

Instationnarités dans une bulle de décollement turbulente :
étude expérimentale

par

Abdelouahab MOHAMMED-TAIFOUR

THÈSE PRÉSENTÉE À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
COMME EXIGENCE PARTIELLE À L'OBTENTION
DU DOCTORAT EN GÉNIE
Ph.D.

MONTRÉAL, LE 17 MARS 2017

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Abdelouahab Mohammed-Taifour, 2017



Cette licence Creative Commons signifie qu'il est permis de diffuser, d'imprimer ou de sauvegarder sur un autre support une partie ou la totalité de cette oeuvre à condition de mentionner l'auteur, que ces utilisations soient faites à des fins non commerciales et que le contenu de l'oeuvre n'ait pas été modifié.

PRÉSENTATION DU JURY

CETTE THÈSE A ÉTÉ ÉVALUÉE

PAR UN JURY COMPOSÉ DE:

M. Julien Weiss, directeur de thèse
Département de génie mécanique - École de technologie supérieure

M. Mathias Glaus, président du jury
Département de génie de la construction - École de technologie supérieure

M. Yvan Maciel, examinateur externe
Département de génie mécanique - Université Laval

M. Louis Dufresne, membre du jury
Département de génie mécanique - École de technologie supérieure

M. Jérôme Vétel, membre du jury
Département de génie mécanique - École polytechnique de Montréal

ELLE A FAIT L'OBJET D'UNE SOUTENANCE DEVANT JURY ET PUBLIC

LE 20 FÉVRIER 2017

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

Bismi ALLAH,

Je tiens à remercier profondément mon directeur de recherche, le professeur Julien Weiss, pour m'avoir confié ce travail de recherche et pour son immense disponibilité tout au long du projet.

Mes remerciements au professeur Mathias Glaus, président de jury de cette thèse, au professeur Louis Dufresne et au professeur Jérôme Vétel pour avoir accepté d'être membres de jury et examinateurs de cette thèse. Mes remerciements vont aussi au professeur Yvan Maciel, membre de jury et examinateur externe.

Je suis également particulièrement reconnaissant envers M. Emmanuel Jondeau, ingénieur CNRS au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) à l'École Centrale de Lyon (France), qui m'a transmis une expérience considérable en techniques de mesure de vitesse par anémométrie à fil chaud et par PIV. Je remercie aussi chaleureusement Mme. Geneviève Comte-Bellot, professeur émérite de l'École Centrale de Lyon, pour la pertinence de ses conseils et pour les moments que nous avons partagés durant sa visite au laboratoire TFT en Mai 2013.

J'aimerais également exprimer ma grande considération à l'ensemble des techniciens et ingénieurs du département de génie mécanique pour leur aide précieuse et régulière, plus particulièrement M. Simon Laflamme avec qui j'ai pu mettre le système PIV en place.

Enfin, j'exprime un grand merci à tous les membres de l'équipe du TFT, actuels ou passés, notamment à Jean-Sébastien Lemyre-Baron, Hengyu Zhang, Azza Larguech, Mohamed Bouriga, Patrick Matthias Seltner, Julian Trünkle, Atabak Sadeghi Hassanlouei, Clément Heng et Arnaud LeFloch. Leurs travaux ont fait partie de cette étude. Un grand merci, bien sûr, à Quentin Schwaab pour son importante contribution à la caractérisation de l'écoulement.

INSTATIONNARITÉS DANS UNE BULLE DE DÉCOLLEMENT TURBULENT : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE

Abdelouahab MOHAMMED-TAIFOUR

RÉSUMÉ

La dynamique d'un écoulement turbulent massivement décollé ou bulle de décollement turbulente (TSB) dont le décollement est provoqué par l'imposition d'une succession de gradients de pression adverse et favorable sur une plaque plane a été étudiée expérimentalement. Cette étude est réalisée dans une soufflerie aérodynamique subsonique à circuit ouvert en utilisant plusieurs moyens de mesures, à savoir l'anémométrie à fil chaud, des capteurs de pression piézorésistifs et la vélocimétrie par images de particules (PIV). La vitesse de l'écoulement potentiel à l'infini amont est de 25 m/s et le nombre de Reynolds construit avec l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite en amont du point de décollement est de $Re_\theta \simeq 5000$.

La dynamique de la TSB a été analysée en se basant essentiellement sur les densités spectrales de puissance et les fonctions de corrélations des fluctuations de pression et de vitesse issues des mesures ponctuelles ainsi que la décomposition orthogonale en modes propres (POD) des champs de vitesse mesurés par PIV. Cette dynamique, dans laquelle deux phénomènes associés à des échelles temporelles distinctes prennent place, est bi-modale. Ces deux phénomènes sont relatifs au mouvement global de la TSB à basse fréquence et induisant de fortes variations de sa taille instantanée, et au mouvement convectif des structures cohérentes (CS) de la couche de cisaillement englobant la TSB et leur lâcher pseudo-périodique à moyenne fréquence. Le premier mode POD, contenant $\sim 30\%$ de l'énergie totale, a été associé au mouvement global de la TSB. Lorsqu'il est utilisé pour construire un modèle réduit de l'écoulement, il décrit les cycles de contraction / dilatation de la TSB, dénommés mouvement de respiration. Ce mouvement provoque des changements de la longueur de la TSB allant à $\sim 90\%$ de sa longueur moyenne et conduit à des fluctuations de pression à basse fréquence qui sont observées principalement en amont du point de décollement et en aval du point de recollement. Les mécanismes physiques établis pour d'autres types de la TSB et pouvant piloter ce mouvement ont été discutés, néanmoins aucun d'entre eux ne semble vraisemblable dans la présente configuration de TSB. Le mode de lâcher tourbillonnaire est associé à une fréquence qui, lorsqu'elle est normalisée par l'épaisseur de vorticité et la vitesse de convection des structures, résulte en une fréquence réduite en très bonne concordance avec celle obtenue dans une couche de mélange plane. La couche de cisaillement se développe en grande partie en amont du point de décollement moyen via un processus similaire à celui observé dans une couche de mélange plane.

Mots clés: bulle de décollement turbulente, instationnarités, mécanismes instationnaires, dynamique bi-modale.

UNSTEADINESS IN A LARGE TURBULENT SEPARATION BUBBLE : EXPERIMENTAL STUDY

Abdelouahab MOHAMMED-TAIFOUR

ABSTRACT

The unsteady behaviour of a massively separated, pressure-induced, turbulent separation bubble (TSB) is investigated experimentally using constant voltage Hot-Wire Anemometer, high-speed Particle-Image Velocimetry (PIV) and piezo-resistive pressure sensors. The TSB is generated on a flat test surface by a combination of adverse and favorable pressure gradients in the test section of a low-speed, blow-down wind tunnel. The Reynolds number based on the momentum thickness of the incoming boundary layer is about 5000 and the free-stream velocity is 25 m/s.

The unsteady behaviour of the TSB was mainly analysed by computing power spectral density and correlation coefficient of the single and two-points velocity and pressure fluctuation measurements. Furthermore, proper orthogonal decomposition (POD) was used, on velocity fields measured by PIV, to separate the different scales in the flow in different unsteady modes. The dynamic of the TSB was found to be bimodal and in which two separate time-dependent phenomena take place : a low-frequency global motion, which is responsible for a large variation in TSB instantaneous size, and a medium-frequency unsteadiness, which is linked to the convection of large-scale vortices in the shear layer bounding the recirculation zone and their pseudo-periodic shedding downstream of the TSB. The first POD mode contains about 30% of the total kinetic energy and is shown to describe a low-frequency contraction and expansion cycles, called breathing, of the TSB. This breathing is responsible for a variation in TSB size of approximately 90% of its average length and generates low-frequency wall-pressure fluctuations that are mainly felt upstream of the mean detachment and downstream of the mean reattachment. Possible mechanisms of the breathing motion were discussed based on those formulated for other types of TSB, however, none of them seems likely to explain the breathing in the current TSB configuration. The shedding mode is associated with a central frequency that when scaled with the vorticity thickness of the shear layer and the convection velocity of the structures, it was shown to be very close to the characteristic frequency of vortices convected in turbulent mixing layers. The shear layer develops mainly upstream of the mean detachment via a process similar to that observed in a mixing-layer flow.

Keywords: turbulent separation bubble, unsteadiness, mechanisms of unsteadiness, bimodal dynamics.

TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	11
1.1 Structure de couche limite turbulente à ZPG	11
1.1.1 Définition et échelles caractéristiques	11
1.1.2 Structures cohérentes de couche limite à ZPG	13
1.1.2.1 Stries, processus d'éclatement et tourbillons quasi-longitudinaux	14
1.1.2.2 Tourbillons en épingle à cheveux	15
1.1.2.3 Effet du nombre de Reynolds et superstructures	15
1.2 Décollement de couche limite	18
1.2.1 Terminologie de décollement turbulent stationnaire 2D	18
1.2.2 Décollement turbulent stationnaire 3D	20
1.2.3 Recollement d'un écoulement décollé – bulle de décollement	22
1.2.4 Assemblage topologique – application aux zones massivement décollées	23
1.3 Configurations académiques de TSB et instationnarités associées	25
1.3.1 TSB induite par une singularité géométrique (GITSB)	25
1.3.2 TSB induite par un choc (SBLI)	27
1.3.3 TSB induite par un APG (PITSB)	28
1.4 Mécanismes des instationnarités	30
1.4.1 Mécanismes du lâcher tourbillonnaire	31
1.4.2 Mécanismes de l'instationnarité à basse fréquence	36
1.4.2.1 Mécanismes à forçage aval ou intrinsèque	36
1.4.2.2 Mécanismes à forçage amont ou extrinsèque	41
1.5 Conclusion	43
CHAPITRE 2 MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE	45
2.1 Dispositifs expérimentaux	45
2.1.1 Soufflerie	45
2.1.2 Moyens de mesure	50
2.1.2.1 Anémométrie à fil chaud (HWA)	50
2.1.2.2 Capteurs de pression instationnaire	62
2.1.2.3 Vélocimétrie par images de particules (PIV)	63
2.1.3 Techniques de visualisation de l'écoulement	82
2.2 Méthodes de traitement de données	83
2.2.1 Analyse spectrale et corrélation	84
2.2.2 Débruitage sélectif	88
2.2.3 Décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD)	93
2.2.4 Critères d'identification des structures cohérentes	97

2.3	Niveau de turbulence et mise en place de l'écoulement	100
2.4	Conclusion	105
 CHAPITRE 3 TOPOLOGIE MOYENNE ET ASPECTS STATISTIQUES DE LA TSB		
3.1	Zone de développement	108
3.2	Zone du gradient de pression	112
3.2.1	Topologie moyenne de la TSB	112
3.2.2	Mesure de l'intermittence et délimitation de la TSB	115
3.2.3	Organisation moyenne de la recirculation et statistiques de turbulence	118
3.2.4	Effets 3D	125
3.3	Zone de relaxation	128
3.4	Conclusion	133
 CHAPITRE 4 DYNAMIQUE DE L'ÉCOULEMENT – MÉCANISMES INSTATIONNAIRES		
4.1	Analyse spectrale et corrélations	135
4.1.1	Fréquences caractéristiques des instationnarités liées à la TSB	136
4.1.2	Localisation des instationnarités liées à la TSB	142
4.1.3	Bilan de l'analyse spectrale	147
4.2	Décomposition orthogonale en modes propres (POD)	148
4.3	Instationnarité à basse fréquence (mouvement de respiration de la TSB)	155
4.3.1	Moyennes conditionnelles – Évidence du mouvement de respiration	155
4.3.2	Topologies caractéristiques associées au mouvement de respiration	159
4.3.3	Lien avec les fluctuations de pression à basses fréquences en amont de la TSB	164
4.3.4	Modèle des profils instantanés de pression	165
4.4	Instationnarité à moyenne fréquence (lâcher tourbillonnaire)	167
4.4.1	Analyse par inter-corrélations – Évidence de l'instationnarité convective	168
4.4.2	Dynamique tourbillonnaire dans l'écoulement	172
4.5	Mécanismes physiques pilotant la dynamique bi-modale de la TSB	176
4.5.1	Mécanisme physique du lâcher tourbillonnaire	176
4.5.2	Mécanisme physique du mouvement de respiration	180
4.6	Conclusion	184
 CONCLUSION		
187		
 BIBLIOGRAPHIE		
192		

LISTE DES FIGURES

	Page	
Figure 0.1	Différentes zones d'une bulle de décollement.	2
Figure 1.1	Structure en épingle à cheveux. Tirée de Robinson (1991).	16
Figure 1.2	Modèle conceptuel de LSM. Tirée de Adrian <i>et al.</i> (2000b).	16
Figure 1.3	Spectrogramme de fluctuations de vitesse longitudinale à $Re_\tau = 7200$. Tirée de Hutchins et Marusic (2007b).	17
Figure 1.4	Terminologie de décollement turbulent stationnaire 2D d'après Simpson (1981).	19
Figure 1.5	Classification des points critiques. Tirée de Délery (2013).	21
Figure 1.6	Les principaux points critiques pour la description topologique des écoulement 3D. Tirée de Délery (2013).	21
Figure 1.7	Les quatre configurations possibles de ligne de décollement. Tirée de Surana <i>et al.</i> (2006).	22
Figure 1.8	Exemple d'assemblage topologique d'un écoulement massivement décollé, adaptée de Foss (2004).	25
Figure 1.9	Configurations de GITSB.	26
Figure 1.10	Configurations de SBLI. Adaptée de Clemens et Narayanaswamy (2014).	28
Figure 1.11	Configurations de PITSB. (a) Modèle expérimental, (b) modèle numérique.	29
Figure 1.12	Mécanismes de lâcher tourbillonnaire. (a) <i>Shear-layer mode</i> , (b) <i>wake mode</i> . Tirée de Hudy <i>et al.</i> (2007)	32
Figure 1.13	Profils d'une couche de mélange plane.	34
Figure 1.14	Mécanisme de respiration associé à l'oscillation du profil de vitesse instantané. Tirée de Beresh <i>et al.</i> (2002).	41
Figure 1.15	Superstructures dans un écoulement supersonique à $y/\delta = 0.2$ ($M_\infty = 2$ et $Re_\tau \sim 17000$). Tirée de Ganapathisubramani <i>et al.</i> (2009).	42

Figure 2.1	Schéma de la soufflerie à couche limite du TFT	46
Figure 2.2	Photographie de la section d'essai.....	48
Figure 2.3	Schéma du circuit CVA.	52
Figure 2.4	Exemple d'une courbe d'étalonnage en vitesse.....	57
Figure 2.5	Réponse d'un fil chaud à un signal carré en fonctionnement CVA.	58
Figure 2.6	$M_{\text{CVA}} = f(U)$, \circ mesurées, - - Eq. 2.10 avec $m_w c_w / \chi R_0 = 8 \times 10^6 \text{ A}^2$, — Eq. 2.10 avec $m_w c_w / \chi R_0$ nominal.	58
Figure 2.7	Profil moyen et profil de variance de fluctuations de vitesse dans une couche limite à ZPG, $Re_\tau \simeq 1750$ ($Re_\theta \simeq 4800$).....	60
Figure 2.8	PSD de fluctuations de vitesse à $y^+ = 114$	61
Figure 2.9	Courbes d'étalonnage des capteurs de pression instationnaire (SN : <i>Serial Number</i>).	63
Figure 2.10	Composition de pics de fonction d'intercorrélation. Tirée de Raffel <i>et al.</i> (2007).....	71
Figure 2.11	Montage de la PIV 2D-2C par plans verticaux.	74
Figure 2.12	Stations de mesures PIV.	75
Figure 2.13	Exemple d'une image PIV à la station 1, image brute (<i>gauche</i>), image sans bruit de fond (<i>droite</i>).	77
Figure 2.14	Histogramme 2D des composantes de vitesse.	79
Figure 2.15	Histogramme de déplacement.	79
Figure 2.16	Histogramme en fraction de pixel pour l'exemple de la figure 2.15.	80
Figure 2.17	Histogramme en fraction de pixel avec une intensité du blocage de pic de 64%.....	80
Figure 2.18	Profil moyen et profil de variance de fluctuations de vitesse dans une couche limite à ZPG, $Re_\tau \simeq 1850$ ($Re_\theta \simeq 5700$).....	81
Figure 2.19	PSD de fluctuations de vitesse à $y^+ = 160$	81
Figure 2.20	Schéma bloc du processus de filtrage optimal, tirée de Naguib <i>et al.</i> (1996).	89

Figure 2.21	Schéma bloc du filtre soustracteur de cohérence, tirée de Bendat et Piersol (2010).	89
Figure 2.22	PSD de fluctuations de pression et fonction de cohérence à $x_{\text{ref}} = 1.05 \text{ m}$ et $x_{\text{main}} = 1.10 \text{ m}$	92
Figure 2.23	PSD de fluctuations de pression et fonction de cohérence à $x_{\text{ref}} = 1.05 \text{ m}$ et $x_{\text{main}} = 1.60 \text{ m}$	92
Figure 2.24	Domaine d'intégration pour le critère Γ_2	101
Figure 2.25	PSD de fluctuations de vitesse dans l'écoulement potentiel à $x \simeq 0.5 \text{ m}$, $y \simeq 0.08 \text{ m}$ et $z \simeq 0 \text{ m}$	102
Figure 2.26	Composantes du taux de turbulence.....	102
Figure 2.27	Topologie de l'écoulement, cas d'un décollement asymétrique.	104
Figure 2.28	Topologie de l'écoulement, cas d'un décollement quasi-symétrique.	104
Figure 2.29	Exemple de distribution du c_p sur la surface supérieure, cas d'un décollement asymétrique.	104
Figure 3.1	Distribution du c_p sur la surface supérieure de la section d'essai.	107
Figure 3.2	Profils moyens de vitesse dans la zone de développement.	108
Figure 3.3	Profil de c_f dans la zone de développement.	109
Figure 3.4	Profils moyens de vitesse à $x = 1.10 \text{ m}$	110
Figure 3.5	Profils extérieurs à $x = 1.10 \text{ m}$	111
Figure 3.6	Visualisation des lignes de frottement sur les parois supérieure et latérale.	113
Figure 3.7	Contours de γ (%). Les valeurs de $\gamma > 99\%$ sont représentées en blanc pour la clarté.	115
Figure 3.8	L'intermittence à $y = 1 \text{ mm}$ sur la ligne $z = 0$	117
Figure 3.9	L'intermittence à $y = 1 \text{ mm}$ sur les lignes $z = 0$, $z = \pm 0.10 \text{ m}$ et $z = \pm 0.20 \text{ m}$. Tirée de Schwaab et Weiss (2015).	117
Figure 3.10	Image de film d'huile avec quelques iso-lignes de γ	117

Figure 3.11	(a) Cartographie de U/U_∞ ; (b) le champ moyen de vecteur vitesse et (c) cartographie de ω_z^*	119
Figure 3.12	Cartographie de U à $y = 4$ mm.	120
Figure 3.13	Représentation 3D des cartographies de U/U_∞ dans la zone de recirculation.	120
Figure 3.14	Cartographies de : (a) $\sqrt{\bar{u'^2}}/U_\infty$; (b) $\sqrt{\bar{v'^2}}/U_\infty$ et (c) $-\bar{u'v'}/U_\infty^2 \times 10^3$	121
Figure 3.15	Comparaison des profils des composantes longitudinales : (a) de vitesse moyenne et (b) de taux de turbulence.....	123
Figure 3.16	Distribution de $c_{p'}$ sur la ligne médiane.	123
Figure 3.17	Profils moyens de vitesse sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.10$ m.....	126
Figure 3.18	Profils moyens de vitesse sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.20$ m.....	126
Figure 3.19	Profils de la composante longitudinale du taux de turbulence sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.10$ m.	127
Figure 3.20	Profils de la composante longitudinale du taux de turbulence sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.20$ m.	127
Figure 3.21	Profils moyens de vitesse dans la zone de relaxation.....	129
Figure 3.22	Profils moyens de vitesse en échelle de paroi.....	130
Figure 3.23	Profils de variance de fluctuations de vitesse dans la zone de relaxation. \times sont tirées de Jovic (1996) pour $x^* = 2.23$	131
Figure 3.24	PSD pré-multipliées de fluctuations de la vitesse longitudinale à $x^* = 2.66$	132
Figure 4.1	PSD de fluctuations de pression sur la ligne $z^* = 0$	137
Figure 4.2	PSD pré-multipliées de fluctuations de pression sur la ligne $z^* = 0$	138
Figure 4.3	Cartographie des PSD de fluctuations de pression.	139
Figure 4.4	Distribution de $\tilde{c}_{p'}$ sur la ligne médiane.	140
Figure 4.5	PSD de fluctuations de vitesse le long de la ligne médiane ($z^* = 0$) à $y = \delta$	141

Figure 4.6	PSD pré-multipliées de fluctuations de pression.....	142
Figure 4.7	PSD pré-multipliées de fluctuations de vitesse sur $y = \delta$	142
Figure 4.8	Cartographie de $R_{u'u'}$ sur $y = \delta$. MF : <i>Medium Frequency</i>	143
Figure 4.9	$R_{u'u'}$ à quatre positions x^* de la figure 4.8.....	143
Figure 4.10	Cartographie de $R_{u'u'}$ pour $y_{\max(\omega_z)}$	144
Figure 4.11	$R_{u'u'}$ à quatre positions x^* de la figure 4.10.	144
Figure 4.12	Cartographie de $R_{u'u'}$ au recollement $x^* = 1$	145
Figure 4.13	$R_{u'u'}$ pour quatre positions y^* de la figure 4.12.....	145
Figure 4.14	Traces temporelles de fluctuations de vitesse.....	146
Figure 4.15	Contribution des 50 premiers modes POD à la TKE et leur TKE cumulée à la station V4.	149
Figure 4.16	Contribution des 50 premiers modes POD à la TKE aux six stations de mesure.....	149
Figure 4.17	Cartographies des quatre premiers modes spatiaux POD.	151
Figure 4.18	Cartographie du premier mode spatial POD dans le domaine fréquentiel.	154
Figure 4.19	Positions de mesure en relation avec la figure 4.21.	156
Figure 4.20	PDF du pourcentage de l'écoulement de retour sur les quatre stations de mesure par PIV (V1 à V4).	156
Figure 4.21	Moyennes conditionnelles de γ , de la position moyenne de décollement/recollement et de fluctuations de pression. La colonne gauche au décollement et la colonne droite au recollement.	157
Figure 4.22	Cartographies du flux de retour (U/U_∞) issues de l'analyse par moyennes conditionnelles des champs de vitesse.	159
Figure 4.23	Cartographies (en \tilde{u}/U_∞) des topologies associées aux valeurs extrêmes du premier coefficient modal $a^1(t)$	161
Figure 4.24	Fonctions d'inter- corrélation $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ pour la composante basse fréquence.....	162

Figure 4.25	Contribution des 50 premiers modes POD à la TKE aux stations H2 et H3.	162
Figure 4.26	Cartographies de \tilde{u} (m/s) dans le plan (x^*, z^*) . Topologies associées aux valeurs extrêmes du premier coefficient modal $a^1(t)$	164
Figure 4.27	Traces temporelles de fluctuations de pression à $x^* = -0.37$ et du coefficient modal $a^1(t)$	165
Figure 4.28	Cartographie de $R_{p'_1 p'_2}$ pour la composante LF, $x_{\text{ref}}^* = -0.25$	166
Figure 4.29	Cartographie de $R_{p'_1 p'_2}$ pour la composante LF, $x_{\text{ref}}^* = 1.39$	166
Figure 4.30	$R_{p'_1 p'_2}(\Delta x^*)$ sur la ligne médiane $z^* = 0$	166
Figure 4.31	Modèle des profils instantanés de pression.	166
Figure 4.32	Scénarios hypothétiques des cycles de dilatation / contraction de la TSB.	167
Figure 4.33	Fonctions d'inter-corrélation de fluctuations de pression $R_{p'_1 p'_2}(\tau)$ avec $x_{\text{ref}}^* = 0.95$	168
Figure 4.34	Fonction de cohérence $C_{p'_1 p'_2}$ et angle de phase $\theta_{p'_1 p'_2}$ entre $x^* = 1.19$ et $x^* = 1.31$	169
Figure 4.35	PSD de fluctuations de vorticité moyennée sur les champs instantanés des stations V1 à V4.	169
Figure 4.36	Contours des fonctions d'inter-corrélation de fluctuations de vitesse $R_{u'_1 u'_2}$ à $y_{\max(\omega_z)}$. Les positions de références sont au centre de chaque station.	171
Figure 4.37	Cartographie de $R_{p'_1 p'_2}$ pour la composante MF, $x_{\text{ref}}^* = 1.39$	172
Figure 4.38	Vitesse de convection moyenne normalisée U_c/U_{ref}	172
Figure 4.39	Illustration de la dynamique tourbillonnaire avec le critère $Q > 0.1$ à la station V4. Les champs de vitesse sont reconstruits sur les modes POD 2 à 50.	173
Figure 4.40	Illustration de la dynamique tourbillonnaire avec le critère $\Gamma_2 \leq -\frac{2}{\pi}$ à la station V4.....	174
Figure 4.41	Nombre de Strouhal associé au CS de la couche de cisaillement.	175

Figure 4.42	L'évolution de l'épaisseur de vorticité dans la zone de recirculation.	177
Figure 4.43	Fonctions d'inter- corrélation $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ pour la composante MF.	179
Figure 4.44	Représentation de $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ à $x^* = 1.63$ en fonction $\Delta z/\delta_\omega$	179
Figure 4.45	PSD pré-multipliées de fluctuations de pression aux centres des tourbillons de paroi F1 et F2.	181
Figure 4.46	Cartographie de $\text{neg}(u')$ reconstruite à l'aide de l'hypothèse de Taylor à $y^* = 0.01$. Le champ PIV est montré en pointillés.	182
Figure 4.47	$R_{u'_1 u'_2}(\Delta x/\delta)$ à $y^* = 0.01$	183
Figure 4.48	$R_{u'_1 u'_2}(\Delta z/\delta)$ à $y^* = 0.01$	183

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

APG	Gradient de pression adverse
BFS	Marche descendante
CTA	Anémomètre à température constante
CS	Structures cohérentes
CVA	Anémomètre à voltage constant
DNS	Simulation numérique directe
FFS	Marche montante
FPG	Gradient de pression favorable
GITSB	Bulle de décollement induite par une singularité géométrique
HWA	Anémométrie à fil chaud
LES	Simulation des grandes échelles
PITSB	Bulle de décollement induite par un gradient de pression sur une paroi lisse
PIV	Vélocimétrie par images de particules
POD	Décomposition orthogonale en modes propres
PSD	Densité spectrale de puissance
SBLI	Bulle de décollement induite par choc
TSB	Bulle de décollement turbulente
TT	Capteur de direction de l'écoulement : <i>Thermal Tuft</i>
VLSM	Superstructures de couche limite : <i>Very-Large-Scale Motions</i>
ZPG	Gradient de pression nul
(CR)	Point de recollement complet
(ID)	Point de décollement naissant
(ITD)	Point de décollement intermittent transitoire
(TD)	Point de décollement transitoire
(TR)	Point de recollement transitoire

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

$a^k(t)$	coefficients modaux POD
a_w	coefficient de surchauffe de la sonde à fil chaud
\mathbf{A}^k	vecteurs propres de \mathbf{C}
\mathbf{C}	tenseur de covariance de champs de vitesse
c_f	coefficient de frottement
c_p	coefficient de pression : $c_p = (p - p_{\text{ref}})/\frac{1}{2}\rho U_{\text{ref}}^2$
$c_{p'}$	coefficient de pression fluctuant : $c_{p'} = p'_{\text{rms}}/\frac{1}{2}\rho U_{\text{ref}}^2$
$C_{x_1x_2}(f)$	fonction de cohérence
d_w	diamètre de la sonde à fil chaud
f	fréquence
$G_{xx}(f), G_{x_1x_2}(f)$	autospectre et spectre croisé unilatéraux
H	facteur de forme d'une couche limite : $H = \delta^*/\theta$
L	ordre du filtre optimal
L_b	longueur moyenne de TSB
l_w	longueur de la sonde à fil chaud
M_{CVA}	constante de temps de la sonde à fil chaud en fonctionnement CVA
p	pression statique pariétale
Q	second invariant du tenseur de gradient de vitesse
q_{ref}	pression dynamique de référence
R_a, R_w	résistances à froid et à chaud de la sonde à fil chaud
$R_{xx}, R_{x_1x_2}$	fonctions d'auto-corrélation et d'inter-corrélation
Re_θ	nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la quantité de mouvement
St	nombre de Strouhal : $St = fL_b/U_{\text{ref}}$

St_{δ_ω}	nombre de Strouhal associé à l'écoulement de couche de mélange : $St = f\delta_\omega/U_c$
$\mathbf{S}_u, \mathbf{S}_v$	matrices des snapshots
T_a, T_w	températures à froid et à chaud de la sonde à fil chaud
T_C	constante de temps du circuit CVA
$u = U + u', v = V + v', w = W + w'$	composantes longitudinale, verticale et transversale de la vitesse
U_c	vitesse de convection
U_τ	vitesse de frottement
$U^+ = f(y^+)$	loi de paroi dans une couche limite turbulente
$\sqrt{u_i'^2}/U_\infty$	composantes du taux de turbulence
$-\overline{u'v'}/U_\infty^2$	contrainte de cisaillement de Reynolds
V_w	tension d'alimentation de la sonde à fil chaud
V_s	tension de sortie du circuit CVA
x, y, z	positions longitudinale, verticale et transversale
x^*, y^*, z^*	positions longitudinale, verticale et transversale normalisées
x_{TD}	position longitudinale du point TD
γ	intermittence : <i>Forward-flow fraction</i>
γ'	moyenne conditionnelle de l'intermittence instantanée
Γ_2	second détecteur de vorticité de Graftieaux <i>et al.</i> (2001)
δ	épaisseur de couche limite à $U = 0.99U_\infty$
δ_ω	épaisseur de vorticité
δ^*	épaisseur de déplacement
Δ_x, Δ_z	décalages spatiaux
θ	épaisseur de quantité de mouvement
$\theta_{x_1x_2}(f)$	angle de phase du spectre croisé

λ	longueur d'onde
λ^k	valeurs propres de \mathbf{C}
τ	décalage temporel
τ_w	contrainte de cisaillement pariétale
$\Phi^k(\mathbf{x}) = (\Phi_u^k(\mathbf{x}), \Phi_v^k(\mathbf{x}))$	modes spatiaux POD
$\psi = 0$	ligne séparatrice définie comme $\int_0^{y(x)} U dy = 0$
ω_z	vorticité dans le plan (x, y)
\cdot_{ref}	variables mesurées à la position de référence
\cdot_{rms}	écart-type des quantités fluctuantes
\cdot^*	paramètres idéaux ou normalisés
\cdot^+	paramètres / variables normalisés par l'échelle de paroi
\cdot_{∞}	variables mesurées dans l'écoulement potentiel
$\tilde{\cdot}$	variables tronquées

INTRODUCTION

Motivation

Lors de la convection d'un écoulement de fluide visqueux à grand nombre de Reynolds autour d'un obstacle, les effets de viscosité du fluide se manifestent uniquement dans une fine couche à proximité immédiate de l'obstacle. La viscosité impose l'adhérence du fluide à la paroi, et par conséquent le fluide doit venir à un repos relatif à la surface de l'obstacle. Plus on s'éloigne de la surface de l'obstacle, plus la vitesse augmente jusqu'à atteindre celle de l'écoulement libre (loin de l'obstacle). La fine couche à proximité de la paroi, là où les variations de la vitesse longitudinale sont très rapides, est appelée couche limite. L'action de la viscosité à l'intérieur de la couche limite va toujours dans le sens d'une diminution d'énergie cinétique. Supposons que l'écoulement au voisinage de la paroi évolue de plus en présence de forces de pression qui s'opposent au mouvement. Lorsque ces forces de pression ne sont pas très intenses, leurs effets ajoutés à ceux de la viscosité provoquent un simple ralentissement de l'écoulement. Néanmoins, lorsque les forces de pression sont suffisamment intenses, le fluide ne peut plus suivre la paroi et s'en détache finalement. On atteint alors le point de décollement de la couche limite au delà duquel une zone de recirculation accompagnée d'une couche de cisaillement prennent place.

Dans certains cas, il arrive que la couche de cisaillement produite par le décollement de couche limite se recolle à la paroi. Le processus de décollement/recollement est alors appelé bulle de décollement. La bulle de décollement inclut les zones de décollement, de recirculation, de recollement et la couche de cisaillement qui les entoure (*cf. figure 0.1*). La bulle de décollement peut être classée en deux types selon l'état de la couche limite au décollement. Le processus de décollement/recollement est appelé *bulle de décollement laminaire* si la couche limite est laminaire au décollement. Ce cas de configuration révèle plusieurs applications pratiques de l'aérodynamique externe à nombre de Reynolds faible ou modéré (pratiquement tous les décollements de bord d'attaque des surfaces portantes des drones, des micro véhicules aériens, des rotors des éoliennes ...). Cependant, à haut nombre de Reynolds, exemple typique de la

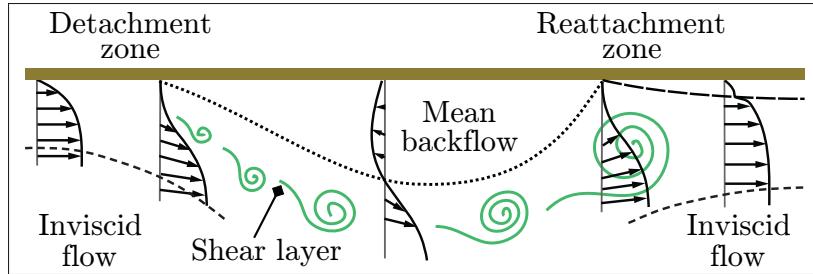


Figure 0.1 Différentes zones d'une bulle de décollement.

majorité des cas industriels, la couche limite est turbulente au décollement et le processus est appelé *bulle de décollement turbulente* ou TSB (*Turbulent Separation Bubble*). Les TSB apparaissent généralement dans les écoulements internes à savoir : conduites à expansion brusque, intrados des aubages des turbines à gaz, diffuseurs à grand angle, entrées d'air supersoniques et dans les tuyères en fonctionnement de sur-détente.

Les TSB peuvent résulter d'un gradient de pression brusque induit par une singularité géométrique (GIS : *Geometry Induced Separation*), ou d'un gradient de pression graduel, suffisamment élevé, imposé sur une paroi lisse (PIS- *Pressure Induced Separation*) d'après Alving et Fernholz (1996). Pour simplifier, ces deux cas seront notés par la suite GITSB et PITSB respectivement dans le cas des écoulements incompressibles. Les configurations GITSB les plus étudiées sont : la marche descendante (*e.g.* Eaton et Johnston (1982); Driver *et al.* (1987); Hudy *et al.* (2007)), la marche montante (*e.g.* Farabee et Casarella (1986); Pearson *et al.* (2013)), la plaque épaisse à bord droit ou arrondis (*e.g.* Kiya et Sasaki (1983); Cherry *et al.* (1984)) et la plaque en "T" (*e.g.* Ruderich et Fernholz (1986); Hudy *et al.* (2003)). Dans le cas de PITSB, l'imposition d'un gradient de pression défavorable (APG) suivi d'un gradient de pression favorable (FPG) sur une plaque plane est généralement utilisée (*e.g.* Perry et Fairlie (1975a); Patrick (1987); Alving et Fernholz (1996); Na et Moin (1998a); Angele et Muhammad-Klingmann (2006); Cheng *et al.* (2015)). En écoulements supersoniques, les configurations souvent étudiées sont : la rampe de compression et la réflexion de choc sur une couche limite développée sur une plaque plane (*cf.* Clemens et Narayanaswamy (2014) pour une revue extensive). Ces configurations génèrent tous deux des TSB causées par le gra-

dient de pression défavorable dû à une onde de choc. Tous les types de TSB supersoniques seront notés SBLI (*Shock Boundary Layer Interaction*). Notons que dans le cas de GITSB, le point de décollement est forcément fixe à la discontinuité géométrique, tandis que dans les cas de PITSB et SBLI le point de décollement est libre de se déplacer sur la paroi lisse.

L'expérience a montré que les écoulements à GITSB et à SBLI sont sujets à des phénomènes instationnaires. En effet, les TSB et plus généralement les décollements massifs d'une couche limite turbulente, engendrent des instationnarités de haute amplitude à basse fréquence des champs de pression et de vitesse. Ces instationnarités peuvent être à l'origine de vibrations structurales, de bruit aérodynamique et même de fluctuations de charges thermiques dans le cas des écoulements supersoniques à haute température.

Dans les écoulements à TSB, le gradient de vitesse entre la zone décollée (ou de recirculation) et l'écoulement extérieur crée une couche de cisaillement plus ou moins courbée. Celle-ci peut être la source de structures tourbillonnaires induites par des instabilités de type Kelvin-Helmholtz (KH). Ces structures subissent un processus de croissance par coalescence (interaction inter-structures) et / ou par entraînement du fluide de la zone de recirculation (*cf. figure 0.1*). Dans toutes les TSB, la couche de cisaillement se courbe vers la paroi et l'écoulement redevient parallèle dans la zone de *relaxation* en aval du recollement. Les structures tourbillonnaires ou cohérentes (CS) se trouvent alors éjectées quasi-périodiquement dans l'écoulement aval à des échelles de fréquence de l'ordre de $\sim 0.1U_\infty/\delta$, très faibles comparativement aux échelles extérieures de fréquence de couche limite. Dans cette notation, δ et U_∞ sont l'épaisseur de la couche limite en amont du décollement et la vitesse de l'écoulement extérieur, respectivement. L'éjection des CS représente le mode d'instationnarité dit de *lâcher tourbillonnaire* (ou *shedding mode*) dans une TSB. Le scénario ainsi décrit est à priori similaire à celui observé dans les couches de mélange planes et il est le plus adopté dans littérature pour interpréter ce mode d'instationnarité. La signature de cette instationnarité est captée dans la zone de recollement et plus en aval dans la zone de relaxation, en mesurant les fluctuations de la pression pariétale ou les fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse dans la couche de cisaillement. Mabey (1972), en analysant les spectres de fluctuations de pression dans la zone

de recollement issus de plusieurs configurations GITSB, a observé que le nombre de Strouhal formé avec la fréquence dominante du lâcher tourbillonnaire, la vitesse U_∞ et la longueur L_b de la TSB (fL_b/U_∞) est de l'ordre de l'unité. Hudy *et al.* (2003) fournissent un intervalle de fréquences caractéristiques autour d'un nombre de Strouhal de $fL_b/U_\infty = 0.5 - 1$. Dans les configurations SBLI, le lâcher tourbillonnaire est associé à des fréquences caractéristiques autour d'un nombre de Strouhal de $fL_b/U_\infty = 0.5$ (Dupont *et al.*, 2006), compatible avec celui révélé dans les configurations GITSB. De plus, dans les deux cas (GITSB et SBLI) ce mode d'instationnarité est caractérisé par un spectre de fluctuations (de pression ou de vitesse) de type large bande.

Les écoulements à TSB sont aussi caractérisés par un autre mode d'instationnarité à plus basse fréquence comparativement à celle du lâcher tourbillonnaire ($\sim 0.01U_\infty/\delta$). Ce mode, associé à la dynamique de l'ensemble de la zone de recirculation, se caractérise par l'oscillation quasi-périodique à basse fréquence du point de recollement autour de sa position moyenne. Dans le cas de GITSB, cette dynamique provoque aussi le *battement* de la couche de cisaillement près du point de décollement, d'où son nom *flapping mode*. Dans le cas des SBLI, comme le point de décollement est aussi libre de se déplacer sur la paroi, ce mode d'instationnarité rappelle un mouvement de *respiration* (cycles de rétrécissement et d'élargissement de la TSB) et provoque l'oscillation du choc de décollement à basse fréquence. Ce mode d'instationnarité (battement dans le cas de GITSB et respiration dans le cas de SBLI) est associé à des fréquences caractéristiques autour d'un nombre de Strouhal de $fL_b/U_\infty = 0.08 - 0.2$ dans le cas de GITSB (Hudy *et al.*, 2003) et de $fL_b/U_\infty = 0.02 - 0.05$ dans le cas de SBLI (Dussauge *et al.*, 2006). Le nombre de Strouhal fL_b/U_∞ associé au battement est donc à peu près quatre fois plus grand que le nombre de Strouhal fL_b/U_∞ associé à la respiration. Voyons cela d'une autre façon : En GITSB, il y a environ 5 à 8 lâchers tourbillonnaires durant chaque cycle de battement tandis qu'en SBLI, il y a environ 15 à 20 lâchers tourbillonnaires à chaque cycle de respiration. Piponnau *et al.* (2009) postulent que l'écart entre les nombres de Strouhal associés au battement (dans le cas de GITSB) et à la respiration (dans le cas de SBLI) est dû à un effet de compressibilité. Comme le mode du lâcher tourbillonnaire, ce mode d'instationnarité à basse

fréquence est aussi caractérisé par un spectre de fluctuations de type large bande. Son origine dans les écoulements décollés (GITSB et SBLI) reste encore un sujet actif de recherche.

Dans le but d'expliquer l'instationnarité à basse fréquence, de nombreux mécanismes ont été proposés. D'un point de vue très récent, particulièrement dans le cas de SBLI, la TSB est considérée comme un système dynamique répondant à des excitations externes (Clemens et Narayanaswamy, 2014). Selon cette idée, les mécanismes gouvernant l'instationnarité à basse fréquence peuvent être regroupés, selon l'origine de l'excitation (forçage), en deux catégories : des mécanismes à forçage externe amont et des mécanismes à forçage interne intrinsèque à la TSB ou aval. La première catégorie regroupe tous les mécanismes fondés sur l'hypothèse selon laquelle, dans son mouvement à basse fréquence, la TSB est modulée par les échelles contenues dans la couche limite amont. Cela suppose que ces échelles devraient être caractérisées par une longueur d'onde comparable à celle du mouvement de respiration. Dans la deuxième catégorie, la source d'excitation est située en aval du décollement et elle remonte l'écoulement via une boucle de rétroaction. D'après de nombreux auteurs *e.g.* (Eaton et Johnston, 1982; Kiya et Sasaki, 1983, 1985; Cherry *et al.*, 1984; Castro et Haque, 1987; Driver *et al.*, 1987; Sigurdson, 1995; Heenan et Morrison, 1998; Lee et Sung, 2002; Piponnau *et al.*, 2009; Wu et Martin, 2008; Sansica *et al.*, 2014), la TSB est auto-excitée par son mode de lâcher tourbillonnaire. Malgré le nombre important de mécanismes évoqués dans la littérature, il semble qu'aucun mécanisme ne s'applique à tous les cas étudiés.

Par souci de clarté et de cohérence, (1) les fréquences caractéristiques de turbulence dans la couche limite, (2) les fréquences de lâcher tourbillonnaire et (3) les fréquences du mode de battement (dans le cas de GITSB) et le mode de respiration (dans le cas de SBLI) seront qualifiées par la suite de hautes fréquences, moyennes fréquences et basses fréquences respectivement.

En se basant sur ce qui a été dit plus haut, il apparaît que la dynamique de la TSB est bi-modale que ce soit en GITSB ou en SBLI. Cette dynamique est marquée par un mode d'instationnarité à basse fréquence et un autre mode à moyenne fréquence. Les deux modes d'instationnarité sont à postériori caractérisés par un spectre de fluctuations de type large bande. L'instationnarité

à moyenne fréquence semble être plus ou moins bien comprise, alors que l'instationnarité à basse fréquence semble encore loin d'être maîtrisée.

À l'issue de la mise en contexte effectuée ci-dessus nous pouvons constater que la dynamique de la TSB incompressible à décollement fixe sur une singularité géométrique (GITSB), même si elle reste plus ou moins mal comprise, a été largement étudiée. Quant à la dynamique de la TSB induite par un gradient de pression sur une paroi plane (PITSB), aucune étude numérique ou expérimentale n'en fait clairement référence. À l'exception des travaux de Na et Moin (1998a) et Kaltenbach *et al.* (1999) sur une TSB générée sur une plaque plane et dans un diffuseur plan respectivement, les auteurs intéressés à cette configuration (*e.g.* Perry et Fairlie (1975a); Patrick (1987); Dengel et Fernholz (1990); Dianat et Castro (1991); Alving et Fernholz (1996); Spalart et Coleman (1997); Skote et Henningson (2002); Angele et Muhammad-Klingmann (2006); Cheng *et al.* (2015)) se sont limités à la topologie moyenne et aux statistiques de turbulence dans la zone de recirculation et dans la zone de relaxation.

Objectifs

L'objectif principal de ce travail de thèse est de caractériser la dynamique d'une TSB induite par un gradient de pression sur une paroi plane d'une manière expérimentale. Cette étude fournira des informations sur les échelles de temps et de longueur intervenant dans ce type d'écoulement. Ces échelles seront comparées aux échelles trouvées dans le cas de décollement incompressible de type GITSB et dans le cas de décollement supersonique de type SBLI. Cela permettra de vérifier la généralité des mécanismes d'instationnarités à moyenne et à basse fréquences proposés dans les études précédentes. La base de donnée expérimentale pourra aussi servir comme un cas de validation pour de futures simulations numériques.

Plus spécifiquement, les objectifs de ce travail sont de : 1) mettre en place un écoulement à PITSB, 2) décrire la structure moyenne de la TSB en se basant sur les quantités statistiques, 3) caractériser la dynamique de la TSB en identifiant les différentes instationnarités intervenant

dans l'écoulement et 4) analyser les mécanismes pouvant piloter ce type d'instationnarités en se basant sur ceux qui ont été proposés pour d'autres configurations d'écoulement à TSB.

Pourquoi une étude expérimentale ?

Dans les cas de GITSB et SBLI, de nombreux travaux ont été réalisés dans le but de comprendre la structure instationnaire des zones décollées et plus particulièrement pour identifier le ou les mécanismes gouvernant l'instationnarité à basse fréquence associée à ces dernières. Sur le plan expérimental, la complexité de l'écoulement ainsi que les difficultés liées à l'instrumentation (*e.g.* limitation de l'anémométrie conventionnelle à fil chaud dans les zones de haute turbulence, le rapport signal / bruit très faible des capteurs de type film chaud) ont toujours limité l'identification et la compréhension des aspects dynamiques de ce type d'écoulement. Sur le plan numérique, plusieurs études (Rodi, 1997; Spalart et Strelets, 2000; Breuer *et al.*, 2003; Cadieux *et al.*, 2014) ont montré l'incapacité des modèles RANS (*Reynolds-Averaged Navier–Stokes*) à simuler ce type d'écoulement. La DNS (*Direct Numerical Simulation*), dû à son coût de calcul élevé, est réservée aux écoulements à bas nombre de Reynolds et particulièrement au décollement laminaire (*cf.* Cadieux *et al.* (2014) pour une revue). Les études utilisant la LES (*Large-Eddy Simulation*) ou les méthodes hybrides de type DES (*Detached-Eddy Simulation*) sont encore rares pour ce type d'écoulement et se limitent généralement à son aspect moyen. Les difficultés liées à l'étalonnage des codes de calcul ainsi que celles associées aux conditions limites des modèles numériques ont légitimé le recours à des bases de données expérimentales. L'arrivée de la vélocimétrie par images de particules (PIV) avec les lasers et les caméras rapides a accéléré l'obtention des résultats expérimentaux. L'introduction des méthodes de décomposition (décomposition orthogonale en modes propres POD, décomposition en modes dynamiques DMD, ondelettes) et des nouvelles méthodes de dé-bruitage des signaux a multiplié les études expérimentales des écoulements décollés *e.g.* (Kostas *et al.*, 2002; Dupont *et al.*, 2006; Camussi *et al.*, 2008; Hudy *et al.*, 2007; Humble *et al.*, 2009; Largeau et Moriniere, 2006; Song et Eaton, 2004; Thacker *et al.*, 2013; Kourta *et al.*, 2015; Duquesne *et al.*, 2015). L'approche expérimentale garde donc toute son utilité en termes d'amélioration de notre compréhension de la physique des écoulements décollés et en termes de production de bases

de données auxquelles nous avons recours pour valider les modèles numériques en cours de développement.

Structure du mémoire

Le premier chapitre est dédié à une étude bibliographique à travers laquelle l'état actuel des connaissances acquises sur les décollements de couche limite turbulente est présenté. Quatre points sont essentiellement traités. La structure d'une couche limite turbulente à gradient de pression nul est présentée au premier point. La terminologie associée au décollement turbulent stationnaire ainsi que sa topologie moyenne sont rappelées au deuxième point. Le troisième point est consacré à la description des configurations de TSB couramment étudiées ainsi que leur dynamique, notamment dans le cas de GITSB et de SBLI. Les mécanismes d'instationnarités supposés piloter la dynamique de ce type d'écoulements sont abordés au dernier point.

Le deuxième chapitre est consacré à la méthodologie expérimentale adoptée dans cette étude. Les dispositifs expérimentaux ainsi que les techniques de mesure mis en œuvre sont présentés. L'étalonnage de la soufflerie et la mise en place de l'écoulement sont décrits. Les méthodes de traitement associées aux techniques de mesure sont brièvement exposées.

Le troisième chapitre est destiné aux aspects statistiques de l'écoulement. La structure moyenne et l'aspect statistique de l'écoulement dans la section d'essai, particulièrement dans la zone décollée, sont décrits à travers des quantités moyennes et statistiques des champs / profils de vitesse ainsi que les statistiques de pression.

La caractérisation instationnaire de la zone décollée fait l'objet du quatrième chapitre. Les échelles de temps des instationnarités intervenant dans l'écoulement sont identifiées à travers une analyse spectrale de la signature de la pression pariétale ainsi que de la vitesse longitudinale dans la couche de cisaillement. Ces échelles sont comparées à celles observées dans les décollements de type GITSB ainsi que les décollements supersoniques (SBLI). Les mécanismes associés aux instationnarités sont étudiés en se basant sur ceux qui ont été proposés dans la littérature.

En guise de conclusion, un bilan de cette étude est effectué et des orientations sont proposées dans la perspective d'une suite à ce travail, plus particulièrement en ce qui concerne l'instationnarité à basse fréquence.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

L’organisation structurale de la couche limite amont joue un élément clef dans l’étude des écoulements décollés. Il est donc primordial de faire ici une brève synthèse sur l’état de connaissance de l’organisation structurale d’une couche limite turbulente sans gradient de pression (ZPG : *Zero Pressure Gradient*). Cela fait l’objet de la section 1.1. La section 1.2 traite du décollement de couches limites turbulentes, la section 1.3 est dédiée aux configurations de TSB et la dernière section 1.4 est consacrée aux mécanismes d’instationnarités dans les écoulements décollés. Rappelons que le décollement incompressible induit par une singularité géométrique sera noté GITSB. Le décollement incompressible induit par un gradient de pression sera noté PITSB et tous les types de décollement supersonique seront notés SBLI.

1.1 Structure de couche limite turbulente à ZPG

1.1.1 Définition et échelles caractéristiques

Pour un fluide de masse volumique ρ et de viscosité dynamique $\mu = \rho\nu$ (ν est sa viscosité cinétique) s’écoulant à la vitesse U_∞ le long d’une paroi, il est commun de considérer le repère orthonormé (x, y, z) dont l’origine est à la paroi et les trois composantes représentent respectivement la direction de l’écoulement, la direction normale à la paroi et la direction transverse. L’écoulement, lorsque considéré comme incompressible, peut être caractérisé par son champ de vitesse (u, v, w) et son champ de pression p . À haut nombre de Reynolds, les effets visqueux sont négligeables dans le domaine considéré excepté dans une région très fine près de la paroi appelée couche limite. La condition d’adhérence (vitesse relative nulle à la paroi) exige un fort gradient de vitesse dans cette région et la viscosité (généralement $\mu \ll 1$) exerce un effet considérable traduit par une contrainte de cisaillement pariétale $\tau_{w_x} = \mu \partial u / \partial y |_{y=0}$ assez grande. Lorsque l’écoulement de couche limite présente un caractère régulier cette dernière est dite laminaire alors que lorsque l’écoulement présente un caractère irrégulier et aléatoire

(définition de turbulence de Hinze (1975)) elle est dite turbulente. Le nombre de Reynolds local ($Re_x = U_\infty x / \nu$) est le critère pratique pour distinguer les deux états de la couche limite. L'épaisseur δ de la couche limite est définie couramment comme la distance de la paroi où la vitesse moyenne locale est à 99% de la vitesse de l'écoulement extérieur U_∞ . La couche limite est caractérisée par deux autres échelles dites intégrales. Celles-ci sont l'épaisseur de déplacement δ^* et l'épaisseur de quantité de mouvement θ . Le rapport $H = \delta^* / \theta$ est appelé le facteur de forme du profil de vitesse.

Les premières mesures effectuées dans la couche limite turbulente (Townsend, 1956; Klebanoff, 1954) ont permis de distinguer différentes régions, décrites par des grandeurs caractéristiques différentes. Cela provient de l'analyse de l'évolution de la contrainte totale qui montre que cette dernière est essentiellement composée de la contrainte turbulente dans pratiquement toute la couche limite, sauf à proximité de la paroi où la contrainte visqueuse est dominante. Il en résulte donc deux régions principales dans la couche limite. Une région proche de la paroi ou *interne* associée à une échelle de vitesse calculée à partir du frottement pariétal moyen $U_\tau = \sqrt{\tau_{w_x} / \rho}$ et une échelle de longueur dite visqueuse $l_\nu = \nu / U_\tau$. Dans cette région, le profil de la vitesse moyenne longitudinale est donné sous forme d'une loi de paroi $U^+ = f(y^+)$ où la vitesse moyenne locale et la distance à la paroi sont adimensionnées respectivement par la vitesse de frottement $U^+ = U / U_\tau$ et par l'échelle de longueur visqueuse $y^+ = y / l_\nu$. La région interne est généralement comprise entre la paroi et 0.2δ . La deuxième région est au bord de l'écoulement libre et elle est appelée région *externe*. Dans cette région, l'échelle de longueur adaptée est l'épaisseur de la couche limite δ . Cette région est caractérisée par un profil qui suit une loi de vitesse déficitaire, $(U_\infty - U) / U_\tau = \Phi(y / \delta)$. La fonction Φ n'est pas universelle car elle peut être influencée par de nombreux paramètres comme le gradient de pression et le nombre de Reynolds. $(U_\infty - U)$ représente le déficit de vitesse. Entre les deux régions, interne et externe, il existe une zone de recouvrement où les deux lois (de paroi et de vitesse déficitaire) sont valables. Le nombre de Reynolds $Re_\tau = \delta / l_\nu$ indique le rapport entre les échelles de longueur de la région externe (où la turbulence domine) et la région interne (où la viscosité domine).

Usuellement, une subdivision plus fine est donnée en se basant sur les échelles de longueurs interne et externe. Une sous-couche visqueuse comprise entre la paroi (0^+) et $y^+ = 3 - 7$ dans laquelle le profil moyen de vitesse est linéaire ainsi qu'une zone tampon comprise dans l'intervalle $3 - 7 \leq y^+ \leq 30$ dans laquelle il n'existe pas de loi universelle pour le profil de vitesse. Selon de récentes études la sous-couche visqueuse peut s'étendre jusqu'à $Re_\tau^{1/2}$ et la zone tampon s'étend jusqu'à $y^+ \sim 100$, l'équivalent de $3Re_\tau^{1/2}$ (Klewicki *et al.*, 2009; Marusic *et al.*, 2013). La zone de recouvrement entre la région interne et externe, prend place dans l'intervalle $3Re_\tau^{1/2} \leq y^+ \leq 0.15Re_\tau$. La limite supérieure généralement admise pour cette zone est équivalente à $0.15 - 0.2\delta$. Le profil de vitesse dans cette dernière est logarithmique. Notons que cette zone est observée généralement pour un nombre de Reynolds suffisamment grand et elle est absente pour $Re_\tau \lesssim 700$ (Hutchins *et al.*, 2012). Enfin, pour une distance de la paroi supérieure à 0.2δ , on définit une zone de sillage. Dans cette zone, il n'existe pas non plus de loi universelle. Néanmoins, la loi de sillage de Coles (1956) reste la plus utilisée pour les couches limites à ZPG.

1.1.2 Structures cohérentes de couche limite à ZPG

Bien que les quantités statistiques de couche limite donnent un ordre de grandeur des échelles présentes dans l'écoulement, elles ne permettent pas de les caractériser d'une manière précise. L'expérience a montré par ailleurs que l'écoulement de couche limite turbulente, malgré son caractère aléatoire, contient certaines structures organisées ou cohérentes (CS). Tous les modèles conceptuels des structures cohérentes de couche limite ont pour une base commune l'idée de Theodorsen (1952) selon laquelle, dans les écoulements turbulents cisaillés, les structures dominantes sont les tourbillons en épingle à cheveux inclinés de 45° par rapport à la paroi. Depuis, beaucoup d'études (Kline *et al.*, 1967; Blackwelder et Eckelmann, 1979; Head et Bandyopadhyay, 1981; Robinson, 1991; Kim et Adrian, 1999; Adrian *et al.*, 2000b; Hutchins et Marusic, 2007a; Adrian, 2007; Dennis et Nickels, 2011a,b) ont permis de mettre en évidence les principales structures caractéristiques de la turbulence comme les stries, les tourbillons longitudinaux ainsi que les superstructures. Cette section a trait des CS peuplant

une couche limite turbulente. Une revue extensive concernant le sujet peut être trouvée dans Adrian (2007) et Hutchins *et al.* (2012).

1.1.2.1 Stries, processus d'éclatement et tourbillons quasi-longitudinaux

Les premières structures identifiées dans la turbulence de paroi sont les stries ou *Streaks* (Kline *et al.*, 1967). Il s'agit des régions alternées, de comportement sinueux, de fluctuations de vitesse positives/négatives, très allongées dans la direction de l'écoulement dans la région de proche paroi. Ces structures ne sont plus observées au dessus de $40 - 50^+$, où $+$ signifie l'unité de paroi. Dans la littérature, les stries de fluctuations négatives sont notées LSS : *Low-Speed Streaks* et les stries de fluctuations positives sont notées HSS : *High-Speed Streaks*. Kline *et al.* (1967); Smith et Metzler (1983) et Robinson (1991) estiment que les LSS mesurent $400 - 1000^+$ de long et $20 - 80^+$ de large et qu'elles sont espacées en moyenne de 100^+ . Les HSS sont généralement moins longues que les LSS, par contre elles sont plus larges, $40 - 110^+$.

La régularité et la persistance des stries, même lorsqu'elles sont perturbées, ont incité leur étude approfondie. Kim *et al.* (1971) ont montré que les stries sont le site apparent de production de l'énergie turbulente via un processus d'éclatement (*bursting*). Ce dernier représente un cycle de balayage (*sweep*) par du fluide provenant de la région externe vers la paroi et puis le soulèvement, l'oscillation et l'éclatement des LSS, éjectant ainsi le fluide proche paroi vers l'extérieur de la couche limite. Le processus d'éclatement semble être maintenu par l'existence des tourbillons quasi-longitudinaux (QSV : *Quasi-Streamwise Vortices*) d'après Blackwelder et Eckelmann (1979). Ces QSV, orientés dans la direction de l'écoulement, forment des paires contrarotatives organisées généralement en chaînes. Kim *et al.* (1987) estiment que le centre de ces QSV est situé en moyenne à $y^+ \sim 15$ ce qui correspond d'ailleurs à la position du maximum de la variance des fluctuations de vitesse longitudinale (*cf.* figure 1.3). Ils ont un diamètre de $\sim 30^+$ et une longueur de $200 - 400^+$ selon Smith et Metzler (1983) et ils présentent une inclinaison moyenne de 10° par rapport à la paroi d'après Robinson (1991). En effet, les QSV représentent les jambes des tourbillons en épingle à cheveux tels qu'ils sont décrits par Robinson (1991) au § 1.1.2.2. Les QSV soulèvent le fluide plus lent de proche paroi

vers l'extérieur d'un côté et ramènent le fluide accéléré de l'extérieur vers la paroi de l'autre côté, créant respectivement les LSS et les HSS. Pour une description détaillée du processus de formation des QSV et les stries de proche paroi, le lecteur est référé à Schoppa et Hussain (2002).

1.1.2.2 Tourbillons en épingle à cheveux

La structure en épingle à cheveux ou *hairpin* a été postulée pour la première fois par Theodorsen en 1952. Son existence a été au départ controversée mais elle s'est confirmée par les expériences de Head et Bandyopadhyay (1981) ainsi que les LES de Moin et Kim (1985) et Kim et Moin (1986). Robinson (1991) décompose cette structure en trois parties, comme il est montré à la figure 1.1. Les jambes, formées de deux QSV contrarotatifs sont situées dans la zone de proche paroi. La tête, située plus haut, est formée d'un tourbillon transversal et la nuque, reliant le tout est orientée à 45° par rapport à la paroi. La possibilité que ces structures ont une forme asymétrique ou en *cane* est aussi évoquée par Robinson (1991). Ces structures ont une taille de $200 - 400^+$, comparable à la taille des QSV. Head et Bandyopadhyay (1981) suggèrent que ces structures se déplacent majoritairement en groupes ou en paquets. Adrian *et al.* (2000b) émettent l'hypothèse que l'intégralité de la couche limite est peuplée de paquets de structure en épingle à cheveux (structure de base), dénommés LSM (*Large-Scale Motions*). Les mesures PIV stéréoscopique de Dennis et Nickels (2011a) semblent confirmer cette hypothèse. Ces LSM prennent naissance dans la région de proche paroi et grossissent tout en s'éloignant de la paroi à mesure qu'ils sont convectés par l'écoulement (*cf.* figure 1.2). Ils sont formés de 5 à 10 structures en épingle à cheveux, ce qui permet de générer des stries de taille moyenne de $1000 - 4000^+$. Une strie (*cf.* § 1.1.2.1) serait donc le résultat du passage de LSM. Cela explique pourquoi les stries sont donc plus longues comparativement aux QSV.

1.1.2.3 Effet du nombre de Reynolds et superstructures

De nombreuses mesures PIV dans un plan parallèle à la paroi (Kim et Adrian, 1999; Tomkins et Adrian, 2003; Ganapathisubramani *et al.*, 2009; Hutchins et Marusic, 2007a; Den-

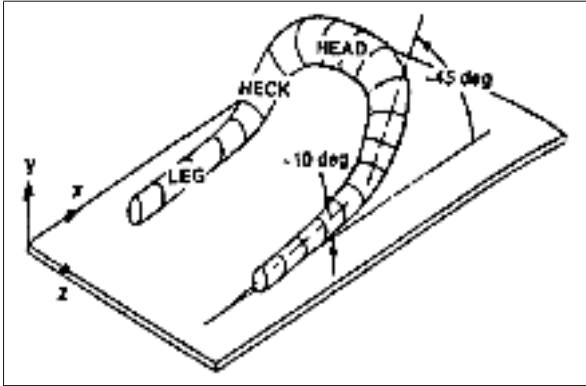


Figure 1.1 Structure en épingle à cheveux. Tirée de Robinson (1991).

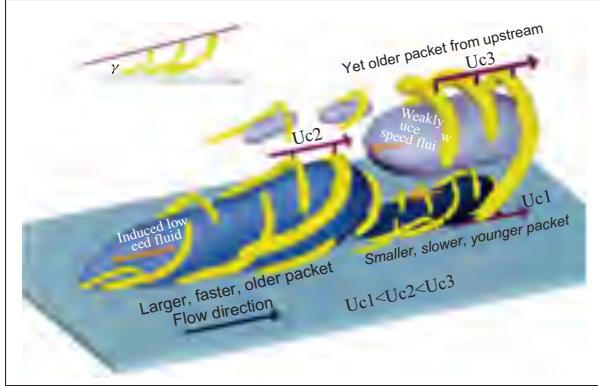


Figure 1.2 Modèle conceptuel de LSM. Tirée de Adrian *et al.* (2000b).

nis et Nickels, 2011b) ont montré l'existence des régions très allongées de fluctuations négatives de la vitesse longitudinale serpentant la zone logarithmique. Ces régions sont clairement très longues comparativement aux LSM et elles sont alors dénommées superstructures ou VLSM (*Very-Large-Scale Motions*). De plus, Hutchins et Marusic (2007b) montrent que pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé, estimé à $Re_\tau \sim 1700$, les spectres de fluctuations de la vitesse longitudinale présentent deux pics d'énergie (*cf.* figure 1.3). Le premier pic, avec une longueur d'onde de 1000^+ , est la signature des structures de la zone tampon (stries de proche paroi) identifiées par Kline *et al.* (1967) à $y^+ \sim 15$. Le second pic, avec une longueur d'onde de 6δ bien supérieure à l'épaisseur de couche limite dans la zone logarithmique à 0.06δ , est la signature des superstructures de la zone logarithmique (Hutchins et Marusic, 2007b). La longueur réelle des VLSM peut atteindre jusqu'à 20δ d'après Hutchins et Marusic (2007a). Monty *et al.* (2007) reportent une longueur comparable dans un écoulement de conduite. Ganapathisubramani *et al.* (2009) à l'aide de PIV et Ringuette *et al.* (2008) à l'aide de DNS dans une couche limite supersonique reportent des longueurs entre $40 - 100\delta$. Hutchins et Marusic (2007a,b) ont démontré qu'une analyse par des corrélations à deux points ou une analyse spectrale à un point dissimulent la longueur réelle des VLSM dû au caractère sinueux de ces dernières. La longueur réelle des VLSM dépasse généralement les champs PIV et les domaines de calcul DNS. Les valeurs données au dessus ont été le résultat de projection en espace, des données résolues en temps en utilisant l'hypothèse de turbulence gelée de Taylor.

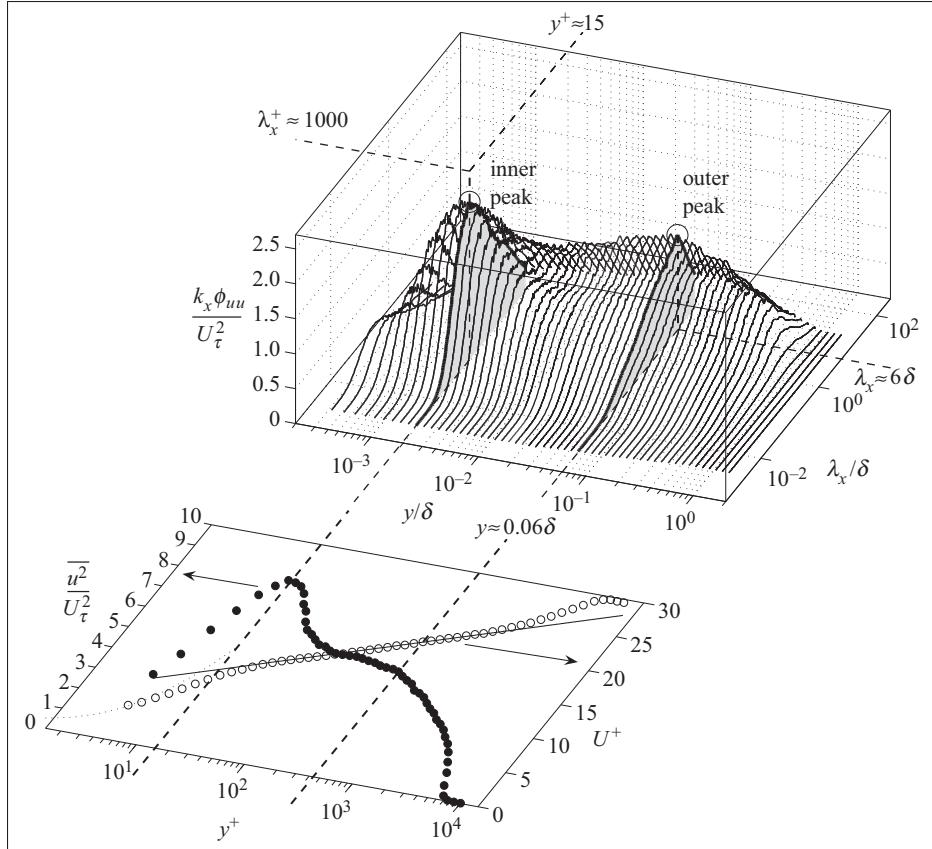


Figure 1.3 Spectrogramme de fluctuations de vitesse longitudinale à $Re_\tau = 7200$. Tirée de Hutchins et Marusic (2007b).

Hutchins et Marusic (2007b) expliquent aussi la raison pour laquelle seules les études à nombre de Reynolds suffisamment élevé ont conduit à l'observation de VLSM. Les deux pics, interne et externe, présents à la figure 1.3 s'adimensionnent respectivement en échelles interne et externe. Cela signifie que pour de bas nombres de Reynolds, où les échelles interne et externe sont quasi-comparables, les deux pics sont très proches en termes de position et de longueur d'onde. Ainsi, le caractère de surface bi-modale qu'on observe à la figure 1.3 disparaît. En d'autres termes, à bas nombres de Reynolds il y aura une augmentation du recouvrement entre les échelles interne et externe jusqu'au point limite où ces deux échelles auront des dimensions égales ($6\delta = 1000\nu/U_\tau$). Ce point critique est caractérisé par $Re_\tau \simeq 1000/6$. Pour pouvoir distinguer les deux échelles, il faut typiquement une séparation d'un ordre de grandeur (une décade en échelle log) entre les échelles interne et externe. Pour ainsi faire, il faut que

$Re_\tau > 10000/6 \sim 1700$ (Hutchins et Marusic, 2007b). La revue de Smits *et al.* (2011) met en lumière la caractérisation de cette séparation des échelles.

L'origine de VLSM reste mal comprise. Kim et Adrian (1999) et Dennis et Nickels (2011b) proposent que les VLSM sont le résultat d'un pseudo-alignement longitudinal des LSM non attachés à la paroi (les structures qui correspondent à U_{C_3} à la figure 1.2), tandis que del Álamo *et al.* (2006) et Jiménez (2012) suggèrent que les LSM sont la conséquence des VLSM via un processus linéaire ou non-linéaire et non le contraire. Cela est appuyé par le fait que les LSM ont une durée de vie très courte et ne peuvent pas donc produire des structures comme les VLSM de grande durée de vie. De plus, le concept des LSM (paquets de structure en épingle à cheveux) est remis en question par de nombreux auteurs (Jiménez, 2013). Une discussion détaillée concernant d'autres mécanismes pouvant donner naissance aux VLSM est disponible dans Dennis (2015).

1.2 Décollement de couche limite

Dans le cas d'une couche limite soumise à un gradient de pression, la structure de l'écoulement près de la paroi diffère de celle de la couche limite à ZPG décrite dans la section précédente. Dans le cas extrême où la couche limite est soumise à un gradient de pression prolongé ou intense, le fluide se trouve éjecté de la paroi et on assiste alors au décollement de couche limite.

1.2.1 Terminologie de décollement turbulent stationnaire 2D

Dans un plan (x, y) perpendiculaire à la paroi, où le frottement pariétal moyen ne possède qu'une seule composante ($\bar{\tau}_{w_x}$), le point de décollement stationnaire ou moyen (D) peut être défini comme le point critique où $\bar{\tau}_{w_x} = 0$. Cette vision qui suppose que le décollement turbulent se fait en un point a été réajustée par Simpson (1981) en introduisant la terminologie de décollement turbulent stationnaire 2D. Cette terminologie est basée sur l'évaluation d'une quantité statistique de l'écoulement instationnaire. Le caractère turbulent impose que l'écoulement instationnaire n'est de retour que pendant une fraction de temps dans la zone décollée,

ainsi il est dit intermittent. L'intermittence est quantifiée à l'aide d'une grandeur moyenne γ définie comme la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement instantané se fait dans le même sens que l'écoulement principal (Simpson, 1981). Par conséquent, Simpson (1981) définit le décollement turbulent stationnaire comme une zone comportant plusieurs points parmi lesquels le point de décollement moyen (D).

En étudiant la configuration de décollement turbulent (sans recollement) sur une plaque plane, Sandborn et Liu (1968) et Simpson (1981) ont remarqué que γ près de la paroi varie continûment de l'unité à zéro. Par conséquent, ils définissent le *décollement naissant* (ID), le *décollement intermittent transitoire* (ITD) et le *décollement transitoire* (TD) comme les points correspondants respectivement aux $\gamma = 99\%$, $\gamma = 80\%$ et $\gamma = 50\%$. La figure 1.4 montre la disposition de ces points dans la zone de décollement. Simpson (1989, 1996) note que le point TD est généralement confondu avec le point D (*cf.* définition plus haut). Cette remarque a été confirmée par la suite par Na et Moin (1998a) à travers une simulation numérique directe (DNS).

Dans un écoulement turbulent, le décollement a nécessairement un caractère instationnaire. En effet, la ligne de décollement est irrégulière (non lisse) en envergure et elle peut osciller près de la paroi. En outre, l'écoulement de retour n'est pas séparé de l'écoulement principal par une ligne séparatrice (ou par la ligne de décollement à la paroi) comme dans le cas du décollement stationnaire. L'écoulement de retour arrive à pénétrer l'écoulement principal en

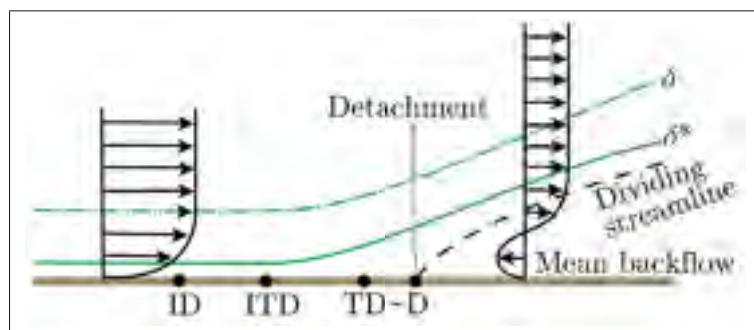


Figure 1.4 Terminologie de décollement turbulent stationnaire 2D d'après Simpson (1981).

décollement instationnaire. Restant toujours dans une vision 2D, cela induit que le frottement pariétal change de signe en fonction de l’écoulement de retour sans que le fluide soit éjecté de la paroi. La position à la paroi où le frottement est nul et l’existence de l’écoulement de retour ne sont donc pas des signes de décollement instationnaire, (Sears et Telionis, 1975). Le décollement est plutôt le lieu, pas nécessairement à la paroi, où le fluide est éjecté de la paroi. Néanmoins, il n’existe pas de définition rigoureuse du décollement turbulent instationnaire, non plus de critère pratique pour le prédire. La théorie récente de décollement mobile développée par Haller (2004) est à priori valable uniquement dans le cas laminaire à très bas nombre de Reynolds et n’a pas encore été vérifiée en turbulent (Miron et Vétel, 2015).

1.2.2 Décollement turbulent stationnaire 3D

Considérons maintenant le cas d’une configuration 3D de l’écoulement. Le frottement pariétal possède deux composantes (τ_{w_x}, τ_{w_z}) dans ce cas-ci et on peut définir un tenseur de gradient de frottement (jacobien). Par analogie avec un champ de vitesse 2D, des lignes de frottement pariétal peuvent être définies par des équations similaires à celles des lignes de courant en faisant intervenir les composantes du jacobien de frottement. Ainsi pour étudier le comportement des lignes de frottement autour des points critiques où le vecteur frottement s’annule, il suffit de résoudre un problème aux valeurs propres du jacobien (*cf.* Délery (2013) pour le développement). Notons le jacobien par J et ses deux invariants $p = -\text{trace}(J)$ et $q = \det(J)$. La forme de la solution dépend de la nature (réelle ou complexe) et du signe des valeurs propres. Dans un plan (p, q) l’ensemble des solutions peut être résumé comme montré à la figure 1.5 d’après Perry et Fairlie (1975b). Les principaux points critiques (Noeud ou *Node* noté N, Col ou *Saddle* noté S, Foyer ou *Focus* noté F et Centre ou *Center* noté C) utilisés pour la description topologique des écoulement 3D sont montrés à la figure 1.6. Ces points critiques sont caractérisés par leur indice de Poincaré. L’indice de valeur +1 est attribué aux points de type N, F et C et l’indice de valeur -1 est attribué au point de type S (*cf.* Foss (2004) pour un exemple de démonstration).

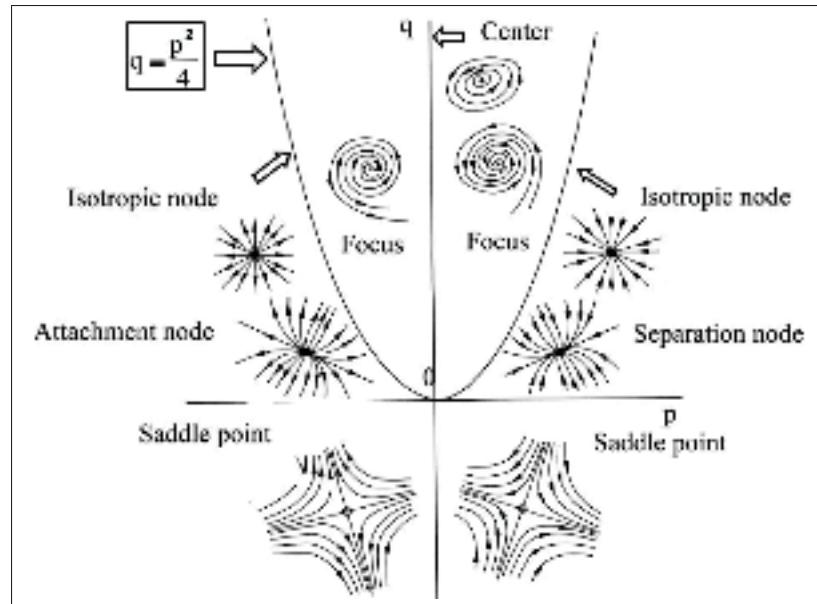


Figure 1.5 Classification des points critiques.
Tirée de Délery (2013).

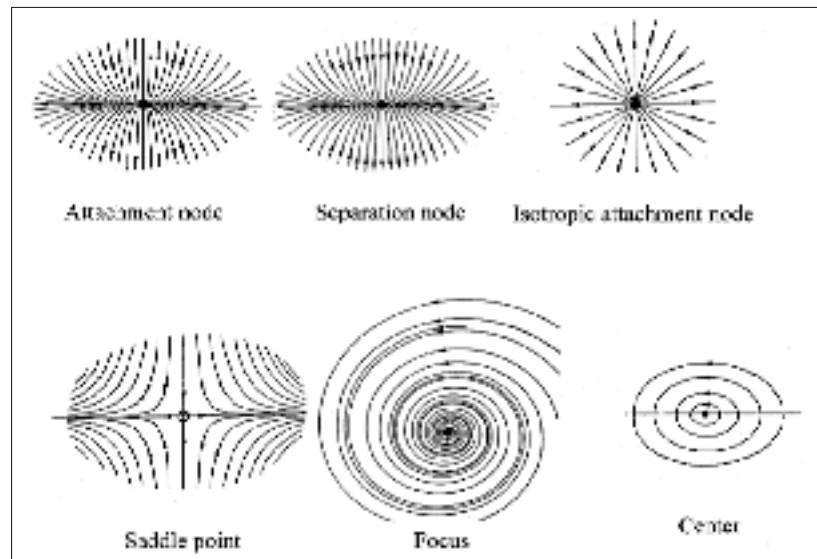


Figure 1.6 Les principaux points critiques pour la description topologique des écoulement 3D. Tirée de Délery (2013).

En 3D, le décollement est plutôt une ligne et ne peut plus être uniquement défini en tant qu'un point critique. Une analyse par point critique s'avère alors insuffisante pour définir le décollement 3D. Lighthill (1963) considère que la convergence des lignes de frottement est une

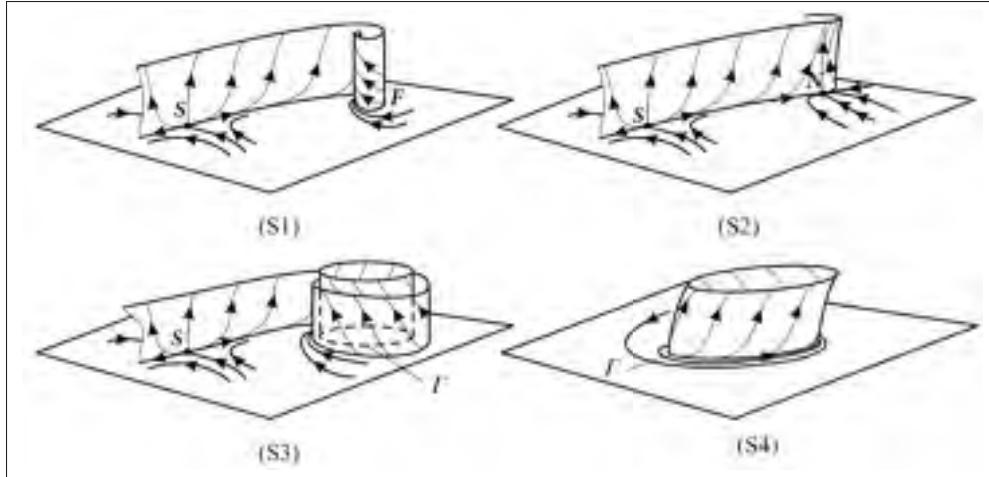


Figure 1.7 Les quatre configurations possibles de ligne de décollement.
Tirée de Surana *et al.* (2006).

condition nécessaire pour le décollement 3D (*cf.* Tobak et Peake (1982) pour un exemple). D'après Lighthill (1963), une ligne de décollement émane toujours d'un point de col (S) et se termine par un foyer (F) ou par un nœud (N). Cela est cohérent avec la théorie exacte de décollement stationnaire 3D décrite plus récemment par Surana *et al.* (2006). En utilisant la théorie de la dynamique non-linéaire des systèmes, Surana *et al.* (2006) démontrent qu'une ligne de décollement ne peut avoir que quatre configurations (*cf.* figure 1.7). Une combinaison d'un col-foyer, d'un col-nœud, d'un col-cycle limite stable (noté Γ à la figure 1.7) ou un cycle limite stable (trajectoire fermée isolée). Tous les points critiques dans ces combinaisons doivent être caractérisés par un $p > 0$ (*cf.* figure 1.5).

1.2.3 Recollement d'un écoulement décollé – bulle de décollement

Il arrive dans certains cas que la couche de cisaillement produite par un décollement de couche limite turbulente se recolle à la paroi. Le processus de décollement/recollement est appelé bulle de décollement turbulente ou TSB. La TSB inclut les zones de décollement, de recirculation, de recollement et la couche de cisaillement qui les entoure. Dans le cas 2D, le point de recollement stationnaire (R) prend la même définition que le point de décollement station-

naire (point critique à $\bar{\tau}_{w_x} = 0$). La distance entre le point de décollement (D) et le point de recollement (R) définit la longueur moyenne (L_b) de la TSB.

Par analogie avec la terminologie de décollement turbulent stationnaire 2D de Simpson (1981), le recollement peut aussi être défini comme une zone comportant plusieurs points. On définit par conséquent le *recollement transitoire* (TR) et le *recollement complet* (CR) comme les points correspondants respectivement aux $\gamma = 50\%$ et $\gamma = 99\%$. Le point de recollement moyen (R) peut également être assimilé au point TR, et la longueur L_b de la TSB revient alors à une mesure de la distance entre TD et TR.

D'après Surana *et al.* (2006), la ligne de recollement peut aussi avoir quatre configurations possibles ; une combinaison d'un foyer-col, d'un nœud-col, cycle limite instable-col ou un cycle limite instable. Les points critiques de ces combinaisons sont caractérisés par un $p < 0$ (cf. figure 1.5). Enfin, il est intéressant de noter que les lignes de décollement de type S1 et S2 (cf. figure 1.7) et par analogie les lignes de recollement de type R1 et R2 sont les plus observées en pratique (Surana *et al.*, 2006).

1.2.4 Assemblage topologique – application aux zones massivement décollées

Il apparaît à travers les sections précédentes que l'analyse du champ de frottement pariétal notamment à l'aide d'une description par points critiques, ou l'analyse topologique, constitue un outil précieux pour étudier le décollement 3D. L'analyse topologique facilite notamment la compréhension et l'interprétation de la structure de l'écoulement.

En se basant sur la notion d'indice d'un point critique, le nombre de chaque type de points critiques sur une surface refermée sur elle-même n'est pas arbitraire. Le théorème de Poincaré-Hopf établit que s'il n'y a qu'un nombre fini de points critiques sur une surface, la somme de leurs indices est égale à la caractéristique d'Euler X de cette surface :

$$X_{\text{surface}} = \sum(N + F) - \sum S. \quad (1.1)$$

En se basant sur les travaux de Hunt *et al.* (1978), Foss (2004) introduit le concept de sphère aplatie ou *collapsed sphere*. Il propose une règle topologique qui est valable à la fois sur les surfaces des corps 3D ainsi que pour les plans coupant un corps 3D. En effet, toute surface peut être assimilée à une sphère malléable à laquelle on ajoute des poignées (*handles*) et/ou des trous (*holes*), *cf.* Foss (2004) pour des exemples. La caractéristique d'Euler de la surface se donne ainsi par l'équation :

$$X_{\text{surface}} = X_{\text{sphere}} - 2 \sum \text{handles} - \sum \text{holes}. \quad (1.2)$$

Le champ de vecteurs doit être uniformément distribué entrant / sortant du bord représentant un trou (*cf.* figure 1.8). La caractéristique d'une sphère sans poignées et sans trous est $X_{\text{sphere}} = 2$ car un champ de vecteurs sur une sphère (*e.g.* un ballon rond) est caractérisé par deux nœuds seulement. Dans le cas d'un plan coupant un corps 3D, la surface résultante est assimilée à une sphère évacuée et aplatie avec des poignées et des trous. Les bords de la surface sur lesquels le champ de vecteurs doit être tangent sont notés interfaces. Les points critiques situés sur les interfaces sont comptés une seule fois et ceux à l'intérieur sont comptés deux fois. Selon Hunt *et al.* (1978), les premiers sont des demi-cols / nœuds (notés avec l'ajout d'une prime S', N') et les derniers sont des cols / nœuds entiers. Dans ce cas, la caractéristique d'Euler de la surface exprimée en fonction du nombre de points critiques est donnée par :

$$X_{\text{surface}} = 2 \sum (N + F) + \sum N' - 2 \sum S - \sum S'. \quad (1.3)$$

D'une manière générale, l'assemblage topologique d'une surface donnée, autrement-dit l'équation 1.3 doit satisfaire la valeur calculée en utilisant l'équation 1.2.

Pour fixer les idées, la configuration d'une bulle de décollement sur une plaque en T, tirée de Foss (2004), est montrée à la figure 1.8. La surface peut être assimilée à une sphère sans poignées à trois trous, ainsi sa caractéristique d'Euler vaut -1 d'après l'équation 1.2. Il est possible d'observer à la figure 1.8 trois nœuds ($+6$), un demi-nœud ($+1$), un foyer ($+2$) et cinq cols (-10). Le résultat est -1 , ce qui satisfait la règle topologique.

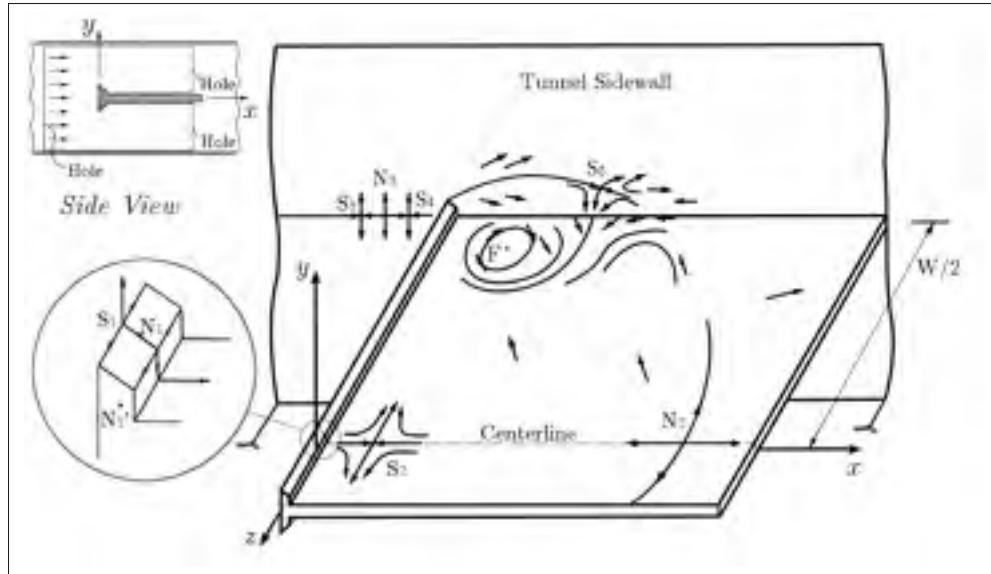


Figure 1.8 Exemple d’assemblage topologique d’un écoulement massivement décollé, adaptée de Foss (2004).

1.3 Configurations académiques de TSB et instationnarités associées

Dans les applications pratiques, la bulle de décollement peut être induite par une singularité géométrique (gradient de pression brusque intense), par un gradient de pression graduel suffisamment élevé sur une surface lisse, ou par une interaction choc-couche limite en supersonique (*e.g.* tuyère en fonctionnement de sur-détente). Les configurations académiques pour simuler (expérimentalement ou numériquement) ce type d’écoulement sont donc naturellement regroupées en trois catégories.

1.3.1 TSB induite par une singularité géométrique (GITSB)

Dans cette catégorie, trois géométries sont couramment étudiées : marche descendante / montante (BFS / FFS), plaque en T et plaque épaisse (*cf.* figure 1.9). Des géométries planes et axisymétriques sont considérées. Dans le cas de BFS / FFS, la structure de décollement est influencée par le nombre de Reynolds $Re_h = U_\infty h / \nu$ basé sur la hauteur de la marche (h) et les paramètres de la couche limite amont, particulièrement son épaisseur δ . Dans le cas de la plaque

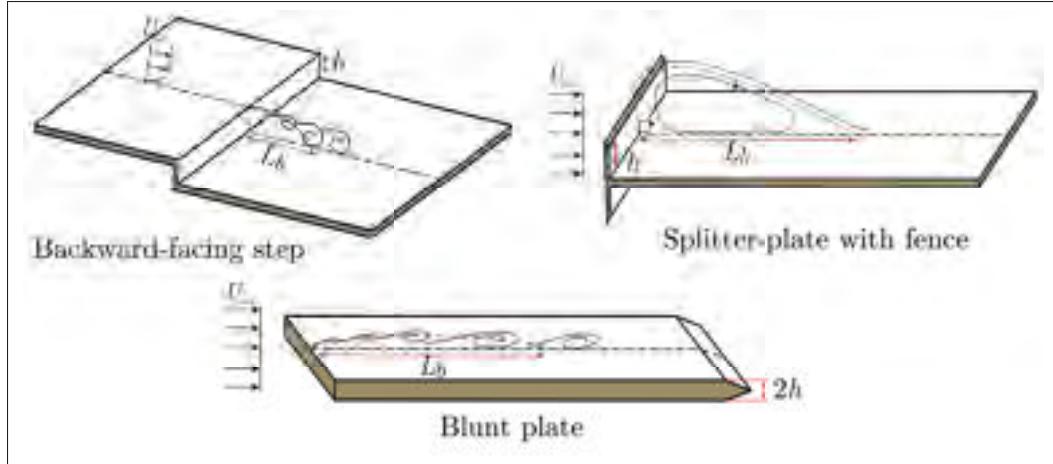


Figure 1.9 Configurations de GITSB.

en T et la plaque épaisse, la structure de décollement est influencée seulement par le nombre de Reynolds Re_h . Les définitions de h et L_b sont données à la figure 1.9. L'allongement de la géométrie (largeur/ h) et le blocage ($h/h_{\text{section d'essai}}$) sont des paramètres importants dans le cas des géométries planes, principalement en expérimental. Les principales références revisitées dans ce travail sont : (Eaton et Johnston, 1981, 1982; Farabee et Casarella, 1986; Driver *et al.*, 1987; Heenan et Morrison, 1998; Le *et al.*, 1997; Spazzini *et al.*, 2001; Lee et Sung, 2002; Hudy *et al.*, 2007; Kostas *et al.*, 2002; Ji et Wang, 2012; Pearson *et al.*, 2013) pour BFS et FFS, (Ruderich et Fernholz, 1986; Castro et Haque, 1987; Hudy *et al.*, 2003) pour la plaque en T et (Kiya et Sasaki, 1983, 1985; Kiya *et al.*, 1997; Cherry *et al.*, 1984; Sigurdson, 1995) pour la plaque épaisse. Pour simuler l'écoulement à l'arrière des véhicules automobile, la géométrie générique dite le corps d'Ahmed est utilisée dans le cas 3D (Thacker *et al.*, 2013) et la rampe inclinée à 25° est utilisée dans le cas 2D (Kourta *et al.*, 2015).

L'écoulement massivement décollé induit par toutes ces géométries (BFS, FFS, plaque en T, plaque épaisse, corps d'Ahmed, rampe 2D) est caractérisé par une dynamique bi-modale dans laquelle deux modes d'instationnarités bien distincts sont observés. Un mode de battement (*flapping mode*) à basse fréquence associé au mouvement de l'ensemble de la TSB et qui provoque un battement de la couche de cisaillement près du point de décollement et un mode de lâcher des structures cohérentes (CS) de la couche de cisaillement (*shedding mode*) à moyenne

fréquence. La fréquence adimensionnelle autrement dit, le nombre de Strouhal de ces deux modes $f_{\text{mode}}L_b/U_\infty$ est basé sur la longueur L_b de la TSB et de la vitesse de l'écoulement potentiel amont U_∞ . Le mode de battement est associé à un nombre de Strouhal autour de $fL_b/U_\infty = 0.08 - 0.2$ et un mode de lâcher tourbillonnaire est associé à un nombre de Strouhal autour de $fL_b/U_\infty = 0.5 - 1$ (Hudy *et al.*, 2003).

1.3.2 TSB induite par un choc (SBLI)

Dans cette catégorie, trois configurations sont souvent étudiées pour simuler le décollement induit par choc (SBLI), à savoir : la rampe de compression (Dolling et Murphy, 1983; Eren-gil et Dolling, 1991; Thomas *et al.*, 1994; Beresh *et al.*, 2002; Ganapathisubramani *et al.*, 2009; Ringuette *et al.*, 2008; Wu et Martin, 2008), la réflexion de choc (Pirozzoli et Grasso, 2006; Dussauge *et al.*, 2006; Dupont *et al.*, 2006; Piponnaiu *et al.*, 2009; Humble *et al.*, 2009; Tou-ber et Sandham, 2009, 2011) et l'interaction avec un obstacle émoussé (Dolling et Brusniak, 1989; Brusniak et Dolling, 1994; Gonsalez et Dolling, 1993; Uenalmis et Dolling, 1994). Les deux premières configurations sont nominalement 2D tandis que la troisième configuration est 3D. La figure 1.10 montre la structure de l'écoulement dans les trois cas. Notons que le point de décollement est instationnaire (libre de se déplacer sur la paroi lisse) dans les trois configu-urations. Deux longueurs caractéristiques (L_i et L_{sep}) sont définies dans ce type d'écoulement. La longueur d'intermittence L_i représente la distance sur laquelle le pied de choc de décollement se déplace autour de sa position moyenne. La longueur d'interaction L_{sep} représente la distance entre la position moyenne du pied de choc de décollement à la paroi et la position extrapolée du choc incident (pour la configuration de réflexion de choc) ou la position estimée du recollement (pour les deux autres configurations de la figure 1.10). Dupont *et al.* (2005) estiment que $L_i/L_{\text{sep}} \sim 0.3 - 0.5$.

La dynamique de la TSB induite par choc est aussi caractérisée par deux modes d'instationnarités bien distincts. Dans ce cas-ci, un mode dit de "respiration" à basse fréquence (*breathing mode*) est lié à des cycles de rétrécissement et d'élargissement de la TSB et cause de l'oscil-lation du choc de décollement à basse fréquence et un mode à moyenne fréquence est associé

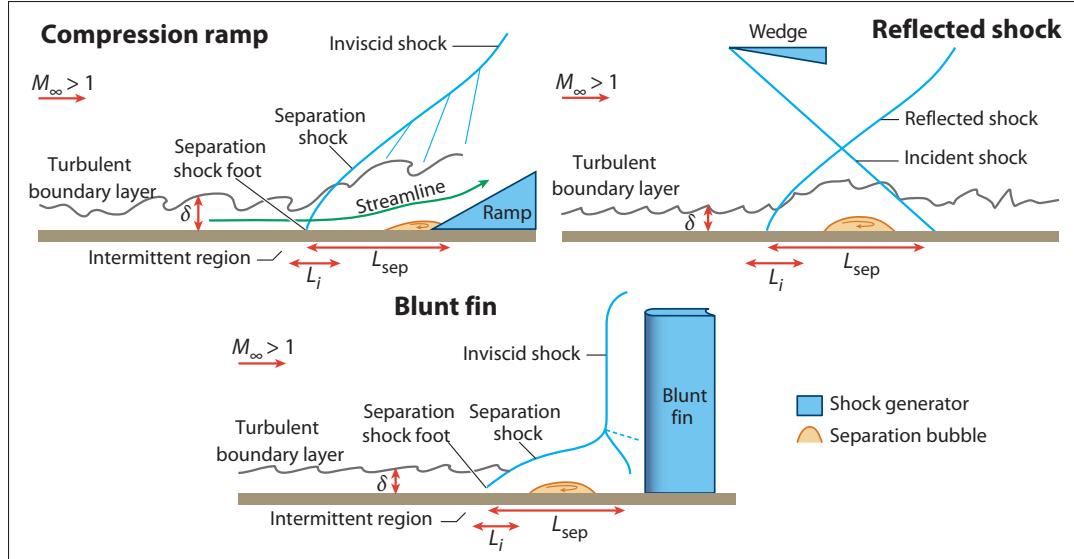


Figure 1.10 Configurations de SBLI.
Adaptée de Clemens et Narayanaswamy (2014).

au lâcher tourbillonnaire d'une manière similaire à celui intervenant dans la configuration de GITSB. Le nombre de Strouhal caractérisant le mode de respiration est basé soit sur L_i (Clemens et Narayanaswamy, 2014), soit sur L_{sep} (Dussauge *et al.*, 2006) et le nombre de Strouhal caractérisant le mode de lâcher tourbillonnaire est basé sur L_{sep} . Le mode de respiration est associé à un nombre de Strouhal autour de $fL_i/U_\infty = 0.01 - 0.03$ (Clemens et Narayanaswamy, 2014) ou de $fL_{sep}/U_\infty = 0.02 - 0.05$ (Dussauge *et al.*, 2006), et le mode de lâcher tourbillonnaire est associé à un nombre de Strouhal autour de $fL_{sep}/U_\infty = 0.5$ (Dupont *et al.*, 2005). Par la suite, le nombre de Strouhal fL_{sep}/U_∞ basé sur L_{sep} sera utilisé pour comparer les ordres de grandeur des fréquences associées au mode d'instationnarité à basse fréquence dans les configurations SBLI et GITSB.

1.3.3 TSB induite par un APG (PITSB)

La structure de la bulle de décollement induite par un gradient de pression (PITSB) est beaucoup moins documentée dans la littérature comparativement à celles des § 1.3.1 et § 1.3.2. Bien que de nombreux travaux expérimentaux ont été réalisés sur cette configuration de TSB (Perry et Fairlie, 1975a; Patrick, 1987; Dengel et Fernholz, 1990; Dianat et Castro, 1991; Al-

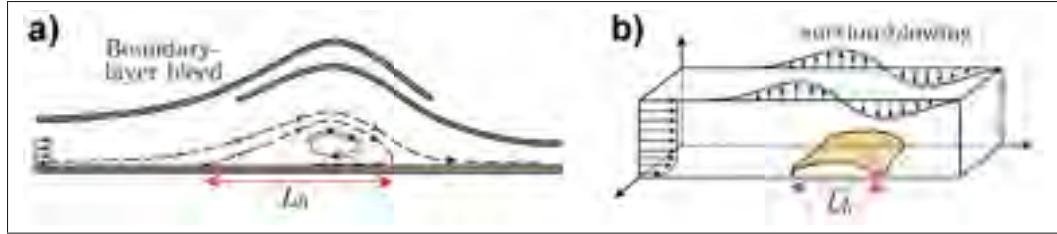


Figure 1.11 Configurations de PITSB. (a) Modèle expérimental, (b) modèle numérique.

ving et Fernholz, 1996; Angele et Muhammad-Klingmann, 2006), aucun d'entre eux n'est focalisé sur la dynamique qui lui est associée. La géométrie de la section d'essai dans la plupart des cas étudiés est schématisée à la figure 1.11(a). Le gradient de pression est généré à l'aide d'une paroi flexible munie d'un piège à couche limite. Cette géométrie provoque une zone massivement décollée à point de décollement instationnaire sans effet de courbure. La structure de l'écoulement dépend du nombre de Reynolds ainsi que des paramètres de la couche limite amont, particulièrement son épaisseur δ . Na et Moin (1998a,b), à l'aide de DNS, se sont intéressés à la structure globale de l'écoulement. La bulle de décollement est générée par l'imposition d'une combinaison aspiration / soufflage sur la paroi supérieure comme il est schématisé à la figure 1.11(b). Les auteurs ont observé la présence du lâcher tourbillonnaire ainsi que l'instationnarité à basse fréquence de la zone décollée. Leur analyse n'a pas abouti à une fréquence centrale précise pour le lâcher tourbillonnaire. Ils fournissent un intervalle assez large de fréquences autour d'un nombre de Strouhal de $fL_b/U_\infty \sim 0.25 - 1$. La limitation du temps de calcul les a empêchés de mener une étude fine de l'instationnarité à basse fréquence et ainsi aucune fréquence n'a été fournie. Récemment, Cheng *et al.* (2015) à l'aide de LES sur un modèle similaire à celui de la figure 1.11(b), se sont limités à l'aspect moyen de la bulle de décollement. Kaltenbach *et al.* (1999) à l'aide de LES dans un diffuseur plan asymétrique ont observé le lâcher tourbillonnaire à des fréquences comparables à celles de Na et Moin (1998a). Cependant, les auteurs ne fournissent pas beaucoup de détails concernant l'instationnarité à basse fréquence.

En se basant sur l'étude de Kaltenbach *et al.* (1999), de nombreux travaux ont été réalisés sur les écoulements décollés dans les diffuseurs plans ou axisymétriques, *e.g.* Malm *et al.* (2012); Duquesne *et al.* (2015). Malm *et al.* (2012) ont identifié une instationnarité à basse fréquence dont le nombre de Strouhal est du même ordre de grandeur que celui associé au mode du battement dans les configuration GITSB. Cependant, il n'est pas clair à travers leur analyse si cette instationnarité est bien liée au battement de la couche de cisaillement près du point de décollement. Dans leur étude expérimentale sur le décollement dans un diffuseur d'une turbine bulbe, Duquesne *et al.* (2015) ont noté que la position et la forme du front de décollement fluctue significativement sans aucune périodicité. La nature très complexe de l'écoulement et les difficultés liées au montage expérimental ne leur a pas permis d'analyser l'échelle de fréquence associée à l'oscillation du front de décollement.

Par ailleurs, d'autres travaux (Spalart et Coleman, 1997; Skote et Henningson, 2002) ont été réalisés sur des configurations plus au moins similaires à celle de la figure 1.11. Les auteurs concernés se sont encore une fois attachés essentiellement aux effets de décollement sur la zone logarithmique de la couche limite ainsi qu'aux statistiques de turbulence dans la zone décollée.

1.4 Mécanismes des instationnarités

La dynamique de TSB, même si elle reste encore mal comprise, a été largement étudiée sur des configurations GITSB et SBLI. Tous les auteurs s'accordent sur le fait que cette dynamique est bi-modale : un mode non convectif est observé à basse fréquence et une mode convectif est observé à moyenne fréquence. En se basant sur la littérature traitant de la dynamique de bulle de décollement dans les configurations GITSB et SBLI (*cf.* § 1.3.1 et § 1.3.2), il apparaît que le mode d'instationnarité à moyenne fréquence (lâcher tourbillonnaire) est associé à des nombres de Strouhal du même ordre de grandeur dans les deux cas de configurations. Quant au mode d'instationnarité à basse fréquence, le mode de respiration dans le cas de SBLI est associé à un nombre de Strouhal ($fL_{sep}/U_\infty \simeq 0.03$) quatre fois plus faible que celui associé au mode de battement dans le cas de GITSB ($fL_b/U_\infty \simeq 0.12$). Certains auteurs suggèrent que

l'écart important en termes du nombre de Strouhal est lié aux effets de compressibilité dans la configuration SBLI. Ce point est discuté en détail dans § 1.4.2.

Les mécanismes régissant les deux modes d'instationnarité restent des sujets de recherche très compétitifs. À travers la littérature, on constate qu'il y a deux mécanismes qui ont été proposés pour le mode de lâcher tourbillonnaire (*cf.* section suivante). Néanmoins, il n'existe pas de critères précis pour déterminer si l'un ou l'autre mécanisme intervient dans un écoulement donné. Pour sa part, le mécanisme qui régit l'instationnarité à basse fréquence (battement dans GITSB versus respiration dans SBLI), plusieurs hypothèses ont été émises mais aucune d'entre elles ne s'applique sur toutes les configurations des écoulements turbulents décollés.

1.4.1 Mécanismes du lâcher tourbillonnaire

Dans une TSB, le gradient de vitesse entre la zone de recirculation et l'écoulement extérieur constitue une couche de cisaillement. Cette dernière, très fine près du point de décollement (*cf.* figure 1.12), s'enroule sur elle-même via une instabilité de type Kelvin-Helmholtz (KH) et forme des "petites" structures tourbillonnaires. Ces structures subissent un processus de croissance par coalescence et / ou par entraînement au fur et à mesure qu'elles se déplacent en aval. Les grandes structures ainsi formées se trouvent éjectées quasi-périodiquement en aval du point de recollement (*cf.* figure 1.12(a)). Le mécanisme de développement dans ce scénario est similaire à celui d'une couche de mélange 2D. Par conséquent, il est dénommé *shear-layer mode* d'après Hudy *et al.* (2007) et il est le plus adopté dans la littérature.

Dans le modèle de la couche de mélange plane, les instabilités de KH provoquent de la périodicité spatio-temporelle de l'écoulement (l'ondulation de la nappe de fluide puis la formation des structures convectives). L'amplitude de l'ondulation et la taille caractéristique des structures formées sont liées à l'épaisseur dite de vorticité (δ_ω) qui caractérise l'épaisseur de la couche de mélange. Dans une couche de mélange formée par deux courants de fluide (de même masse

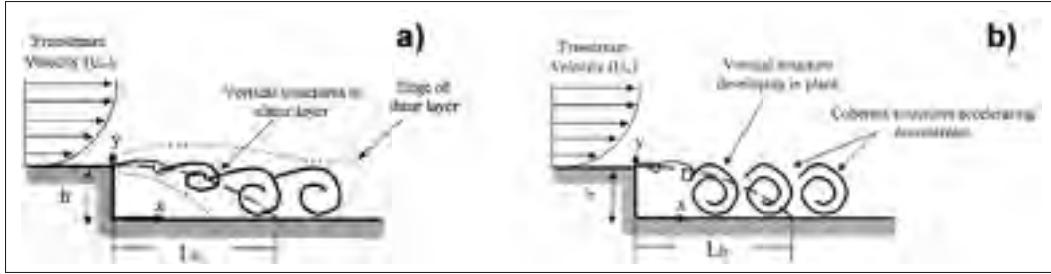


Figure 1.12 Mécanismes de lâcher tourbillonnaire. (a) *Shear-layer mode*, (b) *wake mode*. Tirée de Hudy *et al.* (2007)

volumique) de vitesses différentes, l'épaisseur de vorticité est donnée par :

$$\delta_\omega = \frac{U_{\max} - U_{\min}}{(\partial U / \partial y)_{\max}} \quad (1.4)$$

où U_{\max} et U_{\min} sont les valeurs maximale et minimale du profil de vitesse de la couche de mélange respectivement. Le taux d'accroissement de l'épaisseur de vorticité dans une couche de mélange est approximativement constant (autrement dit croissance linéaire de δ_ω) et il varie entre 0.14 et 0.22 en fonction du rapport de vitesse $\lambda_u = (U_1 - U_2)/(2U_m)$ où $U_1 > U_2$ (Brown et Roshko, 1974; Wygnanski et Fiedler, 1970). U_1 et U_2 sont les vitesses de courants le plus rapide et le plus lent respectivement. $U_m = (U_1 + U_2)/2$ est la vitesse moyenne des deux courants. Dans le cas spécifique de $\lambda_u = 1$ qui va nous intéresser ci-après, la valeur typique du taux d'accroissement pour une couche de mélange est de 0.17 – 0.18 (Brown et Roshko, 1974; Browand et Troutt, 1985). La croissance linéaire est associée à l'augmentation de la taille des structures par coalescence ou par appariement (Brown et Roshko, 1974; Winant et Browand, 1974). La périodicité temporelle, autrement dit la fréquence de passage des structures, est inversement proportionnelle à leur taille, autrement dit à l'épaisseur de vorticité. Ainsi, le nombre de Strouhal $f\delta_\omega/U_m$ (ou la fréquence réduite caractérisant le passage des structures) construit avec δ_ω et U_m est constant. Winant et Browand (1974) et Browand et Troutt (1985) reportent des valeurs de l'ordre de $f\delta_\omega/U_m = 0.2 - 0.3$. Notons que U_m représente aussi la vitesse de convection U_c des structures dans le cas de la couche de mélange (Brown et Roshko, 1974). Par conséquent, le nombre de Strouhal caractérisant le passage des structures dans une couche de mélange se donne par : $f\delta_\omega/U_c$.

En se basant sur le *shear-layer mode*, la couche de cisaillement dans une TSB peut être assimilée à une couche de mélange plane à un seul courant (*i.e.* $U_1 = U_\infty$, $U_2 = 0$ et $\lambda_u = 1$), Troutt *et al.* (1984). L'épaisseur de vorticité est donnée alors par $\delta_\omega = U_\infty / (\partial U / \partial y)_{\max}$, où U_∞ est la vitesse maximale locale du profil de vitesse. La vitesse de convection peut être estimée simplement par $U_c = U_\infty / 2$. De plus, la fréquence théorique f_{th} de passage des structures dans la zone de recollement de la TSB peut être calculée en posant par exemple $f_{th} \delta_\omega / U_c = 0.2$. Cela est justifié par l'hypothèse selon laquelle le processus de croissance des structures dans un écoulement à TSB est similaire au processus de croissance des structures dans une couche de mélange plane. Cette fréquence théorique peut être comparée par la suite avec celle estimée via une analyse spectrale des fluctuations de pression ou de vitesse dans un écoulement à TSB. Thacker *et al.* (2013) ont notamment montré que cette fréquence théorique est cohérente avec la fréquence caractéristique des structures tourbillonnaires qui émerge du spectre de fluctuations de pression pariétale dans le cas de GITSB en aval d'un corps d'Ahmed. En résumé, les formulations des nombres de Strouhal $f \delta_\omega / U_c$ (utilisée dans le cas de couche de mélange plane) et $f L_b / U_\infty$ (utilisée dans la littérature des écoulements à TSB) sont équivalentes à un facteur d'échelle près dans le cas où le mécanisme qui régit le mode de lâcher tourbillonnaire est bien le *shear-layer mode*.

Dans un écoulement de BFS, Hudy *et al.* (2007) (étude expérimentale sur un modèle axisymétrique) et Wee *et al.* (2004) (étude numérique 2D) ont observé que les structures tourbillonnaires se développent via un mécanisme plutôt similaire à celui observé dans les sillages des corps non profilés (*e.g.* sillage d'un cylindre). Sigurdson (1995) a aussi observé ce mécanisme dans une TSB causée par un cylindre placé parallèlement à l'écoulement (modèle axisymétrique d'une plaque épaisse). La couche de cisaillement s'enroule sur elle-même et forme des tourbillons qui grossissent en place au fil du temps. Une fois que leur taille atteint une valeur seuil (h pour BFS ou une hauteur caractéristique de la TSB pour les autres configurations) ces structures se trouvent convectées en aval du recollement. Ce mécanisme est schématisé à la figure 1.12(b) et il est dénommé *wake mode*. D'après Wee *et al.* (2004), l'observation de ce mode est associée à une instabilité absolue (Huerre, 2000), qui est à priori induite par le fort flux de

retour. Huerre et Monkewitz (1985) ont en effet montré qu'une couche de mélange est absolument instable lorsque le rapport entre les vitesses des deux courants est $U_2/U_1 < -0.136$. Alam et Sandham (2000) reportent qu'un écoulement typique à TSB est absolument instable pour un flux de retour excédant 15% sur une grande plage de nombres de Reynolds. D'après Huday *et al.* (2007), l'apparition du *wake mode* nécessite une géométrie axisymétrique ou "parfaitemment" 2D.

Il est utile de noter que le *shear-layer mode* et le *wake mode* ont été observés dans les écoulements de cavité par Gharib et Roshko (1987). De plus, l'association du *wake mode* à la présence d'un nœud d'instabilité absolue dans ce type d'écoulement a été faite par Rowley *et al.* (2002). Selon Koochesfahani et Frieler (1989) et Zhuang et Dimotakis (1995), ces deux modes co-existent aussi dans une couche de mélange plane. En effet, les études portant sur l'instabilité de couche de mélange ont toujours considéré un profil moyen de vitesse monotonement croissant, autrement dit un profil en tangente hyperbolique (*cf.* figure 1.13(a)). Par conséquent, la composante dite de sillage est éliminée par nature. La composante de sillage est en effet due à la couche limite se développant sur les deux côtés de la plaque séparatrice des deux courants U_1 et U_2 (*cf.* figure 1.13(b, c)). Dans le cas où la composante de sillage, autrement dit l'effet de couche limite se développant sur les deux côtés de la plaque séparatrice est pris en compte, le processus de croissance par coalescence ou de type KH est favorisé lorsque le *shear-layer mode* domine comme il est schématisé à la figure 1.13(b). En revanche, lorsque le *wake mode*

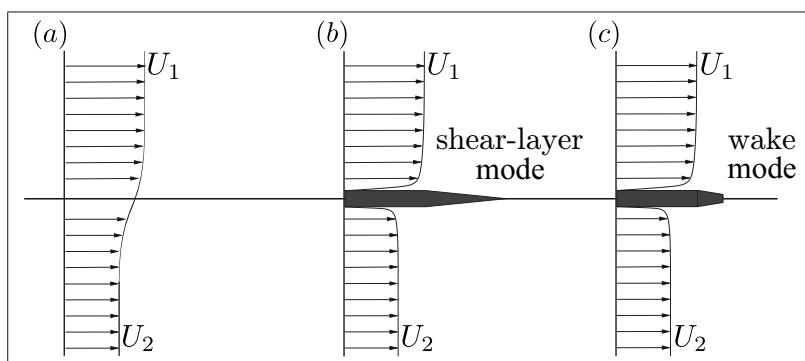


Figure 1.13 Profils d'une couche de mélange plane.

domine (cas de la figure 1.13(c)) le processus de croissance est plutôt comme dans le cas d'un sillage de corps épais ou de type Kármán (Koochesfahani et Frieler, 1989).

Bien que Huday *et al.* (2007) ont établi une condition nécessaire pour observer le *wake mode*, il n'existe pas de critères précis pour déterminer si ce dernier intervient dans toutes les géométries axisymétriques ou parfaitement planes. De plus, à travers la littérature de GITSB et SBLI il apparaît que le lâcher tourbillonnaire est associé à un nombre de Strouhal relativement bien déterminé ($fL_b/U_\infty = 0.5 - 1$). Cela inclut aussi les cas où le *wake mode* a été observé. Il apparaît donc que le lâcher tourbillonnaire partage la même nature et cela quelque soit le processus de croissance. Sigurdson (1995) et Nakamura et Nakashima (1986) expliquent d'ailleurs qu'il faut distinguer entre l'instabilité qui provoque le processus de croissance de la couche de cisaillement et l'instabilité de lâcher tourbillonnaire. En utilisant la normalisation de Roshko (1955) pour le sillage d'un cylindre qui possède une valeur universelle de $fh/U_s = 0.08$, Sigurdson (1995) suggère que le lâcher tourbillonnaire dans la TSB est même similaire à celui qui se développe derrière un cylindre (ou le Kármán-like shedding). $U_s = U_\infty \sqrt{1 - c_{p,s}}$ et $c_{p,s}$ sont respectivement la vitesse et le coefficient de pression au point de décollement et h est la hauteur caractéristique de la TSB en se basant sur la méthode d'hodographe de Roshko (1954). Rappelons que le lâcher tourbillonnaire dans le sillage de cylindre est auto-excité par dissymétrie. Ce résultat sous entend donc que le lâcher tourbillonnaire dans une TSB est auto-excité (comme dans le cas d'un sillage de cylindre), bien qu'il soit symétrique, en tenant compte de l'interaction des tourbillons avec leurs images (effet de paroi ou miroir). D'après Kiya *et al.* (1993, 1997), l'auto-excitation est traduite par $fL_b/U_\infty \sim U_c/U_\infty$, autrement dit $fL_b/U_c \sim 1$. La distance caractéristique entre les centres de tourbillons l est alors comparable à la longueur de la TSB ($l/L_b \sim 1$). Les valeurs typiques pour ces quantités sont $fL_b/U_\infty \sim 0.5 - 0.7$, $U_c/U_\infty \sim 0.5 - 0.7$ et $l/L_b \sim 0.8 - 0.9$ d'après la littérature de GITSB. Notons que les deux formulations (fh/U_s et fL_b/U_c) sont raisonnablement équivalentes sous l'hypothèse que h et U_s sont proportionnelles à L_b et U_c respectivement. Cela vient donc encore une fois appuyer l'hypothèse que le lâcher tourbillonnaire partage la même nature dans toutes les configurations incluant celui observé dans un sillage de cylindre. Finalement, il est intéressant de noter que

la connaissance de $c_{p,s}$, h et L_b est nécessaire pour prédire les fréquences caractéristiques des structures à partir de ces deux formulations. Toutefois, ces quantités dépendent du nombre de Reynolds, de l'état de la couche limite amont et de la géométrie étudiée et nous n'avons aucun moyen pour les évaluer analytiquement.

1.4.2 Mécanismes de l'instationnarité à basse fréquence

Selon un point de vue très récent, la TSB est considérée comme un système dynamique répondant à des excitations ou forçage externe (Clemens et Narayanaswamy, 2014). Ce point de vue, même s'il a été introduit pour le cas des TSB supersoniques (SBLI), peut être facilement étendu au cas des TSB subsoniques (GITSB ou PITSB). Cela est justifié par le fait que plusieurs mécanismes supposés piloter l'instationnarité à basse fréquence dans le cas de GITSB ont été adoptés dans le cas de SBLI comme il est expliqué ci-après. Les mécanismes pilotant l'instationnarité à basse fréquence peuvent être ainsi regroupés en mécanismes à forçage aval ou intrinsèque et mécanismes à forçage amont ou extrinsèque selon l'origine de l'excitation.

1.4.2.1 Mécanismes à forçage aval ou intrinsèque

Les mécanismes à forçage aval regroupent toutes les idées supposant que la source des perturbations soit située en aval du point de décollement et que ces perturbations remontent l'écoulement via une boucle de rétroaction causant l'instationnarité à basse fréquence de la TSB. L'origine exacte de ces perturbations et leur action sont par contre très floues. Dans un écoulement de BFS, Eaton et Johnston (1982) ont observé que le point de recollement oscille autour de sa position moyenne à basse fréquence. Cette oscillation est accompagnée d'un mouvement de battement de la couche de cisaillement près du point de décollement ainsi l'instationnarité est dénommée mode de battement (*flapping*). Eaton et Johnston (1982) expliquent que le mouvement de battement est provoqué par un déséquilibre entre la quantité de fluide entraînée par les structures convectives de la couche de cisaillement et la quantité réinjectée dans la TSB au recollement. Driver *et al.* (1987) proposent que le mouvement de battement est induit par un changement du processus de croissance de la couche de cisaillement qui favorise

certaines structures par rapport à d'autres. Les structures favorisées sont convectées en aval du recollement sans subir de collision contre la paroi (pas de réinjection de fluide dans la TSB). Cependant, les structures en développement entraînent du fluide de la TSB ce qui cause un déficit de masse dans cette dernière. Kiya et Sasaki (1983) et Cherry *et al.* (1984) ont observé que le lâcher tourbillonnaire est quasi-périodique. Après le passage d'un groupe de structures dites *régulières*, le processus de croissance de la couche de cisaillement est interrompu par un mécanisme "inconnu". Ainsi le lâcher tourbillonnaire est suspendu (phase de repos). L'interruption du processus de croissance cause une accumulation de vorticité qui sera convectée sous forme de grosses structures dites *irrégulières* à la fin de chaque phase de repos. L'échelle de temps entre deux phases de repos selon Cherry *et al.* (1984) ou du lâcher des structures irrégulières selon Kiya et Sasaki (1983) est conforme avec l'échelle de temps de l'activité basse fréquence qui émerge des spectres de fluctuations de pression ou de vitesse mesurées près du point de décollement. Notons que cette échelle de temps est 6 à 8 fois supérieure à celle du lâcher tourbillonnaire. Cela implique qu'entre deux phases de repos, on assiste aux lâchers de 6 à 8 structures régulières (Kiya et Sasaki, 1985).

L'idée commune des mécanismes proposés ci-dessus est que la dynamique de la bulle est maintenue par une boucle de rétroaction. Les perturbations de pression produites dans la zone de recollement remontent l'écoulement et elles sont recevables au décollement, *cf.* (Nishioka et Morokovin, 1986) pour la question de recevabilité. Les perturbations acceptées modifient le processus de croissance de la couche de cisaillement (Kiya *et al.*, 1997). Les études traitant du forçage au décollement à l'aide d'une ou plusieurs sous harmoniques (*cf.* Sigurdson (1995) et Kiya *et al.* (1997) pour une revue détaillée), ont montré que le processus de croissance est piloté par les fréquences d'excitation au décollement. Sous cette excitation, le processus de croissance évolue plus vite, le lâcher des tourbillons est plus régularisé (périodique) et la longueur de la TSB est plus faible comparativement à la configuration non forcée (Benard *et al.*, 2016). Néanmoins, le forçage au décollement ne permet pas de mettre en évidence l'hypothèse de la remontée des perturbations provoquées au recollement. En utilisant un contrôle passif de l'écoulement à l'aide d'une paroi poreuse, Heenan et Morrison (1998) ont réussi à élimi-

ner l'activité à basse fréquence sans avoir trop modifié le lâcher tourbillonnaire. D'après les auteurs, la paroi poreuse élimine la remontée des perturbations de pression provoquées au recollement et par conséquent l'activité à basse fréquence. Toutefois, cette approche (de paroi poreuse) ne permet pas de trancher sur l'origine des instationnarités à basse fréquence car elle élimine toute remontée de perturbations qui sont provoquées soit au recollement (Kiya *et al.*, 1997), soit au sein de la zone de recirculation (Hudy *et al.*, 2003). De plus, elle rééquilibre la quantité de fluide emportée par les structures convectives. Hudy *et al.* (2003) postulent que le mouvement de battement est plutôt induit par une instabilité locale absolue au sein de la zone de recirculation. En traçant l'angle de phase associée aux fluctuations basses fréquences de pression ($fL_b/U_\infty = 0.12$), les auteurs ont noté une vitesse de convection négative de $-0.21U_\infty$ dans la région entre le décollement et le milieu de la zone de recirculation puis une vitesse de convection positive de $0.47U_\infty$ dans le reste de celle-ci. Le tracé présente un saut de $\sim \pi$ au point du passage de $U_c < 0$ vers $U_c > 0$. La propagation vers l'amont et vers l'aval d'une perturbation locale est une caractéristique d'une instabilité locale absolue (Huerre et Monkewitz, 1990). Notons que la vitesse de convection est calculée par la relation $U_c = 2\pi f L_b / (\Delta\theta/\Delta x)$ où $\Delta\theta/\Delta x$ est la pente de l'angle de phase en fonction de la position longitudinale. Les auteurs ajoutent que l'instabilité absolue est associée à l'intensité du flux de retour. Ainsi, le contrôle passif avec une paroi poreuse permet d'affaiblir cette intensité et par conséquent l'écoulement devient stable car l'instabilité absolue est éliminée.

Comme il a été indiqué plus haut, l'instationnarité à basse fréquence dans le cas d'une TSB induite par réflexion de choc (SBLI) est liée aux cycles de rétrécissement et d'élargissement de la TSB (mouvement de respiration de TSB). Cette respiration de la TSB est accompagnée par l'oscillation du choc de décollement. Piponnau *et al.* (2009) se sont inspirés des mécanismes suggérés dans le cas des écoulements subsoniques à GITSB et ils ont développé un modèle similaire à celui proposé par Driver *et al.* (1987) (*cf.* plus haut). Notons que ce modèle est basé sur les propriétés d'une couche de mélange compressible (Papamoschou et Roshko, 1988) et donc d'après les auteurs il tient en compte les effets de compressibilité en faisant intervenir le taux d'évasement normalisé. Le taux d'évasement (le taux d'acroissement de l'épaisseur de

vorticité) d'une couche de mélange compressible à un nombre de Mach convectif $M_c \sim 1$ (cas de plusieurs configurations SBLI) ne représente que $\sim 25\%$ du taux d'évasement d'une couche de mélange incompressible où $M_c \sim 0$ (*cf.* Smits et Dussauge (2006) chapitre 6 pour un récapitulatif). Piponnai *et al.* (2009) expliquent que ce rapport entre le taux d'évasement des couches de mélange incompressible / compressible est du même ordre de grandeur que le rapport entre les nombres de Strouhal associés aux modes de battement dans la configuration GITSB / respiration dans la configuration SBLI. Ainsi, en introduisant une correction basée sur le taux d'évasement normalisé, Piponnai *et al.* (2009) réussissent à rapprocher les nombres de Strouhal associés aux modes de battement et de respiration. Ce résultat suggère que le plus faible nombre de Strouhal associé à la respiration comparativement à celui associé au battement est dû à un effet de compressibilité (Piponnai *et al.*, 2009).

Restant toujours dans le cas de configuration SBLI, Touber et Sandham (2009) suggèrent que l'écoulement se comporte comme un oscillateur. En utilisant une analyse de stabilité linéaire, les auteurs ont identifié un mode global d'instabilité. Les échelles de temps associées à ce mode global sont compatibles avec les échelles de temps du mouvement de respiration. Toutefois, la compatibilité des échelles de temps ne permet pas d'établir la loi de cause à effet entre le mode global et le mouvement de respiration. Cela peut être expliqué par le fait que l'instabilité en mode global n'induit pas nécessairement des instationnarités à spectre large bande comme le mouvement de respiration. Plus tard, Touber et Sandham (2011) montrent à travers un modèle stochastique basé sur l'idée de Plotkin (1975) que la TSB est équivalente plutôt à un amplificateur sélectif de bruit. Cependant, bien qu'ils illustrent la nécessité d'une perturbation externe, l'amplitude de cette dernière et sa fréquence n'imputent pas sur la réponse de la TSB à basse fréquence. Cela sous entend que les perturbations externes pourraient être tout simplement un bruit blanc et pas nécessairement un forçage amont de type grandes échelles de couche limite (*cf.* § 1.4.2.2). Sartor *et al.* (2015) confirment que l'instationnarité à basse fréquence n'est pas pilotée par une instabilité globale, mais c'est bien une réponse de la TSB au bruit auquel elle est soumise. Notons que les modèles d'oscillateur et d'amplificateur de bruit sont issus d'une analyse de stabilité linéaire d'après laquelle les instationnarités peuvent être le résultat de deux

comportements différents de l'écoulement (Huerre, 2000). Lorsque l'écoulement se comporte comme un oscillateur ses modes naturels sont excités par une perturbation externe. L'écoulement contient dans ce cas un nœud globalement instable et ses modes instables peuvent être identifiés à travers une décomposition sur une base de modes globaux (Theofilis, 2011). Dans l'autre cas l'écoulement se comporte comme un amplificateur de bruit et sa réponse est une modulation sélective de certaines fréquences du bruit de fond.

Dans le but de généraliser les mécanismes d'instationnarité à basse fréquence, Sansica *et al.* (2014) ont réalisé une DNS d'un décollement laminaire induit par réflexion de choc. Ils ont montré la grande similarité entre le mouvement de respiration dans le cas laminaire et le cas turbulent. Les auteurs concluent que ce mouvement est régit par un mécanisme à forçage intrinsèque. En effet, la TSB est forcée par son mode de lâcher tourbillonnaire à moyenne fréquence. Néanmoins, l'amplitude de la réponse en basse fréquence évolue quadratiquement en fonction de l'amplitude de forçage. La TSB répond donc non-linéairement au forçage à moyenne fréquence et la zone de recollement est la seule région où les amplitudes sont suffisamment hautes pour créer des effets non-linéaires (Sansica *et al.*, 2014).

Pour finir cette section, nous fournissons deux autres hypothèses beaucoup moins documentées dans la littérature. Dans une configuration SBLI, Dussauge *et al.* (2006) ont trouvé que l'échelle de temps associée à la rotation des tourbillons de paroi (similaires au foyer F observé à la figure 1.8) est cohérente avec l'échelle de temps de l'instationnarité de la TSB à basse fréquence. Ils suggèrent alors que ces structures 3D peuvent être le moteur de l'instationnarité de la TSB à basse fréquence. Toutefois, ils ne présentent pas le fonctionnement détaillé de ce mécanisme. Enfin, dans un écoulement subsonique de BFS Spazzini *et al.* (2001) expliquent que l'instationnarité à basse fréquence est due à la recirculation secondaire près du bord de la marche. Ce mécanisme ne pourrait pas être généralisé sur toutes les configurations car elles ne présentent pas toutes de recirculation secondaire.

1.4.2.2 Mécanismes à forçage amont ou extrinsèque

Plusieurs auteurs *e.g.* (Erengil et Dolling, 1991; Brusniak et Dolling, 1994; Beresh *et al.*, 2002; Ganapathisubramani *et al.*, 2009) particulièrement dans le cas d'une rampe de compression, ont observé une corrélation entre la signature de pression dans la couche limite amont et dans la TSB. Étant donné que le pic de la corrélation croisée a été identifié à un décalage temporel positif, ces auteurs supposent que l'instationnarité à basse fréquence serait causée par un mécanisme à forçage amont. Toutefois, il est difficile de mettre en relation les échelles de fréquence de la couche limite et les échelles de fréquence du mouvement de respiration.

Beresh *et al.* (2002) ont corrélé le changement de la quantité de mouvement du profil de vitesse instantané avec le mouvement du choc associé au point de décollement. Le mécanisme est montré à la figure 1.14. L'analyse a été basée sur des moyennes d'ensemble conditionnées. D'après les auteurs, les fluctuations positives de la vitesse longitudinale font émousser le profil de vitesse près de la paroi (gain en quantité de mouvement) ce qui repousse la position du choc vers l'aval. D'autre part, les fluctuations négatives provoquent un déficit de quantité de

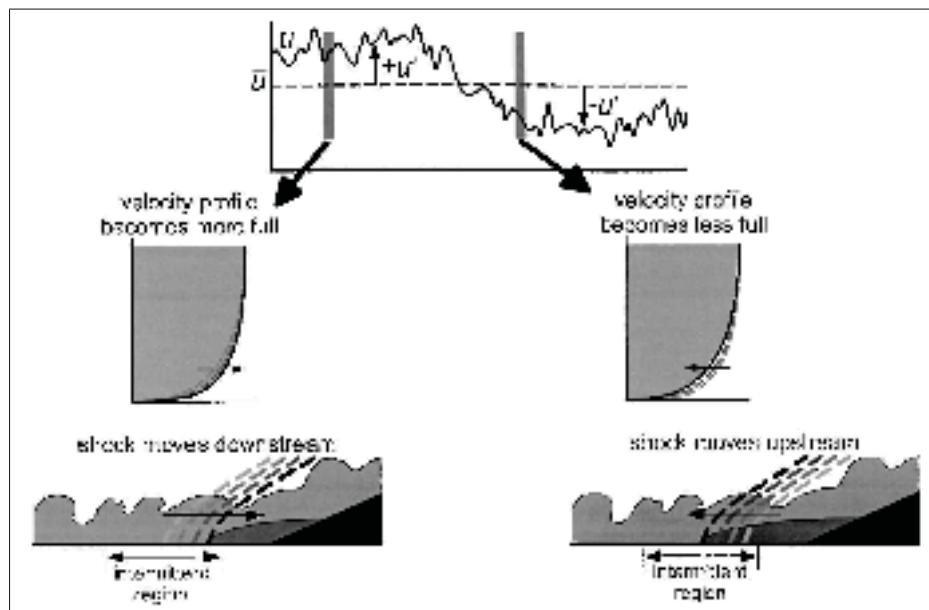


Figure 1.14 Mécanisme de respiration associé à l'oscillation du profil de vitesse instantané. Tirée de Beresh *et al.* (2002).

mouvement près de la paroi ce qui permet le mouvement du choc vers l'amont. En d'autres termes, le mouvement amont / aval du choc est lié aux fluctuations négatives / positives de la vitesse longitudinale en proche paroi. Humble *et al.* (2009), dans une TSB induite par réflexion de choc, ont conduit la même analyse que celle de Beresh *et al.* (2002), néanmoins ils ont noté une faible corrélation entre l'état du profil de vitesse et le mouvement du choc. De plus ils annoncent que ce mécanisme ne joue qu'un rôle secondaire puisqu'il est basé sur un point de vue quasi-stationnaire (moyenne conditionnelle).

Ganapathisubramani *et al.* (2009) et Humble *et al.* (2009) dans une configuration SBLI et récemment Pearson *et al.* (2013) dans un écoulement de FFS suggèrent que l'instationnarité de la TSB à basse fréquence est plutôt associée au passage des superstructures (VLSM) de la zone logarithmique de la couche limite amont (*cf.* § 1.1.2.3). Ganapathisubramani *et al.* (2009), en utilisant l'hypothèse de turbulence gelée de Taylor sur des champs PIV, ont estimé la longueur des superstructures à 40δ dans leur écoulement (*cf.* figure 1.15). La fréquence de passage des superstructures est estimée à $U_c/40\delta \sim 660$ Hz, où $U_c = 0.8U_\infty \sim 410 \text{ ms}^{-1}$ est leur vitesse de convection et $\delta = 12.5 \text{ mm}$. La fréquence du mouvement de respiration est de ~ 670 Hz ce qui implique que les deux fréquences sont compatibles. De plus, les auteurs ont trouvé une haute corrélation ($R_{u_l x_0^f} = 0.6$) entre les fluctuations u_l de la vitesse dite *line-averaged* "représentative" de la vitesse dans la couche limite amont et les fluctuations x_0^f de décollement instantané assimilé au point dit *surrogate point*. La vitesse *line-averaged* est calculée en moyennant les vitesses instantanées sur une ligne $z = \text{cte}$ qui s'étend du *surrogate point* jusqu'à la fin du champ PIV. Le *surrogate point* est défini à la position longitudinale (x) où la vitesse instanta-

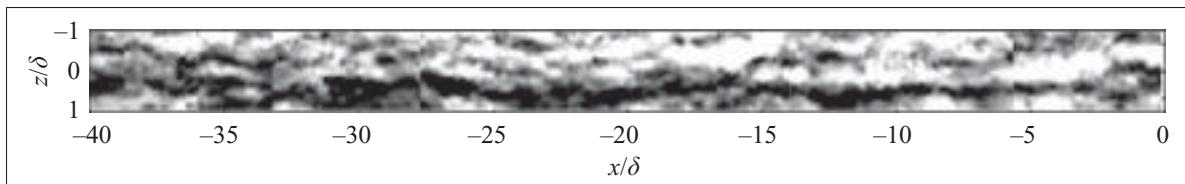


Figure 1.15 Superstructures dans un écoulement supersonique à $y/\delta = 0.2$ ($M_\infty = 2$ et $Re_\tau \sim 17000$). Tirée de Ganapathisubramani *et al.* (2009).

née est inférieure à $U_m - 4\sigma_u$, où U_m et σ_u sont la moyenne et l'écart type de la vitesse dans la couche limite amont (sans la rampe) à la même hauteur y par rapport à la paroi. Cependant, Wu et Martin (2008) à l'aide de DNS sur la même configuration (rampe de compression) et Dupont *et al.* (2006) dans une TSB induite par réflexion de choc n'ont pas noté de corrélation entre les structures de la couche limite amont et le mouvement de respiration.

Supposons que les superstructures s'étendent à 40δ et qu'elles soient convectées à la vitesse locale $\sim 0.8U_\infty$ de la zone logarithmique d'après Adrian *et al.* (2000b) et Hutchins et Marusic (2007a). Le nombre de Strouhal basé sur la longueur L_{sep} de la TSB en supersonique associé à leur passage est donc $\frac{0.8U_\infty}{40\delta} \frac{L_{sep}}{U_\infty} = L_{sep}/50\delta$. Ce nombre de Strouhal sera comparable au nombre de Strouhal typique du mouvement de respiration en supersonique (de 0.03) seulement si $L_{sep} \sim \delta$. Cette condition est satisfaite plutôt dans le cas de décollement dit "intermittent" (absence d'une zone de recirculation moyenne). Humble *et al.* (2009) déclarent qu'ils n'ont pas eu de zone de recirculation moyenne dans leur écoulement et dans le cas de Pearson *et al.* (2013) la longueur moyenne de la TSB est de $\sim 0.3\delta$ ce qui renforce cette idée. Néanmoins, dans le cas de Ganapathisubramani *et al.* (2009), il n'est pas clair si les auteurs ont eu une zone de recirculation moyenne. D'après cette discussion et en se basant sur l'étude de Ji et Wang (2012), les structures de couche limite amont semblent jouer un rôle primaire dans le mécanisme pilotant l'instationnarité à basse fréquence dans les "petites" TSB ou dans le cas de décollement intermittent.

1.5 Conclusion

Trois configurations de TSB ont été présentées, à savoir la TSB induite par une singularité géométrique ou GITSB, la TSB induite par choc ou SBLI et la TSB induite par un gradient de pression ou PITSB. La première est caractérisée par un point décollement fixe et les deux autres sont caractérisées par un point de décollement instationnaire sur une paroi lisse. La dynamique de la TSB a été souvent étudiée sur les configurations GITSB et SBLI. Cette dynamique fait intervenir deux modes d'instationnarité, l'un à moyenne fréquence relatif au lâcher des structures convectives de la couche de cisaillement et l'autre à basse fréquence relatif au mouvement de

battement de la couche de cisaillement près du point de décollement dans le cas de GITSB et aux cycles de rétrécissement / élargissement (respiration) de la TSB dans le cas de SBLI. Les nombres de Strouhal associés au mode à moyenne fréquence sont comparables dans les deux configurations GITSB et SBLI. Le mécanisme le plus adopté pour ce mode est similaire à celui d'une couche de mélange plane. Le nombre de Strouhal associé au mode à basse fréquence dans le cas de GITSB est quatre fois plus grand que celui qui est observé dans le cas de SBLI. Cet écart a été expliqué par un modèle qui tient en compte les effets de compressibilité. De nombreux mécanismes ont été proposés pour interpréter ce mode. Ces mécanismes sont classés en deux catégories selon l'origine de forçage en mécanismes à forçage amont et à forçage aval, néanmoins il n'existe pas de consensus pour ce mode.

CHAPITRE 2

MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE

Ce chapitre a pour objectif de présenter la méthodologie expérimentale et les moyens de mesure utilisés dans ce travail de thèse. La première partie est dédiée à la description des dispositifs expérimentaux, en particulier la section d'essai ainsi que son instrumentation. Le principe de fonctionnement des moyens de mesure et des exemples d'application incluant l'analyse d'incertitude associée à chaque moyen fait l'objet de la deuxième section. La troisième section présente les méthodes de traitement utilisées pour caractériser la dynamique de l'écoulement et la dernière section est consacrée à la mesure de niveau de turbulence et la mise en place de l'écoulement.

2.1 Dispositifs expérimentaux

2.1.1 Soufflerie

La présente étude expérimentale a été réalisée dans une soufflerie aérodynamique à circuit ouvert au laboratoire TFT. La soufflerie a été conçue pour étudier spécifiquement le décollement massif d'une couche limite turbulente sur une plaque plane. La bulle de décollement (PITSB) est générée par l'imposition d'un gradient de pression défavorable (APG) suivi d'un gradient de pression favorable (FPG) grâce à la forme particulière de la paroi inférieure dans la deuxième moitié de la section d'essai. Le point de décollement est libre de se déplacer dans cette configuration. Une description détaillée de la conception et de la construction de la soufflerie est disponible dans Pioton (2012) et Mohammed-Taifour *et al.* (2015a).

Description

Le schéma de la soufflerie est montré à la figure 2.1. Un ventilateur centrifuge de type AMCA Standard à 12 pâles et d'un débit volumique maximum de 8400 CFM($4 \text{ m}^3/\text{s}$) entraîné par

un moteur asynchrone d'une puissance de 15 HP assure l'alimentation de la soufflerie en débit d'air.

Les composants du circuit aérodynamique (adaptateur, diffuseur, chambre de tranquillisation, convergent et section d'essai) ont une largeur constante de 0.6 m et leurs longueurs sont données à la figure 2.1. L'adaptateur (conduite métallique de section carrée) assure la liaison entre la sortie du ventilateur et le diffuseur à grand angle à travers des joints flexibles pour lutter contre la transmission des vibrations induites par le ventilateur au reste du circuit aérodynamique. L'angle de divergence du diffuseur et son rapport de section sont respectivement $2\theta = 30^\circ$ et $A_D = 2.25$. Trois grilles en nylon d'une porosité $\beta = 0.49$ sont placées respectivement à l'entrée, au milieu et en sortie du diffuseur. La chambre de tranquillisation a une forme rectangulaire d'une hauteur de 1.35 m et une largeur de 0.6 m. Elle est munie d'un nid d'abeille en papier imprégné, de deux grilles en nylon d'une porosité $\beta = 0.49$ et une grille en polyester d'une porosité $\beta = 0.61$ placés dans cet ordre et espacés de 0.2 m. Les cellules du nid d'abeille ont une forme hexagonale de diamètre de 3.6 mm et une longueur de 25.4 mm. Le convergent est de type 2D avec une forme de paroi guidée par un polynôme cubique. Son rapport de section est de $A_C = 9$ et sa longueur est de 1.65 m. Une extension plane d'une longueur de 0.2 m est ajoutée à la fin de la forme cubique résultant ainsi en une longueur totale de 1.85 m du convergent. Le diffuseur, la chambre de tranquillisation et le convergent sont faits

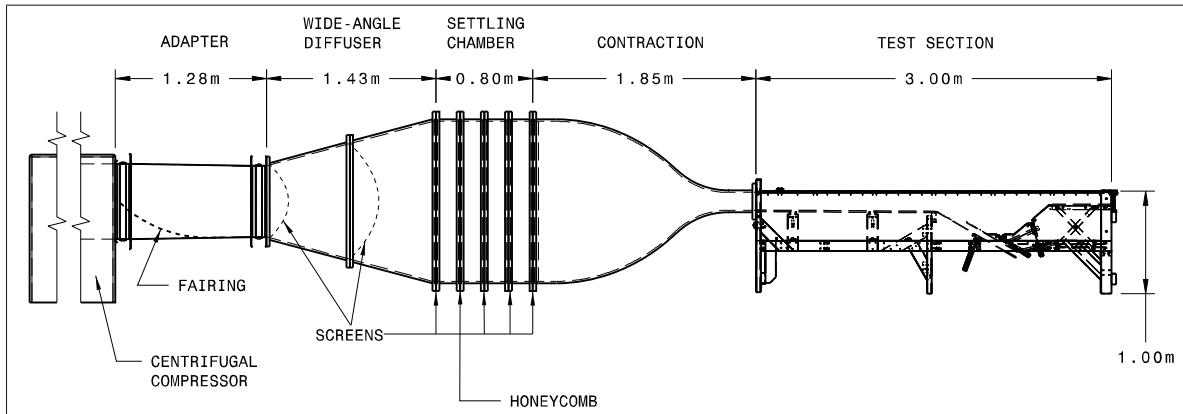


Figure 2.1 Schéma de la soufflerie à couche limite du TFT.

en bois. Plus de détails concernant le choix de la conception de chaque composant ainsi que la littérature associée sont disponibles dans Mohammed-Taifour *et al.* (2015a).

La section d'essai, d'une longueur totale de 3 m, est connectée directement à la sortie du convergent et elle a une forme rectangulaire d'une largeur de 0.6 m et d'une hauteur de 0.15 m à l'entrée. Comme le montre la figure 2.2, la section d'essai est composée de trois zones. La première d'une longueur de 1.5 m est dite *zone de développement*. Dans cette zone, une couche limite turbulente "bidimensionnelle" se développe sur la paroi supérieure sous l'effet d'un gradient de pression nul (ZPG). Le ZPG est assuré en inclinant la paroi inférieure de 0.7% ainsi la hauteur de la section d'essai est de 0.16 m à la fin de la zone de développement. La deuxième zone est dite de gradient de pression. La forme de la paroi inférieure dans cette zone impose d'abord un APG suivi ensuite par un FPG sur la couche limite, ce qui crée une PITSB sur la paroi supérieure. Pour assurer que l'écoulement décolle seulement de la paroi supérieure et qu'il se maintient attaché à la paroi inférieure, un piège à couche limite est mis en place sur la paroi inférieure au début de la zone APG. Une grille en nylon de porosité $\beta = 0.49$ est placée à la fin de la section d'essai pour assurer l'efficacité du piège à couche limite en surpressurisant légèrement la section d'essai. La dernière zone (d'une longueur de 0.5 m et d'une hauteur constante de 0.15 m) permet de maintenir l'écoulement attaché à la paroi avant de quitter la section d'essai est dite *zone de relaxation*.

Les parois latérales de la section d'essai sont faites en polycarbonate transparent de 12.7 mm d'épaisseur. La paroi supérieure (paroi d'intérêt) est faite de six plaques de polycarbonate transparent, de 0.5 m de long chacune, découpées de la même plaque maitresse de 12.7 mm d'épaisseur. Les six plaques sont interchangeables et elles peuvent être fixées sur les parois latérales à l'aide des écrous en étoile vissés sur des goujons insérés au préalable dans la face supérieure de chaque paroi latérale. Les six plaques sont montées sur les parois latérales sans joint et elles sont simplement juxtaposées. Grâce à la haute qualité de découpe des plaques, l'expérience a montré que ce simple montage est suffisant pour assurer l'étanchéité de la section d'essai. Quatre languettes métalliques chevauchant l'interface entre chacune des plaques sont prévues pour minimiser voir éliminer d'éventuelles marches. La paroi inférieure est en aluminium dans

la zone de développement (pour éviter sa flexion sous pression), en bois revêtu d'une feuille de plastique dans la zone de gradient de pression et en polycarbonate dans la zone de relaxation. Le tout est installé sur une structure en bois (*cf. figure 2.2*).

Enfin, l'origine du système d'axe (x, y, z) associé à la section d'essai est fixé sur la mi-largeur de la paroi supérieure à la sortie du convergent dont x représente la direction longitudinale, y (positif vers le bas) représente la direction normale à la paroi et z (positif vers la gauche) représente la direction transversale. Le champ de vitesse associé à ce système d'axe est donné par : ($u = U + u'$, $v = V + v'$, $w = W + w'$) dans le cadre d'une décomposition de Reynolds.

Instrumentation de la section d'essai

La paroi supérieure de la section d'essai est équipée de trois lignes ($z = 0$ et $z = \pm 0.15$ m) de 30 prises de pression chacune. Les prises de pression sont espacées de 0.1 m et la première prise est à $x = 0.05$ m. Le diamètre interne des prises de pression est de 0.8 mm. En outre, une plaque en aluminium d'une épaisseur de 12.7 mm peut être installée à la place de chacune des plaques de polycarbonate. La plaque d'aluminium est usinée avec 29 bouchons amovibles disposés sur cinq lignes ce qui facilite la mise en place des sondes de mesure dans l'écoulement (*e.g.* sondes à fil chaud). Cela donne accès à 9 stations de mesure espacés de 0.05 m



Figure 2.2 Photographie de la section d'essai.

sur la ligne médiane ($z = 0$) et 5 stations espacées de 0.1 m sur les lignes $z = \pm 0.1$ m et $z = \pm 0.2$ m pour un emplacement donné de la plaque d'aluminium. Au total, 54 stations de mesure sont disponibles sur la ligne médiane et 30 stations de mesure sont disponibles sur les autres lignes en envergure. Enfin, un chariot de traverse équipé d'une vis sans fin d'un pas de 3 mm entraînée par un moteur pas à pas à codeur optique d'une résolution de 500 CPR (*Pittman 14207 24 VDC*) permet de réaliser des profils verticaux de vitesse dans l'écoulement aux stations de mesure. Le positionnement relatif des sondes de mesure est assuré à une précision de 6 μm avec ces spécifications de pas de la vis et de la résolution du codeur.

Mesures préliminaires

Les visualisations de l'écoulement dans le diffuseur à l'aide de brins de laine réalisées par Pioton (2012) ont montré l'absence de toute zone de décollement sur les parois supérieure et inférieure du diffuseur.

L'écoulement dans le convergent a été évalué à l'aide d'un calcul numérique RANS en utilisant le solveur *simpleFoam* implémenté dans *OpenFOAM CFD toolbox* (Bouriga *et al.*, 2014, 2015). Le modèle de turbulence $k-\omega$ SST a été utilisé dans ce calcul numérique (*cf.* Bouriga *et al.* (2014) pour plus de détails concernant le modèle numérique). En se basant sur le tracé du coefficient de frottement (c_f), aucune zone de décollement n'a été identifiée sur les parois supérieure et inférieure du convergent. Bouriga *et al.* (2015) ont bien montré la présence des tourbillons longitudinaux sur les parois latérales à la sortie du convergent (Mokhtari et Bradshaw, 1983). Ces tourbillons se dissipent lentement dans la zone de développement, néanmoins ils persistent jusqu'au début de la zone du gradient de pression (Muslin *et al.*, 2014). Comme il sera montré au chapitre 3 à l'aide d'une visualisation de l'écoulement sur la paroi latérale, ces tourbillons seront probablement aspirés par le piège à couche limite.

La vitesse de référence notée U_{ref} est définie comme la vitesse au centre de la section de sortie du convergent ($x = 0$, $y = 0.075$ m , $z = 0$). U_{ref} peut être variée de 0 à 30 m/s à l'aide d'un contrôleur fréquentiel de vitesse associé au ventilateur. U_{ref} est évaluée en mesurant la

différence de la pression statique Δp_C entre l'entrée et la sortie du convergent. Cette différence de pression est ajustée à celle mesurée par un tube de Pitot statique Δp_{pitot} à la position de référence en introduisant un coefficient d'étalonnage de 0.95 mesuré préalablement. Ce coefficient représente la pente de la droite $\Delta p_{\text{pitot}} = f(\Delta p_C)$ sur toute la plage de U_{ref} . La température de l'écoulement est mesurée à l'aide d'une RTD (*Resistance Temperature Detector*) insérée à l'entrée du convergent. Il a été vérifié que cette température est égale à la température dans la section d'essai à plusieurs positions en x ainsi une seule mesure de température (à l'entrée du convergent) a été jugée suffisante.

Des profils moyens de vitesse en sortie du convergent mesurés à l'aide d'un tube de Pitot à plusieurs positions en z ont révélé le caractère turbulent de la couche limite pour $U_{\text{ref}} \geq 15 \text{ m/s}$ (Lemyre-Baron, 2012). Cela a aussi été vérifié à travers des mesures locales par une sonde à fil chaud. L'épaisseur de couche limite est de $\sim 8 \text{ mm}$ en sortie du convergent à $U_{\text{ref}} = 25 \text{ m/s}$. Étant donné que la position de transition est inconnue et à priori non homogène en envergure, un déclencheur de 3 mm d'épaisseur et 35 mm de largeur est installé à $x = 14 \text{ mm}$ pour homogénéiser la couche limite en envergure. La vitesse non-normalisée de l'écoulement potentiel présente des variations transversales inférieures à 1%, autrement dit l'uniformité transversale de l'écoulement potentiel est supérieure à 99% (Pioton, 2012).

2.1.2 Moyens de mesure

Les moyens de mesure utilisés dans cette étude, à savoir l'anémométrie à fil chaud, les capteurs de pression instationnaire et la vélocimétrie par images de particules (PIV) sont décrits dans cette section. L'incertitude associée aux données de chaque moyen de mesure est aussi fournie.

2.1.2.1 Anémométrie à fil chaud (HWA)

Plusieurs sondes à fil chaud en tungstène, de type *Auspex Scientific*, d'un diamètre de $d_w = 5 \mu\text{m}$ et d'une longueur de $l_w = 1.2 \text{ mm}$, alimentés par un anémomètre à voltage constant (CVA) ont été utilisées pour caractériser l'écoulement dans la section d'essai, et particulièrement dans

la zone de développement. Le module CVA que l'on possède au laboratoire TFT est le *Tao-Systems Model 4 – 600 Constant Voltage Anemometer* à quatre canaux. Le CVA n'étant pas un système très répandu, la procédure utilisée pour mesurer les fluctuations de vitesse avec ce système est décrite ici en détail.

Tout comme les autres types d'anémomètre à fil chaud, le CVA est basé sur la loi quasi-linéaire reliant la résistance d'un fil métallique R à sa température T par :

$$R = R_0(1 + \chi(T - T_0)), \quad (2.1)$$

où R_0 est la résistance du fil à la température de référence T_0 et χ est le coefficient de température de son matériau (ici le tungstène). On note R_a et T_a la résistance et la température du fil non chauffé placé dans l'écoulement et R_w et T_w la résistance et la température du fil chauffé par effet Joule. L'excès de température apporté au fil par effet Joule par rapport à la température de l'écoulement est traduit par le coefficient de surchauffe $a_w = R_w/R_a - 1$. Un fil chaud, malgré sa finesse, présente une inertie thermique. L'effet de l'inertie thermique peut être déterminé (*cf. plus bas*) en comparant le bilan thermique d'un fil idéal sans masse (Eq. 2.2) au bilan d'un fil réel (Eq. 2.3).

$$0 = R_w^* I_w^{*2} - (T_w^* - T_a) F(u), \quad (2.2)$$

$$m_w c_w \frac{dT_w}{dt} = R_w I_w^2 - (T_w - T_a) F(u), \quad (2.3)$$

où m_w et c_w sont respectivement la masse et la chaleur spécifique du fil réel (Bailly et Comte-Bellot, 2015). $I_w = I_w^*$ est le courant d'alimentation du fil, et $F(u)$ est une fonction de la composante de vitesse normale au fil. L'exposant \cdot^* indique les paramètres du fil idéal.

Principe de fonctionnement du CVA

La figure 2.3 montre le schéma du circuit de CVA. Le circuit est un montage typique d'un amplificateur non inverseur. En se basant sur la règle des amplificateurs idéaux ($V^- = V^+$), la

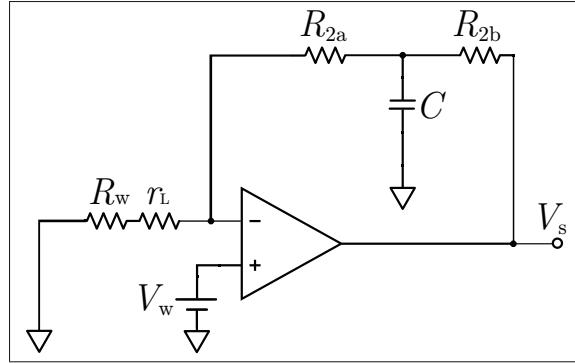


Figure 2.3 Schéma du circuit CVA.

tension aux bornes de la résistante $R_w + r_L$ est maintenue constante en imposant une tension $V_w = \text{cte}$ à l'entrée non inverseuse de l'amplificateur ($V^+ = V_w$). R_w et r_L sont respectivement la résistance du fil chaud et la résistance totale (*lead resistance*) de tout connecteur présent entre le fil chaud et le circuit électronique (Comte-Bellot *et al.*, 2004). Le module RC composé de la résistance $R_2 = R_{2a} + R_{2b}$ et du condensateur C agit comme un amplificateur passe haut qui compense l'inertie thermique du fil chaud. Ce module est caractérisé par une constante de temps $T_C = R_{2a}R_{2b}C/R_2$ permettant la compensation (partielle ou totale) de l'inertie thermique du fil d'une manière analogique. En outre, le fil chaud (réel) est caractérisé par sa constante de temps M_{CVA} en fonctionnement CVA traduisant son inertie thermique. Pour que la réponse du fil réel soit similaire à la réponse d'un fil idéal, l'égalité $T_C = M_{CVA}$ doit être assurée. Étant donné que M_{CVA} dépend de la vitesse de l'écoulement, T_C coïncide rarement avec M_{CVA} et une correction logicielle est donc nécessaire pour faire correspondre la réponse du fil réel (avec inertie thermique) à la réponse d'un fil idéal (sans inertie thermique) d'après Sarma *et al.* (1998). Le module CVA que l'on possède permet la sélection de deux valeurs de T_C et par conséquent on constate une sous-compensation lorsque $T_C < M_{CVA}$, une compensation totale lorsque $T_C \simeq M_{CVA}$ et une surcompensation lorsque $T_C > M_{CVA}$. Selon la figure 2.3, la tension de sortie est donnée par :

$$V_s = V_w \left(1 + \frac{R_2}{R_w + r_L} \right) - T_C \frac{R_2 V_w}{(R_w + r_L)^2} \frac{dR_w}{dt} \quad (2.4)$$

L'équation 2.4 est valide jusqu'à la fréquence de coupure du circuit de CVA qui dépend principalement des caractéristiques de l'amplificateur (*cf.* Sarma (1998) concernant la réponse fréquentielle du CVA). En tenant compte de l'hypothèse des petites perturbations où l'amplitude de fluctuations est supposée suffisamment petite, l'équation 2.4 peut être linéarisée, donnant ainsi la relation entre les fluctuations de la tension de sortie (v'_s) et les fluctuations de la résistance du fil (r'_w) donnée par (Bailly et Comte-Bellot, 2015) :

$$\bar{V}_s = V_w \left(1 + \frac{R_2}{\bar{R}_w + r_L} \right) \quad (2.5a)$$

$$v'_s = -\frac{R_2 V_w}{(\bar{R}_w + r_L)^2} \left(r'_w + T_C \frac{dr'_w}{dt} \right), \quad (2.5b)$$

où \bar{R}_w est la valeur moyenne de la résistance du fil. En adoptant les notations du circuit de CVA et en utilisant l'Eq. 2.1, les bilans thermiques d'un fil idéal (Eq. 2.2) et d'un fil réel (Eq. 2.3) peuvent être exprimés par l'Eq. 2.6 et l'Eq. 2.7 respectivement sachant que $V_w = (R_w + r_L)I_w = (R_w^* + r_L)I_w^* = \text{cte}$;

$$0 = R_w^* \frac{V_w^2}{(R_w^* + r_L)^2} - (R_w^* - R_a)f(u), \quad (2.6)$$

$$\frac{m_w c_w}{R_0 \chi} \frac{dR_w}{dt} = R_w \frac{V_w^2}{(R_w + r_L)^2} - (R_w - R_a)f(u), \quad (2.7)$$

avec $f(u) = F(u)/R_0 \chi$. L'effet de l'inertie thermique du fil réel traduit par la relation entre les fluctuations de sa résistance r'_w et celles de la résistance d'un fil idéal $r_w'^*$ peut être obtenu par la substitution de l'Eq. 2.6 dans l'Eq. 2.7 résultant ainsi

$$\frac{1}{V_w^2} \frac{m_w c_w}{R_0 \chi} \frac{dR_w}{dt} = \frac{R_w}{(R_w + r_L)^2} - \frac{R_w^*}{(R_w^* + r_L)^2} \frac{R_w - R_a}{R_w^* - R_a}, \quad (2.8)$$

puis par linéarisation en tenant en compte de l'hypothèse de petites perturbations :

$$\bar{R}_w = \bar{R}_w^* \quad (2.9a)$$

$$M_{\text{CVA}} \frac{dr'_w}{dt} + r'_w = r_w'^*, \quad (2.9b)$$

où M_{CVA} dépend des propriétés du fil ($m_w c_w / \chi R_0$), de la surchauffe et de la vitesse de l'écoulement. Comte-Bellot *et al.* (2004) fournissent une expression semi-empirique pour le M_{CVA} incluant l'effet du câble de connexion ou *lead resistance*. Cette expression est donnée comme suit :

$$M_{\text{CVA}} = \frac{1}{V_w^2} \frac{m_w c_w}{R_0 \chi} (\bar{R}_w + r_L)^2 \frac{a_w}{1 + 2a_w} LM, \quad (2.10)$$

où $LM = (1 + r_L / \bar{R}_w) / [1 + r_L / \bar{R}_w (1 + 2a_w)]$ est le facteur de correction dû au câble de connexion.

En se basant sur l'Eq. 2.5b, la réponse d'un fil idéal dépourvu d'inertie thermique ($M_{\text{CVA}} = 0$) pour lequel aucune compensation analogique n'est nécessaire ($T_C = 0$) s'énonce comme suit :

$$v_s'^* = -\frac{R_2 V_w}{(\bar{R}_w + r_L)^2} r_w'^*. \quad (2.11)$$

D'autre part, la substitution de l'Eq. 2.9b dans l'Eq. 2.5b donne :

$$v_s' = -\frac{R_2 V_w}{(\bar{R}_w + r_L)^2} \left(r_w'^* + (T_C - M_{\text{CVA}}) \frac{dr_w'}{dt} \right). \quad (2.12)$$

Les équations 2.11 et 2.12 montrent que la réponse d'un fil idéal ($v_s'^*$) peut être retrouvée à partir de la réponse d'un fil réel (v_s') connecté au CVA seulement si $T_C = M_{\text{CVA}}$. En pratique, cela est rarement le cas ce qui impose une correction logicielle. Cette correction peut être appliquée dans le domaine fréquentiel ou dans le domaine temporel (Comte-Bellot et Sarma, 2001). Dans le domaine temporel, la correction est obtenue à partir de l'Eq. 2.12 comme suit :

$$v_s'^*(t) = v_s'(t) + M_{\text{CVA}} \frac{dv_s'}{dt} - T_C \frac{dv_s'^*}{dt},$$

sachant que les termes $M_{\text{CVA}} dv_s'/dt$ et $T_C dv_s'^*/dt$ sont obtenus par dérivation des équations 2.5b et 2.11 respectivement. Pour un signal discret échantillonné à une fréquence f_s , Bailly et Comte-Bellot (2015) fournissent le schéma en différence décentrée arrière suivant :

$$v_s'^*(i) = \frac{v_s'(i) + f_s M_{\text{CVA}} (v_s'(i) - v_s'(i-1)) - f_s T_C v_s'^*(i-1)}{1 + T_C f_s}. \quad (2.13)$$

Enfin, la tension moyenne de sortie \bar{V}_s est associée à la vitesse moyenne de l'écoulement U à travers une loi d'étalonnage. Selon l'Eq. 2.5a, cela impose la connaissance de la valeur précise de R_2 (r_L est mesurable, V_w est le paramètre de contrôle maintenu constant et V_s est le paramètre mesurable de sortie) pour pouvoir calculer \bar{R}_w qui est, à son tour, indispensable pour évaluer le coefficient de surchauffe a_w et la variable d'étalonnage CAL (cf. plus bas). Les fluctuations de tension $v_s'^*$ sont associées aux fluctuations de vitesse u' de l'écoulement (ou aux fluctuations de température θ_a') à travers un coefficient de sensibilité en vitesse (ou en température). Le coefficient de sensibilité dépend du a_w dans le cas du fonctionnement CVA et une estimation semi-empirique est disponible dans Baily et Comte-Bellot (2015) en tenant compte de l'effet du câble de connexion. Selon l'Eq. 2.5b, la valeur précise de T_C est nécessaire pour mesurer les "bonnes" fluctuations de tension de sortie et la valeur précise de M_{CVA} est nécessaire pour corriger l'effet de l'inertie thermique du fil selon l'Eq. 2.13.

Procédure expérimentale

Comme pour tout moyen de mesure, la procédure expérimentale du CVA consiste en une étape d'étalonnage en vitesse (pour relier la tension de sortie à la vitesse) et une étape de mesure de fluctuations de vitesse dans l'écoulement. Néanmoins, la détermination précise des paramètres du circuit de CVA (R_2 et T_C) est nécessaire au préalable comme il a été déclaré plus haut. En fonctionnement CVA, l'évaluation de la constante de temps M_{CVA} de la sonde à fil chaud en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement (étalonnage de M_{CVA}) est aussi nécessaire pour la correction logicielle selon l'Eq. 2.13. Un extrait de la procédure de mesure est fourni ici. Des résultats plus détaillés sont disponibles dans Mohammed-Taifour *et al.* (2015b).

La valeur de R_2 peut être obtenue à l'aide d'un simple essai électrique. En effet il suffit de remplacer la sonde à fil chaud (R_w et r_L à la figure 2.3) par des résistances de précision R_{test} et collecter la tension moyenne de sortie \bar{V}_s tout en maintenant V_w constant. Selon l'Eq. 2.5a, cela donne $1/R_{test} = 1/R_2(\bar{V}_s/V_w - 1)$ ainsi R_2 est obtenue en calculant la pente de la droite $1/R_{test} = f(\bar{V}_s/V_w)$. Dans le présent cas, la tension d'alimentation a été fixée à $V_w = 0.5$ V (valeur typique pour des sondes de $d_w = 5$ µm en écoulement subsonique). Une série de

résistances de l'ordre de la résistance des sondes à fil chaud ($R_{\text{test}} = 3 - 6 \Omega$) a été utilisée pour réaliser l'essai. Une valeur de 115Ω a été trouvée pour la résistance R_2 .

La valeur de T_C peut être obtenue en injectant un signal fluctuant dans le module RC du circuit CVA où la sonde à fil chaud est remplacée par deux résistances fixes comme le propose Sarma (1998). Dans notre cas, deux résistances de 1Ω et 5Ω respectivement ont été utilisées. Le signal fluctuant est obtenu en plaçant une résistance de $1 \text{ k}\Omega$ en série avec un générateur de signal (ici un signal sinusoïdal de 0.3 V d'amplitude). La fréquence du signal est variée entre 10 Hz et 10 kHz . Comme le présent CVA permet deux réglages de compensation analogique T_{C1} et T_{C2} , les deux valeurs sont donc à déterminer. Le diagramme de Bode a montré que le système se comporte comme un amplificateur passe haut du premier ordre pour les deux réglages. Les constantes de temps sont $T_{C1} = 306 \mu\text{s}$ et $T_{C2} = 73 \mu\text{s}$ avec des fréquences de coupure à 3 dB de 519 Hz et 2175 Hz respectivement (Mohammed-Taifour *et al.*, 2015b). Un écart type de 0.5% approximativement a été relevé à travers des mesures de répétabilité pour les deux réglages (Sadeghi, 2014).

L'étalonnage en vitesse permet d'établir une relation semi-empirique entre la tension de sortie \bar{V}_s du CVA et la vitesse moyenne U de l'écoulement à travers une loi polynomiale (Perry, 1982) ou à travers une loi exponentielle généralement dite de King. Les lois d'étalonnage les plus répandues sont des dérivées de la loi de King (Bruun, 1995). Basée sur le bilan thermique (Eq. 2.2) d'un filament cylindrique (supposé infini) chauffé par effet Joule, cette loi est écrite : $Nu_w = f(Re_w, T_w, T_a)$ en forme adimensionnelle, où Nu_w et Re_w sont les nombres de Nusselt et de Reynolds du filament. Dans le présent travail, le bilan thermique formulé par Collis et Williams (1959), où les propriétés d'air sont évaluées à la température dite de film ($T_f = (T_w + T_a)/2$), est utilisé. Ce bilan est donné par :

$$\left(\frac{T_f}{T_a}\right)^{-0.17} Nu_w = A_1 + B_1 Re_w^n, \quad (2.14)$$

où A_1 , B_1 et $n \simeq 0.45 - 0.5$ sont des constantes qui dépendent de la géométrie du filament (Comte-Bellot, 2007). Notons que le bilan donné par l'Eq. 2.14 fait intervenir T_a ce qui permet

de compenser d'une éventuelle dérive de température ambiante entre l'étape de l'étalonnage et l'étape de mesure de turbulence (*cf.* plus bas). L'équation 2.14 réécrite en termes des quantités mesurables permet la formulation de la variable d'étalonnage CAL :

$$CAL = \left(\frac{T_f}{T_a} \right)^{-0.17} \left(\frac{V_w^2}{\bar{R}_w(\bar{R}_w - R_a)} \right) = A + BU^n, \quad (2.15)$$

sachant que $A = A_1 \frac{\pi l_w \lambda_f}{R_0 \chi}$ et $B = B_1 \frac{\pi l_w \lambda_f}{R_0 \chi} \left(\frac{\rho_f d_w}{\mu_f} \right)^n$ où λ_f , ρ_f et μ_f sont la conductivité, la masse volumique et la viscosité dynamique de l'air à la température T_f . Dans l'Eq. 2.15, $V_w = 0.5$ V, \bar{R}_w est calculée à partir de \bar{V}_s en utilisant l'Eq. 2.5a, R_a est calculée à la température T_a en utilisant l'Eq. 2.1 et T_w est calculée à partir \bar{R}_w et l'Eq. 2.1. La température T_a est mesurée à l'entrée du convergent (*cf.* plus haut) et la vitesse moyenne U de l'écoulement est mesurée à l'aide d'un tube de Pitot placé à côté de la sonde à fil chaud. L'étalonnage est réalisé dans l'écoulement potentiel de la zone de développement en variant U_{ref} entre 2 et 30 m/s. Les coefficients A et B de la loi d'étalonnage (Eq. 2.15) sont trouvés par régression linéaire en traçant CAL en fonction de U^n comme il est montré à la figure 2.4. L'exposant n est choisi en utilisant l'estimateur des moindres carrés ($n = 0.45$ dans notre cas). Les valeurs moyennes de

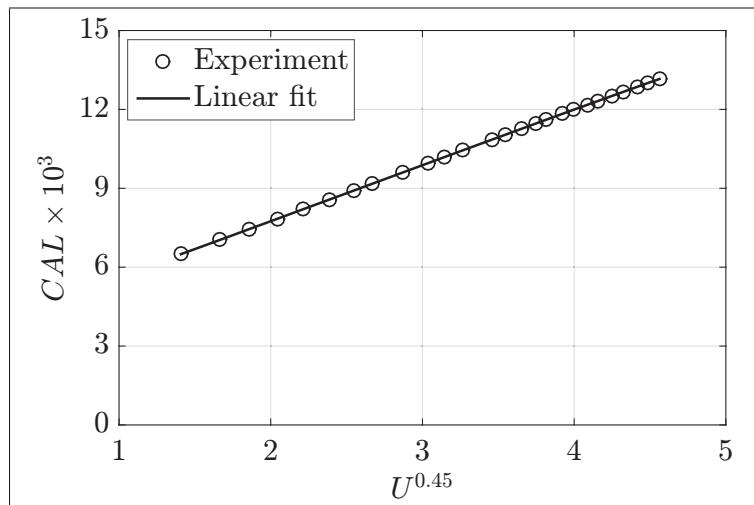


Figure 2.4 Exemple d'une courbe d'étalonnage en vitesse.

la tension de sortie \bar{V}_s et de la vitesse U de l'écoulement sont évaluées sur une période de 20 s et la fréquence d'échantillonnage a été choisie $f_s = 8$ kHz.

L'évaluation de M_{CVA} en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement est réalisée à l'aide d'un module TCM (*Time-Constant Measurement*) dédié à cet effet. Le module TCM est un canal sans compensation analogique ($T_C = 0$) qui permet l'injection d'un signal carré dans le fil déjà chauffé avec une tension d'alimentation V_w (Sarma, 1998). Le signal carré permet de simuler la réponse du fil à une perturbation de vitesse en analysant le signal de sortie. Selon l'Eq. 2.9b, la réponse d'un fil (réel) à une perturbation de vitesse suit une loi en décroissance exponentielle. M_{CVA} est la durée au bout de laquelle la réponse atteint 63% de sa valeur maximale. La figure 2.5 montre un exemple de signal de sortie d'un fil de $d_w = 5$ μm connecté au module TCM, chauffé avec une tension $V_w = 0.5$ V et placé dans l'écoulement potentiel de la zone de développement à $U_{\text{ref}} = 25$ m/s. Le signal a été échantillonné à une fréquence de 1 MHz afin de résoudre sa valeur maximale. L'évolution de M_{CVA} en fonction de la vitesse de l'écoulement potentiel est présentée à la figure 2.6. Les données expérimentales sont montrées en \circ , les résultats de l'Eq. 2.10 avec $m_w c_w / \chi R_0 = 8 \times 10^6 \text{ A}^2$ (trouvé expérimentalement) sont montrés en pointillés et les résultats de l'Eq. 2.10 avec $m_w c_w / \chi R_0$ calculé avec les paramètres nominaux du fil sont montrés en ligne pleine. Il apparaît à travers ces résultats que l'Eq. 2.10 décrit bien

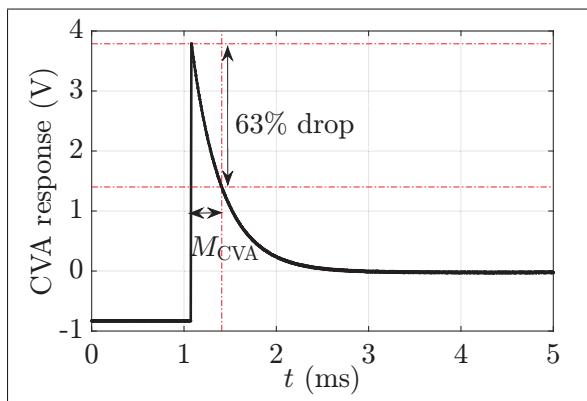


Figure 2.5 Réponse d'un fil chaud à un signal carré en fonctionnement CVA.

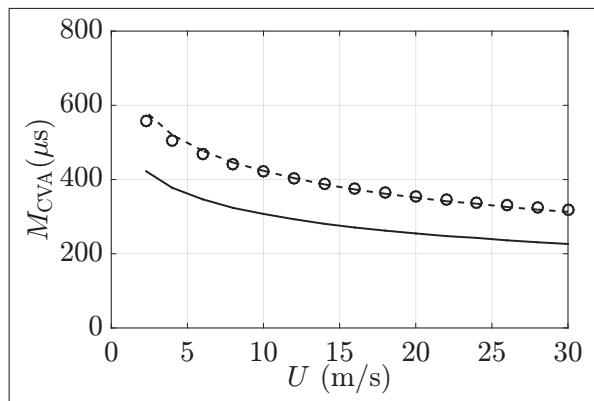


Figure 2.6 $M_{CVA} = f(U)$, \circ mesurées, - - Eq. 2.10 avec $m_w c_w / \chi R_0 = 8 \times 10^6 \text{ A}^2$, — Eq. 2.10 avec $m_w c_w / \chi R_0$ nominal.

l'évolution de M_{CVA} en fonction de la vitesse. Toutefois, $m_w c_w / \chi R_0$ basé sur les dimensions nominales du fil n'est pas assez précis et donc ne permet pas une bonne estimation de M_{CVA} . En pratique, $m_w c_w / \chi R_0$ peut être trouvé à l'aide de quelques données expérimentales puis utilisé dans l'Eq. 2.10 pour estimer M_{CVA} en fonction de la vitesse. La valeur expérimentale de $m_w c_w / \chi R_0$ et l'Eq. 2.10 peuvent être intégrées dans un algorithme pour corriger automatiquement les signaux d'un profil fluctuant de vitesse. Il est intéressant de noter que la correction analogique pour les deux réglages $T_{C1} = 306 \mu\text{s}$ et $T_{C2} = 73 \mu\text{s}$ est toujours effectuée d'une manière partielle dans l'intervalle de vitesse de 2 à 30 m/s. Néanmoins, le réglage T_{C1} est plus approprié dans notre application parce qu'il permet une correction analogique quasi-totale pour $U > 15 \text{ m/s}$ (*cf.* figure 2.8). Enfin, chaque marqueur (pour chaque vitesse) à la figure 2.6 représente la moyenne de 700 valeurs de M_{CVA} . À $U_{\text{ref}} = 25 \text{ m/s}$ par exemple, une valeur moyenne de $M_{\text{CVA}} = 338 \mu\text{s}$ et un écart type de 1.3% sont notés (Mohammed-Taifour *et al.*, 2015b).

Notons que la détermination de R_2 , T_{C1} et T_{C2} est faite seulement une fois pour le module CVA. L'étalonnage de M_{CVA} est réalisé une seule fois pour la même sonde à fil chaud. Par contre, l'étalonnage en vitesse est répété avant chaque utilisation de la sonde. Une fois que ces trois étapes sont achevées, la mesure de turbulence peut être réalisée en plaçant par exemple la sonde (chauffée avec la même tension V_w que celle utilisée pour l'étalonnage) dans une couche limite. Le signal de sortie V_s , acquis durant une période du temps, est décomposé en une partie moyenne \bar{V}_s et une partie fluctuante v'_s . \bar{V}_s est utilisé dans l'Eq. 2.5a pour calculer $\bar{R}_w = \bar{R}_w^*$. La partie fluctuante est corrigée à l'aide de l'Eq. 2.13 pour supprimer l'effet de l'inertie thermique ainsi résultant en une réponse $v_s'^*$ d'un fil idéal. $r_w'^*$ est obtenue en substituant $v_s'^*$ dans l'Eq. 2.11 puis elle est ajoutée à \bar{R}_w^* pour obtenir la trace temporelle de la résistance idéale R_w^* . Enfin, R_w^* est convertie en $u = U + u'$ en utilisant la loi d'étalonnage (Eq. 2.15).

Exemple de validation

Un exemple d'application de la procédure expérimentale décrite dans la section précédente est donnée dans cette section. Un profil de vitesse à travers la couche limite turbulente développée

sur la paroi supérieure dans la zone de développement est mesuré à $x = 1.1$ m en utilisant le module CVA (décris plus haut) puis un module DISA 55M10 CTA (*Constant Temperature Anemometer*). La même sonde à fil chaud (*Auspex Scientific*, $d_w = 5 \mu\text{m}$, $l_w = 1.2 \text{ mm}$) a été étalonnée en vitesse en fonctionnement CVA et en fonctionnement CTA dans l'écoulement potentiel. De plus, un étalonnage de M_{CVA} a été effectué en fonctionnement CVA (cf. figure 2.6). Une surchauffe de $a_w = 0.8$ a été utilisée dans le cas de CTA tandis que dans le cas de CVA une tension d'alimentation de $V_w = 0.5 \text{ V}$ a été maintenue constante ce qui donne $a_w \simeq 1$ sans écoulement. La vitesse de référence a été fixée à $U_{\text{ref}} = 25 \text{ m/s}$. À cette vitesse et à $x = 1.1$ m, l'épaisseur de la couche limite est $\delta = 27.8 \text{ mm}$, l'épaisseur de quantité de mouvement est $\theta = 3.0 \text{ mm}$ et le coefficient de frottement est $c_f = 3.1 \times 10^{-3}$ ce qui donne $Re_\tau \simeq 1750$ ($Re_\theta = \theta U_{\text{ref}} / \nu \simeq 4800$). Le profil moyen en échelle logarithmique ($U^+ = f(y^+)$) ainsi que de la variance de fluctuations de la vitesse ($\overline{u'^2}^+ = \overline{u'^2} / U_\tau^2$ avec $U_\tau = U_{\text{ref}} \sqrt{c_f / 2}$) sont présentés à la figure 2.7. La ligne pleine est la loi logarithmique "universelle" donnée par $U^+ = \frac{1}{0.41} \ln(y^+) + 4.9$ et la ligne en pointillés est la loi linéaire $U^+ = y^+$. La figure 2.7 montre une très bonne cohérence entre les résultats obtenus par les deux anémomètres CVA et CTA. Le profil moyen présente une partie logarithmique s'éten-

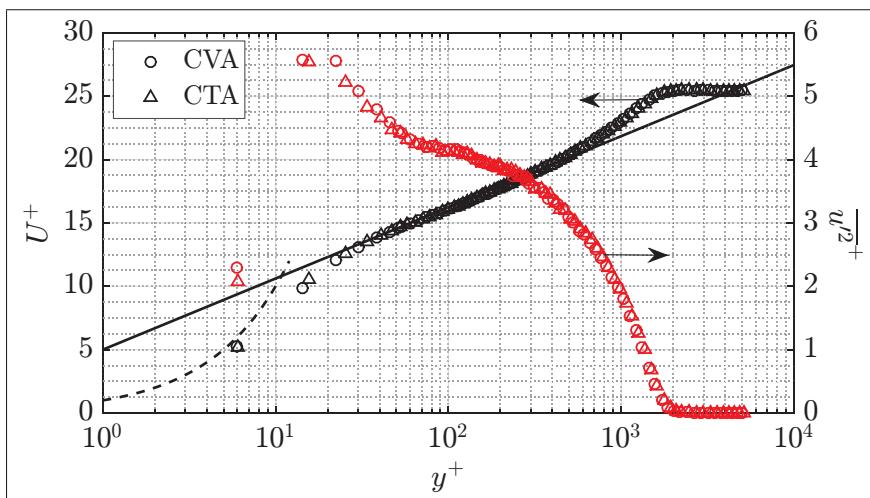


Figure 2.7 Profil moyen et profil de variance de fluctuations de vitesse dans une couche limite à ZPG, $Re_\tau \simeq 1750$ ($Re_\theta \simeq 4800$).

dant sur une décade approximativement (*cf.* De Graaff et Eaton (2000) pour un Re_θ du même ordre de grandeur). La valeur du pic de $\overline{u'^2}^+$ est environ 35% inférieure à celle observée par De Graaff et Eaton (2000) à l'aide d'un LDA et celle observée par Ligrani et Bradshaw (1987) à l'aide d'une micro-sonde à fil chaud ($d_w = 0.625 \mu\text{m}$, $l_w/d_w = 260$ et $l^+ = l_w/(\nu/U_\tau) = 3.3$). D'après Ligrani et Bradshaw (1987), le ratio l_w/d_w doit avoir une valeur entre 200 et 300 et l^+ doit être inférieur à 20 pour éviter l'atténuation des fluctuations dans la région $y^+ < 200$. Dans le présent cas, $l_w/d_w = 240$ et $l^+ = 78$. Ainsi vu que $l^+ > 20$, l'atténuation de $\overline{u'^2}^+$ n'est pas surprenante.

La densité spectrale de puissance (PSD) des fluctuations de vitesse à $y^+ = 114$ est montrée à la figure 2.8. Les signaux sont échantillonnés à une fréquence de $f_s = 204.8 \text{ kHz}$ durant 30 s. La PSD du signal mesuré en fonctionnement CTA est présentée en tant que référence. Les spectres des signaux CVA bruts, sans correction logicielle pour les réglages T_{C1} et T_{C2} divergent du spectre de CTA pour $f > 200 \text{ Hz}$. En revanche, les spectres des signaux de CVA corrigés en utilisant la valeur de $M_{CVA} = 378 \mu\text{s}$ (calculée pour la vitesse moyenne à cette position) se superposent avec le spectre du CTA sur toute l'étendue de fréquence validant ainsi la procédure de correction logicielle. Comme il est expliqué plus haut, le réglage $T_{C1} = 306 \mu\text{s}$ permet une

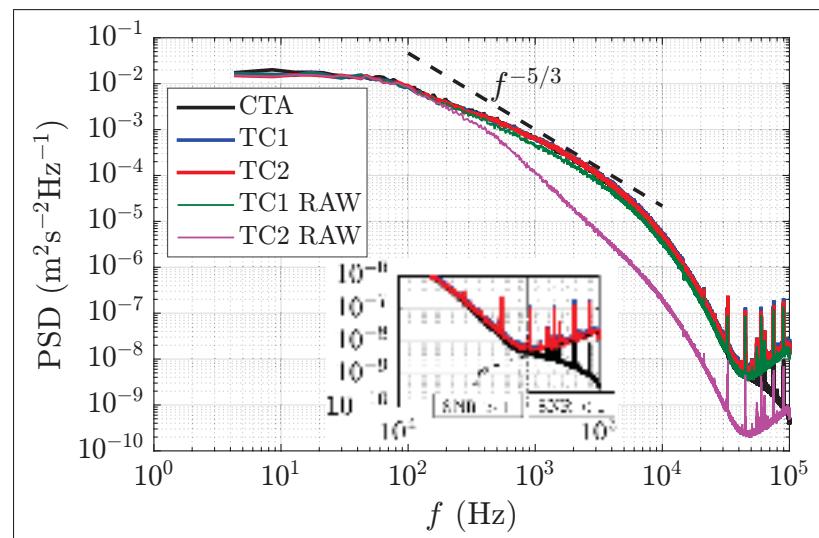


Figure 2.8 PSD de fluctuations de vitesse à $y^+ = 114$.

compensation analogique quasi-totale comparativement au réglage $T_{C2} = 73 \mu\text{s}$ où le signal de fluctuations est largement sous-compensé. Les spectres du CVA présentent une augmentation proportionnelle à f^2 pour $f \geq 43 \text{ kHz}$ caractérisant un rapport signal / bruit $\text{SNR} < 1$. Cette augmentation est indicative du bruit électronique du circuit CVA. L'augmentation proportionnelle à f^2 n'est pas très visible dans le spectre du CTA car la fréquence de coupure est observée autour de 54 kHz (*cf.* Mohammed-Taifour *et al.* (2015b) pour plus de détails).

Enfin, vingt mesures de répétabilité de 30 s à $f_s = 204.8 \text{ kHz}$ ont été effectuées à $y^+ = 114$. La vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse sont $U \simeq 16 \text{ m/s}$ et $u'_{\text{rms}} = 1.96 \text{ m/s}$ respectivement à cette position. Les écarts types sur la vitesse moyenne et les fluctuations de vitesse ont été évalués à $\sigma_U = 0.08\%$ et $\sigma_{u'} = 0.34\%$ ce qui donne $\sim 0.2\%$ et $\sim 0.8\%$ pour les incertitudes aléatoires relatives (à 95%) sur la vitesse moyenne et les écarts types (rms) des fluctuations de vitesse, respectivement.

2.1.2.2 Capteurs de pression instationnaire

Les fluctuations de pression sur la paroi supérieure de la section d'essai sont mesurées à l'aide de trois capteurs piézorésistifs de type *Meggitt 8507C-1* d'une étendue de 6.9 kPa et d'une fréquence de résonance de 55 kHz. Les capteurs sont alimentés par des batteries à 10 V et ils sont étalonnés en régime statique au moyen d'un manomètre liquide. Leurs sensibilités sont 31.2, 22.9 et 24.8 mV/kPa dans le même ordre qu'à la figure 2.9. Les capteurs de pression peuvent être montés affleurant à la surface à l'aide des bouchons en plastique sur la plaque d'aluminium ou connectés aux prises de pression (insérés dans les plaques de polycarbonate, *cf.* plus haut) à l'aide des tubes en vinyle de 0.8 mm de diamètre interne. Le dernier montage éprouve des fréquences naturelles associées à la résonance des tubes fermés dont les harmoniques sont fonction de la longueur du tube. Une fréquence de $\sim 2.3 \text{ kHz}$ a été notée pour des tubes de 27 mm de longueur (valeur limite minimale pour notre montage) incluant l'épaisseur de la paroi supérieure (Trünkle, 2014). Les signaux de pression sont échantillonnés à une fréquence de $f_s = 2 \text{ kHz}$ durant 300 s (sauf lorsque indiqué) et filtrés à l'aide d'un filtre anti-repliement compris dans la carte d'acquisition. Ainsi, la fréquence de résonance du tube se trouve coupée

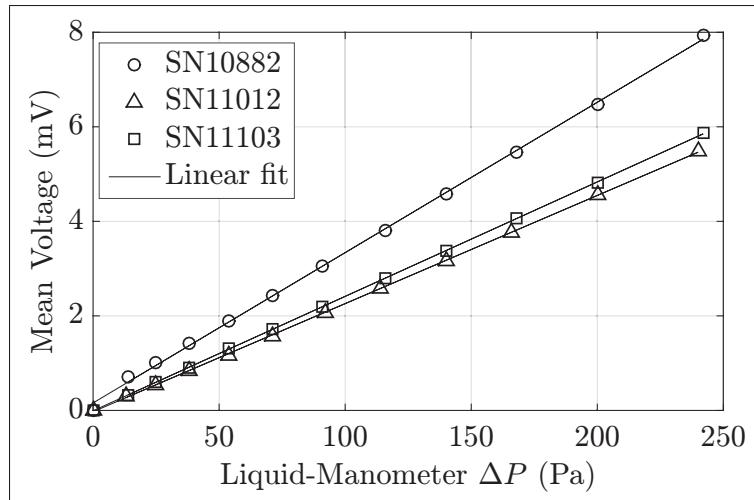


Figure 2.9 Courbes d'étalonnage des capteurs de pression instationnaire (SN :*Serial Number*).

par le filtre anti-repliement. Un temps de chauffe de ~ 15 min est accordé aux capteurs avant chaque utilisation. L'expérience a montré l'absence de toute dérive du zéro des capteurs (possiblement causée par l'effet de changement de température ambiante) dans la durée de mesure. À des fins de validation, la distribution de pression moyenne sur la paroi supérieure (*cf. figure 3.1 plus loin*) obtenue en utilisant les capteurs piézorésistifs a été comparée à celle mesurée à l'aide de deux capteurs à 16 voies de type *Scanivalve DSA3217* (gamme de mesure : 2.5 kPa, précision : $\pm 0.05\%$ à pleine échelle). Cette comparaison a révélé des écarts inférieurs à 5% entre les deux moyens de mesure. Les incertitudes relatives sur la pression statique moyenne et les fluctuations de pression ont été évaluées au moyen de quarante mesures de répétabilité à $x = 1.6$ m (cette position est d'un intérêt particulier comme il sera montré au chapitre 3). Les mêmes paramètres d'échantillonnage que ci-dessus ont été utilisés pour les mesures de répétabilité. Des valeurs $\sim 0.5\%$ et $\sim 2.5\%$ ont été notées pour les incertitudes aléatoires relatives (à 95%) sur la moyenne et les écarts types (rms) des fluctuations de pression respectivement.

2.1.2.3 Vélocimétrie par images de particules (PIV)

La vélocimétrie par images de particules est une méthode optique, devenue très répandue en mécanique des fluides, qui permet d'accéder à un champ de vitesse instantané dans un écoulement.

lement et donc à sa description spatiale. Le champ de vitesse dans le cas le plus simple est composé de deux composantes de la vitesse dans un plan (PIV 2D-2C). La stéréo-PIV permet d'accéder aux trois composantes de la vitesse dans un plan (PIV 2D-3C) et la PIV tomographique permet d'accéder à un champ de vitesse dans un volume (PIV 3D-3C). Comparative-ment aux méthodes ponctuelles de mesure, les données de la PIV sont beaucoup plus faciles à interpréter en visualisant l'organisation 2D / 3D de l'écoulement. La PIV présente ainsi un atout pour étudier la structure de l'écoulement dans une PITSB.

Notions de PIV 2D-2C

La PIV, assez simple dans son principe, est basée sur le suivi des particules (traceurs) entre deux instants séparés d'une durée Δt adaptée à la vitesse de l'écoulement étudié et à la résolution spatiale souhaitée. En effet, l'écoulement est ensemencé de particules, supposées suivre au mieux le mouvement de parcelles du fluide, et leurs positions \mathbf{x} et $\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x}$ sont enregistrées (sur images) aux instants t et $t + \Delta t$ respectivement. Les déplacements $\Delta\mathbf{x}$ parcourus par ces particules sont mesurés et puis la vitesse de celles-ci est déduite par $\mathbf{V} = \Delta\mathbf{x}/\Delta t$. En pratique, la vitesse locale est évaluée à l'aide d'une analyse statistique sur un groupe de cinq à dix particules avoisinantes se trouvant dans une fenêtre dite d'interrogation sur l'image (Adrian et Westerweel, 2010).

Adrian (1991) définit deux nombres caractéristiques pour distinguer les méthodes de vélocimétrie par visualisation de particules qui tiennent compte du mode d'éclairement et d'enregistrement. Le premier nombre est la densité source de particules notée N_S qui représente le nombre moyen de particules dans un volume formé par l'intersection de la nappe laser d'une épaisseur Δz_0 avec un cercle dont le diamètre d_e/M correspond à celui d'une image de particule projetée dans le plan de mesure :

$$N_S = C\Delta z_0 \frac{\pi d_e^2}{4M^2}, \quad (2.16)$$

où d_e et M sont respectivement le diamètre de l'image de particule et le coefficient d'agrandissement. C est le nombre de particules par unité de volume, autrement dit la concentration

moyenne en particules. Les mesures par PIV peuvent être réalisées dans le cas où les particules restent distinctes sur l'image ce qui est traduit par $N_S < 1$. Dans le cas contraire l'effet de tavelure (chevauchement des images de particules ou *Speckle*) apparaît et les particules ne sont plus distinctes sur l'image. Les algorithmes de calcul PIV (calcul de corrélation) ne sont plus applicables et la méthode de mesure est dénommée LSV : *Laser Speckle Velocimetry*. Le second nombre est la densité image de particules N_I qui représente le nombre d'images de particules dans une cellule d'interrogation dans le plan de mesure. Cette cellule d'interrogation est définie comme l'intersection entre la nappe laser et un cercle dont le diamètre d_I/M correspond au diamètre équivalent d'une fenêtre d'interrogation sur l'image projetée dans le plan de mesure :

$$N_I = C \Delta z_0 \frac{\pi d_I^2}{4M^2}, \quad (2.17)$$

où d_I est le diamètre équivalent d'une fenêtre d'interrogation sur l'image. Pour $N_I < 1$, la probabilité d'obtenir plus d'une particule par fenêtre d'interrogation est très faible et cela implique que les mesures PIV ne sont pas faisables. La méthode de mesure dans ce cas est dénommée PTV : *Particle Tracking Velocimetry*. Les mesures PIV nécessitent que $N_I \gg 1$ ce qui augmente la probabilité d'obtenir plusieurs particules dans une fenêtre d'interrogation. En se basant sur N_S et N_I , la PIV est donc une technique basse densité source ($N_S \ll 1$) et haute densité image de particules ($N_I \gg 1$) et se situe entre les techniques LSV et PTV.

En plus de la densité de particules, leur taille, leur constante de temps, leur indice de réfraction, l'énergie d'éclairage et les paramètres optiques (le coefficient d'agrandissement M , l'ouverture de l'objectif $f^{\#}$) sont aussi des paramètres importants dans les mesures PIV. En général, des particules d'huile ou de DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat) de diamètre $d_p \sim 1 \mu\text{m}$ et d'une masse volumique de $\rho_p \sim 800 - 900 \text{ kg/m}^3$ générées par atomisation sont utilisées pour des mesures dans l'air. L'expérience a montré que ces particules suivent "fidèlement" l'écoulement (Melling, 1997). La valeur typique de leur constante de temps est de l'ordre de $\tau_p = 2 - 5 \mu\text{s}$ (fréquence de relaxation $f_p = 1/2\pi\tau_p$) et elle est évaluée par l'Eq.2.18 en utilisant la loi de

Stokes dans un régime stationnaire où $Re_p = |\mathbf{u} - \mathbf{v}_p|d_p/\nu_f < 1$ et $\rho_p \gg \rho_f$:

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\nu_f \rho_f}, \quad (2.18)$$

où ν_f et ρ_f sont respectivement la viscosité cinétique et la masse volumique du fluide (l'air). \mathbf{v}_p est la vitesse de particules et Re_p est le nombre de Reynolds de particule basé sur l'écart de vitesse entre le fluide et les particules ($\mathbf{u} - \mathbf{v}_p$). τ_p représente le temps nécessaire à un réajustement de la vitesse des particules à un changement de vitesse de l'écoulement. L'écart de vitesse entre les particules et le fluide est donné par :

$$\mathbf{v}_p - \mathbf{u} = \tau_p \mathbf{g}, \quad (2.19)$$

où \mathbf{g} est l'accélération gravitationnelle (ou autre accélération, *e.g.* centrifuge dans les écoulements en rotation). Pour des particules d'huile de $d_p = 1 \mu\text{m}$, la valeur typique de la vitesse de sédimentation est de $\tau_p \mathbf{g} \sim 38 \mu\text{m/s}$ (en prenant $\tau_p = 3.8 \mu\text{s}$ et $\mathbf{g} = 10 \text{ m/s}^2$) et elle représente généralement une source négligeable d'incertitude (Adrian et Westerweel, 2010). La restriction sur la taille maximale de particules basée sur leur distance de glissement entre les deux impulsions laser ($d_p \leq 18\nu_f \rho_f / \rho_p \mathbf{g} \Delta t$) se révèle beaucoup moins contraignante que celle qu'impose le temps de relaxation dans le cas où $\rho_p \gg \rho_f$. Pour référence, cette restriction est évoquée dans le cas où $\rho_p / \rho_f \sim 1$ pour des mesures dans l'eau par exemple (Adrian et Westerweel, 2010). D'après l'analyse de Melling (1997), les particules d'huile de $d_p \simeq 1 \mu\text{m}$ permettent une réponse aux fluctuations de vitesse dans l'écoulement jusqu'à une fréquence de 10 kHz.

En revanche, c'est la capacité des particules de diffuser la lumière (leur indice de réfraction n_p) qui fixe la limite inférieure de leur taille. Le choix de particules à n_p relativement élevé ou des particules plus grosses est généralement plus économique que d'opter pour une source d'éclairage plus puissante. Pour référence, les lasers délivrant une puissance supérieure à 150 mJ par pulse sont considérés comme des sources puissantes et les lasers délivrant une puissance aux alentours de 30 mJ par pulse sont considérés comme des sources à puissance

modérée (Raffel *et al.*, 2007). La valeur typique de l'indice de réfraction est de $n_p = 1.33 - 1.5$ pour les particules d'huile dans l'air (Adrian et Westerweel, 2010).

Lorsque le diamètre de particules est de l'ordre de la longueur d'onde λ de la lumière incidente, cette dernière se diffuse par le mode de diffusion de Mie et la diffraction joue un rôle prépondérant dans le processus de diffusion. Le diamètre de l'image de particules d_τ est donc dit limité par diffraction selon le résultat classique de la tache d'Airy comme on peut le constater dans l'Eq. 2.20 ($d_{\text{diff}} \gg Md_p$ pour les valeurs typiques suivantes de $M \sim 0.1 - 0.3$, $d_p \sim 1 - 10 \mu\text{m}$, $\lambda \sim 0.5 \mu\text{m}$ pour la lumière verte et $f^\# \sim 2.8 - 5.6$).

$$d_\tau \simeq \sqrt{(Md_p)^2 + d_{\text{diff}}^2} \quad \text{avec} \quad d_{\text{diff}} = 2.44f^\#(M+1)\lambda \quad (2.20)$$

Dans l'Eq. 2.20 les aberrations optiques sont supposées négligeables. La profondeur de champ δ_z qui caractérise le lieu où on obtient le diamètre de diffraction (où les particules sont parfaitement focalisées) est donnée par :

$$\delta_z \simeq 4.8 \left(1 + \frac{1}{M}\right)^2 f^{\#2} \lambda. \quad (2.21)$$

Le choix d'une profondeur de champ légèrement supérieure à l'épaisseur de la nappe laser ($\delta_z > \Delta z_0$) permet d'assurer que toutes les particules se trouvant dans la nappe laser sont focalisées et produisent des images nettes. Pour un M donné, cela peut être réalisé en augmentant $f^\#$ autrement dit en fermant le diaphragme de l'objectif sans trop diminuer la lumière reçue par le capteur de la caméra. L'optimisation entre le diamètre de diffraction, la profondeur de champ, la puissance lumineuse et l'ouverture de l'objectif est généralement très difficile à réaliser et un compromis doit être trouvé. Pour $f^\# = 2.8$ et $M = 1/8$, la profondeur de champ est de $\delta_z \simeq 1.5 \text{ mm}$ et une épaisseur de nappe $\Delta z_0 = 1 \text{ mm}$ assure des images nettes. La profondeur de champ dépend aussi de l'angle d'enregistrement. La diffraction étant relativement paraxiale, il est donc avantageux d'enregistrer parallèlement à la lumière incidente (*i.e.* à 0° ou à 180°). Néanmoins, la profondeur de champ sera très faible ainsi l'enregistrement à 90° est généralement utilisé (Raffel *et al.*, 2007).

Dans les applications PIV, les lasers cristallins pulsés à deux cavités sont utilisés comme une source d'éclairage. La longueur d'onde de ces lasers est généralement dans le spectre visible ($\lambda_{\text{Nd:YAG}} = 532 \text{ nm}$ et $\lambda_{\text{Nd:YLF}} = 527 \text{ nm}$) générée grâce à un doubleur de fréquence et elle dépend du dopage (*e.g.* Nd : *Néodyme*) et de la matrice (*e.g.* YLF : *Yttrium-Lithium-Fluoride*). Les lasers Nd :YLF sont utilisés dans les applications PIV haute vitesse car ils fournissent une forte énergie (jusqu'à 30 mJ par pulse) à quelques kHz comparativement aux lasers Nd :YAG limités généralement à 10 – 30 Hz. Néanmoins pour des hautes fréquences d'émission, l'énergie par pulse chute rapidement pour les lasers Nd :YLF, *e.g.* 1 – 2 mJ par pulse à 10 kHz pour un laser *Litron LDY304*.

Des caméras haute cadence étalonnées et synchronisées à la source d'éclairage sont utilisées pour enregistrer les images. Pour les applications PIV, les capteurs les plus employés sont les capteurs à transfert de charge CCD (*Charge-Coupled Device*) à taille typique de pixel de 7 – 12 μm et les capteurs semi-conducteur à oxyde de métal CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductors*) à taille de pixel de $\sim 20 \mu\text{m}$ (Adrian et Westerweel, 2010; Overmars *et al.*, 2010). Plusieurs technologies de transfert existent pour les capteurs CCDs. Les CCDs à transfert de trame, temps minimum entre deux expositions de $\mathcal{O}(100 \mu\text{s})$, sont réservés pour les applications à basse vitesse allant jusqu'à 2.5 m/s. Les CCDs rapides à transfert par interligne, temps minimum entre deux expositions de $\mathcal{O}(1 \mu\text{s})$, sont utilisés pour les applications à vitesse d'écoulement allant jusqu'à 250 m/s (Adrian et Westerweel, 2010). Ces CDDs rapides permettent une acquisition d'images à une cadence allant à 1000 Hz mais à résolution modérée 512×512 pixels. Afin de réaliser des mesures PIV résolues en temps ou TR-PIV, la combinaison des lasers rapides comme Nd :YLF et des caméras rapides à capteurs CMOS est recommandée bien qu'elles détiennent des pixels relativement grands, du bruit plus élevé et de faible sensibilité comparativement aux capteurs CCDs. Les défis induits par cette combinaison sur la précision de TR-PIV sont discutés dans Stanislas *et al.* (2008). Aujourd'hui, des caméras CMOS permettant une acquisition d'images de résolution typique de 2000×2000 pixels à typiquement 1 kHz et à mémoire intégrée de 16 GB sont disponibles.

La première règle pour les mesures PIV 2D-2C consiste à choisir Δt de façon à ce que le déplacement de particules dans le plan de mesure soit inférieur à la dimension de leurs images, autrement dit $M|\Delta \mathbf{u}|\Delta t < d_\tau$ (Keane et Adrian, 1991). Par la suite, les images enregistrées sont divisées en petites fenêtres d'interrogation dont la taille (D_I) est quatre fois plus grande que le déplacement moyen de particules dans le plan ($|\Delta \mathbf{x}| < \frac{1}{4}D_I$) et contenant entre cinq à dix particules ($N_I = 5 - 10$) dans le but d'augmenter l'amplitude du pic de corrélation (Adrian et Westerweel, 2010). Dans le cas où une image est enregistrée par impulsion laser ou *double-frame mode*, le déplacement de particules est calculé par intercorrélation entre l'image à t et l'image à $t + \Delta t$, généralement via un algorithme FFT (*Fast Fourier Transform*) pour améliorer le temps de calcul comparativement à la méthode directe. Cela impose que les dimensions des fenêtres d'interrogation soient en puissance de 2 mais pas nécessairement carrée, *e.g.* des fenêtres à grand allongement sont utilisées pour augmenter la résolution verticale dans les couches limites (Raffel *et al.*, 2007). Il est aussi recommandé que les fenêtres aient la même taille sur les deux images. L'utilisation des fenêtres de taille non égale à 2^n , non carrée, ou non égales sur les deux images fait appel à la technique de remplissage avec des zéros (*zero padding*). Pour éviter que les valeurs nulles viennent brûler le signal de corrélation, il est conseillé de combler les fenêtres par des niveaux de gris de valeur égale à celle du fond de l'image. La méthode de corrélation directe est avantageuse de ce point de vue car elle autorise facilement l'emploi de fenêtres de formes et de tailles non régulières. Lorsqu'on souhaite profiter de cette flexibilité, l'emploi d'un algorithme dit par reclassement des pixels selon leur niveau de gris peut accélérer considérablement le calcul d'intercorrélation (Susset *et al.*, 2006). Il est à noter que l'utilisation de fenêtres plus grandes sur la deuxième image est seulement justifiable dans le cas d'importants déplacements dans le plan (le non respect de $|\Delta \mathbf{x}| < \frac{1}{4}D_I$) pour garder le nombre de particules communes dans les deux images le plus élevé possible. Une autre manière de limiter la perte de particules est de décaler les fenêtres de la deuxième image d'un pas constant, estimé par l'expérimentateur, par rapport aux fenêtres de la première image (Westerweel *et al.*, 1997). Des algorithmes itératifs d'intercorrélations successives ou multi-grilles permettent de déterminer le décalage optimal à l'aide d'un vecteur prédicteur calculé au préalable. Lors d'une première itération, les vecteurs prédicteurs sont calculés sur des fenêtres

plus grandes ce qui permet d'augmenter l'amplitude du pic de corrélation. Par la suite, les fenêtres sont réduites et la position de celles de la deuxième image est optimisée au moyen des vecteurs prédicteurs lors de la deuxième / d'autres itérations. Les vecteurs prédicteurs peuvent être aussi corrigés au fur et à mesure des itérations ce qui améliore la précision d'estimation de déplacement (Westerweel, 1997; Scarano et Riethmuller, 1999; Scarano, 2001). En plus des algorithmes multigrilles, des fenêtres de pondération (Gaussienne, Hanning, Welch ...) peuvent être appliquées pour éviter les effets de bord lorsque l'intercorrélation est calculée via FFT. Ce problème apparaît lorsque par exemple une particule se trouve coupée au bord d'une fenêtre d'interrogation et il est plus prononcé en diminuant D_I pour N_I et d_τ fixes. Un autre paramètre important qui influe sur le signal de corrélation est la disparition des particules suite à un déplacement Δz hors plan, généralement observé dans les écoulements 3D. Pour limiter ses effets, il est recommandé que le déplacement maximum soit inférieur au quart de l'épaisseur de la nappe laser (Keane et Adrian, 1990), ce qui n'est pas toujours facile à réaliser. Enfin, il faut noter que les règles énoncées plus haut et résumées par l'Eq. 2.22 ont été obtenues à l'aide de calculs de simulations Monte Carlo (Keane et Adrian, 1992) dans le but d'aider l'expérimentateur à accélérer le processus du choix de paramètres d'ensemencement, d'acquisition et de segmentation des images. En pratique, des valeurs proches ou des compromis peuvent être faits afin de surmonter des contraintes liées au montage ou à l'optique.

$$N_I > 10, \quad |\Delta x| < \frac{1}{4}D_I, \quad |\Delta z| < \frac{1}{4}\Delta z_0, \quad M|\Delta u|\Delta t < d_\tau. \quad (2.22)$$

Pour augmenter l'amplitude du pic de corrélation, certains pré-traitements basiques sont généralement envisageables. D'après Adrian et Westerweel (2010) la corrélation se décompose en trois termes : (1) relatifs à la convolution des intensités moyennes R_C (corrélation liée au fond des images), (2) à la convolution R_F de l'intensité fluctuante de la première fenêtre avec la moyenne de la seconde fenêtre et vice versa et (3) à la convolution de l'intensité fluctuante des deux images (R_D) comme il est montré à la figure 2.10. R_D représente le pic de déplacement et R_F représente les pics secondaires bruitant le signal de corrélation. Pour un fond homogène de l'image, R_C a un effet mineur sur le signal de corrélation. Néanmoins, il est parfois

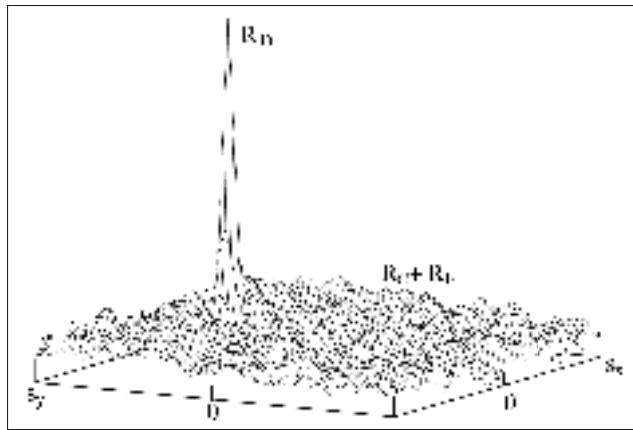


Figure 2.10 Composition de pics de fonction d’intercorrélation. Tirée de Raffel *et al.* (2007).

difficile d’assurer un fond homogène en pratique (*e.g.* réflexion parasite de lumière ou à un arrière plan inhomogène). Dans certains cas, il suffit simplement d’enregistrer une image de fond en absence d’ensemencement puis la soustraire des images PIV pour minimiser le terme R_C . Dans d’autres cas où il est impossible d’effectuer cette procédure, le filtrage des images (particulièrement le filtrage passe haut), la normalisation pixel par pixel ou l’égalisation d’histogramme peuvent être très utiles (*cf.* Adrian et Westerweel (2010) et Tropea *et al.* (2007) pour des exemples). La soustraction de la partie moyenne de l’image permet d’éliminer les deux termes R_C et R_F (Adrian et Westerweel, 2010). En dehors des effets liés au termes R_C et R_F , l’amplitude du pic principal de corrélation R_D peut être augmentée en respectant les règles d’ensemencement et de fenêtrage évoquées plus haut.

Le déplacement des particules dans les fenêtres d’interrogation durant Δt est localisé par la position du maximum (le pic R_D) dans l’espace de corrélation sur un maillage identique à celui des fenêtres d’interrogation (pixelization de l’image). Le déplacement n’est alors précis que de ± 0.5 pixel. L’introduction des méthodes sub-pixel en ne tenant plus compte uniquement de la position discrète du pic de corrélation, mais également du codage de déplacement sur l’enveloppe du pic permet la détermination de la position du maximum en fraction de pixel (Willert et Gharib, 1991). En effet, le signal d’une particule se distribue sur plusieurs pixels (un pixel central et des pixels de l’enveloppe). L’intensité des pixels de l’enveloppe dépend

de la position relative de la particule par rapport au photosite du capteur. Cette caractéristique se conserve lors du calcul de corrélation et la localisation du pic avec une précision sub-pixel se fait par exemple par un simple calcul de barycentre des valeurs discrètes au voisinage du pic. Toutefois, les valeurs de déplacement sont généralement biaisées vers des valeurs entières en utilisant cette approche ce qui a tendance à augmenter le problème de blocage de pic de corrélation ou *peak locking* (Westerweel, 1997). D'autres sources produisant ce problème sont détaillées plus bas. L'interpolation du pic de corrélation à l'aide d'une fonction gaussienne sur le maillage de base (Willert et Gharib, 1991), ou par interpolation Cardinal sur un maillage raffiné (une précision de $\sim 1/64$ pixel peut être atteinte d'après Lourenco et Krothapalli (1995)), fournissent de meilleurs résultats comparativement à la méthode de barycentre.

Si les méthodes d'interpolation de pic de corrélation ont permis de généraliser l'utilisation des caméras numériques dans les mesures PIV, ces dernières enregistrent le signal des particules sur un maillage discret de leurs capteurs ce qui a introduit de nouveaux biais. En effet, lorsque la dimension de l'image de particule est inférieure ou du même ordre de grandeur que la dimension du pixel (photosite) de capteur, l'enveloppe de l'image de particule est sous-échantillonnée ce qui conduit au blocage du pic de corrélation sur des valeurs entières de déplacement et favorise donc certaines classes de vitesse. Le tracé de l'histogramme de déplacement permet de mettre en évidence ce problème comme il sera démontré plus bas. Pour éviter ou minimiser les effets de ce problème, on doit alors privilégier des capteurs à petite dimension de pixel. Néanmoins, il faut prendre en considération de ne pas introduire de perte de sensibilité surtout lorsqu'un laser à haute cadence est utilisé. En pratique, il est plus facile d'agir sur les paramètres de l'optique M et $f^{\#}$ (λ étant difficile à changer) comme le montre l'Eq. 2.20 pour augmenter la taille de l'image de particule. Toutefois, le montage expérimental et la puissance du laser introduisent des contraintes sur le choix de M et de $f^{\#}$ (cf. plus haut pour les valeurs typiques). Une solution simple souvent évoquée pour réduire le blocage de pic repose sur l'application d'un léger décalage de mise au point sur les particules afin d'élargir leurs images sur le capteur (Overmars *et al.*, 2010; Adrian et Westerweel, 2010). La dimension de l'image de particules recommandée est de l'ordre de 2 – 5 pixels d'après Prasad *et al.* (1992) pour mini-

miser l'incertitude sur l'estimation de déplacement à $\sim 0.05 - 0.1$ pixel (Westerweel, 2000). Une dimension supérieure aux valeurs recommandées introduit plus d'incertitude aléatoire sur la mesure de déplacement (Adrian et Westerweel, 2010).

Les cartographies de déplacement, une fois estimées, peuvent être facilement transformées en champs de vitesse. Ces champs de vitesse doivent présenter au maximum 5% de vecteurs faux pour des mesures PIV dans des conditions régulières et au maximum 1% de vecteurs faux pour des mesures PIV de haute qualité (Raffel *et al.*, 2007). La validation des champs de vitesse se fait à travers de nombreux algorithmes : histogramme global des composantes de vitesse, filtre par moyenne glissante, filtre médian (Westerweel, 1994), filtre médian normalisé (Westerweel et Scarano, 2005), filtre à seuillage par un minimum de signal de corrélation ($R_D < \epsilon_{\text{seuil}}$), filtre à seuillage par SNR ($R_D/R_C < \epsilon_{\text{seuil}}$) et filtre à seuillage par un rapport de pics de corrélation ($R_D/R_F < \epsilon_{\text{seuil}}$) ou *Peak ratio filter*. Pour les détails sur les différents algorithmes et leur efficacité, le lecteur est référé à Raffel *et al.* (2007) et Adrian et Westerweel (2010). L'utilisation séquentielle de plusieurs algorithmes est aussi possible. Enfin, les vecteurs supprimés sont remplacés par une interpolation bilinéaire. Si les champs de vitesse contiennent au maximum 5% de vecteurs faux, 80% de vecteurs peuvent être récupérés en utilisant une telle interpolation (Westerweel, 1994).

Caractéristiques générales du système PIV

Le système PIV utilisé dans ce travail de thèse est composé d'un laser solide Nd :YLF à haute cadence de puissance modérée et de deux cameras numériques rapides à capteur CMOS. Le laser est un *Litron LDY304* à double cavité pompé par diode et délivrant 30 mJ par pulse dont la longueur d'onde est $\lambda = 527$ nm à une fréquence de 1 kHz. Les cameras sont de marque *Phantom V9.1* (14 bits, 12 GB, de taille de pixel de 11.5 μm) dont la fréquence d'acquisition à pleine résolution (1632×1200 pixels) est de 1 kHz en fonctionnement *single frame* et de 0.5 kHz en fonctionnement *double frame*. Le faisceau laser est dirigé vers la zone de mesure à l'aide d'un bras optique (*cf.* figure 2.11), puis une nappe laser d'une épaisseur $\Delta z_0 \simeq 1$ mm est créée par l'intermédiaire d'un système de lentilles *LaVision GmbH* d'une focale finale de

10 mm. Le système de lentilles est positionné à une distance permettant d'obtenir une illumination "optimale" dans un champ de vision (FOV) de 200 mm de large dans le sens de l'écoulement. Les caméras, munies d'objectifs *Micro Nikkor* 50 mm et placées côte à côté (sauf si mentionné), sont positionnées dans la direction normale à la nappe laser. Les caméras sont étalonnées ensemble en utilisant une cible d'étalonnage (*LaVision 204-15*) pour associer un système d'axes aux images et corriger les déformations optiques. Durant les mesures, elles sont synchronisées au laser par l'intermédiaire d'un contrôleur haute vitesse. Les images sont déversées par liaison *Gigabytes* haut débit à l'ordinateur d'acquisition à la fin de chaque séquence de mesure. Enfin, l'ensemencement de la totalité du circuit aérodynamique est réalisé à l'aide d'un générateur de particules formant des particules d'huile de *Bis(2-ethylhexyl) sebacate* d'un diamètre $d_p = 1$ mm en moyenne. Les particules sont injectées dans l'enceinte du ventilateur avant son entrée. Enfin, notons que le contrôleur haute vitesse et le générateur de particules sont de marque *LaVision*.

Montages de la PIV 2D-2C

Les mesures PIV par plans verticaux sont effectuées le long de la ligne médiane de la section d'essai à plusieurs positions x , particulièrement dans la zone de gradient de pression (*cf. fi-*

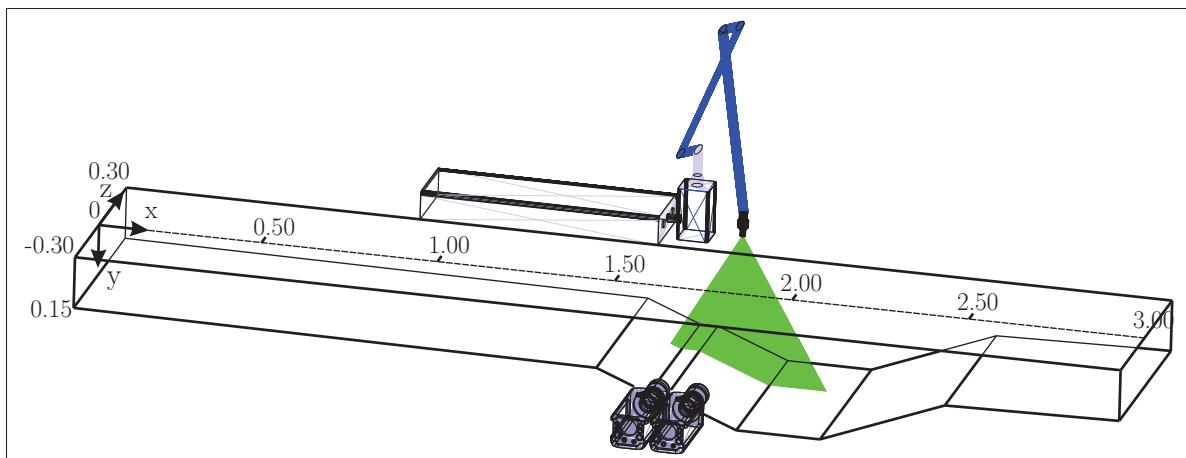


Figure 2.11 Montage de la PIV 2D-2C par plans verticaux.

gure 2.11). Dans ce cas, la nappe laser éclaire une zone du plan médian de la section d’essai et les caméras sont positionnées côté à côté perpendiculairement à celle-ci sur le côté droit de la section d’essai. Un film noir a été collé sur la paroi latérale gauche pour homogénéiser l’arrière-plan du champ de vision des caméras et pour éviter les réflexions parasites. Au total, sept mesures par plans verticaux ont été réalisées en amont et dans la zone de gradient de pression. Les stations (*Slices*) de mesures V0 à V6 sont montrées à la figure 2.12.

Les mesures PIV par plans horizontaux sont réalisées sur une bande de 20 cm de large centrée sur la ligne médiane ($z = \pm 10$ cm). Dans ce cas, la nappe laser éclaire une zone du plan horizontal à $y = 4$ mm de la paroi supérieure et les caméras sont positionnées côté à côté perpendiculairement à celle-ci au dessus de la section d’essai. La surface inférieure dans la zone de mesure a été peinte au noir. Quatre mesures ont été faites dans ce cas de configuration dont les stations de mesures (H0 à H4) sont montrées à la figure 2.12.

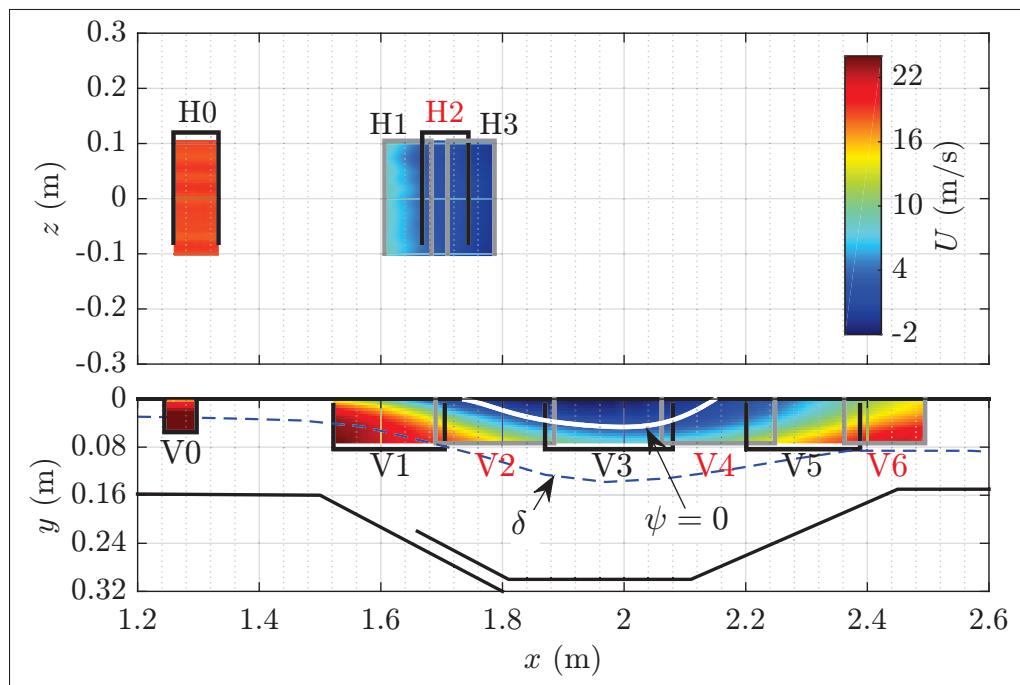


Figure 2.12 Stations de mesures PIV.

Les paramètres de l’optique et d’échantillonnage qui suivent sont gardés fixes pour l’ensemble des mesures PIV. Les caméras sont opérées à une résolution de 1200×800 pixels. Elles sont toujours positionnées à une distance de ~ 400 mm par rapport au plan de la nappe laser ce qui résulte en un coefficient d’agrandissement $M \simeq 1/8$ (rappelons que la focale des objectifs est de 50 mm et leur ouverture a été fixée à $f^{\#}2$). Ces réglages permettent d’avoir un FOV de 110×74 mm 2 par caméra, ainsi un FOV global de 200×74 mm 2 est obtenu pour les deux caméras sachant qu’un chevauchement de 10 mm est maintenu entre les FOVs des caméras. Cinq séquences de mesures de 3580 paires d’images (~ 4 s) sont réalisées à chaque station avec une fréquence d’acquisition de $f_s = 900$ Hz. Au total, 17900 paires d’images ont été enregistrées par station de mesure. Le décalage de temps Δt entre les images a été fixé pour obtenir un déplacement dans le plan aux alentours de 5 pixel. Ce déplacement correspond à $U_{\text{ref}} = 25$ m/s pour les mesures par plans verticaux et à la vitesse moyenne locale pour les mesures par plans horizontaux.

La méthodologie suivante est utilisée pour chaque mesure. L’étalonnage des caméras est effectué en utilisant le logiciel *DaVis LaVision* V8.2. La cible d’étalonnage est positionnée à l’endroit souhaité d’une manière à ce que son barycentre se trouve dans la zone de chevauchement des FOVs des caméras. Avec ce montage, le barycentre de la cible coïncide avec le barycentre de FOV global. Sur la cible se trouve un motif (des ronds) donnant l’échelle spatiale. La cible est prise en photo et le logiciel est capable de connaître précisément les matrices de passage du plan physique au plan capteur pour chaque caméra grâce à un algorithme de reconnaissance du motif en tenant compte les déformations optiques. Les coordonnées du barycentre sont par la suite mesurées et introduites dans une fenêtre dédiée à cette effet. Une fois l’étalonnage accompli, le laser est mis en fonctionnement, la nappe laser est mise rasante à la surface de la cible et son épaisseur minimum est ramenée au barycentre du FOV. La cible d’étalonnage est enlevée de la section d’essai, celle-ci est fermée et l’écoulement est mis en route. 200 images sont enregistrées sans ensemencement, puis moyennées. L’image moyenne est dénommée image de bruit de fond et elle est utilisée pour le pré-traitement des images PIV (*cf.* section suivante). Par la suite, l’écoulement est ensemencé et la mise au point des caméras

sur les particules est décalée légèrement afin d'obtenir des images de particules de l'ordre de 3 – 5 pixels.

Traitement des images PIV

Le traitement des images et le calcul de champs de vecteurs sont faits sous le logiciel *DaVis La-Vision*. Les paires d'images sont d'abord pré-traitées en soustrayant l'image du bruit de fond. La figure 2.13 montre un exemple d'une image PIV à la station V1 (image correspondant à la caméra de droite dans un montage similaire à celui de la figure 2.11). L'image brute est montrée à gauche et la pré-traitée à droite. Ce simple pré-traitement permet d'augmenter le contraste des images PIV et d'éliminer les zones de réflexion près de la paroi comme celle présente sur le coin supérieur gauche de l'image brute à la figure 2.13. Un algorithme multigrilles de calcul d'intercorrélation à quatre passes est utilisé pour déterminer le déplacement, en tenant compte des données d'étalonnage, pour atteindre un taux supérieur à 95% de vecteurs valides. Pour les deux premières passes, une fenêtre d'interrogation de 48×48 pixels sans pondération avec un recouvrement de 50% est utilisée avec un calcul d'intercorrélation via FFT. Notons que la première passe permet de calculer le vecteur prédicteur pour pouvoir déformer la fenêtre d'interrogation à la seconde passe. La position du pic de corrélation en sub-pixel est déterminée à l'aide d'une interpolation gaussienne sur le maillage de base. Les vecteurs faux sont isolés par

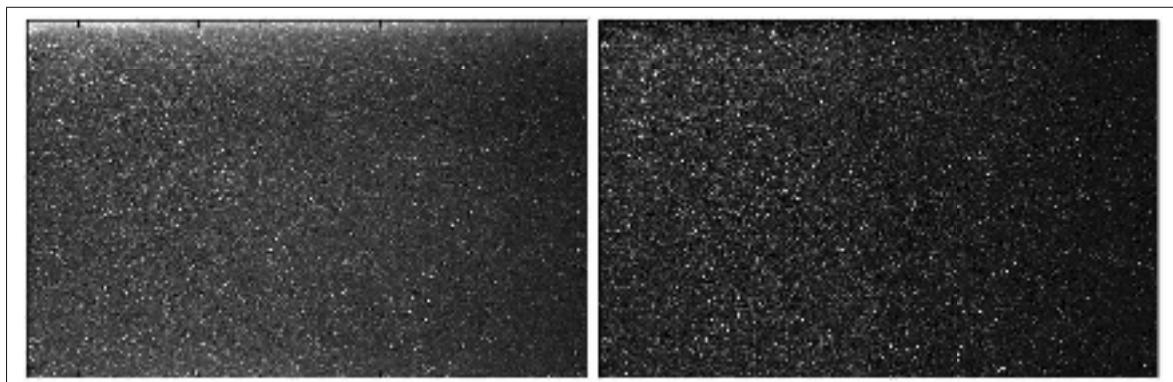


Figure 2.13 Exemple d'une image PIV à la station 1, image brute (*gauche*), image sans bruit de fond (*droite*).

un seuillage du SNR à 1.2 suivi d'un filtre médian 3×3 (Westerweel, 1994). Un vecteur à un nœud donné est supprimé si la différence entre sa valeur et la médiane de ces voisins est deux fois supérieure à l'écart type des voisins. Pour les deux dernières passes, une fenêtre ronde de 24×24 pixels à pondération gaussienne (*cf.* Wieneke et Pfeiffer (2010)) avec un recouvrement de 50% est utilisée et les mêmes paramètres de validation sont conservés. Les vecteurs supprimés par le filtre sont remplacés dans une étape séparée de post-traitement ce qui permet de faire une comparaison entre les champs originaux et les champs interpolés. Finalement, il est important de noter que le pourcentage typique des vecteurs faux identifiés dans nos champs de vitesse est moins de 1% comme il sera discuté plus bas. Les vecteurs faux sont observés aux bords des champs de vitesse, particulièrement au bord supérieur près de la paroi.

La figure 2.14 montre un histogramme 2D des composantes de vitesse de vingt champs arbitrairement choisis à la station V1. Cette station correspond au début de la zone du gradient de pression et l'étendue de la vitesse longitudinale couvre des vitesses allant de $u \sim 0$ m/s $\equiv \Delta x = 0$ pixel jusqu'à $u \sim 25$ m/s $\equiv \Delta x = 5$ pixels ce qui est bien en accord avec l'histogramme de la figure 2.14. D'autre part, le spectre de la vitesse verticale devrait être très limité comparativement à celui de la composante longitudinale ce qui est encore une fois en accord avec l'histogramme de la figure 2.14 ($|\Delta y| < 1.5$ pixel). L'ellipse tracée à la figure 2.14 définit l'intervalle des déplacements "acceptables" en se basant sur l'histogramme de 500 champs de vitesse (Stanislas *et al.*, 2005). À partir de l'histogramme, il est clair que le pourcentage de points en dehors de l'ellipse (correspondant aux déplacements non acceptables) est inférieur à 1%.

La figure 2.15 montre l'histogramme de déplacement longitudinal dans un champ arbitrairement choisi parmi les champs de la figure 2.14. L'absence des pics au valeurs entières de déplacement indique la faiblesse de l'effet du blocage de pic. Une méthode simple est proposée dans le manuel du logiciel *DaVis LaVision* pour quantifier l'intensité de l'effet du blocage de pic. Cette méthode consiste à calculer l'histogramme de la partie décimale de déplacement puis de remplacer les valeurs de $\Delta x > 0.5$ pixel par $1 - \Delta x$. Dans le cas idéal, l'histogramme en fraction de pixel devrait avoir une distribution uniforme car le spectre de

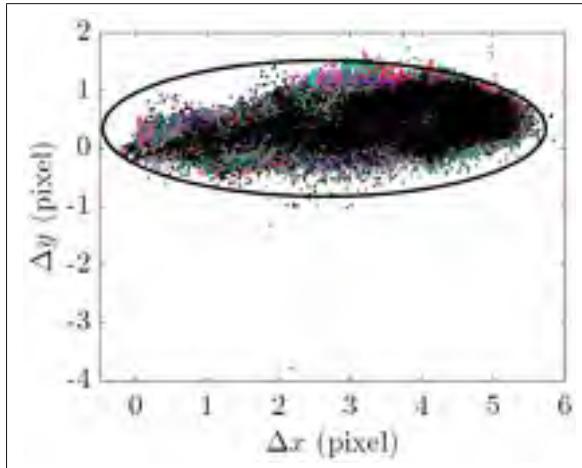


Figure 2.14 Histogramme 2D des composantes de vitesse.

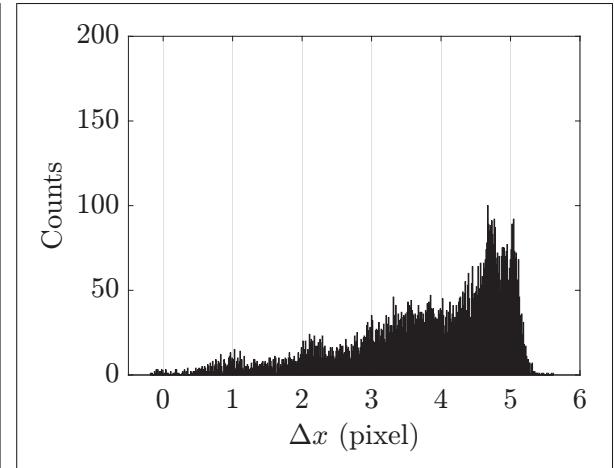


Figure 2.15 Histogramme de déplacement.

déplacement est généralement assez large et la probabilité d'occurrence de toutes les fractions de déplacement est équivalente (Overmars *et al.*, 2010). Cela sous-entend que le barycentre de l'histogramme (CM) est situé à $\Delta x = 0.25$ pixel. L'intensité du blocage de pic est donc donnée par : $P_{lock} = 4(0.25 - CM)$ dont $P_{lock} = 0$ représente le cas idéal (absence totale du blocage de pic) et les valeurs de P_{lock} proches de 1 représentent le cas où les données de mesures PIV sont à rejeter car l'effet du blocage de pic est très important et il n'y a aucune méthode de traitement qui pourrait corriger son effet (Adrian et Westerweel, 2010). Généralement, une intensité $P_{lock} \leq 10\%$ est acceptable. L'histogramme en fraction de pixel calculé pour l'exemple de la figure 2.15 est donné à la figure 2.16. L'intensité du blocage de pic pour cet exemple en particulier est de $P_{lock} \simeq 5\%$. Pour la comparaison, la figure 2.17 montre un histogramme avec $P_{lock} \simeq 64\%$ obtenu avec une paire d'images PIV artificiellement générées avec une taille d'image de particules $d_\tau \leq 1$ pixel. Étant donné que la source du blocage de pic n'est pas seulement associée à la taille d'image de particules mais aussi à l'algorithme de calcul d'intercorrélation (*e.g.* comportement de fenêtres d'interrogation, pondération pour éviter les effets de bord, interpolation sub-pixel (Nogueira *et al.*, 2011)), le même algorithme que celui décrit plus haut est utilisé pour déterminer le déplacement sur les images artificielles. Il est clair que l'intensité du blocage de pic est beaucoup plus marqué sur l'exemple de la figure 2.17. Pour

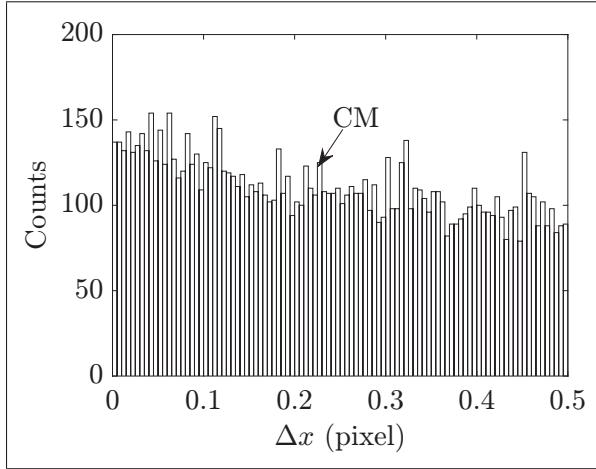


Figure 2.16 Histogramme en fraction de pixel pour l'exemple de la figure 2.15.

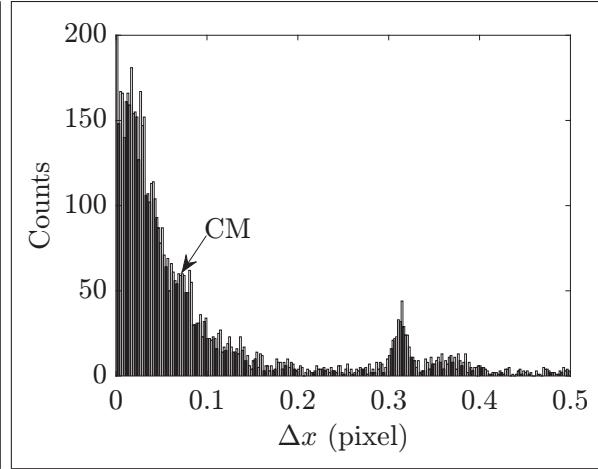


Figure 2.17 Histogramme en fraction de pixel avec une intensité du blocage de pic de 64%.

finir, l'intensité typique du blocage de pic pour toutes les mesures PIV dont les stations sont montrées à la figure 2.12 est de $P_{lock} \simeq 5 - 14\%$, ce qui est raisonnable.

Exemple de validation

Une mesure de validation de la méthodologie expérimentale a été réalisée dans la zone de développement (station V0 à la figure 2.12). Une seule caméra opérée à une résolution de 600×600 pixels à été utilisée pour cette mesure résultant en un FOV de $52 \times 52 \text{ mm}^2$. Cinq séquences de mesures de 8865 paires d'images (total de 44325 paires d'images) sont réalisées avec une fréquence d'acquisition de 2 kHz. Les autres paramètres de l'optique sont identiques à ceux utilisés pour le reste des stations de la figure 2.12. Les profils moyens ($U^+ = f(y^+)$) et d'intensité de fluctuations de la vitesse ($\overline{u'^2}^+ = f(y^+)$) à $x = 1.27 \text{ m}$ sont comparés avec ceux mesurés par HWA à la figure 2.18. À cette position, $\delta = 30.5 \text{ mm}$, $\theta = 3.6 \text{ mm}$ et $c_f = 2.9 \times 10^{-3}$ ($Re_\tau \simeq 1850$, $Re_\theta \simeq 5700$). Les lignes pleines et en pointillés représentent la loi $U^+ = \frac{1}{0.41} \ln(y^+) + 4.9$ et la loi $U^+ = y^+$ respectivement. Le profil de variance de fluctuations est calculé en intégrant le spectre de densité de puissance (cf. figure 2.19) pour les fréquences $f \leq 800 \text{ Hz}$ ainsi la variance de fluctuations est faible par rapport à celle représentée à la figure 2.7. Toutefois, les données de PIV sont entièrement en accord avec les données HWA.

Vingt mesures de répétabilité ont été effectuées à la station H1. Les paires d'images ont été enregistrées à la même fréquence $f_s = 900$ Hz. Néanmoins, le FOV a été réduit à 20×20 mm² pour augmenter le temps d'acquisition. 15000 paires d'images (~ 16 s) ont été enregistrées pour chaque mesure. Notons qu'il a été vérifié que la vitesse moyenne converge à ~ 4000

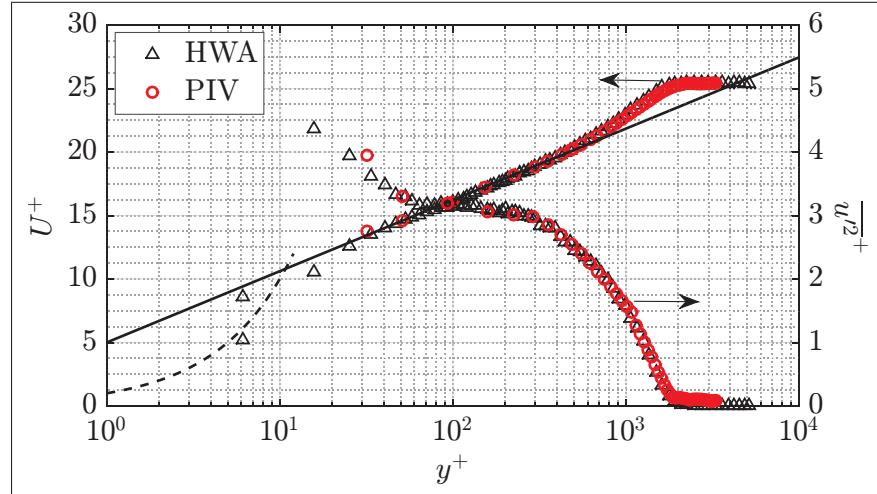


Figure 2.18 Profil moyen et profil de variance de fluctuations de vitesse dans une couche limite à ZPG, $Re_\tau \simeq 1850$ ($Re_\theta \simeq 5700$).

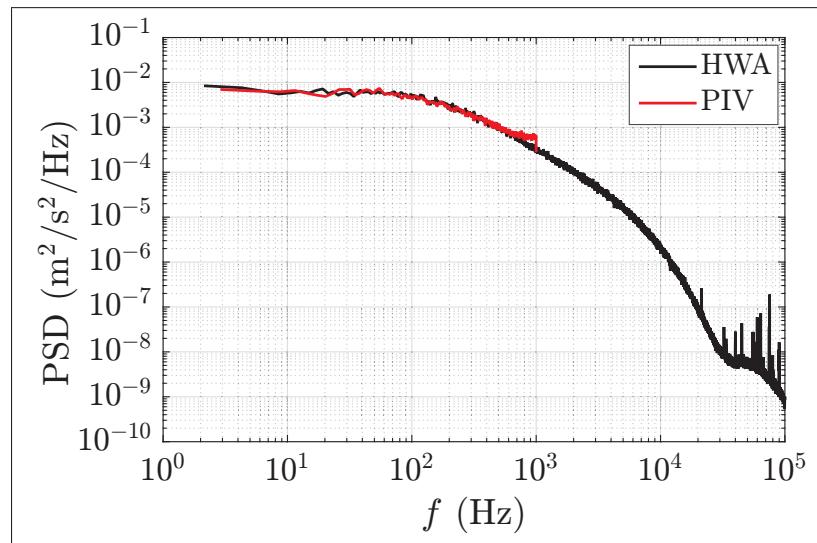


Figure 2.19 PSD de fluctuations de vitesse à $y^+ = 160$.

paires d'images et les fluctuations de vitesse convergent à ~ 10000 paires d'images. Suite à cette analyse, des incertitudes relatives de 1.5% et 5% approximativement sont notées pour la vitesse moyenne et les rms des fluctuations de vitesse à cette station. En se basant sur l'analyse de Adrian et Westerweel (2010), la méthodologie utilisée ici induit une incertitude systématique de 0.1 pixel sur le déplacement mesuré ce qui résulte en une incertitude relative de 2% à une vitesse $U_{\text{ref}} = 25$ m/s.

2.1.3 Techniques de visualisation de l'écoulement

En plus des moyens de mesure, des techniques de visualisation ont été utilisées pour faciliter la mise en place de l'écoulement et le caractériser d'une manière "qualitative". La visualisation par brins de laine, généralement utilisée pour la caractérisation préliminaire de la dynamique de l'écoulement, a permis de vérifier l'efficacité du piège à couche limite dans la mesure où l'écoulement décolle seulement de la paroi supérieure et il reste partout attaché à la paroi inférieure. En outre, des fils de laine ont permis de vérifier qu'une bonne partie de la couche limite développée sur la paroi inférieure est aspirée par le piège. Toutefois, les visualisations par brins de laine ne permettent pas la représentation rigoureuse de la topologie pariétale pour pouvoir délimiter la zone de recirculation.

En revanche, la technique de visualisation pariétale par film d'huile permet de matérialiser les lignes de frottement sur les surfaces donnant ainsi accès à la position de la région de décollement, la position de la ligne de recollement et la structure des effets 3D près de la paroi. En effet, un enduit dont la viscosité est adaptée à la contrainte de cisaillement à la paroi, généralement une mixture d'huile et de pigments, est déposée sur une surface formant ainsi un film. Le principe de cette technique repose sur le fait que les contraintes de cisaillement engendrées par l'écoulement proche de la paroi permettent d'évacuer l'huile laissant des motifs de pigments sur la surface matérialisant ainsi les lignes de frottement. L'ensemble des lignes de frottement est alors appelé spectre pariétal et permet de mettre en évidence la répartition des points singuliers (cf. § 1.2.4) pour lesquels le vecteur de contraintes pariétales est nul. Un ensemble continu de points singuliers constitue une ligne singulière qui correspond à une ligne de décollement

lorsque les lignes de frottement convergent vers la ligne singulière et qui correspond à une ligne de recollement lorsque les lignes de frottement divergent depuis la ligne singulière. L'interprétation du spectre pariétal permet entre autre d'extrapoler une représentation de la topologie moyenne de l'écoulement dans le volume de proximité de paroi.

Dans le cadre de cette étude l'enduit visqueux utilisé est composé de 100 ml d'huile de parafine, 3 ml d'acide oléique et 15 g de dioxyde de titane. Les proportions des éléments composant l'enduit nous ont été fournis par le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique à l'École Centrale de Lyon. Cette composition est utilisée pour visualiser le spectre pariétal sur la paroi supérieure dans la zone du gradient de pression. Un enduit plus visqueux (avec plus de pigments), dans le but de vaincre l'effet de gravité, est utilisé pour visualiser les lignes de frottement sur la paroi latérale droite dans la zone du gradient de pression.

2.2 Méthodes de traitement de données

Les méthodes de traitement appliquées aux données expérimentales lors de la caractérisation de la dynamique de l'écoulement dans la zone de recirculation sont présentées dans cette section. La première partie présente les définitions classiques de l'analyse spectrale et de corrélation. La deuxième partie s'intéresse à l'utilisation de ces définitions pour le débruitage sélectif des signaux de pression ainsi que des signaux de vitesse obtenus par des mesures HWA. La troisième partie traite de l'application de la décomposition orthogonale aux valeurs propres ou POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) au champs de vitesse obtenus par des mesures PIV. L'utilisation de la POD (décomposition non homogène) trouve tout son intérêt dans le cadre de ce projet car l'écoulement présente une turbulence non homogène et donc c'est une alternative à l'analyse de Fourier. Elle permet en effet de déterminer la contribution énergétique à l'énergie cinétique turbulente (TKE : *Turbulent Kinetic Energy*) de champs de fluctuations de vitesse caractéristiques appelés modes POD ou fonctions de base. En se basant sur la contribution de chaque mode, des modélisations de bas ordre (reconstruction des champs de vitesse sur un nombre limité de modes) peuvent être réalisées pour visualiser la structure de l'écoulement associée aux modes les plus énergétiques. Ces modélisations de bas ordre représentent ainsi

un filtrage passe bas et permettent de supprimer les petites échelles de l'écoulement et de n'en garder que les grandes.

2.2.1 Analyse spectrale et corrélation

Les fonctions de corrélation

Dans la description statistique des phénomènes physiques *e.g.* la turbulence, les fonctions de corrélation sont des moments centrés d'ordre 2 qui permettent de quantifier le degré de dépendance entre deux signaux mesurés en deux points, et / ou en deux instants différents. D'une manière générale, la fonction de corrélation spatio-temporelle $R_{f'g'}(\Delta\mathbf{x}, \tau)$ entre deux grandeurs $f(\mathbf{x}, t)$ et $g(\mathbf{x}, t)$ est la moyenne du produit de leurs parties fluctuantes $f'(\mathbf{x}, t)$ et $g'(\mathbf{x}, t)$ à des instants et / ou des positions différentes normalisée par leurs écarts types. Cela revient à calculer le degré de ressemblance entre ces deux grandeurs en introduisant des décalages dans le temps τ et / ou dans l'espace $\Delta\mathbf{x}$. La fonction de corrélation s'énonce ainsi par :

$$R_{f'g'}(\Delta\mathbf{x}, \tau) = \frac{\overline{f'(\mathbf{x}, t)g'(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x}, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{f'^2(\mathbf{x}, t)}}\sqrt{\overline{g'^2(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x}, t + \tau)}}}. \quad (2.23)$$

Dans le cas particulier où on souhaite calculer la corrélation spatio-temporelle pour par exemple les fluctuations de la vitesse longitudinale ($f' = g' = u'$), la fonction de corrélation s'écrit par :

$$R_{u'u'}(\Delta x, \tau) = \frac{\overline{u'(x_{\text{ref}}, t)u'(x_{\text{ref}} + \Delta x, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{u'^2(x_{\text{ref}}, t)}}\sqrt{\overline{u'^2(x_{\text{ref}} + \Delta x, t + \tau)}}}. \quad (2.24)$$

Dans l'Eq. 2.24, x_{ref} représente la position de référence. Lors de l'étude d'un phénomène convectif, les iso-contours de la corrélation spatio-temporelle dans un plan $(\tau, \Delta x)$ présentent une forme elliptique (He et Zhang, 2006). Par définition, la vitesse de convection associée à ce phénomène est donnée par le rapport $\Delta x / \tau$ qui maximise la fonction de corrélation, autrement dit la pente de la forme elliptique. Toutefois, cette approche nécessite une résolution spatiale importante et elle est appliquée dans le cadre de ce projet sur les données de mesures PIV.

Lorsque la résolution spatiale ne peut pas être augmentée en raison des limitations du montage expérimental ou car la collection des données est très laborieuse, les fonctions de corrélation temporelles présentent plus d'utilité. En effet, les corrélations temporelles ne font intervenir que des séries temporelles (de vitesse ou de pression) avec des décalages temporels. On peut distinguer ainsi les corrélations temporelles croisées en deux points (ou les intercorrélations) et les fonctions d'autocorrélation temporelle. Les corrélations croisées permettent de mesurer le degré de ressemblance entre deux signaux de la même grandeur en deux positions distinctes. Elles permettent de déterminer par exemple le temps pour qu'une information contenue dans les fluctuations de vitesse ou de pression se propage dans l'espace. Étant donné que l'espace-ment entre les deux points de mesure est connu, ce temps donne donc accès à la vitesse de convection. Les corrélations croisées peuvent être aussi calculées entre deux signaux de grandeurs différentes et permettent de déterminer si les deux grandeurs sont en phase ou en opposition de phase. La valeur du coefficient de corrélation à $\tau = 0$ détermine si les grandeurs sont fortement ou faiblement corrélées dans ce cas-ci. Pour deux signaux de vitesse ou de pression mesurés à deux positions 1 et 2, la corrélation croisée s'écrit :

$$R_{u'_1 u'_2}(\tau) = \frac{\overline{u'_1(t)u'_2(t+\tau)}}{\sqrt{\overline{u'^2_1(t)}}\sqrt{\overline{u'^2_2(t+\tau)}}}, \quad R_{p'_1 p'_2}(\tau) = \frac{\overline{p'_1(t)p'_2(t+\tau)}}{\sqrt{\overline{p'^2_1(t)}}\sqrt{\overline{p'^2_2(t+\tau)}}}. \quad (2.25)$$

L'autocorrélation permet quant à elle d'avoir une estimation du temps durant lequel un signal reste corrélé avec lui-même ou plutôt avec la version décalée de lui-même grâce à son comportement asymptotique. Ce temps caractérise en effet l'échelle des structures incorporées dans l'écoulement. Pour un signal de vitesse ou de pression mesuré à une position x donnée, la fonction d'autocorrélation temporelle pour la partie fluctuante du signal s'écrit par :

$$R_{u'u'}(\tau) = \frac{\overline{u'(t)u'(t+\tau)}}{\overline{u'^2(t)}}, \quad R_{p'p'}(\tau) = \frac{\overline{p'(t)p'(t+\tau)}}{\overline{p'^2(t)}}. \quad (2.26)$$

La densité spectrale de puissance (PSD) et spectre croisé

Les densités spectrales de puissance ou les auto-spectres de la partie fluctuante de la vitesse longitudinale ou de pression ($S_{uu}(f)$, $S_{pp}(f)$ respectivement) donnent les contributions de chaque gamme de fréquences à la variance des fluctuations sur une période d'observation de manière que :

$$\overline{u'^2(t)} = \sigma_{u'}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_{uu}(f) df, \quad \overline{p'^2(t)} = \sigma_{p'}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_{pp}(f) df, \quad (2.27)$$

où σ dénote l'écart type de fluctuations de la grandeur étudiée. En d'autres termes, elle permet une décomposition plus claire en termes d'échelle des structures présentes dans l'écoulement. Pour un processus stationnaire au sens large, la PSD est égale à la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation temporelle d'après le théorème de Wiener-Kintchine (Bendat et Piersol, 2010). En pratique, la PSD est calculée via la méthode directe ou via la transformée de Fourier rapide (FFT) des séries temporelles, plus rapide au niveau algorithmique. Pour un signal numérique d'une longueur finie $0 \leq t \leq T$ assimilé à un signal périodique d'une période T , les auto-spectres sont donnés par :

$$S_{uu}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|\hat{u}'(f, T)|^2}{T}, \quad S_{pp}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{|\hat{p}'(f, T)|^2}{T}, \quad (2.28)$$

où $\hat{u}'(f, T)$ et $\hat{p}'(f, T)$ sont les transformées de Fourier de $u'(t)$ et $p'(t)$ respectivement. Notons que la PSD sous cette notation est dite spectre bilatéral défini pour $-\infty < f < \infty$ et c'est une fonction paire, quadratique, toujours positive et réelle. Étant donné que les fréquences négatives ont un sens physique "flou", les notations unilatérales ($G_{uu}(f)$, $G_{pp}(f)$) sont préférables en pratique. Les spectres unilatéraux sont définis pour $0 < f < \infty$ dont la valeur à zéro est omise par simplicité (Bendat et Piersol, 2010), et ils sont donnés par :

$$G_{uu}(f) = 2S_{uu}(f), \quad G_{pp}(f) = 2S_{pp}(f). \quad (2.29)$$

En se basant sur les équations 2.27 et 2.29, la variance d'un signal fluctuant de vitesse ou de pression (sur toute la gamme des fréquences) peut être alors calculée par :

$$\sigma_{u'}^2 = \int_0^\infty G_{uu}(f)df, \quad \sigma_{p'}^2 = \int_0^\infty G_{pp}(f)df. \quad (2.30)$$

En outre, les signaux sont généralement d'une longueur finie et nous n'avons de plus accès qu'à une seule mesure. L'approche de la PSD est dans ce cas remplacée par l'approche dite de PSD moyenne en tenant compte de l'hypothèse ergodique et en appliquant la méthode de périodogramme (*e.g.* de Welch). En effet, le signal est segmenté en plusieurs séries qui sont pondérées par la suite par un fenêtrage (fenêtres d'apodisation). Le fenêtrage sert à améliorer l'estimation de la PSD lorsque le nombre de périodogrammes à moyenner est limité en atténuant l'effet de bord. Les fenêtres les plus usuelles sont les fenêtres de Barlett, Hann, Hamming et Blackman. Par ailleurs, le moyennage est amélioré en appliquant un recouvrement entre les différentes séries. Un fenêtrage de Hamming et un recouvrement de 50% ont été utilisés dans notre cas. Le nombre de fenêtres est choisi en fonction de la résolution spectrale désirée (dépendante du temps d'acquisition) de telle sorte que le moyennage soit suffisant et que les basses fréquences soient capturées sur le spectre.

De manière analogue aux calculs des auto-spectres, les spectres croisés ou CPSD sont calculés via la méthode directe ou via FFT. Considérons deux signaux d'indices 1 et 2 (de la même grandeur ou de deux grandeurs différentes) mesurés à deux positions différentes, la CPSD est donnée par :

$$S_{u_1 u_2}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\hat{u}'_1(f, T) \hat{u}'_2^*(f, T)}{T}, \quad S_{p_1 p_2}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\hat{p}'_1(f, T) \hat{p}'_2^*(f, T)}{T}, \quad (2.31)$$

où la notation \cdot^* correspond au complexe conjugué. Les termes en notation $\hat{\cdot}$ sont équivalents aux termes de l'Eq. 2.28. La CPSD est donc une fonction complexe dont la notation unilatérale est définie pour $0 < f < \infty$ et donnée par (exemple pour des signaux de vitesse) :

$$G_{u_1 u_2}(f) = 2S_{u_1 u_2}(f) = |G_{u_1 u_2}(f)|e^{-j\theta_{u_1 u_2}(f)}, \quad (2.32)$$

où $j^2 = -1$ est l'opérateur complexe. D'autre part, la CPSD peut être réécrite par la somme de la densité spectrale coïncidente ou co-spectre $CO_{u_1u_2}(f)$ correspondante à la partie réelle et de la densité spectrale en quadrature $Q_{u_1u_2}(f)$ correspondante à la partie imaginaire comme :

$$G_{u_1u_2}(f) = CO_{u_1u_2}(f) - jQ_{u_1u_2}(f), \quad (2.33)$$

ainsi, le module $|G_{u_1u_2}(f)|$ et l'angle de phase $\theta_{u_1u_2}(f)$ sont donnés par :

$$|G_{u_1u_2}(f)| = \sqrt{CO_{u_1u_2}^2(f) + Q_{u_1u_2}^2(f)} \quad (2.34a)$$

$$\theta_{u_1u_2}(f) = \tan^{-1} \frac{Q_{u_1u_2}(f)}{CO_{u_1u_2}(f)}. \quad (2.34b)$$

Le module de CPSD renseigne les domaines de fréquences où les deux signaux sont cohérents et d'énergies importantes. En pratique, la cohérence entre deux signaux est recherchée d'une manière indépendante de l'énergie en introduisant la définition de la fonction de cohérence. Cette dernière est donnée par :

$$C_{u_1u_2}(f) = \frac{|G_{u_1u_2}(f)|^2}{G_{u_1u_1}(f)G_{u_2u_2}(f)}. \quad (2.35)$$

La cohérence est une fonction réelle et positive comprise entre 0 et 1. Pour une gamme de fréquences donnée, la fonction de cohérence entre deux séries temporelles est proche de 1 si les deux séries contribuent à l'énergie spectrale d'une manière identique. Dans ce cas-ci, le déphasage entre les deux séries peut être calculé en utilisant l'Eq. 2.34b étant donné que le déphasage n'a aucun sens physique lorsque la cohérence est nulle.

2.2.2 Débruitage sélectif

Principe

Comme il sera présenté plus bas au § 2.3, l'écoulement dans la section d'essai est entaché d'instationnarités à basses fréquences caractérisées par une composante large bande qui font

augmenter le taux de turbulence longitudinal comparativement aux taux de turbulence vertical et transversal (Mohammed-Taifour *et al.*, 2015a). Ces instationnarités, en d'autres mots ce bruit, est provoqué par des fluctuations de débit de faible amplitude ($u'/U_{\text{ref}} \simeq 0.3\%$) à basses fréquences ($f < 30 \text{ Hz}$). Bien que ce bruit reste raisonnablement faible, il apparaît à des fréquences comparables aux fréquences caractéristiques des instationnarités de la bulle de décollement. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser des méthodes de traitement pour corriger ses effets.

Plusieurs méthodes pour filtrer le bruit à basses fréquences entachant les signaux de pression pariétale, généralement de faible variance, sont proposées dans la littérature (*cf.* Naguib *et al.* (1996) pour une liste de références). Notons qu'un simple filtrage passe-haut, usuellement employé pour éliminer des contaminations acoustiques ou de vibration, n'est généralement pas acceptable car il supprime aussi de l'énergie turbulente. Les méthodes classiquement utilisées sont basées sur la technique dite de soustraction donnant ainsi accès seulement aux statistiques, l'autocorrélation et la PSD des fluctuations mais pas à la trace temporelle débruitée. En effet, la trace temporelle obtenue par un capteur de référence est soustraite de celle obtenue par un capteur principal de mesure sous l'hypothèse que les deux capteurs mesurent des fluctuations non corrélées et statistiquement égales. Toutefois, la non corrélation des deux traces temporelles n'est pas toujours facilement assurée et par conséquent de l'énergie utile du signal peut être supprimée avec le bruit (Agarwal et Simpson, 1989).

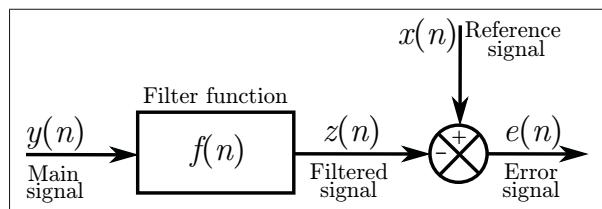


Figure 2.20 Schéma bloc du processus de filtrage optimal, tirée de Naguib *et al.* (1996).

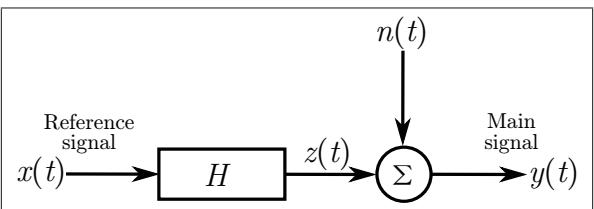


Figure 2.21 Schéma bloc du filtre soustracteur de cohérence, tirée de Bendat et Piersol (2010).

Naguib *et al.* (1996) ont développé un filtre sélectif optimal qui permet de supprimer la signature de bruit mesurée à l'aide d'un capteur de référence de la signature principale mesurée avec un autre capteur en se basant sur la covariance entre les deux signatures. Le schéma bloc du problème d'optimisation au sens de l'erreur quadratique moyenne d'un processus de filtrage est donné à la figure 2.20. En effet, le problème d'optimisation revient à déterminer le vecteur $f(n)$ contenant les L coefficients du filtre en cherchant la solution de $\mathbf{C}f = g$ ainsi donnée par : $f = \mathbf{C}^{-1}g$ où \mathbf{C} est une matrice dont les coefficients c_{ij} sont les autocovariances du signal principal $y(n)$ à des décalages de temps $\tau = |i - j|$ avec $i, j = 1, 2, \dots, L$ et g est un vecteur dont les coefficients g_i sont les covariances entre $y(n)$ et $x(n)$ à des décalages de temps $\tau = i$. Notons que la qualité des résultats dépend de l'ordre L du filtre. Une étude paramétrique a montré que les résultats obtenus avec $L = 4000$ concordent bien avec ceux calculés par la méthode présentée ci-après (Trünkle, 2014). Cependant, cette méthode est couteuse en termes de temps de calcul qui dépend de l'ordre de filtre. Par conséquent, elle est réservée dans la présente étude pour extraire la trace temporelle débruitée des fluctuations de pression pariétale du capteur principal qui, à son tour, est utilisée pour évaluer la vitesse de convection des structures cohérentes de la couche de cisaillement.

Lorsque seulement les statistiques et les PSD des fluctuations sont recherchées, une méthode de débruitage spectrale ou aussi dite filtre soustracteur de cohérence est employée. Plusieurs auteurs, *e.g.* Carley et Fitzpatrick (2000); Camussi *et al.* (2006) et Camussi *et al.* (2008), ont démontré la robustesse de cette méthode à travers de nombreuses applications. Cette méthode est basée sur les relations des systèmes linéaires de type entrée simple / sortie simple SISO dont le schéma bloc est donné à la figure 2.21 (Bendat et Piersol, 2010). Cette technique nécessite aussi l'utilisation d'un capteur de référence et un capteur principal mesurant respectivement les signaux $x(t)$ et $y(t)$ comme il est montré à la figure 2.21. Néanmoins, elle ne nécessite pas que les deux capteurs mesurent des fluctuations non corrélées et statistiquement égales. Selon ce modèle, le signal $x(t)$ est supposé inclure les fluctuations de débit (bruit) et $z(t)$ est la réponse de la bulle de décollement, assimilée à un système linéaire d'une fonction H , à ce bruit. Notons par $n(t)$ les fluctuations provoquées par les instationnarités intrinsèques à la bulle et

non corrélées à $x(t)$, le signal mesuré par le capteur principal (signal bruité) ne peut être donc que $y(t) = z(t) + n(t)$. Ainsi pour isoler la PSD $G_{nn}(f)$ associée à $n(t)$, Bendat et Piersol (2010) montrent que :

$$G_{nn}(f) = [1 - C_{xy}(f)]G_{yy}(f), \quad (2.36)$$

où $G_{yy}(f)$ est la PSD du signal bruité $y(t)$ et $C_{xy}(f)$ est la fonction de cohérence entre les signaux $x(t)$ et $y(t)$. D'après l'Eq. 2.36 et en tenant compte de l'hypothèse que la bulle de décollement répond linéairement aux fluctuations de débit notées $x(t)$, la PSD des fluctuations intrinsèques à la bulle $G_{nn}(f)$ est la partie de $G_{yy}(f)$ du signal principal non corrélée avec $G_{xx}(f)$ du bruit, d'où la nomination filtre soustracteur de cohérence. L'hypothèse de la linéarité de réponse de la bulle au bruit est justifiable étant donné que ce dernier est de faible amplitude et aussi à basses fréquences. Dans son principe, cette méthode est équivalente au filtre optimal de Naguib *et al.* (1996) à la différence qu'elle est évaluée dans le domaine fréquentiel.

Exemple de validation

Un exemple d'application des deux méthodes de débruitage sur des signaux de pression pariétale est fourni dans cette section. Dans un premier temps, le capteur de référence et le capteur principal sont montés affleurant à la surface sur la ligne médiane dans la zone de développement à $x = 1.05$ m et $x = 1.10$ m respectivement. Les PSD de fluctuations de pression ainsi que la fonction de cohérence sont montrées à la figure 2.22. Il est clair que $G_{xx}(f)$ et $G_{yy}(f)$ sont bien superposées étant donné que les deux capteurs mesurent quasiment les mêmes fluctuations. La fonction de cohérence montre des valeurs très proches de l'unité pour les basses fréquences $f \leq 30$ Hz. Le spectre corrigé $G_{nn}(f)$ montre une très faible amplitude comparativement à $G_{xx}(f)$ et $G_{yy}(f)$ et il est de plus dépourvu de tout pic isolé caractérisant soit du bruit acoustique, des perturbations électriques, ou la fréquence de rotation ou de passage des aubes de ventilateur. Le spectre corrigé via le filtrage optimal (OF) est aussi montré sur la figure 2.22. Les spectres corrigés via les deux méthodes sont en très bonne concordance mis à part un très léger décalage en amplitude. Tous les spectres se superposent pour les fréquences $f \geq 100$ Hz.

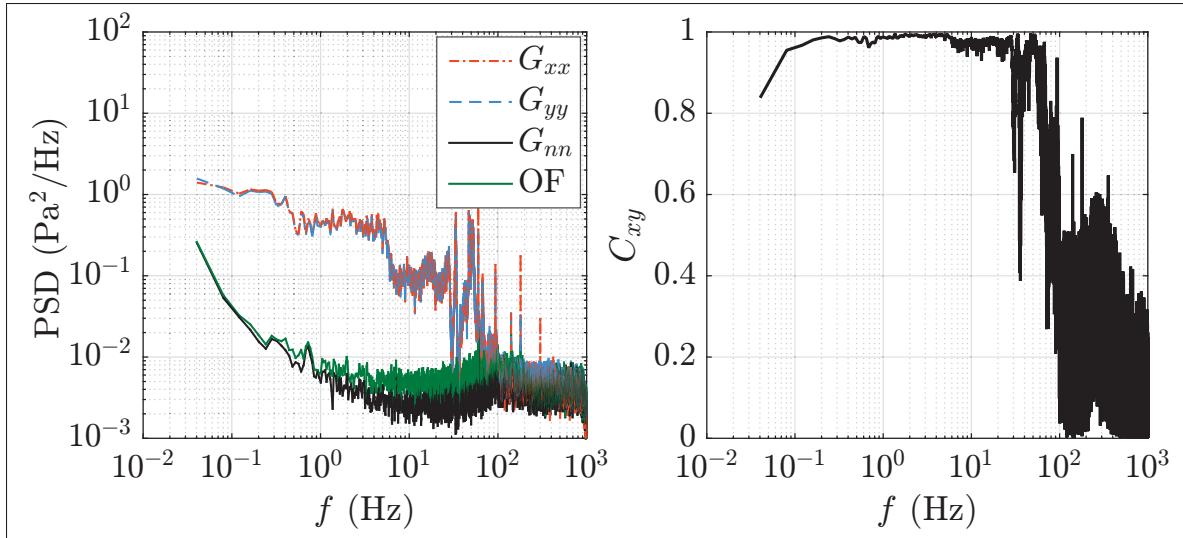


Figure 2.22 PSD de fluctuations de pression et fonction de cohérence à $x_{\text{ref}} = 1.05 \text{ m}$ et $x_{\text{main}} = 1.10 \text{ m}$.

Dans un second temps, le capteur de référence est maintenu à $x = 1.05 \text{ m}$ et le capteur principal est placé cette fois-ci à $x = 1.60 \text{ m}$, position du maximum de fluctuations de pression à basses fréquences causées par la TSB (cf. chapitre 4). Le résultat d'application des deux filtres est montré à la figure 2.23. Pour les fréquences $f \leq 5 \text{ Hz}$, la PSD du signal principal $G_{yy}(f)$

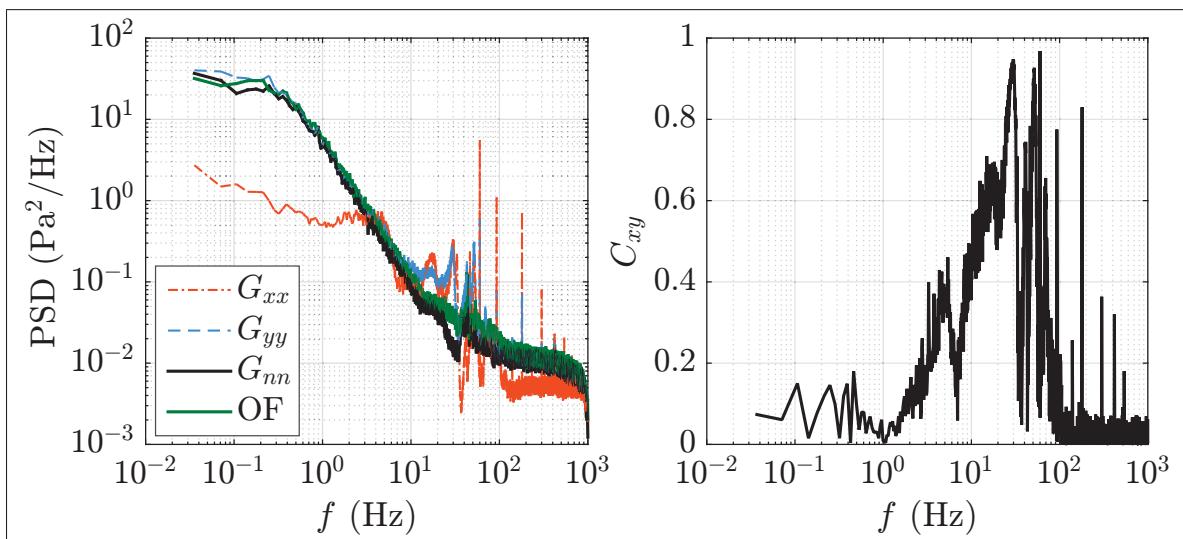


Figure 2.23 PSD de fluctuations de pression et fonction de cohérence à $x_{\text{ref}} = 1.05 \text{ m}$ et $x_{\text{main}} = 1.60 \text{ m}$.

présente une amplitude nettement supérieure à celle de la PSD du signal de référence $G_{xx}(f)$. Les faibles valeurs de la fonction de cohérence démontrent que les signaux de référence et principal sont décorrélés dans cet intervalle de fréquences ainsi le spectre corrigé $G_{nn}(f)$ est caractérisé par une amplitude très proche de celui de $G_{yy}(f)$. Pour l'intervalle $10 \leq f \leq 30$ Hz, la fonction de cohérence présente des valeurs significatives ce qui est reflété par la différence d'amplitude entre $G_{nn}(f)$ et $G_{yy}(f)$. Ici aussi, le spectre corrigé via le filtrage optimal correspond bien à $G_{nn}(f)$. En conclusion, cet exemple démontre l'efficacité du filtrage via les deux méthodes discutées ci-dessus en termes d'élimination sélective du bruit associé au montage expérimental.

2.2.3 Décomposition orthogonale aux valeurs propres (POD)

La POD fut introduite en mécanique des fluides par Lumley (1967) dans le but d'identifier les structures cohérentes d'un écoulement turbulent. D'une manière similaire à la transformation de Fourier, la POD projette le champ de vitesse sur une base orthonormée de fonctions déterministes appelées modes. Ces modes sont pondérés par des coefficients temporels aléatoires ainsi le champ de vitesse peut être exprimé comme une combinaison linéaire de ces modes (Berkooz *et al.*, 1993). Contrairement à la transformation de Fourier, cette base est intrinsèque par nature à l'écoulement étudié et s'avère optimale au sens de l'énergie, *i.e.* la projection de l'écoulement sur la base POD tronquée à N premiers modes contient au moins autant ou plus d'énergie que la projection de l'écoulement sur toute autre base avec le même nombre de modes. De plus, ces N premiers modes contiennent l'essentiel de l'énergie (au sens statistique) du champ étudié. On peut alors espérer qu'une projection sur les N premiers modes énergétiques permette d'obtenir un modèle de bas ordre reproduisant correctement la dynamique de l'écoulement associée au phénomène ainsi étudié. En d'autres termes, la POD permet d'approximer un système de dimension élevée par un autre de dimension nettement plus faible (Antoulas et Sorensen, 2001; Volkwein, 2011).

Lorsque la POD est appliquée sur un champ de vitesse (partie moyenne et partie fluctuante), le premier mode POD représente en effet le champ moyen. Il est donc courant de décomposer le

champ de vitesse en une partie moyenne et une partie fluctuante. La préservation de la partie moyenne n'induit aucune erreur, néanmoins l'interprétation des modes POD sera différente. La POD est ensuite appliquée sur le champ fluctuant et celui-ci est approximé par :

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \simeq \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \sum_{k=1}^K a^k(t) \boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x}). \quad (2.37)$$

Le champ fluctuant est alors approché par une combinaison linéaire d'un nombre fini de modes en s'attendant à ce que cette approximation devienne exacte lorsque le nombre K de modes intervenant dans la sommation devient infini. Cependant, l'unicité de cette représentation n'est pas immédiate. C'est pourquoi, on cherche à construire la meilleure approximation possible au sens des moindres carrés pour un nombre K donné de modes. Pour les applications en mécanique des fluides, la POD consiste à rechercher les vecteurs propres d'un opérateur de corrélation spatial (ou tenseur de covariance) du champ de vitesse. Ce tenseur est à valeurs réelles ainsi le choix d'une représentation au sens de la norme euclidienne L^2 réduit la solution du problème à une décomposition aux valeurs singulières ou SVD (Fahl, 2000; Volkwein, 2011). L'utilisation de la norme L^2 assure un lien direct avec l'énergie cinétique de l'écoulement lorsque le calcul de la POD est réalisé sur un champ de vitesse. L'orthogonalité des fonctions de base $\boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x})$ ainsi choisies induit naturellement l'orthogonalité des coefficients temporels $a^k(t)$. Cela peut être vu au sens du produit scalaire dans un domaine Ω comme :

$$\int_{\Omega} \boldsymbol{\Phi}_1^k(\mathbf{x}) \boldsymbol{\Phi}_2^k(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \begin{cases} 1 & \text{si } k_1 = k_2, \\ 0 & \text{si } k_1 \neq k_2, \end{cases} \quad (2.38)$$

ainsi la projection du champ de vitesse sur la base orthonormée $\{\boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x})\}_{k=1}^K$ permet de calculer les coefficients temporels. Le produit de la partie correspondante au champ fluctuant de l'Eq. 2.37 par une fonction $\boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x})$ donne donc :

$$a^k(t) = \int_{\Omega} \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = (\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t), \boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x})) , \quad (2.39)$$

où la notation (\cdot, \cdot) représente le produit scalaire (Chatterjee, 2000).

Il apparaît ici que le problème de la POD réside dans la détermination d'une base de fonctions $\Phi^k(\mathbf{x})$ telle que l'approximation de l'Eq. 2.37, à un ordre K donné, soit optimale au sens des moindres carrés. Pour une séquence de N_t champs fluctuants de vitesse mesurée à l'aide de PIV sur un maillage de taille N_{xy} , cela revient à résoudre le problème de minimisation suivant :

$$\min \sum_{i=1}^{N_t} \|\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t_i) - \sum_{k=1}^K a^k(t_i) \Phi^k(\mathbf{x})\|^2, \quad (2.40)$$

où $K \leq N_t$ et la notation $\|\cdot\|$ correspond à la norme L^2 . L'ensemble de N_t champs est généralement classé dans une matrice \mathbf{S} (de dimension $N_t \times N_{xy}$) dite des *Snapshots* où chaque champ est inséré dans une ligne. Par conséquent, si les données de la matrice \mathbf{S} sont supposées linéairement indépendantes (particulièrement pour la méthode snapshots, *cf.* plus bas), le problème de l'Eq. 2.40 est donné par la décomposition aux valeurs singulières (SVD) tronquée à l'ordre K de la matrice des snapshots \mathbf{S} . Par ailleurs, on montre (Nobach *et al.*, 2007) aussi que le problème de minimisation est équivalent à un problème intégral aux valeurs propres de Fredholm en introduisant le tenseur de covariance du champ de vitesse :

$$\mathbf{C}_D \Phi^k(\mathbf{x}) = \lambda^k \Phi^k(\mathbf{x}), \quad (2.41)$$

où $\mathbf{C}_D = \frac{1}{N_t} \mathbf{S}^T \mathbf{S}$. Cela est dû au fait que la matrice \mathbf{C}_D (de dimension $N_{xy} \times N_{xy}$) est hermitienne (ici simplement symétrique car à valeurs réelles) définie positive, elle est donc diagonalisable dans une base orthonormale de vecteurs propres et ces valeurs propres sont réelles et supérieures ou égales à zéro. En suivant cette démarche, la décomposition est dénommée *méthode POD directe* ou DPOD. En appliquant maintenant une démarche similaire à la matrice $\mathbf{C}_S = \frac{1}{N_t} \mathbf{S} \mathbf{S}^T$ de dimension $N_t \times N_t$, le problème aux valeurs propres s'écrit :

$$\mathbf{C}_S \mathbf{A}^k = \lambda^k \mathbf{A}^k. \quad (2.42)$$

Cette méthode a été introduite par Sirovich (1987) et elle est dénommée *méthode POD des snapshots* ou SPOD. L'énergie des modes POD, autrement dit les valeurs propres λ^k dans les deux formulations (*cf.* les équations 2.41 et 2.42) sont équivalentes à un facteur d'échelle près.

Par ailleurs, on constate que lorsque $N_t \ll N_{xy}$, la résolution du problème aux valeurs propres associé à la SPOD est bien moins coûteux que celui associé à la DPOD ainsi la SPOD est préconisée en pratique dans ce cas-ci.

Notons que dans le cas de DPOD, les fonctions de base sont les vecteurs propres de la matrice \mathbf{C}_D (*cf.* l'Eq. 2.41) tandis que, dans le cas de SPOD les fonctions de base sont obtenues en projetant la matrice des snapshots dans la base des vecteurs propres \mathbf{A}^k de la matrice \mathbf{C}_S comme suit :

$$\Phi^k(\mathbf{x}) = \mathbf{S}^T \mathbf{A}^k. \quad (2.43)$$

Par ailleurs, uniquement le parallélisme des fonctions $\Phi^k(\mathbf{x})$ avec la séquence des champs est recherché ainsi la dépendance de l'amplitude de $\Phi^k(\mathbf{x})$ est supprimée en normalisant celle-ci à 1. Chaque mode POD contribue de manière indépendante à l'énergie dont la contribution relative est donnée par l'amplitude de la valeur propre λ^k qui lui est associée (l'amplitude de λ^k mesure l'importance relative de chaque mode pour la représentation de l'écoulement). L'optimalité énergétique de la POD suggère alors qu'un petit nombre de modes POD suffit pour capturer la majorité de l'énergie et donc décrire adéquatement la dynamique de l'écoulement. En pratique, pour capturer la majorité de l'énergie de N_t modes de POD, les N premiers modes sont choisis tels que $\sum_{k=1}^N \lambda^k \simeq \sum_{k=1}^{N_t} \lambda^k$. Selon le point de vue de Lumley (1967), la POD permet d'extraire les représentations les plus énergétiques de l'écoulement associées à la présence des structures cohérentes (CS). Pour donner un ordre de grandeur, les CS représentent jusqu'à 10% de la TKE totale dans les écoulements de couche limite, jusqu'à 20% dans les écoulements à couche de mélange plane et jusqu'à 25% dans les écoulements de sillage et les jets (Fiedler, 1998). Toutefois, selon Christensen *et al.* (1999) la base de données utilisée pour construire la matrice des snapshots peut "à priori" être collectée à différentes conditions ou paramètres de contrôle. Les champs sont donc considérés aléatoires et le problème POD consiste à extraire des modes dominants (pas nécessairement des CS), dont certains de ces modes peuvent être associés à la présence des CS.

Dans le même point de vue (optimalité énergétique), le champ de vitesse peut être projeté dans une base POD tronquée à N premiers modes ou sur une plage de N_1 à N_2 modes formant ainsi un modèle réduit à bas ordre de l'écoulement donné par :

$$\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \sum_{k=N_1}^{N_2} a^k(t) \boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x}). \quad (2.44)$$

Finalement, puisque la POD est considérée comme une généralisation de l'analyse de Fourier aux directions inhomogènes, une manière pour réduire la taille du problème aux valeurs propres consiste à décomposer les directions de l'écoulement en directions homogènes, pour lesquelles on appliquera l'analyse de Fourier, et en directions inhomogènes, pour lesquelles on appliquera la POD (Delville, 1994).

2.2.4 Critères d'identification des structures cohérentes

Dans cette section, le terme "structure cohérente" (CS) réfère principalement aux tourbillons cohérents observés par exemple dans les couches de mélanges. Bien que le concept de tourbillon soit largement utilisé dans la dynamique des fluides, il n'existe pas vraiment une définition "objective" et rigoureuse de ce dernier. Par conséquent, la majorité des travaux qui ont trait à l'identification des CS eulériennes reposent sur une démarche commune où une fonction indicatrice, généralement liée au tenseur du gradient de vitesse ($\nabla \mathbf{u}$), est calculée. Par la suite, la frontière de la CS est déterminée à l'aide d'un seuillage approprié à la définition adoptée pour la CS et dépendant de l'intensité de celle-ci. La morphologie de CS est représentée au moyen des isovaleurs de la fonction indicatrice. Dans ce qui suit, seulement les critères d'identification des CS eulériennes sont présentés. Le lecteur intéressé aux critères d'identification des CS lagrangiennes notamment le DLE : *Direct Lyapunov Exponents* est référencé à Haller (2001) et Green *et al.* (2007) à titre d'exemple.

L'analyse par vorticité a été pendant longtemps l'unique technique de post-traitement pour identifier les CS. En effet, Strawn *et al.* (1999) définissent le centre de CS comme étant un maximum local du module de vorticité. Cependant, deux mécanismes comportent de la vor-

ticité : la rotation et le cisaillement, ainsi la connaissance du champ de vorticité seul ne permet pas de discriminer la contribution des deux mécanismes. Cela a incité le développement d'autres critères permettant de discriminer entre la rotation et le cisaillement.

Les critères d'identification ont un caractère soit local ou global selon qu'ils soient invariants ou non invariants par transformation galiléenne. Jeong et Hussain (1995) soulignent la nécessité des critères invariants par transformation galiléenne pour identifier des CS. En outre, un critère est considéré local si la procédure d'identification ne nécessite que des opérations sur les nœuds voisins les plus proches du nœud de calcul. Les critères basés sur $\nabla \mathbf{u}$ (Q de Hunt *et al.* (1988), Δ de Chong *et al.* (1990), λ_2 de Jeong et Hussain (1995), λ_{ci}^2 de Zhou *et al.* (1999), cf. Jiang *et al.* (2005) pour d'autres critères) ont un caractère local. D'autre part, les critères nécessitant des opérations sur un nombre important de voisins dans un sous-domaine S sont considérés globaux. Ces critères sont généralement laborieux, néanmoins ils sont nécessaires pour valider les résultats des critères locaux. Les critères globaux classiques sont basés sur le tracé des lignes de courant sur des champs de vitesse ou de vorticité, *e.g.* (Sadarjoen *et al.*, 1998), en appliquant la définition de CS suggérée par Robinson (1991) : *Une CS, lorsque identifiée par le tracé des lignes de courant dans un plan normal à son axe et se déplaçant avec son centre, présente un motif de forme circulaire ou spiralé.* Notons que les critères locaux cités plus haut sont tous invariants par transformation Galiléenne tandis que le critère global par représentation des lignes de courant est non invariant par transformation Galiléenne. Une CS doit être alors toujours représentée par des lignes de courant dans un plan se déplaçant avec son centre (Adrian *et al.*, 2000a). Plus récemment, un critère de caractère global, adimensionnel et invariant par transformation Galiléenne, dénommé moment angulaire normé ou Γ_2 a été proposé par Graftieaux *et al.* (2001). Son caractère adimensionnel permet l'utilisation d'un seuillage universel indépendant de l'intensité de CS recherchée et son caractère global le rend peu sensible voir insensible aux fluctuations à petite échelle (dues au bruit ou aux fluctuations turbulentes sous-jacentes).

Les formulations des critères basés sur $\nabla \mathbf{u}$ sont présentées ci-après dans l'ordre du paragraphe précédent. Dans un écoulement incompressible, Hunt *et al.* (1988) montrent qu'une CS peut

être identifiée par les isocontours positifs du second invariant de $\nabla \mathbf{u}$ donnée par :

$$Q = \frac{1}{2}(\|\boldsymbol{\Omega}_{\nabla \mathbf{u}}\|^2 - \|\boldsymbol{S}_{\nabla \mathbf{u}}\|^2), \quad (2.45)$$

où $\boldsymbol{S}_{\nabla \mathbf{u}}$ et $\boldsymbol{\Omega}_{\nabla \mathbf{u}}$ sont les taux de cisaillement et de rotation associés au $\nabla \mathbf{u}$. L'équation 2.45 montre que lorsque $Q > 0$, les effets de rotation sont majoritaires devant les effets de cisaillement. Chong *et al.* (1990) introduisent le critère Δ en utilisant une analyse similaire à l'analyse par points critiques (une CS est assimilé à un centre, *cf.* § 1.2). En effet, ce critère permet de localiser les régions de l'écoulement où les valeurs propres de $\nabla \mathbf{u}$ sont imaginaires, autrement dit les régions où le discriminant Δ de l'équation caractéristique de $\nabla \mathbf{u}$ est positif ce qui se traduit par :

$$\Delta = \left(\frac{Q}{3}\right)^3 + \left(\frac{\det \nabla \mathbf{u}}{2}\right)^2 > 0. \quad (2.46)$$

Selon Jeong et Hussain (1995), les CS correspondent aux régions où le tenseur symétrique $\boldsymbol{\Omega}_{\nabla \mathbf{u}}^2 + \boldsymbol{S}_{\nabla \mathbf{u}}^2$ possède deux valeurs propres négatives, autrement dit :

$$\lambda_2(\boldsymbol{\Omega}_{\nabla \mathbf{u}}^2 + \boldsymbol{S}_{\nabla \mathbf{u}}^2) < 0, \quad (2.47)$$

où $\lambda_2(\cdot)$ dénote la valeur propre intermédiaire du tenseur (\cdot) . Sous des conditions appropriées, ce critère garantit un minimum local de pression dans le plan (*cf.* Jeong et Hussain (1995) pour le principe du minimum de pression). Zhou *et al.* (1999) définissent un critère pour mesurer l'intensité d'enroulement local des particules de fluide λ_{ci}^2 . Selon les auteurs, lorsque $\nabla \mathbf{u}$ possède deux valeurs propres complexes conjuguées (signe d'enroulement local des lignes de courant), cette intensité peut être mesurée en calculant le carré des valeurs propres complexes. D'après ce critère, une CS est une région où l'intensité d'enroulement est supérieure à certains seuillages positifs. Enfin, mis à part quelques cas particuliers, Chakraborty *et al.* (2005) montrent que tous ces critères sont équivalents. Dans le cas d'écoulements incompressibles 2D ces critères sont strictement équivalents.

L'inconvénient des critères listés ci-dessus est qu'ils ne sont pas toujours adaptés à l'analyse tourbillonnaire dans les écoulements complexes et inhomogènes dans lesquels les échelles et

par conséquent les intensités des CS peuvent couvrir un spectre très large. Cela rend la tache de seuillage, qui dépend des caractéristiques des CS et à priori inconnues, difficile voir impossible. De plus les fluctuations à petite échelle viennent généralement dissimuler le caractère cohérent de l'écoulement ainsi de tels critères locaux sont incapables de l'identifier. Par ailleurs, une base de donnée entachée de bruit de mesure ne fait que compliquer la tache d'identification. Il apparait ici la nécessité d'un critère de caractère global, adimensionnel et invariant par transformation Galiléenne et / ou le besoin de filtrer les champs de vitesse, par POD par exemple, avant d'appliquer un critère local. Dans la présente étude, l'application du critère Q sur les champs de vitesse projetés dans une base POD tronquée à N modes a été comparée à l'application du critère global Γ_2 . La formulation du critère Γ_2 est donnée par Graftieaux *et al.* (2001) :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{N} \sum_{P \in S} \frac{[\mathbf{OP} \wedge (\mathbf{U}_P - \bar{\mathbf{U}}_O)] \cdot \mathbf{z}}{\|\mathbf{OP}\| \cdot \|\mathbf{U}_P - \bar{\mathbf{U}}_O\|} = \frac{1}{N} \sum_{P \in S} \sin(\gamma_P), \quad (2.48)$$

en chaque point P du sous-domaine S de N points centrés sur le point de calcul O . N joue le rôle de la largeur d'un filtre spatial et il est recommandé de vérifier que l'échelle des CS ainsi identifiées par ce critère soit indépendante de N . $\bar{\mathbf{U}}_O$ est la vitesse de convection locale moyennée sur S et \mathbf{z} est le vecteur unitaire normal à S . Ces paramètres sont montrés à la figure 2.24. En effet, Γ_2 est une mesure du moment angulaire normé autour d'un point O causé par les vecteurs de vitesse aux points P ainsi donné par le sinus de l'angle γ_P formée entre \mathbf{OP} et $(\mathbf{U}_P - \bar{\mathbf{U}}_O)$ comme il est montré à la figure 2.24. Étant normalisée (Γ_2), ses valeurs sont comprises entre -1 et 1 et donnent une mesure du taux d'enroulement lorsque la condition $|\Gamma_2| > \frac{2}{\pi}$ est satisfaite. Dans un repère orthonormé direct, les valeurs positives correspondent à la rotation dans le sens horaire et les valeurs négatives correspondent à la rotation dans le sens anti-horaire (Graftieaux *et al.*, 2001).

2.3 Niveau de turbulence et mise en place de l'écoulement

Une fois la mise en fonction de la soufflerie terminée, le niveau de turbulence résiduelle a été d'abord évalué dans la section d'essai puis la mise en place de l'écoulement à bulle de décollement PITSB a été effectuée. Ces deux étapes sont décrites dans cette section.

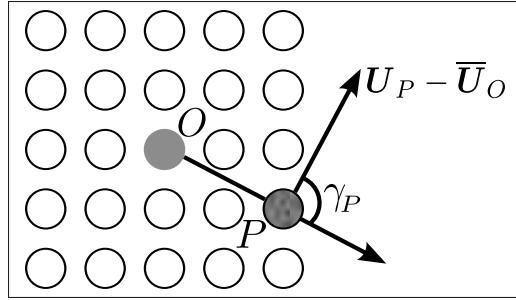


Figure 2.24 Domaine d'intégration pour le critère Γ_2 .

Le niveau de turbulence dans la section d'essai a été mesuré dans l'écoulement potentiel de la zone de développement à $x \simeq 0.5$ m, $y \simeq 0.08$ m et $z \simeq 0$ m. Une sonde à fil chaud croisé (X-wire) de type *Auspex Scientific* alimentée par le CVA décrit plus haut a été utilisée. Les conditions d'opération sont gardées identiques à celles utilisées avec une sonde à fil chaud simple, notamment la tension d'alimentation à $V_w = 0.5$ V et la surchauffe à $a_w \simeq 1$ sans écoulement. L'étalonnage angulaire de Bradshaw (1971) a été adapté pour le fonctionnement CVA et appliqué pour accomplir ces mesures dont les détails sont disponibles dans Larguech (2013). Des signaux d'une durée de 20 s ont été enregistrés à une fréquence d'échantillonnage $f_s = 16$ kHz. La sonde est placée dans le plan horizontal pour mesurer les fluctuations u' et w' puis dans le plan vertical pour mesurer les fluctuations u' et v' .

La figure 2.25 montre un exemple de PSD des fluctuations u' , v' et w' à $U_{\text{ref}} = 25$ m/s. L'amplitude des PSD de v' et w' est quasi-égale pour toutes les fréquences. Les fluctuations à $f \leq 100$ Hz contribuent identiquement à l'énergie des signaux des composantes v' et w' . Cette contribution décroît de plus en plus vers les hautes fréquences jusqu'à $f \simeq 1$ kHz où le rapport signal-bruit devient très faible. Quant aux fluctuations u' , une composante à basses fréquences est évidente sur le spectre dont l'amplitude décroît de façon monotone en fonction de la fréquence jusqu'à $f \simeq 30$ Hz. Pour $f \geq 30$ Hz, l'amplitude spectrale de u' est comparable à celles associées à v' et w' . Les composantes de taux turbulence données par $\sqrt{u'^2}/U_{\text{ref}}$ où $\sqrt{u'^2}$ est l'écart type des fluctuations ou rms, sont montrées à la figure 2.26 en fonction de U_{ref} . Les rms sont calculées en intégrant les PSD des fluctuations pour les fréquences $f \leq 1$ kHz. La

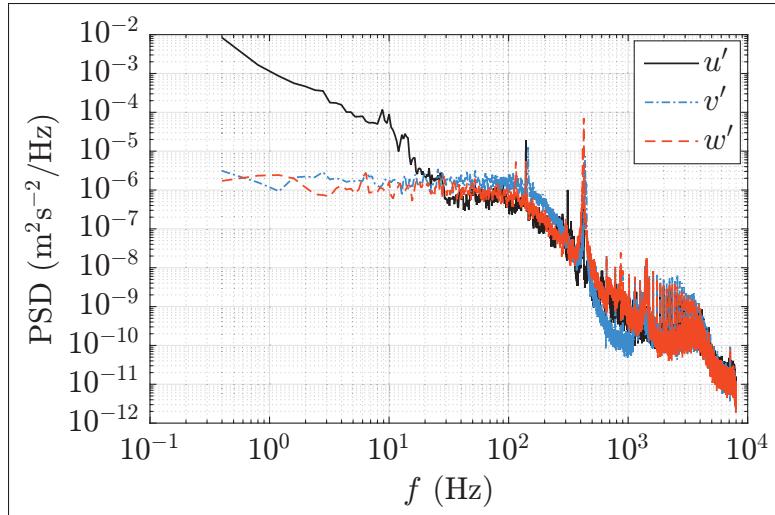


Figure 2.25 PSD de fluctuations de vitesse dans l’écoulement potentiel à $x \simeq 0.5$ m, $y \simeq 0.08$ m et $z \simeq 0$ m.

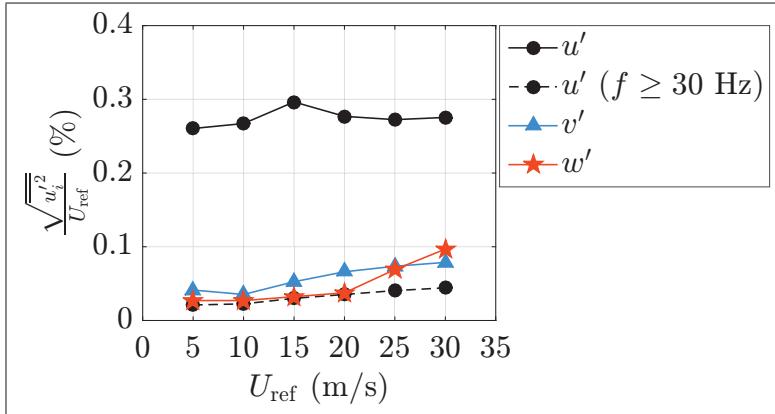


Figure 2.26 Composantes du taux de turbulence.

composante longitudinale est à peu près un ordre de grandeur plus grande que les composantes verticale et transversale, résultat inattendu vu que le rapport de section du convergent est relativement grand (Mohammed-Taifour *et al.*, 2015a). Cependant, les composantes verticale et transversale sont cohérentes avec les valeurs reportées par Bradshaw et Hellens (1964) et obtenues dans une soufflerie dont la conception est similaire à celle de la soufflerie de TFT. Lorsque les rms des fluctuations u' , v' et w' sont calculées pour les fréquences $f \geq 30$ Hz, la composante longitudinale du taux de turbulence chute d’une façon drastique (*cf.* ligne en pointillées à la figure 2.26), tandis que les autres composantes restent approximativement constantes. Cela

démontre que les valeurs élevées de la composante longitudinale sont globalement provoquées par les fluctuations à basses fréquences, ce qui est encore une fois très clair à la figure 2.25. En résumé, le niveau de turbulence dans la section d'essai est approximativement de 0.07% à $U_{\text{ref}} = 25$ m/s et à cela s'ajoutent des fluctuations à basses fréquences qui font croître la composante longitudinale approximativement à 0.3%. Ce niveau de turbulence reste raisonnablement faible et il est comparable à celui mesuré dans d'autres souffleries de recherche de grande qualité d'écoulement (Lindgren et Johansson, 2004).

La mise en place de l'écoulement à PITSB a été accomplie en se basant sur des mesures de la distribution de pression pariétale et des visualisations des lignes de frottement par la technique de film d'huile. Les mesures de pression pariétale sont réalisées à l'aide de deux modules *Scanivalve DSA3217* d'une gamme de ~ 2490 Pa et d'une précision de ± 1.2 Pa. Chaque module permet 15 mesures simultanées de pression (30 mesures au total). Lors de la mise en place de la géométrie, les trente prises de pression situées entre $x = 1.5$ m et $x = 2.5$ m sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.15$ m (dix prises par ligne) sont connectées simultanément aux modules DSA3217. Plusieurs itérations ont été nécessaires pour obtenir un écoulement quasi-symétrique. Des visualisations intermédiaires par brins de laine ont été parfois utilisées pour accélérer le processus itératif. Il est à noter qu'une légère variation de la géométrie cause un changement radical de la topologie de l'écoulement en proche paroi vu le faible niveau de contrainte de frottement pariétale.

La géométrie est d'abord ramenée à une situation où les distributions de la pression pariétale sur la ligne médiane $z = 0$ et sur les lignes de $z = \pm 0.15$ m sont identiques à $\pm 5\%$. Une attention particulière est portée aux zones de décollement et de recollement vers le début et la fin de la zone de gradient de pression respectivement (*cf.* figure 2.29). En effet, lorsque l'écoulement est asymétrique comme celui de la figure 2.27 par exemple, l'écoulement décolle à $z = +0.15$ m plus en aval et il recolle plus en amont qu'à $z = -0.15$ m. La direction principale de l'écoulement est de la gauche vers la droite sur la figure 2.27. La distribution de pression sur $z = +0.15$ m se trouve ainsi déplacée vers la droite par rapport à celle sur $z = 0$ dans la zone de décollement et vers la gauche par rapport à celle sur $z = 0$ dans la zone

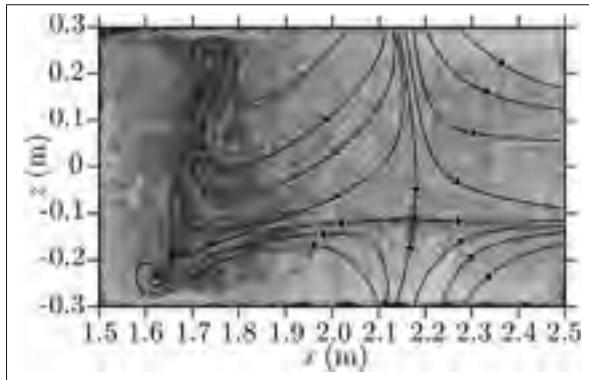


Figure 2.27 Topologie de l'écoulement, cas d'un décollement asymétrique.

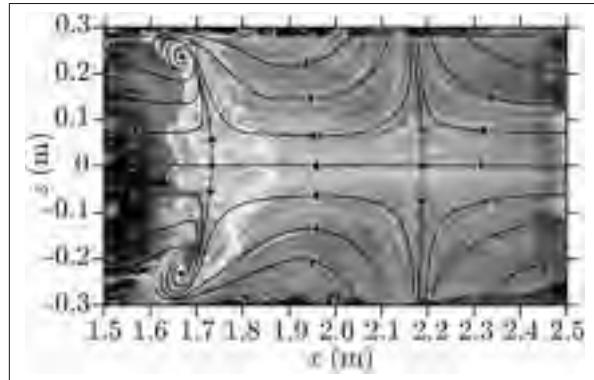


Figure 2.28 Topologie de l'écoulement, cas d'un décollement quasi-symétrique.

de recollement. La distribution de pression sur $z = -0.15$ m quant à elle, se trouve déplacée vers la gauche par rapport à celle sur $z = 0$ dans la zone de décollement et vers la droite par rapport à celle sur $z = 0$ dans la zone de recollement. Ce scénario est montré d'une manière schématique à la figure 2.29.

Un réglage minutieux de l'ouverture du piège à couche limite ainsi que des angles des parties divergente et convergente est ensuite effectué à l'aide des tendeurs de pas millimétrique. Ce réglage est effectué durant les visualisations par film d'huile d'une manière itérative jusqu'à ce que la topologie de l'écoulement sur la paroi supérieure montre un motif ressemblant à celui

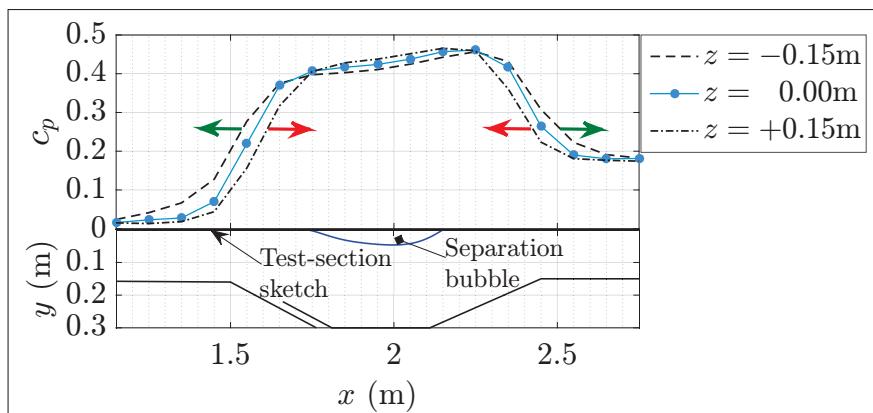


Figure 2.29 Exemple de distribution du c_p sur la surface supérieure, cas d'un décollement asymétrique.

de la figure 2.28. De la gauche vers la droite, les lignes de frottement convergent, signe de décollement. Un col de décollement est observé sur la ligne médiane à $x \simeq 1.75$ m et deux foyers sont observés proche des parois latérales à $x \simeq 1.67$ m et à $z \simeq \pm 0.25$ m. Un col de recollement est observé sur la ligne médiane à $x \simeq 2.17$ m. Les lignes de frottement dans la région entre $x \simeq 1.75$ m et $x \simeq 2.17$ m sont dirigées de la droite vers la gauche et de la gauche vers la droite pour $x > 2.17$ m. La topologie de l'écoulement montre une région 2D de ~ 0.2 m de large ($z = \pm 0.10$ m) au centre de la zone de recirculation ainsi que des effets 3D très prononcés dans les zones allant des parois latérales jusqu'à $z \simeq \pm 0.15$ m.

Lorsque l'écoulement souhaité est obtenu, les modules DSA3217 sont connectés en série d'une manière séquentielle sur les trente prises de pression des lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.15$ m. Les distributions de pression (c_p) sur les trois lignes ainsi obtenues font l'objet de la première section du chapitre 3.

2.4 Conclusion

La méthodologie expérimentale adoptée dans le présent travail a été présentée. La procédure de mesure par HWA en fonctionnement CVA développée dans le cadre de ce travail ainsi que le montage PIV et les algorithmes de traitement d'images utilisés ont été détaillés et des exemples d'applications ont été fournis. L'analyse d'incertitude associée à chaque moyen de mesure a montré des valeurs entièrement acceptables. Le niveau de turbulence dans l'écoulement potentiel a été évalué à 0.07% à $U_{\text{ref}} = 25$ m/s ce qui est comparable à celui reporté dans la littérature concernant les souffleries de recherche. À ce niveau de turbulence s'ajoutent des fluctuations à basses fréquences qui font augmenter à 0.3% la composante longitudinale de taux de turbulence. La méthode de débruitage utilisée pour contourner ces fluctuations non désirées ainsi que d'autres méthodes spécifiques de traitement ont été brièvement exposées.

CHAPITRE 3

TOPOLOGIE MOYENNE ET ASPECTS STATISTIQUES DE LA TSB

Une fois l'écoulement à bulle de décollement "quasi-symétrique" obtenu, les distributions de la pression pariétale sur la ligne médiane $z = 0$ et sur les lignes de $z = \pm 0.15$ m sont mesurées. Ces dernières sont montrées à la figure 3.1. L'écart maximum entre les trois distributions est inférieur à 3%. La figure inclut aussi l'esquisse de la section d'essai, les stations des mesures PIV dans la zone de recirculation discutées au chapitre 2, la ligne séparatrice $\psi = 0$ ainsi que l'épaisseur de la couche limite δ . La ligne $\psi = 0$ est calculée à partir du champ moyen de vitesse mesuré par PIV en utilisant $\int_0^{y(x)} U dy = 0$. L'épaisseur δ de la couche limite supérieure est estimée à partir des mesures par HWA et δ de la couche limite inférieure est estimée à partir des mesures par tube de Pitot ($d_{in} = 0.45$ mm et $d_{ext} = 0.71$ mm). δ et $\psi = 0$ montrées ici sont évaluées sur la ligne médiane. Comme attendu, le c_p est constant dans la première moitié de la section d'essai et comme la pression de référence p_{ref} a été choisie à $x = 0.35$ m, il est aussi proche de zéro. Le c_p croît rapidement autour de $x \simeq 1.5$ m puis décroît rapidement pour $2.25 \leq x \leq 2.55$ m pour atteindre finalement une constante dans la zone de relaxation ($x \geq 2.55$ m). La vitesse de l'écoulement potentiel dans la zone de relaxation est inférieure à U_{ref} d'où la valeur de $c_p > 0$. Cette distribution de pression est très similaire à celle obtenue

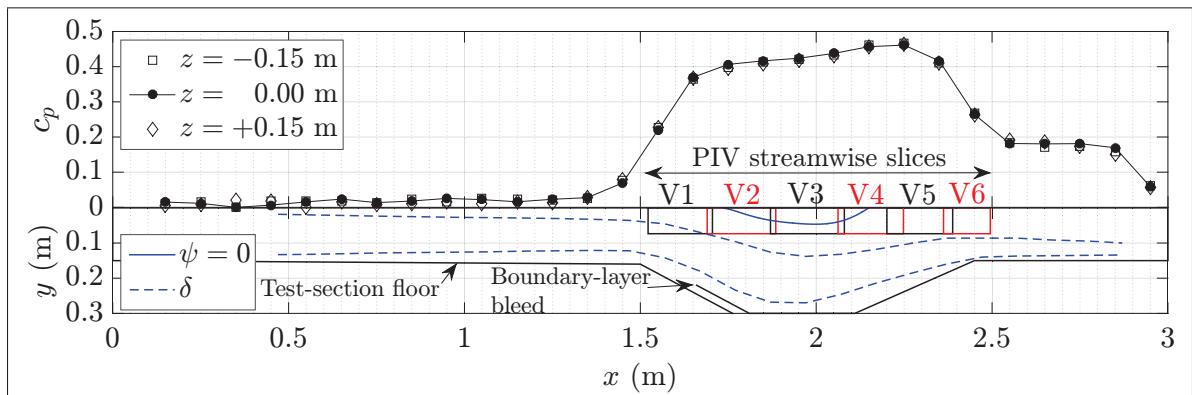


Figure 3.1 Distribution du c_p sur la surface supérieure de la section d'essai.

par Patrick (1987) sur une géométrie similaire et à celle obtenue par Na et Moin (1998a) au moyen de DNS dans un écoulement à PITSB.

3.1 Zone de développement

Dans cette section les profils moyens de vitesse ainsi que les paramètres intégraux de la couche limite dans la zone de développement sont présentés. Un exemple de profil de rms de fluctuations de vitesse a été donné au § 2.1.2.1 et il ne sera pas présenté ci-après.

Les profils moyens de vitesse sur la ligne médiane $z = 0$ sont présentés à la figure 3.2. La vitesse moyenne est normalisée par la vitesse de référence U_{ref} . Comme il a été indiqué plus haut, la vitesse de l'écoulement potentiel le long de la zone de développement est constante. L'épaisseur de la couche limite a été évaluée à la position verticale correspondante à $0.99U_{\text{ref}}$. Son développement en fonction de la position longitudinale est cohérent avec les corrélations classiques de couche limite turbulente canonique sans gradient de pression (Ryhming, 1985). Elle varie de 18 mm à 33 mm entre $x = 0.5$ m et $x = 1.4$ m respectivement. Les évolutions des épaisseurs de déplacement δ^* et de quantité de mouvement θ sont aussi montrées à la figure 3.2. Le facteur de forme $H = \delta^*/\theta$ est quasiment constant pour toutes les positions x

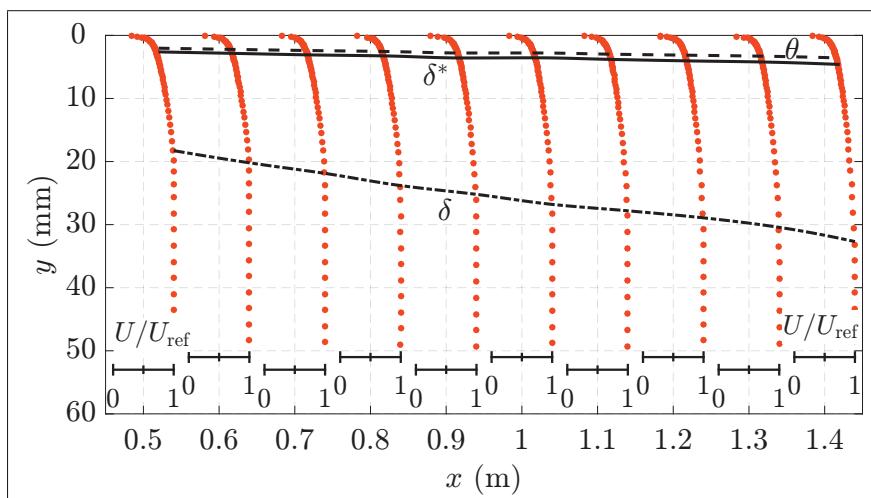


Figure 3.2 Profils moyens de vitesse dans la zone de développement.

montrées à la figure 3.2 et il est évalué à $H = 1.28$. La valeur mesurée du facteur de forme est légèrement inférieure à celle suggérée (~ 1.35) pour une couche limite turbulente "idéale" à $Re_\theta \simeq 5000$ (Coles, 1954). Cela pourrait être le résultat de la longueur relativement courte de la zone de développement ou de la présence du déclencheur de la couche limite. Notons que Patrick (1987) a observé une valeur de $H = 1.27$ à $Re_\theta \simeq 11000$ dans une géométrie similaire à la présente.

L'évolution du coefficient de frottement c_f en fonction de la position longitudinale est montrée à la figure 3.3. c_f a été estimé avec la méthode graphique de Clauser. Cette méthode consiste à supposer l'existence d'une loi logarithmique dans la zone de recouvrement et à choisir une valeur de c_f qui fait approcher le mieux possible le profil expérimental au profil de la loi universelle de paroi : $U^+ = \frac{1}{0.41} \ln(y^+) + 4.9$. Dans le présent cas, les valeurs de c_f ont été obtenues en ajustant les profils expérimentaux à la loi de paroi dans l'intervalle $y^+ = 40$ à 400 (cf. figure 3.4). L'évolution de c_f est comparée avec la corrélation standard $c_f/2 = 0.0125 Re_\theta^{-0.25}$ (Kays *et al.*, 2005). Cette corrélation est avantageuse car basée sur une quantité intégrale (θ) généralement estimée avec plus de précision que δ . La figure 3.3 montre une très bonne cohérence entre les valeurs mesurées de c_f et celles prédites par la corrélation.

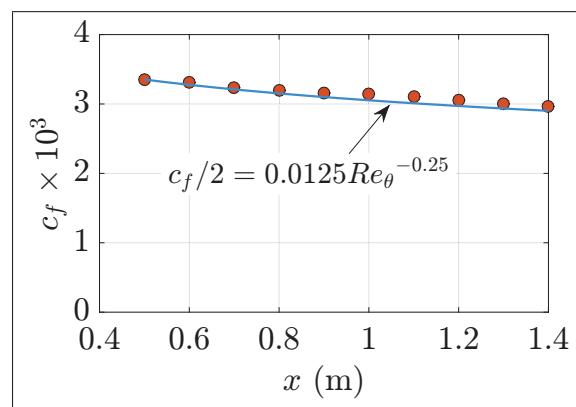


Figure 3.3 Profil de c_f dans la zone de développement.

Des mesures de profil de vitesse en envergure ($z = 0$, $z = \pm 0.1$ m et $z = \pm 0.2$ m) ont été effectuées à plusieurs positions x pour vérifier le caractère bidimensionnel de la couche limite. Un seul exemple (à $x = 1.10$ m) est montré à la figure 3.4. La première position près de la paroi est estimée à 0.1 ± 0.02 mm au moyen d'un cathétomètre. Tous les profils de la figure 3.4 présentent une région logarithmique s'étendant sur environ une décade ce qui est typique pour une couche limite turbulente ZPG à $Re_\theta \simeq 5000$ (De Graaff et Eaton, 2000). Les distributions dans la région proche paroi et la région extérieure correspondent à la loi de Spalding et la fonction du sillage de Coles respectivement (Mohammed-Taifour et Weiss, 2014). Les différents profils en envergure sont bien superposés entre eux sauf pour $y^+ \geq 2000$

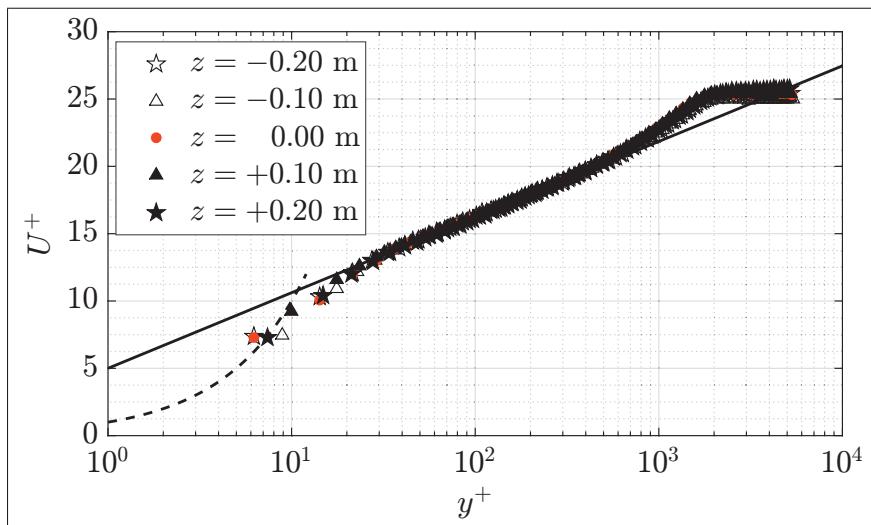


Figure 3.4 Profils moyens de vitesse à $x = 1.10$ m.

Tableau 3.1 Quantités intégrales de couche limite à $x = 1.10$ m.

z (m)	-0.20	-0.10	0.00	+0.10	+0.20
δ (mm)	30.4	28.1	27.8	27.9	30.1
δ^* (mm)	3.84	3.92	3.80	3.80	4.00
θ (mm)	3.00	3.05	3.00	3.00	3.14
H	1.28	1.28	1.28	1.27	1.27
$c_f \times 10^3$	3.10	3.21	3.09	3.08	2.99

(dans l'écoulement potentiel) où la légère dispersion reflète simplement la variabilité de c_f à travers l'envergure. Le tableau 3.1 récapitule les quantités intégrales de la couche limite à $x = 1.10$ m. Les épaisseurs intégrales δ^* et θ sont constantes à 5% et le coefficient de frottement c_f est constant à 7% en envergure.

Les profils extérieurs de couche limite à $x = 1.10$ m sont montrés à la figure 3.5. Ils sont comparés au profil extérieur typique de couche limite turbulente à ZPG de Clauser (Clauser, 1956). Cette comparaison montre une bonne concordance entre les différents profils ainsi que le bon accord avec le profil de Clauser.

À la lumière des ces résultats, il apparaît que la couche limite développée sur la paroi supérieure dans la première moitié de la section d'essai correspond bien à une couche limite turbulente "canonique" à gradient de pression nul. Rappelons que l'épaisseur de la couche limite en amont du décollement ($x \simeq 1.4$ m) est $\delta = 33$ mm et que Re_θ est de l'ordre de 5000.

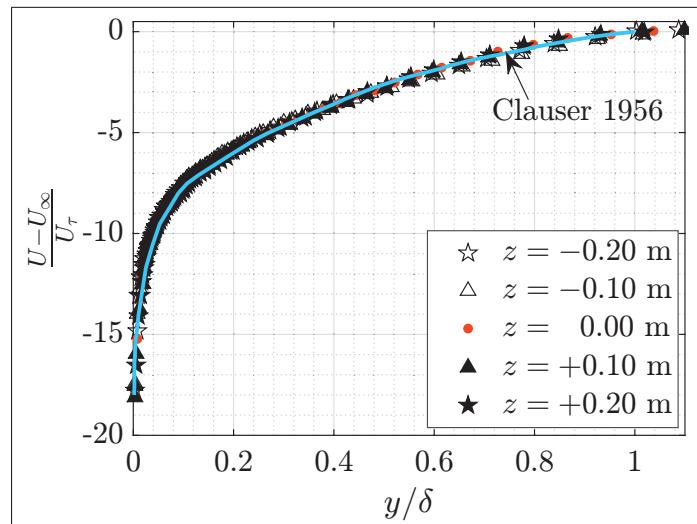


Figure 3.5 Profils extérieurs à $x = 1.10$ m.

3.2 Zone du gradient de pression

Comme il a été montré au § 2.3, la géométrie entre $x = 1.5$ m et $x = 2.5$ m est conçue pour générer un décollement massif de type PITSB sur la paroi supérieure de la section d'essai. Dans cette section les quantités statistiques obtenues à l'aide des mesures par PIV et par HWA ainsi que la topologie moyenne de l'écoulement sont exposées. Les statistiques des données PIV sont évaluées sur un total de 17900 images (~ 20 s de données). Les résultats présentés ici sont obtenus par l'amalgamation de ceux obtenus sur les six stations V1 à V6 pour les mesures en plans verticaux et sur les trois stations H1 à H3 pour les mesures en plans horizontaux. Une interpolation cubique a été appliquée pour lisser les interfaces entre les différentes stations. Les champs de vision globaux sont de dimension 940×74 mm² et 180×210 mm² pour les mesures en plans verticaux et en plans horizontaux, respectivement. Par la suite, lorsqu'aucune confusion avec les configurations GITSB et SBLI n'est possible, la bulle de décollement induite par gradient de pression PITSB est notée simplement TSB.

3.2.1 Topologie moyenne de la TSB

La figure 3.6 montre une visualisation des lignes de frottement pariétal par la technique de film d'huile sur la paroi supérieure ainsi que la paroi latérale droite de la section d'essai. Sur la figure 3.6 l'écoulement est de la gauche vers la droite. Les proportions de l'enduit visqueux ont été modifiées lors de l'essai sur la paroi latérale afin d'obtenir un mélange un peu plus visqueux et résistant à l'effet de gravité. Les visualisations n'ont pas été réalisées simultanément et donc les images proviennent de deux essais différents. Les différents points critiques observés ainsi que les lignes de frottement qui les connectent sont ajoutés à l'image de film d'huile pour faciliter son interprétation.

Sur la paroi supérieure, la zone de décollement est caractérisée par une zone de faible contrainte pariétale où l'huile stagne, rendant ainsi le champ relativement difficile à interpréter. Néanmoins, la directions des lignes de frottement en amont et en aval de cette zone impose la présence d'un col (S₂) de décollement proche de la ligne médiane. Proche des parois latérales,

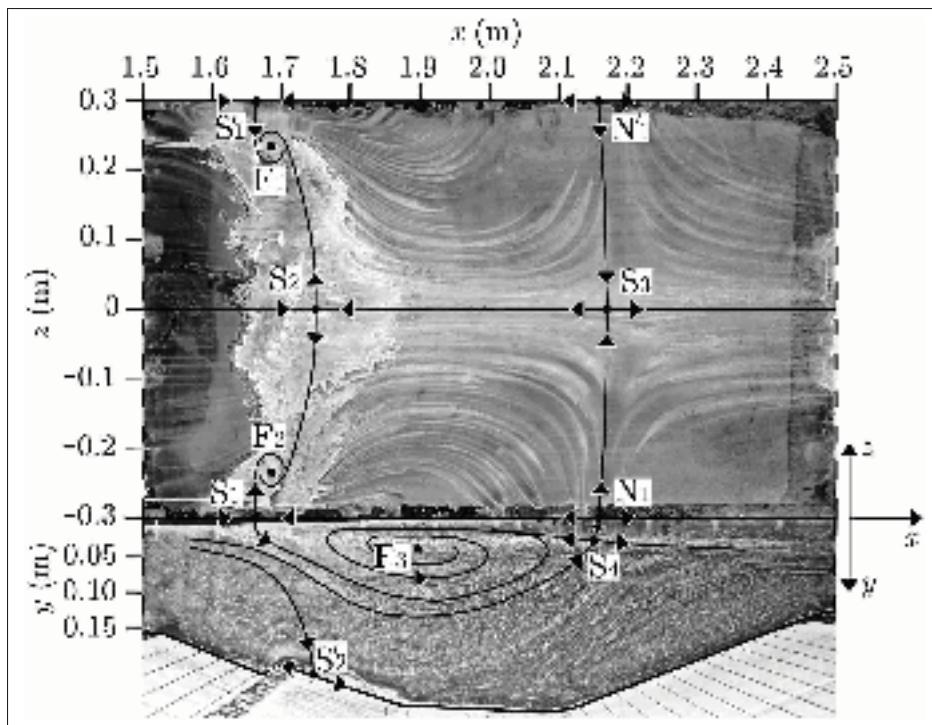


Figure 3.6 Visualisation des lignes de frottement sur les parois supérieure et latérale.

deux tourbillons de paroi ou foyers (F_1 et F_2) sont observés lors de l'essai. Ces deux foyers rappellent ceux qui sont observés par Ruderich et Fernholz (1986) sur une plaque en T (*cf.* figure 1.8) et ceux qui sont observés par de Brederode et Bradshaw (1972) dans un écoulement de BFS. La ligne de décollement est courbée et a, à priori, une forme concave. Elle se termine par deux cols (S_1 et S'_1) se trouvant aux coins entre la paroi supérieure et les parois latérales. Ces derniers séparent les lignes de frottement de la paroi supérieure de ceux se trouvant sur les parois latérales. Les lignes émanant du col S_1 finissent par s'enrouler dans le foyer F_2 et le "centre" de la zone de recirculation (le foyer F_3 sur la paroi latérale).

La ligne de recollement quant à elle est relativement bien définie sur la paroi supérieure grâce à la forte contrainte pariétale dans cette région. Elle est plutôt droite et symétrique avec un col S_3 se trouvant clairement sur la ligne médiane. La ligne de recollement s'étend sur toute l'envergure de la section d'essai et rejoint deux nœuds (N_1 et N'_1) aux coins supérieurs de cette dernière. Ce qui est intéressant cependant, c'est que la ligne de recollement se termine en un col

S_4 se trouvant sur la paroi latérale et non le nœud N_1 du coin. Une combinaison de type (N, S) a été aussi observée dans les visualisations de Brederode et Bradshaw (1972) dans la zone de recollement. Dans les visualisation de Ruderich et Fernholz (1986) la combinaison a été plutôt de type (N', S') probablement à cause de la petite distance séparant les deux points critiques.

En outre, le champ de la paroi supérieure est cohérent avec la théorie exacte de décollement stationnaire 3D de Surana *et al.* (2006). En utilisant leur terminologie, la ligne de décollement dans la présente visualisation est une combinaison d'un col-foyer de type S1 alors que la ligne de recollement est une combinaison d'un nœud-col de type R2 (*cf.* figure 1.7). Comme il a été indiqué plus haut, ces deux types de lignes de décollement et de recollement sont parmi les plus observées en pratique (Surana *et al.*, 2006).

L'effet du piège à couche limite est visible sur le champ de la paroi latérale. Le col S'_2 sépare le flux aspiré par le piège de celui s'écoulant vers la sortie de la section d'essai. Quasiment tout le flux provenant de l'amont et probablement les tourbillons de paroi résultant du convergent 2D sont aspirés par le piège à couche limite. Toutefois, cet effet reste limité à une zone très proche de la paroi latérale dû à l'effet de l'écoulement secondaire. Quelques millimètres plus loin, uniquement une portion équivalente à la couche limite inférieure est en effet aspiré par le piège. Ce constat est basé sur des visualisations par fils de laine dans la zone proche du piège à travers l'envergure de la section d'essai (Pioton, 2012).

L'assemblage topologique de la figure 3.6 satisfait la contrainte topologique du concept de sphère aplatie de Foss (2004). En effet, la surface du présent assemblage peut être assimilée à une sphère aplatie sans poignées avec trois trous, à savoir : le flux amont, le flux aval, et le flux sortant du piège à couche limite. Sa caractéristique d'Euler vaut donc $X = -1$ d'après l'équation 1.2. D'autre part, il est possible d'observer à la figure 3.6 un nœud (+2), trois foyers (+6) et quatre cols (-8) à l'intérieur de la surface ainsi qu'un demi-nœud (+1) et deux demi-cols (-2) aux interfaces de la surface. Le résultat d'après l'Eq. 1.3 est $X = -1$, ce qui satisfait la contrainte topologique.

3.2.2 Mesure de l'intermittence et délimitation de la TSB

À travers le chapitre 1, il apparaît que la TSB peut être délimitée grâce à plusieurs techniques. En effet, Patrick (1987) et Na et Moin (1998a) ont montré que les techniques basées sur le tracé de la ligne séparatrice $\psi = 0$ ou sur les distributions de c_f ou de l'intermittence en proche paroi en utilisant la terminologie de Simpson (1981) pour les zones décollées 2D sont plus ou moins équivalentes. Dans le présent travail, les méthodes basées sur $\psi = 0$ et l'intermittence en proche paroi (à $y \sim 1$ mm) ont été utilisées. Rappelons que l'intermittence est quantifiée à l'aide de la grandeur moyenne γ définie comme la fraction de temps pendant laquelle l'écoulement se fait dans le même sens que l'écoulement principal (Simpson, 1981). γ concerne ici la composante longitudinale de la vitesse. La méthode basée sur le tracé de $\psi = 0$ impose la connaissance du profil de vitesse à l'intérieur de TSB (cf. définition plus haut). Cette méthode est donc appliquée uniquement pour les mesures par PIV car les mesures par HWA sont seulement exploitables dans la zone de faible intermittence ($\gamma \geq 90\%$) d'après Eaton et Johnston (1981). La technique basée sur l'intermittence en proche paroi a été rendue possible grâce à un capteur de direction de l'écoulement fait maison (Schwaab et Weiss, 2015). Ce capteur (noté dorénavant TT : Thermal-Tuft) a été conçu en se basant sur les travaux d'Eaton *et al.* (1979). Les résultats obtenus grâce à ce capteur sont en accord avec ceux obtenus grâce aux mesures par PIV comme il est montré ci-après.

La cartographie de la grandeur γ est montrée à la figure 3.7. Les points de *décollement naissant*

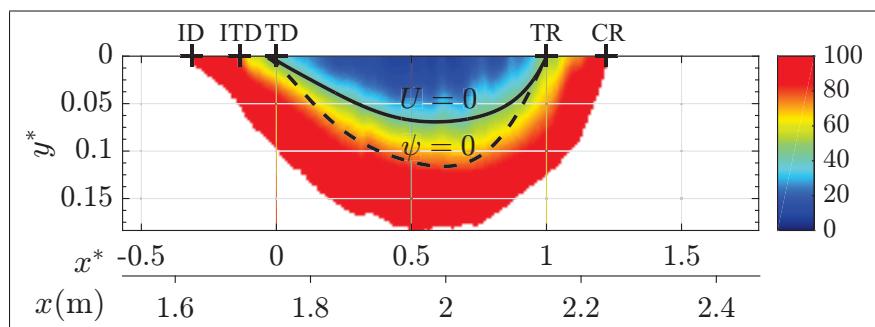


Figure 3.7 Contours de γ (%). Les valeurs de $\gamma > 99\%$ sont représentées en blanc pour la clarté.

(ID), de *décollement intermittent transitoire* (ITD) et de *décollement transitoire* (TD) correspondent respectivement aux $\gamma = 99\%$, $\gamma = 80\%$ et $\gamma = 50\%$ dans la zone de décollement. Par analogie, les points de *recollement transitoire* (TR) et de *recollement complet* (CR) correspondent respectivement aux $\gamma = 50\%$ et $\gamma = 99\%$ dans la zone de recollement. Étant donné que les points de décollement moyen D et de recollement moyen R (définis aux positions de $c_f = 0$) sont pratiquement assimilés aux points TD et TR respectivement (Simpson, 1981), la longueur moyenne de la TSB peut donc être évaluée comme la distance entre TD et TR. Les abscisses de ces deux points sont $x_{\text{TD}} = 1.75$ m et $x_{\text{TR}} = 2.15$ m, ainsi la longueur moyenne de la TSB est de $L_b = 0.4$ m. Ces valeurs correspondent à celles obtenues à partir du tracé de $\psi = 0$ comme il sera montré plus loin au § 3.2.3. En se basant sur ces valeurs, le plan normalisé est donné par $(x^* = (x - x_{\text{TD}})/L_b, y^* = y/L_b, z^* = z/L_b)$. Par conséquent, les points TD et TR sur la ligne médiane $z^* = 0$ correspondent aux $x^* = 0$ et $x^* = 1$ respectivement. L'iso-ligne de $\gamma = 50\%$ a été trouvée équivalente à l'iso-ligne $U = 0$ obtenue à partir de la figure 3.11 comme il a été suggéré par Simpson (1996). Cette dernière avec la ligne $\psi = 0$ sont ajoutées aux cartographies des quantités statistiques pour faciliter leurs interprétations (cf. § 3.2.3).

La comparaison des distributions de γ à $y = 1$ mm obtenues à partir de la figure 3.7 (par PIV) et à partir des mesures par TT est montrée à la figure 3.8. Comme il a été suggéré par Simpson (1981), la distribution de γ près de la paroi décroît continûment de l'unité pour atteindre une valeur minimale à peu près au milieu de la TSB puis elle croît pour atteindre de nouveau l'unité. Notons que la valeur minimale est de $\sim 10\%$ dans le présent cas. Cela sous-entend que le flux de retour ne se fait jamais à 100% du temps dans la zone de recirculation. Par ailleurs, les résultats obtenus par PIV se comparent très bien avec ceux obtenus par TT.

Des mesures de l'intermittence près de la paroi à travers l'envergure ont été effectuées grâce au capteur TT (Schwaab et Weiss, 2015). Le résultat de ces mesures est montré à la figure 3.9. Les distributions de γ sur les lignes $z = \pm 0.10$ m et $z = \pm 0.20$ m sont essentiellement similaires à celle obtenue sur la ligne médiane $z = 0$.

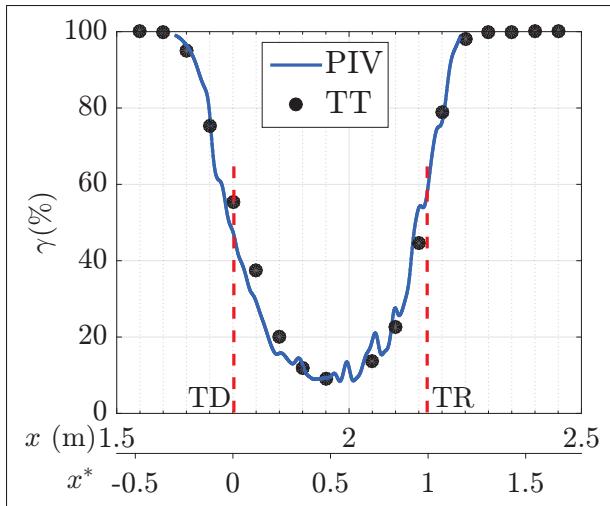


Figure 3.8 L'intermittence à $y = 1$ mm sur la ligne $z = 0$.

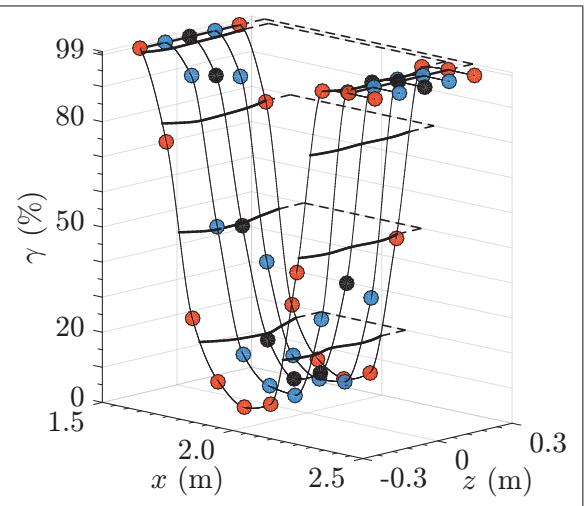


Figure 3.9 L'intermittence à $y = 1$ mm sur les lignes $z = 0$, $z = \pm 0.10$ m et $z = \pm 0.20$ m. Tirée de Schwaab et Weiss (2015).

Une interpolation cubique a été utilisée entre les points de mesure sur chaque ligne puis les iso-lignes de γ à quelques valeurs particulières à travers l'envergure sont déduites. Ces iso-lignes ($\gamma = 20\%, 50\%, 80\%, 90\%$) sont ensuite représentées sur l'image de film d'huile comme il est montré à la figure 3.10. Les ronds sur la figure 3.10 indiquent les points de mesure par

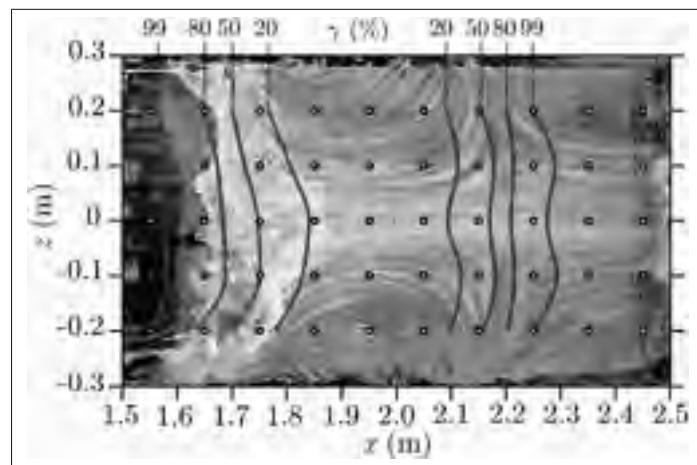


Figure 3.10 Image de film d'huile avec quelques iso-lignes de γ .

TT. En termes de la longueur moyenne de la TSB, les résultats obtenus par TT sont en bonne concordance avec la visualisation par film d'huile. La zone de recollement s'avère moins large et plus symétrique comparativement à la zone de décollement. Cela peut être lié au faible niveau de la contrainte pariétale dans la zone de décollement (comparativement à la zone de recollement) rendant l'écoulement très sensible à toute perturbation.

3.2.3 Organisation moyenne de la recirculation et statistiques de turbulence

Dans cette section, l'écoulement moyen ainsi que ses statistiques de turbulence dans la zone de recirculation sont présentés. Ces résultats incluent les données obtenues par des mesures PIV par plans verticaux et par plans horizontaux. Les données en plans verticaux sont comparées aux données obtenues par HWA. Les statistiques de fluctuations de pression sont présentées à la fin de cette section.

Statistiques de vitesse

La figure 3.11 montre (a) la cartographie de la vitesse moyenne longitudinale normalisée U/U_∞ , (b) le champ moyen des vecteurs vitesse avec quelques lignes de courant et (c) la cartographie de la composante normale au plan de mesure de la vorticité moyenne $\omega_z^* = \omega_z L_b/U_\infty$ obtenus par plans verticaux. La vitesse longitudinale U_∞ de l'écoulement potentiel a été obtenue à partir des mesures par HWA étant donné que le champ PIV est limité à une hauteur de $y^* \sim 0.18$ (*cf.* figure 3.15). La vitesse maximale du flux de retour a été évaluée à $-0.1U_\infty$ au milieu de la TSB. Dans cette coupe 2D, la TSB (la zone à l'intérieur de la ligne $\psi = 0$) prend la forme d'une grande structure moyenne dont le sens de rotation est anti-horaire. Un vecteur sur trente dans le sens longitudinal et un vecteur sur deux dans le sens vertical sont utilisés pour présenter la structure de l'écoulement à TSB (figure 3.11(b)). De manière générale, cette structure est similaire à celle obtenue expérimentalement par Patrick (1987) et numériquement par Na et Moin (1998a). La couche de cisaillement autour de la TSB apparaît comme une zone de concentration de vorticité dont l'intensité décroît de l'amont vers l'aval. Le maximum de vorticité est observé près de la paroi à $x^* \simeq -0.3$, région de cisaillement moyen ($\partial U/\partial y$)

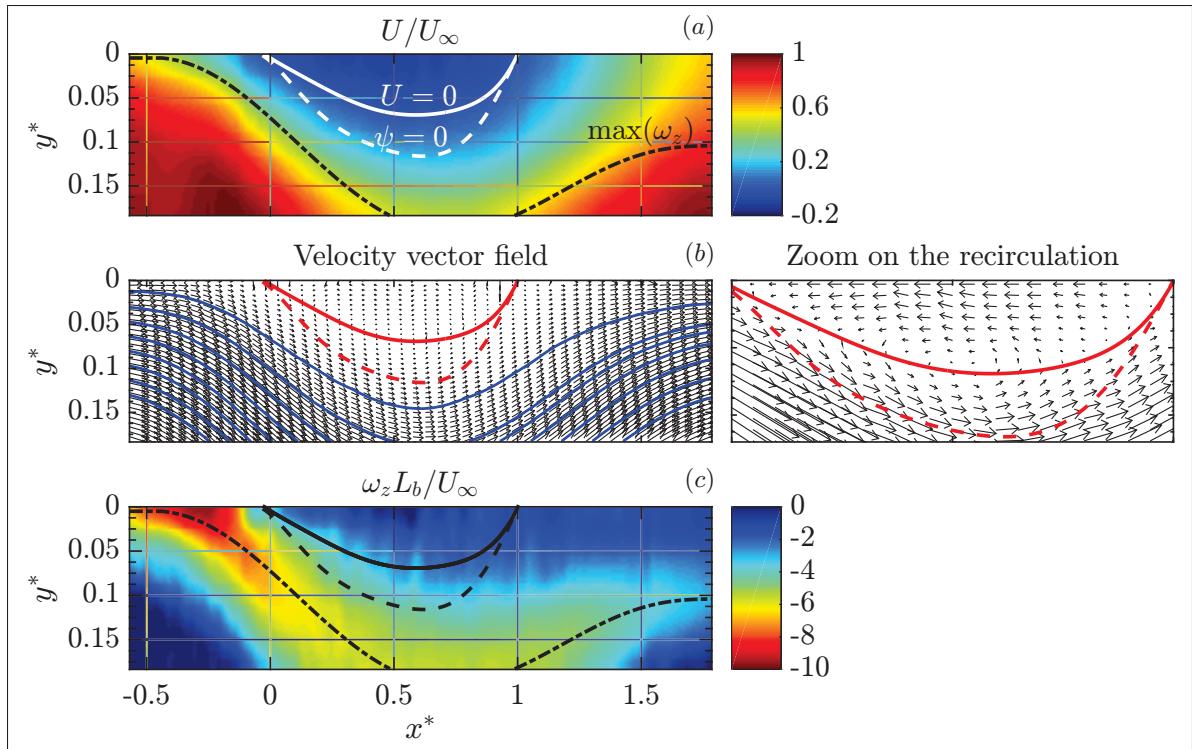


Figure 3.11 (a) Cartographie de U/U_∞ ; (b) le champ moyen de vecteur vitesse et (c) cartographie de ω_z^* .

intense. Cette position est très proche de la position du point ID et elle correspond aussi à la position du maximum local de fluctuations de la pression pariétale perceptibles dans la zone de décollement comme il sera montré ci-après. L'épaisseur de la couche de cisaillement, dont le centre est montré par la ligne du maximum de vorticité ω_z^* , croît graduellement en fonction de la position longitudinale pour atteindre son maximum à $x^* \simeq 0.5$, puis elle reste relativement constante plus en aval.

La figure 3.12 montre la cartographie de la vitesse moyenne longitudinale, le champ moyen de vecteurs vitesse ainsi que quelques lignes de courant obtenus par plans horizontaux à $y = 4$ mm. L'iso-ligne $U = 0$ représentée en blanc est courbée et légèrement dissymétrique. De l'amont vers l'aval, les lignes de courant de l'écoulement principal convergent relativement vers la ligne médiane $z^* = 0$ puis elles divergent en suivant la ligne $U = 0$. La vitesse longitudinale de l'écoulement principal décroît graduellement en s'approchant de $U = 0$ et les lignes d'isovitesse ne sont pas droites mais elles ont plutôt une forme ondulée en envergure. Cette structure

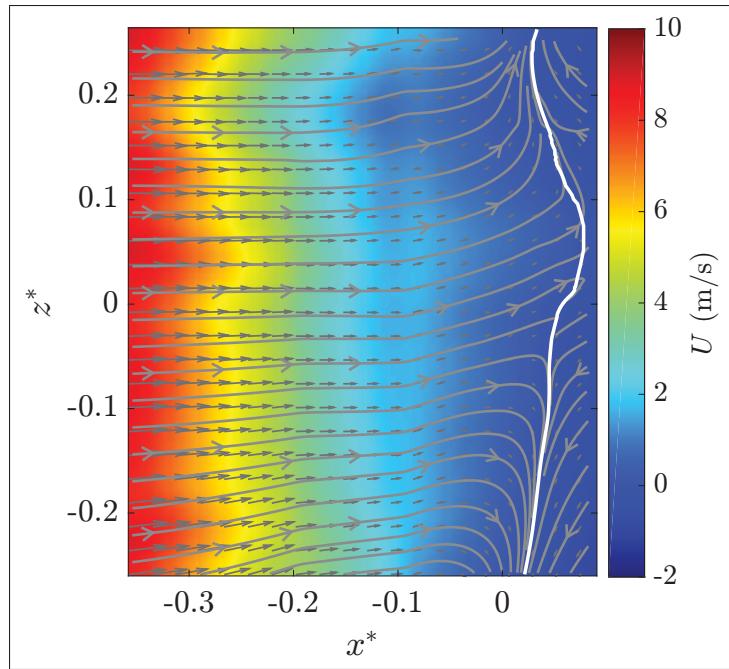


Figure 3.12 Cartographie de U à $y = 4$ mm.

est conforme avec la visualisation par film d'huile (figure 3.6) et prouve notamment l'existence du col S_2 dans la région de décollement.

La figure 3.13 montre l'ensemble des cartographies des figures 3.11(a) et 3.12 dans un plan 3D. Les mesures par plans verticaux et par plans horizontaux sont en très bonne concordance,

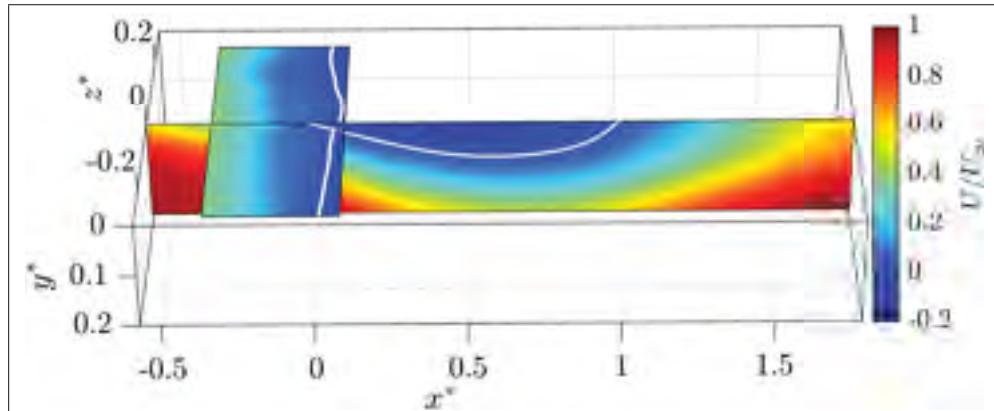


Figure 3.13 Représentation 3D des cartographies de U/U_∞ dans la zone de recirculation.

ce qui valide encore une fois la topologie générale présentée à la figure 3.6.

Les composantes longitudinale ($\sqrt{u'^2}/U_\infty$) et verticale ($\sqrt{v'^2}/U_\infty$) du taux de turbulence ainsi que la contrainte de cisaillement de Reynolds normée ($-\bar{u}'v'/U_\infty^2$) obtenues par plans verticaux sont montrées à la figure 3.14. D'une façon générale, les maximums de ces quantités statistiques sont concentrés dans la couche de cisaillement. Les valeurs maximales de $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ sont essentiellement observées aux alentours du centre de la couche de cisaillement enveloppant ainsi la TSB. Elles prennent des valeurs quasi-constantes de l'ordre de 0.17 (cf. figure 3.15(b)). Les valeurs de $\sqrt{v'^2}/U_\infty$, plus faibles comparativement aux valeurs $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, augmentent de l'amont vers l'aval pour atteindre un maximum de $\sqrt{v'^2}/U_\infty \simeq 0.12$ à $x^* \simeq 1.3$ et $y^* \simeq 0.10$ en aval du point de recollement moyen. Ce résultat est en accord avec le résultat de Patrick (1987) sur une géométrie similaire, par contre il diffère de celui de Scarano et Rieth-

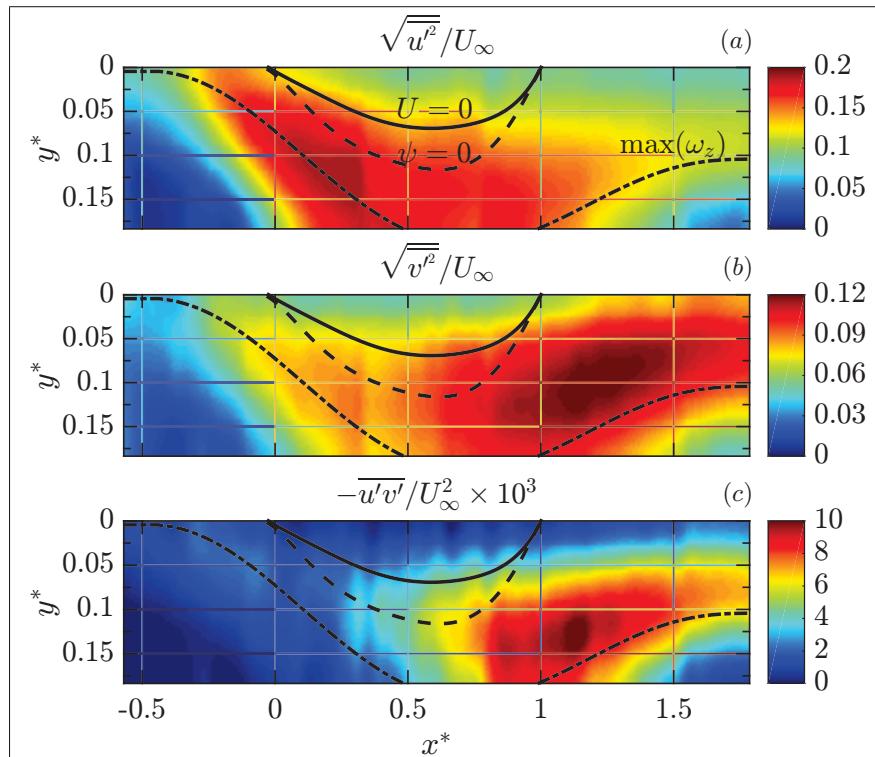


Figure 3.14 Cartographies de : (a) $\sqrt{u'^2}/U_\infty$; (b) $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et (c) $-\bar{u}'v'/U_\infty^2 \times 10^3$.

muller (1999) dans un écoulement de BFS. En effet, dans un écoulement de BFS le maximum de $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ est observé en amont du point de recollement moyen. Cette différence a une relation avec la distribution du coefficient de pression fluctuant $c_{p'} = \sqrt{p'^2}/\frac{1}{2}\rho U_{\text{ref}}^2$ et elle sera discutée plus bas. Quant à la contrainte de cisaillement de Reynolds, elle prend des valeurs très faibles autour de la TSB sauf dans la région de recollement. Son maximum est localisé en aval du point de recollement moyen à $x^* = 1.1$ et $y^* = 0.12$ approximativement. Mis à part la différence que leurs maximums soient observés en amont ou en aval du point de recollement moyen, les contraintes normale et de cisaillement de Reynolds présentent de façon générale des maximums dans la région de recollement des différents types de TSB, incluant la présente PITSB. Cela est à priori le résultat de l'activité des structures de grandes échelles présentes dans cette région (Kostas *et al.*, 2002). En outre, les maximums des quantités statistiques observés dans la présente étude sont du même ordre de grandeur que ceux reportés dans la littérature concernant les écoulements à GITSB et aussi concernant les couches de mélange planes (Ruderich et Fernholz, 1986).

Les profils des composantes longitudinales de la vitesse moyenne et du taux de turbulence extraits des données PIV sont comparés avec ceux obtenus par HWA à la figure 3.15. Les données HWA au dessus de l'iso-ligne $\gamma = 90\%$ sont omises car ces dernières ne sont pas exploitables dans cette région comme il a été indiqué plus haut. De manière générale, les données PIV sont en très bonne concordance avec les données HWA. L'épaisseur de la couche limite δ est environ de 40 mm à la position longitudinale du point ID et atteint un maximum de 140 mm près du milieu de la TSB.

Statistiques de pression

La distribution du coefficient de pression fluctuant $c_{p'} = \sqrt{p'^2}/\frac{1}{2}\rho U_{\text{ref}}^2$ calculé en intégrant les PSD de fluctuations de pression sur la ligne médiane $z^* = 0$ est montré figure 3.16. Rappelons que les séries temporelles de fluctuations de pression ont été filtrées via les techniques de débruitage sélectif (*cf.* § 2.2.2). Le $c_{p'}$ croît rapidement dans la zone de décollement et atteint un maximum local près du point ID à $x^* \simeq -0.3$ puis il reste relativement constant jusqu'au milieu

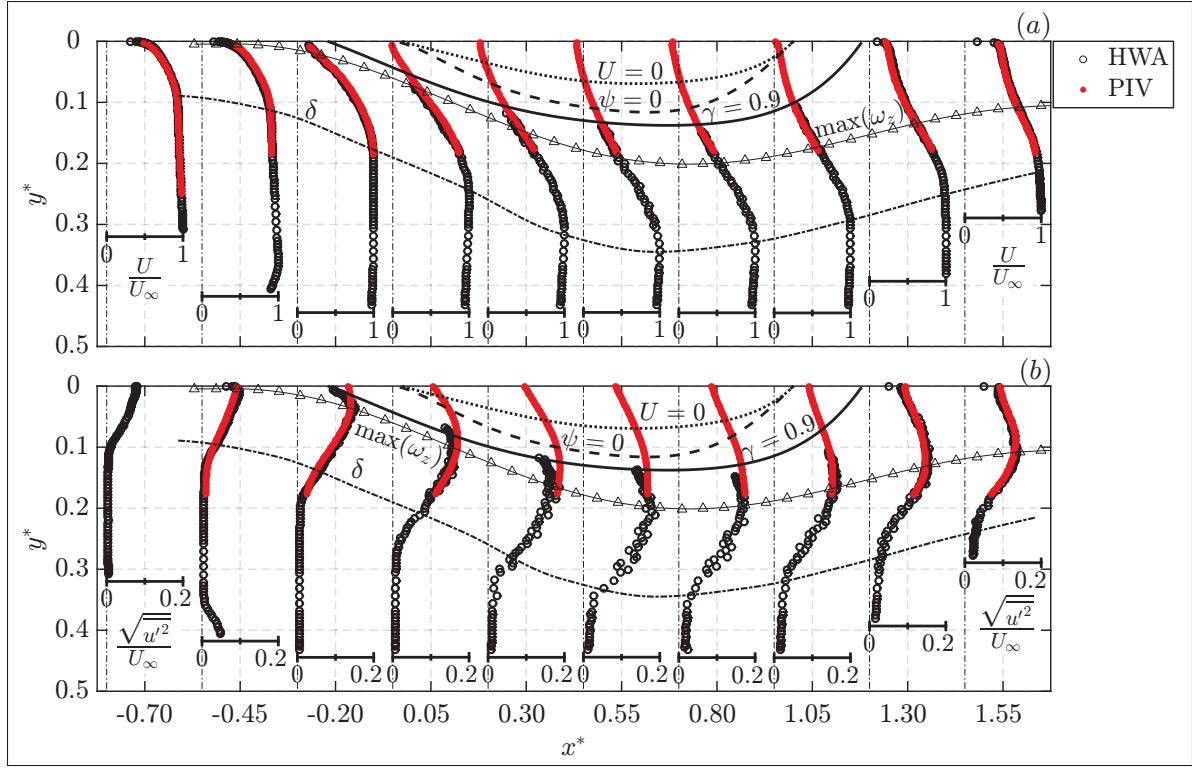


Figure 3.15 Comparaison des profils des composantes longitudinales : (a) de vitesse moyenne et (b) de taux de turbulence.

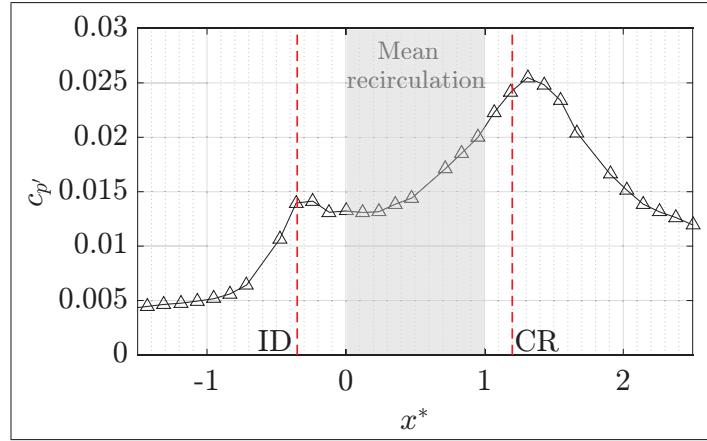


Figure 3.16 Distribution de $c_{p'}$ sur la ligne médiane.

de la TSB. Comme il sera montré au chapitre 4, le maximum local de $c_{p'}$ est majoritairement induit par les fluctuations associées à l'instationnarité à basse fréquence (cf. figure 4.1). Plus en aval dans la TSB ($x^* \geq 0.5$), le $c_{p'}$ croît de plus en plus pour atteindre un maximum global

près du point CR à $x^* \simeq 1.3$, en aval de la TSB. Ce maximum global est causé principalement par des fluctuations associées à l'instationnarité à moyenne fréquence (*cf.* figure 4.1 plus loin). Il est intéressant de noter que dans les configurations GITSB, le maximum local de $c_{p'}$ n'est pas observé et le pic équivalent au maximum global dans la présente étude est observé un peu en amont du point de recollement. Comme il a été indiqué plus haut, le maximum de $\sqrt{\overline{v'^2}}/U_\infty$ dans la présente configuration est aussi observé en aval du point de recollement et dans les configurations GITSB il est observé en amont du point de recollement. Dans les deux cas, le maximum de $\sqrt{\overline{v'^2}}/U_\infty$ correspond au maximum global de $c_{p'}$. Cela suggère que les fluctuations de pression pariétale dans la région de recollement sont liées à la composante verticale de fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement impactant la paroi. Cette conclusion est en accord avec les résultats de Ji et Wang (2012) qui ont montré que le maximum local de la contrainte normale de Reynolds $\rho\overline{v'v'}_{\max}$ représente la meilleure quantité pour normaliser le coefficient de pression fluctuant $c_{p'}$ dans le cas des BFS assez hautes et qui provoquent un décollement massif de l'écoulement.

Au contraire des configurations GITSB, le maximum local de $c_{p'}$ a été observé dans les configurations SBLI (*cf.* Weiss *et al.* (2015) pour les détails). La valeur de ce maximum est plus élevée comparativement à celle relevée à la figure 3.16 dans la présente configuration ce qui pourrait être expliqué par le mouvement intermittent du choc "fort" de décollement (Clemens et Narayanaswamy, 2014). La distance entre le maximum de $c_{p'}$ et le point de décollement dans les configurations SBLI dépend de la configuration étudiée. Toutefois, elle représente en général une fraction de la longueur moyenne de la TSB (Dussauge *et al.*, 2006) ce qui est conforme avec le résultat montré à la figure 3.16. La présence du maximum local de $c_{p'}$ en amont de la TSB dans la présente configuration (PITSB) et dans les configurations à décollement supersonique (SBLI) indique qu'en termes de fluctuations de pression la dynamique de l'écoulement peut être similaire dans les deux configurations.

3.2.4 Effets 3D

Les effets 3D sont discutés en se basant sur l'allongement de la TSB (b/L_b). Rappelons que $b = 0.6$ m est la largeur de la section d'essai et $L_b \simeq 0.4$ m est la longueur de la TSB. L'allongement est donc d'environ 1.5 dans le présent cas. Vu l'absence de toute référence concernant la topologie d'une PITSB, la comparaison est basée sur des exemples de topologie de GITSB.

Ciampoli et Hancock (2006) ont montré que la présence des parois latérales a des effets résiduels sur la contrainte moyenne de cisaillement pariétal pour des allongements allant jusqu'à $b/L_b = 7$ dans un écoulement à TSB. Ainsi, les effets 3D observés sur la figure 3.10 ne sont pas surprenants étant donné que $b/L_b = 1.5$ dans le présent cas. Par ailleurs, Ciampoli et Hancock (2006) suggèrent que l'allongement devrait être "idéalement" $b/L_b \geq 4$. Néanmoins, une grande TSB facilite généralement l'investigation expérimentale surtout lorsque des moyens de mesure intrusifs sont utilisés. Un $b/L_b \geq 4$ conduit alors à des montages expérimentaux très laborieux. D'autre part, la prédiction de la longueur de la TSB est très difficile en pratique lors de la phase de conception. Il s'avère qu'il est donc délicat d'avoir un $b/L_b \geq 4$ dès la première expérimentation.

La consultation des résultats obtenus dans des écoulements à GITSB avec des allongements b/L_b du même ordre de grandeur que la présente configuration révèle que la topologie pariétale dans ces derniers présente moins d'effets 3D comparativement à la figure 3.10. Nous citons à titre d'exemple les travaux de Brederode et Bradshaw (1972) dans un écoulement de BFS avec $b/L_b = 1.3$, de Ruderich et Fernholz (1986) dans un écoulement autour une plaque en T avec $b/L_b = 1.5$ et de Kiya et Sasaki (1983) dans un écoulement sur une plaque épaisse avec $b/L_b = 1.5$. Dans tous ces cas, la partie "quasi-2D", centrée autour de la ligne médiane est plus large par rapport à celle de la figure 3.10 qui est de l'ordre de $b/3$. Toutefois, la topologie générale reste très similaire à celle de Ruderich et Fernholz (1986) présentée au § 1.2.4. Les figures 3.17 et 3.18 montrent des profils moyens de vitesse sur la ligne médiane et sur les lignes $z = \pm 0.10$ m et $z = \pm 0.20$ m respectivement. L'écart maximal entre les profils sur la ligne médiane et sur $z = \pm 0.10$ m de la figure 3.17 est inférieur à 3%. Quant à l'écart maximal

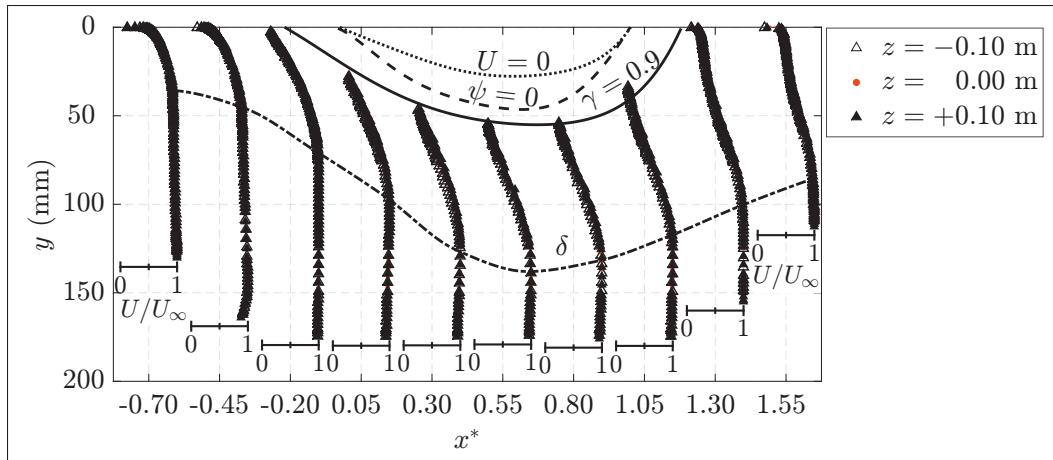


Figure 3.17 Profils moyens de vitesse sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.10$ m.

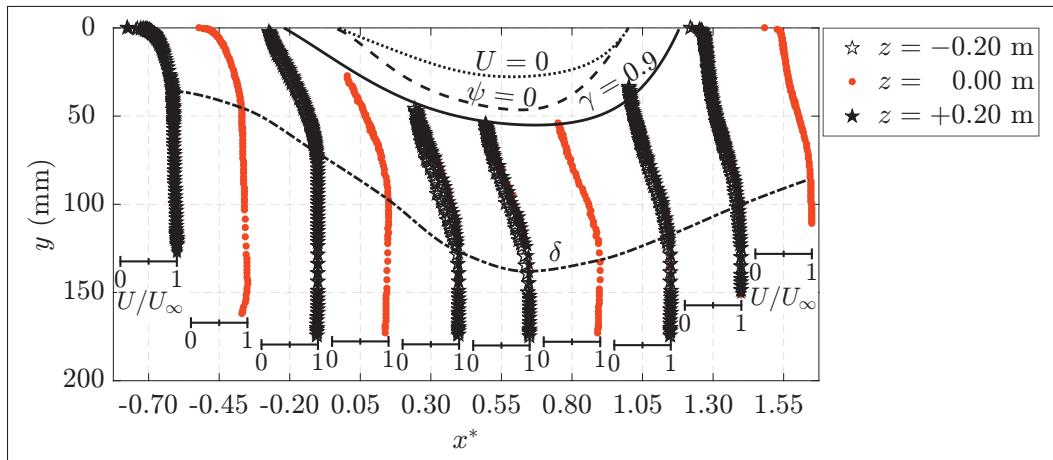


Figure 3.18 Profils moyens de vitesse sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.20$ m.

entre les profils sur la ligne médiane et sur $z = \pm 0.20$ m de la figure 3.18, il est inférieur à 7%. L'épaisseur de la couche limite δ évaluée sur les cinq lignes en envergure est identique à 2%. Par conséquent, uniquement celle évaluée sur la ligne médiane est présentée aux figures 3.17 et 3.18.

Les figures 3.19 et 3.20 montrent des profils de la composante longitudinale du taux de turbulence sur la ligne médiane et sur les lignes $z = \pm 0.10$ m et $z = \pm 0.20$ m respectivement. Un écart maximal de 6% est noté entre les profils sur la ligne médiane et sur $z = \pm 0.10$ m de la figure 3.19, tandis que l'écart entre les profils sur la ligne médiane et sur $z = \pm 0.20$ m de la

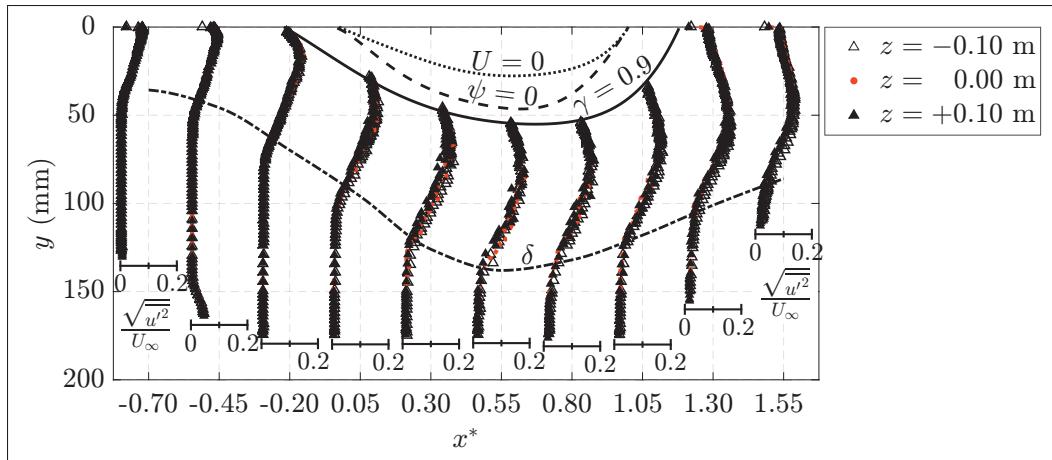


Figure 3.19 Profils de la composante longitudinale du taux de turbulence sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.10$ m.

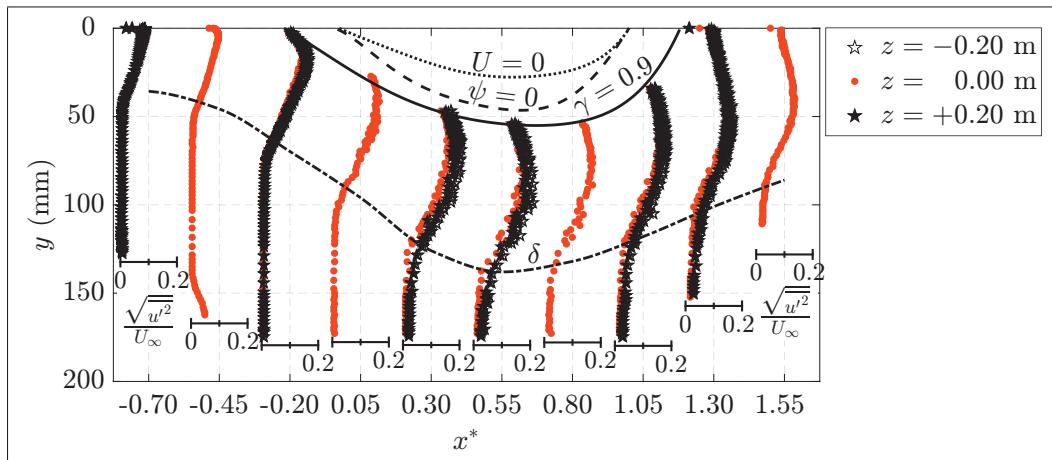


Figure 3.20 Profils de la composante longitudinale du taux de turbulence sur les lignes $z = 0$ et $z = \pm 0.20$ m.

figure 3.20 atteint un maximum de $\sim 12\%$.

L'ensemble de ces résultats incluant l'image de film d'huile montre que l'écoulement est quasi-bidimensionnel, au sens moyen, dans une zone de $\sim b/3$ centrée sur la ligne médiane près de la paroi et il est quasi-bidimensionnel dans une zone de $\sim 2b/3$ centrée sur de la ligne médiane loin de la paroi. En effet, l'écoulement près de la paroi est très affecté par le gradient de pression latéral comparativement à l'écoulement loin de la paroi.

3.3 Zone de relaxation

Après avoir subi un décollement massif, l'écoulement se recolle à la paroi entaché de certains effets résiduels. En effet, la couche de cisaillement de paroi ainsi produite n'a pas les mêmes propriétés qu'une couche limite turbulente "canonique". Les structures de cette couche de cisaillement, convectées en aval, persistent et leur signature est perceptible jusqu'à $9L_b$ en aval du point de recollement (Farabee et Casarella, 1986). La persistance de ces structures résulte en une déformation des profils moyens de vitesse comme il est montré à la figure 3.21. Le profil à $x^* = -0.91$ (en amont du décollement moyen) est ajouté à la figure 3.21 à titre de comparaison. En allant vers l'aval, les profils moyens se rétablissent graduellement à partir de la région interne (la couche limite nouvellement développée près de la paroi) comme il a été suggéré par Ruderich et Fernholz (1986) et Patrick (1987). En effet, le gradient de vitesse croît dans la région interne et décroît dans la région externe. Quant à la couche externe, autrement dit la couche de cisaillement soulevée de la paroi, sa relaxation est très lente et elle s'étend sur une distance allant jusqu'à 25 fois l'épaisseur de la couche de cisaillement au point de recollement (Bradshaw et Wong, 1972). La région interne est dominée par la dynamique de la région externe qui préserve les structures de la couche de cisaillement amont dans la région $1 < x^* < 3$ (Jovic, 1996). Ce point est discuté plus bas.

Notons qu'à la figure 3.21, les vitesses moyennes sont adimensionnées par U_{ref} . La vitesse de l'écoulement potentiel est $\sim 0.9U_{\text{ref}}$ dans la région de relaxation ce qui explique la valeur de $c_p > 0$ dans cette zone comme il a été indiqué plus haut.

La figure 3.22 montre les profils moyens de vitesse en échelle de paroi. La vitesse de frottement a été calculée en utilisant la corrélation de Ludwieg-Tillman ($c_f = 0.256 \times 10^{-0.678H} Re_\theta^{-0.268}$) essentiellement équivalente à la corrélation utilisée au § 3.1. Jovic (1996) a montré que cette corrélation ne peut être utilisée que dans la région où $x^* \geq 2.5$. Dans la région allant du point de recollement jusqu'à $\sim x^* = 2.5$, la corrélation de Ludwieg-Tillman résulte en une sous-estimation sur les valeurs de c_f allant jusqu'à 20% en moyenne. Mis à part cette sous-estimation de c_f , les profils de la figure 3.22 sont très similaires à ceux obtenus par Bradshaw et Wong

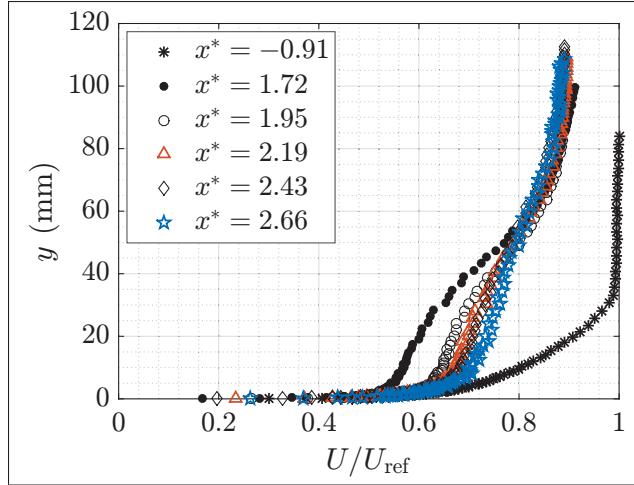


Figure 3.21 Profils moyens de vitesse dans la zone de relaxation.

(1972); Ruderich et Fernholz (1986); Jovic (1996) et Patrick (1987). Ces profils ne présentent pas de zone logarithmique sauf celui à $x^* = 2.66$ qui possède une très petite zone parallèle à la loi logarithmique universelle. Néanmoins, ce dernier prend des valeurs légèrement supérieures (de 6%) comparativement à la loi universelle. Cela est le résultat de la sous-estimation de c_f en utilisant la corrélation de Ludwieg-Tillman. Les autres profils présentent une sorte d'ondulation (*undershoot-overshoot* d'après Ruderich et Fernholz (1986)) autour de la loi universelle. Ce comportement est représentatif du redéveloppement de la couche logarithmique d'après Ruderich et Fernholz (1986) et il peut être dû soit à un changement très rapide de la taille des structures de turbulence dans la région de recollement ou à la non dépendance de l'échelle de turbulence à la distance normale à la paroi d'après Bradshaw et Wong (1972). Notons que cette ondulation des profils moyens est de plus en plus repoussée de la paroi en s'éloignant du point de recollement. Pour le dernier profil à $x^* = 2.66$, elle est observée dans la région de sillage et elle résulte de la petitesse de cette dernière comparativement à celle d'une couche limite canonique à ZPG. À titre de comparaison, les caractéristiques intégrales de la couche limite à $x^* = 2.66$ sont : $\delta^* = 10.62$ mm, $\theta = 8.77$ mm, $H = 1.21$ et $Re_\theta \simeq 14000$.

Les profils de variance des fluctuations de vitesse ($\overline{u'^2}^+$) dans la région de relaxation sont montrés à la figure 3.23. Les valeurs des pics obtenus par Jovic (1996) avec une micro-sonde à fil

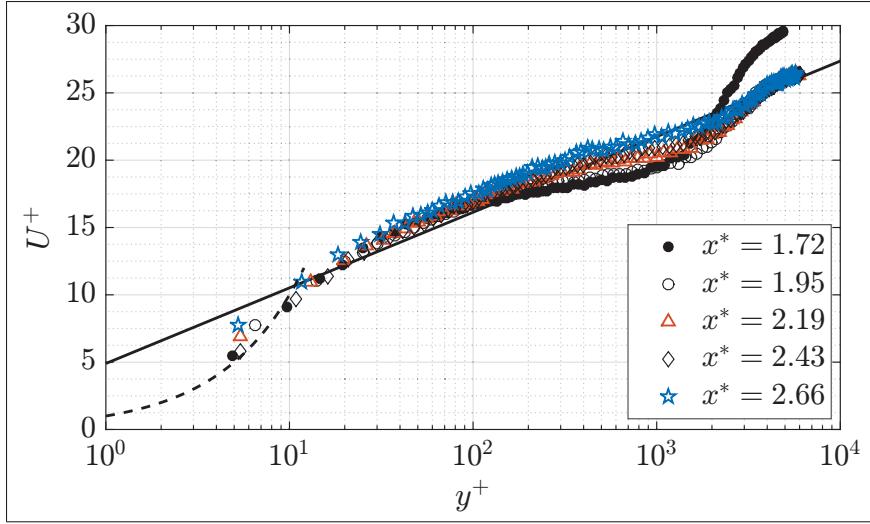


Figure 3.22 Profils moyens de vitesse en échelle de paroi.

chaud dont $d_w = 1.25 \mu\text{m}$ et $l_w = 0.3 \text{ mm}$ ($l^+ \simeq 11$) à une distance équivalente à $x^* = 2.23$ sont ajoutées à la figure 3.23. L’atténuation de $\overline{u'^2}^+$ observée dans le présent cas comparativement au cas de Jovic (1996) est simplement dû au fait que $l^+ > 20$. Comparativement au profil de $\overline{u'^2}^+$ dans une couche limite canonique à ZPG, les profils de $\overline{u'^2}^+$ dans la région de relaxation présentent deux pics ; le premier à $y^+ \simeq 15$ représentatif des petites échelles de turbulence près de la paroi (*cf.* figure 3.24) dont l’amplitude est indépendante de la distance longitudinale et un deuxième dans la région extérieure à $y^+ = 3000 - 4000$ (l’équivalent de $y \simeq 0.5\delta$) représentatif à priori des structures de grandes échelles de la couche de cisaillement amont. Le pic de la région interne montre une valeur plus élevée comparativement à celle du pic observé dans une couche limite canonique. En effet, l’énergie des fluctuations verticales (v') imposées par les structures de grandes échelles de la couche de cisaillement amont est redistribuée vers les fluctuations longitudinales (u') et transversales (w') dans la région proche paroi (Jovic, 1996). Cela est aussi en accord avec le pic à basse fréquence qui émerge des PSD pour y^+ croissant à la figure 3.24 en plus du pic de turbulence à haute fréquence. Cette redistribution est simplement le résultat de la condition d’imperméabilité ($v = V + v' = 0$) de la paroi.

L’amplitude du pic de la région externe quant à elle décroît en fonction de la distance longitudinale, néanmoins elle préserve une valeur largement supérieure comparativement à celle

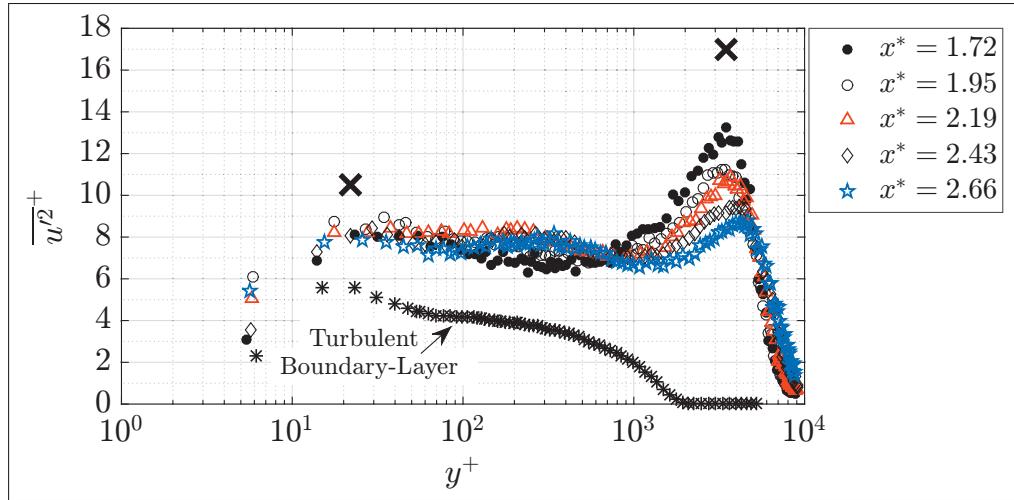


Figure 3.23 Profils de variance de fluctuations de vitesse dans la zone de relaxation. \times sont tirées de Jovic (1996) pour $x^* = 2.23$.

observée dans une couche limite canonique même à $x^* = 2.66$. Une remarque plus globale est que quasiment tous les profils de $\overline{u'^2}^+$ dans la région de relaxation présentent un plateau dans l'intervalle $40 \leq y^+ \leq 300$. Jovic (1996) suggère que ce plateau est le résultat d'une influence mutuelle des effets des régions interne et externe et que son étendue est liée à la position verticale du point d'inflexion des profils moyens de vitesse (*cf.* figure 3.22). En d'autres termes, la position verticale du point d'inflexion des profils moyens est liée à l'épaisseur de la région interne. À travers la figure 3.23, on constate que l'étendue du plateau augmente en fonction de la distance longitudinale, autrement dit le pic de la région externe est repoussé de plus en plus de la paroi. Il apparaît donc que la région interne s'épaissit en fonction de la distance longitudinale et ainsi l'effet de paroi se diffuse petit à petit vers l'extérieur. Notons qu'un deuxième pic de $\overline{u'^2}^+$ a été aussi observé dans plusieurs travaux portant sur la couche limite turbulente à APG (Lee et Sung, 2008; Marquillie *et al.*, 2011; Shah *et al.*, 2011; Gungor *et al.*, 2014). Dans les résultats de ces travaux, le plateau entre la région interne et externe à la figure 3.23 n'est pas observé. Une explication possible est que la plupart de ces travaux sont réalisés par DNS et le nombre de Reynolds est très limité (*cf.* Shah *et al.* (2011) pour une revue) pour pouvoir séparer les échelles comme il a été indiqué au chapitre 1. Cependant, l'origine du pic de la région externe dans la couche limite turbulente à APG reste encore un sujet très actif de recherche et

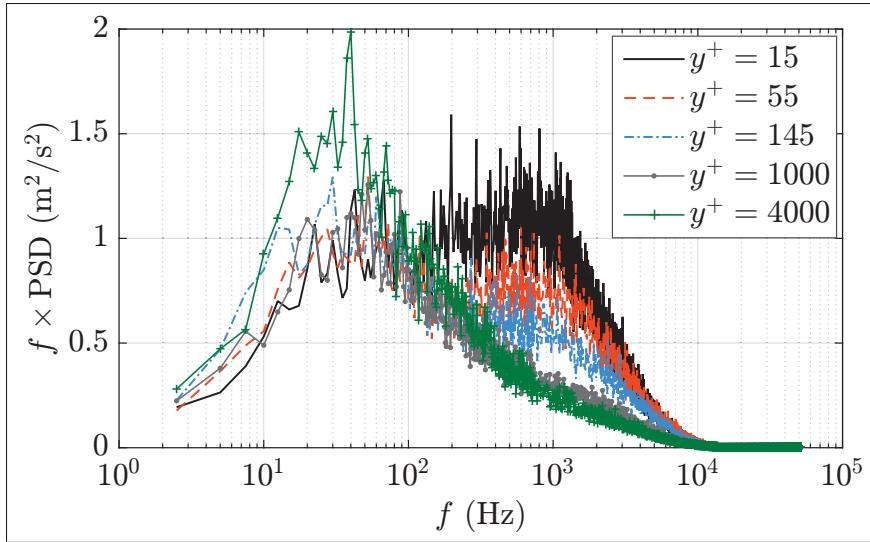


Figure 3.24 PSD pré-multipliées de fluctuations de la vitesse longitudinale à $x^* = 2.66$.

elle sort du cadre de la présente étude. Le lien entre ce pic et le pic de la région externe dans la zone de relaxation (*cf.* figure 3.23) n'est toutefois pas établi étant donné que la couche limite dans la présente étude a subit un décollement massif.

Les spectres de fluctuations de vitesse longitudinale à plusieurs positions de la paroi à $x^* = 2.66$ sont montrés à la figure 3.24. Le spectre à $y^+ = 15$ représente un exemple de la région interne, les spectres à $y^+ = 55, 145$ représentent un exemple de la région du plateau et les spectres à $y^+ = 1000, 4000$ représentent un exemple de la région externe. Comme il a été indiqué plus haut, la région interne est dominée par la dynamique de la région externe et cela est visible sur le spectre à $y^+ = 15$. En effet, la signature des structures de la couche de cisaillement amont (le pic à basse fréquence centré sur $f \simeq 20$ Hz, *cf.* chapitre 4) est visible sur le spectre à $y^+ = 15$. Dans la région du plateau, l'effet de la région externe s'intensifie (l'amplitude du pic à basse fréquence croît relativement) et l'effet de la région interne s'affaiblit (l'amplitude du pic de turbulence centré sur $f \simeq 800$ Hz décroît). Pour les valeurs de y^+ autour 1000, le pic à haute fréquence disparait et l'amplitude du pic à basse fréquence reste relativement constante ce qui résulte en une baisse de $\overline{u'^2}^+$ (la vallée centrée sur $y^+ \simeq 1000$ à la figure 3.23). Enfin,

l'amplitude du pic à basse fréquence atteint son maximum à $y^+ \simeq 4000$ ce qui est reflété par le maximum global de la $\overline{u'^2}^+$ à la figure 3.23.

En résumé, l'écoulement près de la paroi dans la zone de relaxation est caractérisé par deux régions : une région interne très fine (d'une épaisseur de 20^+ à 100^+) et une région externe. La région interne est dominée par la dynamique de la région externe. Cette dernière est caractérisée par la capacité de garder en mémoire les perturbations de la couche de cisaillement amont ce qui n'est pas surprenant étant donné la grande dimension de la bulle de décollement (l'écoulement est massivement décollé).

3.4 Conclusion

Les aspects statistiques de l'écoulement dans toute la section d'essai ont été présentés. La distribution de pression sur la paroi supérieure de la section d'essai est similaire à celles présentées par Patrick (1987) et Na et Moin (1998a). La couche limite dans la zone de développement a les caractéristiques d'une couche limite turbulente canonique. Des mesures en envergure ont montré que cette couche limite est raisonnablement bidimensionnelle. Les paramètres intégraux de la couche limite sont constants à 5% et le c_f est constant à 7% à travers l'envergure. Le développement de la présente couche limite est en accord avec les corrélations classiques des couches limites à ZPG.

Dans la zone du gradient de pression, la topologie moyenne de PITSB a été trouvée conforme avec la théorie exacte de décollement stationnaire 3D décrite récemment par Surana *et al.* (2006). D'une manière globale, la topologie moyenne de PITSB est similaire à celle de GITSB, *e.g.* (Ruderich et Fernholz, 1986; de Brederode et Bradshaw, 1972). La longueur de la TSB (L_b) évaluée grâce à des mesures de l'intermittence en proche paroi en utilisant un capteur de direction de l'écoulement et en utilisant les données des mesures par PIV est en accord avec celle estimée en se basant sur les visualisations par film d'huile. Les quantités statistiques du champ de vitesse sont du même ordre de grandeur que celles reportées dans la littérature de GITSB et de couche de mélange plane. À la différence de l'écoulement à GITSB, les maxi-

mums de $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et de $-\overline{u'v'}/U_\infty^2$ sont observés en aval du point de recollement dans la présente configuration de PITSB. Le maximum de $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ a de plus été mis en relation avec le maximum global de $c_{p'}$ (dans la région de recollement). En termes de distribution de $c_{p'}$, les résultats obtenus dans la présente PITSB sont aussi similaires à ceux obtenus dans les SBLI.

Des effets 3D très prononcés sont notés dans la topologie de l'écoulement près de la paroi supérieure. Ces effets sont mis en liaison avec le gradient de pression latéral causé par la présence des parois latérales. Des mesures des profils verticaux de vitesse en envergure ont montré que l'écoulement loin de la paroi supérieure est moins sensible au gradient de pression latéral et il reste relativement 2D. Des variations de moins 7% ont été relevées dans la zone $z = \pm 0.20$ m.

Dans la zone de relaxation, la couche limite n'a pas les caractéristiques d'une couche limite turbulente canonique. L'écoulement près de la paroi présente une région interne dont la dynamique est dominée par les structures de grandes échelles de la couche de cisaillement amont et qui forme la région externe. Ce comportement est observé au moins jusqu'à $2.5L_b$ en aval du point de recollement.

CHAPITRE 4

DYNAMIQUE DE L'ÉCOULEMENT – MÉCANISMES INSTATIONNAIRES

À l'issue de l'étude statistique réalisée dans le chapitre 3, nous avons montré que la structure moyenne de l'écoulement de la présente configuration PITSB est comparable à celles présentées par Patrick (1987) et Na et Moin (1998a). Dans ce chapitre, nous allons caractériser la dynamique de l'écoulement à PITSB en utilisant plusieurs méthodes d'analyse, notamment l'analyse spectrale, l'analyse par moyennes conditionnelles et la décomposition orthogonale en modes propres. Comme il a été indiqué au chapitre 1, les écoulements décollés sur des configurations GITSB et SBLI sont caractérisés par une dynamique bi-modale. Ainsi, il est intéressant de vérifier si l'écoulement à PITSB étudié ici est aussi caractérisé par la dite dynamique bi-modale.

La première partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse spectrale et de corrélation de l'écoulement. À la fin de cette partie, une description des fréquences caractéristiques associées aux instationnarités marquant l'écoulement ainsi que la localisation de ces dernières est fournie. La deuxième partie porte sur l'analyse par décomposition orthogonale en modes propres des champs instationnaires de vitesse, dans laquelle les modèles réduits de l'écoulement associés à chaque phénomène instationnaire sont définis. La mise en évidence de ces phénomènes et la description des dynamiques qui leur sont associées font l'objet des sections trois et quatre. Enfin, une discussion des mécanismes proposés dans la littérature portant sur les configurations GITSB et SBLI et pouvant piloter ce type de phénomène s'en suit.

4.1 Analyse spectrale et corrélations

Une analyse spectrale des séries temporelles des fluctuations de vitesse longitudinale et de pression pariétale mesurées sur la ligne médiane ($z^* = 0$) est utilisée pour identifier les fréquences caractéristiques associées aux instationnarités de l'écoulement. Les signaux de pression sont mesurés en utilisant un montage affleurant à la surface de la paroi supérieure de la section d'essai et ils sont filtrés à l'aide des techniques de débruitage sélectif présentées au

chapitre 3. Le capteur de référence a été placé à $x^* = -2$ ($x = 0.95$ m, *cf.* figure 3.1). Les signaux de pression sont échantillonnés à une fréquence de $f_s = 2$ kHz durant 3600 s aux positions $x^* = -0.47$ et -0.36 afin de mieux résoudre les basses fréquences et durant 1800 s pour le reste des positions. Les signaux sont filtrés durant l'acquisition à l'aide d'un filtre anti-repliement compris dans la carte d'acquisition. Les spectres sont moyennés sur 64 fenêtres ce qui résulte en une résolution fréquentielle de 0.017 Hz et de 0.035 Hz pour les deux temps d'acquisition indiqués précédemment. Pour leur part, les fluctuations de vitesse longitudinale sont mesurées aux positions verticales correspondantes à $y = \delta$ le long de la ligne médiane. Les signaux de vitesse sont échantillonnés durant 300 s à une fréquence de $f_s = 4$ kHz. Les spectres de fluctuations de vitesse sont moyennés sur 8 fenêtres ce qui résulte en une résolution fréquentielle de 0.026 Hz. Les spectres ci-après sont présentés en fonction du nombre de Strouhal $St = fL_b/U_{\text{ref}}$. Rappelons que la longueur de la TSB est $L_b = 0.4$ m et la vitesse de référence $U_{\text{ref}} = 25$ m/s. Cette normalisation a été initialement proposée par Mabey (1972) et elle a été largement utilisée dans la littérature portant sur les écoulements à GITSB. Comme il sera montré plus bas, cette normalisation ne semble pas être tout à fait cohérente pour les deux modes d'instationnarités observés dans les écoulements à TSB.

4.1.1 Fréquences caractéristiques des instationnarités liées à la TSB

La figure 4.1 montre les PSD de fluctuations de pression pariétale le long de la ligne médiane. Pour les positions $x^* \leq -1$, les PSD sont relativement "plats" et possèdent un niveau d'énergie relativement faible ce qui est en accord avec le caractère turbulent de la couche limite amont. Pour les positions en aval de $x^* = -1$, une activité basse fréquence émerge de ces PSD et le niveau d'énergie croît rapidement dans la région des basses fréquences. Cette activité basse fréquence est caractérisée par une bosse dont le nombre de Strouhal central est de $St \simeq 0.01$ (~ 0.6 Hz), mieux visible sur les PSD pré-multipliées de la figure 4.2. Le niveau d'énergie associé à l'activité basse fréquence atteint son maximum global à $x^* = -0.36$ en amont de la TSB (définie entre le point TD à $x^* = 0$ et le point TR à $x^* = 1$), il reste relativement élevé dans la TSB puis il atteint un maximum local à $x^* = 1.3$ (en aval de la TSB) et il décroît pour

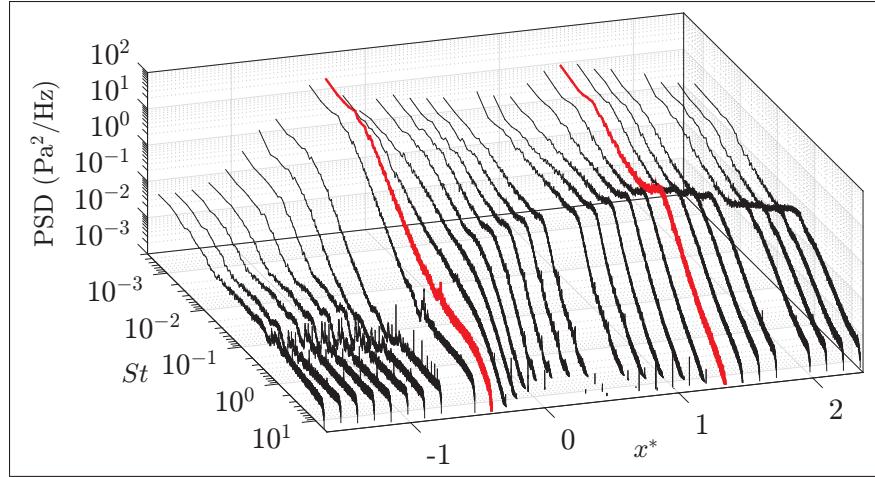


Figure 4.1 PSD de fluctuations de pression sur la ligne $z^* = 0$.

les positions plus en aval. Comme il a été signalé plus haut, la position $x^* = -0.36$ correspond aussi au maximum de vorticité près de la paroi et elle est très proche du point de décollement naissant ID. La position $x^* = 1.3$ quant à elle se situe un peu en aval du point de recollement complet CR. En d'autres termes, l'activité à basse fréquence est identifiable sur les PSD de fluctuations de pression aux extrémités (ID et CR) de la zone de recirculation.

Une autre activité émerge des PSD à moyenne fréquence dans la région de la TSB et plus en aval ($x^* \geq 0$). Cette activité moyenne fréquence est caractérisée par une bosse dont le nombre de Strouhal central est de $St \simeq 0.35$ (~ 20 Hz), encore une fois mieux visible sur les PSD prémultipliées de la figure 4.2. Le niveau d'énergie associé à cette activité dépend aussi de la position longitudinale. À partir de $x^* = 0$, ce niveau d'énergie croît pour atteindre son maximum à $x^* = 1.3$ et puis il décroît pour les positions x^* plus en aval. Les courbes en rouge, à la figure 4.1, représentent les PSD aux positions x^* dont le $c_{p'}$ atteint son maximum local et global respectivement (*cf.* figure 3.16). Comme il sera montré plus loin, l'activité à basse fréquence caractérise le mouvement de respiration de la TSB et l'activité à moyenne fréquence caractérise le lâcher tourbillonnaire des CS de la couche de cisaillement.

La figure 4.2 montre la version pré-multipliée des PSD de fluctuations de pression pariétale le long de la ligne médiane montrées à la figure 4.1 dans l'intervalle $-0.85 \leq x^* \leq 1.5$.

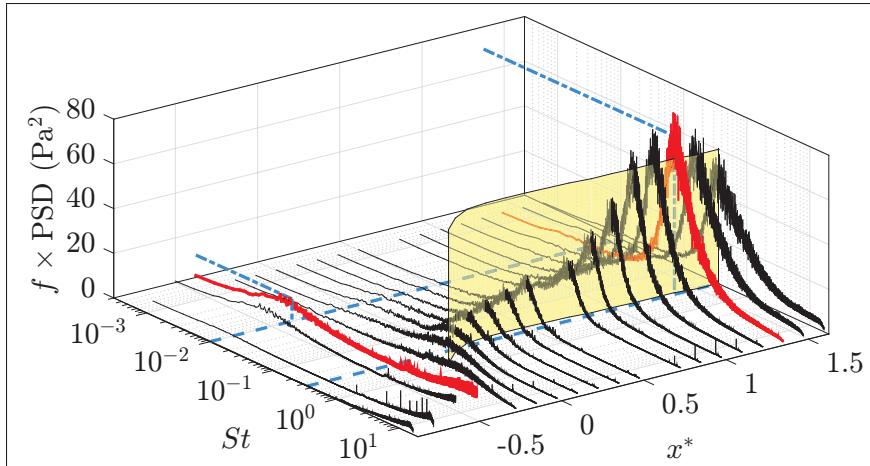


Figure 4.2 PSD pré-multipliées de fluctuations de pression sur la ligne $z^* = 0$.

Les bosses associées aux activités basse et moyenne fréquences sont mieux visibles dans cette représentation. Il apparaît aussi que le nombre de Strouhal central de l'activité moyenne fréquence varie en fonction de la position longitudinale comme montré à l'aide du plan jaune à la figure 4.2. Cette variation est très prononcée dans la région de décollement ($-0.2 \leq x^* \leq 0.2$). La valeur centrale du nombre de Strouhal décroît de $St > 0.5$ pour $x^* \leq -0.2$ (en amont du point TD) à $St \simeq 0.30$ à $x^* \simeq 0.25$ puis elle augmente légèrement pour atteindre une valeur constante de $St \simeq 0.35$ peu en aval du point TR ($x^* \geq 1.25$). La variation du nombre de Strouhal caractérisant l'activité moyenne fréquence en fonction de la position longitudinale a aussi été observée dans les configurations GITSB, *e.g.* (Cherry *et al.*, 1984; Thacker *et al.*, 2013) et elle sera expliquée plus loin. Pour les positions $x^* > 1.5$ (zone de relaxation), les PSD pré-multipliées de fluctuations de pression ne sont pas montrées à la figure ?? car cette représentation induit une amplification du pic associé aux petites échelles de turbulence de la couche de cisaillement recollée près de la paroi et qui apparaissent à hautes fréquences. Ainsi, cette représentation cache le pic associé à l'activité à moyenne fréquence qui reste mieux visible sur les PSD de fluctuations de pression en échelle log-log de la figure 4.1. Contrairement aux PSD pré-multipliées de fluctuations de pression, les PSD pré-multipliées de fluctuations de vitesse dans la région externe de la couche de cisaillement recollée ($y^+ \sim 4000$) pour les

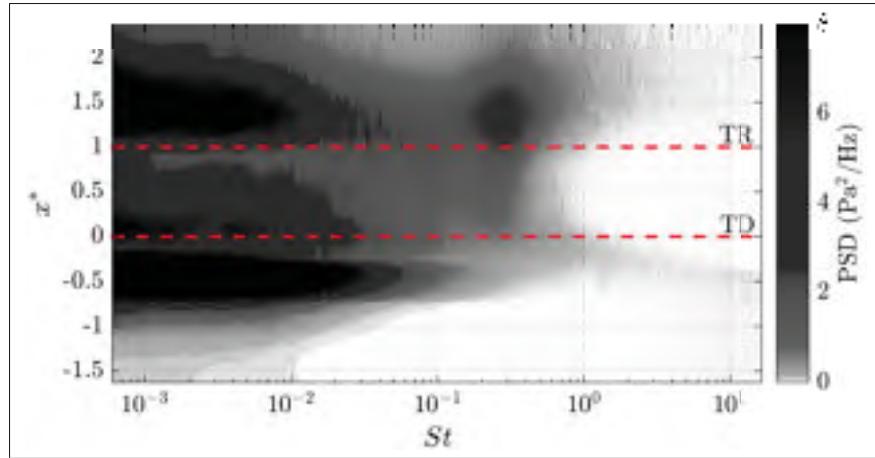


Figure 4.3 Cartographie des PSD de fluctuations de pression.

positions $x^* > 1.5$ montre très clairement le pic de l'activité moyenne fréquence comme il a été montré au § 3.3.

Les PSD de fluctuations de pression de la figure 4.1 sont reproduites à la figure 4.3 sous forme d'une cartographie. Sur cette représentation, il est clair que l'activité à basse fréquence domine les fluctuations de pression en dehors de la TSB ($0 \leq x^* \leq 1$) et elle est relativement faible au milieu de celle-ci. L'émergence de l'activité à moyenne fréquence dans la région de recollement est aussi évidente.

Pour mettre plus en évidence cette conclusion, le coefficient de pression fluctuant $\tilde{c}_{p'}$ est calculé en intégrant les PSD de fluctuations de pression sur un intervalle restreint de fréquences ($2 \times 10^{-3} \leq St \leq 2 \times 10^{-2}$). La distribution de $\tilde{c}_{p'}$ est montrée à la figure 4.4. Cette distribution est caractérisée par deux pics distincts où les fluctuations de pression à basse fréquence sont plus prononcées près du point ID à $x^* \simeq -0.3$ en amont de la TSB et près du point CR à $x^* \simeq 1.3$ en aval de la TSB. L'intensité de ces fluctuations dans la TSB est approximativement la moitié de celle dans la région des deux pics. Cela est dû au fait que ces fluctuations suivent la couche de cisaillement et donc se trouvent loin de la paroi dans la région $0 \leq x^* \leq 1$ comme il sera montré plus bas à travers une analyse par corrélations. L'intensité de fluctuations au premier pic de $\tilde{c}_{p'}$ présente $\sim 60\%$ de celle observée au maximum local de $c_{p'}$ à la même position longitudinale ($x^* \simeq -0.3$). Pour sa part, l'intensité de fluctuations au deuxième pic de

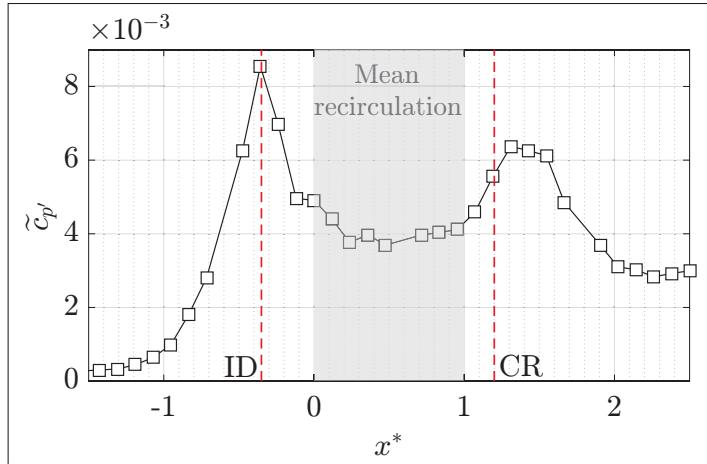


Figure 4.4 Distribution de $\tilde{c}_{p'}$ sur la ligne médiane.

$\tilde{c}_{p'}$ présente $\sim 25\%$ du maximum global de $c_{p'}$ à $x^* \simeq 1.3$ (cf. figure 3.16). Ainsi, le maximum local de $c_{p'}$ est majoritairement induit par les fluctuations associées à l'instationnarité à basse fréquence et son maximum global est majoritairement induit par les fluctuations associées à l'instationnarité à moyenne fréquence.

À l'issue de l'analyse spectrale des fluctuations de pression pariétale, il apparaît que ces dernières sont caractérisées par deux activités dominantes, une à basse fréquence et l'autre à moyenne fréquence. L'activité à basse fréquence est mieux visible en amont du point TD et en aval du point TR (en dehors de la TSB) et moins bien visible dans la TSB. Cela implique que la source des fluctuations de pression à basse fréquence se trouve probablement dans la région proche paroi en amont et en aval de la TSB et dans la région loin de la paroi dans la TSB. Il est donc intéressant de réaliser une analyse de fluctuations de vitesse à travers l'écoulement pour mieux situer la source de l'activité à basse fréquence ainsi que la source de l'activité à moyenne fréquence. L'analyse spectrale des fluctuations de vitesse est présentée dans la suite de cette section et l'analyse de corrélation des séries temporelles de ces mêmes fluctuations est présentée dans la section suivante.

Des séries temporelles de fluctuations de vitesse ont été enregistrées le long de la ligne médiane ($z^* = 0$) aux positions verticales correspondantes à l'extrémité extérieure de la couche de cisaillement, autrement dit $y = \delta$ (cf. figure 3.15). Dans la zone du gradient de pression, la

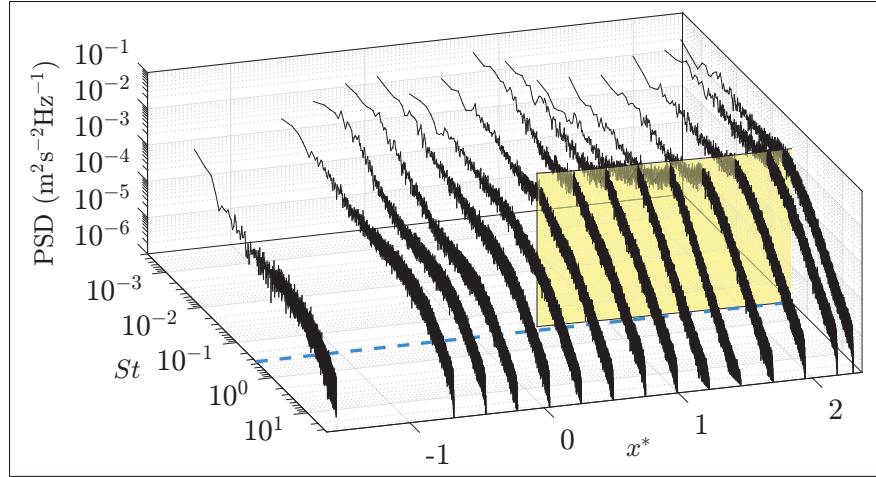


Figure 4.5 PSD de fluctuations de vitesse le long de la ligne médiane ($z^* = 0$) à $y = \delta$.

ligne $y = \delta$ est définie comme les lieux où l'intensité locale des fluctuations de vitesse est de $\sim 2\%$ et ces dernières sont essentiellement irrotationnelles (Cherry *et al.*, 1984). Cherry *et al.* (1984) et Kiya et Sasaki (1983) dans une GITSB sur une plaque épaisse ont montré que la ligne $y = \delta$ représente le meilleur endroit pour capter les instationnarités à basse et à moyenne fréquences. Les PSD de fluctuations de vitesse sont montrées à la figure 4.5. Le spectre à $x^* = -1.55$ est similaire à celui présenté à la figure 4.1 pour les fluctuations de pression, ce qui est en accord avec les résultats de Bradshaw (1967) dans une couche limite turbulente à ZPG. Les PSD de fluctuations de vitesse présentent une activité à basse fréquence à un niveau d'énergie quasiment égale pour les positions $x^* \leq 1$. Dans la région de recollement, l'activité à basse fréquence n'est pas très visible et le niveau d'énergie à basse fréquence est clairement inférieur à celui observé pour $x^* < 1$. L'activité à moyenne fréquence émerge des PSD pour toutes les positions $x^* \geq 0.5$. Cette activité est caractérisée par un nombre de Strouhal évoluant en fonction de la position longitudinale et en bonne concordance avec celui observé sur les PSD de fluctuations de pression. Pour les positions $x^* > 1.25$ le nombre de Strouhal caractéristique de cette activité est de $St \simeq 0.35$.

Pour résumer les résultats de cette section, les PSD pré-multipliées de fluctuations de pression montrées en rouge à la figure 4.2 sont reproduites à la figure 4.6. Les PSD pré-multipliées de

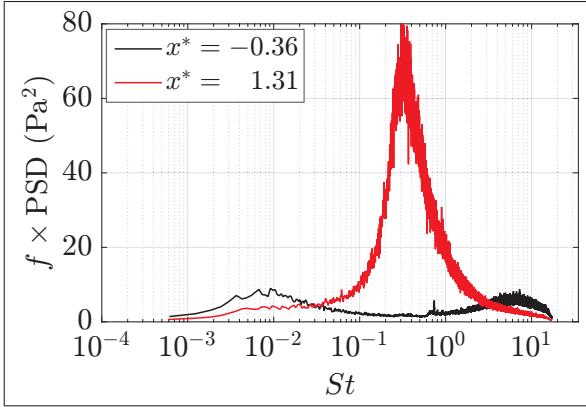


Figure 4.6 PSD pré-multipliées de fluctuations de pression.

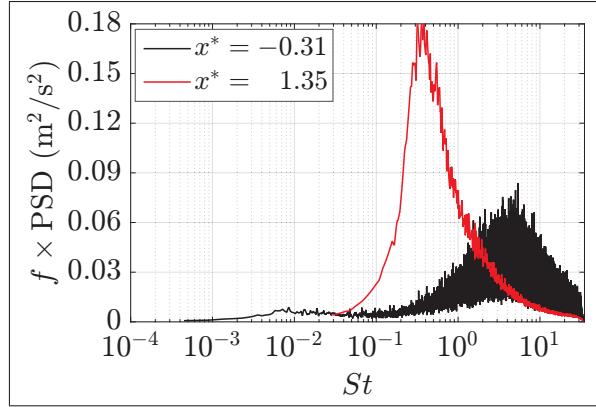


Figure 4.7 PSD pré-multipliées de fluctuations de vitesse sur $y = \delta$.

fluctuations de vitesse aux positions x^* équivalentes sont montrées à la figure 4.7. Notons que la PSD à $x^* = 1.35$ pour les fluctuations de vitesse est moyennée sur 512 fenêtres pour mieux situer en fréquence le pic de l'activité à moyenne fréquence. Les PSD de fluctuations de pression et de vitesse proche du point ID sont essentiellement similaires et montrent très clairement l'activité à basse fréquence. Cette dernière est difficilement identifiable sur la PSD (en représentation pré-multipliée) de fluctuations de pression près du point CR à $x^* = 1.31$. Le nombre de Strouhal caractéristique de cette activité est $St \simeq 0.01$ (~ 0.6 Hz). L'activité à moyenne fréquence est observable sur les PSD de fluctuations de pression et de vitesse très proche du point CR. Le nombre de Strouhal caractéristique de cette activité est de $St \simeq 0.35$ (~ 20 Hz). Il apparaît donc que l'écoulement à PITSB étudié dans le présent travail est aussi caractérisé par une dynamique bi-modale comme les écoulements à GITSB et SBLI. D'une façon similaire à ces deux autres types d'écoulement, les activités à basse et à moyenne fréquences observées ici montrent un spectre large bande.

4.1.2 Localisation des instationnarités liées à la TSB

L'étude spectrale de la section précédente a montré que la dynamique de PITSB est bi-modale. L'instationnarité à basse fréquence a été observée principalement dans la région proche paroi en amont et en aval de la TSB et dans la région loin de la paroi au milieu de la TSB. Toutefois,

elle est difficilement observable sur les PSD de fluctuations de vitesse enregistrées sur la ligne $y = \delta$. Dans cette section une étude basée sur les autocorrélations de fluctuations de vitesse $R_{u'u'}$ à plusieurs positions verticales est réalisée dans le but de mieux situer l'instationnarité à basse fréquence. Dans un premier temps, les autocorrélations sont calculées sur la ligne $y = \delta$ pour valider la méthode de l'analyse. Dans un second temps les autocorrélations sont calculées sur le centre de la couche de cisaillement, autrement dit à $y_{\max(\omega_z)}$ ce qui correspond aux positions verticales du maximum local de la composante longitudinale du taux de turbulence (cf. figure 3.15). Par ailleurs, les autocorrélations au point de recollement $x^* = 1$ sont calculées à plusieurs positions verticales afin de vérifier si l'instationnarité à basse fréquence est observable dans cette région spécifique.

La figure 4.8 montre la cartographie de $R_{u'u'}$ des séries temporelles sur la ligne $y = \delta$ utilisées pour l'analyse spectrale de la section précédente. Les séries temporelles ont été débruitées préalablement via la technique du filtrage optimal (cf. § 2.2.2). La figure 4.9 montre les autocorrélations à quatre positions x^* de la figure 4.8 pour en faciliter l'interprétation. Le décalage temporel est normalisé par la vitesse U_{ref} et la longueur L_b de la TSB résultant ainsi à $1/St$. En observant les premiers passages à zéro de $R_{u'u'}$, on constate principalement deux échelles temporelles différentes. La plus grande est observée un peu en amont de la TSB et elle est représentative de l'activité à basse fréquence identifiée par l'analyse spectrale. La valeur exacte

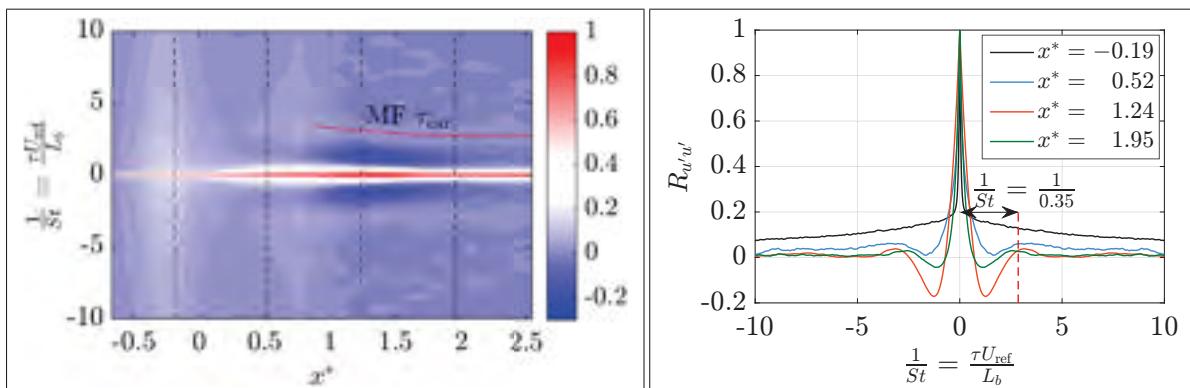


Figure 4.8 Cartographie de $R_{u'u'}$ sur $y = \delta$. MF : *Medium Frequency*

Figure 4.9 $R_{u'u'}$ à quatre positions x^* de la figure 4.8.

du temps caractéristique ($1/St = 100$) est difficile à observer, néanmoins il est très clair qu'elle est très grande comparativement à la valeur $1/St = 1/0.35$, caractéristique de la petite échelle temporelle. La valeur $1/St = 1/0.35$ révèle l'abscisse du maximum de premier lobe positif de $R_{u'u'}$ à $x^* = 1.24$ par exemple (cf. figure 4.9), et elle est représentative de l'activité à moyenne fréquence. La petite échelle temporelle est clairement identifiable pour $x^* \geq 0.7$ et son temps caractéristique évolue en fonction de la position longitudinale (ligne rouge à la figure 4.8) rappelant la variation du nombre de Strouhal associé à l'activité à moyenne fréquence. Contrairement aux positions $x^* \leq 0$ où l'activité à basse fréquence domine et aux positions $x^* \geq 0.7$ où l'activité moyenne fréquence domine, la zone $0 \leq x^* \leq 0.5$ montre un caractère intermédiaire où aucune des deux activités ne domine. L'autocorrélation oscille sans aucun passage à zéro et l'abscisse du maximum de premier lobe est proche de $1/St = 1/0.35$. D'une façon générale, les résultats de l'autocorrélation sont en accord avec ceux obtenus par l'analyse spectrale sur la ligne $y = \delta$, ce qui est attendu puisque la PSD est la transformée de Fourier de l'autocorrélation.

La figure 4.10 montre la cartographie de $R_{u'u'}$ des séries temporelles utilisées pour calculer les rms de fluctuations de vitesse à la figure 3.15. Ces séries temporelles ont été sélectionnées aux positions verticales correspondantes à $y_{\max(\omega_z)}$. La figure 4.11 montre les autocorrélations aux mêmes positions x^* que celles de la figure 4.9. Notons que les séries temporelles sont

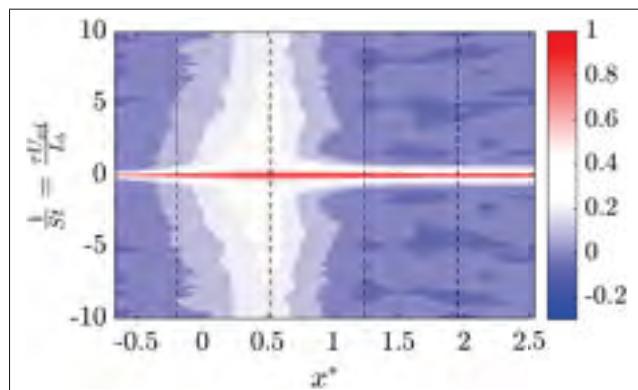


Figure 4.10 Cartographie de $R_{u'u'}$ pour $y_{\max(\omega_z)}$.

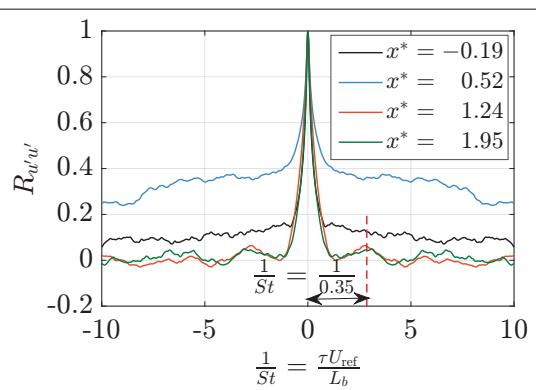


Figure 4.11 $R_{u'u'}$ à quatre positions x^* de la figure 4.10.

échantillonnées durant 30 s à une fréquence de $f_s = 102.4$ kHz. Pour calculer $R_{u'u'}$, les séries temporelles sont débruitées via la technique du filtrage optimal puis elle sont filtrées à 2 kHz pour éliminer les fluctuations à hautes fréquences. Les ondulations de $R_{u'u'}$ à la figure 4.11 sont probablement liées au temps d'acquisition relativement court. Le tracé de $R_{u'u'}$ à $x^* = -0.19$ est quasi-identique à celui présenté à la figure 4.9. Par contre, la grande échelle temporelle associée à l'activité à basse fréquence dans la TSB ($0 \leq x^* \leq 1$) est très visible comparativement à la figure 4.8. Plus en aval pour $x^* \geq 1$, la grande échelle temporelle n'est plus visible sur la cartographie de $R_{u'u'}$. Des passages à zéro de $R_{u'u'}$ sont notés et l'abscisse du maximum du premier lobe positif caractérisant l'activité à moyenne fréquence est comparable à celle notée à la figure 4.9. Néanmoins, il reste difficile de considérer l'activité à moyenne fréquence comme étant clairement visible à cette position verticale ($y_{\max(\omega_z)}$) dans la région de recollement.

En se basant sur les deux paragraphes précédents, la grande échelle de temps associée à l'activité à basse fréquence n'est pas clairement visible à $y = \delta$ ni à $y_{\max(\omega_z)}$ dans la région de recollement. Afin de mieux la situer dans cette région, des séries temporelles de fluctuations de vitesse sont enregistrées au recollement ($x^* = 1$) à plusieurs positions verticales. Le temps d'acquisition et la fréquence d'échantillonnage ont été fixés à 300 s et $f_s = 4$ kHz respectivement. La figure 4.12 montre la cartographie de $R_{u'u'}$ en fonction de la position verticale normalisée $y^* = y/L_b$ et la figure 4.13 montre $R_{u'u'}$ à quatre positions y^* pour en faciliter

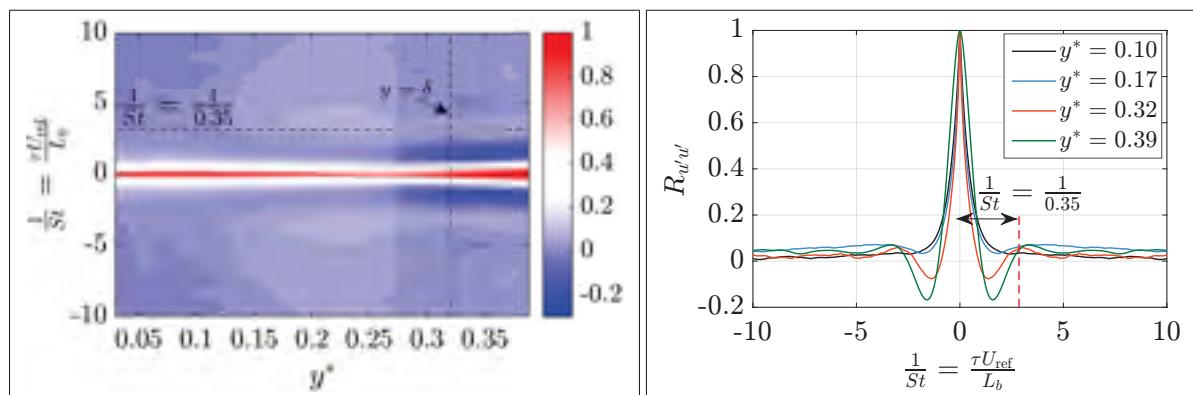


Figure 4.12 Cartographie de $R_{u'u'}$ au recollement $x^* = 1$.

Figure 4.13 $R_{u'u'}$ pour quatre positions y^* de la figure 4.12.

l'interprétation. L'échelle temporelle de l'activité à moyenne fréquence est observable pour $y^* \geq 0.27$, en d'autre termes dans la zone où la composante longitudinale du taux de turbulence $\sqrt{u'^2}/U_\infty \leq 5\%$ (cf. figure 3.15) comme il a été suggéré par Kiya et Sasaki (1983) et Cherry *et al.* (1984). L'abscisse du maximum de premier lobe positif à $y^* = 0.32$ (équivalente à $y = \delta$) à la figure 4.13 est légèrement supérieure à $1/St = 1/0.35$ ce qui en accord avec les résultats de l'analyse spectrale.

Par ailleurs, l'échelle temporelle de l'activité à basse fréquence est absente de la figure 4.12. Néanmoins, dans l'intervalle $0.15 \leq y^* \leq 0.25$ les passages à zéro de $R_{u'u'}$ ne sont pas observés. $R_{u'u'}$ prend des valeurs supérieures à zéro et cela sur une grande plage de décalages temporels. Il s'avère donc très utile d'observer les traces temporelles de fluctuations de vitesse pour généraliser la conclusion concernant les zones d'observation des différentes instationnaités par rapport à la TSB.

La figure 4.14 présente les séries temporelles utilisées pour le calcul de $R_{u'u'}$ sur les trois premières positions en x^* des figures 4.9 et 4.11 (en amont, dans et en aval de la TSB). Rapelons que les séries temporelles sur $y = \delta$ ont été filtrées à 2 kHz d'une manière analogique lors de l'enregistrement et celles sur $y_{\max(\omega_z)}$ sont aussi filtrées à 2 kHz mais d'une manière

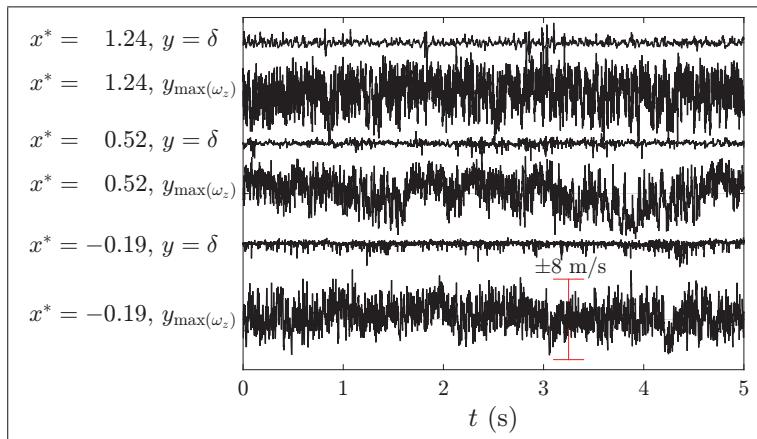


Figure 4.14 Traces temporelles de fluctuations de vitesse.

numérique. La durée d'observation à la figure 4.14 est approximativement équivalente à trois périodes de l'instationnarité à basse fréquence.

Les fluctuations de vitesse sur $y_{\max(\omega_z)}$ montrent globalement des oscillations pseudo-périodiques de haute amplitude à basse fréquence. Des fluctuations de fréquences élevées (de turbulence) viennent s'ajouter sur l'enveloppe pseudo-périodique du signal. Le caractère basse fréquence des fluctuations de vitesse est principalement visible à $x^* = 0.52$.

Les séries temporelles sur $y = \delta$ pour leur part ont une amplitude très faible devant celle observée pour les signaux sur $y_{\max(\omega_z)}$. À cette position verticale ($y = \delta$) et à $x^* = 0.52$ et à $x^* = 1.24$, les fluctuations de vitesse affichent une périodicité dont la fréquence est représentative de l'instationnarité à moyenne fréquence.

En résumé, la périodicité associée à l'instationnarité à basse fréquence est observée sur la ligne $y_{\max(\omega_z)}$ et la périodicité associée à l'instationnarité à moyenne fréquence est observée sur la ligne $y = \delta$.

4.1.3 Bilan de l'analyse spectrale

L'analyse spectrale des fluctuations de pression et de vitesse a montré que la dynamique de la TSB est bi-modale. Une activité (ou instationnarité) à basse fréquence est observée à un nombre de Strouhal de $fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.01$ et une instationnarité à moyenne fréquence est observée à un nombre de Strouhal de $fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.35$.

En termes de fluctuations de pression, l'instationnarité à basse fréquence est mieux visible près du point de décollement naissant ID ($x^* = -0.3$) et près du point de recollement complet CR ($x^* = 1.3$) en dehors de la TSB. Les fluctuations de pression qui lui sont associées contribuent majoritairement au maximum local du $c_{p'}$ à $x^* = -0.3$. Au milieu de la TSB ($0 \leq x^* \leq 1$), l'instationnarité à basse fréquence est mieux visible sur les fluctuations de vitesse aux positions verticales correspondantes au centre de la couche de cisaillement ($y_{\max(\omega_z)}$).

L'instationnarité à moyenne fréquence quant à elle est mieux visible dans la région de recollement ($1 \leq x^* \leq 1.5$) en termes de fluctuations de pression. Les fluctuations de pression qui lui sont associées ont une intensité plus prononcée à $x^* = 1.3$ et contribuent majoritairement au maximum global du $c_{p'}$. En termes de fluctuations de vitesse, cette instationnarité est aussi mieux visible dans la région de recollement à la frontière externe de la couche de cisaillement, autrement dit sur la ligne $y = \delta$ où les fluctuations de vitesse sont essentiellement irrotationnelles.

4.2 Décomposition orthogonale en modes propres (POD)

L'analyse spectrale a montré que la dynamique de l'écoulement à PITSB étudié ici est pilotée principalement par deux instationnarités. Toutefois, l'écoulement instantané est très complexe et contient des échelles très variées ayant un caractère cohérent ou aléatoire. Ainsi, l'identification des structures de l'écoulement associées à chaque instationnarité s'avère une tache difficile et demande une décomposition inhomogène telle que la POD. La POD permet en effet de déterminer les structures spatiales (modes spatiaux) les plus optimales au sens de l'énergie (ici TKE) de l'écoulement instantané. Par conséquent, l'écoulement pourrait être représenté par un nombre limité de modes spatiaux. Un phénomène contenant suffisamment d'énergie pourrait être décomposé sur un ou plusieurs modes.

La POD est appliquée sur les données PIV collectées sur les six stations de mesure par plans verticaux V1 à V6. Comme il a été indiqué au chapitre 2, cinq séquences de 3580 champs instantanés sont collectées sur chaque station. Ainsi, la POD a été appliquée successivement sur chaque séquence de mesure. Étant donné que la résolution temporelle des données PIV est très inférieure devant la résolution spatiale ($N_t \ll N_{xy}$), la méthode POD des "snapshots" (SPOD) est utilisée dans le présent cas. Ainsi, le nombre de modes POD correspond au nombre de champs instantanés par séquence ($N_t = 3580$). Les modes SPOD sont calculés en considérant les champs fluctuants de vitesse. L'algorithme du calcul a été inspiré de celui de Chen *et al.* (2013) dans lequel les deux composantes longitudinale (u') et verticale (v') de fluctuations de vitesse sont considérées ensemble dans le même tenseur de covariance

$\mathbf{C}_S = \frac{1}{N_t} (\mathbf{S}_u \mathbf{S}_u^T + \mathbf{S}_v \mathbf{S}_v^T)$. \mathbf{S}_u et \mathbf{S}_v sont les matrices des snapshots (de dimension $N_t \times N_{xy}$) de u' et v' respectivement. Le problème SPOD revient ainsi à résoudre l'Eq. 2.42 pour obtenir les valeurs propres λ^k et les vecteurs propres \mathbf{A}^k associés à \mathbf{C}_S . Les modes scalaires $\Phi_u^k(\mathbf{x})$ et $\Phi_v^k(\mathbf{x})$ correspondant aux composantes u' et v' respectivement sont obtenus par projection selon :

$$\Phi_u^k(\mathbf{x}) = \mathbf{S}_u^T \mathbf{A}^k, \quad (4.1a)$$

$$\Phi_v^k(\mathbf{x}) = \mathbf{S}_v^T \mathbf{A}^k. \quad (4.1b)$$

Enfin, les N_t coefficients temporels $a^k(t)$ sont donnés par :

$$a^k(t) = \mathbf{S}_u \Phi_u^k(\mathbf{x}) + \mathbf{S}_v \Phi_v^k(\mathbf{x}). \quad (4.2)$$

La contribution des 50 premiers modes POD à la TKE ainsi que leur énergie cumulative à la quatrième station de mesure est montrée à la figure 4.15. Cette station spécifique contient le point de recollement moyen. Toutefois, la même distribution est obtenue sur les autres stations de mesure comme il est montré à la figure 4.16. La figure 4.15 montre la bonne convergence de la décomposition. Les 8 premiers modes captent 60% de TKE totale. Une étude paramé-

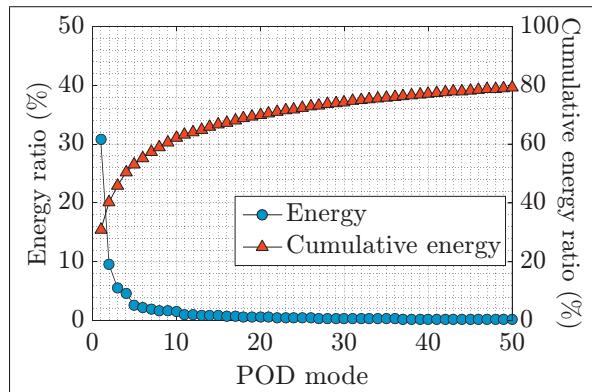


Figure 4.15 Contribution des 50 premiers modes POD à la TKE et leur TKE cumulée à la station V4.

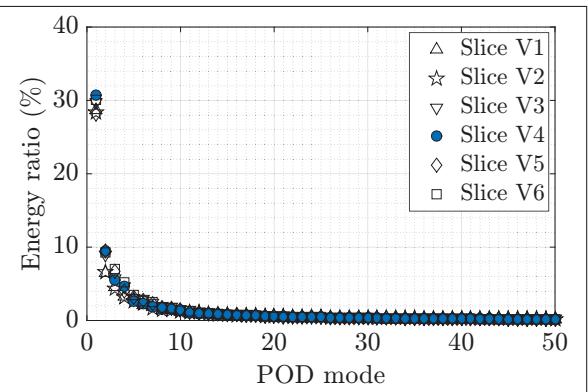


Figure 4.16 Contribution des 50 premiers modes POD à la TKE aux six stations de mesure.

trique a montré que les modes 10 – 100 correspondent aux structures de taille moyenne et les modes d'ordre supérieur (>100) correspondent aux petites structures de turbulence. Ainsi, les $N = 50$ premiers modes sont choisis (comme compromis) pour représenter adéquatement la dynamique de l'écoulement. Ces derniers captent 80% de TKE totale, autrement dit $\sum_{k=1}^{N=50} \lambda^k = 0.8 \sum_{k=1}^{N_t} \lambda^k \simeq \sum_{k=1}^{N_t} \lambda^k$ selon la notation de § 2.2.3. Il est intéressant de noter que le premier mode contient $\sim 30\%$ de TKE totale sur toutes les stations de mesure. Les modes d'ordre supérieur pour leur part contiennent beaucoup moins d'énergie et leur contribution individuelle à l'énergie totale décroît rapidement. Un comportement similaire (le fait que le premier mode se distingue remarquablement des autres modes) a été observé par Thacker *et al.* (2013) dans une configuration GITSB et par Humble *et al.* (2009) dans une configuration SBLI. Les deux groupes de recherche ont suggéré que le premier mode POD est associé à une dynamique différente de celle associée aux modes supérieurs. Thacker *et al.* (2013) ont notamment montré que le premier mode est exclusivement associé au mode de battement de la couche de cisaillement à basse fréquence et Humble *et al.* (2009) ont associé le premier mode à l'instationnarité à basse fréquence dans leur écoulement. Notons aussi qu'aucune structuration en "escalier", autrement dit de parité des modes, n'est remarquée sur la distribution de l'énergie (mieux visible en représentation semi-logarithmique). Usuellement, cette dernière caractérise la quasi-symétrie ou la quasi-invariance par translation dans la direction de l'écoulement (Rajaei *et al.*, 1994). Les deux modes de la même paire ont alors sensiblement la même énergie (mais ne sont pas à énergie égale par construction) et leurs coefficients temporels ont la forme de deux ondes déphasées.

La pondération de chaque mode spatial par le coefficient temporel qui lui est associé permet de reconstruire les champs fluctuants instantanés représentatifs de sa contribution à l'énergie. En d'autres termes, la cartographie de chaque mode spatial est représentative de son énergie moyenne. Néanmoins, l'interprétation des modes spatiaux est parfois très difficile, particulièrement lorsqu'ils sont peu énergétiques.

Les deux composantes longitudinale et verticale ($\Phi_u^k(\mathbf{x}), \Phi_v^k(\mathbf{x})$) des quatre premiers modes spatiaux sont montrées à la figure 4.17. Les modes spatiaux ont été calculés et moyennés sur

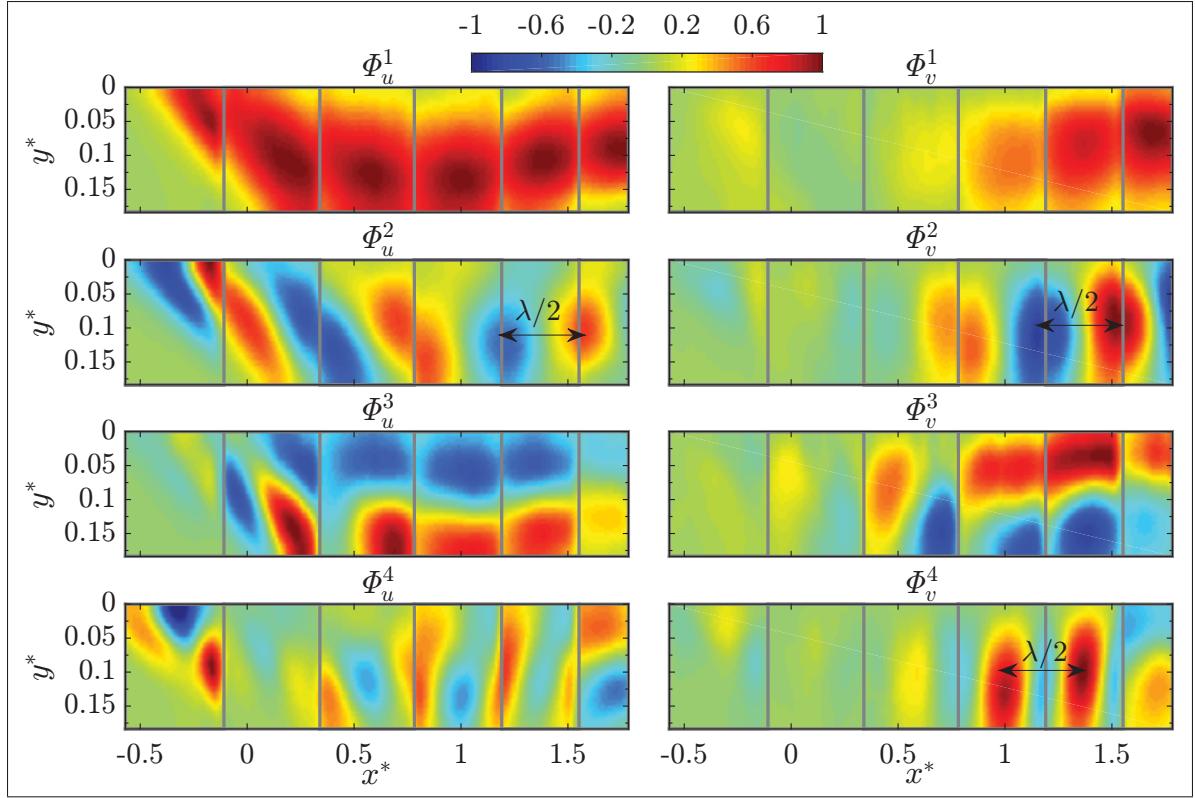


Figure 4.17 Cartographies des quatre premiers modes spatiaux POD.

les cinq séquences temporelles sur les six stations de mesures puis ils sont normalisés ensemble pour obtenir une intensité comprise entre -1 et 1 . Rappelons que $\Phi^1(\mathbf{x}) = (\Phi_u^1(\mathbf{x}), \Phi_v^1(\mathbf{x}))$ est représentatif du mode de fluctuations de vitesse le plus énergétique. Les fluctuations dans ce mode sont essentiellement liées à la composante longitudinale ($\Phi_u^1 \ll \Phi_v^1$ avant la normalisation) et elles englobent la zone de recirculation dans une seule structure possédant une échelle globale et ne montrant aucune alternance de zones positives et négatives. Une alternance de zones positives et négatives (déphasage spatial) rappellerait le caractère d'une onde se propageant dans le sens de l'écoulement et elle caractériserait la convection ou le passage des CS (Rajaee *et al.*, 1994). Il est évident que ce n'est pas le cas ici car la cartographie de $\Phi_u^1(\mathbf{x})$ rappelle plutôt celle de $\sqrt{u'^2}/U_\infty$ (*cf.* figure 3.14(a)). Ce caractère suggère que les fluctuations représentées par le premier mode POD sont associées à un phénomène d'une dynamique globale et non convective. En effet, la pondération du premier mode POD par son coefficient temporel, présentant un caractère basse fréquence (*cf.* plus loin), crée des variations simul-

tanées dans toute la zone de recirculation. Comme il sera montré plus bas, le premier mode POD est associé en effet à l'instationnarité à basse fréquence dans la présente configuration de PITSB de façon similaire aux configurations GITSB et SBLI.

On s'intéresse maintenant aux modes POD d'ordre supérieur. Notons que ces derniers ont été normalisés d'une façon que la continuité des zones positives / négatives soit assurée. Cela est entièrement justifié étant donné que ces zones s'étendent sur plusieurs stations de mesures et que les données n'ont pas été prises simultanément sur ces dernières vu la limitation de la méthodologie expérimentale. Les cartographies de $\Phi^2(\mathbf{x}) = (\Phi_u^2(\mathbf{x}), \Phi_v^2(\mathbf{x}))$ montrent des zones d'alternance positives et négatives caractérisant le passage des CS. Lorsque le deuxième mode POD est pondéré par son coefficient temporel, les passages des valeurs négatives vers les valeurs positives de ce dernier créent de la translation de cette alternance des zones positives et négatives. Cela suggère donc que le deuxième mode POD est associé à une instationnarité convective. L'alternance observée sur la composante longitudinale couvre toutes les stations de mesure et suit bien le contour de la couche de cisaillement tandis que sur la composante verticale l'alternance est observée uniquement dans la région de recollement. Il est aussi intéressant de noter que les zones positives / négatives sur la composante longitudinale pour $x^* < 1$ sont inclinées avec un angle négatif par rapport à la direction de l'écoulement principal. Rajaee *et al.* (1994) ont interprété cette inclinaison négative par un transfert d'énergie de l'écoulement moyen vers le champ fluctuant associé au mode étudié dans la phase de développement d'une couche de mélange. Dans leur écoulement, Rajaee *et al.* (1994) observent que ces zones s'alignent verticalement par la suite ce qui est un signe de saturation des CS (les CS atteignent leur énergie maximale) puis elles s'inclinent par rapport à l'écoulement moyen mais cette fois-ci avec un angle positif ce qui est un signe de retour de l'énergie du champ fluctuant vers l'écoulement moyen. Si nous appliquons le même raisonnement sur la composante longitudinale du deuxième mode, les CS suivent à priori un processus de croissance dans la zone $x^* < 1$ (les CS sont inclinées négativement) et elles atteignent leur énergie maximale dans la région de recollement (les CS sont alignées verticalement). Les CS possédant une énergie maximale sont aussi observées sur la composante verticale dans la région de recollement. La distance entre

les maximums de zones positive et négative renseigne sur la demi longueur d'onde ($\lambda/2$) associée à l'instationnarité convective. La longueur d'onde est estimée à $\lambda/L_b \simeq 0.85$ à partir de la figure 4.17. En utilisant une vitesse de convection $0.3U_{\text{ref}}$ (*cf.* plus bas), le nombre de Strouhal associé à l'instationnarité convective représentée par le deuxième mode POD est de $fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.35$ qui est le même nombre de Strouhal caractérisant l'instationnarité à moyenne fréquence observée dans l'analyse spectrale. Cela suggère alors que le deuxième mode POD correspond à l'onde fondamentale (la fréquence centrale) de l'instationnarité à moyenne fréquence et que cette dernière est convective. Le troisième mode POD présente quant à lui une structure difficile à interpréter physiquement. Le quatrième mode POD est représentatif d'une harmonique de l'onde fondamentale de l'instationnarité à moyenne fréquence caractérisant son interaction non linéaire avec elle-même (*cf.* Rajaee *et al.* (1994) pour les détails). Les modes d'ordre supérieur sont associés à des structures de plus en plus petites et affichent un caractère aléatoire approximativement à partir du centième mode. Dans cette étude, les modes 2 (composante fondamentale) à 50 sont choisis pour représenter l'instationnarité à moyenne fréquence. Ce choix est complètement arbitraire. Toutefois, il permet de visualiser les CS de la couche de cisaillement comme il sera montré plus bas.

Afin de mettre en évidence que le premier mode POD est bien associé à l'instationnarité à basse fréquence, la POD a aussi été réalisée dans le domaine fréquentiel. Pour ce faire, le signal de chaque séquence de mesure (4 s) a été segmenté en quatre séries temporelles d'une durée de 1 s. Ainsi, vingt séries temporelles d'une durée de 1 s au total ont été construites à partir des cinq séquences de mesure. La PSD de chaque série temporelle (spectre d'amplitude) a été calculée par la suite sur tous les points de mesure en utilisant une seule fenêtre d'apodisation, ainsi la première fréquence résolue est à 1 Hz. Cette procédure donne 20 "snapshots" contenant les valeurs de la PSD à 1 Hz pour chaque point de mesure et sur lesquels la POD est appliquée. Pour satisfaire à la convergence de l'analyse POD, nous aurions probablement besoin de plus de 20 snapshots ce qui implique des séries temporelles de moins de 1 s. Cependant, il est aussi primordial de résoudre la fréquence associée à l'instationnarité à basse fréquence ($< 1 \text{ Hz}$) ce qui nécessite idéalement une durée d'observation plus grande que 1 s. Par conséquent, 20

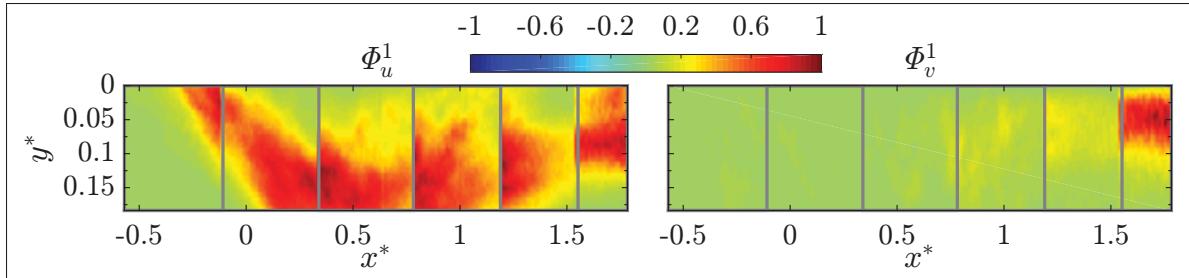


Figure 4.18 Cartographie du premier mode spatial POD dans le domaine fréquentiel.

snapshots basés sur des séries temporelles de 1 s sont le meilleur compromis compte tenu de la durée totale des données disponibles. Comme il sera démontré plus bas, l'activité à basse fréquence possède une phase nulle, ainsi l'utilisation de l'information de l'amplitude seule est justifiée ici.

Le premier mode spatial de cette analyse est montré à la figure 4.18. Ce mode contient plus de 80% d'énergie. Les fluctuations qui lui sont associées sont essentiellement liées à la composante longitudinale. Globalement, ce mode est relativement similaire au premier mode spatial de la figure 4.17, notamment sa composante longitudinale $\Phi_u^1(\mathbf{x})$ est très similaire à celle du premier mode calculé dans le domaine temporel et montrée à la figure 4.17. Ce résultat suggère donc que le premier mode POD est associé à l'instationnarité à basse fréquence et que cette dernière est globale non convective. Ce résultat sera argumenté en détail dans la suite de ce chapitre.

En résumé, l'analyse par POD a permis de décomposer les fluctuations de vitesse en trois termes de l'équation 4.3. Le premier terme ou le premier mode représente les fluctuations de haute amplitude associées à l'instationnarité à basse fréquence. Le deuxième terme représente la partie cohérente des champs fluctuants associée à l'instationnarité à moyenne fréquence. Enfin, le dernier terme représente les fluctuations aléatoires des champs instantanés, autrement dit la partie incohérente.

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) = a^1(t) \boldsymbol{\Phi}^1(\mathbf{x}) + \sum_{k=2}^{N=50} a^k(t) \boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x}) + \sum_{k=51}^{N_t} a^k(t) \boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x}). \quad (4.3)$$

4.3 Instationnarité à basse fréquence (mouvement de respiration de la TSB)

L'analyse effectuée dans les sections précédentes a montré que l'instationnarité à basse fréquence est associée à des échelles de temps et d'espace très grandes. En effet, cette dernière a un caractère non convectif et global s'étendant sur toute la zone de recirculation. Dans cette section le phénomène physique en relation avec cette instationnarité est mis en évidence. Sa relation avec les fluctuations de pression près du point ID est expliquée. Enfin, un modèle des profils instantanés de pression qui lui sont associés est proposé en se basant sur la fonction d'inter-corrélation des fluctuations de pression sur la ligne médiane.

4.3.1 Moyennes conditionnelles – Évidence du mouvement de respiration

L'instationnarité à basse fréquence a été classiquement associée à la variation de la taille de la TSB dans le temps. Dans les configurations GITSB, l'instationnarité à basse fréquence a été associée au mouvement vertical (battement) de la couche de cisaillement près du point de décollement et qui est lié à l'oscillation quasi-périodique du point de recollement autour de sa position moyenne. Dans le cas de SBLI, l'instationnarité à basse fréquence a été plutôt associée à des cycles de contraction / dilatation de la TSB dont les positions instantanées des points de décollement et de recollement sont anti-corrélées (mouvement de respiration).

Dans la présente étude, la relation entre l'instationnarité à basse fréquence et la taille instantanée de la TSB est analysée de manière qualitative en utilisant des moyennes conditionnelles des données mesurées par le capteur de direction de l'écoulement (TT) ainsi que des champs instantanés de vitesse mesurés par PIV. Cette relation est analysée de manière quantitative dans la section suivante en se basant sur un modèle réduit de bas ordre de l'écoulement construit à l'aide du premier mode POD.

Une analyse similaire à celle proposée par Eaton et Johnston (1982) est adoptée pour les données mesurées par TT. En effet, deux capteurs TT ont été positionnés en amont et en aval du point de décollement moyen (TR) défini à $\gamma = 50\%$ à $x_1^* = -0.12$ et $x_2^* = 0.12$ respectivement. De plus, un capteur de pression instationnaire a été positionné à $x^* = -0.48$ près du maximum

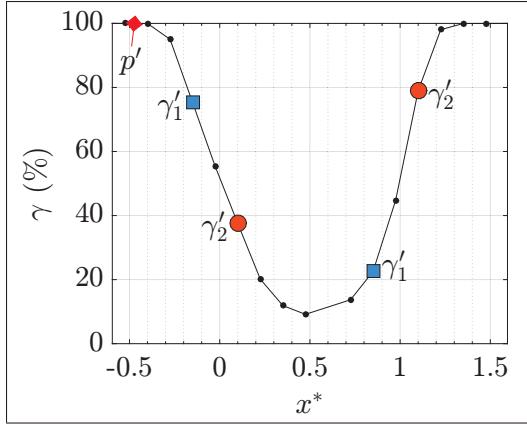


Figure 4.19 Positions de mesure en relation avec la figure 4.21.

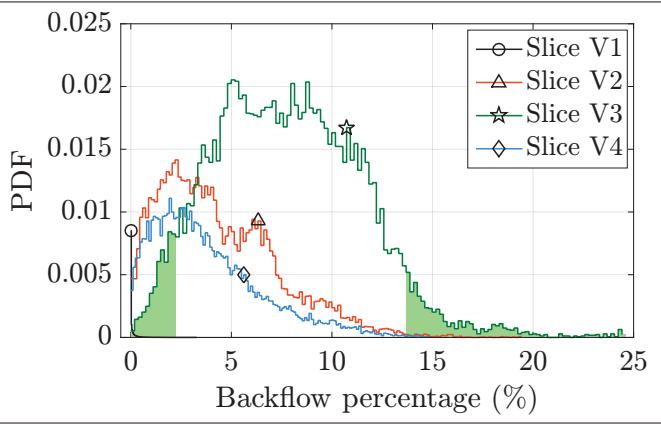


Figure 4.20 PDF du pourcentage de l'écoulement de retour sur les quatre stations de mesure par PIV (V1 à V4).

local de $c_{p'}$. Les positions de mesures sont indiquées à la figure 4.19. Les séries temporelles obtenues par les deux TT ainsi que celle de fluctuations de pression ont été échantillonnées simultanément à 2 kHz durant 300 s (~ 180 périodes de l'activité basse fréquence). Les intermittences "instantanées" γ'_1 et γ'_2 à $x_1^* = -0.12$ et $x_2^* = 0.12$ respectivement (cf. figure 4.19) sont calculées par la suite sur des segments de 1 s présentant en général 10 à 20 événements. Ainsi, γ'_1 et γ'_2 se trouvent évaluées à une fréquence apparente de 1 Hz. La position du point de décollement "instantané" x_D^* défini à $\gamma' = 50\%$ est calculée en supposant une distribution linéaire de γ' entre les deux points de mesure. D'autre part, les fluctuations de pression sont moyennées sur des segments de 1 s et donc contiennent essentiellement la composante à basses fréquences ($f L_b / U_{\text{ref}} \simeq 0.01$). Les fluctuations de pression sont par ailleurs normalisées par la pression dynamique de référence $q_{\text{ref}} = \frac{1}{2} \rho U_{\text{ref}}^2$. La même procédure a été répétée dans la zone de recollement dont les positions des deux TT sont cette fois-ci $x_1^* = 0.83$ et $x_2^* = 1.07$ respectivement (cf. figure 4.19). Le capteur de pression instationnaire a été maintenu à $x^* = -0.48$.

À la figure 4.21 sont présentées des exemples de séries temporelles obtenues à l'aide de cette procédure dans les régions de décollement et de recollement. À partir des figures 4.21(a) et 4.21(d), il est très clair que les traces de γ'_1 et γ'_2 sont fortement corrélées (résultat attendu) ce qui valide la procédure d'analyse. Les symboles sur les figures 4.21(a) et 4.21(d) sont placés arbitrairement sur les courbes et réfèrent simplement aux positions de mesure (cf. figure 4.19).

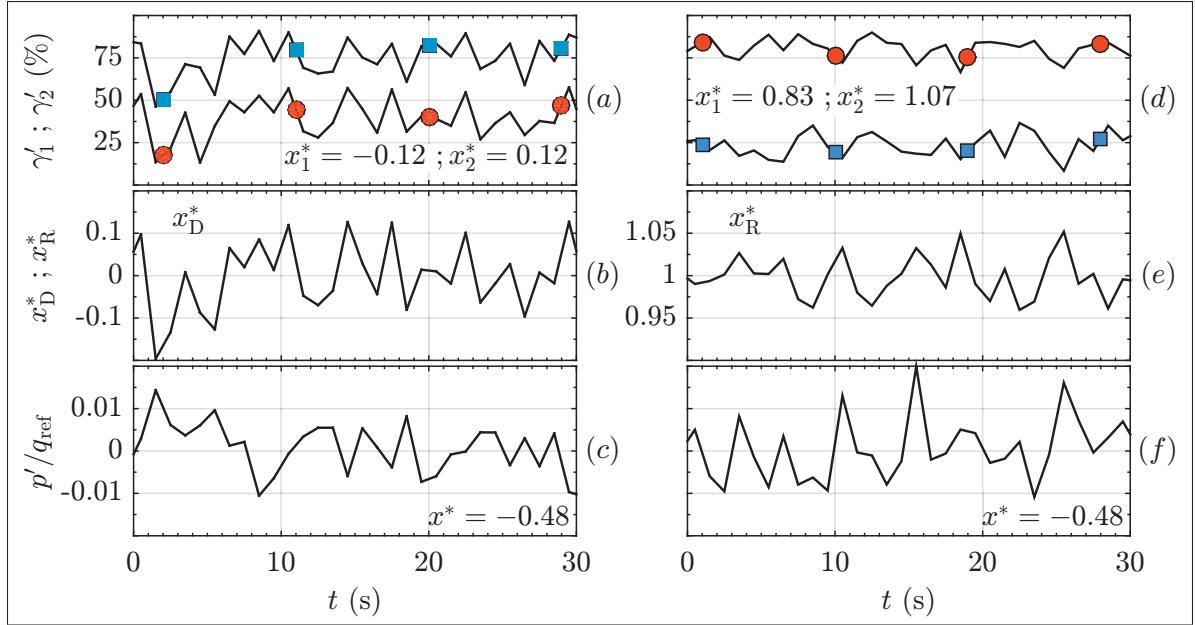


Figure 4.21 Moyennes conditionnelles de γ , de la position moyenne de décollement / recollement et de fluctuations de pression. La colonne gauche au décollement et la colonne droite au recollement.

Les positions du décollement et du recollement instantanés (x_D^* et x_R^* respectivement), calculées en fonction de γ'_1 et γ'_2 , sont montrées aux figures 4.21(b) et 4.21(e). Une corrélation négative dont le coefficient est de ~ -0.5 est observée entre x_D^* et p' (comparaison des figures 4.21(b) et 4.21(c)), tandis que x_R^* et p' présentent une corrélation positive dont le coefficient est de ~ 0.5 (comparaison des figures 4.21(e) et 4.21(f)). Ce résultat suggère que les positions instantanées des points de décollement x_D^* et de recollement x_R^* sont anti-corrélées et que leur mouvement autour de leurs positions moyennes cause des cycles de contraction / dilatation de la TSB. Le point de décollement s'avère se déplacer sur une plus grande plage comparativement au point de recollement ce qui est en accord avec les observations de Na et Moin (1998a). De plus, ce mouvement est en relation avec la composante basse fréquence des fluctuations de pression près du point ID en amont de la TSB. Ce point sera discuté en détail plus bas.

Dans le but de matérialiser le mouvement induit par les cycles de contraction / dilatation de la TSB, des moyennes conditionnelles des champs instantanés de vitesse mesurés par PIV sont réalisées. Le pourcentage du flux de retour instantané (BFP : *BackFlow Percentage*) est calculé

sur les stations V1 à V4 en utilisant l'ensemble des 20 s (17900 champs) de données sur chaque station. Le BFP étant nul sur les stations V5 à V6, ces dernières sont exclues du calcul. En considérant les quatre stations V1 à V4 ensemble, le champ de vision global contient un total de $\sim 4N_{xy}$ points de mesure ; N_{xy} est le nombre de points par station. Les BFP sur les stations V1 à V4 sont comptés comme étant le rapport entre le nombre de points où la composante longitudinale de vitesse est négative et $4N_{xy}$. Les BFP peuvent donc prendre une valeur de 25% au maximum, ce qui est équivalent à 100% de flux de retour sur une station donnée.

Les histogrammes de la fonction de densité de probabilité (PDF) de BFP sur les quatre stations sont montrés à la figure 4.20. Notons que ces BFP sont normalisés de telle manière que la somme des surfaces sous leurs histogrammes soit égale à l'unité. Par conséquent, la surface sous un histogramme donné renseigne sur la contribution de la station qui lui correspond au flux de retour global sur les quatre stations. Nous observons donc que la station V3 se trouvant au milieu de la TSB contribue le plus au flux de retour et que la station V1 contribue faiblement à celui-ci.

La trace temporelle de BFP ne représente pas un signal au sens propre ainsi le choix d'un critère basé sur son écart type n'est pas réaliste. Par conséquent, le critère choisi ici pour représenter un faible / fort flux de retour est plutôt basé sur un seuillage permettant d'avoir des moyennes statiquement convergées. La représentation des histogrammes à la figure 4.20 permet en effet de choisir rapidement un seuillage unique pour toutes les stations. À partir de la figure 4.20, il est clair que la station V1 impose le seuillage le plus sévère. Par conséquent, 5% des champs instantanés à partir du maximum / minimum du flux de retour sur chaque station sont moyennés pour obtenir une grande / petite TSB. L'illustration de ce seuillage est donnée pour la station V3 à la figure 4.20. Pour le cas d'une petite TSB, la station V1 possède une contribution nulle.

Les résultats de cette procédure sont présentés à la figure 4.22. Seul le flux de retour est présenté. Comme l'a suggéré l'analyse des données mesurées par TT, la TSB est fortement instationnaire et montre de fortes variations de taille. Pour le cas du faible / fort flux de retour, la taille de la TSB est très petite / très grande devant sa taille moyenne. Ce résultat confirme

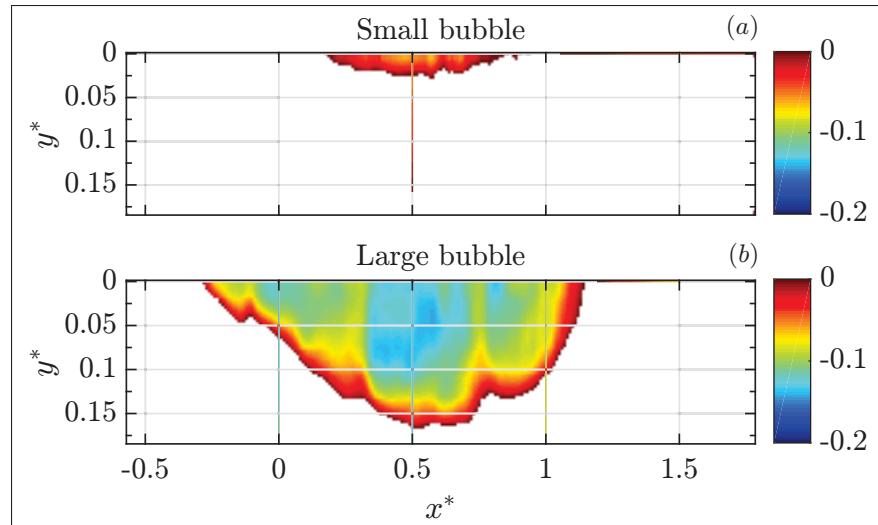


Figure 4.22 Cartographies du flux de retour (U/U_∞) issues de l'analyse par moyennes conditionnelles des champs de vitesse.

aussi que les mouvements des points de décollement et de recollement sont anti-corrélés. La TSB est donc sujet à de forts cycles de contraction/dilatation similaires au cas de TSB en supersonique (cf. Piponnai *et al.* (2009) par exemple). Par conséquent, le mouvement lié à ces cycles est dénommé dans le présent cas "mouvement de respiration" (Weiss *et al.*, 2015; Mohammed-Taifour et Weiss, 2016).

4.3.2 Topologies caractéristiques associées au mouvement de respiration

L'analyse par moyennes conditionnelles a permis de mettre en évidence le mouvement de respiration. Dans cette section, une analyse basée sur le premier mode POD est proposée afin de déterminer l'échelle de variation de la taille de la TSB provoquée par le mouvement de respiration d'une manière quantitative.

Un modèle réduit de bas ordre des fluctuations de vitesse est construit en utilisant le premier mode POD (cf. Eq. 4.3). Cela revient en effet à calculer pour chaque station de mesure (V1 à V6) les champs instantanés donnés par :

$$\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}) + a^1(t) \boldsymbol{\Phi}^1(\mathbf{x}). \quad (4.4)$$

Étant donné que les coefficients $a^1(t)$ sur les stations de mesure ne sont pas synchronisés, la dynamique complète de la TSB ne peut pas être décrite avec cette analyse. Néanmoins, la visualisation des topologies caractéristiques associées aux valeurs extrêmes de $a^1(t)$ est possible car le premier mode POD est global et non convectif comme il a été indiqué plus haut. Supposons que la trace temporelle de $a^1(t)$ est une onde stationnaire pilotant le déficit de vitesse autour d'un point d'équilibre (ici la TSB moyenne). On peut alors imaginer que les passages au minimum, à zéro et au maximum de $a^1(t)$ sont représentatifs du déficit minimum, nul (point d'équilibre) et maximum de vitesse respectivement. Ainsi, trois topologies extrêmes : minimale, moyenne et maximale de la TSB peuvent être décrites en utilisant les valeurs $(a^1)_{\min}$, $a^1 \simeq 0$ et $(a^1)_{\max}$ respectivement. Cette technique a déjà été employée par Humble *et al.* (2009) et Thacker *et al.* (2013) pour visualiser les topologies caractéristiques de l'instationnarité à basse fréquence dans leurs écoulements. Notons que cette procédure ne peut pas être appliquée avec les modes d'ordre supérieur représentant l'instationnarité à moyenne fréquence dans le présent cas parce que nous manquons l'information de la phase entre les différentes stations.

La figure 4.23 montre les cartographies de $\tilde{u}(\mathbf{x}, t)$ normalisée par U_∞ correspondant aux trois topologies extrêmes de la TSB. Ces cartographies sont le résultat de l'amalgamation de celles obtenues sur chaque station de mesure, ainsi de légères discontinuités entre les interfaces de ces dernières sont visibles. L'iso-ligne $\tilde{u} = 0$ représentée en blanc est lissée pour faciliter la visualisation. Comme l'énonce l'Eq. 4.4, la figure 4.23(b) reproduit bien la structure moyenne de la TSB (*cf.* figure 3.11(a)). Les deux autres cartographies, figure 4.23(a) et 4.23(c), sont représentatives des moyennes conditionnelles avec les instants pour lesquels la TSB est fortement contractée et avec les instants pour lesquels la TSB est extrêmement dilatée, respectivement. Ces deux cartographies sont très similaires à celles montrées à la figure 4.22.

Par ailleurs, l'échelle de variation de la taille de la TSB provoquée par le mouvement de respiration est très grande. Le point de décollement se déplace entre $x^* = -0.30$ (le point ID) et $x^* = 0.25$ tandis que le point de recollement se déplace entre $x^* = 0.85$ et $x^* = 1.20$ (le point CR). La variation totale de la longueur de la TSB est approximativement 90% de sa longueur

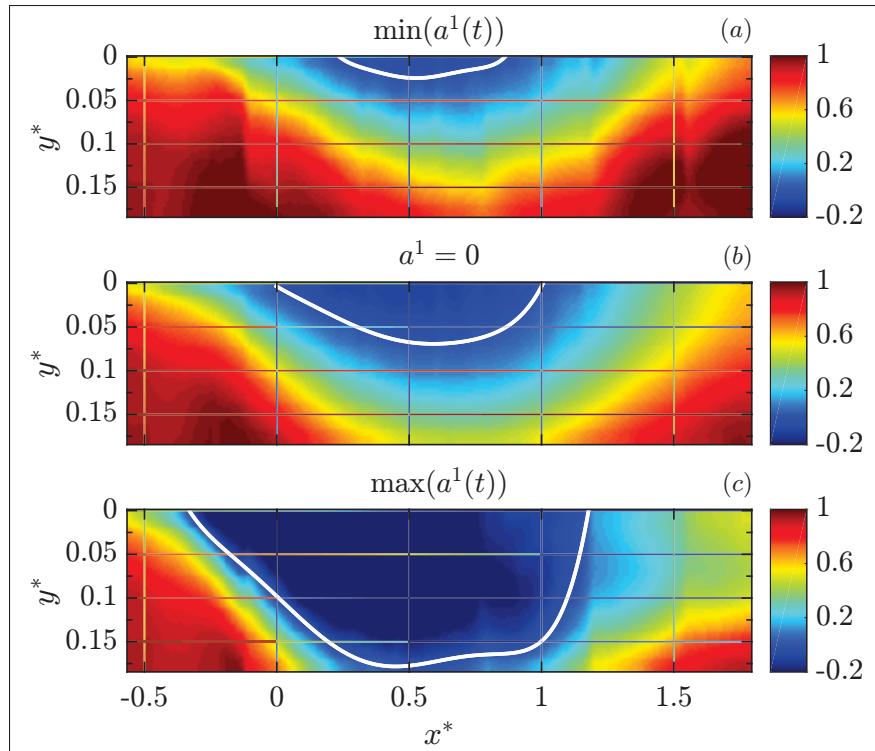


Figure 4.23 Cartographies (en \tilde{u}/U_∞) des topologies associées aux valeurs extrêmes du premier coefficient modal $a^1(t)$.

moyenne L_b . Toutefois, il faut rappeler que les structures de la TSB à la figure 4.23 ne sont jamais observées dans l'écoulement réel. Ces structures représentent le squelette instationnaire de la TSB dans lequel les petites échelles de turbulence sont filtrées (cf. Eq. 4.3). Cela est entièrement justifiable étant donné que le mouvement de respiration est associé à des échelles supposées très grandes comparativement aux échelles de la turbulence.

En plus de son caractère basse fréquence, le mouvement de respiration possède une échelle très large en envergure. Ce constat est montré ici à travers deux méthodes distinctes. La première consiste en une analyse par inter-corrélation appliquée sur les fluctuations de pression, alors que la deuxième consiste en une analyse basée sur le premier mode POD calculé sur les champs de vitesse mesurés par plans horizontaux (H1 à H3).

Les mesures de fluctuations de pression en envergure ont été réalisées à $x^* = -0.37$ (position du maximum local de $c_{p'}$) et à $x^* = 1.63$ peu en aval du maximum global de $c_{p'}$. Cette

dernière position a été imposée par des contraintes liées au montage expérimental. La position de référence a été fixée à $z^* = 0$ pour les deux stations de mesure. Les fluctuations de pression ont été séparées en fluctuations à basses fréquences et à moyennes fréquences en utilisant respectivement un filtrage passe-bas dont la fréquence de coupure est équivalente à $St \simeq 0.1$ et un filtrage passe-bande dont seulement les fréquences équivalentes à $0.1 \leq St \leq 1$ sont préservées. Les composantes de fluctuations obtenues par le filtrage passe-bas et passe-bande (filtre standard à réponse impulsionnelle finie) représentent principalement les instationnarités à basse et à moyenne fréquences respectivement. Les fonctions d'inter-corrélation sont calculées séparément sur les composantes basse et moyenne fréquences. Les résultats qui concernent la composante moyenne fréquence seront discutés plus bas.

La figure 4.24 montre les fonctions d'inter-corrélation $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ (à décalage de temps nul) obtenues pour la composante basse fréquence sur les deux stations de mesure. Globalement, ces fonctions d'inter-corrélation présentent un niveau élevé dans la région s'étendant de la ligne médiane à $z^* \simeq \pm 0.4$ ce qui correspond à $z \simeq \pm 0.1$ m sur l'image de film d'huile (cf. figure 3.6). Dans la région $|z^*| \geq 0.4$ là où les effets 3D sont plus prononcés, les fonctions d'inter-corrélation déclinent rapidement, notamment dans la région de décollement. Ces résultats indiquent que le mouvement de respiration possède une échelle relativement large en

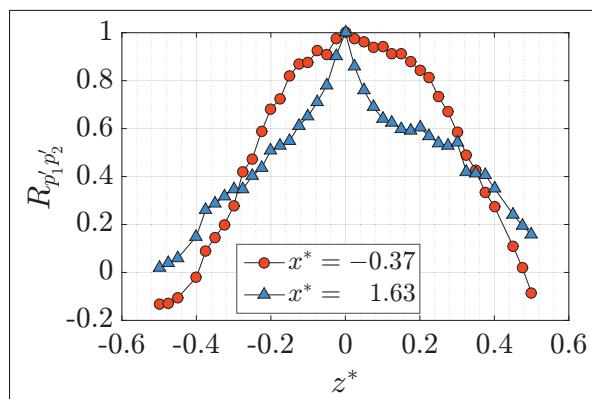


Figure 4.24 Fonctions d'inter-corrélation $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ pour la composante basse fréquence.

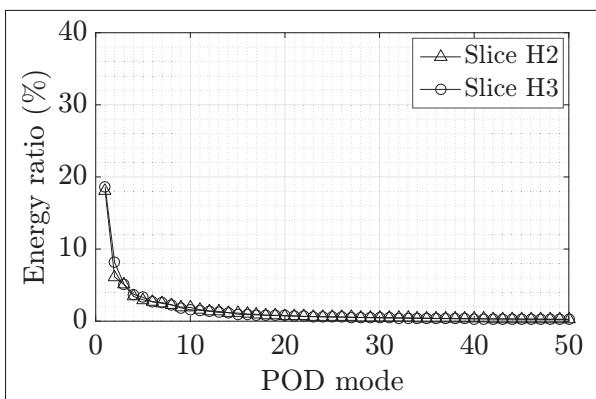


Figure 4.25 Contribution des 50 premiers modes POD à la TKE aux stations H2 et H3.

envergure. Notons que la fonction d'inter-corrélation dans la région de recollement montre des valeurs plus faibles comparativement à la région de décollement. Cela est dû au fait que l'amplitude des fluctuations à basse fréquence est relativement faible devant les fluctuations à moyenne fréquence dans la région de recollement comme il a été indiqué plus haut. Les résultats présentés ici (pour $z^* \simeq \pm 0.4$) sont cohérents avec ceux montrés par Kiya et Sasaki (1985) dans une configurations GITSB 2D sur une plaque épaisse.

Par ailleurs, l'application de la POD sur les champs de vitesse mesurés par plans horizontaux notamment aux stations H2 et H3 a montré la dominance du premier mode POD par rapport aux modes d'ordre supérieur (*cf. figure 4.25*). Par analogie avec les mesures par plans verticaux, le premier mode POD a été associé à l'instationnarité à basse fréquence. Ainsi, les valeurs $(a^1)_{\min}$, $a^1 \simeq 0$ et $(a^1)_{\max}$ du premier coefficient modal ont été employées pour visualiser les topologies extrêmes en envergure.

La figure 4.26 montre les cartographies de $\tilde{u}(\mathbf{x}, t)$ correspondant aux trois topologies extrêmes de la TSB en envergure. Ces cartographies sont le résultat de l'amalgamation de celles obtenues sur les stations H1 à H3. L'iso-ligne $\tilde{u} = 0$ est représentée en blanc. Cette iso-ligne n'est pas observée sur la cartographie correspondant à $(a^1)_{\min}$ car la TSB est contractée (*cf. figure 4.23(a)*). La cartographie correspondant à $a^1 \simeq 0$ reproduit bien la structure moyenne de la TSB (*cf. figure 3.12*). La cartographie correspondant à $(a^1)_{\max}$ pour sa part représente l'état de la TSB extrêmement dilatée. Les topologies correspondant aux états de la TSB contractée et moyenne sont relativement symétriques tandis que celle correspondant à la TSB dilatée présente une légère dissymétrie. Néanmoins, ces trois topologies montrent que l'interface séparant l'écoulement principal de l'écoulement de retour réalise un mouvement d'ensemble avec une grande étendue en envergure. Ce résultat est en accord avec l'analyse par inter-corrélations de la composante basse fréquence des fluctuations de pression en envergure (*cf. figure 4.24*).

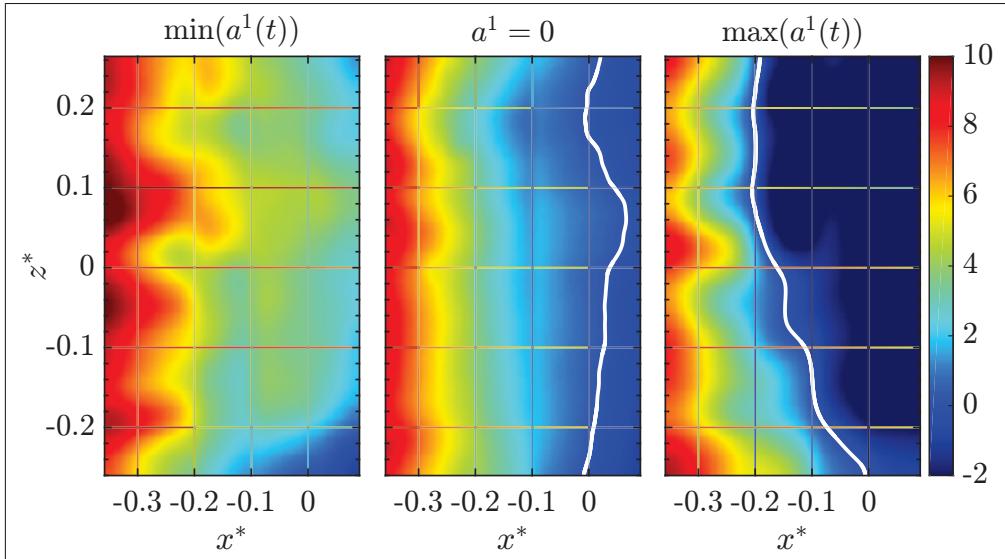


Figure 4.26 Cartographies de \tilde{u} (m/s) dans le plan (x^*, z^*) .
Topologies associées aux valeurs extrêmes du premier coefficient modal $a^1(t)$.

4.3.3 Lien avec les fluctuations de pression à basses fréquences en amont de la TSB

Dans le but d'étudier l'échelle de temps associée au mouvement de respiration, des mesures synchronisées des champs de vitesse par PIV et de fluctuations de pression sont accomplies à l'aide d'un trigger logique externe. Les caméras ont été positionnées entre les stations V1 et V2 résultant en un champ de vision s'étendant entre $x^* = -0.43$ à $x^* = 0.04$. Le capteur de pression quant à lui a été positionné à $x^* = -0.37$ près du point ID (cf. figure 3.16). L'acquisition du signal de pression est déclenchée 1 s avant celle des images PIV. Ces dernières ont été enregistrées à 900 Hz durant 4 s et les fluctuations de pression sont échantillonnées à 12.8 kHz.

La POD est appliquée sur les données PIV et la trace temporelle du premier coefficient modal $a^1(t)$ est déduite. La figure 4.27 présente la comparaison de cette dernière avec la trace temporelle de fluctuations de pression. La composante haute fréquence sur les deux traces a été filtrée à l'aide d'un filtre à moyenne glissante. Notons que les deux traces montrent clairement un caractère basse fréquence avant le filtrage. De plus, il apparaît qu'elles sont fortement cor-

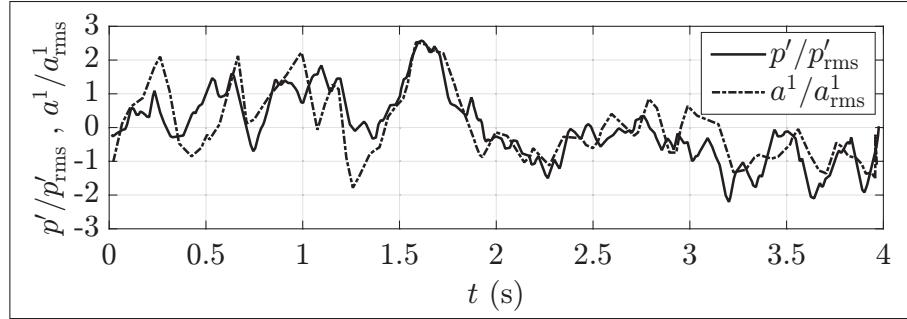


Figure 4.27 Traces temporelles de fluctuations de pression à $x^* = -0.37$ et du coefficient modal $a^1(t)$.

réées (un coefficient de corrélation de $\sim +0.8$ a été relevé). Ce résultat démontre que l'activité à basse fréquence observée sur les PSD de fluctuations de pression (§ 4.1.1) est effectivement liée au mouvement de respiration, et encore une fois, que le premier mode est représentatif de ce mouvement. Les pics de $a^1(t)$ correspondent à une TSB dilatée et les vallées correspondent à une TSB contractée. Ainsi, sa dilatation / contraction provoque l'augmentation / diminution de pression près du point ID.

4.3.4 Modèle des profils instantanés de pression

Les résultats des sections précédentes ont bien montré la liaison entre le mouvement de respiration et les fluctuations de pression à basse fréquence près du point ID. Pour compléter l'image de cette liaison sur toute la zone de recirculation, des inter-corrélations ($R_{p'_1 p'_2}$) de fluctuations de pression sur la ligne médiane $z^* = 0$ ont été calculées sur deux séries de mesure. Les positions de référence pour ces mesures ont été fixées à $x^* = -0.25$ en amont de la TSB et à $x^* = 1.39$ en aval de la TSB respectivement. Les séries temporelles de fluctuations de pression sont par la suite filtrées pour n'en garder que la composante à basse fréquence (LF) dont $fL_b/U_{\text{ref}} \leq 0.1$. Les cartographies de $R_{p'_1 p'_2}$ calculées pour les deux séries de mesure sont montrées aux figures 4.28 et 4.29 respectivement. Les $R_{p'_1 p'_2}$ présentent des extrema positifs à l'extérieur de la TSB ($\gamma > 50\%$) et des extrema négatifs à l'intérieur de celle-ci ($\gamma < 50\%$) dans les deux cas. Ceci est plus visible à la figure 4.30 en traçant $R_{p'_1 p'_2}$ à un décalage de temps nul. Ces résultats suggèrent que les fluctuations de pression à basse fréquence sont en phase

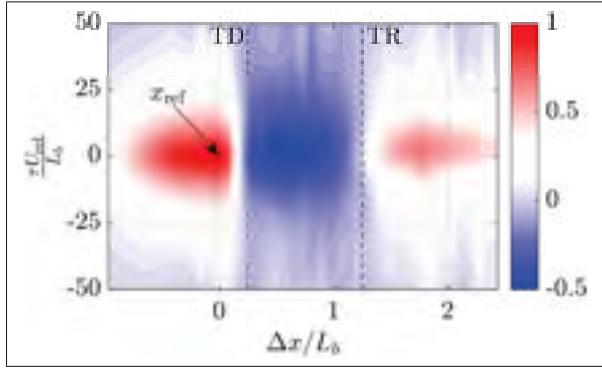


Figure 4.28 Cartographie de $R_{p'_1 p'_2}$ pour la composante LF, $x_{\text{ref}}^* = -0.25$.

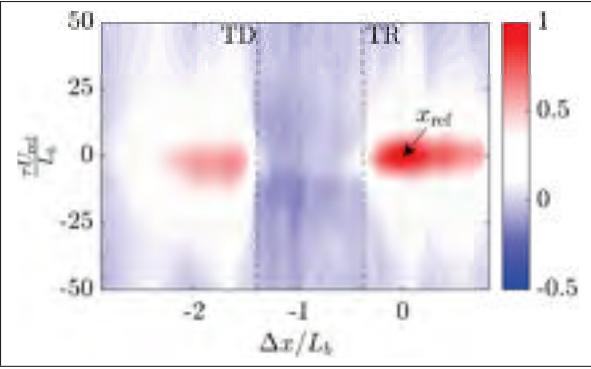


Figure 4.29 Cartographie de $R_{p'_1 p'_2}$ pour la composante LF, $x_{\text{ref}}^* = 1.39$.

dans les régions où $\gamma > 50\%$ (positivement corrélées) et en opposition de phase dans la région où $\gamma < 50\%$ (négativement corrélées). Curieusement, les changements de signe de $R_{p'_1 p'_2}$ sont approximativement aux points de décollement et de recollement moyens. Lorsque la référence est fixée à $x^* = 1.39$ la corrélation négative dans la TSB est relativement diminuée.

Il est aussi à noter que les extrema positifs de $R_{p'_1 p'_2}$ entre les régions de décollement et de recollement sont décalés de $\tau U_{\text{ref}} / L_b \simeq 2.5$ ce qui est deux ordres de grandeur plus faible que l'échelle du mouvement de respiration ($\tau U_{\text{ref}} / L_b \simeq 100$). Par conséquent, on peut supposer que l'augmentation / diminution de pression a lieu simultanément dans les deux régions. De plus, les lobes positif et négatif ont une pente nulle, indice de l'absence de toute convection. On peut

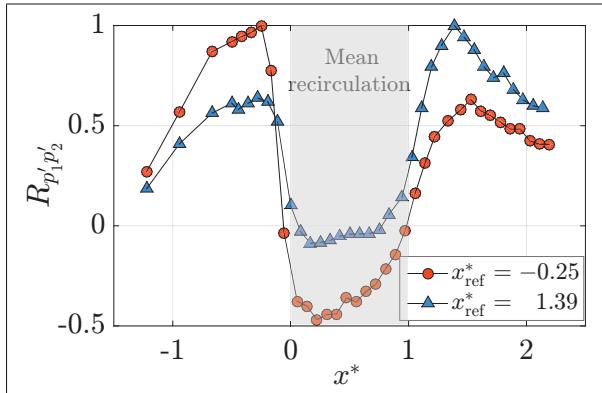


Figure 4.30 $R_{p'_1 p'_2}(\Delta x^*)$ sur la ligne médiane $z^* = 0$.

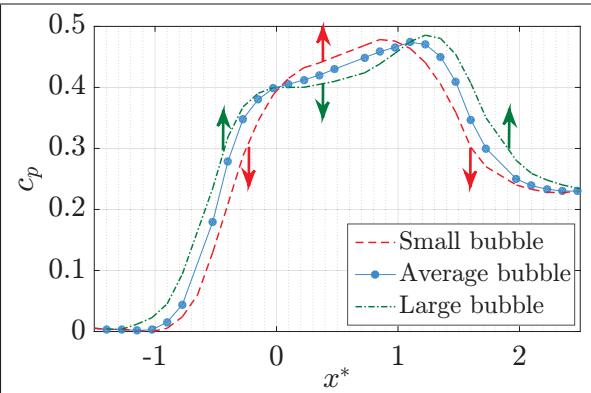


Figure 4.31 Modèle des profils instantanés de pression.

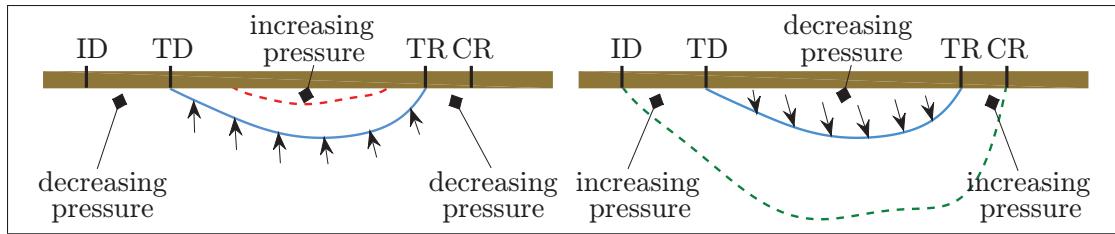


Figure 4.32 Scénarios hypothétiques des cycles de dilatation / contraction de la TSB.

dès lors considérer que la composante basse fréquence de fluctuations de pression provoquée par le mouvement de respiration s'établit instantanément dans toute la zone de recirculation. En se basant sur la section précédente, ceci signifie, dans une vision quasi-statique, que la dilatation de la TSB provoque une augmentation de pression en amont et en aval de la TSB et une diminution de pression à l'intérieur de celle-ci. Inversement, une contraction de la TSB provoque une diminution de pression en amont et en aval de la TSB et une augmentation de pression à l'intérieur de celle-ci. Les distributions de pression associées aux scénarios de dilatation et de contraction de la TSB sont schématisées à la figure 4.31. Seule la distribution correspondante à la TSB moyenne a été en effet mesurée. Les deux autres distributions sont déduites en se basant sur les deux scénarios hypothétiques.

Ces deux scénarios sont schématisés à la figure 4.32. La phase de contraction résultant en une diminution de pression dans les régions de décollement et de recollement et une augmentation de pression au milieu de la TSB est représentée à gauche. Quant à la phase de dilatation, provoquant une augmentation de pression dans les régions de décollement et de recollement et une diminution de celle-ci au milieu de la TSB est représentée à droite.

4.4 Instationnarité à moyenne fréquence (lâcher tourbillonnaire)

Les études portant sur GITSB et SBLI ont montré que l'instationnarité à moyenne fréquence est de caractère convectif dans ce type d'écoulements et est en relation avec le passage des structures tourbillonnaires (CS) de la couche de cisaillement englobant la TSB. Dans le présent cas, l'instationnarité à moyenne fréquence a été aussi trouvée convective en se basant sur l'analyse

par POD. L’analyse spectrale a montré que cette instationnarité est associée à des échelles de fréquence dont le nombre de Strouhal central est de $fL_b/U_{\text{ref}} = 0.35$. Dans cette section, ce caractère convectif sera renforcé à l’aide d’une analyse basée sur les fonctions d’inter-corrélation de fluctuations de pression et de vitesse. Les échelles de vitesse et de longueur des CS de la couche de cisaillement seront estimées (la vitesse de convection des CS et la distance entre leurs centres). La dynamique tourbillonnaire associée à cette instationnarité sera illustrée par deux méthodes différentes, à savoir un filtrage spatiotemporel par POD combiné avec le critère Q et un filtrage spatial par le critère Γ_2 .

4.4.1 Analyse par inter-corrélations – Évidence de l’instationnarité convective

Afin de montrer le caractère convectif des CS de la couche de cisaillement, les fonctions d’inter-corrélation $R_{p'_1p'_2}(\tau)$ ont été calculées pour les fluctuations de pression mesurées dans la région de recollement. Cette région a été choisie car l’instationnarité à moyenne fréquence est mieux visible et présente une large amplitude responsable du maximum global de $c_{p'}$ (cf. figure 3.16). La position de référence a été fixée à $x^* = 0.95$. Les fonctions d’inter-corrélation sont montrées à la figure 4.33 pour cinq positions de mesure. Ces dernières montrent clairement que le phénomène dominant dans la région de mesure est convectif dans le sens principal de l’écoulement. Qualitativement, le caractère de $R_{p'_1p'_2}(\tau)$ montré à la figure 4.33 est similaire à celui présenté dans la littérature de GITSB (e.g. Hudy *et al.* (2003)) et qui a été associé à la convection des

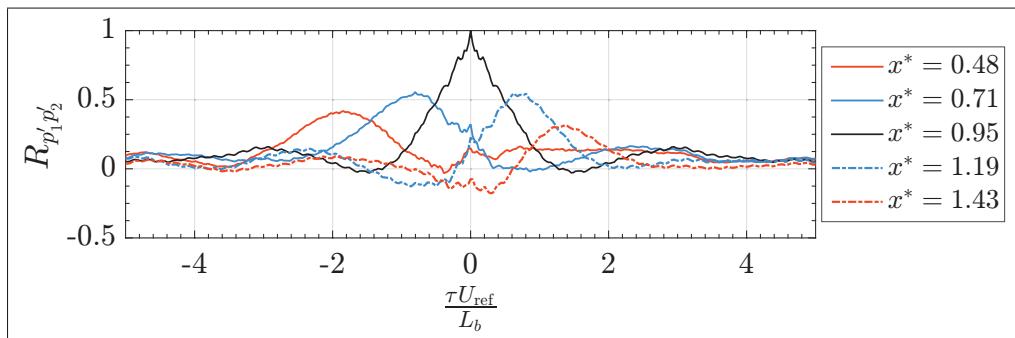


Figure 4.33 Fonctions d’inter-corrélation de fluctuations de pression $R_{p'_1p'_2}(\tau)$ avec $x_{\text{ref}}^* = 0.95$.

CS de la couche de cisaillement, autrement dit à l'instationnarité à moyenne fréquence dans ce type d'écoulement.

Dans le but de vérifier si le caractère convectif de la figure 4.33 est bien lié à l'instationnarité à moyenne fréquence dans le présent écoulement, la figure 4.34 présente l'angle de phase $\theta_{p'_1 p'_2}$ et la fonction de cohérence $C_{p'_1 p'_2}$ calculés pour des séries temporelles de pression mesurées dans la zone de recollement. Un seul exemple est fourni ici pour deux séries mesurées durant 1800 s à $x^* = 1.19$ et $x^* = 1.31$ respectivement. Les séries temporelles ont été débruitées via la technique du filtrage optimal (*cf.* § 2.2.2). Les CPSD et la fonction de cohérence ont été moyennées sur 512 fenêtres. Notons que des résultats similaires ont été trouvés pour les fluctuations de pression mesurées sur d'autres positions en x^* .

La fonction de cohérence affiche des valeurs très élevées et elle est caractérisée par deux maximums dans les domaines fréquentiels correspondant aux instationnarités basse et moyenne fréquences identifiées plus haut, ce qui justifie l'analyse de l'angle de phase dans ces domaines de fréquence (*cf.* § 2.2.1). L'angle de phase quant à lui affiche une valeur constante à basse fréquence renseignant encore une fois le caractère non convectif de l'instationnarité à basse fréquence (mouvement de respiration). Le fait que cette valeur soit nulle indique que les fluctuations de pression à basse fréquence sont en phase. Dans le domaine des moyennes

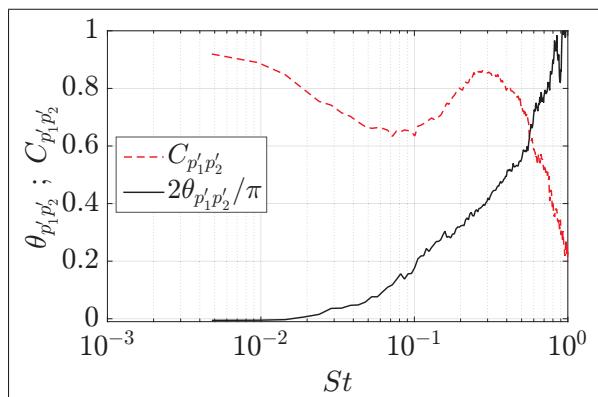


Figure 4.34 Fonction de cohérence $C_{p'_1 p'_2}$ et angle de phase $\theta_{p'_1 p'_2}$ entre $x^* = 1.19$ et $x^* = 1.31$.

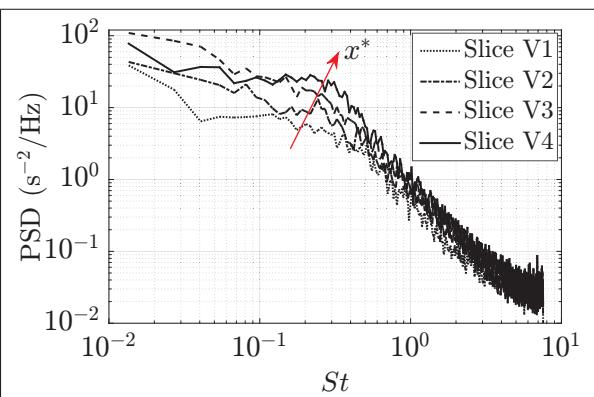


Figure 4.35 PSD de fluctuations de vorticité moyennée sur les champs instantanés des stations V1 à V4.

fréquences, l’angle de phase affiche une croissance linéaire reflétant le caractère convectif de l’instationnarité associée à cet intervalle de fréquence. En effet, la vitesse de convection dépend de la pente de $\theta_{p'_1 p'_2}(f)$ selon la relation $d\theta_{p'_1 p'_2}/df = 2\pi\Delta x/U_c$ où Δx est la distance entre les deux positions de mesure (Bendat et Piersol, 2010). Ces résultats suggèrent donc que le caractère convectif de la figure 4.33 est bien associé à l’instationnarité à moyenne fréquence identifiée à § 4.1, ce qui est conforme avec l’analyse POD.

La figure 4.35 montre les PSD de fluctuations de vorticité aux stations de mesure V1 à V4. La vorticité a été calculée et moyennée pour chaque champ PIV instantané des quatre stations. Les PSD sont par la suite calculées pour les signaux fluctuants obtenus (~ 20 s de signal). D’une manière similaire aux PSD de fluctuations de pression et de vitesse mesurées par HWA, l’amplitude des PSD de la figure 4.35 augmente de l’amont vers l’aval dans le domaine des moyennes fréquences ($fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.35$). Ceci suggère que l’instationnarité à moyenne fréquence est associée aux fluctuations de vorticité généralement en relation avec une dynamique tourbillonnaire dans l’écoulement. Par analogie avec les configurations GITSB et SBLI, l’instationnarité à moyenne fréquence dans le présent écoulement est à priori liée à la convection des CS de la couche de cisaillement et leur lâcher pseudo-périodique dans la région de recollement. Il est donc intéressant de calculer la vitesse de convection de telles CS dans l’écoulement.

La figure 4.36 présente les iso-contours positifs (0.1 à 0.9 avec un pas de 0.05) des fonctions d’inter-corrélation $R_{u'_1 u'_2}$ de fluctuations de vitesse aux positions verticales $y_{\max(\omega_z)}$ pour les six stations de mesure V1 à V6. Les données ont été moyennées sur ~ 20 s de séries temporelles. La position de référence a été fixée à la mi-longueur de chaque champ. Les iso-contours de $R_{u'_1 u'_2}$ présentent une forme elliptique dont la pente est positive sur toutes les stations de mesure (cf. 2.2.1). La vitesse de convection moyenne U_c dans le plan $(\Delta x, \tau)$ est définie comme l’inverse de cette pente.

Par ailleurs, les fonctions d’inter-corrélation $R_{p'_1 p'_2}$ ont aussi été calculées pour la composante moyenne fréquence (MF) des fluctuations de pression ($fL_b/U_{\text{ref}} \geq 0.1$) mesurées sur la ligne médiane avec la position de référence fixée à $x^* = 1.39$. La cartographie de $R_{p'_1 p'_2}$ est présentée

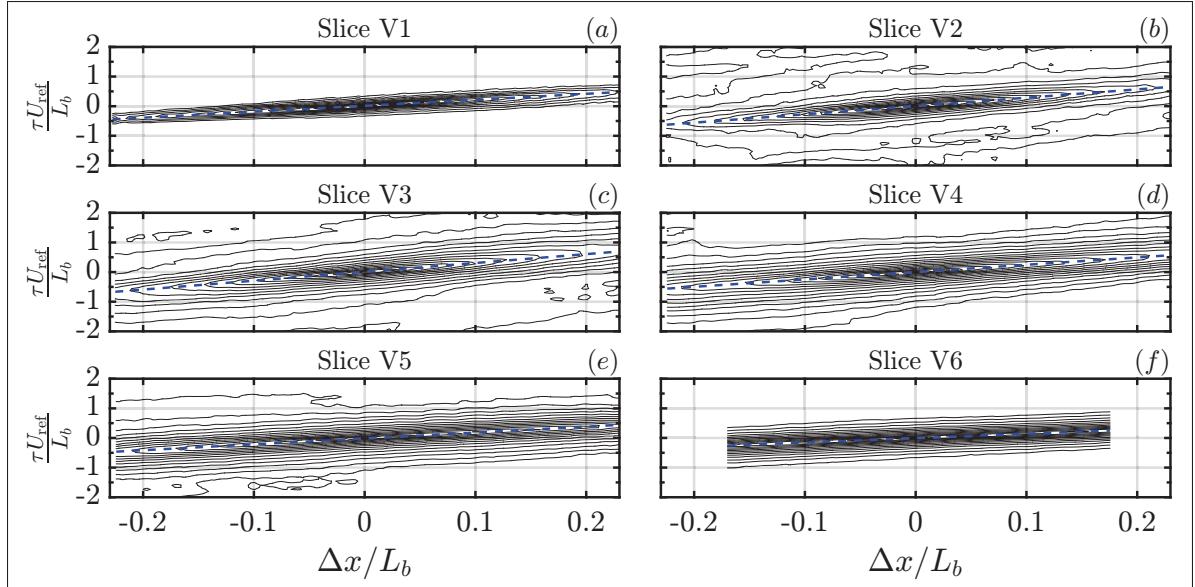


Figure 4.36 Contours des fonctions d'inter-corrélation de fluctuations de vitesse $R_{u'_1 u'_2}$ à $y_{\max(\omega_z)}$. Les positions de références sont au centre de chaque station.

à la figure 4.37. Les contours de $R_{p'_1 p'_2}$ présentent aussi une forme elliptique dont la pente est positive. Il s'avère de plus que cette pente et par conséquent U_c est variable sur la plage de mesure.

La vitesse moyenne de convection normalisée U_c/U_{ref} calculée à partir des fluctuations de vitesse (une vitesse moyenne par champ, figure 4.36) et à partir des fluctuations de pression (sur toutes les stations de mesure de la figure 4.37) est présentée à la figure 4.38 en fonction de x^* . Cette vitesse de convection est comparée à la vitesse moyenne locale aux positions verticales correspondantes aux maximums de ω_z et de $\sqrt{u'^2}/U_\infty$, autrement dit au centre de la couche de cisaillement. D'une part, les vitesses de convection mesurées avec les fonctions d'inter-corrélation $R_{u'_1 u'_2}$ et $R_{p'_1 p'_2}$ sont très proches. D'autre part, une bonne concordance entre la vitesse de convection et la vitesse locale au centre de la couche de cisaillement est observée, ce qui a déjà été noté par Hudy *et al.* (2007) dans un écoulement de BFS. Au milieu de la TSB, U_c affiche une valeur quasi-constante de $U_c/U_{\text{ref}} \simeq 0.3$. Cette valeur est très proche de celle observée par Na et Moin (1998b) ($U_c/U_{\text{ref}} \simeq 0.33$) à l'aide de DNS dans un écoulement à

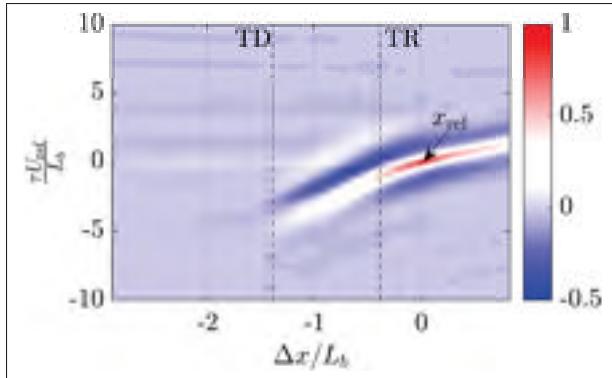


Figure 4.37 Cartographie de $R_{p'_1 p'_2}$ pour la composante MF, $x^*_{\text{ref}} = 1.39$.

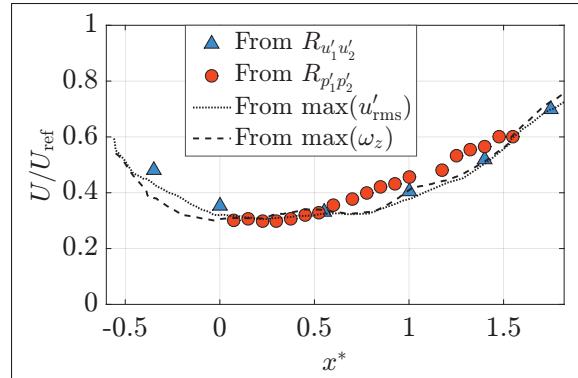


Figure 4.38 Vitesse de convection moyenne normalisée U_c/U_{ref} .

PITSB. Plus en aval dans la région de recollement la vitesse de convection est approximativement $U_c/U_{\text{ref}} \simeq 0.4$.

4.4.2 Dynamique tourbillonnaire dans l'écoulement

L'analyse de la section précédente a montré que l'instationnarité à moyenne fréquence dans le présent écoulement est en relation avec la convection et l'émission des structures de la couche de cisaillement. Dans cette section, nous nous intéressons à visualiser les structures (CS) possédant des échelles spatiotemporelles pouvant provoquer des fluctuations de pression et de vitesse dans le domaine de fréquence $f L_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.35$. Néanmoins, le caractère turbulent de l'écoulement fait en sorte que les petites structures de turbulence viennent dissimuler toute nature cohérente dans ce dernier. Ainsi aucun critère local d'identification des CS n'est capable de révéler des structures en relation avec l'instationnarité à moyenne fréquence. Dans le but de visualiser uniquement les "grandes" structures de l'écoulement, deux techniques de filtrage sont utilisées. La première technique est basée sur un modèle réduit de bas ordre de l'écoulement en utilisant une base tronquée de modes POD (2 à 50) selon la relation suivante :

$$\tilde{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{U}(\mathbf{x}) + \sum_{k=2}^{50} a^k(t) \boldsymbol{\Phi}^k(\mathbf{x}). \quad (4.5)$$

Ce modèle réduit permet ainsi d'analyser l'instationnarité à moyenne fréquence de façon indépendante de l'instationnarité à basse fréquence et de la dynamique aléatoire de turbulence. Le critère Q est utilisé pour identifier les CS sur les champs instantanés de vitesse ainsi construits. La deuxième technique est un filtrage spatial des champs de vitesse en utilisant le critère global d'identification des CS Γ_2 (cf. § 2.2.4). Comme il sera démontré plus bas, les deux techniques fournissent des résultats similaires et permettent d'identifier les CS de la couche de cisaillement.

La figure 4.39 montre les cartographies du second invariant Q du tenseur de gradient de vitesse $\nabla \tilde{u}$, superposées avec les champs de vecteurs de vitesse convectifs $(\tilde{u} - U_c, \tilde{v})$ où $U_c/U_{\text{ref}} = 0.4$. Cette illustration est obtenue à la station V4 (contenant le point de recollement moyen à $x^* = 1$) avec un décalage de 2.2 ms approximativement. Seulement les zones de $Q > 0.1$ sont montrées. Les zones du maximum de Q , indiquant la présence des CS (cf.

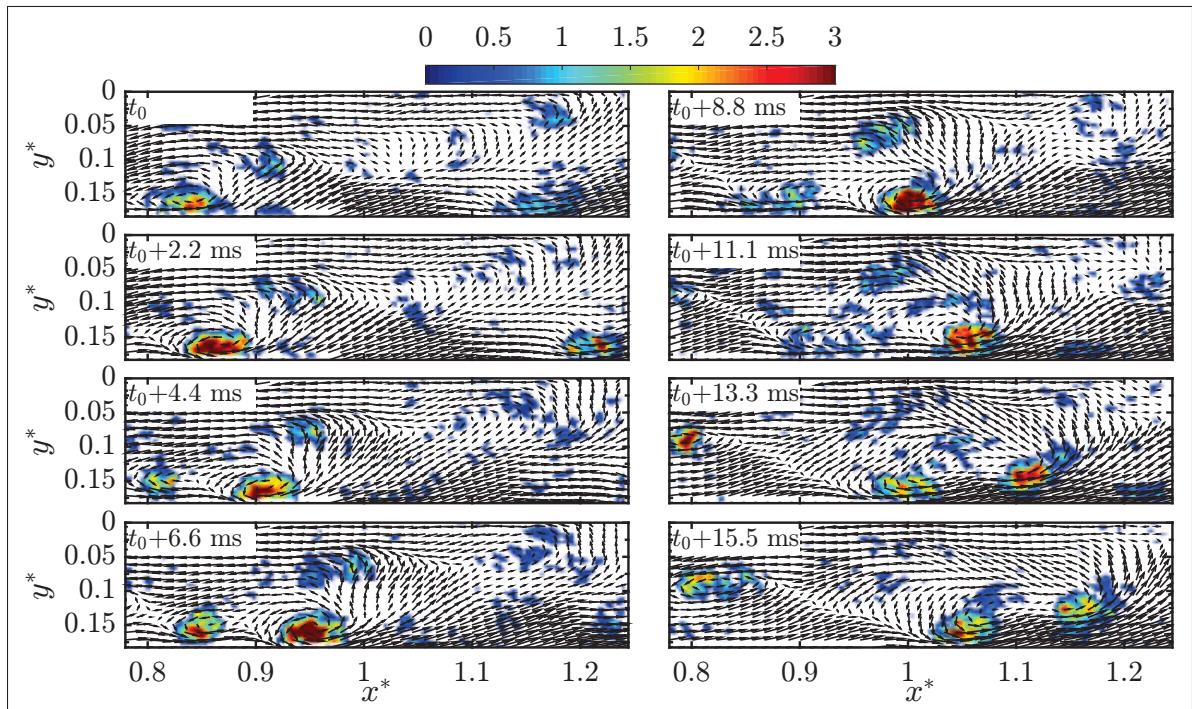


Figure 4.39 Illustration de la dynamique tourbillonnaire avec le critère $Q > 0.1$ à la station V4. Les champs de vitesse sont reconstruits sur les modes POD 2 à 50.

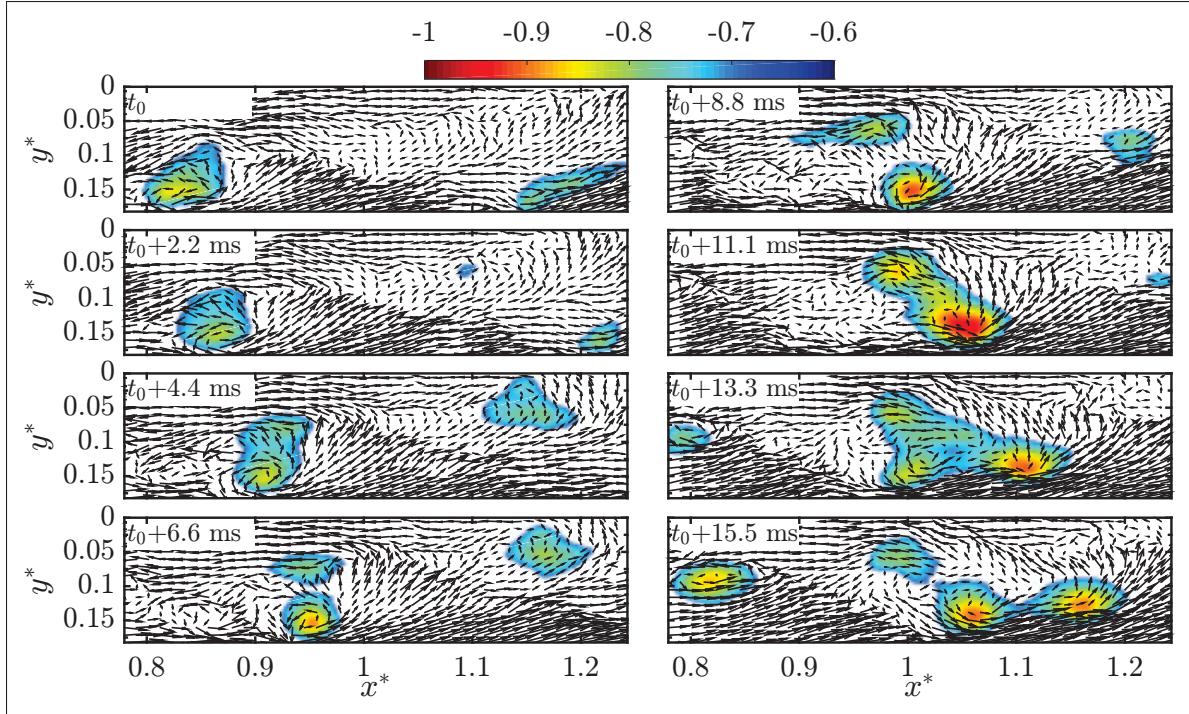


Figure 4.40 Illustration de la dynamique tourbillonnaire avec le critère $\Gamma_2 \leq -\frac{2}{\pi}$ à la station V4.

§ 2.2.4), coïncident bien avec les zones où les vecteurs de vitesse montrent un mouvement de rotation. En outre, l’illustration de la figure 4.39 montre clairement qu’une structure tournant dans le sens antihoraire (en se basant sur le sens de rotation des vecteurs vitesse) pénètre dans le champ de vision à $t \simeq t_0$ et le traverse entièrement en 20 ms approximativement. Ceci résulte en une vitesse de convection de $U_c/U_{\text{ref}} = 0.4$ en tenant compte de la largeur du champ de vision, ce qui est en bon accord avec la valeur moyenne trouvée près de $x^* = 1$ à la figure 4.38. Une structure secondaire s’avère suivre la structure primaire, néanmoins elle n’est pas observée à tous les instants. Cela peut être dû à l’effet des interactions locales avec des structures de taille plus petite altérant la dynamique rotationnelle de l’écoulement.

La figure 4.40 montre les cartographies de Γ_2 avec les champs de vecteurs de vitesse convection bruts. Γ_2 a été calculé sur les champs bruts en considérant une hauteur du sous-domaine S égale à l’épaisseur de la couche de cisaillement. Seulement les zones de $\Gamma_2 \leq -\frac{2}{\pi}$ sont montrées pour la clarté. Les contours de Γ_2 identifient clairement la structure principale observée

à la figure 4.39. Rappelons que $\Gamma_2 \leq -\frac{2}{\pi}$ indique que le sens de rotation des structures est antihoraire, ce qui est conforme avec le sens révélé par le champ de vecteurs. Les contours de Γ_2 identifient une autre structure secondaire près de la paroi aux instants $t \geq t_0 + 4.4$ ms, son lien avec la structure principale n'est toutefois pas clair. Globalement, les deux critères Q et Γ_2 identifient clairement la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement ce qui valide le modèle réduit construit à l'aide de la base tronquée des modes POD pour décrire cette dynamique. De façon conservative, l'analyse suivante sera basée plutôt sur les résultats obtenus en appliquant le critère Γ_2 sur les champs de vitesse bruts.

Le critère Γ_2 est utilisé pour calculer la fréquence de passage des CS dans l'écoulement. Pour ce faire, une fonction indicatrice $I(t)$ a été définie sur toutes les positions longitudinales. Cette fonction prend la valeur 0 lorsque $\Gamma_2 > -\frac{2}{\pi}$ et la valeur 1 lorsque $\Gamma_2 \leq -\frac{2}{\pi}$. Globalement, $I(t)$ a la forme d'un signal carré apériodique avec $I(t) = 1$ lorsque une CS parcourt une position longitudinale donnée, autrement $I(t) = 0$. Le nombre de structures est obtenu en comptant les fronts montants de $I(t)$ et la fréquence de passage des CS est par conséquent calculée en divisant le nombre de structures par le temps d'observation. Le nombre de Strouhal (fL_b/U_{ref}) correspondant à cette fréquence en fonction de la position normalisée x^* est montré à la figure 4.41. D'autre part, le nombre de Strouhal correspondant à l'activité à moyenne

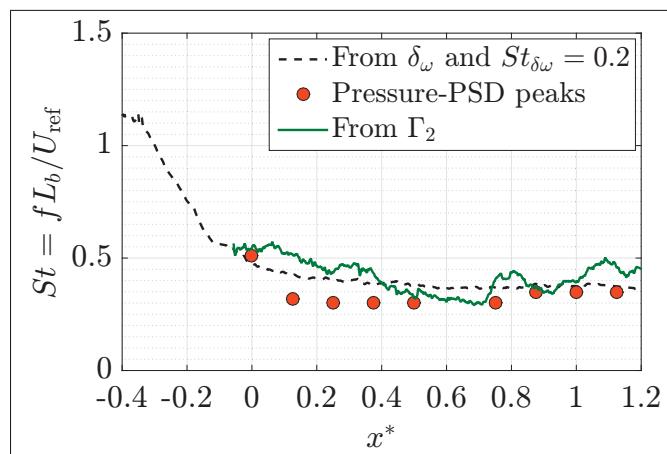


Figure 4.41 Nombre de Strouhal associé au CS de la couche de cisaillement.

fréquence obtenu à partir des spectres de fluctuations de pression (*cf.* figure 4.1) est ajouté à la figure pour la comparaison. Le bon accord entre les deux nombres de Strouhal confirme que l’instationnarité à moyenne fréquence dont $fL_b/U_{\text{ref}} = 0.35$ est bien liée à convection des CS de la couche de cisaillement et leur lâcher pseudo-périodique dans la région de recollement.

4.5 Mécanismes physiques pilotant la dynamique bi-modale de la TSB

Les résultats des sections précédentes ont clairement confirmé la dynamique bi-modale de la TSB induite par gradient de pression : un mode à basse fréquence relatif au mouvement de respiration (cycles de contraction / dilatation de la TSB) dont le nombre de Strouhal caractéristique est de $fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.01$ et un mode à moyenne fréquence relatif au lâcher des CS de la couche de cisaillement dont le nombre de Strouhal caractéristique est de $fL_b/U_{\text{ref}} = 0.35$. Dans la présente section, les mécanismes physiques associés à chacun de ces modes instationnaires sont discutés.

4.5.1 Mécanisme physique du lâcher tourbillonnaire

Comme il a été souligné au chapitre 1, le mode de lâcher tourbillonnaire a été classiquement expliqué à l’aide d’un modèle de couche de mélange plane, particulièrement dans les configurations à GITSB. Selon ce modèle, les petites structures produites à la suite d’une instabilité de type Kelvin-Helmholtz subissent une croissance par coalescence reflétée par l’accroissement linéaire de l’épaisseur de vorticité δ_ω . La fréquence d’éjection de ces structures dans la région de recollement correspond à un nombre de Strouhal de $fL_b/U_{\text{ref}} = 0.5 – 1$ (Hudy *et al.*, 2003). Troutt *et al.* (1984) dans un écoulement de BFS et Cherry *et al.* (1984) dans une TSB sur plaque épaisse ont noté un taux d’accroissement comparable à celui observé dans une couche de mélange plane. En se basant sur ce résultat, Troutt *et al.* (1984) proposent la normalisation de la fréquence de passage des CS de façon similaire à celle habituellement utilisée dans un écoulement de couche de mélange. Par conséquent, le nombre de Strouhal est donné par $f\delta_\omega/U_c$. Dans cette normalisation, Troutt *et al.* (1984) évaluent δ_ω en assimilant la couche de cisaillement dans leur écoulement à une couche de mélange à rapport de vitesse $\lambda_u = 1$. Troutt

et al. (1984) montrent que le nombre de Strouhal $f\delta_\omega/U_c$ obtenu dans l'écoulement de BFS est en concordance avec les valeurs typiques ($f\delta_\omega/U_c = 0.2 - 0.3$) obtenues dans un écoulement de couche de mélange plane (Winant et Browand, 1974; Browand et Troutt, 1985). Très récemment, Thacker *et al.* (2013) ont montré des résultats similaires dans une configuration GITSB 3D.

L'évolution de l'épaisseur de vorticité obtenue dans la présente configuration est montrée à la figure 4.42. Entre $x^* \simeq -0.4$ (près du point ID) et $x^* \simeq 0$ (point TD), l'épaisseur de vorticité affiche un taux d'accroissement de $d\delta_\omega/dx = 0.21$. Cette valeur est comparable à $d\delta_\omega/dx = 0.17$, valeur renseignée dans une couche de mélange plane (Brown et Roshko, 1974; Browand et Troutt, 1985). Cette valeur est aussi très proche de celle obtenue par Thacker *et al.* (2013). Dans la TSB ($0 \leq x^* \leq 0.6$), le taux d'accroissement se réduit considérablement et s'approche de $d\delta_\omega/dx = 0$ pour $x^* > 0.6$. D'après la figure 4.42, il est clair que l'évolution de $d\delta_\omega(x)$ dans la présente géométrie (PITSB) diffère de celle généralement présentée pour les configurations GITSB. Principalement, la couche de cisaillement associée à la PITSB se développe en grande partie en amont de la TSB entre les points ID et TD, contrairement à celle associée à la GITSB. Dans une GITSB, le développement de la couche de cisaillement s'amorce forcément au point de décollement fixe à la singularité géométrique à $x^* = 0$. En

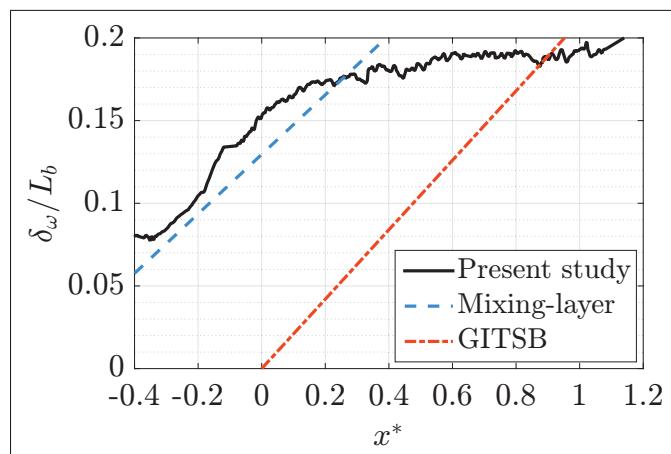


Figure 4.42 L'évolution de l'épaisseur de vorticité dans la zone de recirculation.

résumé, dans notre PITSB les CS de la couche de cisaillement parcourent la TSB en ayant une taille quasiment égale à leur taille maximale, tandis que dans une GITSB les CS continuent de grandir en parcourant la TSB.

Supposons maintenant que le processus de croissance de la couche de cisaillement soit similaire à celui intervenant dans une couche de mélange. La fréquence théorique f_{th} de passage des CS peut être alors estimée en se basant sur le nombre de Strouhal $St_{\delta\omega} = f_{th}\delta\omega/U_c$. Dans le présent cas, cette fréquence théorique est calculée en considérant $St_{\delta\omega} = 0.2$. Le nombre de Strouhal $St = f_{th}L_b/U_{ref}$ correspondant à cette fréquence est tracé à la figure 4.41. Ce nombre de Strouhal décroît dans la région entre $x^* \simeq -0.4$ et $x^* \simeq 0$ où le développement de la couche de cisaillement a lieu et prend une valeur quasi-constante $St = 0.35 - 0.4$ dans le reste de la TSB. Cette valeur est conforme avec celle obtenue en comptant le nombre de structures à l'aide du critère Γ_2 et celle obtenue à partir des PSD de fluctuations de pression. Ce résultat suggère que le modèle de couche de mélange s'applique aussi pour le mode de lâcher tourbillonnaire dans la PITSB. La différence entre la valeur $St = 0.35$ dans la PITSB et $St = 0.5 - 1$ dans les GITSB reflète simplement la différence du processus de développement de la couche de cisaillement.

En plus de l'organisation longitudinale des CS de la couche de cisaillement, Troutt *et al.* (1984) ont montré aussi que l'organisation des CS en envergure est similaire à celle observée dans une couche de mélange (Browand et Troutt, 1985). Une analyse similaire est effectuée ici en calculant les fonctions d'inter-corrélation sur la composante à moyenne fréquence (MF) de fluctuations de pression à $x^* = -0.37$ et $x^* = 1.63$. Les détails concernant les séries temporelles sont indiqués au § 4.3.4. La figure 4.43 montre ces $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ à un décalage de temps nul. À $x^* = -0.37$, la composante MF de fluctuations de pression est essentiellement liée à l'amorçage de l'instabilité de KH à un nombre de Strouhal comparable à l'unité (*cf.* figures 4.2 et 4.42). Pour sa part, la composante MF à $x^* = 1.63$ est plutôt liée aux CS éjectées de la TSB. La figure 4.43 montre que la composante MF à $x^* = -0.37$ et $x^* = 1.63$ possède une échelle relativement large en envergure. Il est aussi clair qu'à une position z^* donnée, $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ affiche des valeurs plus élevées dans la région de décollement. Troutt *et al.* (1984)

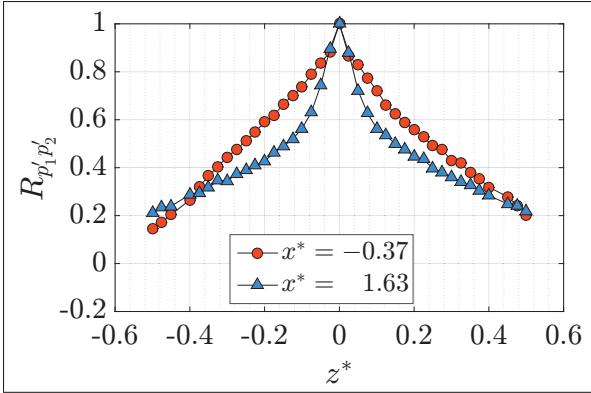


Figure 4.43 Fonctions d’inter-corrélation $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ pour la composante MF.

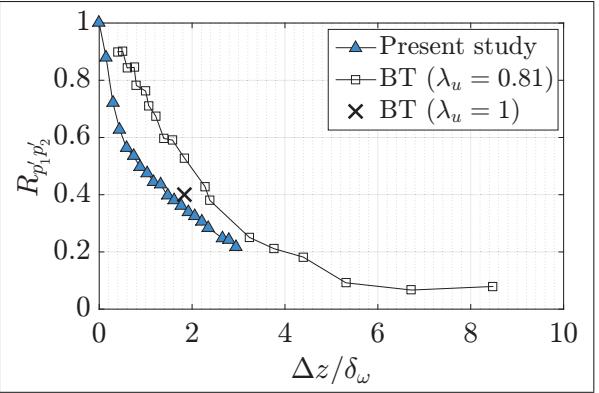


Figure 4.44 Représentation de $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z^*)$ à $x^* = 1.63$ en fonction $\Delta z/\delta_\omega$.

suggèrent que cela est en relation avec les interactions complexes entre les CS et la paroi causant ainsi un abaissement de $R_{p'_1 p'_2}$ dans la région de recollement.

La fonction d’inter-corrélation $R_{p'_1 p'_2}$ à $x^* = 1.63$ tracée en fonction de Δz^* est comparée à la figure 4.44 aux données obtenues par Browand et Troutt (1985) (BT sur la figure) dans une couche de mélange à $\lambda_u = 0.81$. Notons que les données de Browand et Troutt (1985) sont calculées pour les fluctuations de vitesse ($R_{u'_1 u'_2}$). La valeur de $R_{u'_1 u'_2} = 40\%$ pour $\lambda_u = 1$ est aussi ajoutée à la figure 4.44 (Browand et Troutt, 1985). Cette dernière valeur est très proche de celle observée par Troutt *et al.* (1984) dans un écoulement de BFS. Globalement, la distribution de $R_{p'_1 p'_2}(\Delta z/\delta_\omega)$ obtenue dans la présente PITSB est conforme avec celle obtenue dans une couche de mélange. Ce résultat confirme que l’organisation des CS dans la présente PITSB peut être expliquée par un modèle de couche de mélange.

En se basant sur le résultat trouvé ici pour la configuration PITSB ainsi que les résultats trouvés dans plusieurs configurations GITSB (Troutt *et al.*, 1984; Cherry *et al.*, 1984; Thacker *et al.*, 2013), il apparaît que le lâcher tourbillonnaire observé dans les écoulements à TSB a la même nature que celui observé dans les couches de mélange planes. La non-conformité entre les valeurs de nombre de Strouhal fL_b/U_{ref} associées à ce mode d’instationnarité dans les deux cas (PITSB et GITSB), suggère que les échelles de longueur (L_b) et vitesse (U_{ref}) ne sont pas appropriées pour normaliser la fréquence caractéristique qui lui est associé. La normalisation

de cette fréquence par l'épaisseur de vorticité δ_ω et par la vitesse moyenne de convection U_c permet de prendre en considération la différence entre les processus de développement de la couche de cisaillement dans les différents écoulements et semble la plus cohérente. Le nombre de Strouhal caractéristique du phénomène de lâcher tourbillonnaire prend donc les valeurs typiques $f\delta_\omega/U_c = 0.2 - 0.3$ obtenues dans l'écoulement de couche de mélange plane (Wiant et Browand, 1974; Browand et Troutt, 1985).

4.5.2 Mécanisme physique du mouvement de respiration

Les mécanismes pouvant piloter le mouvement de respiration de la TSB sont discutés en se basant sur les hypothèses émises pour les configurations GITSB et SBLI. Selon la classification proposée au chapitre 1, deux mécanismes à forçage aval et un mécanisme à forçage amont sont considérés dans cette section. Aucune analyse de stabilité linéaire (*cf.* § 1.4.2.1) n'a été réalisée dans la présente étude. Par conséquent, les mécanismes basés sur ce concept ne seront pas discutés ci-dessous.

Dans les configurations GITSB, de nombreux auteurs ont convergé vers une idée commune que le mouvement de battement à basse fréquence est en relation avec le mode de lâcher tourbillonnaire à moyenne fréquence. Cette relation pourrait être linéaire ou non-linéaire. Kiya et Sasaki (1983) suggèrent qu'une émission intermittente des CS irrégulières (de taille plus grande que les CS régulières) peut provoquer un tel mouvement de battement. Eaton et Johnston (1982) et Driver *et al.* (1987) proposent que ce mouvement soit le résultat d'un déséquilibre entre la quantité de fluide entraînée par les CS et la quantité de fluide réinjectée dans la TSB au recollement. Ce dernier modèle a été formalisé par Piponnai *et al.* (2009) pour mettre en relation le mouvement de battement / respiration avec le mode de lâcher tourbillonnaire dans les configurations GITSB / SBLI. Rappelons que dans le cas de GITSB, l'observateur assiste à 5 à 8 lâchers dans un cycle de battement tandis que dans le cas de SBLI il assiste à 15 à 20 lâchers dans un cycle de respiration. La grande différence entre le nombre de lâchers tourbillonnaire entre le cas GITSB et SBLI a été expliquée par un effet de compressibilité intervenant dans ce dernier cas (Piponnai *et al.*, 2009). Toutefois, bien qu'elle soit incompressible, la PITSB étu-

diée ici provoque 35 à 40 lâchers durant son cycle de respiration. Cela suggère d'une part que le nombre important des lâchers tourbillonnaire observé dans les configurations SBLI comparativement au GITSB n'est à priori pas nécessairement le résultat des effets de compressibilité. D'autre part, étant donné la grande différence entre les échelles associées au mouvement de respiration ($fL_b/U_{ref} \simeq 0.01$) et au mode de lâcher tourbillonnaire ($fL_b/U_{ref} = 0.35$), il est difficile d'affirmer qu'un tel type de mécanisme pourrait piloter le mouvement de respiration de PITSB dans notre cas.

Dussauge *et al.* (2006) ont observé que la fréquence de rotation des deux tourbillons de paroi, similaires à ceux observés à la figure 3.6 (F1 et F2), est du même ordre que la fréquence du mouvement de respiration. En se basant sur ce résultat, Dussauge *et al.* (2006) proposent que ces deux tourbillons pourraient avoir un lien avec le mouvement de respiration de la TSB. Dans la présente configuration, des séries temporelles de fluctuations de pression ont été mesurées aux centres des deux tourbillons F1 et F2. La figure 4.45 montre les PSD pré-multipliées de ces séries temporelles. Le premier pic à $fL_b/U_{ref} \simeq 0.1$ sur les PSD est associé aux tourbillons de paroi tandis que le deuxième pic à $fL_b/U_{ref} \simeq 1$ est associé à la turbulence dans l'écoulement. Le nombre de Strouhal $fL_b/U_{ref} \simeq 0.1$ est d'un ordre de grandeur plus élevé que

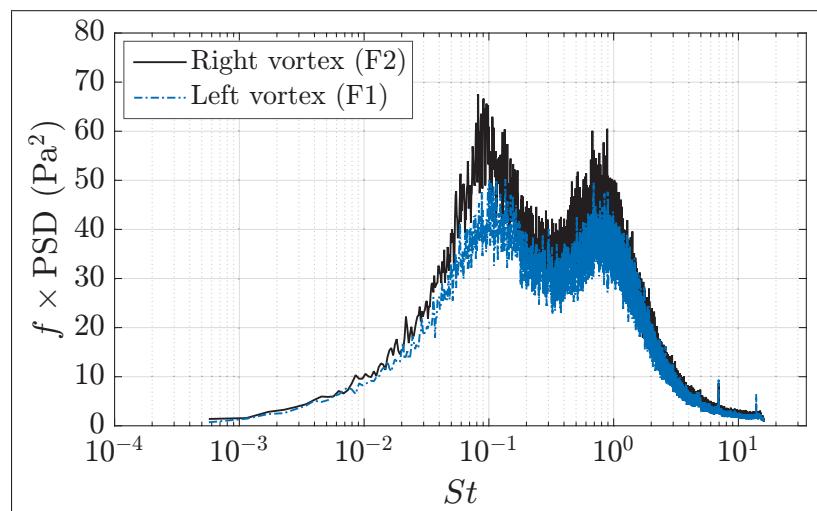


Figure 4.45 PSD pré-multipliées de fluctuations de pression aux centres des tourbillons de paroi F1 et F2.

$fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.01$ associé au mouvement de respiration, ainsi il est irréaliste de mettre les deux phénomènes en relation. De plus, les deux tourbillons ont à priori un effet local et ne peuvent pas provoquer un mouvement global s'étendant du point ID au point CR tel que le mouvement de respiration.

Parmi les mécanismes à forçage amont, celui reliant le mouvement global de la TSB au passage des superstructures (VLSM) de la couche limite amont est le plus discuté dans la littérature (Ganapathisubramani *et al.*, 2009; Pearson *et al.*, 2013). Dans le but de vérifier la relation entre le mouvement de respiration et le passage des VLSM, les données PIV à la station H0 sont exploitées afin d'estimer l'échelle de temps associée à ces dernières. Les fluctuations négatives de la vitesse longitudinale $\text{neg}(u')$ reconstruites en utilisant l'hypothèse de Taylor sont montrées à la figure 4.46. La reconstruction est réalisée d'une manière symétrique dans les temps positifs / négatifs pour limiter le biais de la méthode (Dennis et Nickels, 2008). Le champ PIV est montré en pointillés à la figure 4.46. Rappelons que l'épaisseur de la couche limite au centre du champ PIV est $\delta = 30.5$ mm. La vitesse de convection est considérée égale à la vitesse moyenne locale, $U_c = 19 \text{ ms} \simeq 0.8U_{\text{ref}}$ (Adrian *et al.*, 2000b). De façon générale, la figure 4.46 montre un caractère similaire à celle montrée par Ganapathisubramani *et al.* (2009) (*cf.* figure 1.15). Il est aussi clair que les zones de $\text{neg}(u')$ s'étendent sur un domaine plus large comparativement à la largeur du champ PIV, toutefois aucune d'entre elle ne dépassent 20δ . En moyenne, les zones allongées de $\text{neg}(u')$ présentent une longueur entre 10δ et 20δ .

Pour vérifier que les zones allongées de $\text{neg}(u')$ ne sont pas le résultat d'un artifice de la méthode expérimentale, une analyse similaire à celle de Hutchins et Marusic (2007a) est proposée

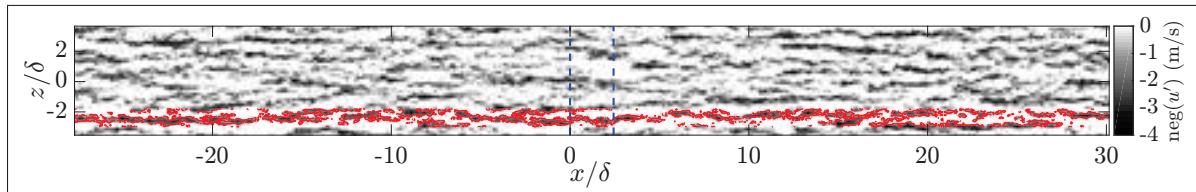


Figure 4.46 Cartographie de $\text{neg}(u')$ reconstruite à l'aide de l'hypothèse de Taylor à $y^* = 0.01$. Le champ PIV est montré en pointillés.

ici. Dans un premier temps, les fonctions d'inter-corrélation $R_{u'_1 u'_2}$ à décalage temporel nul sont calculées sur chaque ligne (N_z lignes) des champs PIV et aussi des champs obtenus avec l'hypothèse de Taylor (TH). Les résultats obtenus sont ensuite moyennés sur les N_z lignes. La figure 4.47 montre les résultats obtenus pour les champs PIV bruts et pour les champs reconstruits avec TH. De plus, l'auto-corrélation $R_{u' u'}$ d'une série temporelle de fluctuations de vitesse mesurée par HWA ($f_s = 102.4$ kHz) à une position correspondante au centre du champ PIV a été calculée. Les décalages temporels de cette auto-corrélation sont converties en décalages spatiaux en utilisant TH. Le résultat obtenu est ajouté à la figure 4.47 pour comparaison. Dans un deuxième temps, $R_{u'_1 u'_2}$ sont calculées sur chaque colonne (N_x colonnes) des champs PIV et aussi des champs obtenus en utilisant TH. Ces $R_{u'_1 u'_2}$ sont ensuite moyennées sur les N_x colonnes. Les résultats obtenus sont montrés à la figure 4.48 en fonction de $\Delta z/\delta$. Il est clair que les résultats des figures 4.47 et 4.48 sont conformes entre eux. Ces résultats sont aussi très similaires à ceux obtenus par Hutchins et Marusic (2007a), ce qui démontre la validité de la méthode d'analyse.

Maintenant qu'il est clair que les zones allongées de $\text{neg}(u')$ à la figure 4.46 correspondent bien aux VLSM dans la couche limite amont, l'échelle de temps qui leur est associée peut être estimée. Supposons que les VLSM dans le présent écoulement possèdent une longueur moyenne

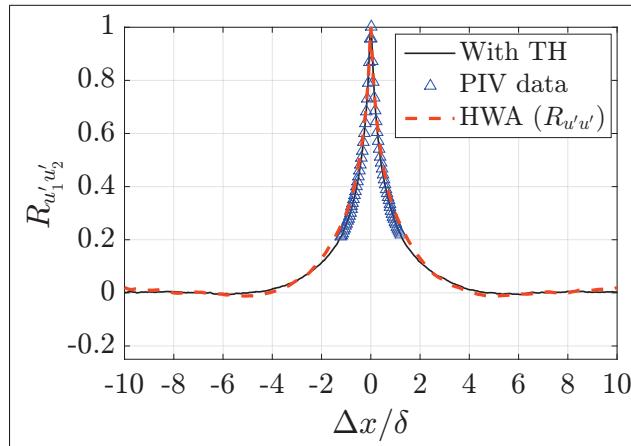


Figure 4.47 $R_{u'_1 u'_2}(\Delta x/\delta)$ à $y^* = 0.01$.

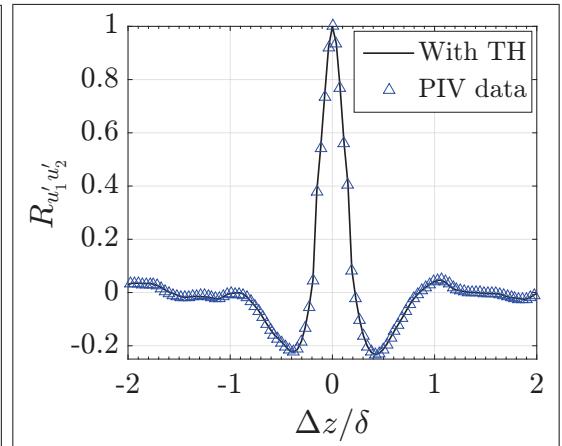


Figure 4.48 $R_{u'_1 u'_2}(\Delta z/\delta)$ à $y^* = 0.01$.

de 20δ . Le nombre de Strouhal associé à leur passage est donc $(U_c/20\delta)L_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.5$, ce qui est approximativement cinquante fois plus élevé que le nombre de Strouhal associé au mouvement de respiration ($fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.01$). Ceci démontre que le mécanisme reliant le mouvement global de la TSB au passage des superstructures est invraisemblable dans le cas de notre écoulement massivement décollé. De plus comme il a été indiqué au § 1.4.2.2, ce type de mécanisme n'est à priori plausible que dans le cas de décollement intermittent, autrement dit $L_b \sim \delta$.

4.6 Conclusion

La dynamique de l'écoulement à PITSB a été caractérisée. Cette dynamique a été trouvée bimodale. Deux instationnarités ; une à basse fréquence et l'autre à moyenne fréquence prennent place dans cette configuration de PITSB de manière similaire aux configurations GITSB et SBLI. Les deux instationnarités sont caractérisées par un spectre de type large bande.

L'analyse spectrale a montré que l'instationnarité à basse fréquence est associée à un nombre de Strouhal $fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.01$. Cette instationnarité est relative au mouvement global non convectif de la TSB dénommé mouvement de respiration. Ce mouvement reflète des cycles de contraction/dilatation de la TSB dont les lignes de décollement et de recollement se trouvent déplacées de façon anti-corrélée. La contraction de la TSB cause alors un déplacement vers l'aval/l'amont de la ligne de décollement/recollement et la dilatation de celle-ci provoque un déplacement vers l'amont/l'aval de la ligne de décollement/recollement par rapport à sa position moyenne. Les variations de la taille de la TSB provoquées par ce mouvement sont très grandes. En termes de longueur, la TSB est sujette à une variation totale de $\sim 90\%$ de sa longueur moyenne. Ces variations de longueur ont été visualisées en utilisant des valeurs spécifiques du premier coefficient modal. En plus de son étendue longitudinale, le mouvement de respiration possède aussi une étendue très large en envergure comparativement aux structures de la couche limite amont.

Les cycles de contraction/dilatation de la TSB provoquent des fluctuations de pression et de vitesse de grande amplitude à basse fréquence. Leur effet sur les fluctuations de pression est

plus visible aux extrémités de la zone de recirculation où l'intermittence affiche des valeurs $\gamma \geq 90\%$. Au milieu de la TSB, leur effet est plutôt visible sur les fluctuations de vitesse au centre de la couche de cisaillement (loin de la paroi). L'intensité des fluctuations de pression est maximale près du point de décollement naissant ID à $x^* = -0.36$ en amont de la TSB et près du point de recollement complet CR à $x^* = 1.3$ en aval de la TSB. Les fluctuations de pression en amont et en aval de la TSB sont positivement corrélées entre elles et négativement corrélées avec celles mesurées au milieu de la TSB. Ainsi, un modèle simple décrivant les distributions de pression pariétale moyenne associées à ce mouvement a été proposé. Selon ce modèle et dans une vision quasi-statique, la phase de dilatation de la TSB résulte en une augmentation de pression moyenne en dehors de la TSB ($x^* < 0$ et $x^* > 1$) et une diminution de pression moyenne dans celle-ci ($0 \leq x^* \leq 1$). L'inverse est vrai pour la phase de contraction de la TSB.

L'instationnarité à moyenne fréquence est associée à un nombre de Strouhal $fL_b/U_{\text{ref}} = 0.35$. Cette instationnarité est relative à la convection des grandes structures de la couche de cisaillement et leur lâcher en aval de la TSB. La vitesse de convection de ces structures obtenue par inter-corrélations de fluctuations de pression et de vitesse (mesurées par PIV) est conforme avec la vitesse moyenne locale au centre de la couche de cisaillement. Leur signature est très visible sur les fluctuations de pression dans la région de recollement et elle est maximale à $x^* = 1.3$. Leur signature est aussi visible sur les fluctuations de vitesse (mesurées par HWA) dans la région de recollement à la frontière extérieure de la couche de cisaillement. Ces structures ont été visualisées en utilisant le critère Q sur les champs instantanés filtrés par POD et en utilisant le critère Γ_2 sur les champs bruts. La fréquence moyenne de leur passage reflète bien la fréquence correspondante au maximum de fluctuations de pression. Ces structures se développent en grande partie en amont du point de décollement moyen contrairement à celles se développant dans une configuration GITSB. Ainsi, la différence de nombre de Strouhal associé à leur émission entre le présent cas ($fL_b/U_{\text{ref}} = 0.35$) et le cas de GITSB ($fL_b/U_{\text{ref}} = 0.5 - 1$) a été liée à la différence de leur processus de développement dans les deux cas. Par ailleurs, la fréquence de leur passage, lorsqu'elle est normalisée par l'épaisseur de vorticité et par la vitesse

de convection moyenne, a été trouvée en bonne concordance avec la fréquence caractéristique des structures se développant dans une couche de mélange plane.

Enfin, les mécanismes pouvant piloter le mouvement de respiration ont été discutés. Trois mécanismes établis originalement pour les configurations GITSB et SBLI ont été considérés dans cette discussion. Néanmoins, aucun d'entre eux ne semble vraisemblable dans la présente configuration de PITSB.

CONCLUSION

Une étude expérimentale d'un écoulement turbulent incompressible massivement décollé sur une plaque plane a été menée. La bulle de décollement (TSB), autrement dit le décollement et le recollement de la couche limite, a été créée en imposant une combinaison d'un gradient de pression adverse suivi d'un gradient de pression favorable. Cette configuration de la TSB, dénommée PITSB, est la moins documentée dans la littérature comparativement aux deux autres configurations, à savoir les TSB induites par une singularité géométrique (GITSB) ou par choc (SBLI). De nombreux travaux ont montré que l'écoulement dans ces deux dernières configurations est fortement instationnaire et que sa dynamique est marquée par deux instationnarités ou bi-modale. L'objectif de cette étude était de caractériser la dynamique de PITSB de manière expérimentale, et ce afin de vérifier si cette dynamique est aussi bi-modale et d'identifier les mécanismes responsables des instationnarités dans ce type d'écoulement, ainsi que leurs origines.

Cette étude a été réalisée dans une soufflerie aérodynamique dont la section d'essai a été conçue spécialement pour générer un écoulement à PITSB. L'évaluation du niveau de turbulence dans la section d'essai ainsi que la caractérisation de la couche limite en amont du point de décollement ont été réalisées en utilisant la technique d'anémométrie à fil chaud (HWA). Une méthodologie détaillée a été développée pour l'anémomètre à voltage constant (CVA) utilisé dans cette étude. La topologie de l'écoulement moyen a été décrite par la technique de visualisation par film d'huile. Les fluctuations de pression sur la paroi supérieure de la section d'essai ont été mesurées à l'aide de capteurs piézorésistifs. L'organisation spatiale de la TSB, principalement par plan vertical sur la ligne médiane, a été décrite en utilisant un système de vélocimétrie par images de particules résolu en temps (PIV).

La vitesse de référence a été maintenue constante $U_{\text{ref}} = 25 \text{ m/s}$. La couche limite à cette vitesse est turbulente dès la sortie du convergent et le niveau de turbulence dans l'écoulement potentiel est de 0.07%. La couche limite est raisonnablement bidimensionnelle en amont de la zone de recirculation, et son épaisseur a été trouvée égale à $\delta = 33 \text{ mm}$ juste en amont du point de décollement. Avec ces paramètres, le nombre de Reynolds Re_θ est de l'ordre de 5000.

Dans la zone de recirculation, la visualisation par film d'huile a montré que la topologie moyenne de l'écoulement est conforme avec les visualisations de Ruderich et Fernholz (1986) dans un écoulement sur une plaque en T et de Brederode et Bradshaw (1972) dans un écoulement de BFS. Cette topologie est aussi en accord avec la théorie exacte de décollement stationnaire 3D décrite par Surana *et al.* (2006). La structuration de l'écoulement moyen sur le plan médian a été décrite en utilisant la terminologie de décollement stationnaire 2D de Simpson (1981). En se basant sur cette terminologie, les points de décollement et de recollement moyens sont assimilés aux points où l'intermittence est $\gamma = 50\%$, ainsi la longueur moyenne de la TSB a été évaluée à $L_b = 0.4$ m. La structure moyenne de l'écoulement sur le plan médian est similaire à celle obtenue expérimentalement par Patrick (1987) et celle obtenue par Na et Moin (1998a) en utilisant la DNS d'un écoulement à PITSB. Les statistiques de turbulence basées sur les champs de vitesse mesurés par PIV sont du même ordre de grandeur que celles reportées dans la littérature de GITSB et de couche de mélange plane. À la différence de l'écoulement à GITSB, les maximums de $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et de $-\overline{u'v'}/U_\infty^2$ sont observés en aval du point de recollement dans la présente configuration de PITSB. Le maximum de $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ a été mis en relation avec le maximum global de $c_{p'}$ observé lui aussi en aval du point de recollement. Ce résultat est conforme avec la normalisation proposée par Ji et Wang (2012) dans un écoulement de BFS. Dans ce dernier type d'écoulement, et de façon générale dans toutes les configurations GITSB, les maximums de $\sqrt{v'^2}/U_\infty$ et de $c_{p'}$ sont observés en amont du point de recollement. La normalisation de Ji et Wang (2012) associe ainsi les rms de fluctuations de pression ($c_{p'}$), à une position donnée, au maximum local de la contrainte normale de Reynolds ($\rho\overline{v'v'}_{\max}$). D'autre part, la distribution de $c_{p'}$ associée au PITSB est marquée par deux pics (un maximum local et un maximum global) comme dans le cas de SBLI.

La couche de cisaillement recollée dans la zone de relaxation n'a pas les caractéristiques d'une couche limite turbulente canonique et cela jusqu'à $\sim 2.66L_b$ en aval du point de recollement, dernière station de mesure possible sur la section d'essai. Celle-ci est caractérisée par deux régions : une région interne très fine et une région externe. La région externe est peuplée par les grandes structures émises de la TSB et qui dominent la dynamique de la région interne.

La dynamique de PITSB a été étudiée en utilisant l'analyse de Fourier des fluctuations de pression et de vitesse (mesurées par HWA) et la décomposition orthogonale en modes propres des champs de vitesse (mesurés par PIV). Les spectres de fluctuations de pression et de vitesse ont montré que, de façon similaire aux écoulements à GITSB et SBLI, la dynamique de PITSB est aussi bi-modale. Deux phénomènes instationnaires distincts dont les échelles fréquentielles sont très petites devant les échelles de turbulence dans la couche limite amont ont été observés. Ces deux phénomènes sont relatifs aux cycles de contraction/dilatation ou mouvement de respiration de la TSB à basse fréquence et au lâcher pseudo-périodique des grandes structures de la couche de cisaillement en aval de la TSB à moyenne fréquence. Le mouvement de respiration et le lâcher des structures sont associés à des nombres de Strouhal $fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.01$ et $fL_b/U_{\text{ref}} = 0.35$ respectivement. La signature du mouvement de respiration est observée sur les fluctuations de pression aux extrémités de la zone de recirculation où l'intermittence affiche des valeurs $\gamma \geq 90\%$. Au milieu de la TSB, sa signature est plutôt observée sur les fluctuations de vitesse au centre de la couche de cisaillement correspondante aux positions des maximums locaux de la vorticité. La signature du lâcher tourbillonnaire pour sa part est observée sur les fluctuations de pression dans la région de recollement. Cette signature est aussi observée sur les fluctuations de vitesse dans la région de recollement à la frontière extérieure de la couche de cisaillement. Le premier mode POD, très différent des modes d'ordre supérieur et contenant 30% d'énergie, a été trouvé représentatif du mouvement de respiration. La base tronquée des modes POD 2 à 50 a été utilisée pour filtrer les petites échelles de turbulence et ainsi décrire la dynamique tourbillonnaire associée aux grandes structures de l'écoulement.

Les topologies extrêmes de la TSB visualisées en utilisant des valeurs spécifiques du premier coefficient modal et par moyennes conditionnelles de l'écoulement de retour ont montré que les variations de la taille de la TSB provoquées par le mouvement de respiration sont très grandes. En termes de longueur, la TSB est sujette à une variation totale de $\sim 90\%$ de sa longueur moyenne. Il a été bien montré que ce mouvement est responsable des fluctuations de pression dans les régions de décollement et de recollement à l'extérieur de la TSB. L'analyse par intercorrélation sur la ligne médiane a montré que les fluctuations de pression dans ces régions sont

positivement corrélées d'une part et elles sont négativement corrélées avec celles mesurées au milieu de la TSB d'autre part. Ainsi, un modèle simple décrivant les distributions de pression pariétale moyenne associées à ce mouvement a été proposé. Selon ce modèle et dans une vision quasi-statique, la phase de dilatation de la TSB résulte en une augmentation de pression moyenne en amont et en aval de la TSB et une diminution de pression moyenne dans celle-ci. L'inverse est vrai pour la phase de contraction de la TSB. L'analyse par inter-corrélation en envergure a montré que ce mouvement possède aussi une étendue très large en envergure. Les origines possibles du mouvement de respiration ont été discutées en se basant sur trois mécanismes formulés initialement pour les configurations GITSB et SBLI. Néanmoins, aucun d'entre eux ne semble vraisemblable dans la présente configuration de PITSB.

La dynamique tourbillonnaire, essentiellement dans la région de recollement, a été illustrée en utilisant les critères d'identification des structures Q et Γ_2 sur les champs instantanés filtrés par POD et sur les champs bruts respectivement. Les deux critères semblent fournir des résultats équivalents. La fréquence moyenne de leur passage reflète bien la fréquence correspondante au maximum de fluctuations de pression. Ces structures se développent en grande partie en amont du point de décollement moyen contrairement à celles se développant dans une configuration GITSB. Ainsi, la différence des nombres de Strouhal associés à leur émission entre le présent cas ($fL_b/U_{\text{ref}} = 0.35$) et le cas de GITSB ($fL_b/U_{\text{ref}} = 0.5 - 1$) a été liée à la différence du processus de développement de la couche de cisaillement dans les deux cas. Par ailleurs, la fréquence de leur passage, lorsqu'elle est normalisée par l'épaisseur de vorticité et la vitesse de convection moyenne, a été trouvée en bonne concordance avec la fréquence caractéristique des structures se développant dans une couche de mélange plane.

Perspectives

Les perspectives de l'étude réalisée dans ce travail de thèse sont multiples. En effet, plusieurs hypothèses concernant la normalisation des échelles ainsi que les mécanismes pilotant les deux modes d'instationnarité ont été émises et nécessitent une vérification. Pour ainsi faire, l'étude de la dynamique de décollement intermittent (absence d'un écoulement de retour

moyen $L_b = 0$) ainsi que des PITSB de plusieurs tailles semble être un outil viable. Le cas test de décollement intermittent présente un grand intérêt car si sa dynamique présente aussi les deux modes d'instationnarité observés dans le présent cas, la question sera donc : quelle est l'échelle de longueur adéquate pour normaliser les fréquences caractéristiques ?

La normalisation de la fréquence caractéristique du mode de lâcher tourbillonnaire selon le modèle de couche de mélange plane pourra aussi être facilement testée dans les deux cas indiqués ci-dessus.

Concernant le mouvement de respiration, il a été montré que le mécanisme reliant ce mouvement au passage des superstructures de la couche limite amont est invraisemblable dans le cas d'un écoulement massivement décollé. Suite à ce résultat, une hypothèse selon laquelle ce mécanisme est plausible dans le cas de décollement intermittent a été émise. Il serait donc intéressant de vérifier cette hypothèse dans le cas d'un décollement intermittent, incompressible, induit par gradient de pression.

En outre, il a été suggéré que la différence des valeurs de nombre de Strouhal associé au mode d'instationnarité à basse fréquence, $fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.12$ pour le mouvement de battement dans les GITSB et $fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.03$ pour la mouvement de respiration dans les SBLI, n'est à priori pas nécessairement le résultat des effets de compressibilité. La dispersion des valeurs de nombre de Strouhal associé à cette instationnarité dans le cas de GITSB, PITSB et SBLI suggère que peut être les échelles de longueur et de vitesse utilisées pour la normalisation des fréquences caractéristiques ne sont pas appropriées. L'étude de la dynamique des TSB de plusieurs tailles semble utile car elle touche au paramètre principal de la normalisation. L'étude de la dynamique de décollement intermittent s'avère aussi intéressante.

Finalement, il serait intéressant d'effectuer une étude de stabilité linéaire de l'écoulement pour vérifier les mécanismes proposés dans la littérature. Ce type d'étude n'a pas été possible dans la présente étude vu la limitation du montage expérimental.

BIBLIOGRAPHIE

- Adrian, R. J. et J. Westerweel, 2010. *Particle Image Velocimetry*. éd. Cambridge Aerospace Series.
- Adrian, R. J., K. T. Christensen, et Z.-C. Liu. 2000a. « Analysis and interpretation of instantaneous turbulent velocity fields ». *Experiments in fluids*, vol. 29, n° 3, p. 275–290.
- Adrian, R. J., C. D. Meinhart, et C. D. Tomkins. 2000b. « Vortex organization in the outer region of the turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 422, p. 1–54.
- Adrian, R. J. 1991. « Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics ». *Annual review of fluid mechanics*, vol. 23, n° 1, p. 261–304.
- Adrian, R. J. 2007. « Hairpin vortex organization in wall turbulencea) ». *Physics of Fluids*, 19 (4) :041301.
- Agarwal, N. et R. Simpson. 1989. « A new technique for obtaining the turbulent pressure spectrum from the surface pressure spectrum ». *Journal of sound and vibration*, vol. 135, n° 2, p. 346–350.
- Alam, M. et N. D. Sandham. 2000. « Direct numerical simulation of laminar separation bubbles with turbulent reattachment ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 403, p. 223–250.
- Alving, A. E. et H. H. Fernholz. 1996. « Turbulence measurements around a mild separation bubble and downstream of reattachment ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 322, p. 297–328.
- Angèle, K. P. et B. Muhammad-Klingmann. 2006. « PIV measurements in a weakly separating and reattaching turbulent boundary layer ». *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, vol. 25, n° 2, p. 204–222.
- Antoulas, A. C. et D. C. Sorensen. 2001. « Approximation of large-scale dynamical systems : An overview ». *Applied Mathematics and Computer Science*, vol. 11, n° 5, p. 1093–1122.
- Bailly, C. et G. Comte-Bellot, 2015. *Turbulence*. éd. Springer.
- Benard, N., J. Pons-Prats, J. Periaux, G. Bugeda, P. Braud, J. Bonnet, et E. Moreau. 2016. « Turbulent separated shear flow control by surface plasma actuator : experimental optimization by genetic algorithm approach ». *Experiments in Fluids*, vol. 57, n° 2, p. 1–17.
- Bendat, J. S. et A. G. Piersol, 2010. *Random data : analysis and measurement procedures*. éd. John Wiley & Sons.

- Beresh, S. J., N. T. Clemens, et D. S. Dolling. 2002. « Relationship Between Upstream Turbulent Boundary-Layer Velocity Fluctuations and Separation Shock Unsteadiness ». *AIAA Journal*, vol. 40, n° 12, p. 2412–2422.
- Berkooz, G., P. Holmes, et J. L. Lumley. 1993. « The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 25, n° 1, p. 539–575.
- Blackwelder, R. F. et H. Eckelmann. 1979. « Streamwise vortices associated with the bursting phenomenon ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 94, n° 03, p. 577–594.
- Bouriga, M., R. Taher, F. Morency, et J. Weiss. 2015. « Numerical investigation of secondary flows in a constant-width wind-tunnel contraction ». *The Aeronautical Journal*, vol. 119, n° 1215, p. 613–630.
- Bouriga, M., J.-S. Lemyre-Baron, F. Morency, et J. Weiss. 2014. « Preliminary Experimental and Numerical Investigations of the Flow inside a Boundary Layer Wind Tunnel ». *Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering*, vol. 38, n° 4, p. 517.
- Bradshaw, P. 1967. « Irrotational fluctuations near a turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 27, n° 02, p. 209–230.
- Bradshaw, P. et G. Hellens. 1964. « The NPL 59 in \times 9 in boundary-layer tunnel ». *ARC R. & M.* 3437.
- Bradshaw, P. et F. Wong. 1972. « The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 52, n° 01, p. 113–135.
- Bradshaw, P., 1971. *An Introduction to Turbulence and Its Measurement : Thermodynamics and Fluid Mechanics Series*. éd. Pergamon Press.
- Breuer, M., N. Jovičić, et K. Mazaev. 2003. « Comparison of DES, RANS and LES for the separated flow around a flat plate at high incidence ». *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 41, n° 4, p. 357–388.
- Browand, F. K. et T. R. Trourt. 1985. « The turbulent mixing layer : geometry of large vortices ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 158, p. 489–509.
- Brown, G. L. et A. Roshko. 1974. « On density effects and large structure in turbulent mixing layers ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 64, n° 04, p. 775–816.
- Brusniak, L. et D. S. Dolling. 1994. « Physics of unsteady blunt-fin-induced shock wave/turbulent boundary layer interactions ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 273, p. 375–409.
- Bruun, H. H., 1995. *Hot-wire anemometry : Principles and Signal Analysis*. éd. Oxford University Press.

- Cadieux, F., J. A. Domaradzki, T. Sayadi, et S. Bose. 2014. « Direct Numerical Simulation and Large Eddy Simulation of Laminar Separation Bubbles at Moderate Reynolds Numbers ». *Journal of Fluids Engineering*, vol. 136, n° 6, p. 060902.
- Camussi, R., G. Guj, et A. Ragni. 2006. « Wall pressure fluctuations induced by turbulent boundary layers over surface discontinuities ». *Journal of Sound and Vibration*, vol. 294, n° 1, p. 177–204.
- Camussi, R., M. Felli, F. Pereira, G. Aloisio, et A. Di Marco. 2008. « Statistical properties of wall pressure fluctuations over a forward-facing step ». *Physics of Fluids*, 20(7) : 075113.
- Carley, M. et J. Fitzpatrick. 2000. « Spectral conditioning of propeller noise from broadband sources ». *Journal of sound and vibration*, vol. 238, n° 1, p. 31–49.
- Castro, I. et A. Haque. 1987. « The structure of a turbulent shear layer bounding a separation region ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 179, p. 439–468.
- Chakraborty, P., S. Balachandar, et R. J. Adrian. 2005. « On the relationships between local vortex identification schemes ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 535, p. 189–214.
- Chatterjee, A. 2000. « An introduction to the proper orthogonal decomposition ». *Current science*, vol. 78, n° 7, p. 808–817.
- Chen, H., D. L. Reuss, D. L. Hung, et V. Sick. 2013. « A practical guide for using proper orthogonal decomposition in engine research ». *International Journal of Engine Research*, vol. 14, n° 4, p. 307–319.
- Cheng, W., D. I. Pullin, et S. R. 2015. « Large-eggy simulation of separation and reattachment of a flat plate turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 785, p. 78–108.
- Cherry, N. J., R. Hillier, et M. E. M. P. Latour. 1984. « Unsteady measurements in a separated and reattaching flow ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 144, p. 13–46.
- Chong, M. S., A. E. Perry, et B. J. Cantwell. 1990. « A general classification of three-dimensional flow fields ». *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, vol. 2, n° 5, p. 765–777.
- Christensen, E. A., M. Brøns, et J. N. Sørensen. 1999. « Evaluation of Proper Orthogonal Decomposition-Based Decomposition Techniques Applied to Parameter-Dependent Nonturbulent Flows ». *SIAM Journal on Scientific Computing*, vol. 21, n° 4, p. 1419–1434.
- Ciampoli, F. et P. Hancock. 2006. « Effects of flow width in nominally two-dimensional turbulent separated flows ». *Experiments in fluids*, vol. 40, n° 2, p. 196–202.

- Clauser, F. H. 1956. « The turbulent boundary layer ». *Advances in applied mechanics*, vol. 4, p. 1–51.
- Clemens, N. T. et V. Narayanaswamy. 2014. « Low-Frequency Unsteadiness of Shock Wave/Turbulent Boundary Layer Interactions ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 46, p. 469–492.
- Coles, D. 1954. « The problem of the turbulent boundary layer ». *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP*, vol. 5, n° 3, p. 181–203.
- Coles, D. 1956. « The law of the wake in the turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 1, n° 02, p. 191–226.
- Collis, D. et M. Williams. 1959. « Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 6, n° 03, p. 357–384.
- Comte-Bellot, G. 2007. Thermal anemometry. Tropea, C., A. L. Yarin, et J. F. Foss, editors, *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, p. 229-283. Springer Berlin.
- Comte-Bellot, G. et G. R. Sarma. 2001. « Constant voltage anemometer practice in supersonic flows ». *AIAA journal*, vol. 39, n° 2, p. 261–270.
- Comte-Bellot, G., J. Weiss, et J.-C. Béra. 2004. « Lead-resistance effects in a constant voltage anemometer ». *Review of scientific instruments*, vol. 75, n° 6, p. 2075–2081.
- de Brederode, V. et P. Bradshaw. 1972. *Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles : I. Flow behind a rearward-facing step*. Technical Report 72-19.
- De Graaff, D. B. et J. K. Eaton. 2000. « Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 422, p. 319–346.
- del Álamo, J. C., J. Jiménez, P. Zandonade, et R. D. Moser. 2006. « Self-similar vortex clusters in the turbulent logarithmic region ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 561, p. 329–358.
- Delville, J. 1994. « Characterization of the organization in shear layers via the proper orthogonal decomposition ». *Applied Scientific Research*, vol. 53, n° 3-4, p. 263–281.
- Dengel, P. et H. H. Fernholz. 1990. « An experimental investigation of an incompressible turbulent boundary layer in the vicinity of separation ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 212, p. 615–636.
- Dennis, D. J. C. et T. B. Nickels. 2008. « On the limitations of Taylor's hypothesis in constructing long structures in a turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 614, p. 197–206.
- Dennis, D. J. C. et T. B. Nickels. 2011a. « Experimental measurement of large-scale three-dimensional structures in a turbulent boundary layer. Part 1. Vortex packets ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 673, p. 180–217.

- Dennis, D. J. C. et T. B. Nickels. 2011b. « Experimental measurement of large-scale three-dimensional structures in a turbulent boundary layer. Part 2. Long structures ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 673, p. 218–244.
- Dennis, D. J. 2015. « Coherent structures in wall-bounded turbulence ». *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, vol. 87, n° 2, p. 1161-1193.
- Dianat, M. et I. P. Castro. 1991. « Turbulence in a separated boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 226, p. 91–123.
- Délery, J., 2013. *Three-dimensional separated flows topology : singular points, beam splitters and vortex structures*. éd. John Wiley & Sons.
- Dolling, D. S. et L. Brusniak. 1989. « Separation Shock Motion in Fin, Cylinder, and Compression Ramp-Induced Turbulent Interactions ». *AIAA Journal*, vol. 27, n° 6, p. 734–742.
- Dolling, D. et M. Murphy. 1983. « Unsteadiness of the Separation Shock Wave Structure in a Supersonic Compression Ramp Flowfield ». *AIAA Journal*, vol. 21, n° 12, p. 1628–1634.
- Driver, D. M., H. L. Seegmiller, et J. G. Marvin. 1987. « Time-dependent behavior of a reattaching shear layer ». *AIAA Journal*, vol. 25, n° 7, p. 914–919.
- Dupont, P., C. Haddad, J.-P. Ardisson, et J.-F. Debieve. 2005. « Space and time organisation of a shock wave/turbulent boundary layer interaction ». *Aerospace Science and Technology*, vol. 9, n° 7, p. 561–572.
- Dupont, P., C. Haddad, et J. F. Debièvre. 2006. « Space and time organization in a shock-induced separated boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 559, p. 255–277.
- Duquesne, P., Y. Maciel, et C. Deschênes. 2015. « Unsteady flow separation in a turbine diffuser ». *Experiments in Fluids*, vol. 56, n° 8, p. 1–15.
- Dussauge, J.-P., P. Dupont, et J.-F. Debieve. 2006. « Unsteadiness in shock wave boundary layer interactions with separation ». *Aerospace Science and Technology*, vol. 10, n° 2, p. 85–91.
- Eaton, J. K. et J. P. Johnston. 1981. « A Review of Research on Subsonic Turbulent Flow Reattachment ». *AIAA Journal*, vol. 19, n° 9, p. 1093–1100.
- Eaton, J. K. et J. P. Johnston. 1982. « Low Frequency Unsteadiness of a Reattaching Turbulent Shear Layer ». In *Turbulent Shear Flows 3*. (Davis, CA, United States 1982), p. 162-170.
- Eaton, J., A. Jeans, J. Ashjaee, et J. Johnston. 1979. « A wall-flow-direction probe for use in separating and reattaching flows ». *Journal of Fluids Engineering*, vol. 101, n° 3, p. 364–366.
- Erengil, M. et D. Dolling. 1991. « Unsteady Wave Structure near Separation in a Mach 5 Compression Ramp Interaction ». *AIAA Journal*, vol. 29, n° 5, p. 728–735.

- Fahl, M. 2000. « Trust-region methods for flow control based on Reduced Order Modeling ». PhD thesis, Trier university.
- Farabee, T. M. et M. J. Casarella. 1986. « Measurements of fluctuating wall pressure for separated/reattached boundary layer flows ». *Journal of Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design*, vol. 108, n° 3, p. 301–307.
- Fiedler, H. E. 1998. Control of free turbulent shear flows. *Flow Control*, p. 335–429. Springer.
- Foss, J. 2004. « Surface selections and topological constraint evaluations for flow field analyses ». *Experiments in Fluids*, vol. 37, n° 6, p. 883–898.
- Ganapathisubramani, B., N. T. Clemens, et D. S. Dolling. 2009. « Low-frequency dynamics of shock-induced separation in a compression ramp interaction ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 636, p. 397–425.
- Gharib, M. et A. Roshko. 1987. « The effect of flow oscillations on cavity drag ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 177, p. 501–530.
- Gonzalez, J. et D. Dolling. 1993. « Correlation of interaction sweepback effects on the dynamics of shock-induced turbulent separation ». *AIAA Paper*, vol. 776, p. 1–19.
- Graftieaux, L., M. Michard, et N. Grosjean. 2001. « Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows ». *Measurement Science and Technology*, vol. 12, n° 9, p. 1422.
- Green, M. A., C. W. Rowley, et G. Haller. 2007. « Detection of Lagrangian coherent structures in three-dimensional turbulence ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 572, p. 111–120.
- Gungor, A. G., Y. Maciel, M. P. Simens, et J. Soria. 2014. « Analysis of a turbulent boundary layer subjected to a strong adverse pressure gradient ». In *Journal of Physics : Conference Series*. p. 012007. IOP Publishing.
- Haller, G. 2001. « Distinguished material surfaces and coherent structures in three-dimensional fluid flows ». *Physica D : Nonlinear Phenomena*, vol. 149, n° 4, p. 248–277.
- Haller, G. 2004. « Exact theory of unsteady separation for two-dimensional flows ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 512, p. 257–311.
- He, G.-W. et J.-B. Zhang. 2006. « Elliptic model for space-time correlations in turbulent shear flows ». *Physical Review E*, vol. 73, n° 5, p. 055303.
- Head, M. R. et P. Bandyopadhyay. 1981. « New aspects of turbulent boundary-layer structure ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 107, p. 297–338.
- Heenan, A. F. et J. F. Morrison. 1998. « Passive control of backstep flow ». *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 16, n° 1, p. 122–132.

- Hinze, J., 1975. *Turbulence*. éd. McGraw-Hill.
- Hudy, L. M., A. M. Naguib, et J. W. M. Humphreys. 2003. « Wall-pressure-array measurements beneath a separating/reattaching flow region ». *Physics of Fluids*, vol. 15, n° 3, p. 706–717.
- Hudy, L. M., A. M. Naguib, et J. W. M. Humphreys. 2007. « Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements ». *Physics of Fluids*, vol. 19, n° 024103, p. 1–17.
- Huerre, P. 2000. « Open shear flow instabilities ». In *Perspectives in Fluid Dynamics*. p. 159–229.
- Huerre, P. et P. A. Monkewitz. 1985. « Absolute and convective instabilities in free shear layers ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 159, p. 151–168.
- Huerre, P. et P. A. Monkewitz. 1990. « Local and global instabilities in spatially developing flows ». *Annual review of fluid mechanics*, vol. 22, n° 1, p. 473–537.
- Humble, R. A., F. Scarano, et B. W. Van Oudheusden. 2009. « Unsteady aspects of an incident shock wave/turbulent boundary layer interaction ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 635, p. 47–74.
- Hunt, J. C. R., C. J. Abell, J. A. Peterka, et H. Woo. 1978. « Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles ; applying topology to flow visualization ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 86, n° 01, p. 179–200.
- Hunt, J. C. R., A. Wray, et P. Moin. 1988. « Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows ». *Center for Turbulence Research Report CTR-S88*, p. 193–208.
- Hutchins, N. et I. Marusic. 2007a. « Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 579, p. 1–28.
- Hutchins, N. et I. Marusic. 2007b. « Large-scale influences in near-wall turbulence ». *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 365, n° 1852, p. 647–664.
- Hutchins, N., K. Chauhan, I. Marusic, J. Monty, et J. Klewicki. 2012. « Towards Reconciling the Large-Scale Structure of Turbulent Boundary Layers in the Atmosphere and Laboratory ». *Boundary-Layer Meteorology*, vol. 145, n° 2, p. 273–306.
- Jeong, J. et F. Hussain. 1995. « On the identification of a vortex ». *Journal of fluid mechanics*, vol. 285, p. 69–94.
- Ji, M. et M. Wang. 2012. « Surface pressure fluctuations on steps immersed in turbulent boundary layers ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 712, p. 471–504.

- Jiang, M., R. Machiraju, et D. Thompson. 2005. Detection and visualization of vortices. Hansen, C. D. et Chris R. Johnson, editors, *The Visualization Handbook*, p. 295-309. Academic Press.
- Jiménez, J. 2013. « Near-wall turbulence ». *Physics of Fluids*, vol. 25, n° 10, p. 101302.
- Jiménez, J. 2012. « Cascades in Wall-Bounded Turbulence ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 44, p. 27–45.
- Jovic, S. 1996. « An Experimental Study of a Separated/Reattached Flow Behind a Backward-Facing Step. $Re_{(sub h)} = 37,000$ ». *NASA Technical Memorandum 110384*.
- Kaltenbach, H.-J., M. Fatica, R. Mittal, T. S. Lund, et P. Moin. 1999. « Study of flow in a planar asymmetric diffuser using large-eddy simulation ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 390, p. 151–185.
- Kays, W. M., M. E. Crawford, et B. Weigand, 2005. *Convective heat and mass transfer*. éd. Tata McGraw-Hill Education.
- Keane, R. D. et R. J. Adrian. 1990. « Optimization of particle image velocimeters. I. Double pulsed systems ». *Measurement science and technology*, vol. 1, n° 11, p. 1202.
- Keane, R. D. et R. J. Adrian. 1991. « Optimization of particle image velocimeters : II. Multiple pulsed systems ». *Measurement Science and Technology*, vol. 2, n° 10, p. 963.
- Keane, R. D. et R. J. Adrian. 1992. « Theory of cross-correlation analysis of PIV images ». *Applied scientific research*, vol. 49, n° 3, p. 191–215.
- Kim, H. T., S. J. Kline, et W. C. Reynolds. 1971. « The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 50, p. 133–160.
- Kim, J. et P. Moin. 1986. « The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. Part 2. Study of ensemble-averaged fields ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 162, p. 339–363.
- Kim, J., P. Moin, et R. Moser. 1987. « Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 177, p. 133–166.
- Kim, K. C. et R. J. Adrian. 1999. « Very large-scale motion in the outer layer ». *Physics of Fluids*, vol. 11, n° 2, p. 417-422.
- Kiya, M. et K. Sasaki. 1983. « Structure of a turbulent separation bubble ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 137, p. 83–113.
- Kiya, M., M. Shimizu, O. Mochizuki, et H. Ido, Y.; Tezuka. 1993. « Active forcing of an axisymmetric leading-edge turbulent separation bubble, AIAA 3rd Shear Flow Conference ».
- Kiya, M., M. Shimizu, et O. Mochizuki. 1997. « Sinusoidal forcing of a turbulent separation bubble ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 342, p. 119–139.

- Kiya, M. et K. Sasaki. 1985. « Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 154, p. 463–491.
- Klebanoff, P. S. 1954. « Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient ». *NACA-TN-3178*.
- Klewicki, J., P. Fife, et T. Wei. 2009. « On the logarithmic mean profile ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 638, p. 73–93.
- Kline, S. J., W. C. Reynolds, F. A. Schraub, et P. W. Runstadler. 1967. « The structure of turbulent boundary layers ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 30, n° 04, p. 741–773.
- Koochesfahani, M. et C. E. Frieler. 1989. « Instability of nonuniform density free shear layers with a wake profile ». *AIAA Journal*, vol. 27, n° 12, p. 1735–1740.
- Kostas, J., J. Soria, et M. Chong. 2002. « Particle image velocimetry measurements of a backward-facing step flow ». *Experiments in Fluids*, vol. 33, n° 6, p. 838–853.
- Kourta, A., A. Thacker, et R. Joussot. 2015. « Analysis and characterization of ramp flow separation ». *Experiments in Fluids*, 56(5) :104.
- Largeau, J. F. et V. Moriniere. 2006. « Wall pressure fluctuations and topology in separated flows over a forward-facing step ». *Experiments in Fluids*, vol. 42, n° 1, p. 21–40.
- Larguech, A. 2013. « Measurement of the turbulence level in the test section of the TFT boundary layer wind tunnel ». Master's thesis, University of Stuttgart.
- Le, H., P. Moin, et J. Kim. 1997. « Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 330, p. 349–374.
- Lee, I. et H. J. Sung. 2002. « Multiple-arrayed pressure measurement for investigation of the unsteady flow structure of a reattaching shear layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 463, p. 377–402.
- Lee, J.-H. et H. J. Sung. 2008. « Effects of an adverse pressure gradient on a turbulent boundary layer ». *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29, n° 3, p. 568–578.
- Lemyre-Baron, J.-S. 2012. Caractérisation de la couche limite en sortie du convergent et implantation de capteurs DSA3217 de SCANIVALVE CORP. Technical report, TFT-École de technologie supérieure.
- Lighthill, M. J. 1963. Attachment and separation in three-dimensional flows. *Laminar Boundary Layer Theory*, p. 72-82. Oxford University Press.
- Ligrani, P. M. et P. Bradshaw. 1987. « Subminiature hot-wire sensors : development and use ». *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, vol. 20, n° 3, p. 323–332.

- Lindgren, B. et A. V. Johansson. 2004. « Evaluation of a new wind tunnel with expanding corners ». *Experiments in fluids*, vol. 36, n° 1, p. 197–203.
- Lourenco, L. et A. Krothapalli. 1995. « On the accuracy of velocity and vorticity measurements with PIV ». *Experiments in fluids*, vol. 18, n° 6, p. 421–428.
- Lumley, J. L. 1967. « The structure of inhomogeneous turbulent flows ». *Atmospheric turbulence and radio wave propagation*, p. 166–178.
- Mabey, D. G. 1972. « Analysis and Correlation of Data on Pressure Fluctuations in Separated Flows ». *Journal of Aircraft*, vol. 9, n° 9, p. 642–645.
- Malm, J., P. Schlatter, et D. S. Henningson. 2012. « Coherent structures and dominant frequencies in a turbulent three-dimensional diffuser ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 699, p. 320–351.
- Marquillie, M., U. Ehrenstein, et J.-P. Laval. 2011. « Instability of streaks in wall turbulence with adverse pressure gradient ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 681, p. 205–240.
- Marusic, I., J. P. Monty, M. Hultmark, et A. J. Smits. 2013. « On the logarithmic region in wall turbulence ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 716, p. R3.
- Melling, A. 1997. « Tracer particles and seeding for particle image velocimetry ». *Measurement Science and Technology*, vol. 8, n° 12, p. 1406.
- Miron, P. et J. Vétel. 2015. « Towards the detection of moving separation in unsteady flows ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 779, p. 819–841.
- Mohammed-Taifour, A. et J. Weiss. 2014. « Écoulement moyen dans une bulle de décollement turbulente ». Proceedings of The Canadian Society for Mechanical Engineering International Congress.
- Mohammed-Taifour, A., Q. Schwaab, J. Pioton, et J. Weiss. 2015a. « A New Wind Tunnel for the Study of Pressure-Induced Separating and Reattaching Flows ». *The Aeronautical Journal*, vol. 119, n° 1211, p. 91–108.
- Mohammed-Taifour, A., J. Weiss, A. Sadeghi, J. Vétel, E. Jondeau, et G. Comte-Bellot. 2015b. « A detailed procedure for measuring turbulent velocity fluctuations using constant-voltage anemometry ». *Experiments in Fluids*, vol. 56, n° 9, p. 1–13.
- Mohammed-Taifour, A. et J. Weiss. 2016. « Unsteadiness in a large turbulent separation bubble ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 799, p. 383–412.
- Moin, P. et J. Kim. 1985. « The structure of the vorticity field in turbulent channel flow. Part 1. Analysis of instantaneous fields and statistical correlations ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 155, p. 441–464.

- Mokhtari, S. et P. Bradshaw. 1983. « Longitudinal vortices in wind tunnel wall boundary layers ». *The Aeronautical Journal (1968)*, vol. 87, n° 866, p. 233–236.
- Monty, J. P., J. A. Stewart, R. C. Williams, et M. S. Chong. 2007. « Large-scale features in turbulent pipe and channel flows ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 589, p. 147–156.
- Muslin, B., M. Bouriga, F. Morency, et J. Weiss. 2014. « Numerical investigations of the flow inside a wind tunnel test section ». CFD Society of Canada.
- Na, Y. et P. Moin. 1998a. « Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 374, p. 379–405.
- Na, Y. et P. Moin. 1998b. « The structure of wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers with adverse pressure gradient and separation ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 377, p. 347–373.
- Naguib, A. M., S. P. Gravante, et C. E. Wark. 1996. « Extraction of turbulent wall-pressure time-series using an optimal filtering scheme ». *Experiments in Fluids*, vol. 22, p. 14–22.
- Nakamura, Y. et M. Nakashima. 1986. « Vortex excitation of prisms with elongated rectangular, H and [vertical, dash] cross-sections ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 163, p. 149–169.
- Nishioka, M. et M. V. Morkovin. 1986. « Boundary-layer receptivity to unsteady pressure gradients : experiments and overview ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 171, p. 219–261.
- Nobach, H., C. Tropea, L. Cordier, J.-P. Bonnet, J. Delville, J. Lewalle, M. Farge, K. Schneider, et R. Adrian. 2007. Review of some fundamentals of data processing. *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, p. 1337–1398. Springer.
- Nogueira, J., A. Lecuona, S. Nauri, M. Legrand, et P. Rodríguez. 2011. « Quantitative evaluation of PIV peak locking through a multiple Δt strategy : relevance of the rms component ». *Experiments in fluids*, vol. 51, n° 3, p. 785–793.
- Overmars, E., N. Warncke, C. Poelma, et J. Westerweel. 2010. « Bias errors in PIV : the pixel locking effect revisited ». In *15th international symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon, Portugal*. p. 5–8.
- Papamoschou, D. et A. Roshko. 1988. « The compressible turbulent shear layer : an experimental study ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 197, p. 453–477.
- Patrick, W. P. 1987. « Flowfield Measurements in a Separated and Reattached Flat Plate Turbulent Boundary Layer ». *NASA Contractor Report 4052*.
- Pearson, D. S., P. J. Goulart, et B. Ganapathisubramani. 2013. « Turbulent separation upstream of a forward-facing step ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 724, p. 284–304.

- Perry, A. E., 1982. *Hot-Wire Anemometry*. éd. Oxford University Press.
- Perry, A. E. et B. D. Fairlie. 1975a. « A study of turbulent boundary-layer separation and reattachment ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 69, n° 4, p. 657-672.
- Perry, A. et B. Fairlie. 1975b. « Critical points in flow patterns ». *Adv. Geophys*, vol. 18, n° 2, p. 299–315.
- Pioton, J. 2012. « Mise en oeuvre et étallonnage d'une soufflerie de recherche sur les couches limites. ». Master's thesis, École de technologie supérieure.
- Piponnaiu, S., J.-P. Dussauge, J. F. Debièvre, et P. Dupont. 2009. « A simple model for low-frequency unsteadiness in shock-induced separation ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 629, p. 87–108.
- Pirozzoli, S. et F. Grasso. 2006. « Direct numerical simulation of impinging shock wave/turbulent boundary layer interaction at $M=2.25$ ». *Physics of Fluids*, 18(6) :065113.
- Plotkin, K. J. 1975. « Shock Wave Oscillation Driven by Turbulent Boundary-Layer Fluctuations ». *AIAA Journal*, vol. 13, n° 8, p. 1036-1040.
- Prasad, A., R. J. Adrian, C. Landreth, et P. Offutt. 1992. « Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation ». *Experiments in Fluids*, vol. 13, n° 2-3, p. 105–116.
- Raffel, M., C. E. Willert, J. Kompenhans, et al., 2007. *Particle image velocimetry : a practical guide*. éd. Springer.
- Rajaee, M., S. K. Karlsson, et L. Sirovich. 1994. « Low-dimensional description of free-shear-flow coherent structures and their dynamical behaviour ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 258, p. 1–29.
- Ringuette, M., M. Wu, et M. Pino Martin. 2008. « Coherent structures in direct numerical simulation of turbulent boundary layers at Mach 3 ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 594, p. 59–69.
- Robinson, S. K. 1991. « Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 23, n° 1, p. 601-639.
- Rodi, W. 1997. « Comparison of LES and RANS calculations of the flow around bluff bodies ». *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 69–71, p. 55–75.
- Roshko, A. 1954. « A new hodograph for free-streamline theory ». *NACA TN 3168*.
- Roshko, A. 1955. « On the Wake and Drag of Bluff Bodies ». *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 22, n° 2, p. 124–132.

- Rowley, C. W., T. Colonius, et A. J. Basu. 2002. « On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 455, p. 315–346.
- Ruderich, R. et H. H. Fernholz. 1986. « An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 163, n° 1, p. 283–322.
- Ryhming, I. L., 1985. *Dynamique des fluides*. éd. Presses Polytechnique romandes.
- Sadarjoen, I. A., F. H. Post, B. Ma, D. C. Banks, et H.-G. Pagendarm. 1998. « Selective visualization of vortices in hydrodynamic flows ». In *Visualization'98. Proceedings*. p. 419–422. IEEE.
- Sadeghi, A. 2014. « Investigation of the Frequency Response of Constant Voltage Anemometers in Turbulent Flows ». Master's thesis, École Polytechnique de Montréal.
- Sandborn, V. A. et C. Y. Liu. 1968. « On turbulent boundary-layer separation ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 32, n° 2, p. 293–304.
- Sansica, A., N. D. Sandham, et Z. Hu. 2014. « Forced response of a laminar shock-induced separation bubble ». *Physics of Fluids*, vol. 26, n° 9, p. 093601.
- Sarma, G. R. 1998. « Transfer function analysis of the constant voltage anemometer ». *Review of scientific instruments*, vol. 69, n° 6, p. 2385–2391.
- Sarma, G. R., G. Comte-Bellot, et T. M. Faure. 1998. « Software corrected hot wire thermal lag for the constant voltage anemometer featuring a constant bandwidth at the selected compensation setting ». *Review of scientific instruments*, vol. 69, n° 9, p. 3223–3231.
- Sartor, F., C. Mettot, R. Bur, et D. Sipp. 2015. « Unsteadiness in transonic shock-wave/boundary-layer interactions : experimental investigation and global stability analysis ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 781, p. 550–577.
- Scarano, F. et M. L. Riethmuller. 1999. « Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset ». *Experiments in Fluids*, vol. 26, n° 6, p. 513–523.
- Scarano, F. 2001. « Iterative image deformation methods in PIV ». *Measurement science and technology*, vol. 13, n° 1, p. R1.
- Schoppa, W. et F. Hussain. 2002. « Coherent structure generation in near-wall turbulence ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 453, p. 57–108.
- Schwaab, Q. et J. Weiss. 2015. « Evaluation of a Thermal-Tuft Probe for Turbulent Separating and Reattaching Flows ». *ASME Journal of Fluids Engineering*, vol. 137, n° 011401, p. 1–7.

- Sears, W. R. et D. P. Telionis. 1975. « Boundary-Layer Separation in Unsteady Flow ». *SIAM Journal on Applied Mathematics*, vol. 28, p. 215–235.
- Shah, S.-I., J.-P. Laval, et M. Stanislas. 2011. A specific behaviour of adverse pressure gradient near wall flows. *Progress in Wall Turbulence : Understanding and Modeling*, p. 257–265. Springer.
- Sigurdson, L. 1995. « The structure and control of a turbulent reattaching flow ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 298, p. 139–165.
- Simpson, R. L. 1989. « Turbulent boundary-layer Separation ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 21, p. 205-234.
- Simpson, R. L. 1996. « Aspects of turbulent boundary-layer separation ». *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 32, p. 457-521.
- Simpson, R. 1981. « A review of some phenomena in turbulent flow separation. ». *ASME Journal of Fluids Engineering*, vol. 103, n° 4, p. 520 - 533.
- Sirovich, L. 1987. « Turbulence and the dynamics of coherent structures part I : Coherent structures ». *Quarterly of Applied Mathematics*, vol. 45, n° 3, p. 561-571.
- Skote, M. et D. S. Henningson. 2002. « Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 471, p. 107–136.
- Smith, C. R. et S. P. Metzler. 1983. « The characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 129, p. 27–54.
- Smits, A. J. et J.-P. Dussauge, 2006. *Turbulent shear layers in supersonic flow*. éd. Springer Science & Business Media.
- Smits, A. J., B. J. McKeon, et I. Marusic. 2011. « High-Reynolds number wall turbulence ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 43, p. 353–375.
- Song, S. et J. K. Eaton. 2004. « Flow structures of a separating, reattaching, and recovering boundary layer for a large range of Reynolds number ». *Experiments in Fluids*, vol. 36, p. 642–653.
- Spalart, P. R. et G. N. Coleman. 1997. « Numerical study of a separation bubble with heat transfer ». *European Journal of Mechanics. B, Fluids*, vol. 16, n° 2, p. 169–189.
- Spalart, P. R. et M. K. Strelets. 2000. « Mechanisms of transition and heat transfer in a separation bubble ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 403, p. 329–349.
- Spazzini, P. G., G. Iuso, M. Onorato, N. Zurlo, et G. Di Cicca. 2001. « Unsteady behavior of back-facing step flow ». *Experiments in Fluids*, vol. 30, n° 5, p. 551–561.
- Stanislas, M., K. Okamoto, C. J. Kähler, et J. Westerweel. 2005. « Main results of the second international PIV challenge ». *Experiments in Fluids*, vol. 39, n° 2, p. 170–191.

- Stanislas, M., K. Okamoto, C. J. Kähler, J. Westerweel, et F. Scarano. 2008. « Main results of the third international PIV challenge ». *Experiments in Fluids*, vol. 45, n° 1, p. 27–71.
- Strawn, R. C., D. N. Kenwright, et J. Ahmad. 1999. « Computer visualization of vortex wake systems ». *AIAA journal*, vol. 37, n° 4, p. 511–512.
- Surana, A., O. Grunberg, et G. Haller. 2006. « Exact theory of three-dimensional flow separation. Part 1. Steady separation ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 564, p. 57–103.
- Susset, A., J. Most, et D. Honoré. 2006. « A novel architecture for a super-resolution PIV algorithm developed for the improvement of the resolution of large velocity gradient measurements ». *Experiments in Fluids*, vol. 40, n° 1, p. 70–79.
- Thacker, A., S. Aubrun, A. Leroy, et P. Devinant. 2013. « Experimental characterization of flow unsteadiness in the centerline plane of an Ahmed body rear slant ». *Experiments in Fluids*, vol. 54, n° 3, p. 1–16.
- Theofilis, V. 2011. « Global linear instability ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 43, p. 319–352.
- Thomas, F. O., C. M. Putnam, et H. C. Chu. 1994. « On the mechanism of unsteady shock oscillation in shock wave/turbulent boundary layer interactions ». *Experiments in Fluids*, vol. 18, n° 1, p. 69–81.
- Tobak, M. et D. Peake. 1982. « Topology of Three-Dimensional Separated Flows ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 14, n° 1, p. 61–85.
- Tomkins, C. D. et R. J. Adrian. 2003. « Spanwise structure and scale growth in turbulent boundary layers ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 490, p. 37–74.
- Touber, E. et N. D. Sandham. 2009. « Large-eddy simulation of low-frequency unsteadiness in a turbulent shock-induced separation bubble ». *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, vol. 23, n° 2, p. 79–107.
- Touber, E. et N. D. Sandham. 2011. « Low-order stochastic modelling of low-frequency motions in reflected shock-wave/boundary-layer interactions ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 671, p. 417–465.
- Townsend, A. A., 1956. *The Structure of Turbulent Shear Flow*. éd. Cambridge University Press.
- Trünkle, J. 2014. « Measurements of wall static-pressure fluctuations in a turbulent separation bubble ». Master's thesis, University of Stuttgart.
- Tropea, C., A. L. Yarin, et J. F. Foss, 2007. *Springer handbook of experimental fluid mechanics*, volume 1. éd. Springer Science & Business Media.

- Troutt, T. R., B. Scheelke, et T. R. Norman. 1984. « Organized structures in a reattaching separated flow field ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 143, p. 413–427.
- Uenalmis, O. et D. Dolling. 1994. « Decay of wall pressure field and structure of a Mach 5 adiabatic turbulent boundary layer ». AIAA paper 1994-2363.
- Volkwein, S. 2011. « Model reduction using proper orthogonal decomposition ». *Lecture Notes, Institute of Mathematics and Scientific Computing, University of Graz*. see <http://www.uni-graz.at/imawww/volkwein/POD.pdf>.
- Wee, D., T. Yi, A. Annaswamy, et A. F. Ghoniem. 2004. « Self-sustained oscillations and vortex shedding in backward-facing step flows : Simulation and linear instability analysis ». *Physics of Fluids*, vol. 16, n° 9, p. 3361–3373.
- Weiss, J., A. Mohammed-Taifour, et Q. Schwaab. 2015. « Unsteady Behavior of a Pressure-Induced Turbulent Separation Bubble ». *AIAA Journal*, vol. 53, n° 9, p. 2634–2645.
- Westerweel, J. 1994. « Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data ». *Experiments in Fluids*, vol. 16, n° 3-4, p. 236–247.
- Westerweel, J. 1997. « Fundamentals of digital particle image velocimetry ». *Measurement science and technology*, vol. 8, n° 12, p. 1379.
- Westerweel, J. 2000. « Theoretical analysis of the measurement precision in particle image velocimetry ». *Experiments in Fluids*, vol. 29, n° 1, p. S003–S012.
- Westerweel, J. et F. Scarano. 2005. « Universal outlier detection for PIV data ». *Experiments in Fluids*, vol. 39, n° 6, p. 1096–1100.
- Westerweel, J., D. Dabiri, et M. Gharib. 1997. « The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings ». *Experiments in fluids*, vol. 23, n° 1, p. 20–28.
- Wieneke, B. et K. Pfeiffer. 2010. « Adaptive PIV with variable interrogation window size and shape ». In *Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics (Lisbon, Portugal, 5–8 July)*.
- Willert, C. E. et M. Gharib. 1991. « Digital particle image velocimetry ». *Experiments in fluids*, vol. 10, n° 4, p. 181–193.
- Winant, C. D. et F. K. Browand. 1974. « Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 63, n° 02, p. 237–255.
- Wu, M. et M. P. Martin. 2008. « Analysis of shock motion in shockwave and turbulent boundary layer interaction using direct numerical simulation data ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 594, p. 71–83.

- Wygnanski, I. et H. E. Fiedler. 1970. « The two-dimensional mixing region ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 41, n° 02, p. 327–361.
- Zhou, J., R. J. Adrian, S. Balachandar, et T. Kendall. 1999. « Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 387, p. 353–396.
- Zhuang, M. et P. E. Dimotakis. 1995. « Instability of wake-dominated compressible mixing layers ». *Physics of Fluids (1994-present)*, vol. 7, n° 10, p. 2489–2495.