville, D. Heitz, and G. Arroyo. Parameterizable constant temperature anemometer : a new method for the analysis of velocity–temperature coupling in turbulent heat transfer. *Meas. Sci. Technol.*, 21(7) :075401, 2010. [2](#), [44](#), [56](#), [87](#), [96](#), [128](#)
- [124] M. Ndoye, É. Dorignac, J. Delville, and G. Arroyo. Analysis of the velocity and temperature coupling in a plane mixing layer using variable temperature hot wire

- anemometry. In *Turbulence, Heat and Mass Transfer*, Rome, Italy, September, 14-18 2009. [2](#), [44](#), [56](#)
- [125] A. M Oboukhov. Some specific features of atmospheric turbulence. *J. Fluid Mech.*, 13(1) :77–81, 1962. [149](#)
- [126] D. Oster and I. Wygnanski. The forced mixing layer between parallel streams. *J. Fluid Mech.*, 123 :91–130, 1982. [20](#), [24](#)
- [127] M. Ould-Rouis, F. Anselmet, P. Le Gal, and S. Vaianti. Statistics of temperature increments in fully developed turbulence. part II. experiments. *Physica. D*, 85(3) :405–424, 1995. [164](#)
- [128] F. K. Owen, C. C. Horstman, and M. I. Kussoy. Mean and fluctuating flow measurements of a fully-developed, non-adiabatic, hypersonic boundary layer. *J. Fluid Mech.*, 70(2) :393–413, 1975. [43](#)
- [129] P. Paranthoën and J. C. Lecordier. Mesures de température dans les écoulements turbulents. *Revue générale de thermique*, 35 :283–308, 1996. [41](#), [42](#), [55](#)
- [130] G. Parisi and U. Frisch. On the singularity structure of fully developed turbulence, in turbulence and predictability in geophysical fluid dynamics. In *Proceed. Intern. School of Physics 'E. Fermi'*, pages 84–87, Varenna, Italy, 1985. [149](#)
- [131] P. Parnaudeau. *Étude numérique d'un écoulement cisailé turbulent complexe à basse vitesse : Application à la protection rapprochée*. Thèse de Ph.D., Université de Poitiers, 2004. [2](#)
- [132] R. P. Patel. An experimental study of a plane mixing layer. *AIAA J.*, 11 :67–71, 1973. [22](#), [23](#)
- [133] A. E. Perry. *Hot-wire anemometer*. Clarendon Press, 1982. [49](#)
- [134] L. M. Pickett and Ghandhi J. B. Passive scalar mixing in a planar shear layer with laminar and turbulent inlet conditions. *Physics of Fluids*, 14(3) :985–998, 2002. [33](#), [36](#), [122](#)
- [135] L. M. Pickett and J. B. Ghandhi. Passive scalar measurements in a planar mixing layer by plif of acetone. *Experiments in Fluids*, 31 :309–318, 2001. [96](#)
- [136] L. Pietri, M. Amielh, and F. Anselmet. Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a slightly heated jet combining a cold wire and laser doppler anemometry. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(1) :22–36, 2000. [44](#), [127](#)

- [137] L. Prandtl. *The mechanics of viscous fluids*. In W. F. Durand, editor, aerodynamic theory III, Pages 166, 1976. [15](#)
- [138] R. R. Prasad, C. Meneveau, and K. R. Sreenivassan. Multifractal nature of the dissipation field of passive scalars in fully turbulent flows. *Physical review letters*, 61(1) :74–77, 1988. [157](#)
- [139] D. Queiros-Conde. Géométrie de l’intermittence en turbulence développée. *Comptes rendus de l’Académie des sciences. Série IIb, mécanique, physique, astronomie*, 327 :1385–1390, 1999. [149](#)
- [140] F. Rincon. Anisotropy, inhomogeneity and inertial-range scalings in turbulent convection. *J. Fluid Mech.*, 563 :43–69, 2006. [150](#)
- [141] M. M. Rogers and R. D. Moser. Direct simulation of a self-similar turbulent mixing layer. *Physics of Fluids*, 6(2) :903–923, 1994. [25](#), [36](#), [101](#), [116](#)
- [142] G. Ruiz-Chavarria, C. Baudet, and S. Ciliberto. Scaling laws and dissipation scale of a passive scalar in fully developed turbulence. *Physica. D*, 99(2-3) :369–380, 1996. [158](#), [170](#)
- [143] C. M. Sabin. An analytic and experimental study of plane, incompressible, turbulent shear layer with arbitrary velocity ratio and pressure gradient. *Trans ASME J. Basic Engr.*, 87 :421–428, 1965. [17](#)
- [144] J. Sakakibara, K. Hishida, and M. Maeda. Vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging plane jet (simultaneous measurements of velocity and temperature fields by digital particle image velocimetry and laser-induced fluorescence). *International journal of heat and mass transfer*, 40(13) :3163–3176, 1997. [44](#)
- [145] F. Sakao. Constant temperature hot wires for determining velocity fluctuation in air flow accompanied by temperature fluctuations. *J. Phys. E : Sci. Instrum*, 6 :913–916, 1973. [42](#)
- [146] G. R. Sarma. Flow measuring apparatus. *US Patent 5074147*, 1991. [39](#)
- [147] Z. S. She and E. Lévêque. Universal scaling laws in fully developed turbulence. *Phys. Rev. Letters*, 72 :336–339, 1994. [149](#)
- [148] S. Shen and M. Y. Leclerc. Modelling the turbulence structure in the canopy layer. *Agricultural and forest meteorology*, 87(1) :3–26, 1997. [128](#)

- 
- [149] D. R. Smith and A. J. Smits. Simultaneous measurement of velocity and temperature fluctuations in the boundary layer of a supersonic flow. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 7(3) :221–229, 1993. [42](#)
- [150] B. W. Spencer. *Statistical investigation of pressure and velocity fields in the turbulent two-stream mixing layer*. PhD thesis, University of Illinois, 1970. [19](#)
- [151] B. W. Spencer and B. G. Jones. Statistical investigation of pressure and velocity fields in the turbulent two-stream mixing layer. In *AIAA 4th Fluid and Plasma Dynamical Conference*, pages 71–613. AIAA J., 1971. [17](#), [23](#), [26](#), [27](#), [117](#), [118](#), [119](#), [143](#), [144](#)
- [152] K. R. Sreenivassan and R. A. Antonia. The phenomenology of small-scale turbulence. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 29 :435–472, 1997. [157](#)
- [153] H. Tennekes and J. L. Lumley. *A first course in turbulence*. MIT Press, Cambridge, MA, 1972. [30](#), [94](#)
- [154] K. A. Thole and D. G. Bogard. Simultaneous temperature and velocity measurements. *Meas. Sci. Technol.*, 5(4) :435–439, 1994. [44](#)
- [155] A. S. Thorpe. A method of producing a shear flow in stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, 32 :693–704, 1968. [8](#)
- [156] A. A. Townsend. *Structure of turbulent shear flow*. Cambridge University Press, 1976. [15](#), [22](#), [30](#), [127](#)
- [157] J. Vanormelingen and E. Van den Bulck. Scalar transport in plane mixing layers. *Heat and Mass Transfer*, 35 :383–390, 1999. [33](#), [34](#)
- [158] P. V. Vukoslavcevic and J. M. Wallace. The simultaneous measurement of velocity and temperature in heated turbulent air flow using thermal anemometry. *Meas. Sci. Technol.*, 13(10) :1615–1624, 2002. [41](#)
- [159] J. M. Wallace, H. Ecklmann, and R. S. Brodkey. The wall region in turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, 54 :39–48, 1972. [128](#)
- [160] C. A. G. Webster. A note on sensitivity to yaw of a hot-wire anemometer. *J. Fluid Mech.*, 13 :307–312, 1962. [52](#)
- [161] D. R. Webster, P. J. W. Roberts, and L. Ra'ad. Simultaneous DPTV/PLIF measurements of a turbulent jet. *Experiments in Fluids*, 30(1) :65–72, 2001. [44](#)

- [162] J. Weiss, H. Knauss, S. Wagner, N. Chokani, G. Comte-Bellot, and A. D Kosi-nov. Comparative measurements in  $m = 2.54$  flow using constant-temperature and constant-voltage anemometers. In *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. AIAA J., 2003. [39](#)
- [163] C. D. Winant and F. K. Browand. Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate reynolds number. *J. Fluid Mech.*, 63(02) :237–255, 1974. [28](#)
- [164] I. Wygnanski and H. E. Fiedler. the two-dimensionnal mixing region. *J. Fluid Mech.*, 41 :327–361, 1970. [20](#), [22](#), [23](#), [26](#), [27](#), [31](#), [111](#), [117](#), [119](#)
- [165] V. Yakhot. 4/5 kolmogorov law for statistically stationary turbulence : application to high-rayleigh-number Bénard convection. *Physical review letters*, 69(5) :769–771, 1992. [156](#), [162](#)
- [166] J. Youssef. *Étude d'un jet plan turbulent se développant dans un flux uniforme en co-courant*. Thèse de Ph.D., Université de Poitiers, 2012. [52](#), [66](#)
- [167] A. J. Yule. Two-dimensional self-preserving turbulent mixing layes at different free-velocity ratios. Technical report, ARC R and M 3686, 1971 a. [19](#), [23](#), [24](#), [102](#)





# Étude expérimentale de la turbulence dans une couche de mélange anisotherme

**Résumé :** L'étude porte sur une couche de mélange plane horizontale générée par la rencontre de deux écoulements parallèles à vitesse et température différentes. Le mélange turbulent est analysé pour différentes conditions initiales en termes de gradients de vitesse et de température. On distingue en particulier des configurations en régime de stratification stable et instable sous l'effet des forces de flottabilité.

L'analyse des corrélations entre les fluctuations de vitesse et de température s'appuie sur la technique expérimentale d'anémométrie à température de fil variable (PCTA), qui permet la mesure instantanée de la vitesse et de la température en un même point grâce à la variation périodique et par palier du coefficient de surchauffe du fil chaud utilisé. Un premier travail a consisté à étendre la technique PCTA à l'utilisation de fils croisés pour la mesure simultanée de la température et de deux composantes de la vitesse.

Dans un premier temps, les statistiques en un point permettent d'identifier les caractéristiques de l'écoulement dans la région de similitude et d'y établir les équations de bilan pour l'énergie cinétique turbulente, l'intensité des fluctuations de température et les flux de quantité de mouvement et de chaleur. Il apparaît, vu les faibles nombres de Richardson en jeu ( $Ri_f < 0,03$ ), que les forces de flottabilité sont quasi-négligeables devant les moteurs principaux du mouvement. Pourtant, ce forçage thermique peu énergétique est suffisant, en configuration instable, pour augmenter significativement le taux d'expansion et la contrainte de cisaillement, ce qui correspond de fait à une augmentation de la production de turbulence. L'analyse des densités de probabilité jointes permet ensuite de mettre en évidence les mécanismes et événements qui contribuent significativement aux flux transversaux de quantité de mouvement et de chaleur. Ces différentes contributions sont différenciées et quantifiées par une analyse en quadrants qui fait ressortir la prépondérance des mouvements d'entraînement et d'éjection. On examine enfin les statistiques en deux points associées aux incréments de vitesse et de température. Le comportement de ces incréments est étudié à travers leurs densités de probabilité et leurs coefficients de dissymétrie et d'aplatissement. Les exposants des fonctions de structure confirment l'intermittence plus grande de la température par rapport à celle de la vitesse. Les différents termes des équations de Kolmogorov et de Yaglom sont mesurés. L'équilibre de ces bilans par échelle permet de quantifier le terme qui intègre les différents forçages proposés dans la littérature.

Mots clés : Couche de mélange, Anémométrie à fils chauds, Turbulence, mélange de température

## Experimental study of turbulence in a non-isothermal mixing layer

**Abstract :** The turbulent mixing is studied in a plane mixing layer for a range of initial conditions applied in terms of velocity and temperature gradients between the two parallel inlet flows. A particular attention is paid to the effect of buoyancy forces, especially in the difference between the so-called stable and unstable configurations, in relation to the sign of the vertical temperature gradient applied.

In this study, the novel experimental technique called PCTA, for Parameterizable Constant Temperature Anemometry, is used to enable the analysis of correlations between the velocity and temperature fluctuations. In a preliminary work, the PCTA technique, based on the implementation of repetitive multiple-overheat patterns to a hot wire, is extended and adapted for the instantaneous measurement of temperature and two components of velocity with X-wire probes.

In a first stage, one point statistics are analysed. They provide a description of the flow features in the similarity region, where the balance equations for turbulent kinetic energy, temperature variance and the momentum and heat fluxes are established. Considering the low Richardson numbers at stake ( $Ri_f < 0.03$ ), the buoyancy forces appear logically to be quantitatively negligible compared to the main driving forces, but such a low energy forcing mechanism is in fact sufficient, in unstable configuration, to significantly increase the shear stress and the expansion rate of the mixing layer, both phenomena being associated to an enhanced production of turbulence. In a second stage, a joint probability density function analysis highlights the mechanisms and events that significantly contribute to the transverse momentum and heat fluxes. These contributions are differentiated and quantified through a quadrant analysis which emphasizes the dominance of the local movements of entrainment and ejection associated to the Kelvin-Helmholtz structures. Finally, the study focuses on the two points statistics associated with velocity and temperature increments. The behaviour of these increments is studied through their probability densities, examined along with the skewness and kurtosis coefficients. The structure function exponents confirm the stronger intermittency of temperature compared to that of the velocity. The different terms of the Kolmogorov and Yaglom equations are estimated. The balance of these scale budgets allows the quantification of the forcing term that has been introduced in the literature.

Keywords : Mixing layer, Hot Wire Anemometry, Turbulence, Thermal mixing