

Étude expérimentale d'une famille de bulbes de décollement
turbulents

par

Arnaud LE FLOC'H

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

MONTRÉAL, LE 08 DÉCEMBRE 2021

ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE
UNIVERSITÉ DU QUÉBEC



Arnaud Le Floc'h, 2021



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 à l'École de technologie supérieure Montréal

M. Louis Dufresne, codirecteur
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure Montréal

M. Marc Paquet, président du jury
Département de génie des systèmes à l'École de technologie supérieure Montréal

Mme. Marlène Sanjosé, membre du jury
Département de génie mécanique à l'École de technologie supérieure Montréal

M. Jérôme Vétel, examinateur externe
Département de génie mécanique à l'École Polytechnique Montréal

M. Stéphane Moreau, examinateur externe indépendant
Département de génie mécanique à l'Université de Sherbrooke

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

LE 24 NOVEMBRE 2021

À L'ÉCOLE DE TECHNOLOGIE SUPÉRIEURE

REMERCIEMENTS

En premier lieu je tiens à remercier mon directeur de recherche le professeur Julien Weiss, chaire d'aérodynamique à Technische Universität Berlin et professeur associé à l'École de technologie supérieure pour la supervision et l'encadrement de ce projet de thèse, ainsi que bien sûr son aide précieuse à l'élaboration de plusieurs articles de conférence et à la publication dans un journal de référence. De plus je suis reconnaissant d'avoir eu l'opportunité de présenter mes travaux lors de congrès scientifiques internationaux, ce qui restera pour moi une expérience très formatrice.

Je remercie ensuite mon codirecteur de recherche le professeur Louis Dufresne de l'École de technologie supérieure pour les nombreux échanges afin de parvenir à l'agencement d'une chaîne argumentaire aussi rigoureuse que complète pour ce manuscrit, ainsi que naturellement pour l'opportunité d'une expérience pédagogique de donner les travaux pratiques pour différents cours donnés au fil des sessions.

Je tiens à remercier également le professeur Jérôme Vétel de l'École Polytechnique Montréal pour avoir accepté d'être membre du jury ainsi que pour son accueil chaleureux durant ces derniers mois passés au sein du laboratoire LADyF, où j'ai eu la chance de rencontrer Giuseppe Di Labbio, post-doctorant, et Fatemeh Malmir, doctorante et d'avoir pu échanger avec eux.

Je remercie la professeure Marlène Sanjosé de l'École de technologie supérieure pour accepter d'être membre du jury, ainsi que le professeur Marc Paquet de l'École de technologie supérieure pour être le président du jury de cette thèse. De plus je tiens à remercier le professeur Stéphane Moreau de l'Université de Sherbrooke qui est également membre du jury et examinateur externe indépendant.

Merci à Abdelouahab Mohammed-Taifour, post-doctorant au laboratoire TFT, pour toute son aide durant les différentes campagnes de mesures ainsi qu'à tous les stagiaires ayant contribué à l'ensemble des résultats obtenus. De plus je remercie M. Emmanuel Jondeau de l'École Centrale Lyon pour son expertise en vélocimétrie par images de particules ainsi que le personnel de

l'École de technologie supérieure dont M. Simon Laflamme et M. Michel Drouin pour toute leur aide dans la gestion du matériel de la soufflerie.

Enfin je remercie naturellement mes proches pour leur soutien sans failles. Et bien sûr ma femme Catherine pour m'avoir accompagné dans cette aventure et pour avoir partagé ensemble les moments heureux et les plus difficiles.

Étude expérimentale d'une famille de bulbes de décollement turbulents

Arnaud LE FLOC'H

RÉSUMÉ

L'analyse comparative des mesures en pression et en vitesse de trois géométries similaires mais de tailles différentes de bulbes de décollement turbulents induits par gradient de pression sur une plaque plane à $Re_\theta = 5\,000$ a été menée dans le cadre d'un montage expérimental dans une soufflerie à couche limite. Les topologies de chacun des bulbes, *grand* massivement décollé, *moyen* faiblement décollé et *petit* sans recirculation moyenne ont été comparées aux principaux cas de la littérature. Le bulbe moyen a de plus fait l'objet d'une campagne de mesures PIV dans l'axe transverse afin de déterminer la nature 2D de l'écoulement.

Le comportement instationnaire associé au bulbe de décollement est double : d'abord, un mouvement convectif de lâcher tourbillonnaire à moyenne fréquence fait consensus dans la littérature en dynamique des fluides, tant en expérimental que dans les simulations numériques, pour relier ce phénomène aux instabilités de type Kelvin-Helmholtz qui s'observent typiquement dans le cas d'une couche de mélange plane. La thèse porte surtout sur une seconde instationnarité basse fréquence qui est associée à des cycles d'expansion et de contraction du bulbe qui provoquent une variation significative de la zone de recirculation instantanée et une oscillation marquée des points de décollement et de recollement, analogue à une *respiration*. L'origine reste à ce jour mal comprise, et le sens physique à donner à un tel phénomène est encore débattu, au vu de la grande disparité des résultats expérimentaux et numériques qui sont à réconcilier.

Des informations importantes sur la physique de l'écoulement ont été obtenues, au premier rang desquelles le phénomène de la respiration se caractérise comme étant un problème spatio-temporel qui traduit l'amplification de très larges structures (VLSM), inactives selon le paradigme de Townsend, et qui sont déjà présentes dans la couche limite amont à gradient de pression nul (ZPG). La signature par quadrants des mouvements aux grandes échelles des couches limites ZPG est la même que celle de la respiration pour un bulbe de décollement avec des cycles de balayage ($Q4_{inactif}$) et d'éjection ($Q2_{inactif}$), qui sont responsables du mouvement de contraction et d'expansion du bulbe, respectivement. La respiration se présente de fait comme un cycle de *bursting* ZPG ayant été amplifié, ce dont s'occupe le gradient de pression adverse qui contribue alors fortement au mouvement actif avec la composante verticale de vitesse et fabrique des tourbillons quasi-longitudinaux plus grands. L'effet dual des parties active (APG) et inactive (respiration) se superpose dans la production du premier pic de la distribution longitudinale de la pression fluctuante c_p' . L'analyse des règles de rapport d'échelle des fluctuations de pression avec les contraintes de Reynolds ont révélé une contribution de la basse fréquence qu'il est important de prendre en compte.

D'un point de vue structurel, les cycles de régénération des grappes tourbillonnaires actives (LSM) qui engendrent un large *streak* inactif (VLSM), qui se met à osciller puis se brise avant de reformer un nouveau LSM constituent l'image la plus probable de la respiration et s'inscrit dans le modèle du tourbillon attaché de Townsend. Selon que la partie inactive des grandes

échelles en ZPG sera suffisamment développée ou non, on classifie dans trois groupes possibles la manifestation de la basse-fréquence respectivement sur les oscillations du décollement et du recollement : (1) mobile-mobile, (2) fixe-mobile et (3) fixe-fixe. Afin de pouvoir reproduire la respiration, la partie inactive doit donc être prise en compte correctement. Enfin, l'activité des structures cohérentes liées à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz suggère que la respiration et le lâcher tourbillonnaire n'ont pas une origine commune, mais qu'il existe plutôt une modulation de l'activité tourbillonnaire causée par la basse-fréquence qui se fait ressentir de manière globale sur toute la zone décollée.

Mots-clés: bulbe de décollement turbulent, mesures PIV, S-POD, règles de rapport d'échelle, mécanisme de *respiration*

Experimental analysis in a family of turbulent separation bubbles

Arnaud LE FLOC'H

ABSTRACT

A comparative analysis of pressure and velocity measurements of three very different turbulent separation bubble geometries, induced by pressure gradient on a flat plate at $Re_\theta = 5\,000$, was conducted within the framework of an experimental set-up in a boundary layer wind tunnel. A large, massively separated bubble, a medium-size with shorter recirculation region and a small one with no mean backflow are the focus of this experimental campaign using PIV and pressure measurements. Both horizontal and vertical PIV measurements are performed on the medium geometry with the intent to document the spanwise scales at stake in the flow.

The unsteady behavior associated with the separation bubble is two-fold : first, a convective movement of the release of medium-frequency vortices is widely known in the literature in the field of fluid mechanics, in experimental as well as in numerical simulations, and is linked to the phenomenon of Kelvin-Helmholtz type instabilities which can typically be found in the case of a flat plane mixing layer. The second instability is associated with the cycles of bubble expansion and contraction, which causes a significant variation in the zone of active recirculation. This clear oscillation of the detachment and reattachment points, analogous to a breathing motion, is to this day poorly understood, and the physical meaning of the phenomenon is still being debated, seeing the large disparity of experimental and numerical results which need to be reconciled.

Some important information on the physics of the flow were obtained, most importantly that the breathing phenomenon is characterized as a spatio-temporal problem, which manifests as an amplification of very large structures (VLSM), inactive according to the Townsend paradigm, and which are already present in the upstream boundary layer at zero pressure gradient (ZPG).

The signature of quadrants of large scale movements in ZPG boundary layers is the same as that of a breathing motion for a detached bubble : the cycles of sweeping ($Q4_{inactive}$) and ejection ($Q2_{inactive}$), which resemble longitudinal structures at high and low velocities, are associated with the movement of bubble contraction and expansion respectively.

The breathing motion presents itself as an amplified ZPG bursting cycle, further amplified by the adverse pressure gradient which contributes strongly to the active motion with a vertical velocity component and creates quasi-longitudinal large vortices. The dual affect of the active motion (APG) and inactive motion (breathing) are superimposed in the creation of the first spike of $c_{p'}$. The cycles of regeneration of active vortex clusters (LSM) which generate a larger inactive streak (VLSM), then starts oscillating before breaking and reforming an LSM. This constitutes a probable image of breathing and is part of the attached vortex model by Townsend (1976). Depending on whether the inactive part of the large scale is developed enough or not, we categorize the low-frequency detachment and reattachment into three possible groups : (1) mobile-mobile, (2) fixed-mobile, and (3) fixed-fixed. In order to reproduce the breathing motion, the inactive part must therefore be properly taken into account.

Finally, the activity of the coherent structures tied to the Kelvin-Helholtz instability suggests that the breathing motion and the release of spanwise vortices do not have a common origin, but rather suggests a modulation of the vortex shedding caused by the low-frequency which is felt globally in the entire detached region.

Keywords: turbulent separation bubble, PIV measurements, S-POD algorithms, scaling rules, breathing mechanism

TABLE DES MATIÈRES

Page	1
INTRODUCTION	1
0.1 Les enjeux des écoulements turbulents de paroi	1
0.2 Une dynamique complexe des écoulements décollés	2
0.2.1 Un lâcher tourbillonnaire moyenne fréquence et une instationnarité basse-fréquence en compétition	3
0.2.2 Une application pratique en turbomachine sur la formation de plusieurs types de bulbe	4
0.3 Décollement fixe matérialisé par un mouvement de battement ou <i>flapping</i> de la couche de cisaillement	6
0.3.1 Des applications multiples de bulbes montrant un mouvement de battement	6
0.3.2 Bulbe de décollement induit par singularité géométrique	7
0.4 Décollement mobile matérialisé par un mouvement de respiration ou <i>breathing</i>	8
0.4.1 Bulbe de décollement induit par interaction avec un choc	8
0.4.2 Bulbe de décollement induit par interaction avec un gradient de pression	10
0.5 Objectifs de ce travail de recherche	10
0.6 Structure de la thèse	13
 CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE	15
1.1 Structures de couche limite turbulente sans gradient de pression	15
1.1.1 Quantités statistiques d'une couche limite	15
1.1.2 Notion de structures cohérentes sur une plage d'échelles différentes	17
1.2 Le décollement de couche limite	19
1.2.1 Définition du décollement en régime instationnaire	19
1.3 De fortes instationnarités dans les écoulements décollés	21
1.3.1 Un mouvement convectif de lâcher tourbillonnaire	21
1.3.2 Un battement basse-fréquence de la couche de cisaillement au recollement	22
1.3.3 Caractère physique du phénomène observable en simulation numérique et danger de l'artefact expérimental	25
1.3.4 Une respiration basse-fréquence des bulbes compressible et incompressible	27
 CHAPITRE 2 MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE	31
2.1 La soufflerie à couche limite turbulente du laboratoire TFT Aérodynamique	31
2.1.1 Présentation de l'architecture générale	31
2.1.2 Formation de trois bulbes distincts par des aménagements de la section d'essais	33

2.1.3	Moyens expérimentaux de mesures	34
2.1.3.1	Capteurs de pression moyenne et instationnaire	35
2.1.3.2	Vélocimétrie par images de particules PIV 2D-2C	37
2.1.3.3	Capteur MEMS de la fraction d'écoulement amont-aval γ	41
2.2	Traitement des données	42
2.2.1	Méthodes d'analyse spectrale	42
2.2.2	Corrections des signaux en temps et en fréquence	44
2.2.3	Analyses modales des champs de vitesse	46
2.2.3.1	Décomposition en modes propres avec les méthodes directe et <i>snapshot</i>	47
2.2.3.2	Décomposition en mode dynamique (DMD)	50
2.2.3.3	Décomposition spectrale en mode propre (SPOD)	53
2.3	Identification des tourbillons pour faire ressortir un mouvement convectif en turbulence	59
2.4	Conclusion de la méthodologie	60
CHAPITRE 3 COMPORTEMENT MOYEN ET STATISTIQUES DE TURBULENCE		
	61	
3.1	Topologie des trois bulbes	61
3.2	Distribution de pression	64
3.3	Distribution de vitesse et des statistiques de turbulence	72
3.4	Description des effets 3D avec un focus sur la géométrie moyenne	78
3.4.1	Mesures dans l'axe transverse des champs verticaux et horizontaux pour le bulbe moyen	79
3.4.2	Comparaison des échelles transverses avec une étude RANS du bulbe moyen	85
3.5	Conclusion de l'étude stationnaire des trois bulbes	89
CHAPITRE 4 ANALYSE INSTATIONNAIRE		91
4.1	Analyse des spectres de pression pariétale et fréquences caractéristiques	91
4.1.1	Identification des fréquences caractéristiques des trois bulbes	92
4.2	Instationnarité à basse fréquence du mouvement de respiration	95
4.2.1	Amplitude du mouvement de contraction-expansion et l'influence de la taille du bulbe	96
4.2.2	Signature du mouvement basse-fréquence au premier pic de $c_{p'}$	106
4.2.3	Étendue transverse de la respiration pour le cas du bulbe moyen	108
4.3	Instationnarité à moyenne fréquence du lâcher tourbillonnaire	118
4.3.1	Étendue transverse du lâcher tourbillonnaire	123
4.3.2	Étude de la modulation du lâcher tourbillonnaire par la respiration basse fréquence	128
4.4	Analyse des règles de rapport d'échelles des fluctuations de pression (<i>scaling laws</i> en anglais)	138
4.4.1	État de l'art des travaux numériques et expérimentaux	139

4.4.2	Une prise en compte de la contribution basse fréquence	140
4.4.3	Statistiques des vitesses et règles de rapport d'échelles des pressions fluctuantes	145
4.5	Conclusion de l'analyse instationnaire	155
CHAPITRE 5 COMPORTEMENT STRUCTUREL ET MÉCANISME DE LA RESPIRATION		159
5.1	Cycles de régénération de la turbulence dans les couches limites	160
5.1.1	Les quadrants $Q2/Q4$ producteurs de turbulence	160
5.1.2	Deux paradigmes face à face pour expliquer les grandes échelles	163
5.1.3	Cycle de <i>bursting</i> et <i>streak</i> en ZPG	166
5.2	Étude par quadrants des bulbes de décollements turbulents	168
5.2.1	Cas du Grand bulbe	168
5.2.2	Élargissement aux cas des Moyen et Petit bulbes	169
5.2.3	Rôle du gradient de pression adverse dans l'amplification transverse	171
5.2.4	Illustration 3D de la respiration du bulbe moyen avec le mode 1 POD	182
5.3	Étude structurelle des bulbes de décollement turbulent	184
5.3.1	Une analyse POD en accord avec le modèle des tourbillons attachés de Townsend	185
5.3.2	Structures spatiales <i>versus</i> spatio-temporelles	188
5.4	Conclusion de l'analyse structurelle	192
CHAPITRE 6 DISCUSSION DU MÉCANISME PROPOSÉ		195
6.1	Un cas de validation de la respiration en DNS avec Na & Moin (1998)	195
6.2	Les grandes structures en ZPG avec les LSMs actifs et VLSMs inactifs	196
6.3	Le rôle majeur du gradient de pression adverse dans l'amplification de la partie active	199
6.4	Comparaison spatio-temporelle des études numériques et expérimentales	214
6.5	Application du mécanisme proposé dans les mesures en pression et vitesse	220
6.5.1	Signature au décollement naissant des grandes échelles dans les corrélations pression-vitesse	220
6.5.2	Signature des mouvements actifs et inactifs dans les corrélations pression-vitesse	222
6.5.3	Signature de la respiration en pression et en vitesse révélant une information convectée amont-aval	226
6.6	Conclusion de la discussion sur la revue du mécanisme proposé	233
CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		237
ANNEXE I FIGURES SUPPLÉMENTAIRES		245
ANNEXE II MEASUREMENTS OF PRESSURE AND VELOCITY FLUCTUATIONS IN A FAMILY OF TURBULENT SEPARATION BUBBLES		255

BIBLIOGRAPHIE	302
---------------------	-----

LISTE DES TABLEAUX

	Page	
Tableau 2.1	Algorithme de la POD (spatiale) par les méthodes « directe » et <i>snapshot</i> pour reconstruire les champs de vitesse avec des modèles d'ordre réduit	50
Tableau 2.2	Résumé comparatif des méthodologies modales des algorithmes de la POD (spatiale) et la SPOD (spatio-temporelle) avec la reconstruction des champs de vitesse pour les modèles réduits	58
Tableau 3.1	Définition des paramètres clés des bulbes induits par gradient de pression	67
Tableau 3.2	Définition du paramètre de longueur L_p pour chacun des trois bulbes	70
Tableau 4.1	Résumé des corrélations $a_1(t)$ avec la pression au premier pic de c_p' pour les trois bulbes	106
Tableau 4.2	Corrélations pression-vitesse à plusieurs positions transverses pour le bulbe moyen	118
Tableau 4.3	Ratio des fréquences du lâcher tourbillonnaire versus basse-fréquence f_{MF}/f_{LF}	129
Tableau 4.4	Récapitulatif de l'état de l'activité tourbillonnaire avec les fluctuations de pression pariétale associées en fonction de l'état de la basse fréquence	134
Tableau 5.1	Paradigme de l'amplification des <i>streaks</i>	165
Tableau 6.1	Récapitulatif des grandes échelles et paradigme de Townsend	207
Tableau 6.2	Comparaison des échelles spatio-temporelles entre travaux numériques et expérimentaux	215
Tableau 6.3	Catégorisation de la respiration	218

LISTE DES FIGURES

	Page	
Figure 0.1	Multiples scénarios de décollement de couche limite	5
Figure 0.2	Exemple type de bulbe de décollement induit par singularité géométrique sur une marche descendante	7
Figure 0.3	Exemple de traces temporelles du mouvement de respiration sur un cas de rampe supersonique	9
Figure 1.1	Profil type de vitesse dans une couche limite turbulente	16
Figure 1.2	Formation des VLSM ou super-structures	18
Figure 1.3	Modèle 2D du décollement de couche limite Tiré de Simpson (1996)	19
Figure 1.4	Traces temporelles des fluctuations de vitesse longitudinale basse-fréquence au centre de la couche de cisaillement	26
Figure 1.5	Illustration du mouvement de respiration sur un bulbe induit par gradient de pression et par interaction avec onde de choc	28
Figure 1.6	Stries longitudinales associées à une instabilité de Görtler	28
Figure 2.1	Soufflerie à couche limite du laboratoire TFT	31
Figure 2.2	Illustration du rôle du piège à couche limite	33
Figure 2.3	Insertion des blocs dans la section d'essais	34
Figure 2.4	Montage pour la mesure de pression statique avec scanivalves	35
Figure 2.5	Photographie d'un capteur piezorésistif monté sur une prise de pression	36
Figure 2.6	Schéma du montage PIV au laboratoire TFT pour les mesures dans le plan vertical $x - y$ à gauche et horizontal $x - z$ à droite	37
Figure 2.7	Convergence des quantités statistiques en PIV	39
Figure 2.8	Maximum des contraintes de Reynolds	40
Figure 2.9	Méthodes de correction en fréquence et en temps des signaux de pression	45

Figure 2.10	Schéma de l'algorithme SPOD	55
Figure 3.1	Les trois films d'huile obtenus	62
Figure 3.2	Distribution de la pression moyenne pour les 3 bulbes	65
Figure 3.3	Distributions longitudinales du coefficient de pression pariétale c_p pour une liste des principaux bulbes induits par gradient de pression	66
Figure 3.4	Distributions du coefficient de pression et du coefficient γ	70
Figure 3.5	Distribution de $c_{p'}$ mesurées à la paroi le long de la ligne centrale pour les trois bulbes	71
Figure 3.6	Distribution de la composante de vitesse longitudinale pour les 3 bulbes en fonction de x/L_p	73
Figure 3.7	Distributions longitudinales de la vitesse normale prise à la hauteur de $y/\theta_0 \simeq 17$	74
Figure 3.8	Contours des contraintes $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ des 3 bulbes	76
Figure 3.9	Bulbe moyen comparé au cas C de Coleman <i>et al.</i> (2018)	77
Figure 3.10	Superposition des résultats PIV transverses avec le film d'huile du bulbe moyen	81
Figure 3.11	Contours de la vitesse moyenne longitudinale pour plusieurs sections transverses du bulbe moyen	82
Figure 3.12	Comparaison du calcul de la fraction d'écoulement amont-aval γ entre les mesures avec le capteur de cisaillement calorimétrique MEMS et le système PIV	83
Figure 3.13	Simulation RANS montrant la structure de l'écoulement pour le bulbe moyen	86
Figure 3.14	Profils de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ pour les mesures PIV verticales du bulbe moyen à différentes sections transverses	87
Figure 3.15	Distribution du coefficient des fluctuations de pression $c_{p'}$ suivant l'axe longitudinal le long de plusieurs sections transverses	89
Figure 4.1	Cartographie 2D des spectres des fluctuations de pression pariétale sur la ligne centrale pour les 3 bulbes	93

Figure 4.2	Spectres pré-multipliés des fluctuations de pression pariétale sur la ligne centrale pour les 3 bulbes	94
Figure 4.3	Cartographie des cinq premiers modes POD du grand bulbe	98
Figure 4.4	Cartographie des cinq premiers modes POD du bulbe moyen	99
Figure 4.5	Cartographie des cinq premiers modes POD du petit bulbe	100
Figure 4.6	Cartographie des topologies associées aux valeurs extrêmes de $a_1(t)$ pour les trois bulbes	102
Figure 4.7	Comparaison des oscillations des points de décollement et de recollement entre le grand bulbe et celui de Na & Moin (1998)	105
Figure 4.8	Traces temporelles du coefficient $a_1(t)$ synchronisé avec la pression au premier pic de c_p' des bulbes petit et moyen	107
Figure 4.9	Spectres pré-multipliés des fluctuations de pression à $x/L_p = 0$ du bulbe moyen pour plusieurs positions transverses	109
Figure 4.10	Assemblage des topologies du bulbe contracté, neutre et dilaté des champs horizontaux obtenues pour le bulbe moyen	111
Figure 4.11	Assemblage des topologies du bulbe contracté, neutre et dilaté des champs verticaux obtenues pour le bulbe moyen	112
Figure 4.12	Corrélations croisées de fluctuations de pression pariétale le long de l'axe transverse pour 3 positions transverses de référence	114
Figure 4.13	Traces temporelles des fluctuations de pression proches de ID à $x/L_p = 0$ synchronisées avec les mesures PIV des champs verticaux à plusieurs positions transverses	115
Figure 4.14	Traces temporelles des fluctuations de pression proches de ID à $x/L_p = 0$ synchronisées avec les mesures PIV des champs horizontaux à plusieurs positions transverses	117
Figure 4.15	Contour des corrélations à deux points des fluctuations de pression et de la vitesse longitudinale pour les 3 bulbes	120
Figure 4.16	Activité tourbillonnaire du bulbe moyen illustrée avec le critère Γ_2 à la station PIV 3/4	122
Figure 4.17	Spectres pré-multipliés des fluctuations de pression à $x/L_p = 0.90$ du bulbe moyen	123

Figure 4.18	Contours de corrélations croisées des pressions pariétales et de la vitesse longitudinale à plusieurs positions transverses	124
Figure 4.19	Corrélations croisées des pressions pariétales suivant l'axe transverse à 2 positions $x/L_p = 0.54$ et $x/L_p = 0.90$	126
Figure 4.20	Corrélations croisées des pressions pariétales $R_{p'p'}$ en fonction de l'épaisseur de vorticité δ_ω	127
Figure 4.21	Activité tourbillonnaire du grand bulbe en fonction de l'état de la respiration	130
Figure 4.22	Activité tourbillonnaire du bulbe moyen en fonction de l'état de la respiration	131
Figure 4.23	Comparaison des corrélations de pression à deux points pour les bulbes moyen et grand en fonction de x/L_p à gauche et x/L_b à droite avec ID pour point de référence	134
Figure 4.24	Évolution de l'activité tourbillonnaire en fonction des fluctuations de pression à ID et à CR	135
Figure 4.25	Scénario envisagé d'une modulation de l'activité tourbillonnaire par la respiration	136
Figure 4.26	Contribution énergétique des 30 premiers modes pour les trois bulbes	141
Figure 4.27	Trois premiers modes POD avec et sans filtrage passe-haut du bulbe moyen	142
Figure 4.28	Distribution de la pression fluctuante pour les 3 bulbes après filtrage passe-haut	143
Figure 4.29	Maxima des contraintes de Reynolds longitudinale, normale et de cisaillement	147
Figure 4.30	Distribution des maximums des contraintes normale et de cisaillement des principaux bulbes de la littérature	148
Figure 4.31	Illustration de la présence d'un minimum dans les champs de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ au sommet des bulbes	149
Figure 4.32	Règles de rapports d'échelles des fluctuations de pression avec $-\rho\overline{u'v'}_{\text{max}}$ et $\rho\overline{v'v'}_{\text{max}}$	151

Figure 4.33	Profil transversal de $c_{p'}$ normalisé à différentes positions longitudinales de l'écoulement pour les 3 bulbes de décollement étudiés	153
Figure 4.34	Distributions transverses des contraintes de Reynolds et des règles de rapport d'échelles	154
Figure 5.1	Schéma d'un cycle de <i>bursting</i>	161
Figure 5.2	Deux concepts différents pour expliquer la formation des grandes échelles	164
Figure 5.3	Évolution temporelle d'un cycle complet de régénération ou de <i>bursting</i> Tiré de Hwang & Bengana (2016)	167
Figure 5.4	Analyse par quadrants du mode 1 POD du grand bulbe	169
Figure 5.5	Analyse par quadrants du mode 1 POD du bulbe moyen	170
Figure 5.6	Analyse par quadrants du mode 1 POD du petit bulbe	170
Figure 5.7	Effet de l'APG sur la taille des structures tourbillonnaires et du soulèvement accru par rapport au cas ZPG	172
Figure 5.8	Effet de l'APG sur la corrélation à deux points C_{uu}	173
Figure 5.9	Effet de l'APG sur la corrélation à deux points C_{ww}	175
Figure 5.10	Transfert de l'énergie cinétique turbulente des 3 bulbes	177
Figure 5.11	Revue des premiers modes POD d'écoulements de paroi sur plusieurs cas types de la littérature	179
Figure 5.12	Modèle du soulèvement quasi-2D des stries longitudinales	180
Figure 5.13	Comparaison des 4 premiers modes POD des 3 bulbes	181
Figure 5.14	Interpolation 3D du mode 1 POD pour le bulbe moyen	183
Figure 5.15	Forte analogie entre tourbillons de Townsend et mode 1 POD	185
Figure 5.16	Forte analogie entre corrélations C_{ww} et les modes 2 et 3 POD	187
Figure 5.17	Comparaison du mode 1 POD avec le mode DMD et mode 1 SPOD pour $f = 0.78$ Hz pour le bulbe moyen	189

Figure 5.18	Spectres des modes 1 SPOD des trois bulbes comparés aux spectres de pression à ID	191
Figure 5.19	Corrélations à deux points de la vitesse longitudinale reconstruites à partir des modes 1 SPOD du bulbe moyen	192
Figure 5.20	Scénario d'amplification des <i>streaks</i> en ZPG menant à la respiration du bulbe	193
Figure 6.1	Mouvements aux petites et grandes échelles de la turbulence de paroi	198
Figure 6.2	Comparaison des spectres de vitesse longitudinale entre ZPG et un APG progressivement de plus en plus fort	200
Figure 6.3	Corrélation à deux points R_{uw} dans les stations PIV horizontales des grand et moyen bulbes	201
Figure 6.4	Dynamique contra-rotative dans la région en amont du décollement moyen	203
Figure 6.5	Comparaison des structures amplifiées dans les champs horizontaux ($x - z$) entre Ma <i>et al.</i> (2020) et le grand bulbe avec les six premiers modes POD	204
Figure 6.6	Comparaison des résultats par quadrants de Wu <i>et al.</i> (2020) et Abe (2019)	206
Figure 6.7	Analyse des profils de vitesse $U(y)$ et de la vorticité ω_z du petit bulbe	210
Figure 6.8	Analyse par quadrants des gammes de fréquences du mode 1 SPOD du bulbe moyen	213
Figure 6.9	Corrélations pression-vitesse en ZPG et avec APG	221
Figure 6.10	Vue 3D des corrélations R_{pu} , R_{pv} et R_{pw} de Naka <i>et al.</i> (2015) pour un événement de pression fluctuante positive	223
Figure 6.11	Vues 2D et 3D des corrélations R_{pw}	224
Figure 6.12	Traces temporelles des points de décollement et du recollement avec le mode 1 SPOD du bulbe moyen	228
Figure 6.13	Scénario structurel de la respiration	229
Figure 6.14	Mode 1 SPOD pour modéliser une éjection Q2 d'une phase d'expansion du bulbe moyen	231

Figure 6.15 Mode 1 SPOD pour modéliser un balayage Q4 d'une phase de contraction du bulbe moyen	232
---	-----

LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES

APG	Gradient de pression adverse
CR	Point de recollement complet
DMD	Décomposition en modes dynamiques
DNS	Simulation numérique directe
FPG	Gradient de pression favorable
ID	Point de décollement naissant
ITD	Point de décollement intermittent transitoire
ITR	Point de recollement intermittent transitoire
LES	Simulation des grandes échelles
LSM	Grandes structures de couches limites
MEMS	Capteur de direction de l'écoulement
PIV	Vélocimétrie par images de particules
POD	Décomposition orthogonale en modes propres
Qs	Analyse par quadrants
RANS	Simulation résolvant les écoulements moyens (<i>Reynolds-averaged Navier–Stokes</i>)
SPOD	Décomposition spectrale orthogonale en modes propres
TD	Point de décollement moyen
TR	Point de recollement moyen
VLSM	Superstructures/très grandes structures de couches limites
ZPG	Gradient de pression nul

LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

C_{xy}	Fonction de cohérence
c_f	Coefficient de friction pariétale
c_p	Coefficient de pression statique égal à $(p - p_{ref})/(1/2)\rho U_{ref}^2$
$c_{p'}$	Coefficient de pression statique fluctuante égal à $p'_{rms}/(1/2)\rho U_{ref}^2$
f	Fréquence
p	Pression statique
p'	Pression statique fluctuante
L_b	Longueur de recirculation moyenne du bulbe
L_p	Longueur entre les loci des gradients maximum APG et minimum du FPG
Re_θ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement
x	Axe longitudinal
y	Axe vertical orienté vers le bas
z	Axe transverse orienté vers la gauche
δ	99% de l'épaisseur de couche limite
δ_ω	Épaisseur de vorticité égale à $(U_{max} - U_{min})/(\partial U/\partial y)_{max}$
θ	Épaisseur de quantité de mouvement
\cdot_{ref}	Variable mesurée à la position de référence
\cdot_{rms}	Écart-type des quantités fluctuantes
\cdot^+	Variable normalisée par l'échelle à la paroi
$\tilde{\cdot}$	Variable tronquée

INTRODUCTION

0.1 Les enjeux des écoulements turbulents de paroi

Les écoulements autour des corps matériels représentent un enjeu important en mécanique des fluides et on les retrouve dans un large éventail d'applications industrielles telles que le transport aérien, maritime et terrestre. En aéronautique l'écoulement autour d'un profil d'aile permet de créer une distribution de pression et de contraintes de cisaillement qui génère une résultante aérodynamique, à savoir les forces de portance et de traînée suivant les axes verticaux et horizontaux respectivement (Anderson Jr., 2010). Il est alors primordial pour un avionneur de maximiser le domaine de vol de l'aéronef et de réduire sa traînée de même que le bruit aérodynamique engendré.

Les écoulements de paroi peuvent aussi se dérouler lors d'un confinement du fluide entre des parois solides. En effet pour le transport des matières premières (pétrole ou gaz), la réduction des coûts d'utilisation et des énergies requises pour assurer le transport de fluide en dépit du frottement contre les parois reste un enjeu de taille pour les écoulements en conduite (Smits & Marusic, 2013). Selon ces derniers, le Ministère du transport américain estimait à ce sujet en 2009 que réduire de 5% l'énergie requise pour assurer le transport sur les quelques 650 000 km de pipeline aux États-Unis serait équivalent à doubler la production d'énergie éolienne d'alors.

À l'échelle de la planète, la plupart des écoulements naturels et industriels observés sont susceptibles de se trouver dans un état turbulent, qui est soit bénéfique et recherché ou soit problématique et imposé. Une illustration classique est la combustion des moteurs où les qualités de mélange de la turbulence sont un point positif mais sont aussi une source de bruit et de pertes de rendement. Les vents et courants au sein de l'atmosphère et des océans, les écoulements au sein des bâtiments résidentiels et commerciaux, ou encore les écoulements internes (turbine de

moteurs) et externes autours des systèmes de transports (automobile, trains, avions, bateaux, etc.) sont tous autant d'exemples d'application des écoulements turbulents qu'il est important de savoir maîtriser et contrôler pour prédire correctement leur interaction avec les corps matériels immersés.

En outre lorsqu'un écoulement se développe le long d'une paroi, une zone de faible hauteur par rapport à la longueur pariétale est le siège de la manifestation des effets visqueux qui traduit la réalité des gradients de vitesse en jeu : à la paroi, la condition dite de non-glissement impose un déplacement nul tandis que la vitesse de l'écoulement libre est vérifiée rapidement à une distance assez proche de la paroi (Schlichting, 1968). Cela définit alors la notion de couche limite qui contient ces gradients importants de vitesse. En recherche une part importante de la communauté aérodynamique s'est efforcée de mieux comprendre, caractériser et avec pour but final de pouvoir contrôler la dynamique et les échanges se déroulant au sein des couches limites. On notera aussi que cette zone de fluide peut se trouver dans plusieurs états différents, laminaire ou turbulent, et pour des régimes subsonique ou supersonique.

0.2 **Une dynamique complexe des écoulements décollés**

Pour de multiples raisons possibles (par exemple la géométrie du corps immergé ou directement en lien avec la physique de l'écoulement en jeu), il peut arriver que les particules de fluide ne soient plus capables d'épouser la forme de la paroi sur laquelle elles évoluent. Dans ce cas, des modifications importantes comme sur le frottement pariétal et la traînée surgissent, ce qui traduit un décollement de couche limite. De façon générale, le thème du détachement de l'écoulement des particules fluides s'éloignant de la paroi est le plus souvent associé à un phénomène qui a lieu au détriment des performances aérodynamiques des systèmes industriels concernés. On peut naturellement citer un exemple de référence dans la littérature qui est celui du décollement de la couche limite le long de l'extrados qui provoque le décrochage de l'aile de l'aéronef car ce dernier ne bénéficie alors plus de la portance requise pour maintenir son altitude (Anderson Jr.,

2010). Lorsque les forces de pression qui s'opposent au mouvement deviennent de plus en plus importantes, le ralentissement progressif des particules de fluide se fait jusqu'à atteindre un point de stagnation qui matérialise une vue 2D du décollement.

0.2.1 Un lâcher tourbillonnaire moyenne fréquence et une instationnarité basse-fréquence en compétition

En outre, si la couche de cisaillement parvient à revenir au contact de la paroi, cela permet d'encapsuler une région de recirculation du fluide qui définit la notion de bulbe de décollement. Les écoulements décollés possédant une région de recirculation ne sont pas sans poser des problèmes de bruit aérodynamique, de vibration des structures ainsi que de possibles charges thermiques pour les écoulements supersoniques à haute température. Cela dégrade généralement les conditions de fonctionnement des systèmes matériels concernés comme par exemple les aéronefs ou encore pour un moteur. Afin d'améliorer l'efficacité de ces derniers, la problématique à long terme reste de pouvoir contrôler le décollement des écoulements turbulents. Une caractéristique notable d'un écoulement décollé demeure les fortes instationnarités qui lui sont associées, ce qui complexifie l'analyse de la dynamique en jeu. Ces larges fluctuations dans les champs de pression et de vitesse sont d'ailleurs susceptibles de devenir de grande amplitude et à des fréquences plus basses que celles caractéristiques de la turbulence dans la couche limite (Mohammed-Taifour, 2017).

Deux instationnarités principales sont observées : la première a trait à l'enroulement de structures transverses induites par des instabilités de type Kelvin-Helmholtz (KH). L'éjection quasi-périodique de ces structures tourbillonnaires en aval du bulbe de décollement font consensus dans la littérature numérique et expérimentale et l'analogie avec un mécanisme d'une couche de mélange plane est d'ailleurs bien documentée (Browand & Troutt, 1985; Mohammed-Taifour & Weiss, 2016; Wu *et al.*, 2020).

Le second phénomène reste un sujet de désaccord au sein de la littérature : depuis une observation formellement introduite par Eaton & Johnston (1982) qui ont étudié le cas d'une marche descendante, une instationnarité basse-fréquence se traduit par un mouvement vertical global de la couche cisaillée et une oscillation visible du point de recollement au cours du temps. La difficulté inhérente à ce phénomène est que la manifestation de cette basse fréquence doit d'abord être identifiée. En effet, une fois que le décollement se produit, une distinction entre deux scénarios peut alors survenir en fonction de la physique du cas considéré : soit la manifestation de l'instationnarité basse-fréquence mène à un *décollement fixe*, dit mouvement de battement (ou *flapping*) de la couche de cisaillement, soit cette manifestation se traduit par une oscillation du point de *décollement mobile* qui est surnommée mouvement de respiration (ou *breathing*).

Les origines de ce phénomène basse fréquence restent mal comprises à ce jour car aucun mécanisme ne fait l'objet d'un consensus depuis les observations faites par Eaton & Johnston (1982). Du point de vue expérimental, la question des bruits parasites susceptibles de générer ou interférer dans l'acquisition des données est posée, de même que la littérature numérique fait face à la question de comment modéliser un décollement en intégrant cette instationnarité.

0.2.2 Une application pratique en turbomachine sur la formation de plusieurs types de bulbe

On observe en effet que le phénomène de décollement et recollement d'une couche limite turbulente est récurrent dans de nombreuses applications industrielles. Un cas d'études type est présenté ci-dessous, où la basse fréquence peut influer fortement l'efficacité du système industriel concerné. Patrick (1987) qui a mené une étude expérimentale sur un bulbe massivement décollé a remarqué que le profil d'une aube en turbomachine est le siège de multiples cas possibles de décollements comme montré en Fig.0.1.

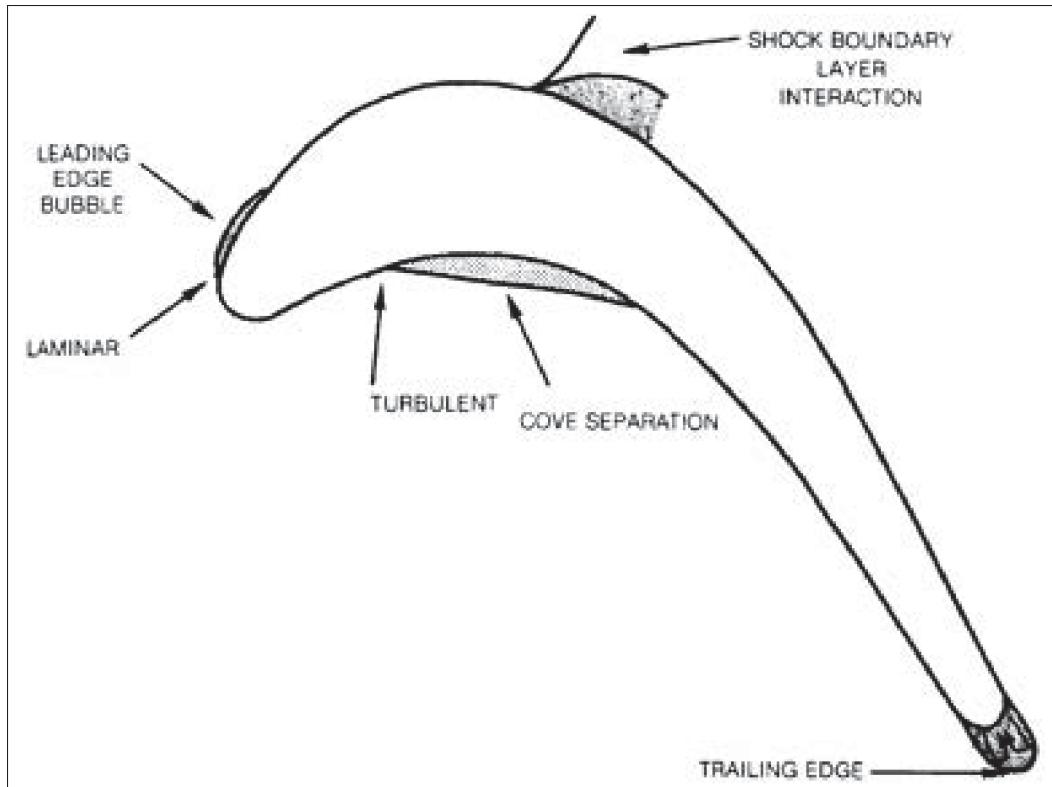


FIGURE 0.1 Multiples scénarios de décollement de couche limite à l'état laminaire ou turbulent et qui peuvent soit mener à un *battement* ou une *respiration* dans l'instationnarité basse fréquence

Tiré de Patrick (1987)

Ces cas de décollement vont alors chacun rentrer dans la classification des bulbes susceptibles de présenter un battement ou une respiration. En fonction de l'emplacement exact sur l'aile de la Fig. 0.1, les causes menant à la formation de la région de recirculation pourront donner préférentiellement un cas de battement ou de respiration. On imagine effectivement que le bulbe laminaire sur le bord d'attaque de la Fig. 0.1 ne verra pas d'oscillation marquée du décollement car toujours situé au bord d'attaque, tandis qu'à l'opposé le bulbe turbulent formé le long de l'anse (dénommée *cove separation* en anglais) est quant à lui plus libre d'observer une oscillation des points de décollement et de recollement, analogue à une respiration. Par conséquent il semble important de relever cette différence de manifestation de l'instationnarité basse-fréquence. Ce

point est présenté plus en détails dans les deux sections suivantes : la question est alors de déterminer si le décollement est fixe ou mobile.

0.3 Décollement fixe matérialisé par un mouvement de battement ou *flapping* de la couche de cisaillement

Cette première catégorie de bulbes amène à une zone de recirculation où le point de décollement est considéré fixe. De nombreuses études ont montré qu'un mouvement basse-fréquence de la couche de cisaillement résultait par une oscillation significative du point de recollement instantané.

0.3.1 Des applications multiples de bulbes montrant un mouvement de battement

En combinant le décollement avec un recollement de la couche de cisaillement sur la paroi, la formation d'un bulbe de décollement se concrétise, mais plusieurs configurations apparaissent alors. Mabey (1972) a mené une étude comparative sur différents types de bulbes qu'il classifie en deux grandes catégories : ceux où le décollement est laminaire, la transition se produit dans le bulbe et le recollement est turbulent, et ceux où le décollement est déjà turbulent. Dans la première catégorie on retrouve typiquement le bulbe formé sur le bord d'attaque d'une aile d'avion à angle d'incidence élevé. Pour la seconde, on retrouve les bulbes créés par des marches descendantes et montantes, ceux derrière les brise-air (*spoilers* en anglais) ainsi que sur les bords de fuite des ailes, les bulbes en aval d'une conduite soudainement élargie, au sein de cavités de même que derrière des corps non-profilés. Mabey remarque alors que des fluctuations de pression basse fréquence sont davantage susceptibles de faire entrer en résonance les modes structuraux de l'aile (*buffeting* en anglais) avant que le décollement ne se révèle. De plus il observe une tendance générale où ces fluctuations de pression augmentent progressivement de la ligne de décollement jusque celle du recollement et il justifie l'intérêt d'adimensionnaliser la

fréquence par la longueur du bulbe par le fait que les spectres des fluctuations de pression sont alors similaires pour les différents cas d'études.

Indépendamment du statut laminaire ou turbulent de la couche limite qui vient à décoller, les bulbes induits par une singularité géométrique, qui représentent un nombre conséquent des cas étudiés dans la littérature, sont l'archétype des décollements fixes.

0.3.2 Bulbe de décollement induit par singularité géométrique

C'est le cas probablement le plus étudié dans la littérature, il regroupe les marches descendantes, écoulements derrière une barrière, ou tout corps non-profilé comme le sont une plaque épaisse ou bien encore le corps d'Ahmed (Thacker *et al.*, 2013).

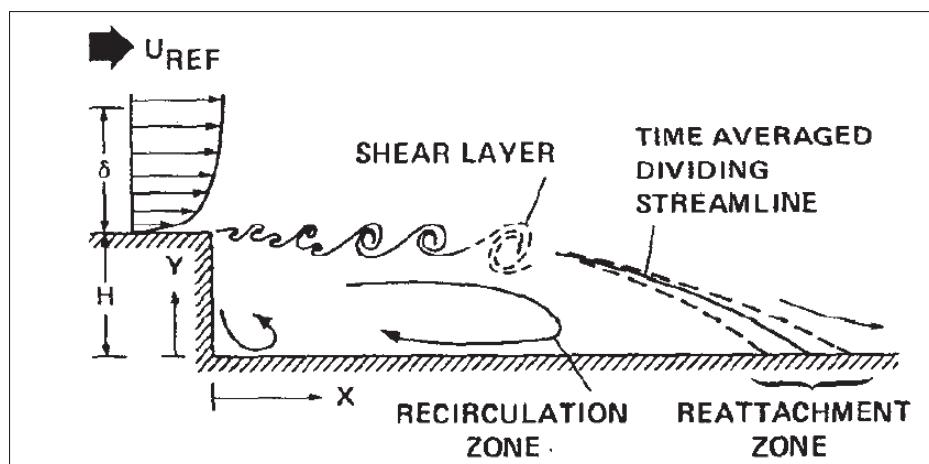


FIGURE 0.2 Exemple type de bulbe de décollement induit par singularité géométrique sur une marche descendante
Tiré de Driver *et al.* (1987)

Les cas de décollement fixe menant à l'observation d'un battement de la couche de cisaillement libre sont nombreux. En particulier, on peut recenser plusieurs cas d'études expérimentaux :

- 1) sur les marches descendantes : Eaton & Johnston (1981), Eaton & Johnston (1982), Farabee & Casarella (1986), Driver *et al.* (1987), Lee & Sung (2002), Spazzini *et al.* (2001), Hudy, Naguib & Humphreys (2007) ;
- 2) le long d'une plaque plane épaisse : Cherry, Hillier & Latour (1984), Kiya & Sasaki (1983), et Kiya & Sasaki (1985) ;
- 3) derrière une barrière avec une plaque plane séparatrice : Ruderich & Fernholz (1986), Hudy, Naguib & Humphreys Jr (2003) ;
- 4) derrière des corps épais tel le corps d'Ahmed : Thacker *et al.* (2013).

Comme illustré sur la Fig. 0.2 pour le cas d'une marche descendante, la séparation est due à une singularité géométrique le long de laquelle les particules fluides ne pourront pas suivre, ce qui assurera forcément un point de décollement fixe.

0.4 Décollement mobile matérialisé par un mouvement de respiration ou *breathing*

La seconde manifestation de l'instationnarité basse-fréquence a lieu dans deux grandes familles de bulbes, là où essentiellement la géométrie n'est pas directement responsable du décollement. Deux types de bulbes peuvent alors être éligibles à voir leur décollement instantané osciller : les bulbes induits par une interaction avec onde de choc, puis ceux induits par une combinaison de gradients de pression adverse puis favorable.

0.4.1 Bulbe de décollement induit par interaction avec un choc

Les écoulements supersoniques sont également le siège de bulbes de décollement. Une étude très complète de Clemens & Narayanaswamy (2014) regroupe les trois types d'interactions couche limite - onde de choc : la rampe de compression, une réflexion de choc sur une paroi rigide ou encore sur une ailette épaisse. Ce type d'écoulement se retrouve dans un large éventail

de configuration, comme sur les profils d'aile transsoniques, les entrées d'air supersoniques, les surfaces de contrôle pour les avions à haute vitesse (avion de combat) ou encore autour des missiles. Le choc produit alors un décollement de la couche limite ce qui génère un écoulement fortement instationnaire pouvant engendrer un mouvement vibratoire d'un avion, ou d'une partie de l'avion comme sur l'empennage, des instabilités à l'entrée d'air moteur, de possibles charges thermiques sévères sur les avions supersoniques ou encore une fatigue sur les structures quand les fluctuations de pression entrent avec elles en résonance.

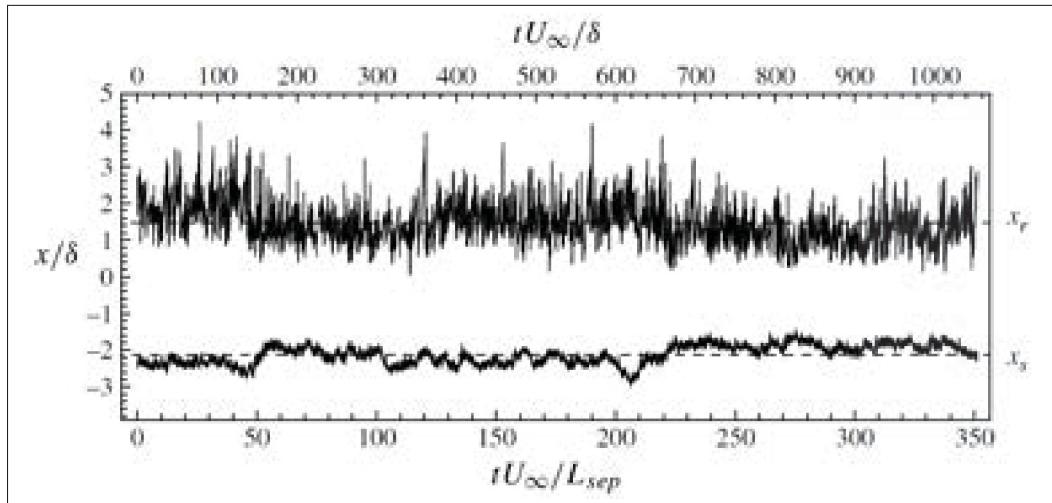


FIGURE 0.3 Traces temporelles du mouvement de respiration sur un cas de rampe supersonique en DNS à $\text{Ma} = 2.9$
Tiré de Priebe *et al.* (2016)

Comme on le verra dans le chapitre 1 de Revue de littérature, un exemple de respiration où les deux points de décollement et de recollement vont osciller de manière significative est l'étude réalisée par Piponnai *et al.* (2009). Sur un cas plus récent, Priebe *et al.* (2016) montrent une trace temporelle du *loci* du point de décollement moyen selon l'axe transverse et identifient clairement l'amplitude des oscillations du point de décollement dans le cas du mouvement de respiration associée à une rampe supersonique. Leurs résultats, présentés en Fig.0.3, indiquent un mouvement cohérent avec l'idée que lorsque le point de décollement bouge en aval, le recollement recule vers l'amont et vice-versa. Ainsi lorsque l'instationnarité au décollement peut

librement se manifester, une oscillation visible des deux points de décollement et recollement est alors obtenue.

0.4.2 Bulbe de décollement induit par interaction avec un gradient de pression

Le second type d'écoulement décollé avec un point de décollement oscillant sont les bulbes où un gradient de pression adverse est suffisamment grand pour faire décoller la couche limite turbulente. Ce gradient défavorable peut soit provenir des effets d'une courbure locale de la surface (ex : le bulbe formé en amont d'une marche montante), ou soit être imposé comme condition limite sur la couche limite en sortie de l'écoulement (une décélération de l'écoulement ou bien une onde de choc oblique). Le cas du grand bulbe caractérisé par Mohammed-Taifour (2017) est un exemple type en expérimental, tandis que la DNS de Na & Moin (1998) à $Re_\theta = 300$ indiquent eux aussi des fluctuations des positions de décollement et recollement instantanés (cf. leur figure 7 et 8).

Ainsi, les deux sections 0.3 et 0.4 ont traité respectivement les cas de manifestations distinctes entre des bulbes ayant un mouvement de battement *versus* ceux ayant un mouvement de respiration. Si tous deux mentionnent une variation importante de la taille du bulbe, la différence se fait sur une dynamique statique ou mobile du point de décollement instantané. Dans le cas de l'étude expérimentale présente, on peut maintenant définir les objectifs principaux et spécifiques qui serviront de fil conducteur au reste de cette étude.

0.5 Objectifs de ce travail de recherche

La soufflerie à couche limite turbulente du laboratoire de ThermoFluide pour le Transport à l'École de technologie supérieure permet d'investiguer la dynamique d'un bulbe de décollement turbulent induit par gradient de pression, pour lequel deux phénomènes instationnaires distincts

ont été observés : un lâcher tourbillonnaire à moyenne fréquence, et un mouvement basse fréquence de contraction-expansion du bulbe analogue à une « respiration ».

Le cadre de ce projet s'inscrit donc dans la continuité du travail doctoral de Mohammed-Taifour (2017) et dans lequel l'objectif principal est d'avancer dans la compréhension du mécanisme de l'instationnarité basse fréquence observée sur un bulbe de décollement turbulent induit par gradient de pression sur une plaque plane, et de pouvoir apporter de nouveaux éléments de réponse à ce problème qui demeure encore mal compris aujourd’hui. Idéalement, on vise à identifier les origines de ces fluctuations de grande échelle spatiale qui se manifestent par une forte variation de la taille du bulbe, ainsi que par le déplacement significatif des points instantanés du décollement et du recollement.

En particulier les objectifs spécifiques de ce projet sont alors de répondre aux points suivants :

- 1) En premier lieu l'influence de la taille du bulbe sur la dynamique instationnaire globale et le mouvement de respiration associé. L'idée est de pouvoir comparer les dynamiques d'un grand bulbe ayant une large zone de recirculation, un second bulbe de taille réduite de retour d'écoulement moyen, et un dernier cas avec seulement un écoulement retour instantané mais ne franchissant pas le seuil du décollement *moyen*. Recenser les paramètres qui définissent les caractéristiques propres d'un bulbe va nous aider à replacer notre écoulement parmi le reste de la littérature expérimentale et numérique des bulbes turbulents induits par gradient de pression sur plaque plane.
- 2) On illustrera les invariants et points communs entre les bulbes obtenus sur la base des distributions de pression et vitesse suivant l'axe longitudinal sur la tranche centrale de la section d'essais. Plus spécifiquement, une analyse de rapport d'échelle pour les phénomènes observés entre les différentes bulles sera aussi menée, en se concentrant sur le rôle qu'y joue possiblement l'activité basse-fréquence. La question est de déterminer dans quelle mesure il est possible de

comparer les trois écoulements distincts par rapport à la signature obtenue dans les fluctuations de vitesse et de pression. Une revue des résultats expérimentaux et numériques obtenus sur d'autres bulbes de décollement turbulents induits par gradient de pression pour des nombres de Reynolds de même ordre de grandeur sera d'ailleurs l'occasion de clarifier le rôle des gradients de pression adverse et favorable qui régissent l'écoulement.

3) Ensuite, une description des effets tri-dimensionnels est également souhaitée afin de permettre une meilleure compréhension physique de l'écoulement et permet une approche plus réaliste des géométries considérées. Il faut donc élaborer les critères nécessaires pour regrouper et classer les différents cas traités dans la littérature. Une fois que le cadre dans lequel nos écoulements se placent aura été défini, un des buts est donc d'investiguer tant l'étendue longitudinale que transversale des phénomènes instationnaires, pour lesquels une quantification semble nécessaire en fonction de la taille du bulbe. Une question tout à fait légitime est en effet de déterminer l'étendue transverse du mouvement de respiration.

4) De plus, on souhaitera interpréter les instationnarités de la dynamique du bulbe par le biais des cycles de régénération de la turbulence de paroi. De ce point de vue, on veut expliquer l'instationnarité de la respiration basse fréquence en terme de mouvement à grande échelle via une analyse des possibles structures qui caractérisent l'écoulement. En pratique il faudrait pouvoir établir un cycle correspondant à la respiration via des moyennes conditionnelles sur des événements caractéristiques entre un état gonflé ou rétréci du bulbe. Pour ce faire on analyse les fluctuations des champs de vitesse pour chaque bulbe en fonction des gammes de fréquences présentes et les caractéristiques communes qui restent à vérifier en dépit de l'influence de la taille du bulbe. En effet, l'enjeu d'analyser une famille d'écoulements de tailles de recirculation si différentes est aussi de pouvoir répondre à une question de définition intrinsèque de la respiration : est-ce que les oscillations à basses fréquences existent encore ou non dans le cas d'un décollement intermittent *seulement*? À priori deux cas peuvent se présenter pour un bulbe

dépourvu d'une zone d'écoulement de retour moyen : on peut envisager soit une extinction de la respiration, soit une manifestation -devant être quantifiée avec l'effet de la taille du bulbe- encore perceptible dans les champs de vitesse ou de pression.

5) Enfin les conséquences du cas d'étude sans recirculation moyenne sont alors essentielles car elles sont susceptibles de mener à une discussion sur une approche possible du mécanisme de la respiration. L'étude des mouvements aux grandes échelles en turbulence de paroi pourront éventuellement être comparées à ceux de la respiration dans le but de mettre en perspective nos résultats obtenus sur les trois bulbes avec d'autres types d'écoulements turbulents. D'une couche limite turbulente *attachée* faisant face à un gradient de pression adverse à la formation d'un bulbe largement décollé, on se doit de déterminer dans quelle mesure la littérature sur la turbulence de paroi peut nous renseigner sur les dynamiques observées à la soufflerie.

0.6 Structure de la thèse

Le premier chapitre résume la littérature des couches limites turbulentes qui viennent à décoller puis recoller pour former un bulbe de décollement. On s'intéressera en particulier aux désaccords liés aux instationnarités associées aux écoulements décollés. Les méthodes expérimentales et l'instrumentation viennent ensuite en second chapitre, suivi par les résultats des bulbes et topologies stationnaires des configurations obtenues en troisième chapitre. Une analyse de la dynamique instationnaire est effectuée au quatrième chapitre, où on étudiera les échelles transverses de chaque instationnarité. Au cinquième chapitre, on se tournera vers une analyse structurelle afin de permettre l'interprétation de la dynamique du bulbe en lien avec les cycles de régénération de la turbulence de paroi : une proposition de mécanisme sera d'ailleurs formulée. Le sixième et dernier chapitre sera une discussion sur ce candidat possible d'un mécanisme structurel susceptible d'être à l'origine du mouvement de respiration.

CHAPITRE 1

REVUE DE LITTÉRATURE

La première partie de la revue de littérature est dédiée à l'écoulement turbulent amont qui vient faire face au phénomène de décollement. Ensuite les structures qui le composent seront présentées, avec un intérêt particulier porté sur la plage d'échelles de ces structures. Enfin les conditions menant à la formation physique d'un bulbe seront abordées avec une discussion sur les instationnarités qui leur sont associées et on s'intéressera surtout aux désaccords autour de l'activité basse-fréquence des écoulements décollés.

1.1 Structures de couche limite turbulente sans gradient de pression

Pour rendre compte du comportement d'une couche limite, il est nécessaire d'introduire d'abord les définitions d'un point de vue statistique des quantités à considérer en turbulence.

1.1.1 Quantités statistiques d'une couche limite

Un écoulement le long d'une plaque se caractérise par ses composantes de vitesse (u, v, w) dans un repère cartésien (x, y, z) où x est l'axe longitudinal, y est la direction verticale et z l'axe transverse, ainsi que le champ de pression p . La présence d'une paroi rigide a un impact direct sur l'écoulement qui s'y attache du fait de la condition de non-glissement (i.e. vitesse nulle) à la paroi. Les conditions d'entrée tel qu'un écoulement laminaire ou turbulent à l'origine, la forme du profil de vitesse, la rugosité de la paroi utilisée ou encore le nombre de Reynolds $Re_x = U_{\text{ref}}x/\nu$, avec U_{ref} la vitesse de référence de l'écoulement entrant et ν la viscosité cinématique du fluide, sont autant de paramètres qui viennent définir quand le fluide passe d'un état laminaire à un état turbulent. Une fois le régime turbulent établi, on définit alors la vitesse de frottement qui représente l'échelle caractéristique de la vitesse turbulente proche paroi $u_\tau = \sqrt{\tau_p/\rho}$, avec τ_p la contrainte moyenne dans la direction principale de l'écoulement et ρ la masse volumique du fluide. C'est alors le profil de vitesse $U^+ = f(y^+)$ qui fait ressortir une quasi-universalité des profils des écoulements turbulents, avec $U^+ = \bar{U}/u_\tau$ et $y^+ = yu_\tau/\nu$.

De là, les zones caractéristiques d'une couche limite peuvent alors se découper en quatre groupes : la Fig. 1.1 vient représenter la sous-couche visqueuse proche paroi, la zone tampon, la zone dite logarithmique et enfin la zone de sillage tel que résumé par Schlichting (1968). Les deux premières (sous-couche visqueuse et zone tampon) sont regroupées dans la région dite interne où les évènements à l'échelle de la hauteur de couche limite δ (définie par $\bar{U}(\delta) = 0.99U_\infty$, avec U_∞ la vitesse de l'écoulement libre) n'ont pas d'influence et la diffusion visqueuse domine. À l'inverse au delà de la zone logarithmique et du sillage, c'est la région dite externe où l'effet de la viscosité est réduit, avec toutefois une zone de recouvrement pour les écoulements à grand nombre de Reynolds ($Re_\tau = u_\tau \delta / \nu \gg 1$).

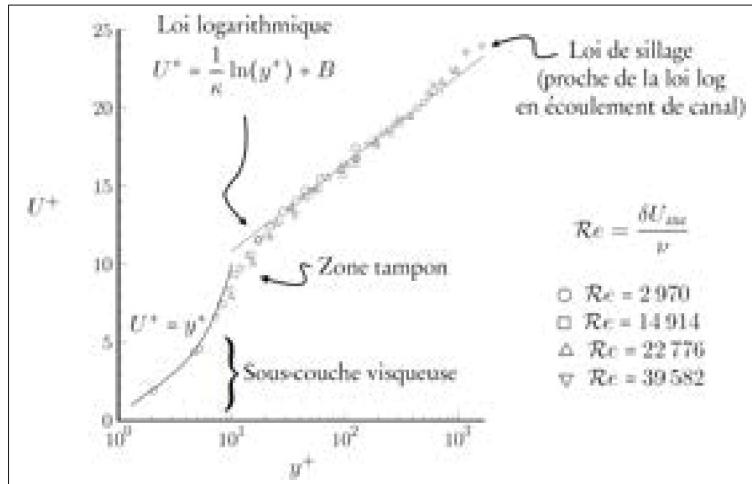


FIGURE 1.1 Profil type de vitesse dans une couche limite turbulente
Tiré de Wei & Willmarth (1989) et adapté par Vétel (2016)

Les profils de vitesses obtenus sont alors superposables selon un profil type, comme décrit en Fig. 1.1 et la loi de paroi obtenue pour la sous-couche visqueuse, la zone tampon et la région logarithmique sont des fonctions universelles en canal, en conduite et de même qu'en couche limite.

En pratique, on retrouve beaucoup dans la littérature les nombres de Reynolds basés sur l'épaisseur de couche limite δ et sur l'épaisseur de quantité de mouvement $\theta = \int_0^\delta \frac{\bar{U}}{U_\infty} (1 - \frac{\bar{U}}{U_\infty}) dy$ pour quantifier la turbulence dans les écoulements.

Il est toutefois nécessaire de préciser ici que cette approche statistique de la turbulence de paroi ne permet pas de rendre compte des structures mises en jeu dans les écoulements de paroi.

1.1.2 Notion de structures cohérentes sur une plage d'échelles différentes

En dépit de la nature irrégulière ou quasi-aléatoire des mouvements fluides observés en turbulence, un effort significatif de la communauté aérodynamique a été d'extraire des organisations ou structures de l'écoulement dont la dynamique semble régir les mouvements à grande échelle des écoulements de paroi.

De nombreux auteurs (parmi lesquels Theodorsen (1952), Smith, Walker, Haidari & Sobrun (1991), Kline, Reynolds, Schraub & Runstadler (1967), Corino & Brodkey (1969), Kim, Kline & Reynolds (1971) et Robinson (1991) qui offre une revue complète) ont identifié quatre classes principales de structures :

- 1) les tourbillons quasi-longitudinaux contra-rotatifs qui génèrent des stries longitudinales (*streak* en anglais), tels des rouleaux d'iso-vitesse longitudinaux, soit accélérés ou décélérés.
- 2) les tourbillons en fer à cheval ou épingle (*hairpin* en anglais).
- 3) les mouvements aux grandes échelles dits LSMs (*Large Scale Motions* en anglais).
- 4) les mouvements aux très grandes échelles ou « super-structures » dits VLSMs (*Very Large Scale Motions* en anglais).

Pour ces définitions présentées ci-dessus, on peut en outre distinguer entre un tourbillon isolé (élément individuel) et une structure cohérente de grande taille qui résulte de l'organisation de plusieurs tourbillons. Une interaction caractéristique entre ces structures est alors observée par le groupe de Kline : le phénomène d'éclatement (*bursting* en anglais) se déroule en trois étapes : d'abord le soulèvement des stries longitudinales qui évoluent graduellement vers l'aval sont en effet susceptibles de s'affiner puis se voit éjecter rapidement en s'éloignant de la paroi. La strie

transporte alors une quantité de fluide à basse vitesse dans les couches de fluides supérieures ce qui crée une inflexion dans le profil de vitesse longitudinale.

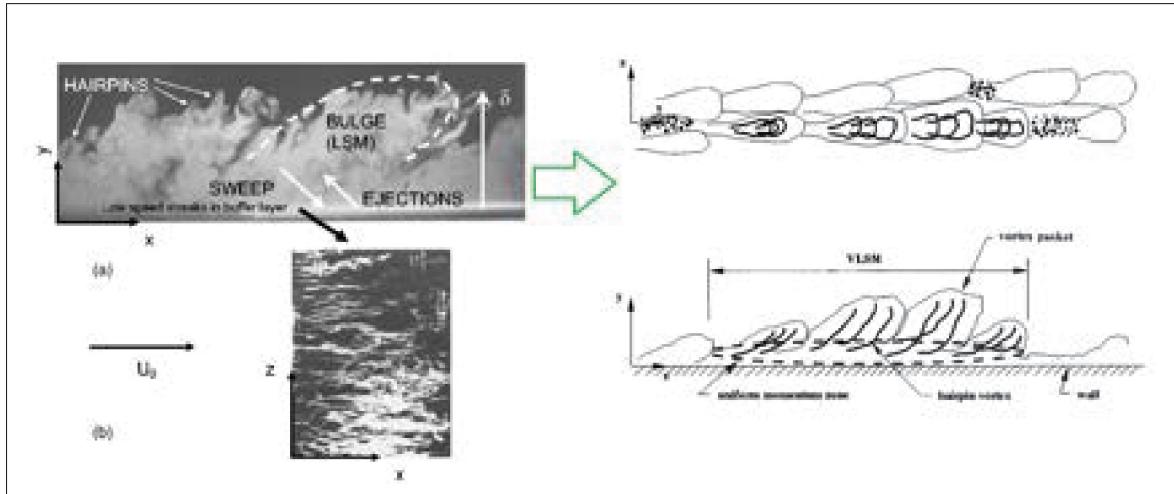


FIGURE 1.2 Formation des VLSM ou super-structures
Tiré de Kim & Adrian (1999) et Adrian (2007)

En second lieu, une oscillation se produit : quand la strie atteint une certaine hauteur, elle se met à osciller dans l'espace et peut s'observer dans les plans $x - z$ et $x - y$. Enfin la cassure (*break-up* en anglais) se produit après un certain nombre d'oscillations (entre 3 et 10) le mouvement devient brutal et la strie semble disparaître. Le prochain cycle survient alors une fois un temps de relaxation passé. Toutefois Smith & Metzler (1983) remarquent que la strie ne disparaît pas complètement après le processus d'éclatement.

Lorsqu'assemblés sous forme de paquets de tourbillons en épingle, Adrian (2007) voit dans la formation des LSMs une juxtaposition de ces structures de tourbillons en épingle qui viennent former ce gonflement (*bulge*) de la couche limite turbulente comme illustré en Fig. 1.2. La conséquence alors est un changement d'échelle spatiale dans le type de mouvement de fluide considéré : Kim & Adrian (1999) formulent une hypothèse que l'alignement des LSMs pourraient mener à la formation de zones de vitesse uniforme ou super-structures de très longue échelle.

1.2 Le décollement de couche limite

1.2.1 Définition du décollement en régime instationnaire

Avant d'étudier la littérature sur les bulbes de décollement, il apparaît nécessaire d'introduire la problématique du décollement de couche limite turbulente. Rappelons en premier lieu la définition donnée par Simpson (1989, 1996) : c'est le processus complet de soulèvement de la couche limite, combiné à un épaissement abrupt de la zone d'écoulement rotationnel et l'augmentation de la composante normale à la paroi de la vitesse.

Simpson (1996) définit plusieurs points importants : comme illustré en Fig. 1.3 le décollement « naissant », noté ID (*Incipient detachment* en anglais), le décollement « transitoire intermittent », noté ITD (*Intermittent transitory detachment* en anglais) et le décollement noté D (*Detachment* en anglais) correspondent aux points où le ratio de l'intermittence γ mesurée à $y = 1$ mm de la paroi, qui est la fraction pour la composante longitudinale de la vitesse de l'écoulement s'écoulant dans le sens amont-aval par unité de temps, vaut respectivement : 99%, 80% et 50%.

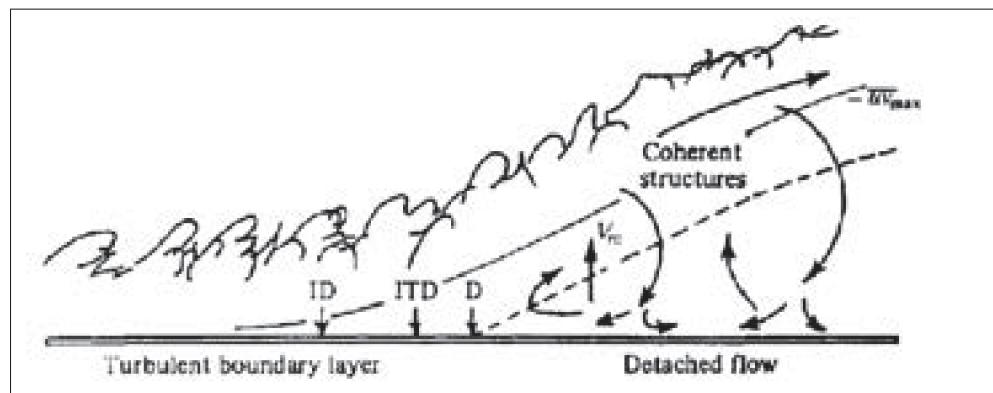


FIGURE 1.3 Modèle 2D du décollement de couche limite
Tiré de Simpson (1996)

La difficulté principale est de caractériser correctement le phénomène de décollement. À l'exception du cas 2D en régime permanent, Simpson rappelle qu'utiliser soit le frottement pariétal s'annulant ou bien détecter une recirculation de l'écoulement afin d'identifier un

décollement se révèle généralement faux. En effet pour le régime instationnaire, le frottement pariétal peut changer de signe avec une recirculation sans provoquer réellement un détachement de la couche limite de la paroi, et réciproquement un détachement de couche limite peut survenir avant même qu'une recirculation ne se produise. Quand une couche limite turbulente fait face à un gradient de pression adverse, l'écoulement proche paroi ralentit d'abord jusqu'à ce qu'un écoulement retour occasionnel apparaisse au point de décollement naissant (point noté ID). Mais en pratique le critère qui est toutefois retenu pour caractériser un décollement moyen (point noté D) pour les écoulements instationnaires reste $\gamma = 50\%$.

Il est important de noter que la définition des moyens de détection employée ici est de type eulérienne, où le critère principal repose sur l'idée d'une valeur nulle du frottement pariétal. Or depuis une dizaine d'années, de nouveaux outils ont été développés pour caractériser le décollement en termes de transport de particules fluides. Une revue détaillé de cette théorie est celle de Haller (2004) qui définit une ossature du décollement 2D comme étant la ligne matérielle la plus attractive. Cette approche dite lagrangienne, i.e. où on assure un suivi de chaque particule au sein de l'écoulement, permet de mettre en lumière le phénomène de détachement de la couche limite de la paroi qui voit ses particules être éjectées loin de la paroi. Aujourd'hui encore la question sur la nature du point de décollement étant possiblement fixe, attaché à la paroi ou bien mobile et susceptible de se déplacer dans l'écoulement reste encore débattue comme étudié dans Miron & Vétel (2015). D'autres questions se posent d'ailleurs sur l'unicité ou la pluralité des lignes matérielles traduisant le décollement turbulent comme dans l'étude récente de Serra *et al.* (2020). L'analyse lagrangienne du décollement sort du cadre de ce projet, même si il est envisageable de la poursuivre pour étudier la dynamique d'un bulbe de décollement turbulent. Pour la suite de l'analyse présente, le décollement sera donc traité d'un point de vue eulérien en utilisant les critères de Simpson.

1.3 De fortes instationnarités dans les écoulements décollés

1.3.1 Un mouvement convectif de lâcher tourbillonnaire

Une majorité d'auteurs [citons par exemple : Simpson (1996), Cherry *et al.* (1984), Eaton & Johnston (1981), Driver *et al.* (1987), Lee & Sung (2002), Spazzini *et al.* (2001), Kiya & Sasaki (1983) Kiya & Sasaki (1985) , Thacker *et al.* (2013), Weiss *et al.* (2015), Mohammed-Taifour & Weiss (2016), Na & Moin (1998a)] s'accordent sur le fait qu'un premier mode dynamique caractéristique des bulbes de décollement provient des instabilités de type Kelvin-Helmholtz qui se produit au sein de la couche de cisaillement libre. Les petites structures tourbillonnaires se formant après le décollement grandissent dans la couche de cisaillement et se retrouvent convectées en aval du bulbe. Cherry *et al.* (1984) et Weiss *et al.* (2015) montrent tous deux à partir des corrélations dans le champ de pression un mouvement convectif vers l'aval pour les deux types de bulbes, induits par gradients de pression et par une singularité géométrique respectivement. Cherry *et al.* (1984) constatent un espacement entre des structures plus ou moins discrètes d'environ 60 à 80% de la longueur du bulbe. De plus ces structures ont une vitesse en moyenne 0.5 (Cherry *et al.*, 1984), à 0.6 (Lee & Sung, 2002) fois la vitesse de référence de l'écoulement U_{ref} .

Dans le cas du décollement par gradient de pression, Weiss *et al.* (2015) observent une vitesse de convection 2 fois plus petite, très proche toutefois des résultats de Patrick (1987) et de la simulation de Na & Moin (1998a). Afin de comparer les 2 types de bulbes, le critère de l'épaisseur de vorticité de la couche de cisaillement $\delta_\omega = U_{max}/[\partial U/\partial y]_{max}$ s'avère être pertinent, où U_{max} est la vitesse maximum à une position longitudinale donnée. Dans la littérature, la fréquence adimensionnalisée, définie par le nombre de Strouhal : $St_{\delta_\omega} = f\delta_\omega/\bar{U} \simeq 0.25$ demeure quasi-constante pour les couches de cisaillement libres, avec $\bar{U} = U_{max}/2$. Weiss *et al.* (2015) constatent que l'épaisseur de vorticité est plus importante dans le cas d'un bulbe induit par gradient de pression que par une singularité géométrique, ce qui justifie une fréquence de lâcher tourbillonnaire plus faible dans leur cas ($St_1 = fL_b/U_{ref} \simeq 0.35$, avec L_b la longueur du bulbe moyen) que celle des décollements dus à une singularité géométrique ($St_2 = fL_b/U_{ref} \simeq 0.7$). Outre la question de l'adimensionnement de la fréquence du phénomène, Weiss *et al.* (2015)

soulignent la bonne comparaison du taux de croissance de leur épaisseur de couche de cisaillement avec le modèle d'une couche de mélange car tous deux voient une augmentation d'épaisseur avant le décollement. Ils justifient l'écart avec la configuration des décollements fixes de par la nature de l'écoulement : en effet pour un décollement fixe la couche de cisaillement ne se forme pas en amont du décollement, mais uniquement en aval à partir de la singularité géométrique. On notera enfin que certains auteurs suggèrent un mécanisme différent : Hudy *et al.* (2007) étudient le bulbe formé derrière une marche axisymétrique (une forme cylindrique voyant son diamètre se rétrécir provoque la marche). Au lieu d'une croissance spatiale des structures tourbillonnaires (i.e. au fur et à mesure que la structure avance), Hudy *et al.* (2007) observent des structures qui grandissent en restant au même endroit, à environ le milieu du bulbe. Une fois arrivée à une taille équivalente à la hauteur de la marche, la structure est alors convectée, et ils suggèrent que le phénomène soit lié à une instabilité absolue de l'écoulement, en ajoutant toutefois que l'effet axisymétrique de leur décollement et une possible influence n'est pas élucidée.

1.3.2 Un battement basse-fréquence de la couche de cisaillement au recollement

En plus du lâcher tourbillonnaire se formant dans la couche de cisaillement, une seconde instationnarité, basse-fréquence, de grande échelle spatiale, a aussi été observée dans la plupart des cas de décollements 2D, induits par géométrie ou par gradient de pression. Eaton & Johnston (1982) ont été les premiers à observer expérimentalement cette instationnarité dans les cas de décollement fixe, cela consiste en un « battement » vertical de la couche de cisaillement qui se distingue le mieux au décollement. Cherry *et al.* (1984) remarquent alors que le temps caractéristique du phénomène représente une distance égale à plusieurs fois la longueur du bulbe et ils notent que cette dynamique est visible davantage au décollement car il est plus facile de distinguer ce mouvement basse-fréquence de battement de la couche de cisaillement des enroulements de petite échelle commençant à se produire dans la couche de cisaillement lors de leurs visualisations par fumée. On notera malgré tout que certains auteurs comme Ruderich & Fernholz (1986) n'ont pas identifié cette dynamique basse-fréquence. Dans le cas d'un bulbe induit par gradient de pression, Weiss *et al.* (2015, 2016) observent un mouvement

de contraction-expansion, telle une respiration du bulbe, plus qu'un battement de la couche de cisaillement. Eaton & Johnston (1982) ont consacré une étude exclusivement sur ce phénomène dont ils rappellent que l'échelle de temps associée est plus grande que celle de l'écoulement libre passant à travers le bulbe. Ils soulignent la difficulté inhérente liée à traiter cette instationnarité basse-fréquence de par les sources d'incertitudes dans les mesures réalisées avec un seul capteur sur un intervalle de temps relativement court. Cette instationnarité basse fréquence n'étant pas nécessairement prise en compte ou bien même formellement identifiée dans les acquisitions, il faut la traiter différemment si on veut développer un modèle de turbulence. Si ce dernier est défini à partir de données biaisées, cela risque d'engendrer selon eux des résultats qui se compareront mal avec l'expérimental. En dépit de plusieurs hypothèses formulées pour définir le (ou les) mécanisme(s) expliquant ce battement de la couche de cisaillement, la compréhension du phénomène basse-fréquence demeure aujourd'hui encore un thème de recherche actif dans la communauté aérodynamique.

Recensons les différents mécanismes qui ont été proposés jusqu'à maintenant. Eaton & Johnston (1982) ont suggéré que le mouvement basse fréquence provient d'un déséquilibre instantané entre l'entraînement de la couche de cisaillement des particules situées dans la zone de recirculation et la réinjection de fluide proche du recollement. Proche de l'hypothèse de Eaton & Johnston (1982), Driver *et al.* (1987) pensent que ce serait le résultat d'un désordre momentané de la couche de cisaillement qui viendrait altérer l'écoulement retour. Ce cas arriverait selon Driver *et al.* (1987) quand un tourbillon plus rapide que ses voisins « s'échappe » au recollement de la couche cisaiillée, ce qui réduirait la taille du bulbe. Aussi Cherry *et al.* (1984) ont associé ce phénomène à l'échelle de temps caractéristique de relaxation entre deux phases de lâcher tourbillonnaire successives. De manière similaire, Kiya & Sasaki (1983) ont d'abord formulé l'idée que cette instationnarité provenait d'une irrégularité du lâcher tourbillonnaire qui se retrouve entravé par un mécanisme encore non-identifié, et que cela résultait en une augmentation de vorticité au sein du bulbe. Cette accumulation était ensuite évacuée par un grand tourbillon, ce qui réduit soudainement la taille du bulbe. Toutefois Kiya & Sasaki (1985) formulent l'idée que les grands tourbillons traversant le recollement sont modulés par le battement basse-fréquence de la couche

de cisaillement : au recollement les grands tourbillons sont au contact de la paroi, donc la distance de leurs centres à la paroi peut être approximée comme quasi-constante ; ainsi plus le tourbillon est grand, plus la fluctuation de pression associée au mouvement de ce tourbillon de grande échelle augmente. La hauteur du pic du spectre de pression associé est une mesure de la force du tourbillon qui passe au recollement et Kiya & Sasaki (1985) observent que les tourbillons passés durant le rétrécissement du bulbe sont plus puissants que ceux passés durant le moment où le bulbe est dilaté. Ils observent la concordance de leurs résultats avec le mécanisme 2D de Eaton & Johnston (1982) sur le déséquilibre entraînement versus réinjection cité plus haut. En revanche un point de désaccord entre les deux subsiste : la périodicité du phénomène défendu par Kiya & Sasaki (1985), puis en 2001 par Lee et Sung (2002), n'est pas retenue par Eaton et al. qui considèrent plutôt un événement « inhabituel ». Thacker *et al.* (2013) retrouvent à l'instar de Kiya & Sasaki (1985) l'influence du battement de la couche de cisaillement sur la distribution de pression pariétale : quand la couche de cisaillement bouge vers l'aval traduisant un rétrécissement du bulbe (respectivement vers l'amont traduisant un élargissement du bulbe), la vitesse longitudinale augmente (respectivement diminue) près du point de décollement, ce qui fait augmenter (respectivement diminuer) la courbure locale de la couche de cisaillement et mène à une baisse (respectivement une hausse) de la pression statique au même endroit. Un autre mécanisme formulé par Spazzini *et al.* (2001) suggère que le battement dans le cas d'une marche descendante provient d'un comportement cyclique quasi-périodique d'un bulbe de recirculation secondaire (tournant dans le sens opposé au bulbe primaire) qui se développe dans le coin de la marche. La fréquence du bulbe secondaire qui croîtrait jusqu'à arriver à la hauteur de marche puis se décompose est équivalente à celle du battement. Néanmoins Hudy *et al.* (2003) suggèrent une autre hypothèse, à savoir que le battement de leur bulbe serait lié à une instabilité dans le milieu de la zone de recirculation qui convecte en amont et en aval des perturbations à une fréquence équivalente à celle du battement. Ils précisent que le mécanisme de Kiya & Sasaki (1983) pourrait s'associer à leur modèle d'instabilité absolue mais tempèrent l'argument que le lâcher tourbillonnaire est responsable des oscillations basse fréquence de la taille du bulbe, du fait que les pics d'énergie des fluctuations de pression indiquent un mouvement tourbillonnaire de convection vers l'aval qui se produit à une fréquence un ordre de grandeur plus élevé que le

battement. Une analyse des quatre premiers modes POD effectuée par Ma & Schröder (2017) semble capturer le battement de la zone de recirculation derrière une marche descendante, et en particulier le mouvement instationnaire du point de recollement semble bien corrélér avec le mouvement du battement ainsi qu'avec la quantité d'écoulement retour mesurée. Sur une marche montante installée en biais, Eppink (2020) observe l'instabilité de Kelvin–Helmholtz associée au mouvement tourbillonnaire ainsi que le battement basse-fréquence de la couche de cisaillement déformée latéralement. Dans cette géométrie de biais, les fluctuations de vitesse observées sont celles d'une contraction-expansion dans l'axe transverse qui pourrait traduire un mouvement de battement ou de respiration de la couche de cisaillement 3D selon Eppink, même si encore une fois le mécanisme exact semble nous échapper.

Enfin l'analyse des fluctuations de pression a aussi permis d'identifier une activité basse fréquence où on pourra citer Hoarau *et al.* (2006) qui ont réalisé une étude sur une marche montante en forme de rampe. Dans leur cas, le décollement a lieu sur le coin et est considéré fixe. Une décomposition modale des signaux de pression pariétale fait ressortir un premier mode SPOD contenant les pics d'activité des deux instationnarités du battement et du lâcher tourbillonnaire.

1.3.3 Caractère physique du phénomène observable en simulation numérique et danger de l'artefact expérimental

Une controverse supplémentaire qui s'ajoute à la charge de l'expérimentateur est de démontrer que cette fluctuation basse fréquence est réelle, i.e. qu'elle est le produit d'un mécanisme inhérent du mouvement des particules fluides, et non pas due à des perturbations du montage expérimental venant artificiellement causer la fluctuation, comme par exemple le débit d'air généré par les pales du moteur actionnant la soufflerie. La question est directement adressée dans l'étude de Patrick (1987) où il observe une instationnarité importante dans le battement de la ligne de courant séparatrice et une oscillation de la ligne de décollement.

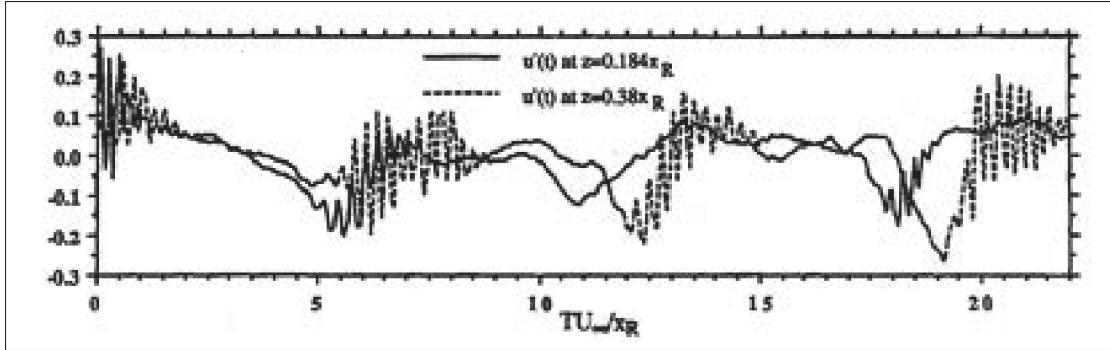


FIGURE 1.4 Traces temporelles des fluctuations de vitesse longitudinale basse-fréquence au centre de la couche de cisaillement en deux positions transverses
Tiré de Tafti & Vanka (1991)

Toutefois on peut argumenter que les études expérimentales ne sont pas les seules à avoir observé cette instationnarité basse-fréquence. Tel qu'illustrés à la Fig. 1.4, Tafti & Vanka (1991) sont les premiers à formellement identifier dans leur simulation numérique trois cycles de battement d'un bulbe formé le long d'une plaque épaisse, tandis que d'autres auteurs plus récents comme Abe (2017) et Coleman *et al.* (2018) n'ont pas observé de mouvement basse fréquence de gonflement spécifique du bulbe de décollement. Le désaccord au sein de la littérature numérique est une difficulté supplémentaire à prendre en compte pour cette instationnarité.

Néanmoins par la suite plusieurs études récentes ont aussi permis de valider numériquement l'existence de ce mouvement à basse-fréquence dans les écoulements décollés. En effet, Tenaud *et al.* (2016) dans une étude numérique sur un bulbe formé le long d'une plaque plane ont identifié un battement basse-fréquence ainsi que le lâcher tourbillonnaire et suggèrent une « origine commune » aux deux phénomènes, mais pour laquelle il leur manque un mécanisme clair.

Enfin, une analyse duale expérimentale et numérique sur une marche descendante de Statnikov *et al.* (2016) a permis de faire ressortir le battement de leur couche de cisaillement libre, et leur simulation a fait ressortir le rôle des deux premiers modes POD dans la cinématique du battement où Statnikov *et al.* (2016) définissent un phénomène 3D de « pompage » de

fluide dans l'axe longitudinal. Le groupe de Kähler a dernièrement étudié le mécanisme du décollement et plus spécifiquement le rôle des stries longitudinales dans leur plus récente étude (Eich & Kähler, 2020). Sur une idée similaire, l'hypothèse que le mouvement basse-fréquence soit lié à l'arrivée de structures longitudinales de grande échelle avait été formulée par Pearson, Goulart & Ganapathisubramani (2013). On peut également mentionner les travaux de Fang & Tachie (2019, 2020) qui ont comparé leur résultats expérimentaux du double-bulbe formé sur le haut et derrière une marche montante aux mouvements caractéristiques au sein des couches limites. Fang & Tachie font l'observation que le battement de leur bulbe est lié à des événements de passage de grandes structures d'éjection ($u' < 0$ et $v' > 0$) ou de balayage ($u' > 0$ et $v' < 0$). Une origine possible de la basse fréquence se trouverait selon eux induite par l'arrivée de régions de fluctuations de vitesse longitudinale alternativement positives et négatives.

1.3.4 Une respiration basse-fréquence des bulbes compressible et incompressible

Notons pour terminer qu'une analogie avec les écoulements supersoniques est possible. En effet le domaine de recherche d'interaction couche limite-onde de choc a amené à des conclusions -certes disparates- sur les mécanismes possibles des bulbes formés derrière ou devant un choc. Clemens & Narayanaswamy (2014) font le bilan des différents mécanismes provenant soit de l'amont (fluctuations de la couche limite arrivant sur le choc) soit un mécanisme aval du fait des instabilités de grande échelle intrinsèques à la zone séparée. Une tendance que notent Clemens & Narayanaswamy (2014) serait que le mécanisme aval dominera dans le cas des écoulements fortement décollés et une combinaison des deux surviendrait dans le cas d'écoulements plus faiblement décollés.

Une illustration du phénomène de respiration d'un bulbe de décollement est observable en Fig. 1.5 où le bulbe de Mohammed-Taifour & Weiss (2016) incompressible décrit qualitativement le même mouvement de contraction et expansion de la zone globale de recirculation que celui induit par une interaction de couche limite avec un choc décrit par Piponnau *et al.* (2009). Ainsi la possibilité d'une manifestation des points de décollement et de recollement est vérifiée en régime subsonique et supersonique.

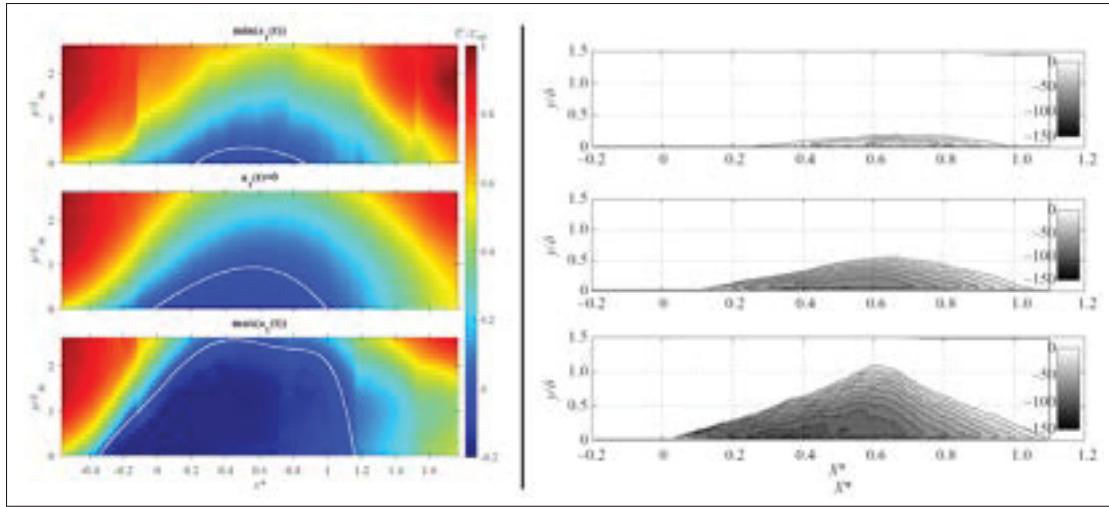


FIGURE 1.5 Illustration du mouvement de respiration sur un bulbe induit par gradient de pression et par interaction avec onde de choc

Tiré de Mohammed-Taifour & Weiss (2016) à gauche et Piponnaiu *et al.* (2009) à droite

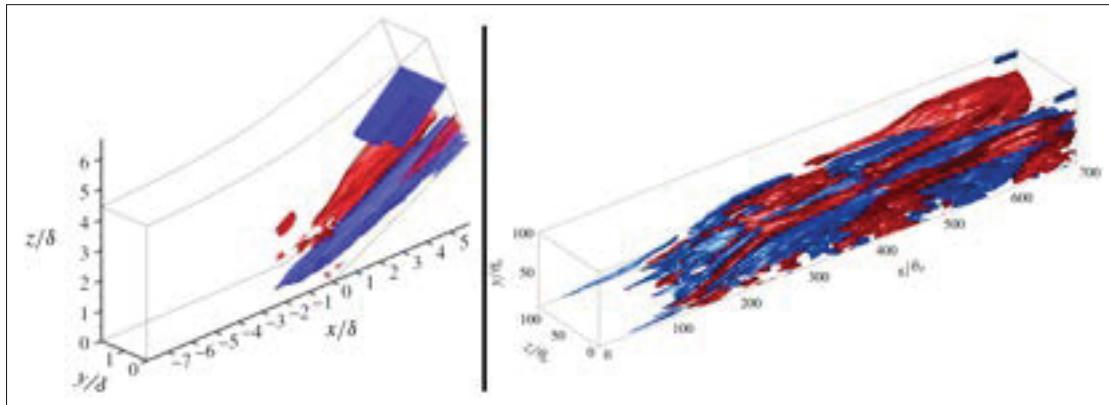


FIGURE 1.6 Stries longitudinales associées à une instabilité de Görtler
Tiré de Priebe *et al.* (2016) à gauche sur une DNS d'une rampe à $Ma = 2.9$ et de
Wu *et al.* (2020) à droite sur une DNS d'un bulbe incompressible induit par
gradient de pression

Des points communs supplémentaires apparaissent alors dans la littérature entre bulbe incompressible et compressible sur le mouvement de respiration. Dans le cadre de deux études numériques récentes, un bulbe compressible formé par une interaction onde de choc-couche limite sur une rampe avec un nombre de Mach de 2.9 présente un mode dynamique (DMD)

basse-fréquence très proche de celui observé pour un bulbe incompressible ($Re_\theta = 490$) analysé par Wu *et al.* (2020). Pour ces deux derniers cas, la formation des tourbillons longitudinaux provenant d'une instabilité de Görtler naissant dans la région voisine de l'APG serait à l'origine de l'instationnarité basse-fréquence, comme montré en Fig.1.6. Cependant, un point important est à souligner pour le pendant incompressible : si Wu *et al.* (2020) identifient en effet un type de structure analogue pour leur mode basse-fréquence, leur point de décollement est en revanche quasi-stationnaire, c'est-à-dire qu'il ne montre pas de fluctuations de large échelle. Ce point semble alors en contradiction avec la classification proposée ici : selon les critères de la manifestation de la basse-fréquence, Wu *et al.* (2020) obtiendraient un mouvement de battement, et non de respiration de leur bulbe induit par gradient de pression. Ce point sera d'ailleurs largement revisité dans les chapitres 5 et 6. Enfin sur une étude de contrôle actif de l'écoulement à l'aide de jets pulsés, Mohammed-Taifour & Weiss (2021) ont montré que contrairement à Eaton & Johnston (1982) ou Kiya & Sasaki (1985), le mouvement de respiration semble avoir une origine amont, et le bulbe de décollement agit comme un filtre passe-bas qui transforme une large bande de fluctuations en une oscillation basse-fréquence et de grande amplitude qui s'abat sur les points de décollement et de recollement. Ce caractère convectif de l'instationnarité basse-fréquence semble importante, et sera revisité à l'aune des résultats des chapitres 5 et 6.

CHAPITRE 2

MÉTHODOLOGIE EXPÉRIMENTALE

Dans ce chapitre, la première section est dédiée à l'architecture générale des installations ainsi que les instruments utilisés. Puis les traitements des données seront détaillés et le rôle de l'analyse modale des champs de vitesse seront décrits en seconde moitié de la méthodologie expérimentale.

2.1 La soufflerie à couche limite turbulente du laboratoire TFT Aérodynamique

2.1.1 Présentation de l'architecture générale

Les essais se sont déroulés dans la soufflerie à couche limite du laboratoire TFT. Comme illustré en Fig. 2.1, elle fonctionne en circuit ouvert et se compose de deux ventilateurs centrifuges qui envoient un débit d'air maximum de $4 \text{ m}^3/\text{s}$ dans une chambre de tranquillisation, munie de plusieurs nids d'abeilles pour briser les structures de turbulence où la vitesse est quasiment nulle, avant d'accélérer dans un convergent. Ce dernier est de géométrie 2D et présente une forme de paroi symétrique avec un rapport de section $A_c = 9$ et de longueur 1.65 m.



FIGURE 2.1 Soufflerie à couche limite du laboratoire TFT

On notera la largeur constante de 0.60 m de l'ensemble du circuit aérodynamique, depuis le diffuseur, chambre de tranquillisation puis convergent et les 3.0 m de section d'essais. On retrouve d'ailleurs une description détaillée de la conception de la soufflerie dans Pioton (2012) ainsi que dans Mohammed-Taifour *et al.* (2015).

La section d'essai s'étend alors sur une longueur de 3 m qui est connectée directement à la sortie du convergent, qui définit la position $x = 0$ m. La hauteur de la section est de 0.15 m à l'origine et la paroi du bas est inclinée de 0.7% pour assurer le gradient nul sur la partie de développement, ce qui mène à une hauteur de 0.16 m à $x = 1.5$ m. Cette paroi du bas est ensuite modifiée en forme de berceau, en permettant de la sorte une combinaison géométrique « divergent-convergent » en seconde moitié de la section d'essai. Cette configuration est inspirée de Patrick (1987) qui a effectué une campagne de mesures sur un bulbe de décollement turbulent induit par un gradient de pression adverse puis favorable pour un écoulement similaire ($Re_\theta \simeq 11\,000$).

Dans cette configuration, un piège à couche limite sur la paroi inférieure a pour rôle d'évacuer à l'extérieur de la section d'essai la couche limite du plan inférieur. Cela a pour effet d'assurer que le bulbe de décollement ne se forme que sur la paroi du haut comme observé en Fig. 2.2 par Patrick (1987). Cette visualisation par fumée montre que la partie inférieure ne produit pas de zone de recirculation (cf. image à gauche de la Fig. 2.2), tandis que la paroi supérieure exhibe une large zone d'écoulement retour qui se matérialise avec l'avènement des brins de laine attachés à la paroi supérieure pointant vers l'amont (i.e. vers la gauche) sur les deux images de Fig. 2.2 entre les régions indiquées du décollement et du recollement. Ce type de piège a d'ailleurs été repris dans ce projet pour assurer la même cinématique.

La paroi supérieure des 3 m de section d'essai est comprise de 6 plaques amovibles faites en polycarbonate transparent de 12.7 mm d'épaisseur et de 0.50 m de long chacune et qui se vissent, juxtaposées côté à côté, directement sur les deux parois latérales verticales de la section d'essai tout en assurant l'étanchéité. Un soin particulier est accordé au fait de ne pas créer de marche entre les plaques par le biais de languettes métalliques disposées le long de la frontière entre deux plaques voisines. On rappelle de plus que l'axe z est celui de la dimension transverse

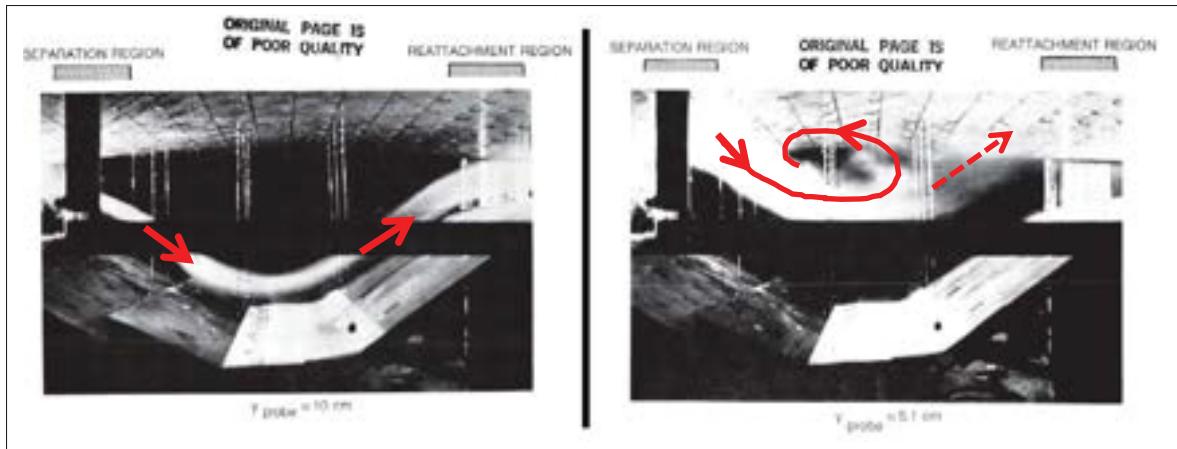


FIGURE 2.2 Illustration du rôle du piège par visualisation fumée de la géométrie avec les flèches rouges traduisant les lignes de courant qui passent en dessous de la zone de recirculation à gauche et celles venant matérialiser la région de recirculation à droite
Adapté de Patrick (1987)

de la section d'essais, les parois latérales sont situées à $z = \pm 0.30$ m et on introduit ici l'axe $z^* = z/L_w$ normalisé avec la demi-largeur $L_w = 0.30$ m. La ligne centrale ($z = 0$ m, i.e. $z^* = 0$) et deux lignes intermédiaires ($z = \pm 0.15$ m, i.e. $z^* = \pm 1/2$) possèdent 30 prises de pression chacune, dont le diamètre interne est de 0.8 mm. Des prises additionnelles dans l'axe transverse ont d'ailleurs été faites pour effectuer des mesures à certaines positions longitudinales d'intérêt qui seront discutées en détails dans les chapitres des résultats. De plus, une plaque en aluminium a été usinée avec 29 bouchons amovibles pour permettre les mesures sur les lignes $z^* = 0$, $z^* = \pm 1/3$ et $z^* = \pm 2/3$ avec le capteur de direction de l'écoulement (MEMS) décrit ci-dessous.

2.1.2 Formation de trois bulbes distincts par des aménagements de la section d'essais

Le choix d'aménagement de la section d'essais a été d'ajouter des blocs dans la partie aval du berceau qui vient tapisser la paroi inférieure. Comme décrit en Fig. 2.3, le but est de laisser le gradient de pression adverse identique et de créer deux nouvelles zones où le gradient favorable se déclenche plus en amont. La géométrie du bulbe moyen est présentée sur la Fig. 2.3 à gauche où un bloc mince est inséré et une bande adhésive est mise sur les bords avant et arrière du bloc, ainsi que les côtés. En effet on s'est également assuré que les parois latérales n'étaient pas le siège

de fuite d'air importante. Le bloc pour la géométrie du petit bulbe est ensuite montré à droite de la figure, où une épaisseur plus importante du bloc inséré traduit bien l'arrivée du gradient de pression favorable.



FIGURE 2.3 Insertion des blocs dans la section d'essais à gauche celui pour créer le bulbe moyen et à droite celui pour créer le petit bulbe avec les flèches jaunes qui matérialisent la réduction de la taille du berceau

Des flèches jaunes indiquent le nouveau seuil de la paroi du bas qui s'avance davantage en amont plus la taille du bulbe diminue et on délimite ces nouvelles régions par des traits pointillés jaunes en Fig. 2.3. De même que pour la configuration du grand bulbe, il a été vérifié pour chaque géométrie des bulbes moyen et petit qu'aucune zone de recirculation ne s'est établie sur la paroi du bas. La vérification était faite de deux manières : d'abord à l'aide de brins de laine attachés à la paroi inférieure où on s'assurait qu'ils restaient plaqués. Puis lors des visualisations de l'écoulement par film d'huile, la paroi du bas était également recouverte pour pouvoir confirmer l'absence de recirculation (Mohammed-Taifour, 2017).

2.1.3 Moyens expérimentaux de mesures

Les principaux moyens de mesures sont présentés dans cette section. Les capteurs de pression moyenne et instationnaire sont introduits en premier, suivi du capteur de la fraction d'écoulement amont-aval, et enfin du système de mesure de vélocimétrie par image de particules pour acquérir les champs de vitesse.

2.1.3.1 Capteurs de pression moyenne et instationnaire

Un système de deux capteurs à 16 voies de type Scanivalve DSA3217 (gamme de mesure de 2.5 kPa avec une précision de l'ordre de 0.01%) permet d'enregistrer la distribution de pression statique sur les 3 m de la section d'essais.

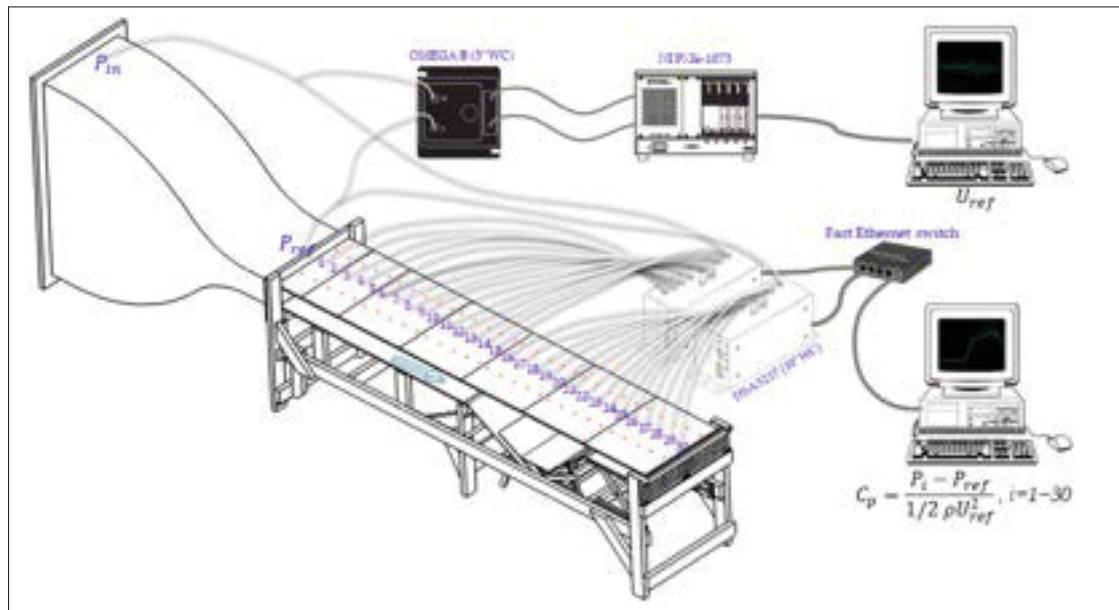


FIGURE 2.4 Montage pour la mesure de pression statique avec scanivalves
Tiré de Mohammed-Taifour & Weiss (2014)

En outre, les fluctuations de pression sur la paroi supérieure de la section d'essais sont mesurées à l'aide de capteurs piézorésistifs de type *Meggitt 8507C* – 1 d'une étendue de 6.9 kPa ayant un diamètre de 2.34 mm et d'une fréquence de résonance de 55 kHz. Alimentés par des batteries de 10 V, les capteurs piezorésistifs sont étalonnés à l'aide d'un manomètre liquide, et l'ordre de grandeur des sensibilités enregistrées à la soufflerie est environ 30 mV/kPa.

L'acquisition des données de pression fluctuante se fait par défaut à une fréquence d'échantillonnage $f_s = 2$ kHz pendant une durée de 300 secondes, et le capteur est monté soit arasant à la paroi avec les bouchons amovibles de la plaque aluminium, ou comme il a été fait le plus communément dans ce projet, la mesure est en fait déportée en utilisant un tube en plastique

vinyle qui vient connecter le capteur sur les multiples prises de pression disposées sur les plaques de polycarbonate tel que monté sur la section en Fig. 2.5. Pour valider cette méthodologie, Trünkle (2014) a étudié le pic fréquentiel associé à la résonance du volume d'air compris dans le tube lors des mesures types qu'on souhaite voir repoussé le plus loin possible au dessus de la fréquence de Nyquist $f_N = f_s/2 = 1$ kHz. Une fréquence de 2.3 kHz a été relevée pour la longueur minimale possible du tube totalisant 27 mm (épaisseur de plaque incluse) et le filtre anti-repliement de la carte d'acquisition parvient alors à complètement couper l'effet de résonance, ce qui valide le bon fonctionnement du montage pris en photographie en Fig. 2.5.

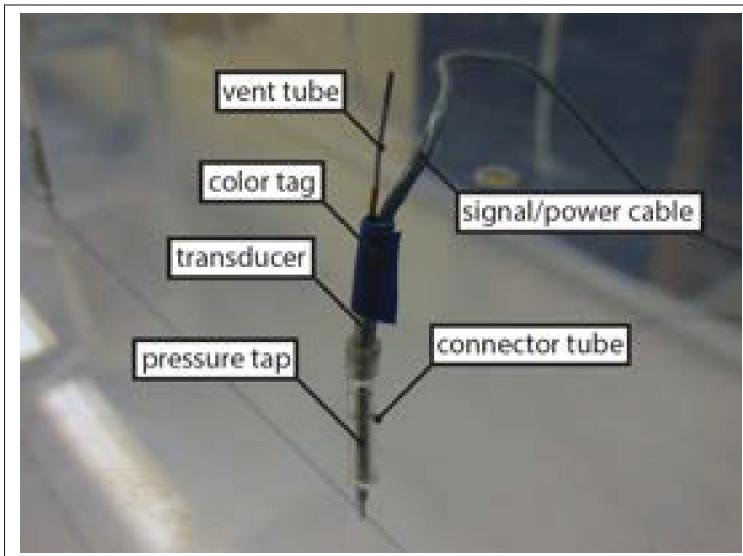


FIGURE 2.5 Photographie d'un capteur piezorésistif monté sur une prise de pression
Tiré de Trünkle (2014)

Comme résumé dans Mohammed-Taifour (2017), des valeurs de 0.5% et 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.

2.1.3.2 Vélocimétrie par images de particules PIV 2D-2C

La méthode de vélocimétrie par images de particules (*Particle Image Velocimetry* notée PIV 2D-2C) permet d'effectuer les mesures des composantes du champ de vitesse dans les plans parallèles au plan central de la section d'essai ainsi que dans les plans parallèles à la paroi supérieure où se développe la zone de recirculation. Le type de PIV utilisé dans le cadre de ce projet permet l'acquisition des champs de vitesse dans un plan (2D) avec les deux composantes associées (2C). On peut remarquer que d'autres types de mesures PIV plus complexes permettent d'acquérir les 3 composantes de vitesse dans un plan (cas de la stéréo-PIV 2D-3C) ou bien encore les 3 composantes de vitesse dans un volume (cas de la tomographie PIV 3D-3C). À l'inverse des mesures en pression, la technique PIV donne accès à une cartographie du déplacement instantané d'une région entière du fluide durant un intervalle de temps considéré, ce qui peut être facilement transformé en champs de vitesse consécutifs.

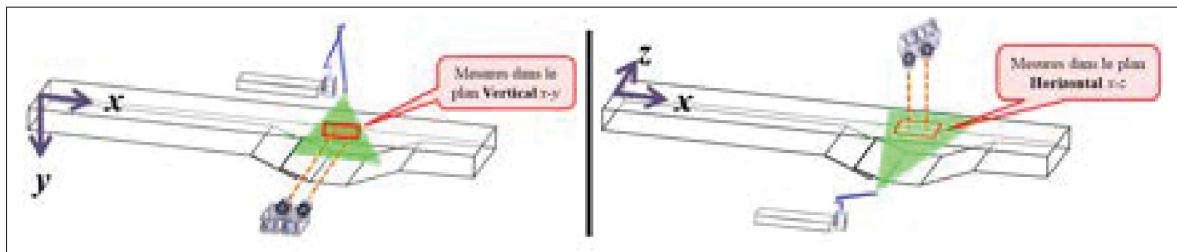


FIGURE 2.6 Schéma du montage PIV au laboratoire TFT pour les mesures dans le plan vertical $x - y$ à gauche et horizontal $x - z$ à droite

Les travaux d'Adrian (1991) puis repris dans le livre d'Adrian *et al.* (2011) font référence en matière de mesures PIV et renseignent sur les paramètres importants à respecter pour assurer un bon ensemencement, valider le mode d'éclairage ainsi que l'enregistrement des données. De manière générale, on notera dans un premier temps que les particules doivent rester distinctes sur l'image, car sinon l'algorithme PIV n'est plus applicable en cas de chevauchement et une autre méthode dite LSV (de l'anglais *Laser Speckle Velocimetry*) est à considérer. Le cas opposé où la concentration de particules devient trop faible met également la méthodologie PIV en difficulté car on ne garantit plus dans ce cas le fait d'avoir une particule identifiable dans

l'aire de calcul considérée. Le type de mesures à considérer est le PTV (de l'anglais *Particle Tracking Velocimetry*). La technique PIV est donc entre le LSV et le PTV, où une source de particules de basse densité ainsi qu'une image de particules de haute densité sont tous deux nécessaires. Outre la question de la densité, la taille, la constante de temps, l'indice de réfraction, l'énergie d'éclairage ou bien encore les paramètres optiques (le coefficient d'agrandissement M , l'ouverture de l'objectif $f\#$) sont autant de paramètres importants dans les mesures PIV. De plus, la question de la vitesse de sédimentation, à savoir l'écart de vitesse entre les particules ensemencées et le fluide est de fait négligeable, car étant de l'ordre de 38 $\mu\text{m/s}$ pour une particule de diamètre de 1 μm selon Mohammed-Taifour (2017). Cela permet de valider la dynamique du champ de vitesse enregistré, à savoir que les particules épousent les mêmes trajectoires que le fluide.

Pour le cas du PIV 2D-2C utilisé dans la présente étude, le principe de mesure se base donc sur l'ensemencement de particules, dites de DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat), de quelques μm de diamètre qui sont observées dans une surface de contrôle éclairée par une nappe laser d'environ 1 – 2 mm d'épaisseur. À cet effet, le laboratoire TFT possède un laser Litron *LDY304Nd : YLF* à haute cadence et déclenché, c'est-à-dire dont la cavité optique ne permet à l'effet laser de se produire que pendant un instant très bref Δt , permettant ainsi l'émission de deux impulsions courtes de 30 mJ dont la longueur d'onde est $\lambda = 527 \text{ nm}$ à une fréquence de 1 kHz. Les images sont enregistrées simultanément par deux caméras CMOS de marque Phantom v9.1 montées côte à côte, dotées de 12 Gb de mémoire chacune, et où un capteur photosensible codé sur 12 bits comporte des pixels de 11.5 μm de longueur. Les caméras regardent alors soit le plan $x - y$ pour les mesures verticales, soit le plan $x - z$ pour les mesures horizontales, comme schématisé sur la Fig. 2.6. Les deux caméras se tenant à environ 0.40 m du plan de mesure, le champ de vue obtenu est alors pour les deux cas d'environ 0.21 m dans l'axe longitudinal, et 0.075 m dans l'axe vertical ou transverse.

Les bulbes petit et moyen ont nécessité de déplacer la paire de caméras respectivement trois et quatre fois dans l'axe longitudinal. Le grand bulbe étudié par Mohammed-Taifour (2017) avait quant à lui fait l'objet de mesures à six stations successives, où cinq séquences PIV de

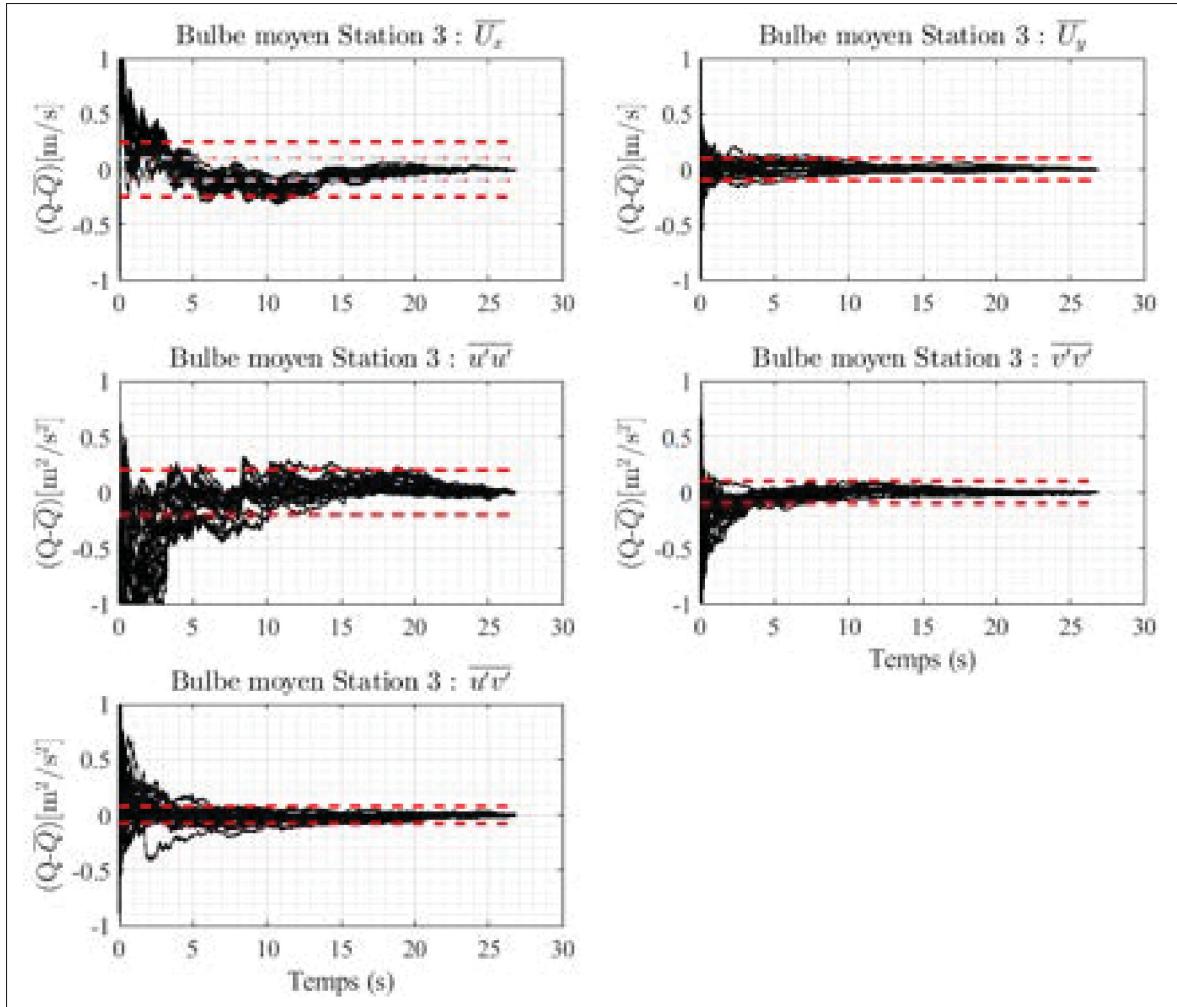


FIGURE 2.7 Convergence des quantités statistiques avec 3 séquences PIV échantillonnées à 400 Hz du bulbe moyen à la station 3/4

3580 images chacune, avaient été effectuées à une fréquence d'échantillonnage de 900 Hz. Cela totalisait alors 17900 images pour environ 20 secondes de signal. En revanche, les images des bulbes petit et moyen ont été acquises sur seulement 3 séquences PIV, toujours de 3580 images chacune, mais avec une fréquence d'échantillonnage de 400 Hz cette fois-ci pour optimiser la gestion du volume des données à traiter. Les 10740 images nouvellement acquises ont permis d'enregistrer un signal de 27 secondes.

La Fig. 2.7 illustre une estimation de la convergence obtenue pour l'échantillonnage à 400 Hz sur un nombre de points répartis sur le champ de vue PIV sur les 30% finaux du signal. On

ajoutera que cela donne en fait des résultats sur l'estimation des intervalles de convergence quasi-identiques aux séquences PIV avec l'échantillonnage à 900 Hz (figure non-montrée). On peut alors estimer que les incertitudes aléatoires de la vitesse longitudinale sont de $\pm 0.3\text{m/s}$, celles de la vitesse verticale sont de $\pm 0.2\text{m/s}$, ainsi que celles des contraintes normalisées, $\pm 0.2\text{m}^2/\text{s}^2$ pour $\overline{u'u'}$ et $\pm 0.1\text{m}^2/\text{s}^2$ pour $\overline{v'v'}$ et $\overline{u'v'}$. Ces valeurs, lorsque normalisées par la vitesse de référence $U_{\text{ref}} = 25\text{m/s}$, se retrouvent en fait très proches de l'étude récente de Ma *et al.* (2020) traitant d'un décollement sur un profil NACA avec angle d'incidence pour une vitesse d'écoulement comparable $U_{\text{ref}} = 12\text{m/s}$. Effectivement les contraintes de Reynolds $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ pour Ma *et al.* (2020) ont respectivement des erreurs normalisées estimées de 2.8, 0.6 et 1.1×10^{-4} , contre respectivement 3.2, 1.6 et 1.6×10^{-4} pour l'étude présente.

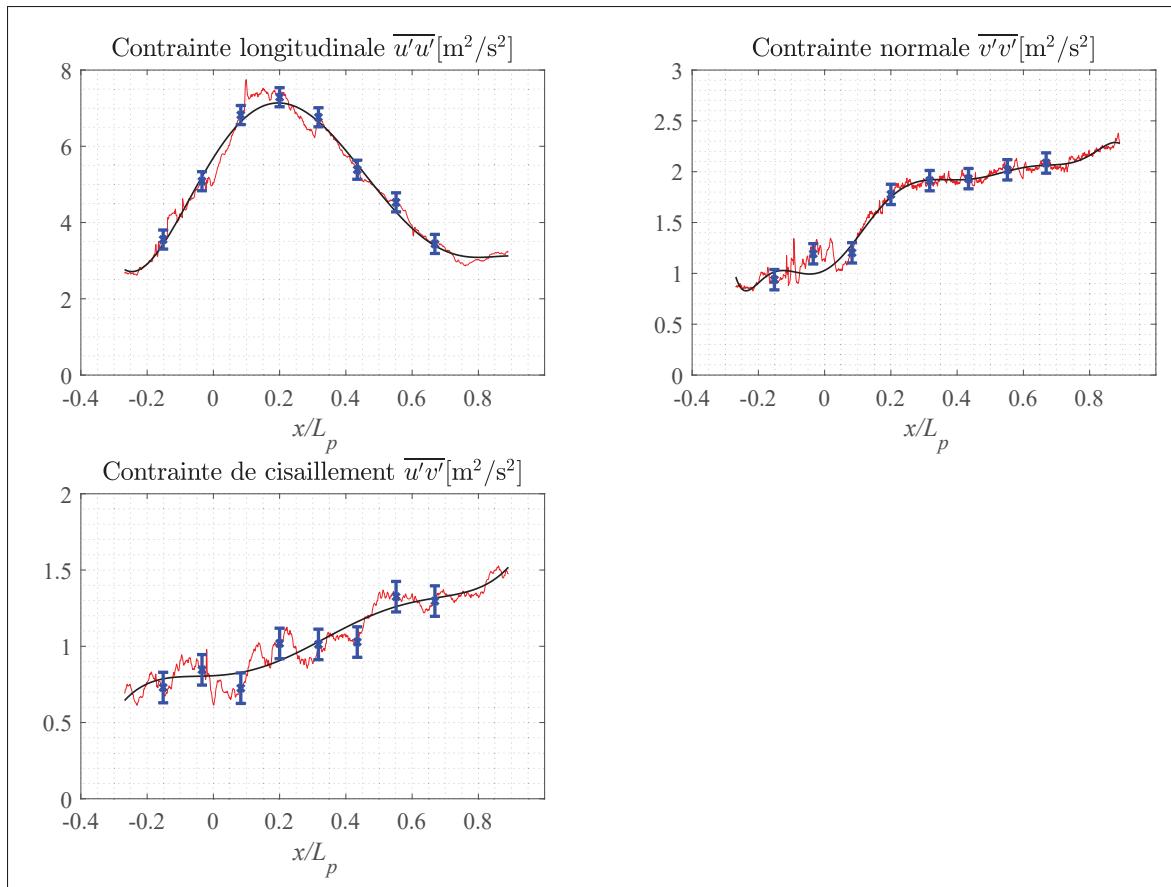


FIGURE 2.8 Maximum des contraintes normalisées de Reynolds pour les 4 stations PIV combinées du bulbe moyen avec en rouge les données brutes et en noir les lissées avec les barres d'erreurs en bleu qui sont celles discutées en Fig. 2.7

Afin de vérifier la validité de ces estimations d'erreur, on examine les distributions des contraintes maximales de nos bulbes. Reprenant l'exemple du bulbe moyen, on compare alors en rouge la courbe des contraintes brutes et en noir les lissages associés en Fig. 2.8. Les barres d'erreur utilisées sont celles définies ci-dessus, et l'observation que la courbe lissée tombe dans l'intervalle d'erreur est un argument convaincant que la méthode de mesure employée est effectivement valide.

La vitesse des particules s'obtient en divisant le déplacement \vec{X} entre 2 images par l'intervalle de temps entre les 2 pulses. Ce calcul ne se fait pas sur chaque particule mais sur des fenêtres d'interrogation contenant un nombre minimum de particules comme vu au paragraphe précédent. Les vecteurs du champ de vitesse correspondant à chaque fenêtre d'interrogation sont obtenus de la manière suivante : le déplacement est calculé par la corrélation croisée bidimensionnelle du signal de chaque pixel, ce qui donne alors la vitesse. Enfin les images sont traitées par le logiciel LaVision Davis v8.2 pour lissage et l'élimination des vecteurs faux avec un algorithme de post-traitement.

2.1.3.3 Capteur MEMS de la fraction d'écoulement amont-aval γ

Afin de délimiter le contour des bulbes, un capteur MEMS est étalonné et caractérisé par Weiss *et al.* (2017a) et Weiss *et al.* (2017b). Ce micro-système électromécanique (ou MEMS en anglais) est composé de trois fils tous orientés perpendiculairement à l'écoulement qui sont des poutres de nitride de silicium (SiNx) avec une couche conductrice de platine (Pt). Ce capteur permet de mesurer la quantité instantanée de la fraction de l'écoulement qui se dirige selon la direction amont-aval. Lorsque le flux traverse le capteur MEMS, un changement de température induit par le mouvement d'air vient modifier les propriétés de résistance d'un des deux fils de tungstène qui se retrouve englobé par ce mouvement de fluide autour de lui et le sens de l'écoulement est alors défini. Très utile pour les cas de zones de faibles amplitudes de vitesse, le MEMS est alors utilisé pour déterminer les *loci* des points de décollement et de recollement moyens. Le seuil défini pour ces deux points étant une fraction de $\gamma = 50\%$ selon Simpson (1996), il est donc important de pouvoir acquérir un signal de longue durée qui aura pu parfaitement converger.

Pour ce faire, des durées d'acquisition de 180 s à une fréquence de 2000 Hz sont effectuées et on estime enfin une précision des mesures MEMS d'environ 2%.

2.2 Traitement des données

Les données acquises en laboratoire doivent être débruitées. En effet l'ensemble des bruits et perturbations générées à la soufflerie (vibration de la structure, rotation des pâles des moteurs etc.) doivent être retirés dans les fluctuations de pression. Pour ce faire on présente dans la section suivante les méthodes utilisées pour représenter l'information dans le domaine spectral.

2.2.1 Méthodes d'analyse spectrale

Les signaux de pression mesurée à la soufflerie sont corrigés à l'aide d'un capteur de référence situé en amont dans la zone ZPG. La correction est faite en temps ou en fréquence, selon que l'on souhaite représenter la trace temporelle et calculer une corrélation, ou bien tracer le spectre.

Rappelons d'abord que la puissance instantanée et moyenne d'un signal $s(t)$ se définit par :

$$\text{Puissance}(t) = |s(t)|^2 \text{ et } \bar{p} = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} |s(t)|^2 dt = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} |s(t_i)|^2 \quad (2.1)$$

Lorsqu'appliquée sur un signal de moyenne nulle (tel que c'est le cas ici pour des fluctuations de pression), la puissance moyenne est également sa variance. Or justement la variance d'un signal fluctuant de pression rend compte des contributions de chaque gamme de fréquence mesurée. La puissance des fluctuations de pression s'écrit en effet :

$$\overline{p'^2} = \sigma_{p'}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} s(t)^2 dt \underset{\text{Parseval}}{=} \int_{-\infty}^{\infty} |S(f)|^2 df = \int_{-\infty}^{\infty} S_{pp}(f) df \quad (2.2)$$

où le théorème de Parseval permet de regarder la puissance d'un signal dans le domaine temporel ou fréquentiel. On définit alors la densité spectrale de puissance (en anglais *PSD* : *Power Spectral*

Density) par : $S_{pp}(f) = |S(f)|^2$, où $S_{pp}(f)$ représente donc la puissance du signal générée par la fréquence f considérée, et $S(f)$ est la transformée de Fourier du signal des fluctuations de pression. On rappelle que la transformée de Fourier est un passage à la limite pour une fonction dont la période tend vers l'infini, et c'est l'équivalent des coefficients d'une série de Fourier pour une fonction non-périodique, i.e. une fonction de période infinie.

$$S(f) = \mathcal{F}(s(t)) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{-2i\pi ft} dt \quad (2.3)$$

Ainsi, si $p'(t)$ s'exprime en Pa, $S_{pp}(f)$ sera en Pa^2/Hz , et il s'agit bien d'une densité spectrale de la puissance du signal. La densité spectrale de puissance (PSD) des fluctuations de pression permet alors d'identifier les fréquences dominantes d'un signal (vibrations, bruits ou encore des modes structuraux). On peut en particulier se servir de la PSD pour calculer la puissance du signal dans une bande de fréquence donnée. La PSD définie précédemment, dite représentation bilatérale, contient des fréquences négatives qui n'ont pas un réel sens physique. On préférera donc travailler avec la représentation unilatérale : $G_{pp}(f) = 2 S_{pp}(f)$ définie pour $f \geq 0$ Hz.

$$\overline{p'^2} = \sigma_{p'}^2 = \int_{-\infty}^{\infty} s(t)^2 dt = \int_0^{\infty} G_{pp}(f) df \quad (2.4)$$

En pratique, les signaux mesurés ont toujours une durée finie. On peut donc les interpréter comme une période T_0 d'un signal périodique. Dans ce cas leur transformée de Fourier redevient une série à coefficients discrets. De plus, les signaux mesurés sont toujours numérisés et sont donc représentés par une série de nombres s_k qui ont été échantillonnées à une fréquence : $f_s = 1/\Delta t$. On obtient alors un tableau à deux colonnes (t_k, s_k) avec $k = 0, 1, 2, \dots, N - 1$. La période d'acquisition du signal étant égale à $T_0 = N\Delta t$, les coefficients de la série de Fourier ont pour fréquence $f_n = n/T_0$, avec : $n = 0, 1, 2, \dots, N - 1$. Ce signal peut être représenté par une série de Fourier de coefficients S_n qui peuvent être calculés grâce à la transformée de Fourier discrète :

$$S_n = \frac{1}{N} \cdot S_n^{DFT} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} s_k e^{-2i\pi \frac{k}{N} n} \quad (2.5)$$

Dans les écoulements en turbulence, on peut considérer que les signaux mesurés (pression et vitesse), ont une composante aléatoire et possèdent une large bande de fréquences. On tronquera nécessairement les signaux du fait des temps de mesure limités T_0 , et on pourra considérer qu'ils sont stationnaires. Cela impose alors certaines contraintes sur le calcul des spectres. Lorsqu'on considère un signal aléatoire, les traces temporelles $s(t)$ sont des réalisations d'un processus stochastique, à savoir qu'elle décrivent l'évolution temporelle d'une variable aléatoire, et chaque réalisation associée peut être décomposée en une série de Fourier. Pour calculer le spectre ou la PSD d'un signal aléatoire, deux options se présentent : soit effectuer une multitude d'essais et moyenner les spectres, soit découper une trace temporelle en plusieurs morceaux (fenêtres) pour calculer une moyenne. Dans le dernier cas la résolution fréquentielle diminue puisque $\Delta f = 1/T_0$. La méthode de Welch est alors souvent utilisée pour calculer facilement les PSD, et la fonction *pwelch* est directement intégrée au logiciel Matlab. Cette fonction *pwelch* fournit la PSD unilatérale d'un signal réel et sera utilisée tout au long de ce rapport pour les figures concernant les spectres des fluctuations de pression pariétale pour les trois bulbes de décollement.

2.2.2 Corrections des signaux en temps et en fréquence

Enfin, l'écoulement amont a été analysé en détails par Mohammed-Taifour (2017), et il est ressorti que des perturbations, ou bruit, à une relative basse-fréquence faisaient augmenter le taux de turbulence longitudinal comparativement aux deux autres composantes verticale et transverse. Par conséquent on souhaite soustraire ces effets qui se manifestent proche des intervalles de fréquence des instationnarités que l'on souhaite étudier. Une revue détaillée de Naguib, Gravante & Wark (1996) recense d'ailleurs plusieurs méthodes possibles.

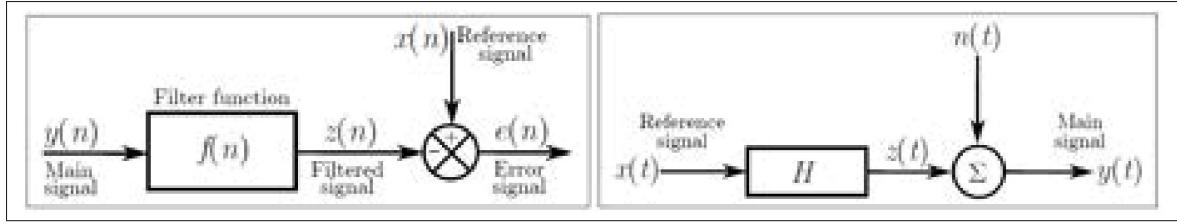


FIGURE 2.9 Méthodes de corrections avec le bloc du processus de filtrage optimal à gauche tiré de Naguib *et al.* (1996) et avec le bloc du filtre sous-tracteur de cohérence à droite tiré de Bendat & Piersol (2011). Le montage des deux figures est repris de Mohammed-Taifour (2017).

La problématique est qu'une méthodologie classique dite de soustraction ne permet généralement pas de débruiter les traces temporelles des signaux : l'idée d'un capteur de référence utilisé avec sa trace temporelle pour se soustraire à celle d'un second capteur principal de mesure en conjecturant que les deux capteurs mesurent des fluctuations non corrélées et statistiquement égales, se heurte à la réalité que les deux traces peuvent rester partiellement corrélées et une partie utile du signal serait alors perdue (Mohammed-Taifour, 2017).

Naguib *et al.* (1996) ont résolu cette limitation en créant un filtre sélectif *optimal* qui permet de supprimer la signature des perturbations en utilisant un capteur de mesure principal et un second de référence, tel que décrit sur la Fig. 2.9 de gauche. Le problème d'optimisation revient à déterminer le vecteur $f(n)$ contenant les L coefficients du filtre en cherchant la solution de $C f = g$, reformulée en $f = C^{-1} g$, avec C la matrice des auto-covariances du signal principal $y(n)$, et g est un vecteur dont les coefficients g_i sont les covariances entre $y(n)$ et $x(n)$ à des décalages de temps $\tau = i$. Les bons résultats identifiés par Trünkle (2014) pour une valeur de filtre $L = 4000$ est alors le seuil sélectionné pour appliquer ce débruitage. Les traces temporelles ainsi corrigées permettent ensuite des corrélations croisées.

Une seconde méthode de débruitage dans le domaine fréquentiel a été également utilisée pour les statistiques ainsi que les PSD. Cette seconde technique dite « filtre soustracteur de cohérence » requiert à nouveau un capteur de mesure principal $y(t)$ et un second de référence $x(t)$. Comme montré à la Fig. 2.9 de droite, le signal en $x(t)$ est supposé inclure les fluctuations

de débit et du bruit en amont, et la sortie $z(t)$ la réponse du bulbe de décollement qui fait office de système linéaire H . Si on note $n(t)$ les perturbations provoquées par les phénomènes instationnaires (respiration et lâcher tourbillonnaire) et qui ne seraient donc pas corrélés avec $x(t)$, Bendat & Piersol (2011) montrent alors le signal mesuré par le capteur de mesure principal se résume à la relation : $y(t) = z(t) + n(t)$, et que les PSD corrigés en fréquence suivent la relation de l'équation (2.6) :

$$G_{nn}(f) = [1 - C_{xy}] G_{yy}(f) \quad (2.6)$$

où C_{xy} , $G_{yy}(f)$ et $G_{nn}(f)$ sont respectivement la fonction de cohérence entre les signaux $x(t)$ et $y(t)$, la PSD du signal (bruité) $y(t)$ et la PSD corrigée en fréquence. Comme remarqué par Mohammed-Taifour (2017), la PSD des fluctuations inhérentes au bulbe $G_{nn}(f)$ est la partie de $G_{yy}(f)$ du signal principal qui se retrouve ainsi décorrélée avec le bruit mesuré par $G_{xx}(f)$. De manière analogue au filtre optimal de Naguib *et al.* (1996), cette seconde méthode corrige cette fois en fréquence les PSD, et surtout permet une plus grande rapidité d'exécution des calculs des spectres de pression.

2.2.3 Analyses modales des champs de vitesse

L'existence de structures organisées ou « cohérentes » au sein des écoulements cisaillés a motivé une partie importante de la communauté aérodynamique. Afin de décomposer les structures cohérentes qui régissent les comportements d'un écoulement, on note qu'il existe plusieurs grandes familles d'analyse modale : la décomposition spatiale en modes propres (ou « snapshot »), la décomposition en mode dynamique et la décomposition spectrale en mode propre (SPOD). Ces analyses font l'hypothèse que la vitesse de l'écoulement est statistiquement stationnaire avec une moyenne temporelle définie pour nos 3 cas d'études. Commençons d'abord par la méthode la plus populaire dans la littérature.

2.2.3.1 Décomposition en modes propres avec les méthodes directe et *snapshot*

La méthode la plus populaire utilisée dans la littérature est la décomposition en modes *spatiaux*, dont un nombre important d'auteurs ont repris en détails l'algorithme. On peut citer entre autres : Berkooz *et al.* (1993), Chatterjee (2000), George (2017), Taira *et al.* (2017) et Weiss (2019). L'enjeu est de pouvoir décomposer un champs de vecteurs d'une quantité (ici la vitesse) représentant le mouvement d'un écoulement turbulent via un ensemble de fonctions déterministes où chacune d'entre elles capture un ratio de l'énergie cinétique de l'écoulement, tel que décrit à l'équation (2.7), où $u'(\mathbf{x}, t)$ est la fluctuation du vecteur vitesse au point de mesure \mathbf{x} et à l'instant t considérés.

$$u'(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(t) \Phi_n(\mathbf{x}) \quad (2.7)$$

Les fluctuations de la composante de vitesse sont alors la somme du produit de la fonction déterministe $\Phi_n(\mathbf{x})$ multipliée par le coefficient temporel $a^n(t)$ en théorie sur une infinité du nombre de modes. En pratique cette décomposition se fait sur un nombre fini de modes qui sont autant de représentations de « structures cohérentes » (Chen *et al.*, 2013). Ces fonctions $\Phi^n(\mathbf{x})$ sont de plus des fonctions propres dont les valeurs propres correspondantes proviennent de la matrice de covariance, notée C définie dans l'équation (2.8) :

$$C\Phi_n = \lambda_n \Phi_n, \text{ avec } \Phi_n \in \mathbb{R}^M \text{ et } \lambda_1 > \lambda_2 > \dots > \lambda_M \quad (2.8)$$

avec :

$$C = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N x(t_i) x(t_i)^T = X X^T \in \mathbb{R}^{M \times M} \quad (2.9)$$

dans laquelle la matrice X représente les N snapshots des données des champs de fluctuations de vitesses enregistrées qui ont été regroupés en colonnes de longueur M sous la forme :

$$X = [x(t_1) x(t_2) \dots x(t_N)] \in \mathbb{R}^{M \times N} \quad (2.10)$$

Les vecteurs colonnes $x(t_i)$ ont dans le cas présent la taille de la grille PIV, i.e. $M = N_{\text{dim}} \times N_x \times N_y$ avec $N_{\text{dim}} = 2$ pour les composantes u et v . De plus, N_x et N_y sont le nombre de points définis dans le champ de vue des mesures PIV suivant les axes x et y respectivement. On notera que pour les champs horizontaux, la dimension y est simplement remplacée par la dimension z . Cette résolution du problème aux valeurs propres est appelée la *méthode POD directe*.

La matrice C étant symétrique réelle, les modes propres $\Phi_n(\mathbf{x})$ forment une base orthonormée dans laquelle la matrice de covariance de la méthode directe est diagonalisable. Les modes obtenus sont alors orthogonaux deux à deux, et on vérifie de plus la relation du produit scalaire suivante :

$$\langle \Phi_j, \Phi_k \rangle = \int_V \Phi_j \cdot \Phi_k \, dV = \delta_{jk}, \text{ avec } j, k = 1, \dots, N. \quad (2.11)$$

Puis les coefficients temporels sont obtenus avec la relation :

$$a_k(t) = \langle X(t), \Phi_k \rangle \quad (2.12)$$

et enfin, la reconstitution des composantes de vitesse est obtenue pour un nombre N de modes considérés :

$$\tilde{u}(\mathbf{x}, t) = \begin{bmatrix} \bar{U} \\ \bar{V} \end{bmatrix} + \sum_{k=1}^N a^k(t) \Phi_k(\mathbf{x}) \quad (2.13)$$

La relation obtenue à l'équation (2.13) représente la reconstitution du mouvement d'un écoulement turbulent sur la base d'un nombre choisi de modes déterministes qui capture de manière optimale l'énergie cinétique turbulente associée. La méthode POD originale permet donc de créer un modèle réduit en considérant une dimension minimale à partir des vecteurs propres de la base obtenue.

Quand la taille de la grille des points $M = N_{\text{dim}} \times N_x \times N_y$ du champ de vue PIV augmente, l'augmentation correspondante de la taille de la matrice de covariance $C \in \mathbb{R}^{M \times M}$ rend le problème aux valeurs propres pratiquement impossible à résoudre. Sirovich (1987) montre cependant qu'une alternative, nommée *méthode des snapshots*, permet de simplifier ce problème lorsque le nombre d'images PIV enregistrées est faible devant le nombre de points de mesure considérés. On peut alors étudier la matrice : $C_S = X^T X$ au lieu de $C = X X^T$ définie à l'équation (2.9). Il en résulte ensuite un problème matriciel de taille $N \times N$ au lieu de $M \times M$, et dont les valeurs propres non-nulles sont alors les mêmes que pour la méthode directe. Le Tableau 2.1 fait ainsi le récapitulatif de cette inversion des paramètres espace et temps : au lieu de considérer une décomposition impliquant des modes spatiaux déterministes et des coefficient aléatoires, on peut envisager une décomposition en modes temporels déterministes avec des coefficients spatiaux aléatoires, ce qui revient en d'autres termes à échanger x et t dans les algorithmes POD (Weiss, 2019). Le Tableau 2.1 renseigne également sur la possibilité de reconstruire enfin les composantes des fluctuations de vitesse en choisissant le nombre de modes souhaité. On rappelle ici à titre d'applications de modèles réduits que Mohammed-Taifour & Weiss (2016) ont utilisé le premier mode POD pour illustrer la respiration du grand bulbe, tandis que les modes 2 à 50 ont servi à créer un modèle réduit de l'activité tourbillonnaire sur lequel le critère Q a été appliqué pour capturer le passage de structures cohérentes associé au mouvement convectif au sein de la couche de cisaillement.

La relative facilité d'implémentation de la POD (sur des données 2D tout du moins) ainsi que la robustesse au bruit dans les données en font un outil populaire (Taira *et al.* (2017)). En revanche, une limitation importante, dans l'étude des écoulements turbulents et des instationnarités en jeu, reste que chaque coefficient temporel de la POD contient une multitude de fréquences, donc il

TABLEAU 2.1 Algorithme de la POD (spatiale) par les méthodes « directe » et *snapshot* pour reconstruire les champs de vitesse avec des modèles d'ordre réduit

Calculs POD	Méthode « Directe »	Méthode des <i>Snapshot</i>
Matrice de covariance	$C_D = X X^T$ $C_D \in \mathbb{R}^{(2N_x N_y) \times (2N_x N_y)}$	$C_S = X^T X$ $C_S \in \mathbb{R}^{N_t \times N_t}$
Calcul du vecteur propre	Mode spatial : Φ_j $\Rightarrow C_D \Phi_j = \Phi_j \Lambda_j$	Coefficient temporel : $a^j(t)$ $\Rightarrow C_S a^j(t) = a^j(t) \Lambda_j$ i.e. $C_S \Psi_j = \Psi_j \Lambda_j$
Base orthonormée	$\langle \Phi_i, \Phi_j \rangle = \delta_{ij}$	$\langle a^i(t), a^j(t) \rangle = \langle \Psi_i, \Psi_j \rangle = \delta_{ij}$
Valeurs propres	Même valeur des Λ_j obtenues pour les deux méthodes	
Projection et normalisation	$a^j(t) = \Psi_j = \langle X(t), \Phi_j \rangle$ $\Rightarrow \Psi_j = X^T \Phi_j$	$\Phi_j = \langle X(t), a^j(t) \rangle$ $\Rightarrow \Phi_j = X \Psi_j \Lambda_j^{-1/2}$ et $\Psi_j = X^T \Phi_j$
Reconstruction	$u'(\bar{x}, t) = \begin{bmatrix} u' \\ v' \end{bmatrix} = \sum_{j=1}^{N_t} a^j(t) \Phi_j(\bar{x})$	

n'est pas possible de relier *un mode* POD à *une seule* fréquence. Ce point est adressé dans la section suivante qui présente les méthodes d'analyse modale dans le domaine fréquentiel. Enfin le nombre de modes à prendre en considération peut ne pas être toujours évident, étant donné que les critères pour tronquer la reconstruction du modèle réduit sont susceptibles de varier.

2.2.3.2 Décomposition en mode dynamique (DMD)

La décomposition en mode dynamique ou DMD est une première méthode utilisée pour pallier au défaut de la POD dans le but de pouvoir associer chaque mode à une fréquence caractéristique d'oscillation et de croissance/déclin. C'est un problème aux valeurs propres qui tend à concevoir l'opérateur linéaire qui approxime le mieux la dynamique des données enregistrées et a initialement été présenté par Schmid (2010).

Les données en entrée sont des paires de *snapshots* des champs de vitesse qui sont séparées par un intervalle de temps constant. L'arrangement matriciel en vecteurs colonnes qui regroupent

tous les points du domaine est repris comme dans l'équation (2.10) : comme pour la POD, on considère N *snapshots* et une grille de M points. On définit alors deux matrices X et Y telles que :

$$X = [x(t_1)x(t_2)\dots x(t_{N-1})] \in \mathbb{R}^{M \times N} \quad (2.14)$$

$$Y = [x(t_2)x(t_3)\dots x(t_N)] \in \mathbb{R}^{M \times N} \quad (2.15)$$

L'approximation faite ici est alors de considérer la matrice A comme opérateur linéaire possédant la relation suivante :

$$Y = AX \quad (2.16)$$

La matrice A peut se réécrire comme $A = YX^+$, où X^+ dénote la matrice *pseudoinverse*. À nouveau, de même que pour la POD, lorsque le nombre de snapshot est plus faible que le nombre de points sur la champ de vue, il n'est pas forcément nécessaire de calculer A directement, et on propose alors l'algorithme suivant comme détaillé dans Taira *et al.* (2017) et Di Labbio & Kadem (2019) :

- a) on calcule la décomposition en valeurs singulières (ou *Single Value Decomposition* en anglais) de X en posant que : $X = U\Sigma V^*$ (l'astérisque faisant référence à la matrice complexe conjuguée transposée).
- b) les valeurs propres de A sont calculées sur le problème similaire : $\tilde{A} = U^*YV\Sigma^{-1}$, i.e. on résoud :

$$\tilde{A}W = W\Lambda \quad (2.17)$$

- c) les vecteurs propres de A , ou les modes dynamiques ψ_k , sont alors donnés par les colonnes de la matrice Ψ :

$$\Psi = YV\Sigma^{-1}W \quad (2.18)$$

Une normalisation des modes dynamiques ψ_k par leurs valeurs propres λ_k est ensuite opérée, ce qui donne :

$$\Psi = YV\Sigma^{-1}W\Lambda^{-1} \quad (2.19)$$

L'information temporelle du mode dynamique est contenue dans les valeurs propres discrétisées λ_k , qui sont en général complexes et pour lesquelles l'amplitude $|\lambda_k|$ représente soit la croissance soit le déclin du mode dynamique associé ψ_k . Son argument $(\arg(\lambda_k))$ décrit quant à lui sa phase et dans le plan complexe, la valeur propre λ_k pointera vers un mode associé instable k si il est situé en dehors du cercle unité. Pour investiguer la stabilité du mode au sens classique, où la partie réelle positive dénote une croissance exponentielle instable, le traçage logarithmique $\gamma_k = \ln(\lambda_k)/\Delta t$ doit être effectué. Dans un tel cas, la partie réelle $\sigma_k = \text{Re}(\gamma_k)$ représente la croissance ou déclin exponentiel, et la partie imaginaire $\omega_k = \text{Im}(\gamma_k)$ représente la vitesse angulaire du mode qui est définie par $\omega_k = 2\pi f_k$, ce qui donne donc accès à la fréquence f_k associée au mode dynamique k .

d) Di Labbio & Kadem (2019) argumentent alors que dans le cas d'une série temporelle consécutive avec un Δt constant, la meilleure approximation des données d'origine vient avec la relation :

$$X_{k+1} \approx \Psi\Lambda^k b, \quad (2.20)$$

ou encore :

$$X_{k+1} \approx \Psi e^{(k\Delta t)\Gamma} b \quad \text{avec } k = 0, 1, \dots, (N - 1), \quad (2.21)$$

Γ la matrice diagonale contenant les éléments de γ_k , et b qui est un ensemble des coefficients qui représentent l'amplitude modale, définis par :

$$b = \Lambda^{-1}\Psi^+ X_2 \quad (2.22)$$

e) enfin une fois les amplitudes des modes obtenues, la matrice T de Vandermonde des valeurs propres est définie (cf. équation B.8 de Di Labbio & Kadem (2019) qui s'obtient avec la fonction

vander sous le logiciel MATLAB), l'approximation linéaire des données s'écrit alors :

$$X \approx \Psi BT \quad (2.23)$$

où B est la matrice diagonale contenant les éléments de b , et le produit BT décrit la dynamique temporelle des modes.

Par conséquent, la DMD est une alternative intéressante à la POD car il est possible d'isoler des structures dynamiques spécifiques de l'écoulement qui sont associées à une fréquence particulière (Taira *et al.* (2017)). Quelques limitations sont aussi à souligner : davantage sensible au bruit dans les données que la POD, il peut être délicat, ou tout du moins subjectif, de déterminer et choisir en DMD les modes qui seront les plus pertinents physiquement. On note qu'il n'y a en effet pas de classement des modes obtenus, contrairement à la POD qui classe du plus haut au plus bas énergétiquement parlant chaque mode. Enfin, la DMD n'est pas l'algorithme optimal pour des données obtenues en différents moments, tel que pour le cas de l'expérimental où on procède souvent à plusieurs répétitions de la mesure.

2.2.3.3 Décomposition spectrale en mode propre (SPOD)

La méthode de décomposition en modes propres dans l'espace fréquentiel dite SPOD a été récemment formulée avec les travaux de Towne, Schmidt & Colonius (2018). Cette forme de POD reprend en fait les travaux originaux tel que formulés par Lumley, mais n'a pas rencontré le même succès dans la littérature que la POD au sens classique. Pour justifier leur approche, Towne *et al.* (2018) argumentent qu'un point essentiel de comparaison entre SPOD et POD est que si le premier garantit des modes qui sont cohérents en temps et en espace, le second ne donne accès qu'à des modes cohérents spatialement, et Towne *et al.* (2018) adressent de la sorte le désaccord sur la définition même à donner aux structures cohérentes (cf. George (2017)). La SPOD peut être vue comme la forme *optimale* de la DMD pour les écoulements turbulents statistiquement stationnaires pour lesquels on possède un ensemble de plusieurs réalisations.

Récemment, Schmidt & Colonius (2020) poursuivent leur explication dans un guide d'utilisation de l'algorithme et font le constat que pour la POD classique, la matrice de covariance est calculée pour un délai nul. Dès lors, toute notion de corrélation temporelle dans les structures qui en résultent serait perdue selon eux. De son côté, la DMD tente d'y pallier en créant un opérateur linéaire qui retrace l'état d'un instant donné au suivant, mais les modes propres obtenus ne sont ni orthogonaux deux à deux, ni optimaux pour représenter statistiquement l'écoulement (pas de classement énergétique équivalent à la POD).

Précédemment, la matrice de covariance C servant pour la POD avait été définie par :

$$C = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N x(t_i)x(t_i)^T = XX^T \in \mathbb{R}^{M \times M} \quad (\text{rappel POD "classique"}) \quad (2.24)$$

L'équation (2.24) est évaluée à délai zéro, soit $C = C(x, x', 0)$. Or l'idée de la SPOD est de reconnaître qu'un écoulement statistiquement stationnaire permet de prendre en compte les deux dimensions, spatiale et temporelle, dans le calcul de la covariance :

$$C(x, x', t, t') \rightarrow C(x, x', \tau) \quad \text{avec } \tau = t - t' \quad (2.25)$$

On tire alors de l'équation (2.25) qu'on peut résoudre une série de problèmes aux valeurs propres POD, dans l'espace de Fourier, à savoir une fréquence à la fois. Le passage en fréquentiel s'écrit de façon intégrale :

$$S(x, x', f) = \int_{-\infty}^{\infty} C(x, x', \tau) e^{-2i\pi f \tau} d\tau \quad (2.26)$$

L'équation (2.26) est la transformée de Fourier de la covariance et devient le tenseur de densité spectrale croisée (ou *Cross-Spectral Density* en anglais). Ce dernier devient la pièce maîtresse sur laquelle le problème aux valeurs propres est répété : on retrouve alors une base de modes propres définis à chaque fréquence $\phi_f(x)$, qui lorsqu'on repasse dans le domaine temporel, sont mutuellement orthogonaux. Ce processus est résumé en Fig. 2.10, le calcul s'effectue de la façon

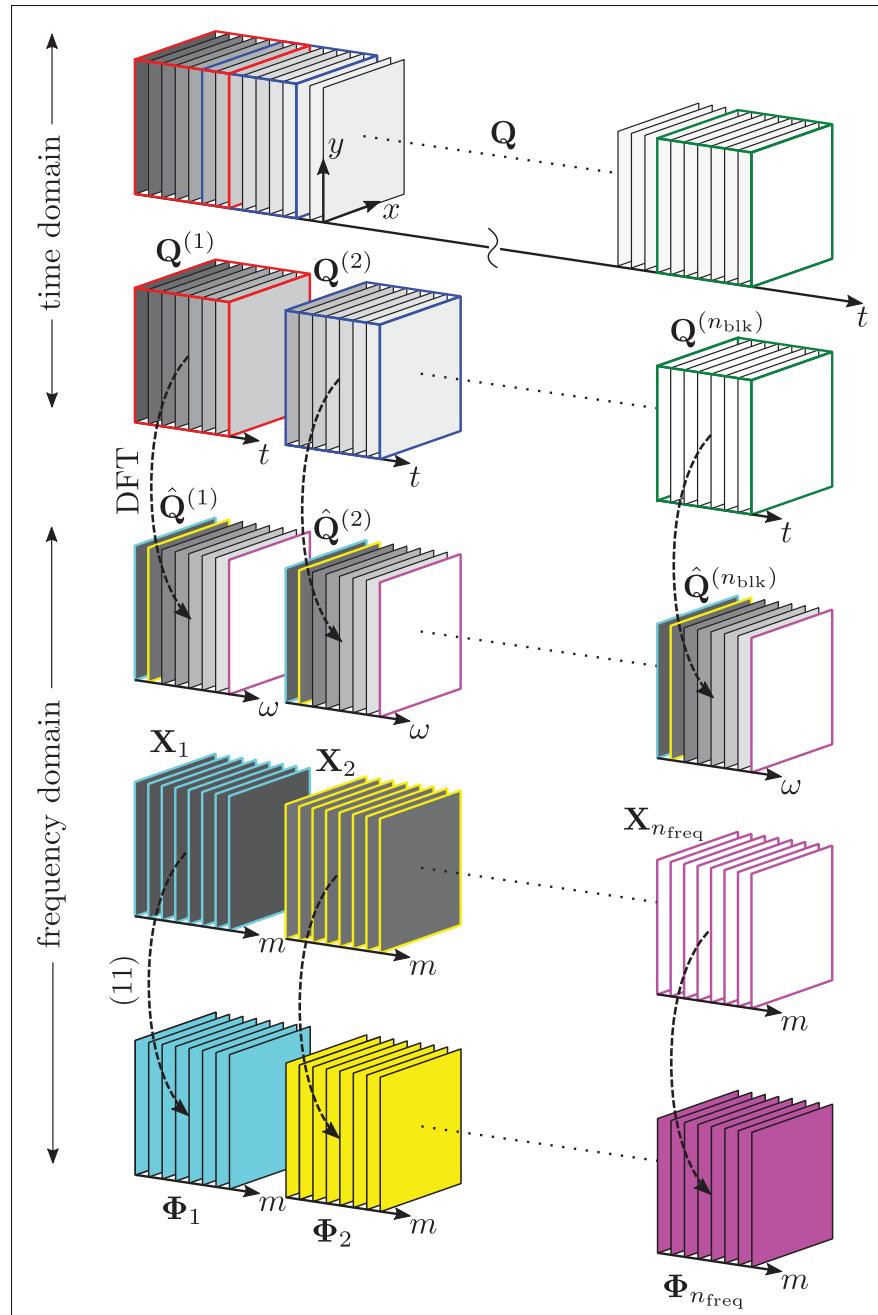


FIGURE 2.10 Schéma de l'algorithme SPOD
Tiré de Schmidt & Colonius (2020)

suivante et on concatène à nouveau les données de vitesse en matrices colonnes de longueur M , en considérant N snapshots :

$$X \equiv Q = [q_1, q_2, \dots, q_N] \in \mathbb{R}^{M \times N} \quad (2.27)$$

Puis on regroupe les données en un nombre $n_b l k$ de blocs comme décrit en seconde ligne de la Fig. 2.10.

$$Q^{(n)} = [q_1^{(n)}, q_2^{(n)}, \dots, q_N f^{(n)}] \in \mathbb{R}^{M \times N_f} \quad (2.28)$$

L'équation (2.28) montre le nombre N_f contenu dans le bloc (n) . Puis pour chaque bloc, le tenseur de densité spectrale croisée est obtenu en faisant une transformée discrète de Fourier comme décrit en troisième ligne de la Fig. 2.10.

$$\hat{Q}^{(n)} = [\hat{q}_1^{(n)}, \hat{q}_2^{(n)}, \dots, \hat{q}_N f^{(n)}] \quad (2.29)$$

avec :

$$\hat{q}_k^{(n)} = \frac{1}{\sqrt{N_f}} \sum_{j=1}^{N_f} \hat{q}_j^{(n)} e^{-2i\pi(k-1)(j-1)/N_f} \quad (2.30)$$

Puis on peut obtenir le tenseur $S(x, x', f)$ à la fréquence $f = f_k$ en écrivant :

$$S_{f_k} = \frac{\Delta t}{N_b} \sum_{n=1}^{N_b} \hat{q}_k^{(n)} [\hat{q}_k^{(n)}]^* \quad (2.31)$$

Ensuite, correspondant à la quatrième ligne de la Fig. 2.10, on réarrange les coefficient de Fourier en nouveaux blocs, mais cette fois de même valeur en fréquence :

$$\hat{Q}_{f_k} = \sqrt{\kappa} [\hat{q}_k^{(1)}, \hat{q}_k^{(2)}, \dots, \hat{q}_k^{(N_b)}] \text{ avec } \kappa = \frac{\Delta t}{N_b} \quad (2.32)$$

Ce qui nous permet d'écrire alors la formule du tenseur de densité spectral croisé :

$$S_{f_k} = \hat{Q}_{f_k} \hat{Q}_{f_k}^* \quad (2.33)$$

Le problème aux valeurs propres SPOD s'écrit alors :

$$S_{f_k} \Psi_{f_k} = \Psi_{f_k} \Lambda_{f_k} \quad (2.34)$$

qui, il faut le souligner, doit être résolu pour chaque fréquence. On retrouve dans les équations 2.33 et 2.34 un problème analogue à la POD spatiale qui définissait la matrice de covariance : $XX^T \cdot \Psi = \Psi \Lambda$.

Maintenant le problème est la taille de la matrice \hat{Q}_{f_k} qui est de : [Taille grille PIV $\times N_b$], avec Taille grille PIV = $N_{\text{dim}} \times N_x \times N_y$, ici la dimension à considérer est $N_{\text{dim}} = 2$, et on a le nombre de blocs formés N_b . À l'image du problème POD reformulé par Sirovich (1987) où on traite préférentiellement $X^T X$ plutôt que XX^T , Towne *et al.* (2018) traitent le problème : $\hat{Q}_{f_k}^* \hat{Q}_{f_k}$ plutôt que $\hat{Q}_{f_k} \hat{Q}_{f_k}^*$ pour gérer un problème de valeurs propres moins grand.

Le nouveau problème SPOD se réécrit alors :

$$M_{f_k} \cdot \Theta_{f_k} = (\hat{Q}_{f_k}^* \hat{Q}_{f_k}) \cdot \Theta_{f_k} = \Theta_{f_k} \cdot \Lambda_{f_k} \quad (2.35)$$

et le nouveau problème aux valeurs propres est résolu pour :

$$[\Theta_{f_k}, \Lambda_{f_k}] = \text{eig}(M_{f_k}) \quad (2.36)$$

avec : $M_{f_k} = \hat{Q}_{f_k}^* \hat{Q}_{f_k} / N_b$

Un élément important est alors la reconstruction des champs de vitesse à l'aide d'un modèle réduit, à l'image de ce qui est fait pour la POD *snapshot*. Pour la reconstruction à partir de la décomposition SPOD, on veut alors sauvegarder \hat{Q}_{f_k} pour effectuer la transformée de Fourier inverse et revenir à l'écoulement reconstruit :

$$\begin{aligned} \Psi_{f_k} &= (\hat{Q}_{f_k} \Theta_{f_k}) \Lambda_{f_k}^{-1/2} N_b^{-1/2} \\ \Rightarrow \hat{Q}_{f_k} &= \sqrt{N_b \Lambda_{f_k}} \Psi_{f_k} \text{conj}(\Theta_{f_k}) \end{aligned} \quad (2.37)$$

Suivant l'équation (2.37) on récupère alors le terme de la FFT en extrayant les valeurs propres Θ_{f_k} du code de Towne *et al.* (2018), ce qui permet, après avoir effectué la transformée de Fourier inverse, de reconstruire les fluctuations du champ de vitesse.

TABLEAU 2.2 Résumé comparatif des méthodologies modales des algorithmes de la POD (spatiale) et la SPOD (spatio-temporelle) avec la reconstruction des champs de vitesse pour les modèles réduits

Analyse modale	POD	SPOD
Espace	Temps t	Fréquence f_k
Nom des données	$X \in \mathbb{R}^{(2N_xN_y) \times (N_t)}$	$\hat{Q}_{f_k} \in \mathbb{C}^{(2N_xN_y) \times N_b}$
Nom du vecteur propre	Mode spatial : $\Phi_k (k = 1, \dots, N_t)$	Mode spatio-temporel : $\Psi_{f_k} (k = 1, \dots, N_f)$
Tenseur des covariances	$C = XX^T \in \mathbb{R}^{(2N_xN_y) \times (2N_xN_y)}$	$S_{f_k} = \hat{Q}_{f_k} \hat{Q}_{f_k}^* \in \mathbb{C}^{(2N_xN_y) \times (2N_xN_y)}$
Problème direct	$C\Phi_k = \Phi_k \Lambda_k$ ⇒ Problème volumineux	$S_{f_k} \Psi_{f_k} = \Psi_{f_k} \Lambda_{f_k}$ ⇒ Problème volumineux
Méthode <i>snapshot</i>	$C_S = X^T X \in \mathbb{R}^{N_t \times N_t}$ $\Rightarrow C_S \Psi_k = \Psi_k \Lambda_k$	$M_{f_k} = \hat{Q}_{f_k}^* \hat{Q}_{f_k} \in \mathbb{R}^{N_b \times N_b}$ $\Rightarrow M_{f_k} \Theta_{f_k} = \Theta_{f_k} \Lambda_{f_k}$
Modes propres du tenseur	$\Phi_k = X \Psi_k \Lambda_k^{-1/2}$	$\Psi_{f_k} = \hat{Q}_{f_k} \Theta_{f_k} \Lambda_{f_k}^{-1/2} N_b^{-1/2}$
Reconstruction des coefficients	en temps : $a^k(t) = \langle X(t), \Phi_k \rangle$	en fréquence : $\hat{Q}_{f_k} = \sqrt{N_b \Lambda_{f_k}} \Psi_{f_k} \text{conj}(\Theta_{f_k})$
Reconstruction des champs de vitesse	$\begin{bmatrix} u' \\ v' \end{bmatrix} = \sum_{k=1}^{N_t} a^k(t) \Phi_k(\bar{x})$	$\begin{bmatrix} u' \\ v' \end{bmatrix} = \sum_{k=1}^{N_f} \text{Re}(\hat{Q}_{f_k}) \times \cos[2\pi(k-1)t] - \sum_{k=1}^{N_f} \text{Im}(\hat{Q}_{f_k}) \times \sin[2\pi(k-1)t]$

Un résumé des comparaisons des algorithmes POD et SPOD est présenté en Tableau 2.2 : la POD se place donc dans l'espace temporel où le tenseur des covariance est calculé. La méthode

dite *snapshot* utilise la dimension N_t plus faible que la taille de la grille PIV. La normalisation des modes spatiaux obtenus et la re-factorisation des coefficients temporels permettent alors de reconstruire chaque mode séparément ou en sommation.

Pour la SPOD, on se place dans l'espace fréquentiel, à une fréquence f_k considérée. À nouveau le produit de la FFT donne une matrice très longue en nombre de lignes ($2 N_x N_y$) mais avec un nombre significativement plus faible de colonnes N_b qui résultent du nombre de paquets choisis pour le calcul (cf. les cubes de couleur rouge, bleu et vert en Fig. 2.10).

2.3 Identification des tourbillons pour faire ressortir un mouvement convectif en turbulence

Dans le but de pouvoir identifier les structures cohérentes de l'enroulement tourbillonnaire, on reprend alors le critère Γ_2 développé par Graftieaux, Michard & Grosjean (2001) qui apparaît être un paramètre de caractère global, adimensionnel et invariant par transformation galiléenne, mais surtout il n'y pas besoin de filtrer les champs de vitesse obtenus, comme avec un modèle d'ordre réduit (Mohammed-Taifour (2017)). On rappelle que d'autres options sont possibles : Mohammed-Taifour & Weiss (2016) utilisaient le critère Q sur un champ de vitesse reconstruit à l'aide des modes POD 2 à 50, i.e. les modes les plus énergétiques contribuant à l'énergie cinétique turbulente mais qui excluent le mode 1, associé à la respiration. Mohammed-Taifour (2017) illustre que les résultats obtenus avec le modèle réduit sont en fait identiques à ceux avec l'utilisation du paramètre de Graftieaux *et al.* (2001). Comme on le discutera plus bas dans les chapitres 4 et 6, on souhaite ici pouvoir obtenir une métrique de l'activité tourbillonnaire des champs bruts, afin de regarder si les deux instationnarités sont possiblement liées, ou si un effet de modulation peut exister entre respiration et enroulement des structures cohérentes comme pour une couche de mélange. Il est donc important ici de garder les données originales (sans filtres tels que POD etc.) pour appliquer ensuite le critère Γ_2 . On rappelle la relation de Graftieaux *et al.* (2001) :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{N} \sum_{P \in S} \frac{[OP \wedge (U_P - \overline{U_O})] \cdot z}{||OP|| \cdot ||U_P - \overline{U_O}||} = \frac{1}{N} \sum_{P \in S} \sin(\gamma_P) \quad (2.38)$$

qui est calculée en chaque point P du sous-domaine choisi S qui est formé de N points centrés sur le point de calcul O . Le paramètre N joue le rôle de la largeur du filtre spatial considéré et on vérifie qu'on obtient bien des structures équivalentes même pour des valeurs de N légèrement inférieures ou supérieures. Dans cette relation, $\overline{U_O}$ représente la vitesse de convection locale moyennée sur S , et z est le vecteur unitaire normal à la surface S . En pratique, le critère Γ_2 mesure le moment angulaire normé autour du point O qui est produit par les vecteurs vitesses environnants aux points P , qui se retrouve dans le moment vectoriel et la valeur du sinus de l'angle γ_P formé entre OP et $(U_P - \overline{U_O})$. Avec la normalisation du critère la valeur varie entre -1 et 1 , et représente une métrique du taux d'enroulement quand $|\Gamma_2| > \frac{2}{\pi}$.

2.4 Conclusion de la méthodologie

Pour résumer, l'ensemble des mesures de pression et de vitesse effectuées à la soufflerie permettront de capturer les parties moyennes et fluctuantes de chaque quantité pertinente pour les trois géométries de bulbes. La mise en place des procédures de correction et de l'analyse modale qui ont été présentées dans ce chapitre rendra possible l'accomplissement des objectifs des caractérisations stationnaire et instationnaire de nos cas d'études. Les deux prochains chapitres 3 et 4 vont ainsi traiter spécifiquement ces deux problèmes séparément.

CHAPITRE 3

COMPORTEMENT MOYEN ET STATISTIQUES DE TURBULENCE

Dans ce chapitre d'analyse stationnaire, on présente les quantités de l'écoulement moyen de chaque bulbe. Dans un premiers temps, les topologies de chacune des géométries et les visualisations par film d'huile sont présentées, suivies par les distributions de la pression pariétale et des vitesses mesurées dans les champs PIV horizontaux et verticaux. Enfin on tentera de situer les trois géométries obtenues parmi les autres bulbes induits par gradient de pression de la littérature expérimentale et numérique.

Pour le reste du présent manuscrit, la vitesse de référence est $U_{\text{ref}} = 25$ m/s et la masse volumique de l'air dans les conditions atmosphériques nominales au laboratoire TFT sera prise comme étant égale à $\rho = 1.2 \text{ kg.m}^{-3}$, ce qui représente la valeur moyenne en fonction de la variabilité des conditions d'opération de la soufflerie. En outre, dans la région de développement à $x_{in} = 1.1$ m, Mohammed-Taifour (2017) a caractérisé la couche limite qui possède une épaisseur $(\delta_{99})_{in} = 29$ mm, et une épaisseur de quantité de mouvement $\theta_{in} = 3.0$ mm. Cela définit ainsi le nombre de Reynolds nominal de l'écoulement amont dans la région de gradient nul (ZPG) qui est égal à $Re_{\theta_{in}} \simeq 5\,000$.

3.1 Topologie des trois bulbes

Pour débuter cette première section des résultats moyens, les visualisations par film d'huile sont présentées en Fig. 3.1, où les lignes de frottement pariétal en noir se déduisent grâce à la composition visqueuse de l'enduit utilisé (Mohammed-Taifour & Weiss, 2016) et sont ainsi superposées à la photographie pour chacune des géométries. On précise aussi que l'écoulement va de la gauche vers la droite pour les 3 cas.

En haut, un écoulement massivement décollé, le grand bulbe qui a été caractérisé par Mohammed-Taifour (2017), exhibe une large zone de décollement vers $x \simeq 1.7$ m de la couche limite turbulente amont. Ce phénomène de décollement est associé à une accumulation plus importante d'huile

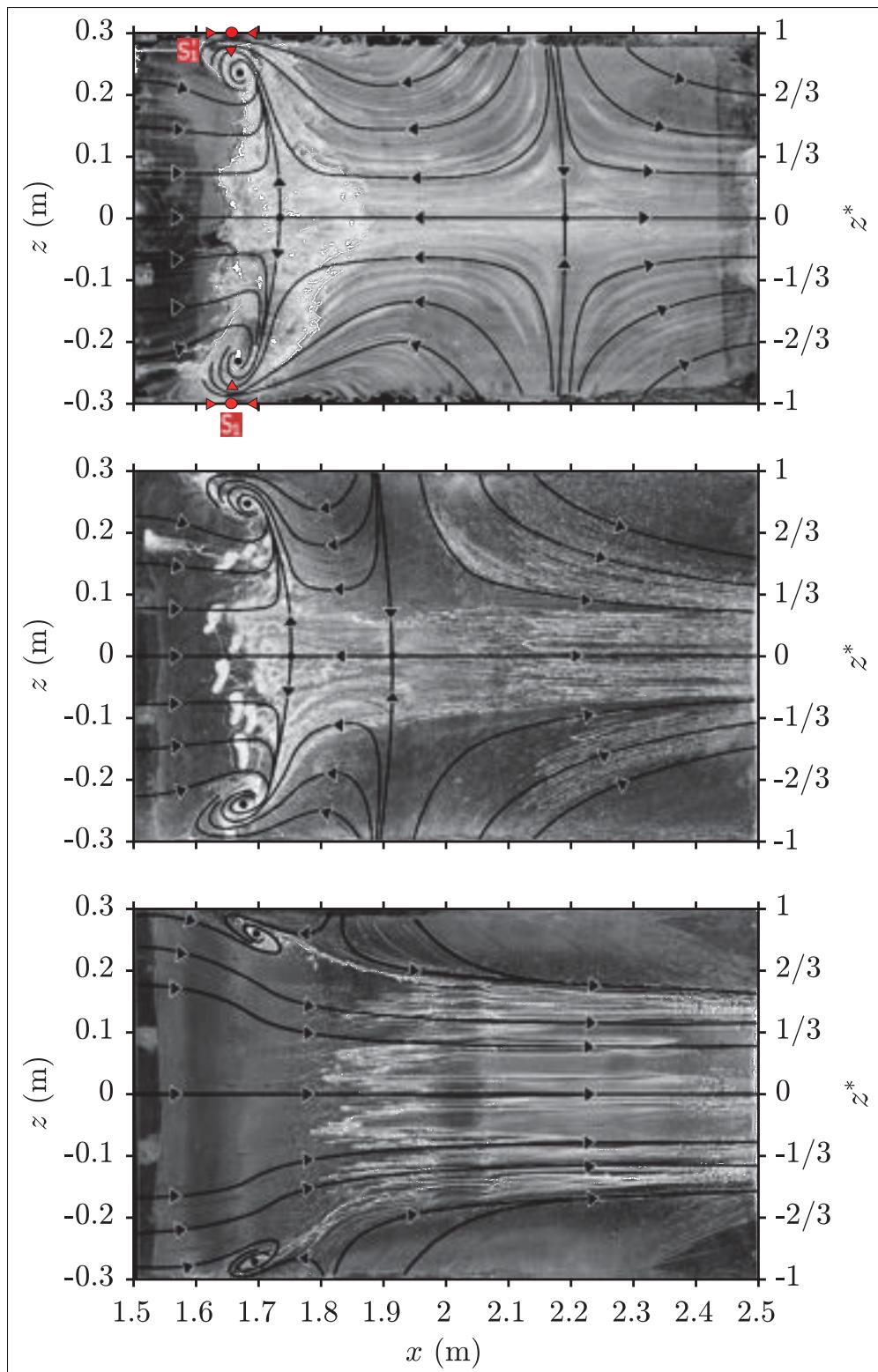


FIGURE 3.1 Les trois films d'huile obtenus avec le grand bulbe en haut le bulbe moyen au milieu et le petit bulbe en bas dont les lignes de cisaillement à la paroi sont dessinées en noir et z^* est la normalisation de l'axe transverse. S_1 et S'_1 sont deux points cols délimitant le front de décollement du grand bulbe

du fait de la faible contrainte de cisaillement à la paroi dans cette région, où on notera la difficile interprétation d'un réel mouvement type associé au décollement. Le point selle sur la ligne médiane au décollement se retrouve entouré de deux tourbillons proche des parois latérales dont les *loci* des deux foyers se situent à $x = 1.67$ m et $z = \pm 0.25$ m. Ces tourbillons évoluent lentement lors de la formation du film d'huile, et ne sont pas sans rappeler ceux décrits par Ruderich & Fernholz (1986) sur une plaque en T . La ligne courbée de décollement du grand bulbe se termine sur un point col qui se forme de chaque côté à l'intersection des plaques latérales avec la plaque supérieure. Ils sont représentés par les points S_1 et S'_1 de la figure 2 de Mohammed-Taifour & Weiss (2016) et ils ont été aussi rajouté sur la Fig. 3.1 du haut pour rappel. Ces points cols matérialisent l'interface des lignes de frottement entre les plaques verticales et horizontales de la section d'essais. Contrairement à la ligne de décollement, la ligne de recollement se retrouve quant à elle relativement mieux définie, du fait du cisaillement moyen plus important dans cette région, et se retrouve être davantage droite avec un point selle à nouveau défini sur la ligne médiane $z = 0$ m pour $x \simeq 2.17$ m.

Cette ligne se termine directement au coin des plaques latérales et supérieure sur deux nœuds, et Mohammed-Taifour (2017) remarque que la ligne de recollement se termine alors sur un point selle situé en-dessous, mais sur la plaque latérale (non-montré). De manière remarquable, le bulbe moyen (au milieu de la Fig. 3.1) exhibe les mêmes propriétés, avec une ligne de recollement qui se voit remontée plus en amont du fait de l'emplacement avancé du gradient de pression favorable (FPG). On définit alors un paramètre physique important pour les deux plus grands bulbes : la longueur de décollement moyen qui est la distance entre les deux points selles visibles le long de la ligne médiane, que sont les deux points de décollement moyen et recollement moyen respectivement. Une longueur de recirculation L_b grand = 0.40 m est obtenue pour le grand bulbe, et L_b moyen = 0.11 m pour le moyen. On notera alors que ces observations ne sont plus applicables pour le cas du petit bulbe qui est présenté en bas de Fig. 3.1. En effet pour ce dernier, il est impossible d'introduire une longueur « L_b petit » car aucune ligne de décollement ou recollement n'apparaît réellement sur le film d'huile. La seule partie d'écoulement retour qui demeure visible sur cette troisième configuration se situe dans la région à côté des deux

turbillons proches des parois latérales et qui font partie intégrante des effets tri-dimensionnels de l'écoulement. Pour le petit bulbe, les lignes de cisaillement indiquent que l'écoulement est également relativement 2D sur une zone recouvrant presque les deux tiers de la largeur de la section d'essais ($\simeq 0.40$ m) autour de la ligne centrale.

3.2 Distribution de pression

Après avoir introduit les trois géométries des bulbes avec les visualisations par film d'huile, on s'intéresse dans cette section à la distribution de pression moyenne qui est présentée en Fig. 3.2. On définit le coefficient de pression statique moyenne tel que : $c_p = 2(p(x) - p_{\text{ref}})/\rho U_{\text{ref}}^2$, où p_{ref} et $p(x)$ font référence respectivement à la pression statique à l'entrée de la section d'essais et à la station de mesure locale au point x . Les mesures de pression pariétale sont réalisées à l'aide de deux modules Scanivalve DSA3217 d'une gamme d'environ 2.5 kPa et d'une précision de ± 1.2 Pa (Weiss *et al.*, 2015). La paroi inférieure de la section d'essais qui diverge vient produire un fort gradient de pression adverse qui commence à se faire ressentir sur la paroi du haut dès $x = 1.4$ m. On rappelle que la référence $x = 0$ m marque le début de la section d'essais à la sortie du convergent et l'ajout d'une pièce rectangulaire de faible épaisseur permet d'assurer que l'on déclenche la transition vers la turbulence dès l'origine.

La géométrie originale de la section d'essais permet de générer la distribution de pression représentée avec les carrés noirs de la Fig. 3.2 qui a été analysée dans la thèse de Mohammed-Taifour (2017). L'ajout de deux blocs en polystyrène dans la partie arrière du berceau de la section inférieure, de façon à ce que le gradient de pression adverse (APG) reste le même pour chacune des configurations mais que deux nouvelles zones de gradient de pression favorable (FPG) soient créées plus tôt, en amont, comparativement à la section originale. Le contour de la section d'essais avec la ligne pointillée bleue dans la partie du bas de la Fig. 3.2 permet de générer la distribution du petit bulbe (cf. courbe avec les ronds bleus), tandis que le contour de section avec la ligne pointillée rouge permet de créer celle du bulbe moyen.

À ce stade, il est important de comparer ces distributions de pression générées expérimentalement au laboratoire TFT pour les situer avec les autres principaux résultats de la littérature des bulbes de décollement turbulents induits par gradient de pression. Une telle comparaison est effectuée en Fig. 3.3, pour laquelle les paramètres de normalisation utilisés ont permis de présenter dans un référentiel commun différents cas de bulbes de décollement turbulents qui sont résumés dans le Tableau 3.1. Les données disponibles se composent des résultats expérimentaux de Perry & Fairlie (1975) et Patrick (1987), ainsi que des résultats numériques de Na & Moin (1998a), Abe (2017), Coleman *et al.* (2018), et Wu & Piomelli (2018).

Retenant la suggestion de Coleman *et al.* (2018), la position longitudinale de référence qui a été choisie en Fig. 3.3 est celle de $x_{V_{top}=0}$, où le profil de transpiration change de signe entre la condition d'aspiration et de soufflage imposés sur le bord du domaine. On notera que le profil de V_{top} pour Perry & Fairlie (1975) n'étant pas donné, on utilise dans cette étude celui du modèle numérique obtenu par Cheng *et al.* (2015) qui modélisent le même écoulement.

Pour les données du présent projet ainsi que pour celles de Patrick (1987) dans le Tableau 3.1, $x_{V_{top}=0}$ a été pris en mesurant la vitesse verticale la plus éloignée possible de la surface d'essai. La position longitudinale a ensuite été normalisée par l'épaisseur de quantité de mouvement θ_0

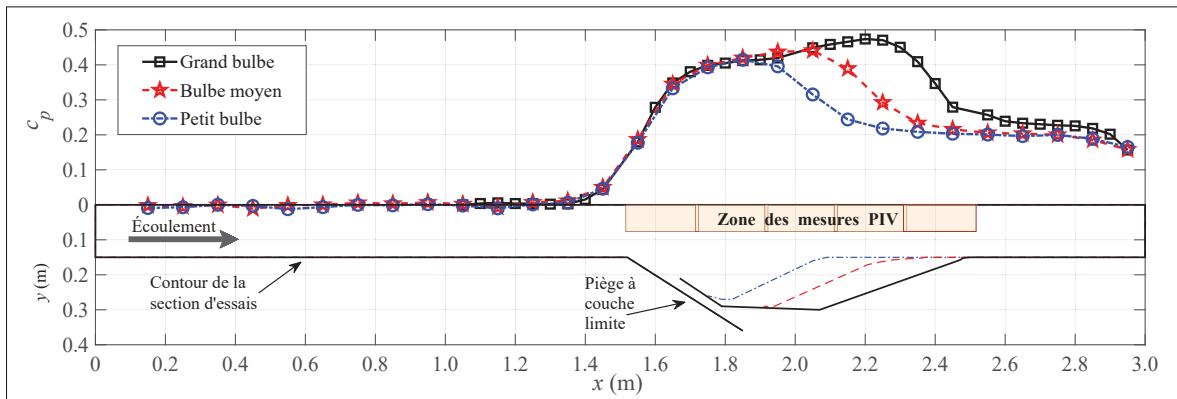


FIGURE 3.2 En haut le coefficient de pression moyenne c_p mesurée le long de ligne centrale $z = 0$ m selon l'axe x et en bas une vue de profil de la section d'essais dont la ligne noire continue correspond au grand bulbe décrit dans Mohammed-Taifour & Weiss (2016) la ligne pointillée rouge est le nouveau bulbe moyen et la ligne pointillée bleue correspond au petit bulbe

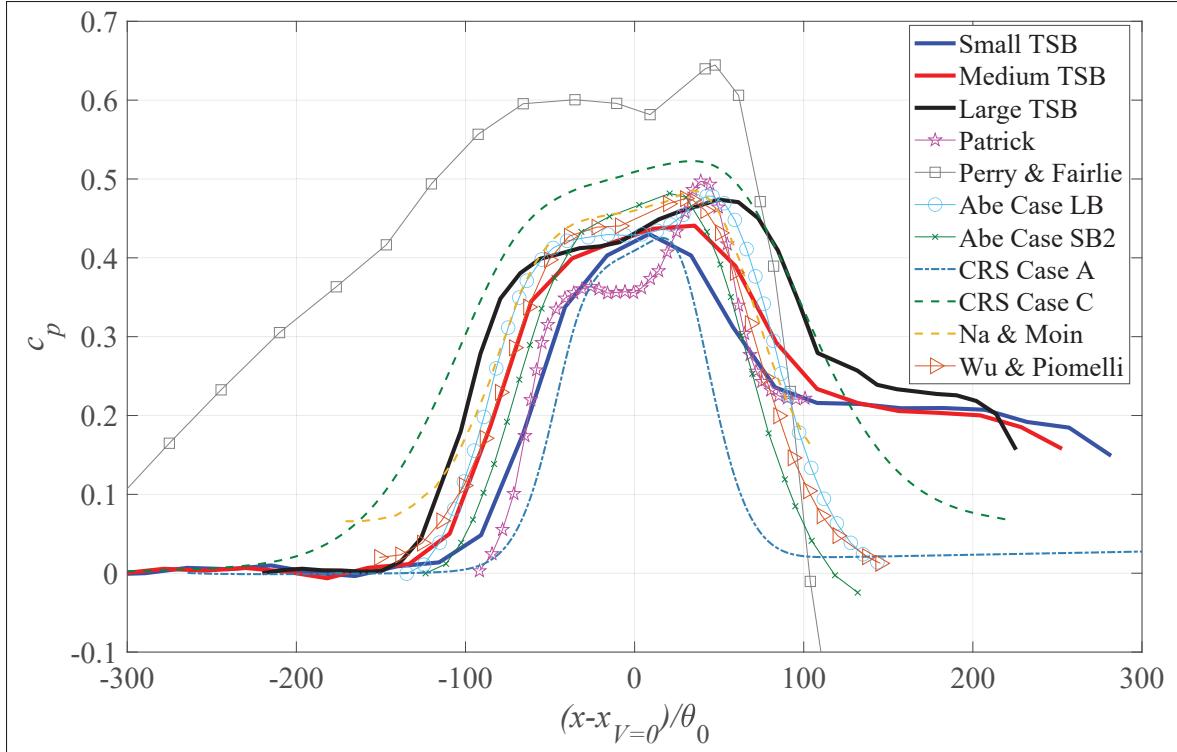


FIGURE 3.3 Distributions longitudinales du coefficient de pression pariétale c_p pour une liste des principaux bulbes induits par gradient de pression avec la notation du locus de $x_V=0$ qui permet de combiner cas expérimentaux et numériques *ensemble* et matérialise la frontière entre les conditions d'aspiration et de soufflage

que la couche limite ZPG aurait pu atteindre à $x_{V_{top}=0}$ si aucun gradient de pression n'avait été imposé (cf. courbes en figure 3(c) pour la zone ZPG *virtuelle* prolongée de l'étude de Coleman *et al.* (2018)). Cette valeur θ_0 a été calculée à partir des données publiées de la littérature en intégrant l'équation de von Kármán $d\theta/dx = c_f/2$, depuis sa valeur θ_{in} qui se trouve à une position donnée dans la région ZPG de l'écoulement amont (qui va décoller) jusqu'à la valeur θ_0 obtenue à $x_{V_{top}=0}$. Dans le cadre du projet, on considère que la position de référence est fixée à $x_{in} = 1.1$ m, et on rappelle la loi de frottement pariétal proposée par Schlichting (1968) pour une couche limite turbulente ZPG sur une plaque plane et lisse : $c_f/2 = 0.0128Re_\theta^{-0.25}$. Les nombres de Reynolds $Re_{\theta_{in}}$ à chaque point de référence et le nombre Re_{θ_0} sont listés dans le Tableau 3.1, où on observe qu'en fonction du choix de la position de référence, Re_{θ_0} peut aller jusqu'au double de $Re_{\theta_{in}}$.

TABLEAU 3.1 Définition des paramètres clés des bulbes induits par gradient de pression : les données avec (*) concernent la présente étude ; CRS fait référence à Coleman *et al.* (2018) ; θ_{in} et θ_0 sont respectivement les épaisseurs de quantité de mouvement au point de référence et $x_{V_{top}=0}$; V_{top} est le profil de transpiration imposé dans les simulations numériques et sa hauteur $H_{V_{top}}$ de la paroi ; L_b est la longueur entre le décollement moyen (TD) et le recollement moyen (TR) ; L_p est la longueur entre le maximums de l'APG et du FPG ; H_b est la hauteur maximum entre la ligne de courant séparatrice et la paroi ; w est la largeur de la section d'essai pour les données expérimentales et l'envergure du domaine numérique ; enfin, [APG] et [FPG] sont définis tels que $\theta_0 \cdot \left[\frac{dC_p}{dx} \right]_{\max} \times 10^{-3}$ et $\theta_0 \cdot \left[\frac{dC_p}{dx} \right]_{\min} \times 10^{-3}$.

Réf.	$Re_{\theta_{in}}$	Re_{θ_0}	$\frac{H_{V_{top}}}{\theta_0}$	$\frac{L_b}{\theta_0}$	$\frac{L_p}{\theta_0}$	$\frac{H_b}{L_b}$	$\frac{w}{L_p}$	$\left[\frac{V_{top}}{U_{ref}} \right]_{\max}$	[APG]	[FPG]
Expérimental										
Perry & Fairlie	2 000	4 404	n/a	121	284.3	0.19	0.61	n/a	2.2	-18
Petit bulbe*	5 000	6 711	n/a	n/a	114.2	n/a	1.30	n/a	6.6	-3.8
Bulbe moyen*	5 000	6 905	n/a	26.6	154.5	0.06	0.94	n/a	6.9	-4.6
Grand bulbe*	5 000	7 107	n/a	93.8	192.3	0.12	0.73	n/a	7.1	-5.9
Patrick	11 100	13 172	n/a	64.6	116.7	0.31	0.99	n/a	12.5	-12.2
Simulations numériques										
Na & Moin	300	601	53.2	84.9	158.6	0.13	0.26	0.53	6.8	-7.1
Abe (cas SB2)	300	465	51.5	45.1	123	0.053	0.84	0.43	7.0	-7.4
Abe (cas LB)	900	1291	56.1	96.1	159	0.19	0.71	0.52	7.9	-8.0
CRS (cas A)	1 035	1 437	27.8	35.6	86	0.093	1.29	0.40	9.4	-10.2
CRS (cas C)	1 744	3 121	25.6	33.3	207.5	0.033	0.49	0.13	5.0	-4.8
Wu & Piomelli	2 500	3 367	52.0	61.6	142.6	0.16	0.28	0.52	6.9	-7.6

Plusieurs remarques peuvent en outre être tirées de la Fig. 3.3. Tout d'abord la plupart des distributions de c_p montrent une forme en cloche assez classique traduisant la combinaison

aspiration-soufflage dans le profil de transpiration. Les résultats associés aux trois bulbes de ce projet sont alors autant d’exceptions notables car les courbes ne retombent pas à $c_p = 0$. Ceci peut s’expliquer par la géométrie de la section d’essai de la soufflerie qui possède la même hauteur en amont et en aval de la zone de gradients de pression. Afin de pouvoir ramener le coefficient c_p proche de zéro après le recollement, il faudrait une plus petite hauteur sur la partie en aval pour compenser le débit massique enlevé par le piège à couche limite, à travers lequel environ 10% du débit entrant, ce qui donne une valeur $c_p \simeq 0.2$ pour les trois bulbes en aval de la région de FPG. La même observation est aussi valide pour le cas de Patrick (1987), qui avec une géométrie similaire enregistrait une perte de débit encore supérieure aux alentours de 30% (cf. discussion au paragraphe 6.2.3 du mémoire de Pioton (2012)). La troisième exception à la courbe en cloche est enfin la distribution de Perry & Fairlie (1975), où une différence notable est observée entre un APG modéré suivi d’un FPG relativement fort pour former leur bulbe de décollement. Enfin, la distribution sur la Fig. 3.3 de Patrick (1987) se démarque du fait de son maximum observé en seconde moitié du sommet de la courbe en cloche, et qu’il interprétrait dans son analyse comme étant le résultat de l’impact et de la stagnation partielle du fluide venant recoller à la paroi. Cette observation reste vraie mais dans une moindre mesure pour la plupart des autres géométries.

De plus, le Tableau 3.1 dresse aussi la liste des rapports de forme selon l’axe vertical des bulbes de décollement, en définissant H_b comme étant la hauteur de la zone de recirculation divisée par sa longueur L_b . On précise que H_b est la distance maximum entre la paroi et la ligne de courant séparatrice de l’écoulement moyen, tandis que L_b est la distance entre les points de décollement et recollement moyens. En comparant ce rapport de forme avec les distributions de c_p , on remarque que le pic maximum est davantage prononcé pour les grands rapports de forme. Cela est cohérent avec l’explication de Patrick (1987) de l’impact du fluide au recollement qui crée le pic de pression, bien que l’effet du nombre de Reynolds ($Re_\theta \simeq 11\,000$ pour Patrick, soit plus du double que dans l’étude présente) devrait également être pris en compte.

Un autre point intéressant est qu’à l’exception de Perry & Fairlie (1975), la majorité des distributions de c_p évoluent entre les cas A et C de Coleman *et al.* (2018). Les distributions de

pression de Na & Moin (1998a), Abe (2017) (cas LB), et Wu & Piomelli (2018) sont très proches les unes des autres, du fait que les deux études plus récentes ont eu pour objectif de reproduire la configuration de Na & Moin. Le cas A de Coleman *et al.* (2018) révèle des gradients de pression similaires mais qui sont imposés sur une plus courte distance. Au contraire, leur cas C impose des gradients plus faibles mais sur une plus longue distance. À titre de comparaison, Patrick (1987) a une distribution plus courte, même si cela peut être perçu comme un artefact du nombre de Reynolds plus important, et donc d'un plus grand θ_0 . Au final, les distributions de pression de nos trois bulbes générés à la soufflerie du TFT voient leur valeurs d'APG être assez proche de celui de Na & Moin (1998a), tandis que les valeurs de FPG se rapprochent du cas C de Coleman *et al.* (2018).

Continuant l'analyse des films d'huile présentés en début de chapitre, on s'intéresse ensuite à délimiter la taille des bulbes obtenus, à l'aide des mesures avec le capteur MEMS qui permet d'obtenir les valeurs du coefficient γ de la fraction de l'écoulement allant dans le sens amont-aval par unité de temps. En amont de l'écoulement pour les trois bulbes, on a une valeur constante $\gamma \simeq 100\%$ sur chacun des films de la Fig. 3.1. On rappelle que le décollement naissant (ID) est selon Simpson (1989) défini pour $\gamma = 99\%$, soit à environ $x \simeq 1.55$ m pour chaque bulbe.

Le décollement transitoire intermittent (ITD) est quant à lui défini pour $\gamma = 80\%$ qui a lieu proche de la position $x \simeq 1.65$ m pour les bulbes moyen et grand. En revanche cette valeur de γ n'est pas tout à fait obtenue pour le petit bulbe où on obtient 81% pour $x \simeq 1.75$ m. Pour les deux plus grandes géométries, la valeur $\gamma = 50\%$ correspond aux lignes de décollement moyen qui est obtenue à environ $x \simeq 1.75$ m sur la ligne centrale de la section d'essai, tandis que ce seuil n'est pas franchi pour le petit bulbe. En effet, ce dernier ne montre aucune région d'écoulement de retour sur son film d'huile et on peut alors considérer que l'écoulement est attaché en *moyenne*. Du côté du recollement, le point du recollement moyen ($\gamma = 50\%$) est atteint à $x = 1.90$ m pour le bulbe moyen, et $x = 2.15$ m pour le grand bulbe. De plus, les positions où $\gamma = 99\%$ dans la région du recollement, dénommée « Recollement complet » (CR), sont elles situées encore plus en arrière (respectivement à $x = 1.87$ m, $x = 2.07$ m, et 2.27 m pour les petit, moyen et grand bulbes). Sur la base de ces mesures, la longueur de décollement moyen L_b , définie comme étant

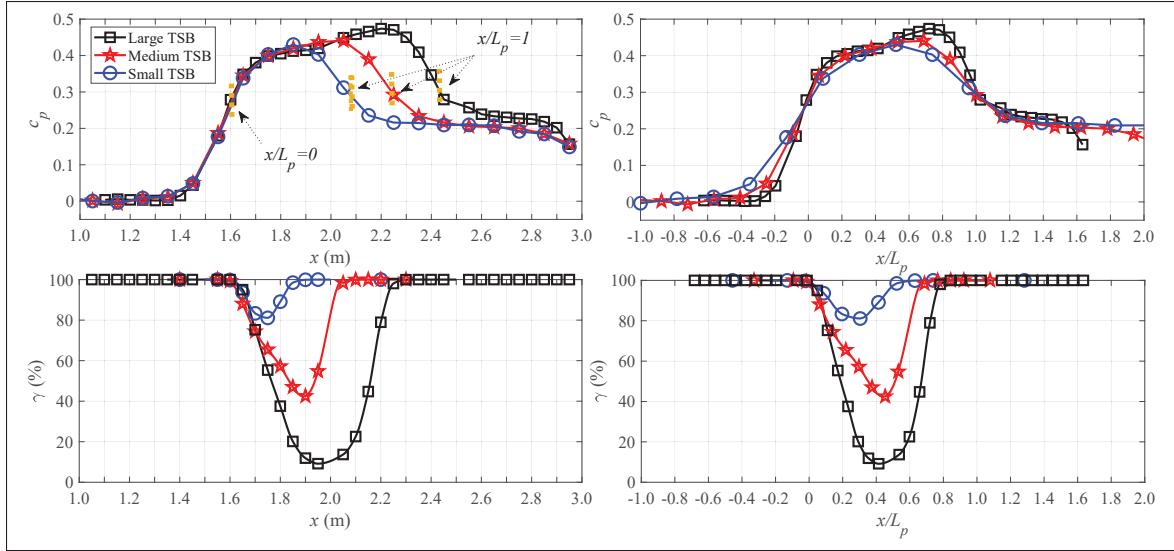


FIGURE 3.4 Distributions du coefficient de pression en haut et du coefficient γ de la fraction d'écoulement amont-aval en bas avec les courbes de gauche qui sont représentées sur l'axe physique longitudinal x tandis qu'à droite l'axe est normalisé par L_p avec l'origine définie à la position du gradient adverse maximum

la distance entre le décollement moyen et le recollement moyen est $L_b = 0.11$ m pour le bulbe moyen et $L_b = 0.40$ m pour le grand bulbe.

TABLEAU 3.2 Définition du paramètre de longueur L_p pour chacun des trois bulbes

Configuration	Loci de $x/L_p = 0$	Loci de $x/L_p = 1$	L_p (m)
Petit bulbe	$x = 1.61$ m	$x = 2.07$ m	0.46
Bulbe moyen	$x = 1.61$ m	$x = 2.24$ m	0.63
Grand bulbe	$x = 1.61$ m	$x = 2.43$ m	0.82

Pour permettre de comparer chaque géométrie l'une avec l'autre, on définit alors une normalisation de l'axe physique longitudinal pour superposer les distributions de pression et vitesse pour les différentes géométries. La longueur L_b semble inappropriée car elle n'est pas définie dans le cas d'un bulbe sans région de recirculation *moyenne*. Au lieu de L_b , on peut suggérer que la longueur L_{99} définie comme étant la distance entre le point de décollement naissant et le recollement complet où $\gamma = 99\%$ (cf. Le Floc'h *et al.* (2017)). Bien qu'êtant généralement applicable à tout type d'écoulement, cette définition requiert la mesure du coefficient γ qui n'est

pas toujours disponible dans la littérature. Pour cette raison, on préfère alors utiliser la longueur L_p . Cette échelle L_p est similaire à celle introduite par Abe (2017) et se définit comme étant la distance entre la position du maximum de l'APG et du minimum du FPG, qui sont *a priori* le plus souvent référencées. Les distributions du coefficient de pression c_p et de la fraction de l'écoulement γ le long de la ligne centrale sont représentées à droite de la Fig. 3.4. L'avantage de cette méthode est que chaque distribution devient superposable et facilite la comparaison des bulbes sur un même référentiel. Par conséquent pour le restant de l'étude, la comparaison entre les différents bulbes sera faite en normalisant avec l'échelle L_p .

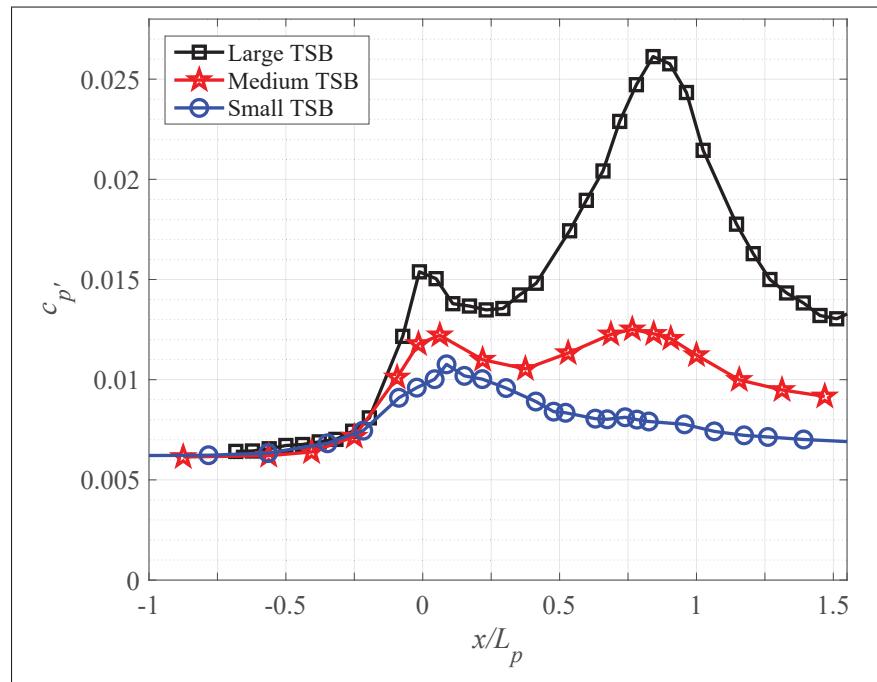


FIGURE 3.5 Distribution de c_p' mesurées à la paroi le long de la ligne centrale pour les trois bulbes

Les distributions de pression fluctuante à la paroi sont ensuite présentées selon l'axe longitudinal le long de la ligne centrale en Fig. 3.5. Le coefficient $c_p' = 2p_{rms}/\rho U_{ref}^2$ se définit comme étant l'écart-type des fluctuations pariétales normalisé par la pression dynamique de référence. Les trois bulbes exhibent une distribution bi-modale, avec un premier maximum proche de $x/L_p \simeq 0$, et un second maximum vers $x/L_p \simeq 0.75$, en dépit du fait que celui du petit bulbe est très faible. De façon générale, les fluctuations de pression augmentent clairement avec la taille du bulbe de

décollement, en particulier proche du second maximum à $x/L_p \simeq 0.75$. Une autre remarque est que si le bulbe moyen voit ses maximums pratiquement de même amplitude, le grand bulbe voit lui le second maximum nettement supérieur au premier, et c'est l'inverse pour le petit avec un second maximum plus faible. Une distribution bi-modale de $c_{p'}$ est également observée dans les travaux numériques de Na & Moin (1998) et Abe (2017). Ce dernier a analysé l'influence de la taille du bulbe sur les fluctuations de pression pariétale pour un nombre de Reynolds $Re_\theta = 300$ et a montré, en accord avec les résultats présents, que les niveaux de fluctuations augmentaient avec la taille du bulbe, particulièrement dans la région du second maximum proche du recollement. Le grand bulbe (LB) de Abe (2017) a d'ailleurs ses deux maximums à environ $c_{p'} \simeq 0.20$, de manière analogue à notre bulbe moyen qui voit ses deux pics à $c_{p'} \simeq 0.12$. À $Re_\theta = 900$, le second maximum, toujours pour le cas LB de Abe (2017) reste égal à environ $c_{p'} \simeq 0.20$, tandis que le premier baisse à $c_{p'} \simeq 0.13$, ce qui suggère donc un effet significatif du nombre de Reynolds. Le premier maximum de Na & Moin (1998) est à $c_{p'} \simeq 0.13$ et leur second à $c_{p'} \simeq 0.18$, ce qui situe alors leur distribution entre nos bulbes moyen et grand pour lesquels on enregistre des valeurs du premier pic à $c_{p'} \simeq 0.12$ et 0.15, et du second pic à $c_{p'} \simeq 0.12$ et 0.26, respectivement.

3.3 Distribution de vitesse et des statistiques de turbulence

Les contours de la composante de vitesse longitudinale pour nos trois bulbes sont illustrés en Fig. 3.6. La différence de taille entre chacune des configurations est alors évidente, avec le grand bulbe qui affiche une large région d'écoulement retour (i.e. $\bar{U} < 0$) sur une longueur d'environ $x/L_p \simeq 0.5$, tandis que le bulbe moyen voit une zone de recirculation significativement réduite, sur une longueur de $x/L_p \simeq 0.15$. Ces valeurs de recirculation sont cohérentes avec les données du MEMS (Fig. 3.4). On note que l'étendue verticale de la région d'écoulement retour est approximativement de 26 mm pour le grand bulbe, contre 2.5 mm pour le moyen, soit des rapports de forme H_b/L_b respectivement de 0.12 et 0.06 tel que rapporté dans le Tableau 3.1.

Pour compléter les informations de pression, les vitesses verticales normalisées V/U_{ref} mesurées pour nos trois bulbes sont présentées en Fig. 3.7 sur le bord extérieur du champs de vue, soit

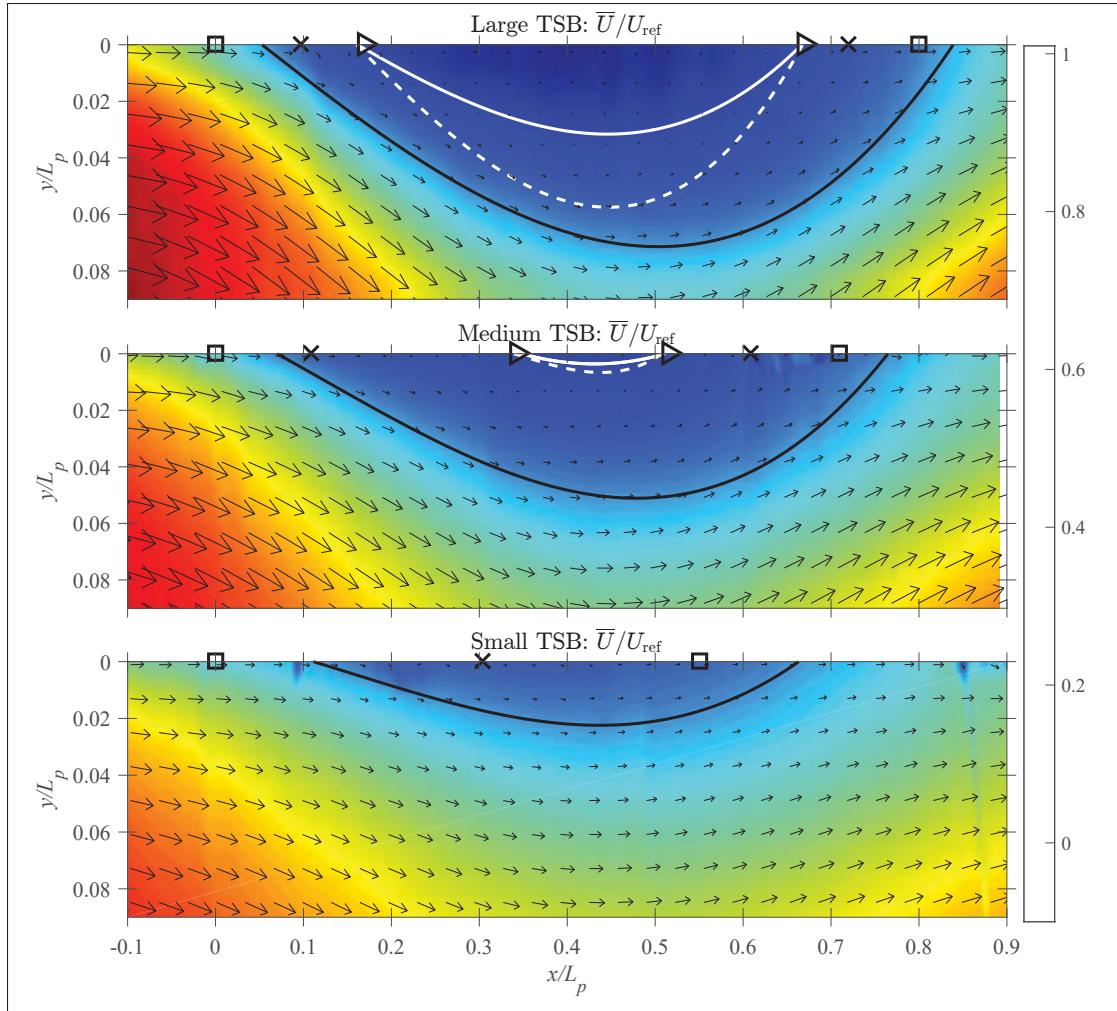


FIGURE 3.6 Distribution de la composante de vitesse longitudinale pour les 3 bulbes en fonction de x/L_p avec les champs de vecteurs vitesse superposés. Les lignes blanches continues représentent l'iso-vitesse $\bar{U} = 0$ m/s et en pointillés blancs les lignes de courant séparatrices $\psi = 0$. Les lignes noires sont l'iso-vitesse $\bar{U} = 5$ m/s. Les marqueurs carrés, croix et triangles noirs réfèrent respectivement soit à ID ou CR ($\gamma = 99\%$), le décollement/recollement intermittent transitoire ($\gamma = 80\%$) et le décollement/recollement moyen ($\gamma = 50\%$)

pour une hauteur $y/\theta_0 \simeq 17$. Seules les données de Na & Moin (1998a), Coleman *et al.* (2018) et Patrick (1987) sont disponibles à titre de comparaison. Une première remarque sur les profils de transpiration est que contrairement aux données de nos trois bulbes, la plupart des cas sont à peu près symétriques, avec une même amplitude d'aspiration que de soufflage. Cependant, les données acquises à la soufflerie du TFT montrent une plus grande amplitude dans la zone

de l'aspiration ($V > 0$) que pour le soufflage ($V < 0$), ce qui est cohérent avec les résultats du Tableau 3.1 qui relevait des amplitudes du FPG plus petites que celles de l'APG. De plus, le grand bulbe présente en fait une aspiration assez proche de celle Na & Moin (1998a), mais qui reste significativement plus faible que pour le bulbe de Patrick (1987). En revanche, le bulbe moyen a son amplitude de soufflage très proche de celui du cas C de Coleman *et al.* (2018).

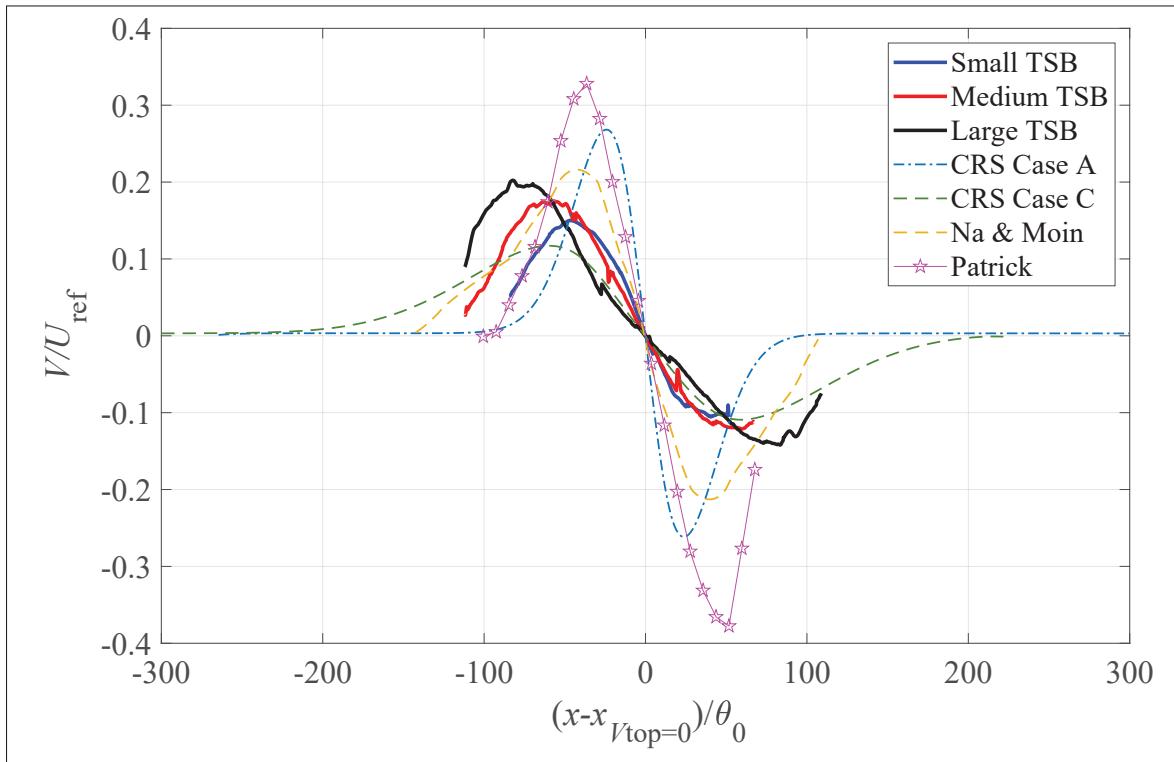


FIGURE 3.7 Distributions longitudinales de la vitesse normale prise à la hauteur de $y/\theta_0 \simeq 17$ et les données de Na & Moin (1998a) ont été interpolées

Cette compilation des données de vitesse est ainsi en accord avec les observations précédentes faites sur les distributions de pression de la Fig. 3.3. Sur la base de la comparaison des longueurs normalisées de décollement L_b/θ_0 et les rapports de forme H_b/L_b énumérées dans le Tableau 3.1, et des données en pression et vitesse des Fig. 3.3 et Fig. 3.7, *on conclut que notre grand bulbe a une géométrie qui ressemble le plus à celle de Na & Moin (1998a)*, en dépit d'une différence significative du nombre de Reynolds. De manière similaire, *notre bulbe moyen se rapproche quant à lui le plus du cas C de Coleman et al. (2018)*, avec ici un facteur environ le double pour

le nombre de Reynolds de notre bulbe ainsi qu'une différence notable dans la distribution de pression. En théorie, deux bulbes de décollement turbulents seraient identiques si les nombres de Reynolds et les distributions de pression étaient les mêmes, ou de manière équivalente, si les nombres de Reynolds et les profils de transpiration imposés étaient les mêmes à une hauteur équivalente.

Les contours des contraintes de Reynolds pour nos trois bulbes sont ensuite présentés en Fig. 3.8. On note que les barres de couleurs ont été volontairement adaptées pour faire ressortir les bulbes petit et moyen, puisque le grand bulbe montre des valeurs beaucoup plus élevées pour les trois contraintes de Reynolds normalisées. Par conséquent les aires en couleur rouge bordeaux sont saturées. Néanmoins, on note que les contours sont cohérents entre les trois bulbes et l'amplitude de chaque contrainte a tendance de manière générale à augmenter avec la taille du bulbe. Les loci des contraintes maximales tendent également à s'éloigner de la surface d'essai au fur et à mesure que la taille du bulbe grandit. La contrainte longitudinale $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$ augmente à partir de $x/L_p = 0$ et atteint un maximum proche de $x/L_p = 0.2$, ce qui est en accord avec les résultats de Na & Moin (1998a), ainsi que ceux de Coleman *et al.* (2018). On rappelle la bonne comparaison entre leur bulbe du cas C et notre géométrie moyenne (cf. Fig. 3.9). Les contraintes normale et de cisaillement se comportent quant à elles différemment, et tendent à augmenter de $x/L_p \simeq 0$ jusqu'à la fin du champ de mesure PIV. Ces contours sont à nouveau proches de ceux de Coleman *et al.* (2018) (Fig. 3.9), mais diffèrent par contre de ceux de Na & Moin (1998a) et Abe (2017), qui observent tous les deux une décrue de $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ au milieu de leur bulbe. Cette distribution bi-modale des contraintes de Reynolds n'est pas observée ici, à l'exception peut-être du cas du grand bulbe, où la contrainte de cisaillement vient diminuer légèrement à $x/L_p \simeq 0.2$, et ce comparé aux valeurs davantage en amont et en aval de cette position. Cette observation sera rediscutée plus tard dans le chapitre 4.

Comparaison du bulbe moyen avec le cas C de Coleman *et al.* (2018)

Poursuivant l'analyse de la section précédente sur les bases de données en pression et vitesse des principaux bulbes induits par gradient de pression de la littérature, on souhaite présenter

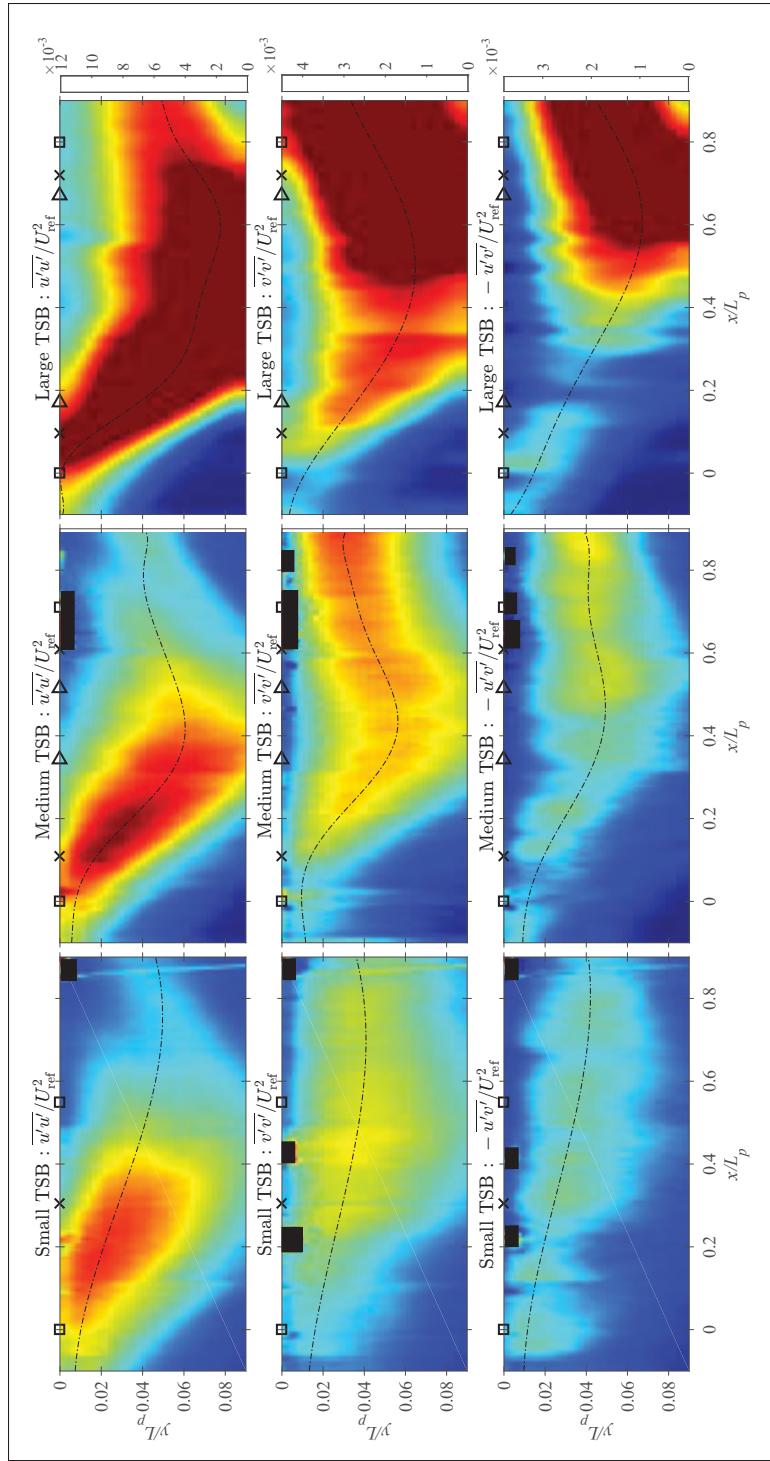


FIGURE 3.8 Contours des contraintes $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ des trois bulbes. Les lignes noires pointillées sont les loci des contraintes maximales. Les carrés, croix et triangles noirs font référence respectivement aux points ID ou CR ($\gamma = 99\%$), le décollement/recollement intermittent transitoire ($\gamma = 80\%$) et le décollement/recollement moyen ($\gamma = 50\%$). Les rectangles noirs cachent des régions invalides des données PIV dans certaines régions en proche paroi.

plus en détails la comparaison entre le cas C de Coleman *et al.* (2018) et le bulbe moyen. Dans l’analyse de Mohammed-Taifour & Weiss (2016), la campagne de mesures PIV pour le grand bulbe avait été validée en comparant avec les résultats obtenus par fil chaud, tant dans la zone de gradient nul en amont du décollement que dans la zone de recirculation (cf. figure 9 de Mohammed-Taifour & Weiss (2016)). Au lieu de chercher à reproduire des résultats similaires, l’idée a été ici d’utiliser les comparaisons des statistiques de turbulence entre deux bulbes comparables en Fig. 3.9 : notre bulbe moyen et le cas numérique 3D de Coleman *et al.* (2018) qui est défini avec des conditions périodiques.

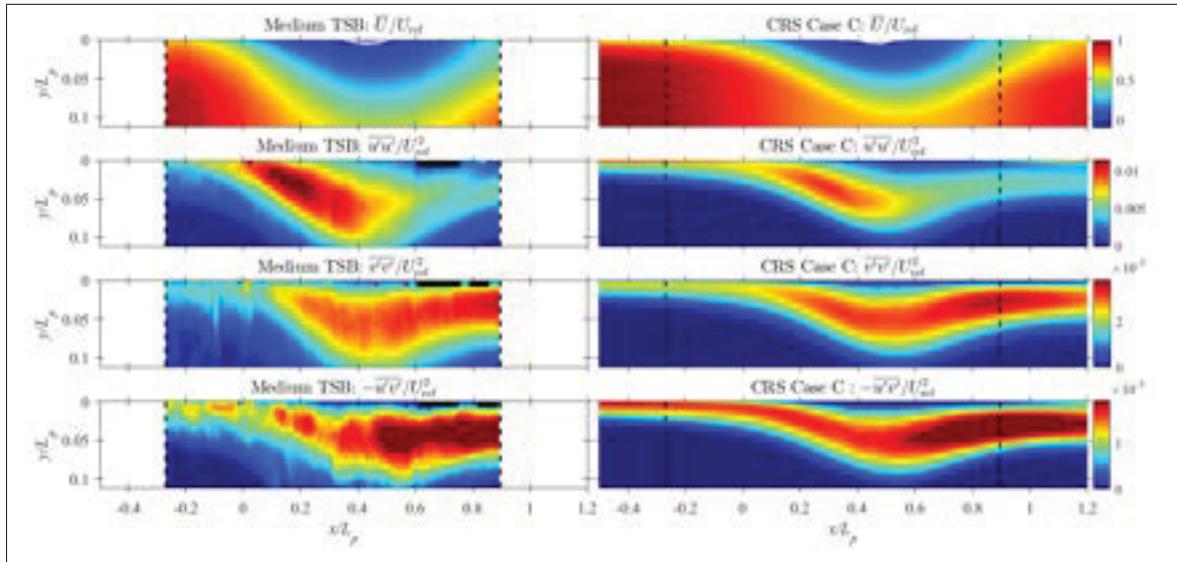


FIGURE 3.9 Bulbe moyen à gauche comparé au cas C de Coleman *et al.* (2018) à droite avec des rectangles noirs qui cachent des régions invalides des données PIV dans certaines régions en proche paroi

Les quantités \bar{U}/U_{ref} , $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ des deux bulbes sont mises côte à côte, et l’axe longitudinal a été normalisé par la longueur L_p entre le loci du maximum de l’APG et le minimum du FPG. La proximité des résultats entre ces deux écoulements était d’ailleurs attendue du fait des similarités présentées dans le Tableau 3.1. Même si cette comparaison favorable donne confiance dans les résultats PIV, cela montre également la résolution spatiale et la convergence plus faibles du PIV par rapport aux résultats numériques de la DNS. C’est en effet la conséquence de multiple facteurs tels que la résolution limitée des caméras CMOS, le

raccord fait entre les deux champs de vue de chaque caméra et le temps d'acquisition limité de chaque tir PIV du fait de la capacité mémoire des caméras. Toutefois comme il a été détaillé dans le chapitre 2 de la méthodologie, les incertitudes aléatoires sur nos trois écoulements obtenus ici se comparent bien à l'état de l'art du PIV 2C-2D (cf. Ma *et al.* (2020)). En conclusion de cette section, malgré certaines limitations inhérentes à la méthodologie PIV, les résultats obtenus sont de bonne qualité et permettent de bien représenter l'écoulement.

3.4 Description des effets 3D avec un focus sur la géométrie moyenne

À ce stade de l'analyse, les comparaisons entre un bulbe numérique typiquement « 2D » et nos bulbes expérimentaux posent ensuite la question de l'étendue des effets tri-dimensionnels qui sont nécessairement présents dans une soufflerie avec une section en coupe rectangulaire. Comme vu sur les films d'huile en Fig. 3.1, les trois bulbes montrent un caractère symétrique par rapport à la ligne centrale $z^* = 0$ avec $z^* = z/L_w$ et L_w qui est la demi-largeur de la section d'essais. Les lignes de frottement superposées indiquent que la partie centrale comprenant essentiellement le tiers de la largeur de la section d'essai pour les bulbes moyen et grand sont essentiellement droites. Cette portion d'un écoulement droit et symétrique monte à la moitié de la largeur pour le petit bulbe. En dehors de cet intervalle, on peut considérer en effet que les effets tridimensionnels deviennent prépondérants lorsqu'on se rapproche des parois latérales, comme en témoignent les visualisations par film d'huile sur ces dernières des lignes de frottement faisant la jonction entre parois horizontale et verticales (cf. les cols $S1$ et $S1'$ dans les coins de la section d'essais reliant les foyers de zone de recirculation sur la paroi latérale illustrés à la figure 2 de Mohammed-Taifour & Weiss (2016) et à la Fig. 3.1).

De façon surprenante, bien que le ratio entre la longueur de décollement moyen sur l'envergure de la section d'essai est plus faible pour le bulbe moyen que pour le grand, la taille de la région affectée par l'écoulement de coin semble relativement similaire. Ainsi, proportionnellement à la longueur de décollement, les effets tri-dimensionnels se retrouvent davantage prononcés pour la géométrie moyenne. La symétrie des lignes de frottement pariétal sur la Fig. 3.1 des films d'huile écarte l'hypothèse de tout mouvement transverse significatif, car les lignes se

dessinant à la paroi restent très sensibles et leur orientation serait modifiée en cas de gradient de pression transverse avéré. Dans ce contexte, on peut alors considérer nos bulbes comme étant *quasiment bi-dimensionnels* en moyenne. Il faut cependant reconnaître que l'écoulement stationnaire obtenu ici reste différent, et ce même le long de la ligne centrale, par rapport à ce qu'on obtiendrait au sein d'une section d'essais virtuelle « d'infinie largeur ». On admet donc dans l'analyse présente une part nécessaire d'influence de la présence des parois latérales sur la topologie moyenne des bulbes obtenus, y compris sur la ligne centrale. Néanmoins on peut aussi définir une zone centrale qui n'en serait que modestement influencée, et qui définit malgré ces limitations expérimentales une zone de fluide quasi-2D. En conséquence, les résultats et conclusions obtenus par la présente étude sont transposables et comparables aux cas 3D périodiques des DNS. Afin de poursuivre sur ce point, la géométrie intermédiaire est choisie pour effectuer des mesures à plusieurs positions transverses, et les résultats sont présentés dans la section suivante.

3.4.1 Mesures dans l'axe transverse des champs verticaux et horizontaux pour le bulbe moyen

Le bulbe moyen a l'avantage de capturer en un seul champ de vue PIV les points de décollement et de recollement moyens, ce qui a motivé le choix de cette géométrie pour effectuer des mesures PIV dans les champs verticaux et horizontaux suivant la dimension transverse de l'écoulement. Ces mesures transverses alimenteront naturellement aussi la discussion dans le chapitre 4 sur les instationnarités qu'on analysera pour décrire les échelles transverses respectives de chaque phénomène. On rappelle que la nappe laser peut être soit installée verticalement pour mesurer les composantes de vitesse en x et y , soit horizontalement pour mesurer les composantes x et z en proche paroi (cf. schéma de la Fig. 2.6). Pour des raisons pratiques associées aux volumes de données à traiter (chaque caméra *Phantom* ayant 12 GB de mémoire), les mesures effectuées avec le système PIV sont réalisées suivant le semi-axe des z négatifs qui se composent de six plans verticaux et cinq horizontaux. On considère alors que des résultats quasi-identiques seraient obtenus dans l'autre moitié des z positifs grâce au niveau raisonnable de symétrie observé sur les films d'huile, les distributions de c_p ainsi que celle du coefficient du ratio d'intermittence γ . Pour

les mesures verticales, les résultats présentés sont pour les champs PIV alignés sur les positions transverses $z^* = 0, -1/6, -1/3, -1/2, -2/3$ et $-5/6$ tandis que pour les mesures horizontales, le champ de vue est centré au-dessus de chacune des positions transverses $z^* = 0, -1/6, -1/3, -1/2$ et $-2/3$. Tel que le montage est réalisé, les deux familles de mesures permettent d'obtenir un champ de vue en unités dimensionnelles d'environ 0.21 m suivant la direction longitudinale et 0.075 m suivant les directions y ou z . On précise aussi que la nappe laser pour les champs horizontaux est située à une hauteur d'environ $y = 3$ mm de la paroi horizontale de la section d'essais.

Dans le but de fournir une vue globale de la taille moyenne du bulbe, la même visualisation par film d'huile qu'introduite en Fig. 3.1 est à nouveau reprise mais en superposant cette fois les contours des champs moyens de la vitesse longitudinale mesurée en PIV. On observe alors en Fig. 3.10 que la composante moyenne de la vitesse longitudinale suit plutôt bien les courbes iso- γ et les motifs du film d'huile de manière générale. Bien qu'on ne puisse pas capturer un écoulement retour dans la région centrale des mesures PIV horizontales, on peut souligner que le film d'huile ainsi que les courbes iso- γ indiquent tous deux la présence d'un écoulement retour qui s'étend sur toute la largeur de la section d'essais. La zone de recirculation n'est pas visible sur la Fig. 3.10 pour les résultats PIV proches de la ligne centrale car la nappe laser est située à environ $\simeq 3$ mm de la paroi horizontale. Comme les résultats PIV verticaux le confirmeront, le bulbe moyen est relativement de fine épaisseur sur la région de la ligne centrale. Cependant, une zone d'écoulement retour apparaît pour $z^* < -1/3$, ce qui indique que la recirculation est plus importante lorsqu'on se rapproche des parois latérales. Ce résultat est par ailleurs cohérent avec l'allure « arquée » de la courbe du décollement moyen TD qui tend à rebrousser chemin vers les foyers des tourbillons lents se développant de chaque côté à $x/L_p = 0.15$.

Les mesures PIV verticales faites le long du semi-axe des z négatifs sont ensuite présentées en Fig. 3.11 avec la vitesse moyenne longitudinale pour les sections transverses alignées sur les tranches : $z^* = 0, -1/6, -1/3, -1/2, -2/3$ et $-5/6$. Du fait de limitations expérimentales, des zones de mesures faites en se rapprochant de la paroi latérale sont jugées invalides du fait de la présence de goujons servant à visser et dévisser les parois du haut sur les sections latérales, d'où

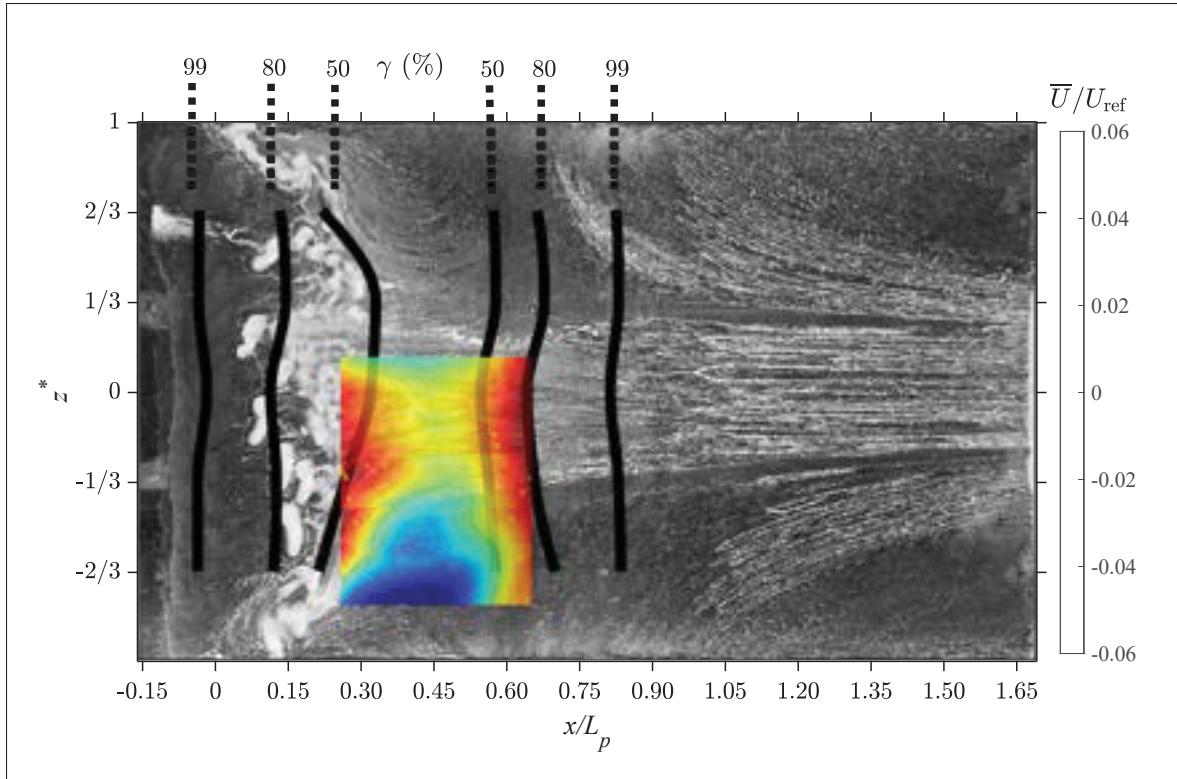


FIGURE 3.10 Film d'huile du bulbe moyen avec les iso-contours de la vitesse longitudinale moyenne mesurée dans les champs PIV horizontaux qui sont superposés. La ligne pointillée noire sur les résultats PIV est l'iso-vitesse $\bar{U} = 0$ m/s. L'écoulement va de la gauche vers la droite.

la présence de carrés noirs sur la Fig. 3.11. Les résultats des champs verticaux sont tout à fait cohérents avec leur pendant horizontal : quand on se déplace vers les parois latérales, le point de décollement moyen bouge vers l'amont, ce qui produit une région d'écoulement retour plus importante. La taille moyenne du bulbe est visiblement plus fine proche de la ligne centrale et tend ensuite à s'épaissir en allant vers les parois latérales de la section d'essais. À $z^* = 0$ et $-1/6$, la hauteur de l'iso-vitesse $\bar{U} = 0$ m/s est approximativement de 3 mm (soit $y/L_p = 0.0056$), et augmente jusqu'à une valeur de 15 mm (soit $y/L_p = 0.03$) pour la tranche la plus éloignée à $z^* = -5/6$. Cette observation dans les champs verticaux justifie alors pourquoi on ne pouvait pas observer d'écoulement moyen retour proche de la région de la ligne centrale sur les champs horizontaux en Fig. 3.10.

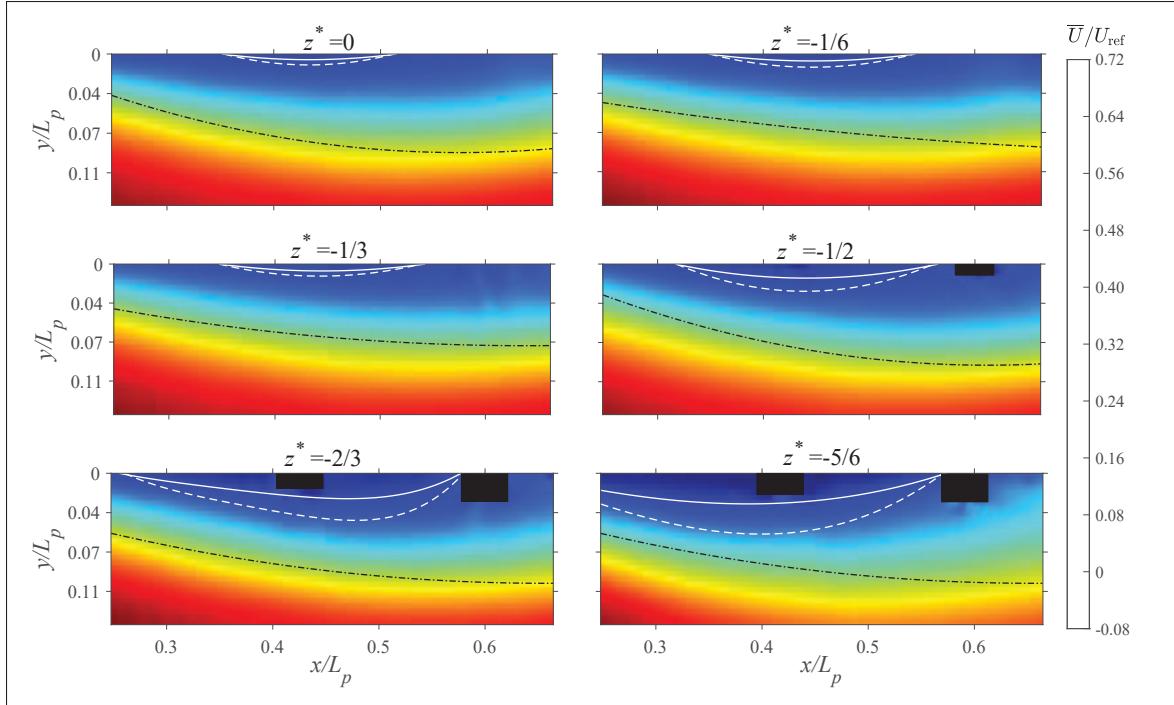


FIGURE 3.11 Contours de la vitesse moyenne longitudinale pour les sections transverses alignées sur les tranches : $z^* = 0, -1/6, -1/3, -1/2, -2/3$ et $-5/6$. La ligne blanche est la courbe iso-vitesse $U = 0$ m/s tandis que la ligne pointillée blanche est la ligne de courant séparatrice $\Psi = 0$. Les lignes pointillées noires correspondent au maximum de vorticité ω_z . Les carrés noirs cachent des mesures erronées en proche paroi.

À ce stade, il est nécessaire de comparer les longueurs de recirculation obtenues entre le PIV et le capteur de cisaillement calorimétrique MEMS de Weiss *et al.* (2017b). Les données MEMS des lignes iso- $\gamma = 50\%$ indiquent une région de décollement approximativement de 0.12 m, tandis que les extrémités de l'iso-vitesse $\bar{U} = 0$ m/s indiquent une distance légèrement plus faible d'environ 0.08 m. En théorie, ces deux valeurs devraient être égales car pour une couche limite statistiquement stationnaire, le point de décollement moyen peut s'identifier soit par le point de cisaillement nul à la paroi, soit la fraction d'écoulement amont-aval définie pour le seuil de 50%, ou bien encore les *loci* de la vitesse longitudinale moyenne où la valeur est nulle. Cette disparité dans la mesure de la longueur de recirculation est alors attribuée aux incertitudes de mesures du système PIV. Les incertitudes peuvent se classer en deux catégories : aléatoire et systématique. L'erreur aléatoire du système PIV est le plus probablement liée à la durée d'acquisition limitée.

Pour les mesures PIV de la bulle moyenne dans l'axe transverse, on a un temps d'acquisition d'environ 20 secondes. En revanche, les données du capteur de cisaillement calorimétrique MEMS sont acquises sur une période beaucoup plus longe de 180 secondes. En partant du principe que les deux systèmes mesurent le même phénomène physique, cela implique que pour le calcul des statistiques tel que le champ de vitesse moyenne, les résultats du MEMS ont une meilleure convergence que le système PIV. Pour illustrer ce point, on compare en Fig. 3.12 la fraction d'écoulement amont-aval calculée par le MEMS et par le système PIV dans les champs verticaux le long de la ligne centrale.

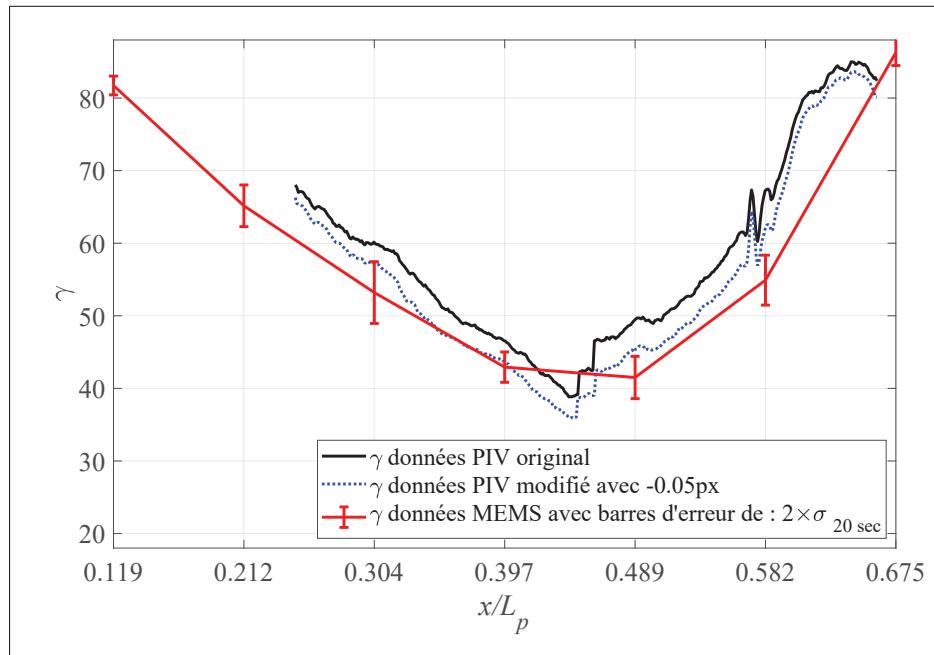


FIGURE 3.12 Comparaison du calcul de la fraction d'écoulement amont-aval γ entre les mesures avec le capteur de cisaillement calorimétrique MEMS et le système PIV dans les champs verticaux le long de la ligne centrale $z^* = 0$. Les barres d'erreur des données du MEMS sont de longueur type $2\sigma_{20s}$.

La ligne noire a été obtenue sur un ensemble de données PIV d'une durée d'approximativement 20 s, tandis que la ligne rouge du MEMS provient d'un signal de 180 s. Les barres d'erreur sur la Fig. 3.12 montrent alors l'incertitude qu'on observe quand on calcule γ à partir de 20 s seulement de signal MEMS. Ces marges d'erreur de longueur $2\sigma_{20s}$ ont été générées en enregistrant un

signal MEMS de 180 s pour chaque position de mesure, puis en divisant les données MEMS en paquets de 20 s chacun et en calculant ensuite l'écart type obtenu sur les mesures de γ . Comme 95% des réalisations doivent alors se situer dans cet intervalle de $2\sigma_{20s}$, ces erreurs se traduisent alors par une incertitude de ± 3.5 cm sur la longueur calculée de la zone de recirculation.

Si l'erreur aléatoire était suffisante pour expliquer cette différence entre les résultats PIV et MEMS, la ligne noire tomberait dans l'intervalle des barres d'erreurs de $2\sigma_{20s}$ de la courbe rouge des données MEMS. Ce n'est toutefois pas le cas, ce qui implique qu'il nous faut considérer une source d'erreur supplémentaire. Wilson & Smith (2013) se sont intéressés à calculer les déplacements des images de particules sous-pixeliques dans un jet rectangulaire. Ils ont alors comparé leurs résultats PIV avec ceux obtenus à l'aide d'un fil chaud pris comme référence, et ils ont trouvé une erreur systématique qui se traduit par une surestimation du déplacement avec le système PIV, comparativement au fil chaud, en particulier dans les régions de basse vitesse. De façon similaire, Sciacchitano *et al.* (2015) ont également étudié un jet rectangulaire et ils ont remarqué une petite erreur systématique pour la région des basses vitesses du jet qu'ils estiment à $+0.06$ px. Ces deux études suggèrent que les résultats PIV souffrent d'un léger biais dans les régions où la vitesse mesurée est de très faible amplitude, ce qui est précisément le cas des régions du décollement et du recollement moyens. Pour notre étude, la soustraction d'un déplacement de 0.05 px (comme illustré par la ligne pointillée bleue de la Fig. 3.12) permet d'obtenir une longueur de recirculation d'environ 0.11 m (soit $\simeq 0.19L_p$), ce qui permet de réconcilier les deux valeurs obtenues entre PIV et MEMS. On retiendra alors que la combinaison des erreurs aléatoire et systématique des données PIV expliquent la petite différence obtenue précédemment sur la longueur de recirculation. En outre sur la base des résultats expérimentaux des mesures dans les champs PIV horizontaux qui ont été superposés au film d'huile en Fig. 3.10 du bulbe moyen ainsi que des champs verticaux en Fig. 3.11, on peut affirmer raisonnablement que l'échelle transverse de l'écoulement quasi-2D est limité par les effets des parois latérales qui se manifestent à travers la présence de tourbillons en coins. Ces derniers viennent sans doute impacter directement la taille moyenne du bulbe ainsi que l'écoulement en aval du recollement.

3.4.2 Comparaison des échelles transverses avec une étude RANS du bulbe moyen

Dans le but de pouvoir mieux documenter la physique tri-dimensionnelle qui se joue, une simulation de l'écoulement stationnaire du bulbe moyen a été effectuée avec le logiciel commercial ANSYS CFX-17.2 par Mohammed-Taifour *et al.* (2021). La section d'essai complète de la soufflerie a été modélisée avec un maillage hexaèdral de 20 millions de mailles, raffiné proche de la paroi pour pouvoir obtenir le premier nœud à $y^+ < 1$. Les vitesses de référence $U_{\text{ref}} = 25 \text{ m/s}$ et les niveaux de turbulence de 0.05% ont été définis tels que mesurés par Mohammed-Taifour *et al.* (2015). Plusieurs modèles de turbulence ont été testés, et l'étude numérique de Mohammed-Taifour *et al.* (2021) fait ressortir que le modèle *BaSeLine Explicit Algebraic Reynolds Stress Model*, noté BSL-EARSM, est le mieux adapté pour reproduire les lignes de frottement pariétal tel qu'obtenues expérimentalement. On peut en effet relever que la comparaison des figures 6 et 7 de Mohammed-Taifour *et al.* (2021) entre les résultats expérimentaux des films d'huile et le modèle numérique BSL-EARSM est très satisfaisante dans le plan horizontal $x - z$ pour les 3 bulbes. De plus pour avoir une image plus complète, les résultats de la simulation sont montrés en Fig. 3.13, et des informations précieuses sur l'écoulement stationnaire de la géométrie intermédiaire sont alors obtenues.

En effet la structure 3D qui en résulte nous aide à améliorer la compréhension de l'écoulement qui est difficilement accessible à l'expérimentateur. Tout d'abord, les lignes de frottement pariétal simulées reproduisent bien celles obtenues expérimentalement sur le film d'huile en Fig. 3.1, ce qui est un premier élément convaincant. Ensuite une distinction apparaît entre la zone centrale de l'écoulement ($|z^*| < 1/3$) avec les lignes de cisaillement approximativement droites, et deux régions symétriques ($|z^*| > 1/3$) qui présentent de forts effets tri-dimensionnels : cette distinction avait déjà été faite à partir du film d'huile et se retrouve également dans les contraintes de Reynolds de cisaillement. Les profils de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ pour les mesures verticales du bulbe moyen aux sections transverses : $z^* = 0, -1/6, -1/3$ et $-1/2$ sont présentées en Fig. 3.14 sur l'ensemble de la région décollée.

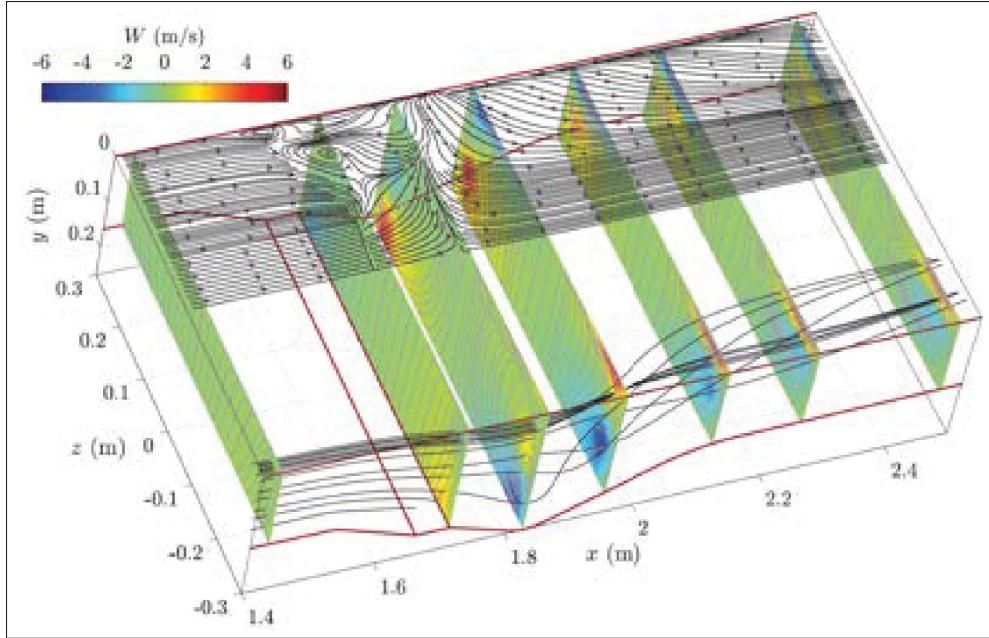


FIGURE 3.13 Simulation RANS montrant la structure de l'écoulement pour le bulbe moyen avec les lignes noires en haut à gauche qui sont les lignes de frottement pariétal et les coupes transversales en couleurs avec le contour de la vitesse moyenne transverse \bar{W} . Les lignes noires en bas représentent les lignes de courant montrant l'effet de coin (Le Floc'h *et al.*, 2020; Mohammed-Taifour *et al.*, 2021).

Les quatre premiers profils de la Fig. 3.14 de la région amont ($x/L_p < 0.42$) voient l'ensemble des statistiques tomber dans une marge de moins de 10% entre les sections transverses allant de $z^* = 0$ à $-1/2$. En revanche, ces quantités divergent en aval du milieu du bulbe et la courbe verte des tensions de cisaillement se démarque visiblement des autres. On notera que la contrainte normale $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ affiche des tendances très similaires : la Fig. I-1 mise en annexe souligne que les effets tri-dimensionnels en jeu font que les profils ne sont plus superposables les uns aux autres. Dans les faits, la tranche centrale $|z^*| < 1/3$ pourra véritablement être considérée comme étant quasi-2D et en dehors de cette zone on s'expose aux déformations de l'écoulement secondaire.

Enfin, une information importante qu'on tire est que la simulation montre que la nature tri-dimensionnelle des lignes de frottement sur la paroi supérieure n'est pas due à un décollement

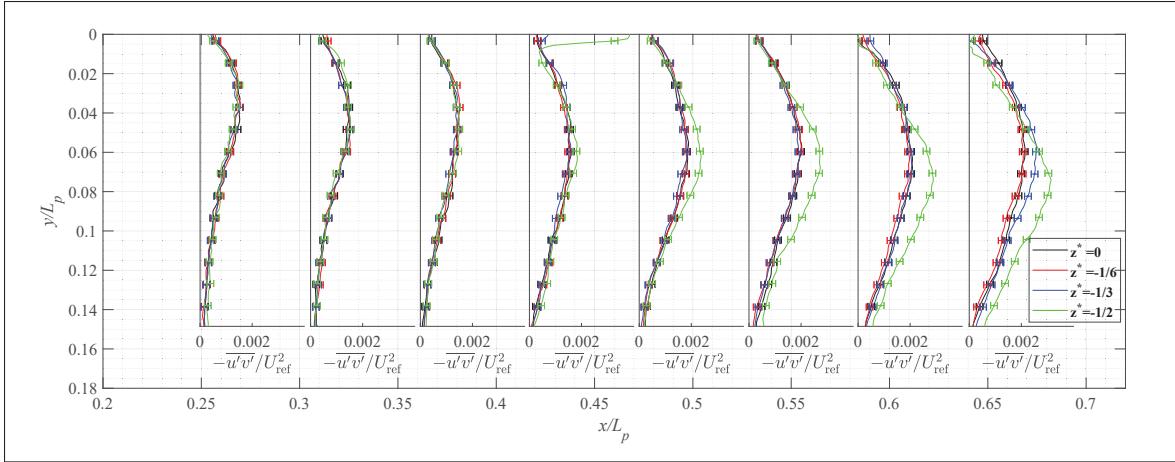


FIGURE 3.14 Profils de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ pour les mesures PIV verticales du bulbe moyen pour plusieurs sections transverses à $z^* = 0, -1/6, -1/3$ et $-1/2$. Les barres d'erreur de la contrainte de cisaillement sont estimées à 1.1×10^{-4} .

qui se formerait le long des parois latérales (ce qui avait été vérifié expérimentalement aussi). C'est en revanche la signature de tourbillons de coins, longitudinaux de grande taille qui viennent créer un mouvement de vitesse transverse qui est orienté vers le centre de la section d'essai lorsqu'on se rapproche de la paroi supérieure. La génération de ces tourbillons de coins peut se voir comme un écoulement *secondaire* : la courbure des lignes de courant dans l'écoulement potentiel impose un gradient de pression *latéral* sur la couche limite qui se développe le long de la paroi latérale (i.e. dans la direction y). Dans la partie amont du bulbe, l'écoulement transverse tend à faire s'éloigner le fluide loin de la paroi vers les y croissants, tandis qu'en évoluant au fur et à mesure vers la partie aval, c'est au contraire un mouvement qui repousse les particules fluides vers la paroi supérieure. Cela traduit bien un mouvement vers le haut des couches limites qui se développent le long de la paroi latérale, qui part s'enrouler dans le coin de la section d'essai avant d'aller se rabattre vers la ligne centrale de la paroi supérieure. En évoluant vers l'aval, la cinématique type de l'écoulement secondaire se transforme en deux grands tourbillons longitudinaux situés dans chacun des coins de la section d'essais.

Cette interprétation des résultats numériques est tout à fait cohérente avec les mesures de la distribution des fluctuations de pression pariétale enregistrées le long de l'axe longitudinal à

plusieurs positions transverses. En effet la Fig. 3.15 présente l’importance des échelles transverses pour le coefficient $c_{p'}$ pour chaque position transverse : $z^* = 0, \pm 1/3, \pm 1/2$ et $\pm 2/3$. Une vue 2D est présentée à gauche de la Fig. 3.15 où on observe une distribution bi-modale telle qu’on obtenait pour les trois bulbes le long de la ligne centrale en Fig. 3.5 précédemment. Vérifié cette fois le long de l’axe transverse du bulbe moyen, un premier maximum local à environ $x/L_p = 0.2$ apparaît, suivi d’un second pic plus en aval proche du recollement vers $x/L_p = 1$. Une telle distribution bi-modale a déjà été vérifiée expérimentalement (Patrick, 1987) et numériquement (Na & Moin, 1998; Abe, 2017). On peut identifier alors trois zones importantes en Fig. 3.15 : tout d’abord celle en amont du décollement moyen TD ($x/L_p < 0.3$), les pics locaux selon l’axe transverse ont des valeurs quasiment confondues pour l’intervalle $|z^*| < 1/2$, tandis que pour les sections les plus éloignées de la ligne centrale à $z^* \pm 2/3$, on enregistre un pic local beaucoup plus élevé (cf. les courbes vertes à $x/L_p = 0.2$ de la Fig. 3.15 à gauche). La grande proximité de ces points ($x/L_p = 0.2 ; z^* \pm 2/3$) avec le centre des tourbillons en forme de tornade qui évoluent lentement sur les visualisations par film d’huile proche des parois latérales explique probablement cette augmentation des fluctuations de pression, un phénomène déjà relevé par Trünkle *et al.* (2016) pour le grand bulbe. Deuxièmement, on observe que dans la région $x/L_p = 0.25 – 0.65$ qui recouvre la zone de recirculation moyenne, les distributions des fluctuations de pression restent approximativement constantes pour l’intervalle $|z^*| < 1/2$. Cela est d’ailleurs cohérent avec les profils des contraintes de Reynolds normales et de cisaillement en Fig. 3.14 et Fig. I-1, ce qui renforce l’idée que l’on a un écoulement quasi-2D sur ce même intervalle dans l’axe transverse. En effet, de manière analogue aux contraintes de Reynolds, les mesures de pression montrent une augmentation de la signature de la pression pariétale lorsqu’on se rapproche des parois latérales, à partir de $z^* \pm 1/2$ et $\pm 2/3$, et ce particulièrement dans la région aval pour $x/L_p > 0.55$. Troisièmement, pour la région en aval du recollement pour $x/L_p > 0.8$, un second pic de $c_{p'}$ situé à $x/L_p \simeq 0.9 – 1$ montre une forte augmentation dans l’axe transverse qu’on attribue à la taille de bulbe plus grande proche des parois latérales, ainsi qu’à la présence des tourbillons longitudinaux en coin qui sont responsables du caractère tri-dimensionnel de l’écoulement dans cette région éloignée de la ligne centrale.

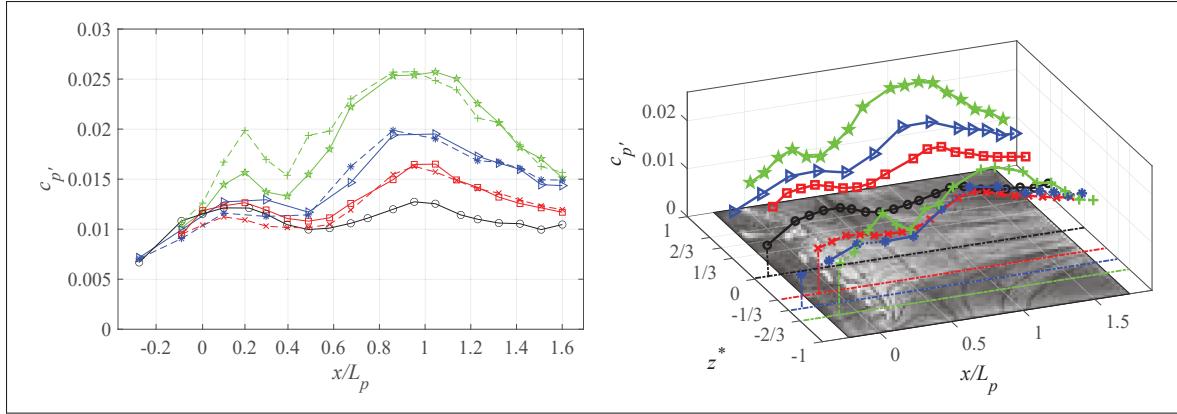


FIGURE 3.15 Distribution du coefficient des fluctuations de pression $c_{p'}$ du bulbe moyen suivant l'axe longitudinal le long des sections transverses à $z^* = 0$ en noir, $\pm 1/3$ en rouge, $\pm 1/2$ en bleu et $\pm 2/3$ en vert en 2D à gauche et superposée au film d'huile avec une vue 3D à droite

Par conséquent pour le reste de la présente analyse, on considérera que les données expérimentales, acquises pour nos trois bulbes le long de la ligne centrale $z^* = 0$, sont obtenues dans un cadre quasi bi-dimensionnel, et que donc la comparaison de nos bulbes avec d'autres géométries numériques typiquement 2D est justifiée. De plus, on pourra aussi s'intéresser dans le chapitre suivant à déterminer les échelles transverses des deux instationnarités associées aux écoulements décollés que sont la respiration et le lâcher tourbillonnaire.

3.5 Conclusion de l'étude stationnaire des trois bulbes

Ce chapitre 3 sur le comportement moyen des trois géométries obtenues a donc permis de différencier chaque géométrie par leur longueur de recirculation, le rapport hauteur/largeur et l'étendue transverse de l'écoulement bi-dimensionnel. Les statistiques de pression et de vitesse dressent un portrait cohérent de l'écoulement moyen. À l'intérieur des trois bulbes de décollement, on pourra considérer que les quantités fluctuantes sont indépendantes de la position transverse sur une région centrale de la section d'essais qui recouvre l'intervalle $|z^*| < 1/3$. En aval des zones de recollement vers $x/L_p > \approx 1$, les effets des tourbillons longitudinaux en coin imposent une forte dépendance transverse suivant z et leur influence tend alors à s'étendre en direction de la ligne centrale.

Si le grand bulbe se rapproche de celui présenté dans les DNS de Na & Moin (1998) et du cas *SB2* de Abe (2017), le bulbe moyen est quant à lui nettement moins épais, et présente une similarité remarquable avec le cas *C* de Coleman *et al.* (2018). Le petit bulbe se démarque enfin des autres cas de la littérature par l'absence d'une zone de recirculation moyenne, mais comme on va le voir dans les chapitres suivants, nombre de points communs sur les composantes instationnaire et structurelles avec les deux autres bulbes de plus grande taille émergeront également.

CHAPITRE 4

ANALYSE INSTATIONNAIRE

Dans ce chapitre, la quantification des effets instationnaires des bulbes se fait à l'aide des mesures des champs de vitesse ainsi que des fluctuations de la pression pariétale. La première partie est dédiée à l'analyse de la pression pariétale où on peut définir les intervalles de fréquences associées à l'instationnarité basse fréquence et celle du lâcher tourbillonnaire. Le but de ce chapitre est de venir vérifier l'existence de chacun de ces phénomènes instationnaires, afin de comparer la dynamique entre nos trois géométries singulièrement différentes : est-ce que l'on retrouve une signature identique pour chaque géométrie ? Pour la géométrie intermédiaire, une étude dans le demi-axe transverse des z négatifs a été menée, pour rendre compte des effets tridimensionnels nécessairement présents dans notre écoulement en soufflerie. Au chapitre précédent, une tranche centrale de la section d'essais avait été caractérisée comme étant le siège d'un écoulement quasi bi-dimensionnel, entourés par les deux régions externes proches des parois latérales où un écoulement secondaire se développe. En dépit de l'influence de ce dernier, on souhaite ici pouvoir caractériser l'étendue transverse de chacun des phénomènes instationnaires, dans le but de pouvoir mieux appréhender leur étendue réelle.

4.1 Analyse des spectres de pression pariétale et fréquences caractéristiques

Le grand bulbe étudié par Mohammed-Taifour (2017) a révélé une signature claire de deux grandes instationnarités des bulbes de décollement : d'abord, une activité basse-fréquence associée au mouvement de contraction-expansion de la région décollée pour une fréquence adimensionnée avec la longueur de recirculation moyenne L_b et la vitesse de référence U_{ref} : un nombre de Strouhal $St_{\text{BF}} = fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.01$, soit $f \simeq 0.6 \text{ Hz}$. Puis, une activité à moyenne fréquence du lâcher tourbillonnaire est évaluée à environ $St_{\text{MF}} = fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.35$, soit $f \simeq 20 \text{ Hz}$. Reprenant la dénomination de Mohammed-Taifour (2017), les fréquences caractéristiques du mouvement de respiration, du lâcher tourbillonnaire ainsi que celles de la turbulence au sein de la couche limite seront qualifiées de *basse*, *moyenne* et *haute* fréquences respectivement. Au cours de cette

section, on souhaitera identifier pour chacune des géométries la ou les gamme(s) de fréquences ayant un pic d'énergie caractéristique et qui serai(en)t donc éventuellement à mettre en lien avec les deux phénomènes instationnaires.

4.1.1 Identification des fréquences caractéristiques des trois bulbes

On débute l'analyse des fluctuations de pression pariétale le long de la ligne centrale $z^* = 0$ pour les trois bulbes. La Fig. 4.1 montre la cartographie des densités spectrales de puissance (PSD) à gauche, et les spectres pré-multipliés à droite (f PSD), avec les fréquences suivant l'axe des abscisses et l'axe longitudinal normalisé x/L_p suivant les ordonnées. On rappelle que les valeurs des PSD présentées ici sont moyennées, en appliquant la méthode de périodogramme dite de Welch et on prendra par défaut un fenêtrage de Hamming et un recouvrement de 50%, et un nombre de 32 fenêtres est le plus souvent choisi pour un signal de 300 s. Il faut en même temps suffisamment moyenner les PSD tout en s'assurant que les pics basse-fréquence soient préservés.

De façon générale la démarcation sur la Fig. 4.1 des zones de décollement et de recollement est davantage visible plus la taille de recirculation augmente. On peut observer alors l'amplitude des spectres à chaque position longitudinale en fonction de la fréquence avec une représentation spatiale continue de l'information. On notera que les couleurs rouges indiquant les maximums obtenus ont de plus été adaptées pour aider à faire ressortir les contributions à basses fréquences de chaque géométrie. Il en résulte toutefois une saturation des couleurs dans la région du recollement. En revanche, l'effet de la taille du bulbe apparaît clairement au niveau des lignes pointillées noires qui délimitent les points $x/L_p = 0$ et $x/L_p = 1$: pour la première position en amont, le grand bulbe exhibe un pic prononcé sur un intervalle de 0.1 – 10 Hz qui englobe donc presque deux décades. À cette position, le bulbe moyen montre aussi clairement un pic analogue, à basse fréquence mais qui apparaît plus faible et pour une fréquence centrale plus haute (centrée entre 1 et 2 Hz, contre 0.2 – 0.8 Hz pour le grand bulbe). Enfin le petit bulbe n'offre qu'une relative faible activité d'énergie sur la décade 1 – 10 Hz à $x/L_p \simeq 0$ mieux visible sur les spectres pré-multipliés, et une première remarque est que les niveaux de fluctuations de pression pariétale pour les trois bulbes indiquent une signature ayant une forte proportionnalité

avec les tailles de bulbes concernés. Dans la région du recollement proche de $x/L_p \simeq 0.8$, on retrouve pour le grand bulbe une signature de l'activité tourbillonnaire proche de 20 Hz, mais il est plus délicat d'interpréter avec une cartographie 2D seulement.

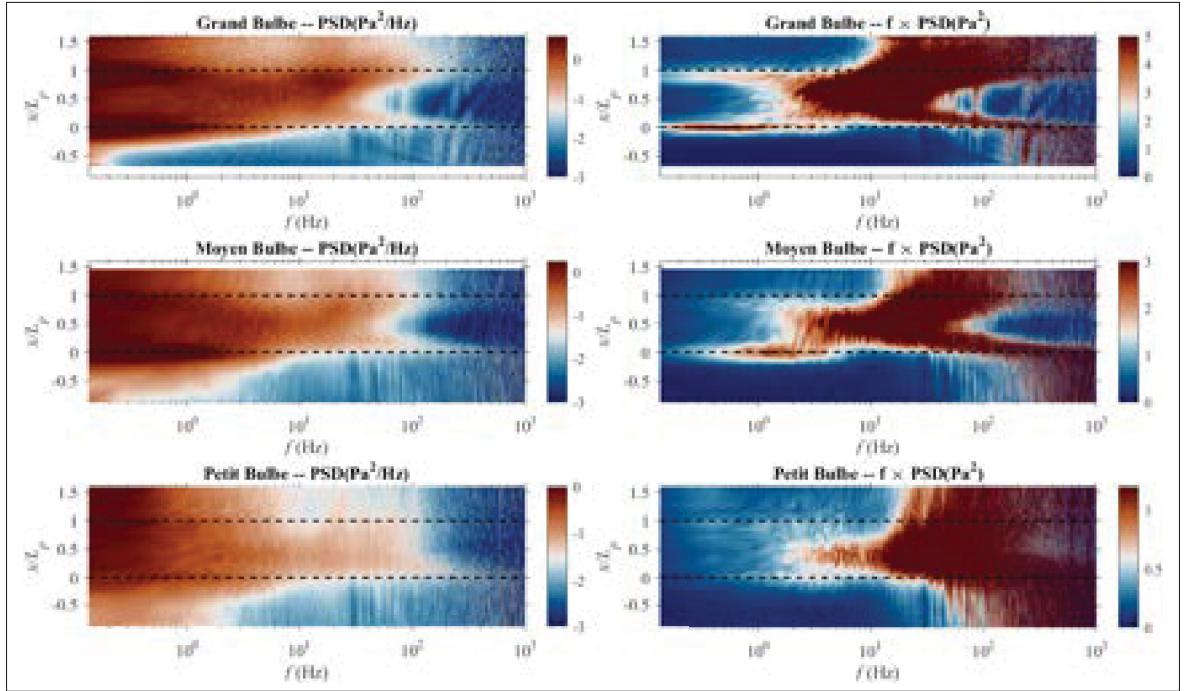


FIGURE 4.1 Cartographie 2D des PSD à gauche et $f \times PSD$ à droite des fluctuations de pression pariétale sur la ligne centrale pour les trois bulbes

Par conséquent on présente en Fig. 4.2 les spectres pré-multipliés alignés les uns sous les autres pour mieux apprécier les variations fréquentielles au sein des bulbes et la position longitudinale normalisée x/L_p est attachée sur chacun des cas. L'intérêt de représenter les spectres pré-multipliés est qu'on peut montrer la distribution d'énergie via l'aire sous chacune des courbes dans un repère semi-logarithmique, avec la relation $\int_0^\infty PSD(f)df = \int_0^\infty f \times PSD(f)d\ln(f)$. Sur ce type de courbes, les gammes de basses et moyennes fréquences apparaissent généralement assez clairement ce qui facilite l'analyse.

La géométrie du grand bulbe a une instationnarité sur une plage connue : au décollement naissant très proche de $x/L_p = 0$, le mouvement de respiration à basse fréquence caractérisé par Weiss *et al.* (2015) et Mohammed-Taifour & Weiss (2016) est clairement identifié sur la courbe de

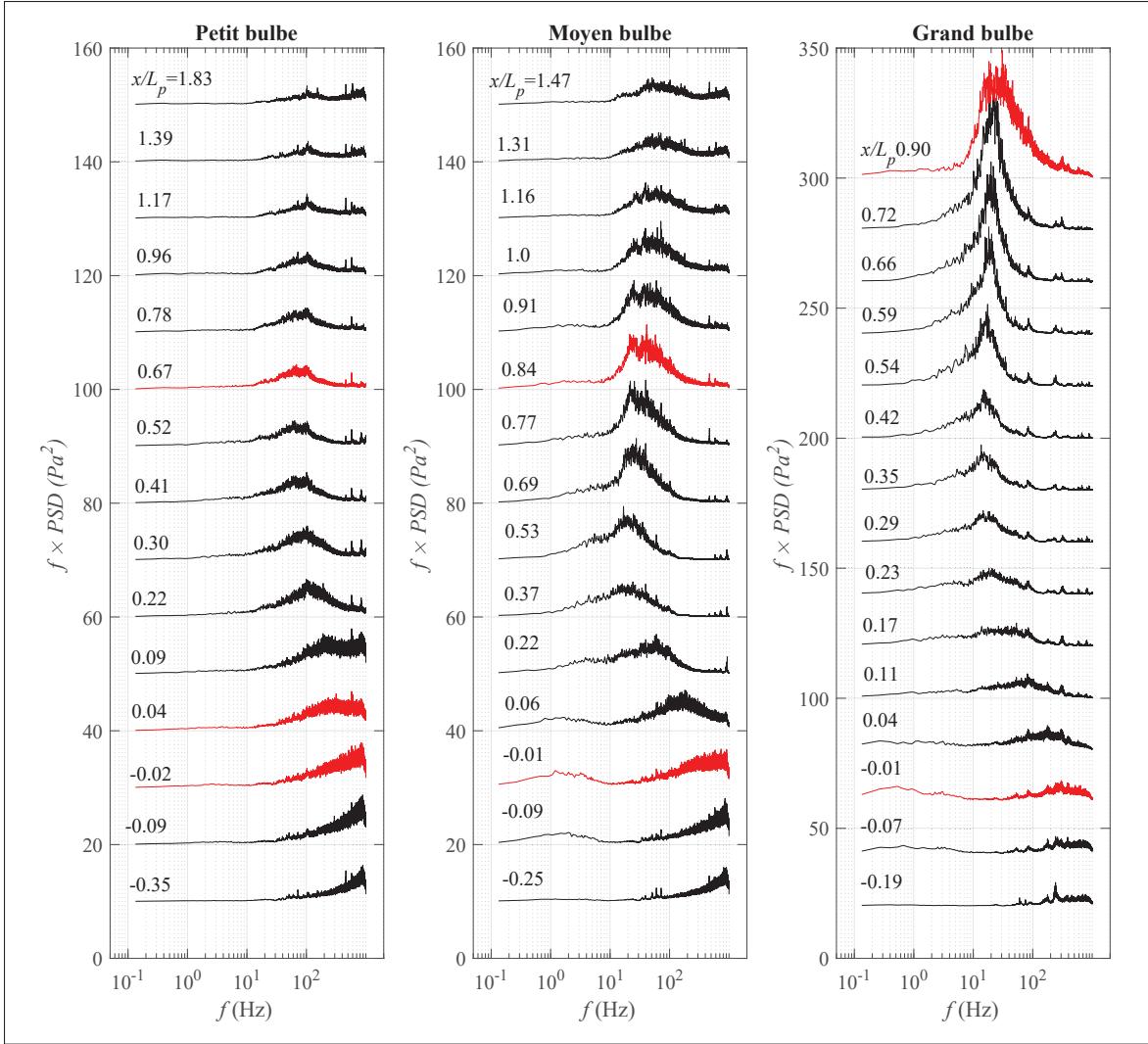


FIGURE 4.2 Spectres pré-multipliés des fluctuations de pression pariétale sur la ligne centrale pour les trois bulbes. Les courbes rouges proche de $x/L_p = 0$ sont les endroits où un pic basse-fréquence est le plus facilement observable. Les autres courbes rouge en aval à $x/L_p = 0.67, 0.84$ et 0.90 pour les bulbes petit, moyen et grand respectivement sont associés au lâcher tourbillonnaire.

couleur rouge à $x/L_p = -0.01$. Cette activité est centrée sur la fréquence = 0.5 Hz et les hautes fréquences de turbulence se situent trois décades plus haut, offrant une remarquable séparation des échelles temporelles en jeu. Puis, au fur et à mesure qu'on avance dans l'écoulement, l'activité haute-fréquence tombe à environ 15 Hz dans le milieu de la recirculation, avant de ré-augmenter légèrement vers 25 Hz à la dernière position en haut de la Fig. 4.2 pour

$x/L_p = 0.90$. À cet endroit, Mohammed-Taifour (2017) a identifié la signature du mouvement convectif où les structures de la couche cisaillée recollant à la paroi signent une emprunte forte dans les fluctuations de pression pariétale : c'est le mouvement de lâcher tourbillonnaire qui est défini sur une fréquence centrale de 25 Hz. Continuant l'analyse de la Fig. 4.2, on réalise que cette tendance des fluctuations haute-fréquence voyant une diminution de leur fréquence centrale dans le milieu du bulbe vers $x/L_p \simeq 0.35 - 0.4$ avant de remonter en aval de la région de recollement est valide pour les trois bulbes. Le bulbe moyen quant à lui montre aussi un pic clair d'activité basse-fréquence bien défini à $f \simeq 1 - 1.5$ Hz ce qui est en accord avec la Fig. 4.1, et dans la région aval à $x/L_p = 0.84 - 0.91$ un pic moyenne fréquence, comme on le montrera dans les sections suivantes, est lié au lâcher tourbillonnaire. Enfin l'activité énergétique pour le petit bulbe est plus délicate à confirmer car globalement les niveaux de fluctuations sont moindres et il semble prématûr d'affirmer l'existence d'un pic basse-fréquence dans la région du décollement naissant comme pour les deux autres géométries. Deux courbes rouges ($x/L_p = -0.02$ et $x/L_p = -0.04$ de la colonne gauche du petit bulbe dans la Fig. 4.1) seraient des candidats possibles de la manifestation éventuelle de ces basses-fréquences. À l'instar des deux autres géométries, les régions de haute fréquence en amont tombent à nouveau vers un minimum de $f \simeq 60$ Hz vers le milieu du bulbe, et ré-augmentent vers une fréquence de $f \simeq 80$ Hz dont on caractérisera la nature dans les sections suivantes.

4.2 Instationnarité à basse fréquence du mouvement de respiration

La première instationnarité étudiée est la respiration qui a été formellement identifiée pour le grand bulbe. On s'intéresse alors dans les sous-sections suivantes à l'amplitude obtenue pour les deux plus petites configurations et la question est de savoir si on retrouve les mêmes caractéristiques communes ou non, et si en particulier la décomposition modale obtenue révèle possiblement des différences. Ensuite le lien fondamental des corrélations pression-vitesse sera un second élément à vérifier car cette instationnarité basse-fréquence était d'abord décelée dans les champs de pression (Weiss *et al.*, 2015). Enfin un troisième volet de l'étude sur la respiration

portera sur la réalité transverse du phénomène et si le mouvement de contraction-expansion de la zone de recirculation peut aussi s'observer dans les champs horizontaux ($x - z$).

4.2.1 Amplitude du mouvement de contraction-expansion et l'influence de la taille du bulbe

La comparaison de l'amplitude du mouvement de contraction-expansion que l'on cherche à caractériser pour les trois bulbes est alors effectuée. Pour illustrer ce phénomène, on peut dans un premier temps reprendre la méthodologie suivie par Mohammed-Taifour (2017) où le mode 1 POD permettait d'encapsuler la dynamique instationnaire basse-fréquence. En effet, ce mode se démarque par un trait essentiel du fait que sa forme topologique présente une région de signe uniforme qu'aucun autre mode POD n'arrive à répéter. Surtout, la trace temporelle du coefficient associé $a_1(t)$, tel que défini par l'équation (2.12), est directement une métrique du taux de gonflement observé et on notera que plusieurs auteurs ont déjà pu faire cette observation (Mohammed-Taifour, 2017; Le Floc'h *et al.*, 2018; Fang & Tachie, 2019).

Les résultats de la décomposition en modes propres (POD *snapshot*) du grand bulbe sont présentés en premier à la Fig. 4.3, suivis du bulbe moyen ainsi que le petit en Fig. 4.4 et Fig. 4.5 respectivement, où on montrera à chaque fois les cinq premiers modes dominants suivant l'axe longitudinal. Comme discuté plus tard dans ce chapitre à la Fig. 4.26, on peut estimer que ces cinq modes POD dominants couvrent environ 49%, 37% et 31% de l'énergie cinétique turbulente pour les grande, moyenne et petite géométries, respectivement. Cela suggère qu'en vitesse également, plus la taille de recirculation est grande, et plus le poids des modes dominants de l'écoulement sera important. Sur chacune des figures, les iso-contours représentent les valeurs de Φ_u^i qui matérialisent les fluctuations les plus importantes énergétiquement identifiées pour le mode POD de rang i . On superpose ensuite un champ de vecteurs de composantes (Φ_u^i, Φ_v^i) qui vient rendre compte des fluctuations 2D de ce mode dans le plan ($x - y$). Pour les modes 4 et 5 de ces figures, un mouvement d'enroulement convectif dans le sens amont-aval de ces structures semble en effet avoir lieu, ce qui contraste avec la topologie globale du premier mode.

Afin de reconstituer un puzzle des différentes stations de mesures PIV le plus fidèle à la physique de l'écoulement, on notera qu'une réorganisation des rangs de certains modes pour les différentes stations juxtaposées a parfois été opérée afin de faire apparaître une meilleure « continuité » du mouvement. En effet un mode i POD, dont on rappelle que la classification est basée sur les contributions énergétiques du champ local considéré, peut se faire déclasser soit plus haut, soit plus bas en fonction de la contribution énergétique *locale* de chaque mode à une position ultérieure. Une illustration type de ce changement dans l'ordre de classification des modes POD se retrouve par exemple dans l'étude d'une couche limite turbulente expérimentale à $Re_\theta \simeq 4900$ de Melnick *et al.* (2012) qui remarquent sur un même écoulement amont que lorsqu'ils varient entre les cas ZPG et APG, les modes POD 3 du cas ZPG semblent être transférés au mode 4 et vice-versa (cf. leur figure 9). Selon Melnick *et al.* (2012), cette permutation des modes 3 et 4 est due à la différence de distribution de l'énergie modale entre ces deux configurations. Par conséquent cela implique que l'effet de l'APG se reflète aussi dans la forme géométrique des modes POD obtenus, dont certains devenus plus énergétiques, indiquent alors des structures fluides qui sont situées plus loin de la paroi que par rapport au cas ZPG. De plus, leurs modes sous effet de l'APG forment ensuite un angle plus important avec la paroi, passant de $\simeq 14$ deg en ZPG à $\simeq 19$ deg pour leur cas adverse.

Pour les trois bulbes, une remarque importante est à faire d'entrée de jeu sur le fait que les deux premiers modes les plus énergétiques (lignes 1 et 2 des Fig. 4.3-4.5) indiquent une très grande similarité. Tout d'abord, le mode 1 POD se révèle donc de même nature pour tous les bulbes, suggérant que le mouvement de contraction-expansion peut être vérifié pour les trois géométries. Les larges régions ici de couleur bleu indiquent que lorsqu'on s'intéresse aux fluctuations dans le champ de vitesse du premier mode POD, l'ensemble de la zone de recirculation se comporte uniformément afin de venir soit gonfler soit rétrécir la taille du bulbe. Les champs de vecteurs associés à la fluctuation de vitesse de ce mode 1 sont par ailleurs remarquablement uniformes pointant vers l'amont. Ce mouvement est énergétiquement le plus fort contributeur dans le bilan d'énergie cinétique, et représente environ 25%, 17.5% et 13% de l'énergie cinétique turbulente

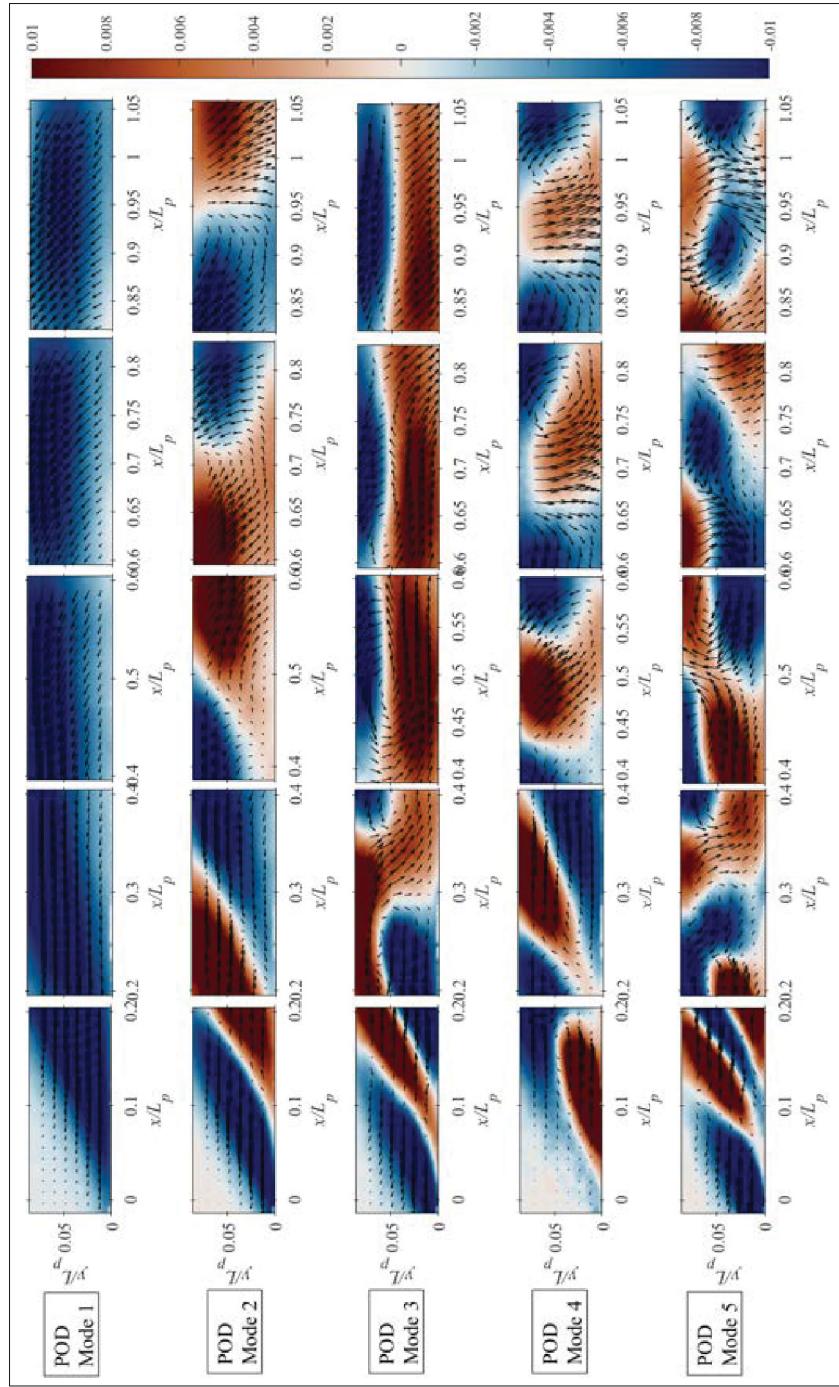


FIGURE 4.3 Cartographie des cinq premiers modes POD du grand bulbe dont les iso-contours des modes Φ_u^i avec $i = 1, 5$ sont affichés en couleur. Les champs de vecteurs en noir sont ceux de (Φ_u^i, Φ_v^i) . Chaque mode se lit sur une ligne complète des 5 stations PIV.

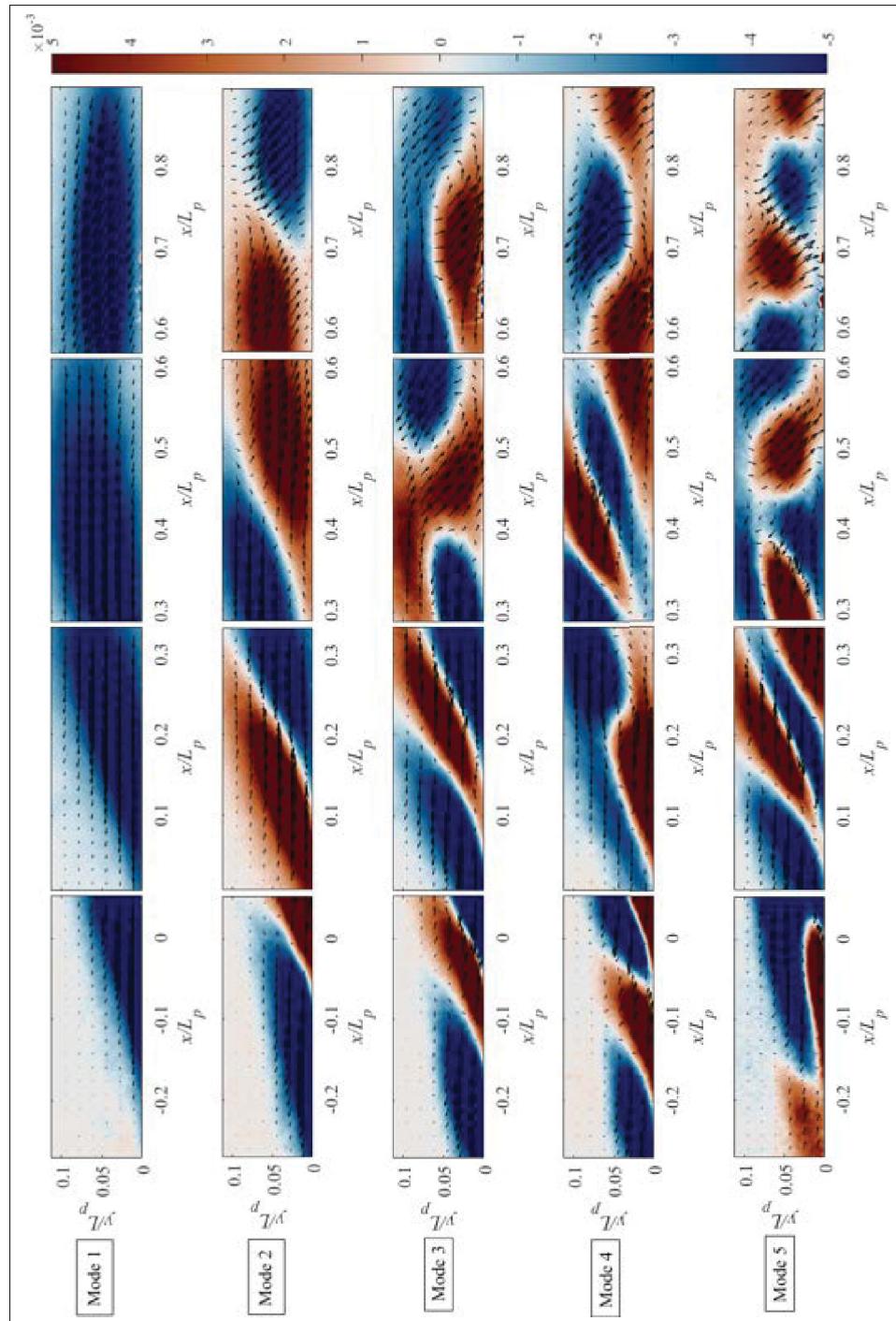


FIGURE 4.4 Cas du bulbe moyen. Se référer à la légende de la Fig. 4.3 pour les détails/informations.

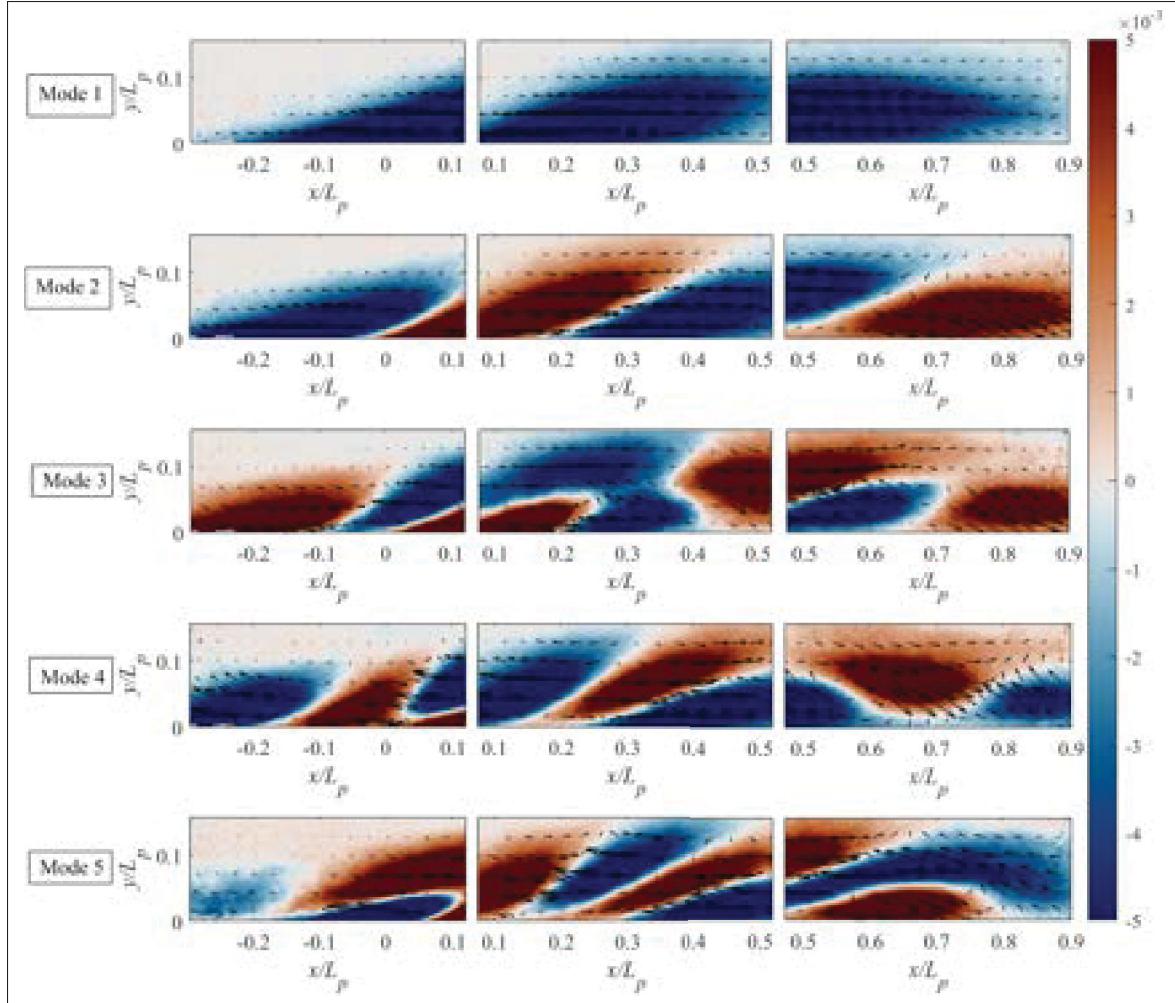


FIGURE 4.5 Cas du petit bulbe. Se référer à la légende de la Fig. 4.3 pour les détails/informations.

pour les grande, moyenne et petite géométries, respectivement (cf. discussion plus bas à la Fig. 4.26).

Le second mode POD exhibe quant à lui une alternance de grands lobes bleus négatifs et rouges positifs qui balayent l'intégralité du champs de vue obtenu. L'inclinaison de ces grands lobes est également importante, avec un angle qui croît proportionnellement avec la taille du bulbe, qui s'étend d'environ 30 deg. observés pour le petit bulbe à 45 deg. pour la grande géométrie. De plus, les champs de vecteurs de chaque mode sont représentés par des flèches noires sur chacune des Fig. 4.3-4.5 qui rappellent fortement les conclusions de Mohammed-Taifour (2017)

qui décrivaient des fluctuations essentiellement liées à la composante longitudinale ($\Phi_u^1 \gg \Phi_v^1$). Toutefois, pour des raisons qui seront développées au chapitre suivant, aucune normalisation des composantes fluctuantes associées aux modes POD ne sera effectuée. Qui plus est, chacun de ces modes spatiaux est à multiplier par un coefficient temporel afin de reconstruire le champs fluctuant. À cette occasion, on rappelle la convention prise concernant le mode 1 qui est associé à la respiration : la valeur maximale de $a_1(t)$ indique un état gonflé du bulbe, tandis que sa valeur minimale est liée à l'état du bulbe contracté. Pour ce faire, il faut que le signe (susceptible de changer à chaque calcul POD) de la région uniforme de Φ_u^1 soit *négatif*. Dans le cas contraire avec une région majoritairement de signe positif, c'est la valeur minimum (respectivement maximum) de $a_1(t)$ qui décrira un bulbe gonflé (respectivement contracté). Ce point sera illustré plus en détails à la sous-section 4.2.2 sur la signature pression du mouvement de respiration.

Pour les modes ultérieurs 3 – 5, un mouvement convectif avec des structures plus arrondies suggérant un mouvement de passage de structures cohérentes avait été proposé (Mohammed-Taifour, 2017; Rajaee *et al.*, 1994).

Ce premier mode POD a été associé dans la littérature avec les instationnarités basse-fréquence de plusieurs écoulements décollés, comme sur un cas le long du corps d'Ahmed (Thacker *et al.*, 2013), pour un cas d'interaction couche limite-onde de choc (Humble *et al.*, 2009) ou bien récemment avec le cas d'une marche dans l'écoulement (Fang & Tachie, 2019). On passe maintenant à la reconstruction du champ fluctuant avec les états des valeurs minimum et maximum du bulbe afin d'examiner le mouvement de respiration des trois géométries. Les résultats sont présentés en Fig. 4.6, où on peut comparer chaque bulbe côté à côté, selon leurs trois états de référence : contracté, neutre et dilaté.

L'axe longitudinal a été normalisé par L_p pour faciliter la comparaison, et les lignes blanches continues et noires en traits pointillés font référence à $\bar{U} = 0$ m/s et $\bar{U} = 5$ m/s respectivement. Comme on pouvait s'y attendre après l'analyse des modes spatiaux des trois cas, la proportionnalité du mouvement de contraction-expansion avec la taille de recirculation apparaît évidente en Fig. 4.6. Le grand bulbe exhibe un mouvement significativement plus large que le bulbe

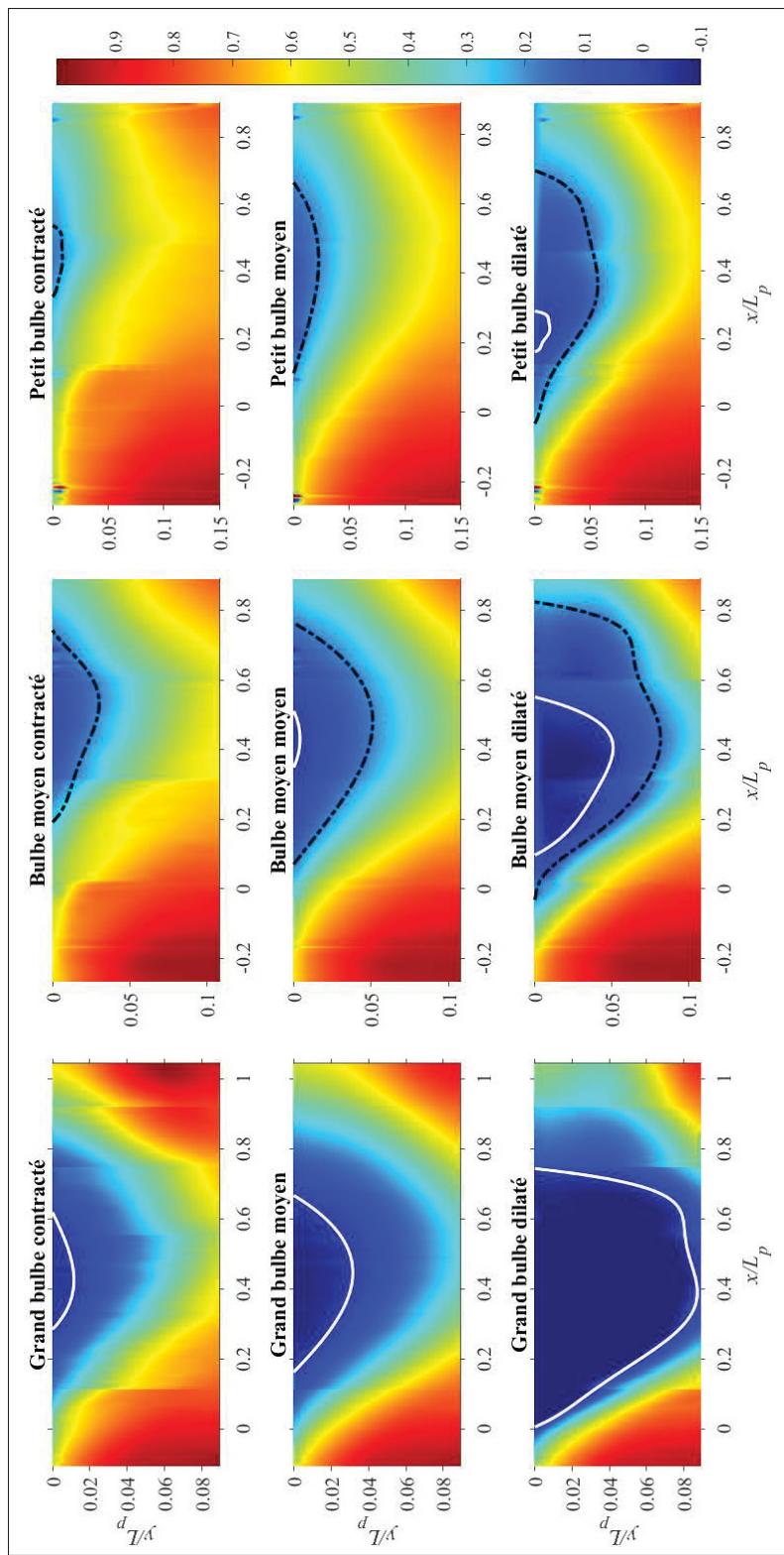


FIGURE 4.6 Cartographie des topologies associées aux valeurs extrêmes de $a_1(t)$ pour les trois bulbes avec les lignes blanche et noire respectivement les courbes $\bar{U} = 0$ m/s et $\bar{U} = 5$ m/s.

moyen, lui-même ayant une amplitude nettement plus prononcée que pour le petit bulbe. Un point intéressant peut alors être fait : cette famille de bulbes couvre en fait une large combinaison de cas de contraction-expansion possibles. Pour le grand bulbe massivement décollé, la hauteur de recirculation occupe presque toute la hauteur du champ de vue PIV, tandis que l'état contracté quant à lui préserve malgré tout une zone d'écoulement retour non-nulle. Cela implique que le décollement du grand bulbe est suffisamment important pour assurer en tout temps l'existence d'une zone de recirculation attachée à la paroi, ce qui garantit normalement l'existence d'un point de décollement et de recollement en tout temps. À ce stade, il apparaît important de redéfinir cette notion de respiration : c'est l'oscillation du mouvement des deux points de décollement et de recollement, et en opposition de phase, à savoir que le point de décollement se déplace en amont quand le recollement va vers l'aval et inversement. Quant au bulbe moyen, on a vu au chapitre précédent que sa hauteur de recirculation était visiblement plus faible et si lors de la phase d'expansion, la zone de recirculation est effectivement massive, cette dernière vient à disparaître lors de l'état contracté du bulbe. Ainsi, contrairement au grand bulbe, il existe des instants pour lesquels un point de décollement et de recollement instantanés ne seront pas définis. Cependant, l'écoulement moyen démontre bien une zone de recirculation moyenne, confirmée par les mesures PIV ainsi qu'une valeur minimum de la fraction de l'écoulement amont-aval par unité de temps $\gamma \simeq 40\%$ à partir des mesures avec le MEMS. Cela implique donc que moyennée en temps, la dynamique du bulbe moyen définit bien un point de décollement et de recollement moyens, qui par la suite se mettent à osciller au cours du temps. Cela veut donc dire que le bulbe moyen voit ses caractéristiques osciller, à l'image du grand bulbe. Les deux plus grandes géométries se qualifient donc comme étant deux bulbes qui démontrent un mouvement de respiration. Enfin, le petit bulbe ne fait que tangenter le point de décollement transitoire intermittent défini pour $\gamma \simeq 80\%$, soit environ deux fois le minimum que le bulbe moyen obtenait. En moyenne, il n'y a donc aucun écoulement retour, mais on observe un fait très intéressant car le mouvement de contraction-expansion est bien vérifié pour le petit bulbe. La ligne en traits noirs pointillés matérialisant la courbe de l'iso-vitesse $\bar{U} = 5 \text{ m/s}$ en fait l'illustration, et sert de procuration à l'iso-vitesse nulle qui ne parvient à être capturée que localement, et à certains instants seulement, sur la partie amont vers $x/L_p \simeq 0.2$ pour la phase

dilatée du petit bulbe. Tel que montré en Fig. 4.6, on observe alors un effet dégradé sur le taux de la recirculation, progressivement de plus en plus important, qui se manifeste de façon proportionnelle entre les 3 géométries. D'abord le petit bulbe identifie une zone d'écoulement attaché à la paroi uniquement aux instants lors des phases d'expansion, puis le moyen en obtient dans sa phase neutre et dilatée, et finalement le grand arrive à préserver la recirculation en tout temps. Concernant le mouvement de respiration pour la petite géométrie, il est alors difficile de parler de respiration, au sens défini précédemment. En effet, il n'existe pas en moyenne de région d'écoulement retour, ni de lignes visibles sur le film d'huile du petit bulbe (cf. Fig. 3.1) sur la base desquelles on pourrait alors argumenter que l'instationnarité basse-fréquence vient faire osciller une ligne matérielle. On peut ajouter aussi qu'en plus de l'observation du film d'huile, la distribution du coefficient d'intermittence γ qui calcule la fraction d'écoulement amont-aval indique un minimum pour le petit bulbe à environ 80%, très proche du décollement transitoire intermittent (ITD), mais donc nettement au-dessus du seuil des 50% requis pour être en présence d'un écoulement de retour moyen (Simpson, 1996).

Par conséquent il semble approprié à ce stade de conclure deux points importants : d'abord le petit bulbe ne respire pas au sens strict, à savoir de faire véritablement osciller au cours du temps un point de décollement et de recollement définis dans le temps. Néanmoins, il démontre la même dynamique instationnaire des champs de vitesse que les deux autres plus grandes géométries pour la contraction-dilatation en se basant sur la ligne de 5 m/s. Cela suggère une amplification de l'instationnarité qui se jouerait au sein des bulbes de décollement afin de déclencher le phénomène de respiration et celle-ci serait proportionnelle avec la taille du bulbe. Ces conclusions seront davantage précisées dans les deux chapitres suivants.

Enfin, l'intérêt du mode 1 POD dans le but d'illustrer le mouvement de respiration trouve sa justification dans la comparaison de deux bulbes de tailles similaires. En effet, une observation importante est alors de remarquer en Fig. 4.7 que les amplitudes des oscillations des points de décollement et de recollement entre le modèle réduit du grand bulbe avec le mode 1 POD et les résultats numériques de Na & Moin (1998) sont quasiment identiques, et ce en dépit d'un nombre de Reynolds un ordre de grandeur plus bas que le cas présent ($Re_\theta = 300$ dans

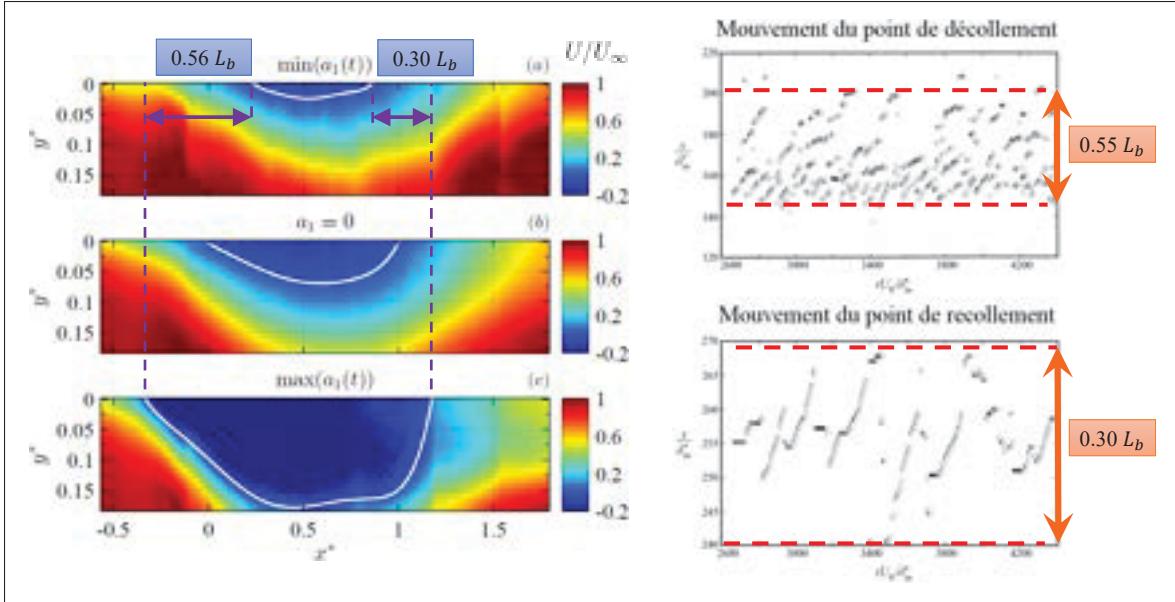


FIGURE 4.7 Comparaison des oscillations des points de décollement et de recollement entre le grand bulbe tiré de Mohammed-Taifour (2017) et celui de Na & Moin (1998). À gauche les états contracté avec $\min(a_1(t))$, neutre avec $a_1(t) = 0$ et dilaté avec $\max(a_1(t))$ sont calculés avec la même convention que la Fig. 4.3. À droite les traces temporelles des points de décollement et de recollement sont moyennés dans l'axe transverse pour la DNS de Na & Moin (1998).

leur simulation). La physique instationnaire des oscillations basse fréquence des points de décollement/recollement semble donc bien capturée par la POD *snapshot* avec cette très bonne comparaison expérimental-numérique. En outre on pourra noter que dans les deux cas, le point de décollement vient à se déplacer sur une distance près du double de celle du point de recollement, à savoir environ 55% de L_b contre seulement 30% respectivement. Ces deux bulbes partagent d'ailleurs un point commun supplémentaire qui est de toujours garder une zone de recirculation en tout temps, même durant les phases de contraction.

En conclusion de cette section, les premiers modes POD des trois bulbes exhibent des topologies fortement similaires, et pour lesquelles l'influence de la taille du bulbe est majeure. La notion de respiration qui implique une oscillation des points de décollement et de recollement instantanés a été caractérisée pour les deux plus grandes géométries. Néanmoins le seuil d'écoulement retour développé à la paroi est jugé insuffisant spatialement et temporellement pour qualifier de

respiration la dynamique du petit bulbe. Ce dernier exhibe cependant de grandes similitudes, avec notamment l'illustration d'un mouvement de contraction-expansion toujours présent, ce qui laisse suggérer une amplification nécessaire au bon déroulement de la respiration. La prochaine section s'intéresse ensuite à caractériser la relation pression-vitesse de l'instationnarité basse-fréquence.

4.2.2 Signature du mouvement basse-fréquence au premier pic de $c_{p'}$

L'analyse du mouvement de respiration de la section précédente a mis en lumière l'effet significatif de la taille de recirculation. Mohammed-Taifour & Weiss (2016) avaient démontré un lien entre la trace temporelle du coefficient $a_1(t)$ et la fluctuation de la pression pariétale située au décollement naissant qui coïncide avec l'emplacement du premier pic de $c_{p'}$ (cf. leur figure 16). Des mesures synchronisées entre le système PIV et un capteur piezorésistif placé à $x/L_p = 0$ sont ainsi effectuées pour les deux nouvelles géométries. On présente en Fig. 4.8 les traces temporelles du coefficient $a_1(t)$ et la fluctuation de pression mesurée pour les bulbes moyen et petit. Remarquablement, on observe que la corrélation entre la fluctuation de pression située au premier pic de $c_{p'}$ avec le mode 1 POD est toujours vérifiée, ce qui indique à nouveau que ces trois écoulements font effectivement partie d'une même famille. Les résultats des coefficients de corrélation à délai nul pour les trois bulbes sont résumés dans le Tableau 4.1.

TABLEAU 4.1 Résumé des corrélations $a_1(t)$ avec la pression au premier pic de $c_{p'}$ pour les trois bulbes

	Grand bulbe	Bulbe moyen	Petit bulbe
Coefficient de corrélation $a_1(t) - p'_{ID}$	0.8	0.45-0.55	0.35

De manière analogue à l'analyse de Mohammed-Taifour (2017) sur le grand bulbe, on retrouve à nouveau le fait intéressant que les traces temporelles des deux autres géométries plus petites, avant même d'effectuer un lissage avec une moyenne glissante, exhibent une composante basse-fréquence, même si plus faiblement pour le petit bulbe. Une première conclusion importante est que l'existence d'une corrélation entre le mode 1 POD et les fluctuations de la pression pariétale est vérifiée même pour le cas du petit bulbe. De la sorte la corrélation semble directement

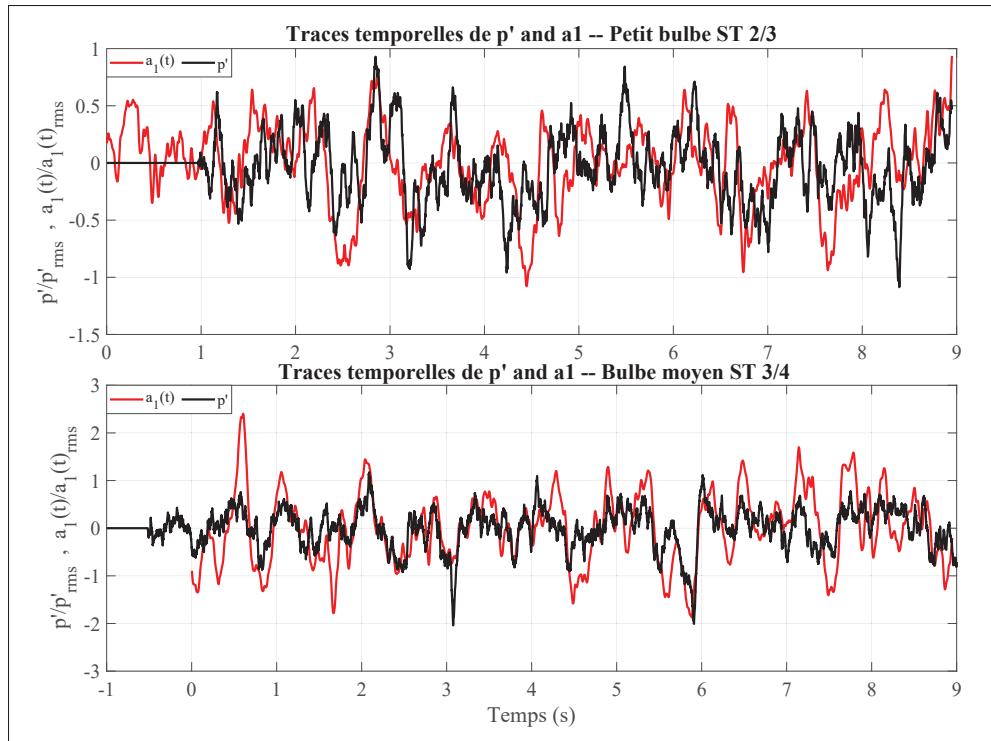


FIGURE 4.8 Traces temporelles du coefficient $a_1(t)$ synchronisé avec la pression au premier pic de $c_{p'}$ du petit bulbe en haut et du bulbe moyen en bas avec les coefficients de corrélation respectivement de +0.35 et +0.5

proportionnelle avec la taille de recirculation en question, mais reste vraie pour un écoulement attaché en moyenne. Cela pose ainsi la question de savoir si il existe une transition entre écoulement *attaché-détaché* qui serait à l'origine du déclenchement du mouvement de respiration avec une oscillation des points de décollement/recollement. Cette idée fera l'objet d'une étude spécifique dans le chapitre suivant. Passons maintenant à la troisième sous-section de l'étude de l'instationnarité basse fréquence, et plus particulièrement à son échelle bi-dimensionnelle : en fait la question qui se pose est de savoir si ce mouvement est de grande amplitude le long de l'envergure du bulbe et si oui, de pouvoir déterminer les échelles associées au phénomène.

4.2.3 Étendue transverse de la respiration pour le cas du bulbe moyen

Comme mentionné au chapitre précédent de l'analyse stationnaire, le bulbe moyen a fait l'objet de mesures transverses dans le demi-axe des $z^* = z/L_w$ négatifs (rappel : L_w est la demi-largeur de la section d'essais) afin de pouvoir appréhender l'étendue bi-dimensionnelle de l'écoulement (Le Floc'h *et al.*, 2018). Dans cette section, c'est maintenant l'instationnarité basse-fréquence à laquelle on accorde de l'attention car on souhaite déterminer les échelles transverses du phénomène en jeu. On rappelle comme vu précédemment que le mouvement de respiration correspond à la contraction-expansion, à grande échelle spatiale et à basse-fréquence, du bulbe de décollement complet. De surcroît, cela implique aussi une oscillation significative des points de décollement et de recollement instantanés, ce qui requiert une région de recirculation définie en moyenne pour être suffisamment visible. Toutefois, ces observations se sont cantonnées à la ligne centrale de la section d'essais ($z^* = 0$), et ce dans le plan vertical ($x - y$) seulement. Notons que Mohammed-Taifour (2017) a documenté l'effet de la respiration sur le front du décollement pour le grand bulbe, mais aucune observation horizontale recouvrant la zone complète d'un bulbe de décollement turbulent n'a encore été fournie. C'est à ce point précis que cette section va tenter de répondre, à savoir si l'on peut effectivement observer la dynamique de contraction-expansion à plusieurs positions transverses le long de la largeur de la section d'essais. De même, est-ce qu'on la retrouve vue de dessus dans les champs horizontaux ($x - z$) ? On rappelle enfin que la géométrie moyenne a été justement choisie pour faciliter l'observation de la zone entière de recirculation en ne considérant qu'un seul champ de vue PIV.

On démarre cette analyse par la présentation de la signature pression du phénomène, suivie de celle en vitesse dans les champs de mesures PIV verticaux et horizontaux. Tout d'abord, on présente les spectres pré-multipliés (PSDs) des fluctuations de pression pariétale au décollement naissant ($x/L_p = 0$) en Fig. 4.9 pour l'intervalle transverse $|z| < 0.2$ m, i.e. $|z^*| < 2/3$. Les PSDs des signaux de pression fluctuante à la paroi mesurés au centre des foyers des tourbillons tout près des parois latérales sont également montrés sur la Fig. 4.9 à une position environ de ($x \simeq 1.67$ m et $z \simeq \pm 0.25$ m), soit ($x/L_p \simeq 0.05$ m et $z^* \simeq \pm 0.83$). On observe alors comme une bosse à basse fréquence qui apparaît sur les spectres pour la ligne centrale $z^* = 0$ pour une

fréquence de $\simeq 1 - 1.25$ Hz : c'est la signature du mouvement de respiration identifié pour le bulbe moyen où la trace temporelle du coefficient associé au mode 1 POD vient se corréler avec la fluctuation de pression au premier pic de $c_{p'}$.

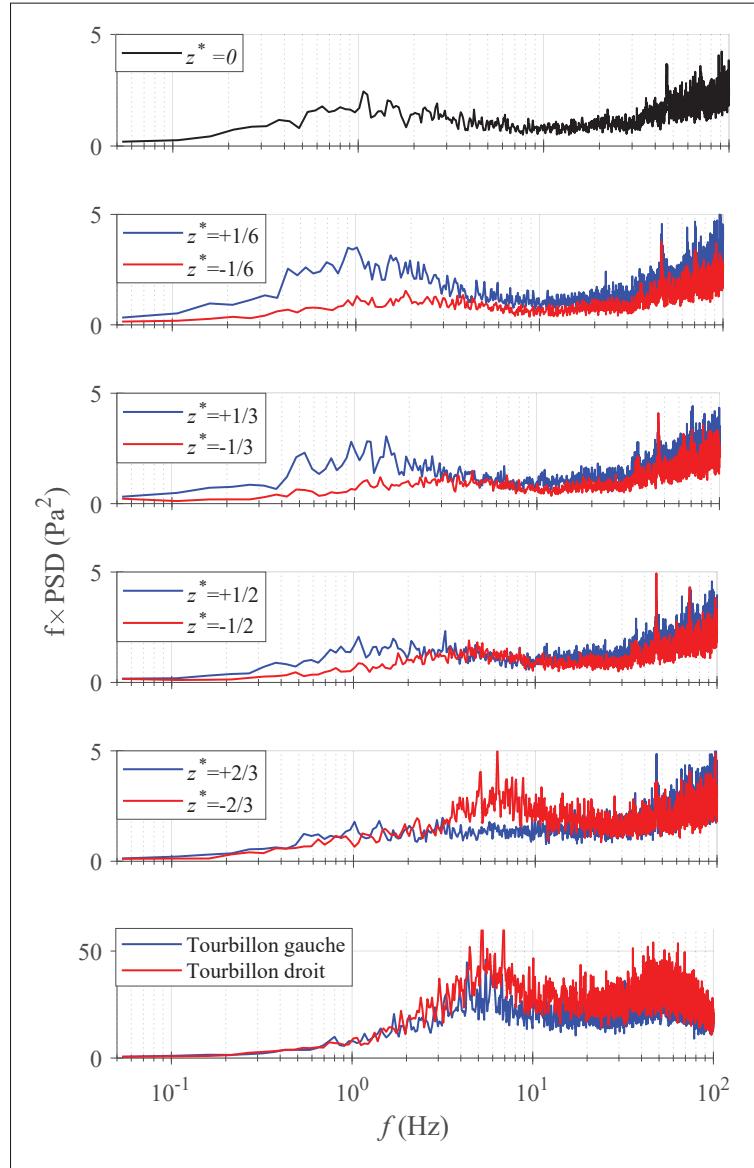


FIGURE 4.9 Spectres pré-multipliés des fluctuations de pression à $x/L_p = 0$ du bulbe moyen pour $z^* = 0, \pm 1/6, \pm 1/3, \pm 1/2, \pm 2/3$ et aux deux foyers identifiés au centre des tourbillons proches des parois latérales

Ce pic basse-fréquence n'est pas réparti de façon homogène le long de l'axe transverse. En effet, lorsqu'on se rapproche des parois latérales de la soufflerie, la fréquence centrale de cette bosse augmente lentement jusqu'à une valeur d'environ $f \simeq 6$ Hz, surtout du côté des z^* négatifs. Les PSDs mesurés au niveau du centre des foyers des tourbillons se dessinant en forme de tornade sur le film d'huile montrent aussi clairement un pic d'activité à cette même valeur d'environ $f \simeq 6$ Hz. Cela renforce à nouveau l'idée formulée au chapitre 3 de l'analyse stationnaire que de tels tourbillons font augmenter localement la distribution de pression fluctuante en amont du bulbe moyen, mais à une fréquence plus haute que celle associée au mouvement de respiration identifiée le long de la ligne centrale. Pour le cas du grand bulbe, il est important de rappeler ici que Mohammed-Taifour (2017) avait déjà écarté la possibilité que ces tourbillons de l'écoulement secondaire soient responsables de l'instationnarité basse-fréquence, car pour le grand bulbe, leur fréquence centrale reste inchangée (toujours autour de $f \simeq 6$ Hz) tandis que le pic basse fréquence a lui presque doublé en valeur en passant de la configuration grande à moyenne (soit de $f \simeq 0.5 - 0.6$ Hz à $f \simeq 1 - 1.2$ Hz respectivement).

On s'intéresse alors au mouvement identifié dans les champs de vitesse, où jusqu'à présent on utilisait le mode 1 POD pour illustrer la contraction-expansion de nos bulbes de décollement. On choisit ici une méthode alternative pour illustrer la respiration et qui est basée sur une moyenne conditionnelle de la vitesse longitudinale sur l'écoulement brut. En particulier, le pourcentage du flux de retour instantané que l'on peut noter BFP (ou *BackFlow Percentage*) tiré de Mohammed-Taifour (2017) se calcule en comptant le nombre de cellules ayant une vitesse longitudinale négative sur l'ensemble de la grille PIV, ce qui revient à calculer l'aire de la zone de recirculation en fonction du temps (Fang & Tachie, 2019; Wu *et al.*, 2020). La motivation du choix du critère BFP s'explique par le fait qu'il est fortement corrélé (coefficients $\simeq 0.5 - 0.8$ suivant les différentes stations PIV) avec le coefficient $a_1(t)$ du mode 1 POD, et c'est donc un paramètre de l'écoulement brut représentatif de la contraction du bulbe comme on va le voir dans l'analyse ci-dessous.

L'état contracté du bulbe moyen est alors obtenu en moyennant 5% des images ayant les plus faibles valeurs de BFP, tandis que l'état dilaté est obtenu en moyennant 5% des images ayant les

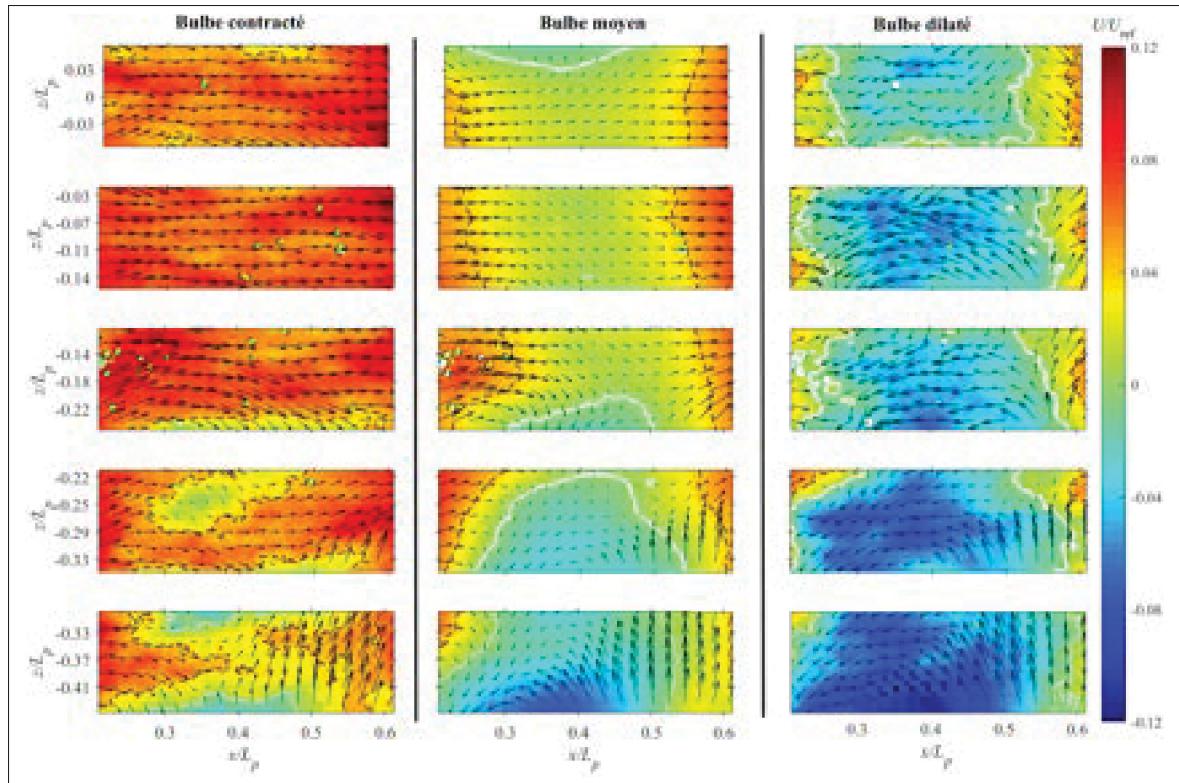


FIGURE 4.10 Assemblage des topologies du bulbe contracté, neutre et dilaté des champs horizontaux obtenus à l'aide de moyennes conditionnelles pour les sections transverses $z^* = 0, -1/6, -1/3, -1/2$ et $-2/3$. Les iso-contours représentent la vitesse longitudinale, la ligne blanche correspond à l'iso-vitesse $\bar{U} = 0$ m/s, tandis que la ligne noire en traits pointillés correspond à l'iso-vitesse $\bar{U} = 1$ m/s. Les vecteurs vitesse avec les flèches noires affichent les composantes du champ moyen (\bar{U}, \bar{W})

plus grandes valeurs de BFP. Ces calculs ont été effectués sur un mesure de PIV de 3580 images pour chacune des différentes positions transverses. Les résultats des moyennes conditionnelles sont présentés en Fig. 4.10 pour les champs horizontaux sous la forme de trois colonnes, avec à gauche l'état contracté, au milieu l'état neutre ou moyen et à droite le bulbe dilaté. Les iso-contours de la vitesse longitudinale pour chacun des trois états du bulbe sont présentés le champs des vecteurs vitesse associés pour analyser les mouvements transverses. On observe clairement que le bulbe moyen indique de grandes variations de sa taille sur l'envergure complète de la section d'essais. Ce résultat est important car il tend à valider les conclusions faites à partir des mesures précédemment effectuées dans la région de l'APG/décollement moyen du

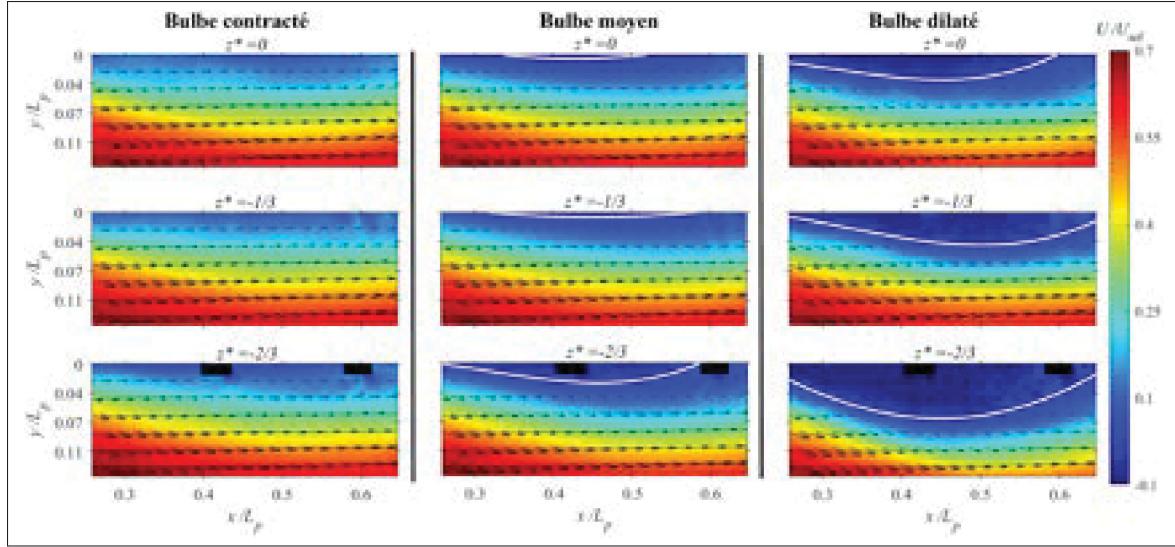


FIGURE 4.11 Assemblage des topologies du bulbe contracté, neutre et dilaté des champs verticaux obtenus à l'aide de moyenne conditionnelle pour les sections transverses $z^* = 0, -1/3$ et $-2/3$. La ligne blanche correspond à l'iso-vitesse $\bar{U} = 0$ m/s, et les vecteurs vitesse avec les flèches noires affichent les composantes des champs (\bar{U}, \bar{V}) . Des carrés noirs cachent une région proche paroi de mesures invalides.

grand bulbe, où la ligne de décollement entre un état contracté et dilaté décrivait une oscillation de grande taille dans l'axe transverse sur au moins l'intervalle de $|z^*| > 1/3$ (cf. étude par Mohammed-Taifour (2017) et sa figure 4.26). Sur la colonne de gauche de la Fig. 4.10, les 5% moyennés avec la valeur minimum de BFP exhibent un état contracté du bulbe où la région d'écoulement retour a complètement disparu. À l'inverse, sur la colonne de droite moyennant les 5% de la valeur maximum de BFP, on observe une région significative d'écoulement retour tout le long de la largeur quasi-complète de la section d'essai lorsque le bulbe est en phase d'expansion. Fait remarquable, les vecteurs vitesse apparaissent en outre raisonnablement « droits » pour environ $|z^*| < 1/3$, à savoir que la composante transverse sur les trois premières lignes des champs PIV centrés le long de $z^* = 0, -1/6$ et $-1/3$ en Fig. 4.10 est globalement plus faible que la composante longitudinale. Cela suggère donc que l'écoulement moyen ainsi que l'instationnarité basse-fréquence sont tous deux approximativement bi-dimensionnels dans la partie centrale de la section d'essais. Par ailleurs la colonne du milieu représente le même écoulement longitudinal moyen que présenté en Fig. 3.13 au chapitre précédent.

Le pendant vertical de la Fig. 4.10 est présenté en Fig. 4.11 pour trois sections transverses différentes, à savoir $z^* = 0, -1/3$ et $-2/3$, avec la même forme que précédemment de trois colonnes, avec à gauche l'état contracté, au milieu l'état neutre ou moyen et à droite le bulbe dilaté. À nouveau, les moyennes conditionnelles avec les valeurs minimum et maximum du BFP sont utilisées pour reconstruire les états contracté et dilaté du bulbe moyen. Les mesures verticales de la Fig. 4.11 sont en très bon accord avec les mesures horizontales de la Fig. 4.10. La colonne de gauche de Fig. 4.11 indique qu'il n'y plus d'écoulement retour observé dans la phase de contraction tandis que pour la colonne de droite exhibe encore une large zone d'écoulement retour pour la phase d'expansion. La colonne du milieu indique à nouveau les champs moyens pour cette géométrie intermédiaire qui ont été introduits dans le chapitre 3 en Fig. 3.11. À noter que la longueur de recirculation dans le cas de la phase d'expansion du bulbe est tout à fait cohérente entre les Fig. 4.10 et Fig. 4.11, quand on compare les résultats horizontaux avec les verticaux pour une hauteur d'environ $y \simeq 3 - 4$ mm, soit $y/L_p \simeq 0.007$. De la même façon, on peut aussi relever l'absence d'une région d'écoulement retour pour les deux parties verticale et horizontale lors de la phase de contraction du bulbe.

Puis, afin de démontrer que cette activité basse-fréquence dans l'axe transverse correspond bien à un mouvement *global* de respiration du bulbe, on peut rappeler que certains auteurs de la littérature ont calculé des corrélations croisées dans l'axe transverse et ce à différentes positions longitudinales. Par exemple, Cherry *et al.* (1984) ont trouvé que les échelles transverses sont maximales dans la région proche du décollement puis elles commencent à décliner progressivement quand on se déplace en aval du bulbe. De façon similaire, Kiya & Sasaki (1985) ont également analysé les échelles transverses de l'instationnarité basse fréquence de battement de la couche cisaillée décollée sur une plaque épaisse en calculant ces corrélations croisées de pression en appliquant un filtre basse fréquence. On fait alors de même sur nos données expérimentales de pression pour le bulbe moyen afin de déterminer l'étendue transverse du mouvement de respiration et la Fig. 4.12 présente les corrélations croisées avec décalage nul $R_{p'p'} = \overline{p'_1(z_1)p'_1(z_{ref})}/(p'_{1,\text{rms}}p'_{\text{ref,rms}})$ où les indices 1 et ref font référence respectivement au capteur mobile se déplaçant le long de l'axe transverse aux positions $z_1^* = 0, \pm 1/6, \pm 1/3$,

$\pm 1/2$ et $\pm 2/3$ et au capteur fixe : $z_{ref}^* = 0$ et $\pm 1/3$. Les corrélations croisées sont calculées en appliquant un filtre passe-bas $0 < f < 7$ Hz et on présente les résultats pour deux positions longitudinales, l'une proche du décollement naissant (ID à $x/L_p = 0$) et la seconde proche du recollement complet (CR à $x/L_p = 0.90$) avec les trois positions de référence dans l'axe transverse pour chaque cas.

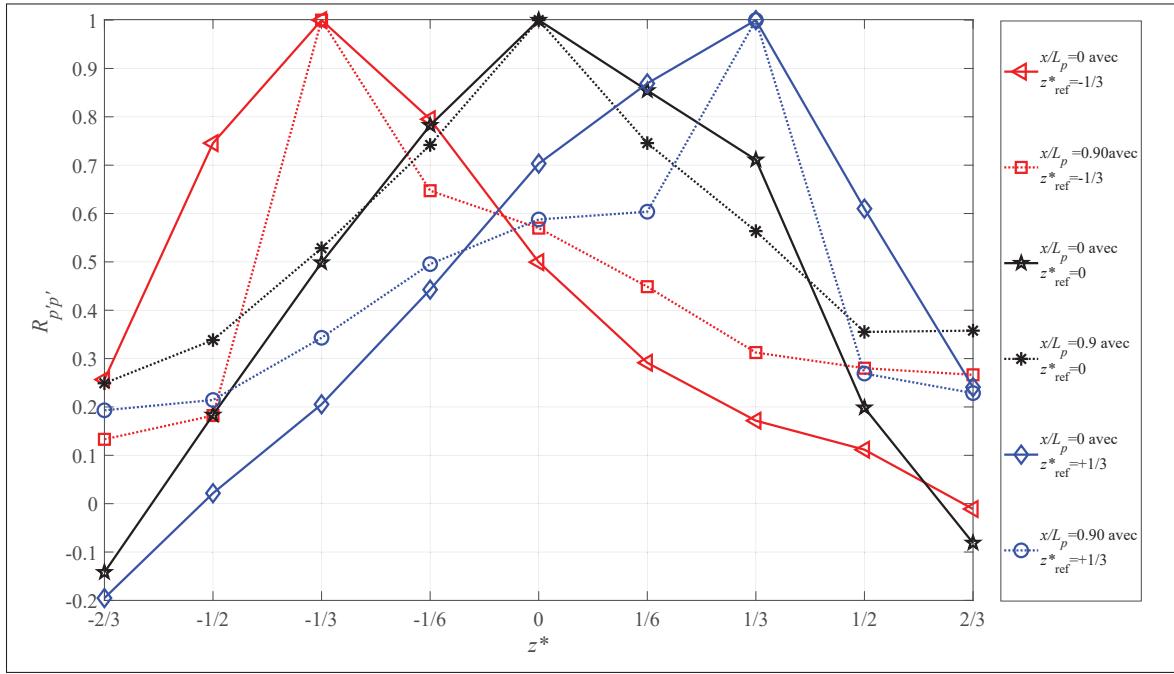


FIGURE 4.12 Corrélations croisées de fluctuations de pression pariétale le long de l'axe transverse pour trois positions de référence $z^* = 0, -1/6$ et $-1/3$. Les données sont traitées avec un filtre passe-bas pour $0 < f < 7$ Hz.

Les corrélations croisées basse-fréquence en Fig. 4.12 restent généralement haute (> 0.5) sur le milieu de la section d'essais sur l'intervalle transverse $|z^*| < 1/3$ et tendent à diminuer au delà de cette partie centrale. Pour $z_{ref}^* = 0$, les valeurs obtenues à $x/L_p = 0$ et $x/L_p = 0.90$ sont très proches, ce qui montre que la contraction-expansion du bulbe est ressentie à la fois par les régions amont et aval du bulbe moyen. Pour $z_{ref}^* = \pm 1/3$, le coefficient de corrélation proche du recollement complet ($x/L_p = 0.90$) diminue plus vite lorsqu'on se rapproche des parois latérales qu'au décollement naissant à $x/L_p = 0$. On attribue cette diminution à la présence des tourbillons longitudinaux en coin qui tendent à se développer dans la région aval du bulbe.

Ensuite, on étudie les corrélations croisées entre la pression et la vitesse dans les champs PIV. On répète en fait la même méthodologie comme vu précédemment pour les trois géométries, où les corrélations pression-vitesse étaient réalisées à l'aide d'une synchronisation des mesures PIV et du capteur de pression. Les Fig. 4.13 et Fig. 4.14 montrent les traces temporelles de vitesse et de pression sur les différentes sections transverses $z^* = 0, -1/6$ et $-1/3$. On ajoute que l'ensemble des fluctuations sont normalisées par leur écart type afin de faciliter une comparaison directe de chaque quantité.

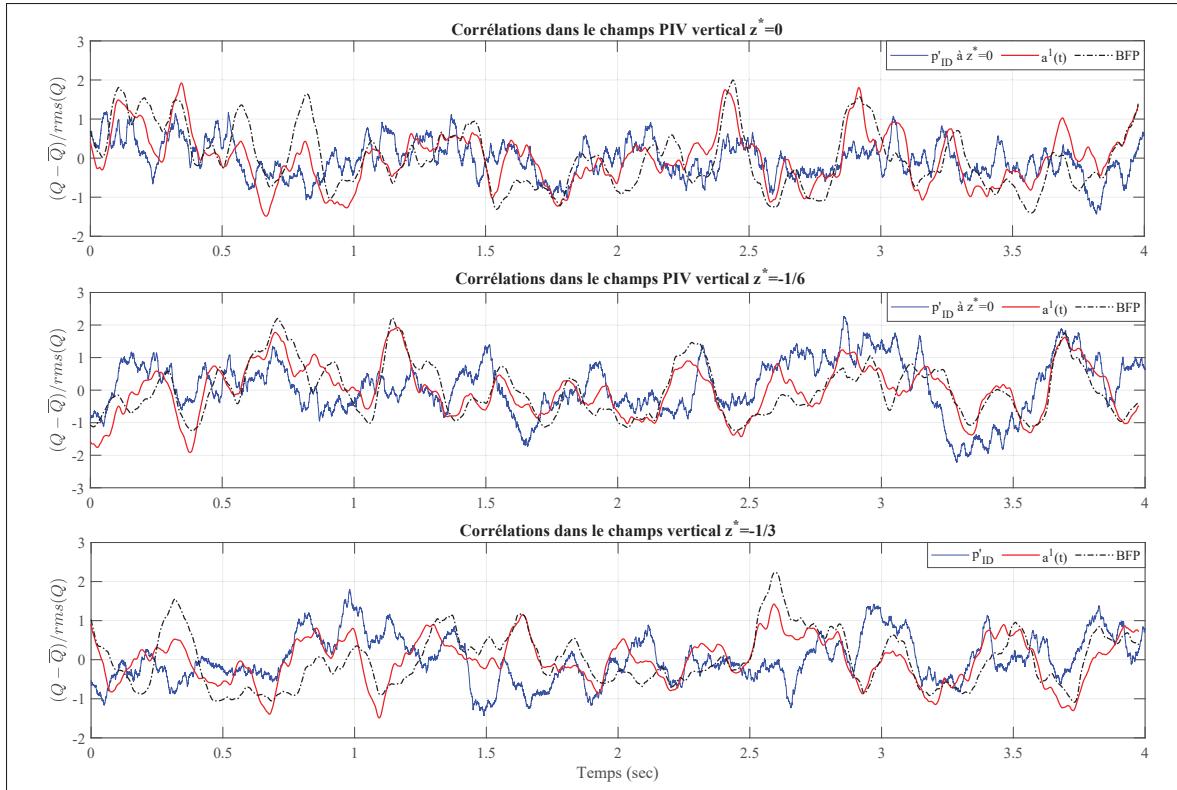


FIGURE 4.13 Traces temporelles des fluctuations de pression proches de ID à $x/L_p = 0$ synchronisées avec les mesures PIV des champs verticaux à $z^* = 0, -1/6$ et $-1/3$

Pour les mesures verticales, le capteur de pression reste placé le long de la ligne centrale, tandis que l'homogénéité transverse est davantage évaluée dans les champs horizontaux avec un second capteur, à la même position longitudinale $x/L_p = 0$, mais qui est centré juste au-dessus de la zone PIV horizontale considérée pour les deux sections $z^* = -1/6$ et $-1/3$. Les mesures de

pression sont à nouveau filtrées à l'aide d'une moyenne glissante pour éliminer les contributions turbulentes hautes-fréquences. Les Fig. 4.13 et Fig. 4.14 illustrent alors des faits importants de la manifestation de l'instationnarité basse-fréquence : les traces temporelles du BFP et du coefficient $a_1(t)$ sont en effet presque superposées pour chacun des cas présentés, ce qui veut dire que pour le bulbe moyen, le mouvement de contraction-expansion peut effectivement s'illustrer de façon équivalente par un modèle réduit reconstruit avec le premier mode POD, ou bien avec des moyennes conditionnelles de la vitesse longitudinale basée sur le critère du BFP. Deuxièmement, l'analyse effectuée à la section 4.2.2 pour les trois géométries a permis de fournir les informations sur les corrélations pression-vitesse mesurées le long de la ligne centrale, mais ne peuvent donc pas renseigner sur l'étendue transverse effective de la respiration. En outre les Fig. 4.10 et Fig. 4.11 qui suggéraient via les moyennes conditionnelles effectuées à plusieurs sections transverses un mouvement se déroulant sur quasiment toute la largeur de la section d'essais, n'ont pas été mesurées aux mêmes instants. Par conséquent il se pourrait que les Fig. 4.10 et Fig. 4.11 ne représentent peut-être pas un mouvement transverse cohérent, ce dont il faut s'assurer. Justement, les corrélations qui sont présentées au paragraphe suivant viennent confirmer ce point.

Le calcul des valeurs des corrélations pression-vitesse suivant l'axe transverse répondent à cette interrogation et sont maintenant présentées. En déplaçant les mesures PIV vers les parois latérales tout en mesurant de manière synchronisée la fluctuation de pression le long de la ligne centrale, on peut alors tenter de répondre à la question de savoir quelle est l'échelle transverse du phénomène de respiration.

Les résultats des maximums de corrélations entre p' avec le BFP et a_1 à chaque position transverse sont alors présentés en Tableau 4.2. Pour les champs PIV verticaux, les maximums de corrélation sont obtenus lorsque le capteur de pression et le champ PIV sont tous deux situés sur la ligne centrale (corrélation de 0.42 utilisant le BFP contre 0.48 avec a_1). Ces corrélations arrivent à se maintenir à des niveaux équivalents jusque $z^* = -1/3$ avec 0.41 et 0.32 avec BFP et a_1 respectivement. Des conclusions tout à fait similaires sont retrouvées dans les champs horizontaux où le capteur de pression juste au-dessus du champ PIV enregistre des valeurs de

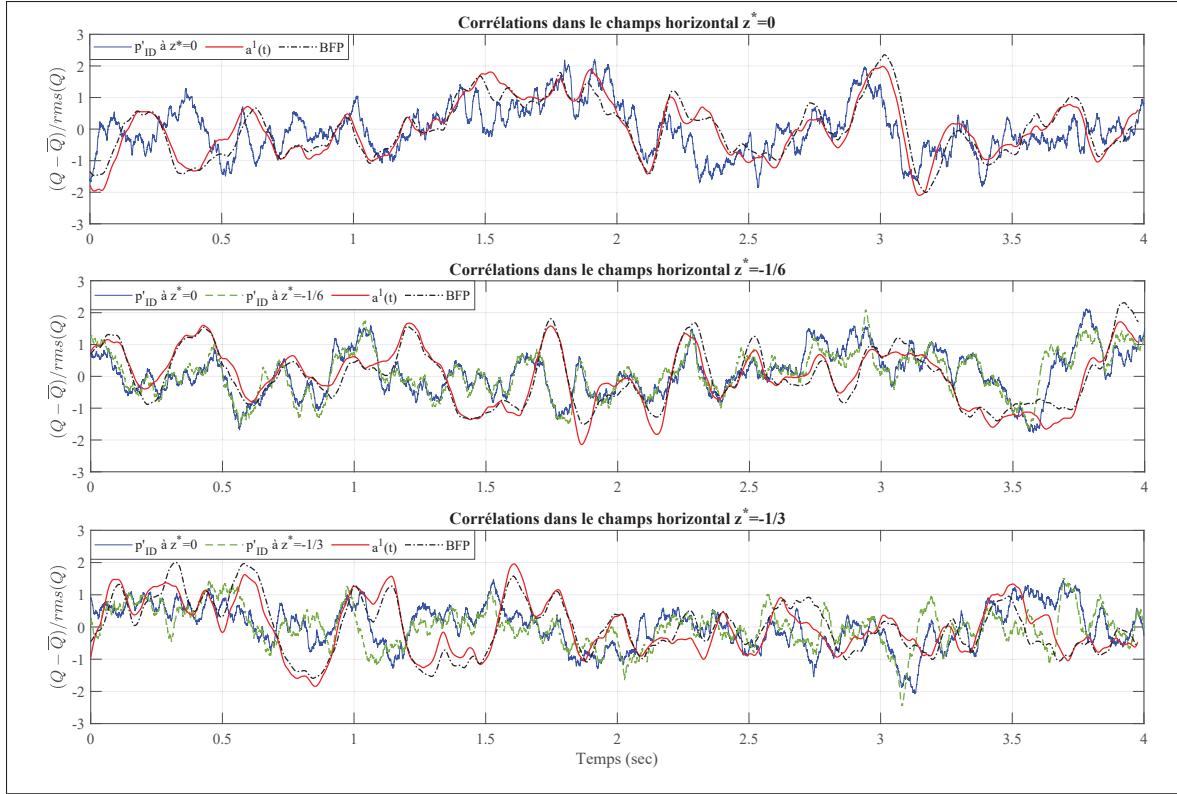


FIGURE 4.14 Traces temporelles des fluctuations de pression proche de ID à $x/L_p = 0$ synchronisées avec les mesures PIV des champs horizontaux à $z^* = 0, -1/6$ et $-1/3$

corrélations plus importantes avec le BFP, tandis que le capteur resté le long de la ligne centrale voit ses valeurs de corrélations maintenues malgré tout à 0.35 et 0.32 pour les tranches PIV à $z^* = -1/6$ et $-1/3$. Le coefficient du mode 1 POD enregistre lui aussi des valeurs très proches, légèrement supérieures au BFP dans certains cas, mais ces deux paramètres décrivent bien la même physique du gonflement du bulbe, et ce dans les champs horizontaux et verticaux.

Pour conclure cette étude transverse de la signature du mouvement basse-fréquence, les résultats présentés dans cette section montrent que la contraction-expansion du bulbe moyen peut s'observer sur la totalité de l'axe transverse de la section d'essais. On peut visualiser la respiration à l'aide de moyennes conditionnelles basées sur le pourcentage d'écoulement retour (BFP) ou par un modèle d'ordre réduit avec le mode 1 POD. La respiration est donc un mouvement quasiment bi-dimensionnel sur la partie centrale $|z^*| < 1/3$ de la section d'essais. Au

TABLEAU 4.2 Corrélations pression-vitesse mesurées avec le capteur piézo-résistif positionné à $x/L_p = 0$ et $z^* = 0$ pour les champs de mesures PIV verticaux et horizontaux centrés sur les sections transverses centrées sur $z^* = 0, -1/6$ et $-1/3$. Pour les champs horizontaux, un second capteur est ajouté à la même position longitudinale et situé au-dessus de la tranche z^* considérée.

	Mesures PIV verticales			Mesures PIV horizontales		
	$z^* = 0$	$z^* = -1/6$	$z^* = -1/3$	$z^* = 0$	$z^* = -1/6$	$z^* = -1/3$
corrélation BFP- a_1	0.74	0.85	0.75	0.94	0.90	0.91
corrélation BFP- p'	0.42	0.36	0.41	0.53 (piezo à $z^* = 0$)	0.35 (piezo 1 à $z^* = 0$)	0.32 (piezo 1 à $z^* = 0$)
					0.43 (piezo 2 à $z^* = -1/6$)	0.41 (piezo 2 à $z^* = -1/3$)
corrélation $a_1 - p'$	0.48	0.47	0.32	0.56 (piezo à $z^* = 0$)	0.39 (piezo 1 à $z^* = 0$)	0.38 (piezo 1 à $z^* = 0$)
					0.42 (piezo 2 à $z^* = -1/6$)	0.37 (piezo 2 à $z^* = -1/3$)
					piezo 1 et 2 : 0.90	piezo 1 et 2 : 0.65

delà de cet intervalle, la perte de corrélation est attribuée aux effets de l'écoulement secondaire (les tourbillons de bord), nécessairement présent dans une section de tranche rectangulaire. On s'intéresse dans la section suivante à la seconde instationnarité des bulbes de décollement, à savoir le lâcher tourbillonnaire.

4.3 Instationnarité à moyenne fréquence du lâcher tourbillonnaire

Un nombre important d'études sur l'instationnarité à moyenne fréquence a montré la relation avec un passage de structures cohérentes du phénomène surnommé le lâcher tourbillonnaire (*vortex shedding* en anglais). Ce mode est d'ailleurs davantage documenté dans la littérature dans laquelle plusieurs auteurs s'accordent sur le fait que cette instationnarité moyenne-fréquence

est associée à la convection de structures tourbillonnaires transverses qui croissent et évoluent dans la couche de cisaillement avant d'être lâché en aval du bulbe de décollement. On peut citer par exemple Simpson (1996), Eaton & Johnston (1981), Kiya & Sasaki (1983), Cherry *et al.* (1984), Driver *et al.* (1987), Thacker *et al.* (2013), ou bien encore plus récemment Abe (2017) et Wu *et al.* (2020). Dans le cas du grand bulbe, Mohammed-Taifour & Weiss (2016) ont montré que les fluctuations de pression proches du second pic de $c_{p'}$ sont causées par la convection de rouleaux de grande échelle via une instabilité de type Kelvin-Helmholtz en comptant le nombre de structures par unité de temps. Le but de cette section va être de caractériser ce mouvement convectif pour chacun des bulbes et de même que pour la section précédente, on regardera l'étendue transverse de cette instationnarité moyenne fréquence. À nouveau les données sur bulbe moyen seront réutilisées. Ensuite on va regarder si un lien possible entre la respiration et le lâcher tourbillonnaire peut exister car cette idée était déjà formulée par Eaton & Johnston (1982) et Kiya & Sasaki (1983) qui voyaient une interaction entre la basse fréquence et l'enlèvement de fluide de la zone de recirculation par les tourbillons en aval.

Tout d'abord pour illustrer la nature convective de cette instationnarité, les contours des corrélations croisées à deux points des fluctuations de pression le long de la ligne centrale pour les trois géométries, ainsi que des fluctuations de vitesse mesurées dans les champs verticaux sont présentés en Fig. 4.15. Les images en haut de la figure ont été obtenues avec un capteur pression de référence situé à $x/L_p = 0.68$, $x/L_p = 0.57$ et $x/L_p = 0.84$ pour les petit, moyen et grand bulbes respectivement, tandis qu'un second capteur parcourt l'intervalle : $-0.4 < x/L_p < 0.4$. Sur la rangée du bas, les corrélations croisées en vitesse ont été extraites des champs PIV le long du centre de la couche de cisaillement défini par les maximums de $\sqrt{u'^2}$ avec les mêmes positions prises en référence que la corrélation en pression. L'étendue de l'intervalle du champs PIV (un seul en fait vient couvrir le point de référence pour chaque géométrie), est alors significativement plus courte que celle du champ couvert par le capteur de pression. Dans cette cartographie dans le domaine espace-temps, la pression et la vitesse affichent tous deux une forme striée (ou lobe) oblique dont la pente est à interpréter comme l'inverse de la vitesse moyenne locale de convection. Une autre représentation possible est celle

où toutes les corrélations effectuées à plusieurs emplacements discrets sont superposées sur un même axe et le pic des maximums de corrélations se retrouve convecté dans la direction amont-aval (cf. figure 4.33 de Mohammed-Taifour (2017)). Ces deux méthodes de représentation indiquent le même résultat que les perturbations ont une nature convective.

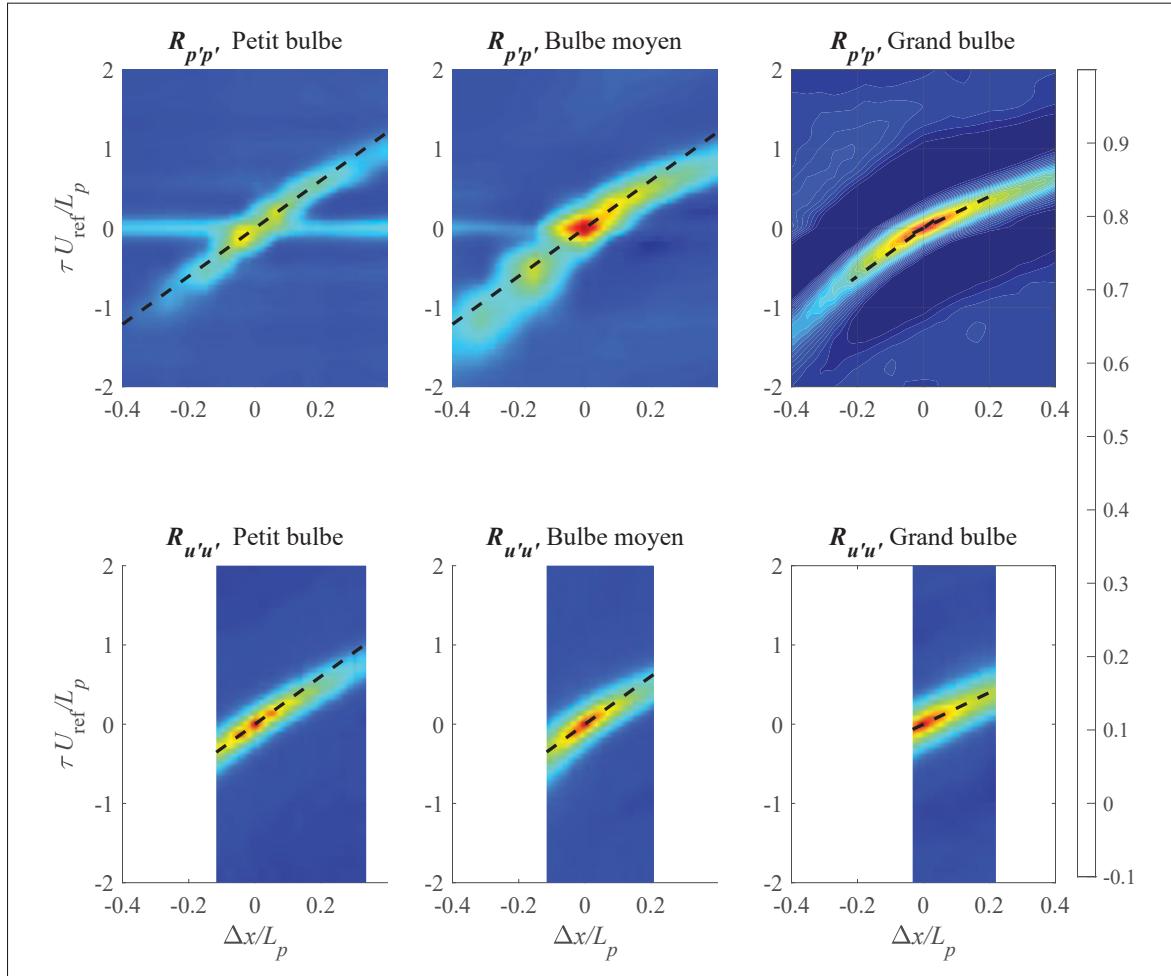


FIGURE 4.15 Contour des corrélations à deux points des fluctuations de pression en haut pour les petit, moyen et grand bulbes et de la vitesse longitudinale en bas. Les points de références sont respectivement $x/L_p = 0.68$, $x/L_p = 0.57$ et $x/L_p = 0.84$. Les lignes pointillées noires correspondent à une pente de vitesse de convection $U_c/U_{\text{ref}} = 0.33$ (Na & Moin, 1998a) et le grand bulbe en seconde moitié pour $\Delta x/L_p > 0$ a une pente $U_c/U_{\text{ref}} = 0.45$.

On notera aussi que la pente moyenne des iso-contours obtenus pour les trois bulbes se rapproche d'une valeur de $U_c/U_{\text{ref}} = 0.33$ qui était suggérée par Na & Moin (1998a) et représentée par

les lignes pointillées noires. Pour le grand bulbe, le point de référence étant situé plus en aval que les deux autres bulbes (à $x/L_p = 0.84$), la vitesse de convection proche de $0.33U_{\text{ref}}$ en amont accélère sous l'effet du gradient de pression favorable, ce qui se traduit par un lobe plus incliné. Dans la seconde moitié des corrélations de pression pariétale ainsi que pour les champs PIV en aval de $x/L_p = 0.84$, la courbe pointillée prend la valeur $0.45U_{\text{ref}}$. Un fait intéressant est aussi de voir que même le petit bulbe qui ne présente pas de zone d'écoulement retour en moyenne illustre ce mouvement convectif. Cela implique alors que l'instationnarité convective du lâcher tourbillonnaire peut se produire sans avoir besoin d'un écoulement retour moyen, mais comme on le verra au chapitre 6, elle se retrouve liée à la présence d'un gradient de pression adverse (APG) qui produira un profil de vitesse inflectionnel. De plus cette observation est en accord avec l'idée que les structures cohérentes sont générées par l'instabilité de type Kelvin Helmholtz d'une manière similaire à ce qu'on observe dans les couches de mélange turbulentes (Winant & Browand (1974)). Néanmoins, un bulbe de décollement plus grand produira un lâcher tourbillonnaire avec une signature pariétale plus forte, tel que le montre la distribution de c_p' et la Fig. 4.15. On attribue cela au fait que les structures cohérentes sont plus grandes lorsque la couche de cisaillement se décolle davantage de la paroi car l'enroulement se déroule sur une échelle verticale plus importante.

Un exemple de structures identifiées est illustré en Fig. 4.16 pour le bulbe moyen, et les structures enroulées, identifiées avec le critère Γ_2 tel que présenté à l'équation (2.38), peuvent être suivies le long du champ de vue PIV. Des résultats similaires sont obtenus pour les deux autres géométries. Les iso-contours de Γ_2 s'étendent sur l'intervalle $[-1; -\pi/2]$ (Graftieaux *et al.*, 2001), ce qui est cohérent avec le sens de la rotation anti-horaire des tourbillons identifiés. On peut d'ailleurs noter qu'une autre méthodologie existe, avec par exemple l'application du critère Q sur un modèle d'ordre réduit qui utilise les modes 2 à 50 (Mohammed-Taifour & Weiss, 2016; Mohammed-Taifour, 2017).

Pour résumer, le second maximum de la distribution de pression fluctuante s'explique donc par l'impact des structures de grande échelle des rouleaux transverses sur la paroi. Ces structures proviennent de la couche de cisaillement à travers l'instabilité de Kelvin–Helmholtz et sont

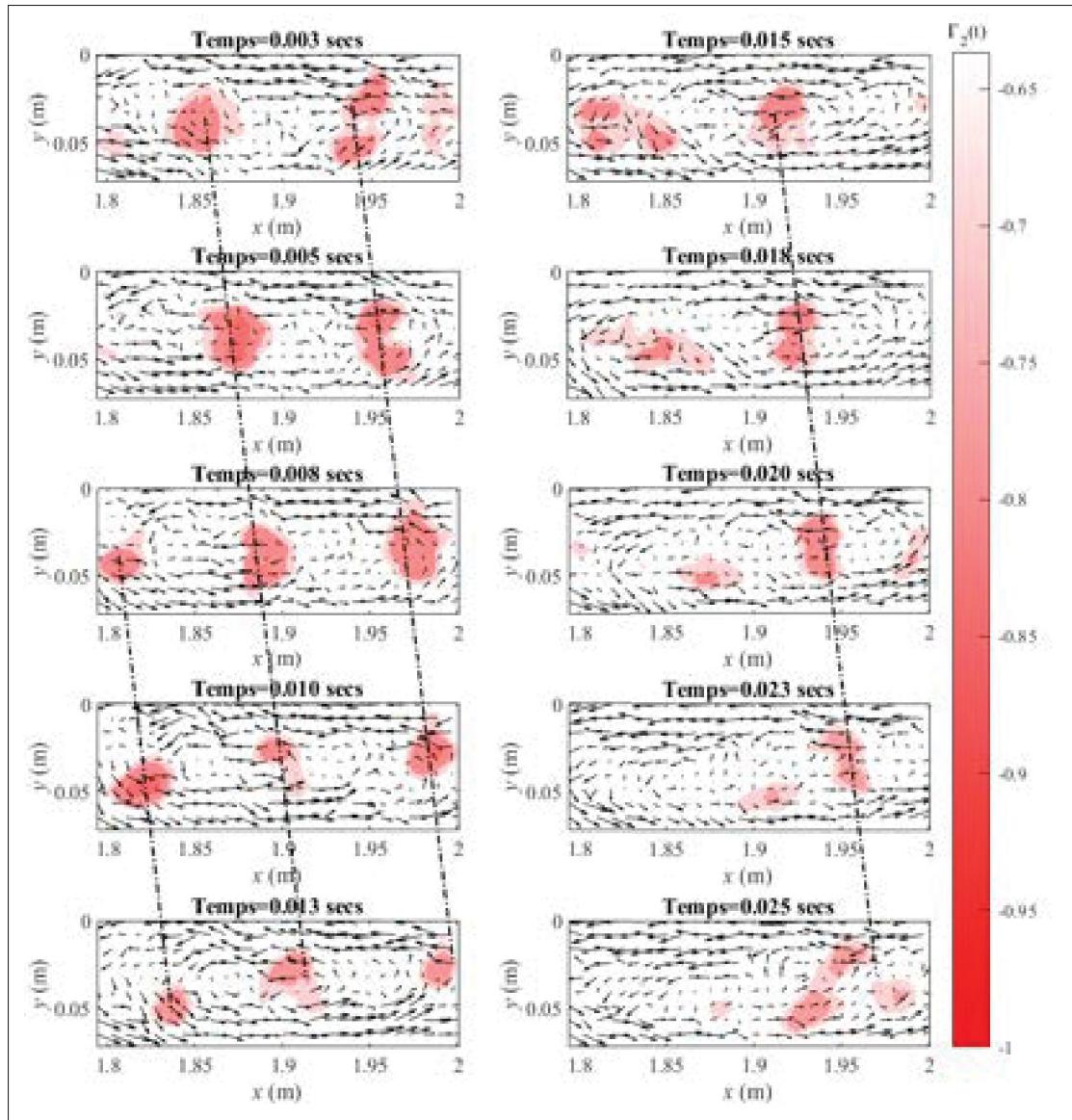


FIGURE 4.16 Activité tourbillonnaire du bulbe moyen illustrée avec le critère Γ_2 à la station PIV 3/4

convectées le long de la région de recirculation. De plus, la signature en pression du mode convectif du lâcher tourbillonnaire augmente fortement avec la taille du bulbe de décollement. De manière similaire à la respiration, on va s'intéresser dans la section suivante à caractériser les échelles spatiales de ce phénomène.

4.3.1 Étendue transverse du lâcher tourbillonnaire

On s'intéresse maintenant aux échelles transverses du lâcher tourbillonnaire. Les spectres pré-multipliés obtenus proche du recollement complet ($x/L_p = 0.90$) sont affichés en Fig. 4.17 où on observe un pic visible sur toute la largeur de la section d'essais avec une fréquence centrale de $f \simeq 40$ Hz. Proche des parois latérales, ce pic montre une amplitude plus grande, ce qui est cohérent avec la distribution de $c_{p'}$ en Fig. 3.15. L'écoulement secondaire influence probablement les résultats des spectres dans cette région, et ce point précis sera d'ailleurs rediscuté plus loin lors de l'étude des échelles transverses du mode de moyenne-fréquence.

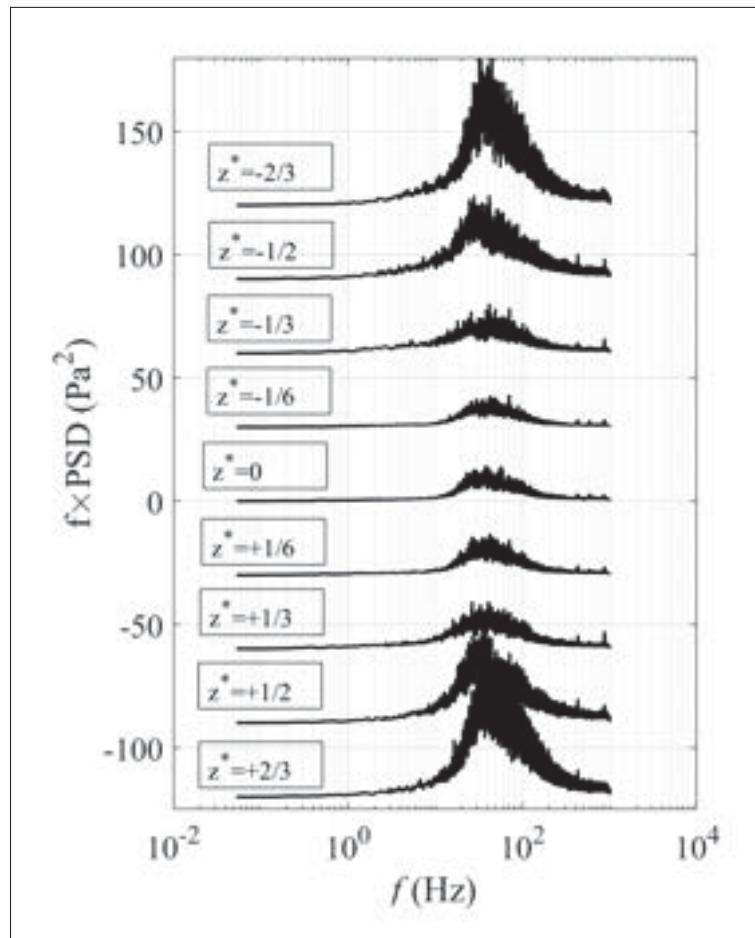


FIGURE 4.17 Spectres pré-multipliés des fluctuations de pression à $x/L_p = 0.90$ du bulbe moyen avec les ordonnées rangées par multiples de $30Pa^2$ pour chaque position transverse

Dans le but de connecter les spectres de la Fig. 4.17 à un possible mouvement convectif, on calcule les corrélations croisées des fluctuations de pression pariétale et des vitesses longitudinales à plusieurs sections transverses de l'écoulement : $z^* = 0, -1/3, -1/2$ et $-2/3$. Les corrélations en pression ont été obtenues à l'aide d'un capteur de référence positionné à $x/L_p = 0.45$. Quant à la vitesse, les corrélations sont calculées sur les positions du centre de la couche de cisaillement, à l'image de ce qui a été fait pour la Fig. 4.15, en reprenant les loci des maxima de $\sqrt{u'^2}$, avec une référence à $x/L_p = 0.45$ et $y \simeq 40$ mm, soit $y/L_p \simeq 0.074$.

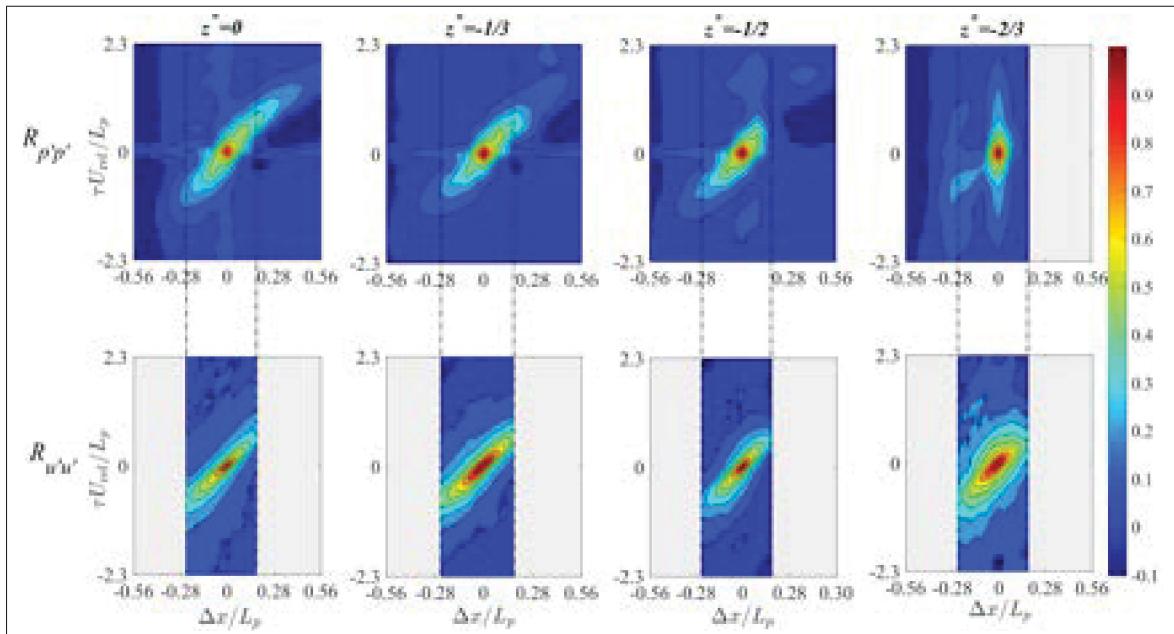


FIGURE 4.18 Contours de corrélations croisées des pressions pariétales $R_{p'p'}$ et de la vitesse longitudinale $R_{u'u'}$ le long des lignes transverses $z^* = 0, -1/3, -1/2$ et $-2/3$ avec le capteur de référence à la position $x/L_p = 0.45$

Les résultats sont affichés en Fig. 4.18, où l'axe des abscisses est celui de la distance Δx séparant deux points de mesures (qui est ensuite normalisée par L_p), tandis que le Δt représente le délai temporel entre ces deux signaux mesurés. Les données de pression pariétale bénéficient d'un temps d'acquisition plus long (300 s) contre seulement 20 s pour les données PIV et à nouveau, le champ PIV apparaît plus court que le pendant de la pression. On retrouve alors dans l'axe transverse les mêmes propriétés que pour les trois bulbes en Fig. 4.15 où les lobes définis par les iso-contours de corrélation des deux différentes quantités indiquent bien même

dans l'axe transverse une vitesse de convection proche de la valeur de Na & Moin (1998a) ($U_c/U_{\text{ref}} = 0.3 - 0.33$). De plus, on observe une évolution graduelle des lobes de corrélations : les lobes les plus grands sont ceux calculés le long de la ligne centrale. Pour $z^* = -1/2$, le caractère convectif disparaît rapidement des données en pression situées en aval du point de référence. Sur la station la plus éloignée de la ligne centrale à $z^* = -2/3$, on n'aperçoit plus de signe clair de convection. On attribue ce phénomène des baisses notables dans les corrélations à la présence des tourbillons de coin longitudinaux proche des parois latérales de la section d'essais. On peut conjecturer que les tourbillons de coins font dévier les trajectoires des structures enroulées, limitant par conséquent la nature convective des lobes de corrélations croisées en pression et en vitesse lors de mesures effectuées sur des tranches droites telles que présenté en Fig. 4.18.

Un modèle classique utilisé pour caractériser la formation et la convection de structures tourbillonnaires dans la couche de cisaillement est le mécanisme de la couche de mélange. Selon ce modèle, de petites structures tourbillonnaires sont produite par l'instabilité de KH et continuent de grandir tout en se déplaçant dans la couche cisaiillée via une mécanisme de coalescence (Brown & Roshko, 1974). Par exemple, Cherry *et al.* (1984) sur un cas de plaque épaisse, Troutt *et al.* (1984) sur un cas de marche descendantes ou bien encore Thacker *et al.* (2013) derrière un corps d'Ahmed, ont tous montré des résultats cohérents avec le modèle de la couche de mélange. En outre, Browand & Troutt (1985) décrivent l'organisation transverse standard des rouleaux de grande échelle au sein d'une couche de mélange, et Troutt *et al.* (1984) effectuent une étude similaire sur une couche de cisaillement en développement le long d'une marche descendante.

Dans le but de mieux appréhender le caractère transverse de l'instationnarité moyenne fréquence, des corrélations croisées de la pression pariétale proche du recollement moyen, noté TR, à $x/L_p = 0.54$ et proche du recollement complet CR à $x/L_p = 0.90$ sont présentées en Fig. 4.19, où les données sont filtrées sur un intervalle $7 < f < 70$ Hz car ce dernier permet d'englober la bosse du pic d'énergie visible sur les spectres à cette position. Proche du recollement moyen TR, les corrélations sont plus hautes qu'au recollement complet CR, en particulier lorsqu'on se

rapproche des parois latérales. Cette observation est donc cohérente avec l'effet suggéré des tourbillons de coin mentionnés précédemment.

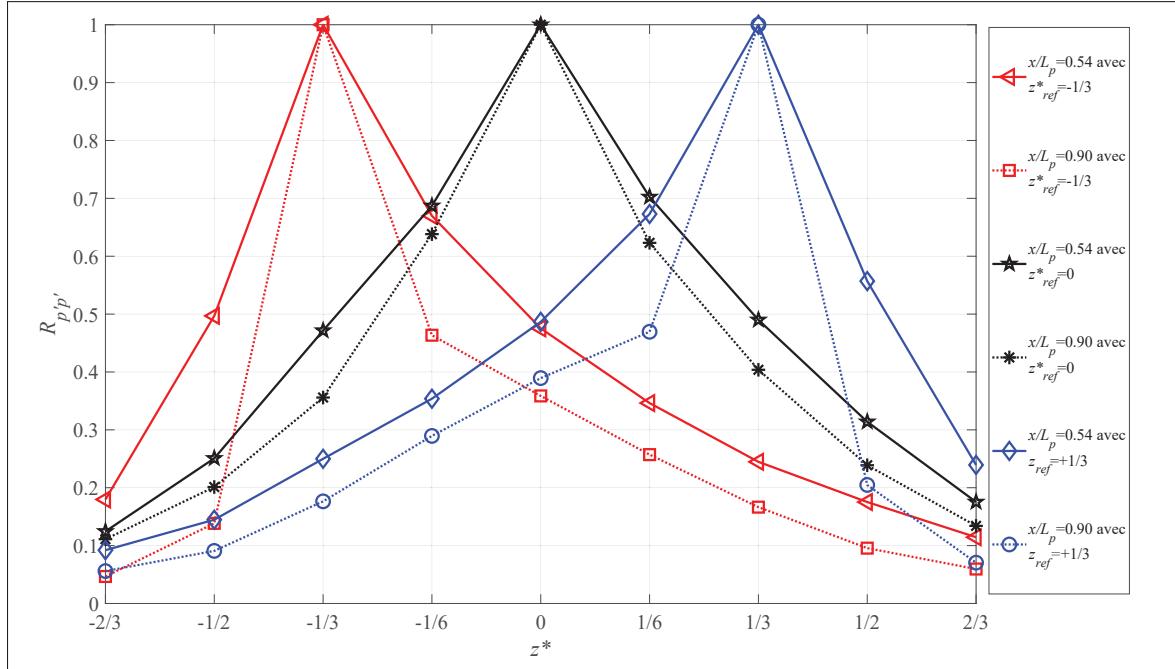


FIGURE 4.19 Corrélations croisées des pressions pariétales $R_{p'p'}$ à deux positions longitudinales $x/L_p = 0.54$ et $x/L_p = 0.90$ avec le capteur de référence placé à $z^* = 0$ et $\pm 1/3$ et ce pour des données filtrées sur l'intervalle $7 < f < 70$ Hz

Une comparaison importante est alors faite avec Browand & Troutt (1985), qui comme on l'a mentionné, ont analysé les échelles de longueur transverse caractéristiques des structures tourbillonnaires (KH) en calculant les corrélations croisées de la vitesse longitudinale $R_{u'u'}$ sur une marche descendante. Ils ont suggéré alors d'utiliser la normalisation des échelles transverses avec l'épaisseur de vorticité $\delta_\omega = (U_{\max} - U_{\min})/(\partial U / \partial y)_{\max}$, où U_{\inf} est la vitesse de l'écoulement libre et $U_{\min} = 0$ dans le cas d'un bulbe de décollement. Pour le bulbe moyen, δ_ω est environ égal à 7.5 cm sur la ligne centrale dans la région du recollement. Les résultats des corrélations transverses sont présentés en Fig. 4.20, avec les résultats de Browand & Troutt (1985) sur une couche de mélange définie avec les caractéristiques suivantes : le ratio $\lambda_u = (U_1 - U_2)/(U_1 + U_2) = 0.81$ (en considérant $U_1 > U_2$), où U_1 et U_2 sont les vitesses de l'écoulement libre de part et d'autre de la couche de mélange. Ils obtenaient des corrélations

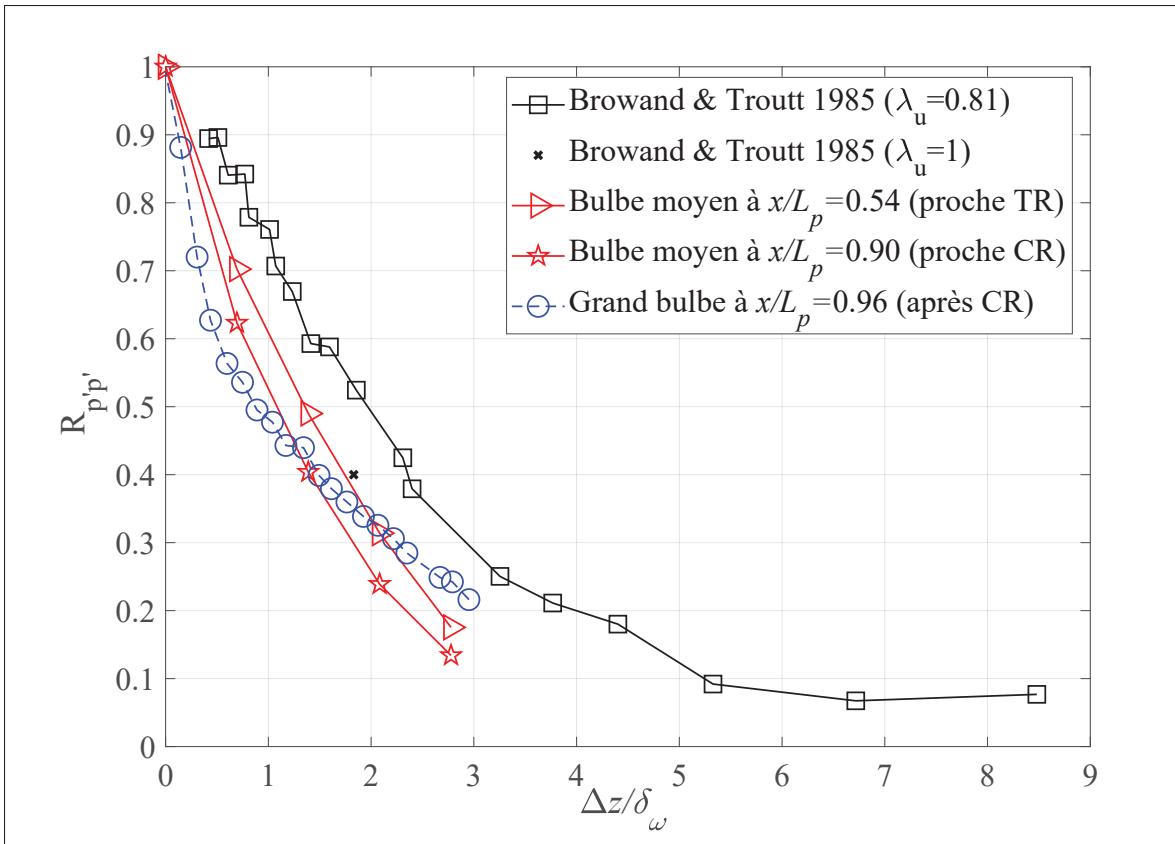


FIGURE 4.20 Corrélations croisées des pressions pariétales $R_{p'p'}$ en fonction de l'épaisseur de vorticité δ_ω

transverses avec des valeurs similaires sur le cas de la marche descendante de Troutt *et al.* (1984). Afin de pouvoir comparer ces résultats avec les nôtres, les corrélations transverses à TR et CR sont superposées en Fig. 4.20. De manière générale, les distributions transverses de $R_{p'p'}$ obtenues pour les bulbes grand et moyen s'accordent plutôt bien avec ceux de la couche plane de mélange. Le bulbe moyen se compare également bien au grand bulbe que Mohammed-Taifour (2017) avait analysé et pour lequel on trouve une échelle de corrélation transverse très proche du bulbe moyen. Cette observation suggère alors que les structures cohérentes qui croissent et se développent dans la couche cisaiillée peuvent être expliquées par le mécanisme de la couche de mélange. Cela implique aussi une distribution relativement uniforme des structures tourbillonnaires le long de la largeur de la région de l'écoulement quasi-2D, et ce en dépit des effets 3D visibles engendrés par les tourbillons de coin de l'écoulement secondaire.

4.3.2 Étude de la modulation du lâcher tourbillonnaire par la respiration basse fréquence

Une question qui se pose est ensuite de savoir si il existerait un lien entre les deux instationnarités. *A priori*, les écarts obtenus entre les fréquences centrales de chaque phénomène suggèrent que non, comme déjà discuté par Mohammed-Taifour & Weiss (2016). On présente dans le Tableau 4.3 les rapports de fréquence entre le mouvement du lâcher tourbillonnaire et celui de la basse fréquence, pour les cas où l'information est disponible. Idéalement, discuter du cas de Na & Moin (1998) serait d'une valeur ajoutée significative, mais malheureusement seul un intervalle d'activité énergétique (cf. leur discussion du $St_{\delta^*}/U_0 = 0.0025 - 0.01$) est abordé dans leur étude. Néanmoins, pour Na & Moin, il apparaît que le mouvement de lâcher tourbillonnaire vient se greffer au narratif de la respiration car en l'espace de 8 à 9 passages convectifs, il existe bien une oscillation importante du point de recollement très visible et une activité plus complexe avec des échelles spatiales plus petites au décollement mais qui occupent quasiment une plage longitudinale qui est le double du recollement. De façon générale, les valeurs des ratio des fréquences du lâcher tourbillonnaire sur la basse fréquence qui sont rapportées dans le Tableau 4.3 sont très diverses, allant de 5 à 35. Deux cas de décollement fixes (géométriques) sont de plus ajoutés, avec l'étude de Huday *et al.* (2007) qui ont rapporté des valeurs de battement avec un nombre de Strouhal quasiment constant ($St_{L_b} \simeq 0.08 - 0.2$) et celui du lâcher tourbillonnaire à un intervalle de $St_{L_b} \simeq 0.5 - 1.0$. Les différences de Strouhal entre décollement induit par gradient de pression et par géométrie ont fait l'objet d'une discussion par Mohammed-Taifour (2017) qui a identifié une différence dans le processus de développement plus précoce dans le premier cas, ce qui permet d'expliquer ces écarts numériques. Aussi, une autre étude à décollement fixe a été le cadre d'une analyse quantitative entre intensité tourbillonnaire et l'état de la basse fréquence. Kiya & Sasaki (1985) ont en effet rapporté que leurs phases d'expansion et de contraction étaient associées à une signature convective distincte. On souhaite déterminer si nos résultats expérimentaux présentent eux aussi un lien entre les états de la basse et moyenne fréquence.

TABLEAU 4.3 Ratio des fréquences du lâcher tourbillonnaire
versus basse-fréquence f_{MF}/f_{LF}

Quantification instationnaire	Petit bulbe	Moyen bulbe	Grand bulbe	Wu et al. 2020	Kiya & Sasaki 1985	Hudy et al. 2007
Nature du décollement	fixe*	mobile	mobile	fixe	fixe par construction	fixe par construction
Nature du recollement	fixe*	mobile	mobile	mobile	mobile	mobile
Ratio f_{MF}/f_{LF}	12*	25	35	2 à 2.5	6	5 à 10

De fait, Kiya & Sasaki (1985) ont comparé les états gonflé versus contracté de leur zone de recirculation en mesurant les champs de vitesse en synchronisation avec la pression pariétale à plusieurs endroits le long de leur région décollée. Leur écoulement se fait le long d'une plaque épaisse (décollement fixe), et ils étudient alors l'oscillation basse-fréquence de leur recollement. Comme montré à la figure 20 de Kiya & Sasaki (1985), ils déduisent alors que les tourbillons ont une plus grande intensité dans les phases de contraction du bulbe, et inversement plus basse lors de son expansion. À la section précédente, on vient de voir que le petit bulbe, même dans son état gonflé ne va pas illustrer une zone d'écoulement retour significative en dépit d'une contraction réelle avérée. Les variations de fluctuations de vitesse ne sont pas capables de faire surgir une zone négative proche paroi. Par conséquent il a été jugé que la respiration ne pouvait pas y être vérifiée. Ainsi, dans l'analyse d'une modulation possible entre respiration et lâcher tourbillonnaire, on va s'intéresser en priorité dans cette section aux deux plus grandes géométries pour voir si on peut qualifier ici aussi l'observation de Kiya & Sasaki (1985). Reprenant les champs de Γ_2 tels que présentés par Graftieaux *et al.* (2001), l'idée est de quantifier l'activité des tourbillons dont les frontières ont été capturées par le calcul de $\Gamma_2(t)$. Pour chaque instant on peut par exemple les dénombrer puis calculer la circulation autour de chacun des contours à chaque instant en interpolant le champ de vitesse local. La fonction *contourdata* développée par Hanselman (2021) a été utilisée pour traiter les contours de niveaux des tourbillons identifiés. On l'utilise alors pour compter le nombre de structures à chaque instant et effectuer le calcul de la circulation des tourbillons identifiés.

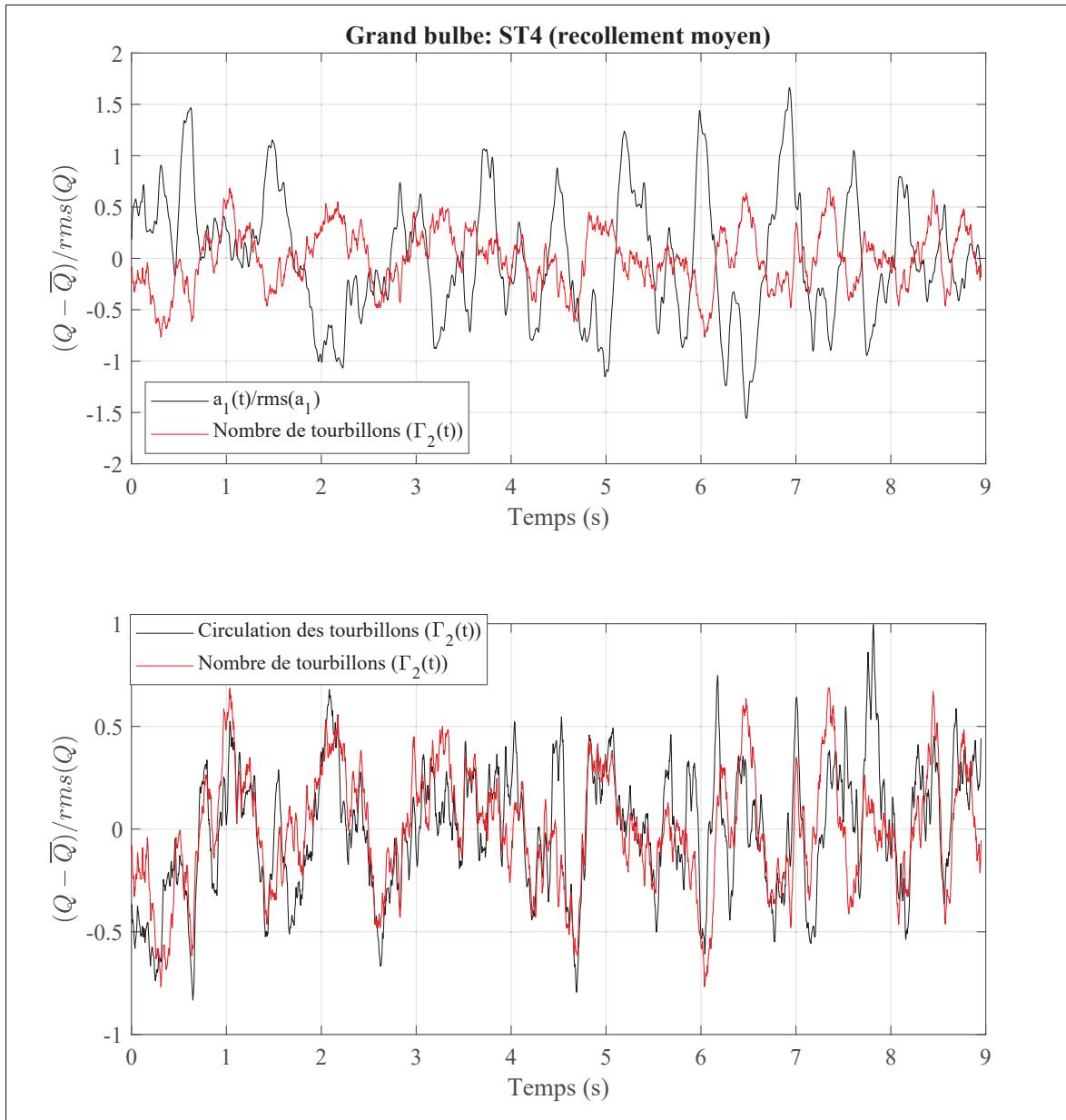


FIGURE 4.21 Grand bulbe à la station 4/5 au recollement moyen avec en haut l'évolution du nombre de tourbillons en fonction de $a_1(t)$ du mode 1 POD et en bas le nombre de tourbillons avec la circulation des structures Γ_2

Les résultats obtenus pour deux stations proches du recollement des deux grandes géométries sont montrés en Fig. 4.21 et Fig. 4.22 : le nombre de structures identifiées donne un résultat très proche de la circulation calculée à partir des contours obtenus avec Γ_2 . En effet le nombre de tourbillons et la circulation sont corrélés respectivement à +0.65 et +0.45 pour les bulbes grand

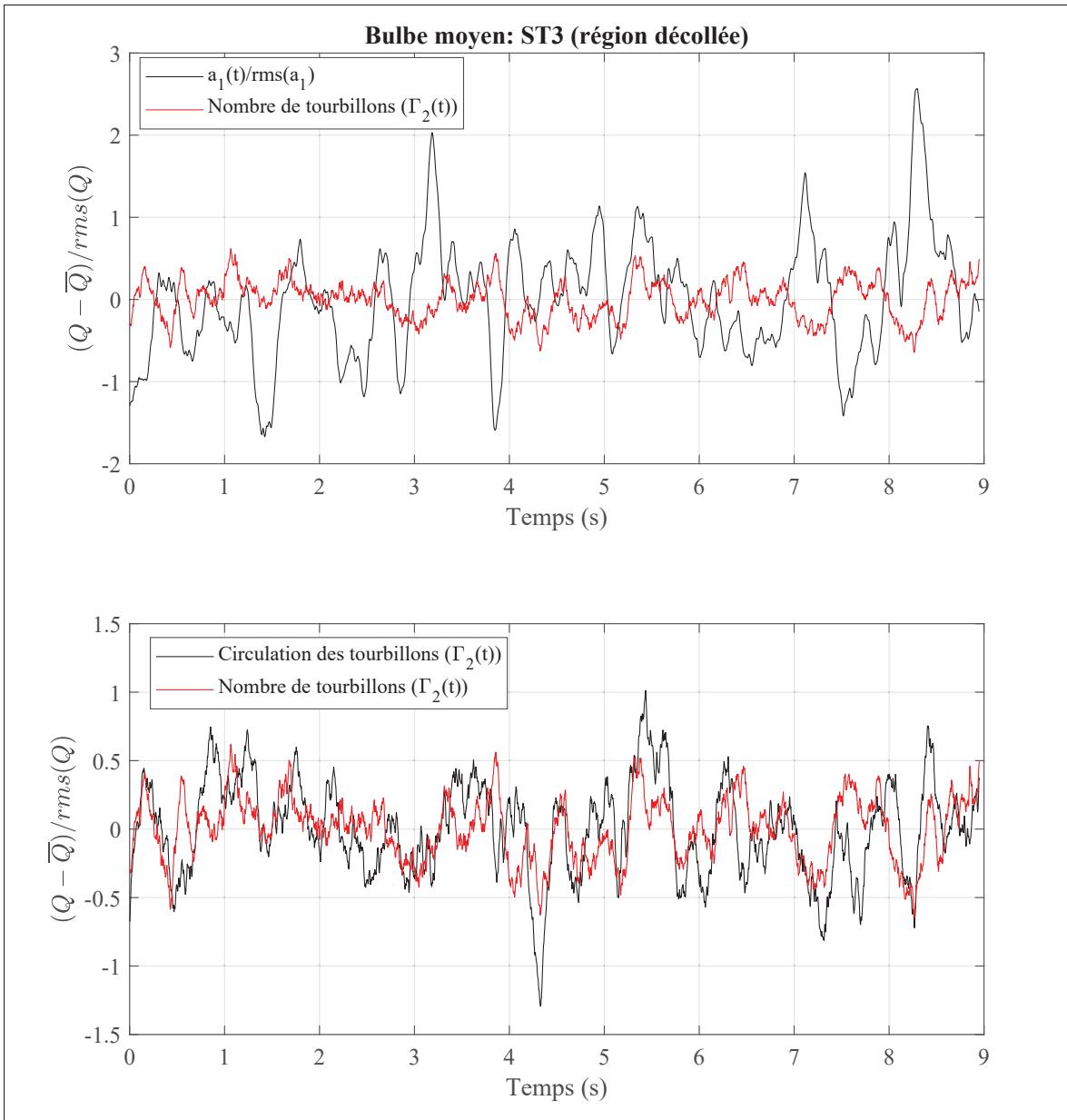


FIGURE 4.22 Bulbe moyen à la station 3/4 sur le milieu de la région décollée avec en haut l'évolution du nombre de tourbillons en fonction de $a_1(t)$ du mode 1 POD et en bas le nombre de tourbillons et la circulation associée des structures Γ_2

et moyen. De plus, on rappelle que pour les bulbes avec une recirculation moyenne, le coefficient temporel $a_1(t)$ est une très bonne métrique du taux de gonflement du bulbe (Fang & Tachie, 2019; Le Floc'h *et al.*, 2020). Pour chacun des deux plus grands bulbes, on peut considérer qu'un maximum local de $a_1(t)$ correspond à un état d'expansion, et un minimum correspondra à une

phase de contraction. On observe alors que le nombre de tourbillons est en fait anti-corrélé avec la phase de gonflement des bulbes, avec des corrélations de -0.55 et -0.39 respectivement pour la géométrie grande et moyenne. Même si il faut rappeler ici que ces résultats ne sont naturellement qu'une représentation statistique dans un plan vertical 2D ($x - y$), le critère Γ_2 appliqué sur les champs bruts de l'écoulement rend compte d'un phénomène remarquable qui souligne l'effet ou une modulation de l'activité tourbillonnaire de type KH par la respiration. Puisque les traces temporelles associées du champ brut font elles-mêmes ressortir une composante basse fréquence, il n'est en fait pas anormal d'observer une interaction avec la respiration. Il existe une étude expérimentale de la littérature qui a justement traité cet effet de modulation et le paragraphe suivant se propose de faire une analyse comparative avec elle.

Au premier abord, la conclusion actuelle ressemble aux observations de Kiya & Sasaki (1985) car si on observe moins de tourbillons, alors leur intensité baisse proportionnellement, et à l'instar des résultats de Kiya & Sasaki, c'est effectivement lors des phases de contraction du bulbe que cela se produit. Notons que les conditions de moyennage entre état gonflé/dilaté sur les traces temporelles de pression sont réalisées au point de recollement moyen pour l'étude de Kiya & Sasaki (1985). Pour eux, un état contracté (dilaté) est associé à une fluctuation de pression positive (négative), et l'idée de comparer avec eux semble pertinente car leur taille de bulbe se compare bien avec notre cas expérimental : la hauteur relative de la ligne de courant séparatrice du bulbe de Kiya & Sasaki (1985) se situe à une hauteur équivalente au grand bulbe ($H_b/L_b = 0.14$ contre 0.12). La comparaison des résultats est résumée dans le Tableau 4.4 et il est important de souligner que ces derniers sont tout à fait cohérents avec nous. Si pour Kiya & Sasaki, un état contracté est effectivement lié à une fluctuation de pression positive, c'est parce que le point de recollement moyen (TR) pris pour référence se trouve en effet dans une région où la pression (pour eux TR se situe à $x = x_r$) est anti-corrélée avec celle qu'ils enregistrent à $x = 0.2x_r$. Or la pression à $x = 0.2x_r$ (proche de leur décollement) exhibe le pic d'activité basse-fréquence du battement de leur couche de cisaillement, ce qui serait équivalent au point de décollement naissant (ID) où on enregistre pour le grand bulbe la signature basse-fréquence du mouvement de respiration. Pour situer le point de référence que Kiya & Sasaki ont choisi sur

notre géométrie, on rappelle en Fig. 4.23 les corrélations croisées à deux points le long de la ligne centrale pour les deux grandes géométries. La figure de gauche montre l'axe longitudinal adimensionné par L_p , tandis qu'à droite c'est avec la longueur moyenne du bulbe L_b . Le fait remarquable de la Fig. 4.23 est que les points de décollement naissant (ID) et du recollement complet (CR) apparaissent tous deux hautement corrélés (+0.65) pour les deux bulbes présentés. Comparant avec le grand bulbe qui a le même rapport de forme, on évalue alors où le point de référence choisi par Kiya & Sasaki se situe pour nous or il se trouve qu'on est en fait à la fin de la région de recirculation moyenne qui a enregistré une chute drastique de la corrélation. Par conséquent, il est normal et attendu que pour un même état contracté de la basse-fréquence que Kiya & Sasaki, le grand bulbe exhibe une fluctuation négative à ID et CR, mais proche d'une valeur positive au recollement moyen (TR). Les résultats expérimentaux présents sont donc tout à fait cohérents avec ceux obtenus par Kiya & Sasaki (1985) sur une plaque épaisse. On note enfin que pour le bulbe de géométrie moyenne, la corrélation diminue presque d'un facteur 10 ($\simeq 0.1$ à $x/L_p = 0.2$), mais ne change pas de signe ce qui traduit un mouvement de contraction-expansion toujours présent mais d'amplitude réduite, ce qui est cohérent avec l'analyse modale en début de la section 4.2.

Une idée de modulation de l'activité tourbillonnaire par la basse fréquence avait alors été discutée : reprenant l'argumentaire de Eaton & Johnston (1982), Kiya & Sasaki (1985) envisagent que c'est la rupture des tourbillons de type Kelvin-Helmholtz qui, lorsqu'ils se rompent au recollement, traduisent une décroissance de la cohérence transverse, ce qui produit un déficit d'entraînement (en assumant un taux de réinjection constant) et donc une baisse d'intensité tourbillonnaire lors du gonflement du bulbe. À l'inverse, Kiya & Sasaki (1985) conçoivent que lorsqu'un tourbillon se reforme, il recouvre une forte cohérence transverse au recollement en entraînant avec lui plus de fluide : le recollement recule et le bulbe se contracte. Cette idée de modulation a déjà été introduite dans les Fig. 4.21 et Fig. 4.22, mais il est intéressant de regarder aussi le comportement de la pression au recollement complet (CR) pour notre cas expérimental. Comme montré en Fig. 4.24, la trace temporelle de la pression à CR paraît à nouveau anti-corrélée avec l'activité tourbillonnaire (corrélation $\simeq -0.3$), tandis que comme décrit plus haut, le décollement naissant

et le recollement complet sont nettement positivement corrélés ($\simeq +0.5$ avec un décalage de 23 ms de retard du point de recollement sur le point de décollement; ce point sera re-discuté plus tard dans le chapitre 6).

TABLEAU 4.4 Récapitulatif de l'état de l'activité tourbillonnaire avec les fluctuations de pression pariétale associées en fonction de l'état de la basse fréquence. Comparaison du grand bulbe avec celui de Kiya & Sasaki (1985) sur un décollement le long d'une plaque plane épaisse

État de la respiration	Kiya & Sasaki (1985)			Grand bulbe			
H_b/L_b	0.14			0.12			
Position relative	$x = 0.2x_r$	$x = x_r$	Activité tourbi.	ID	Recirculation (de TD à TR)	CR	Activité tourbi.
Phase d'expansion	$p' > 0$	$p' < 0$	Réduit	$p' > 0$	$p' < 0$	$p' > 0$	Réduit
Phase de contraction	$p' < 0$	$p' > 0$	Augmente	$p' < 0$	$p' > 0$	$p' < 0$	Augmente

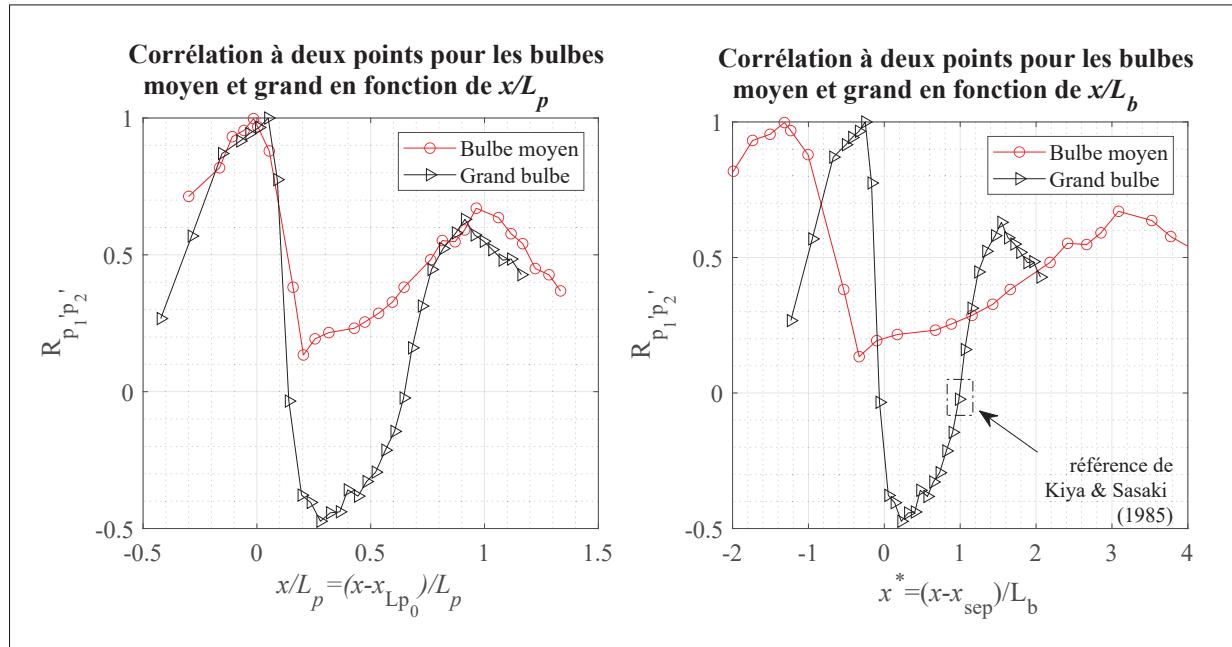


FIGURE 4.23 Comparaison des corrélations de pression à deux points pour les bulbes moyen et grand en fonction de x/L_p à gauche et x/L_b à droite avec ID pour point de référence. La position de référence relativement à la région décollée de Kiya & Sasaki (1985) est indiquée par un carré en traits noirs pointillés

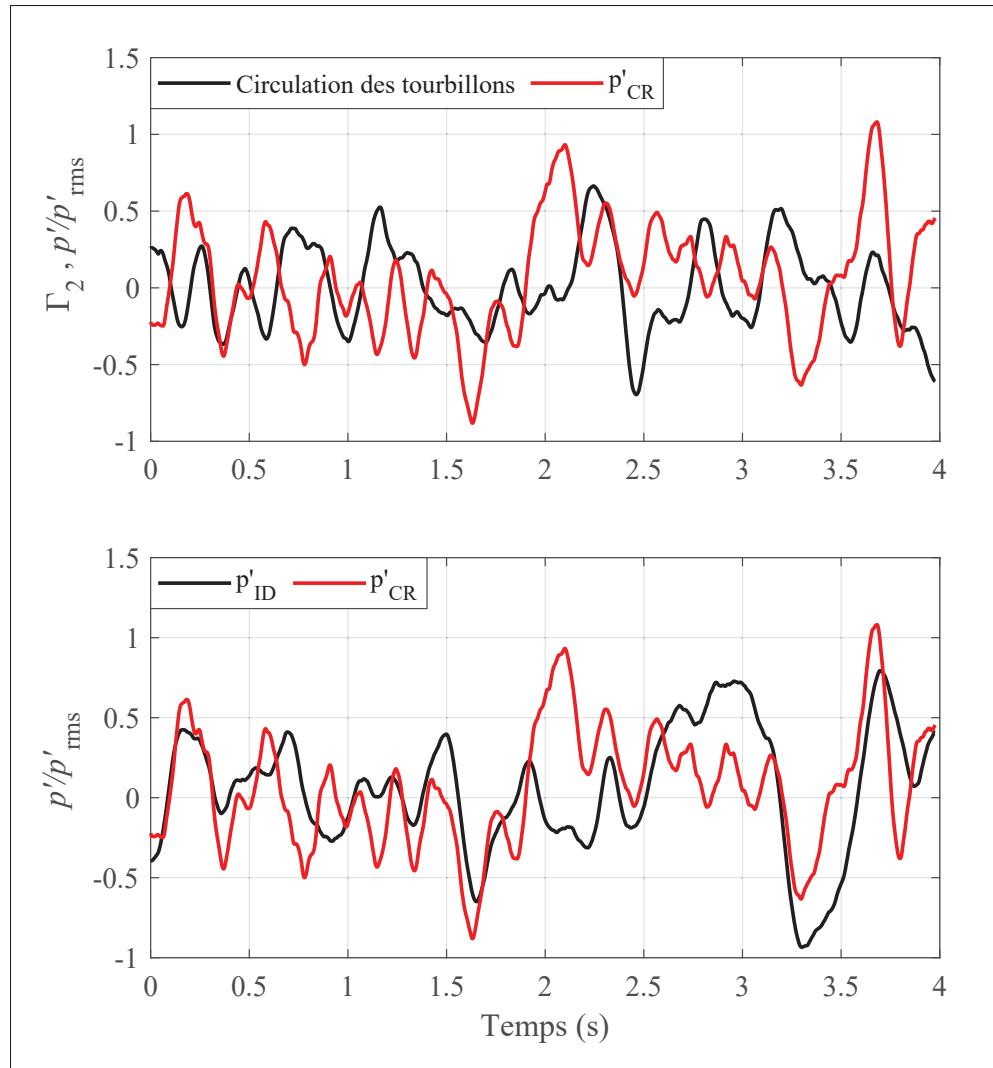


FIGURE 4.24 En haut les traces temporelles de l’activité tourbillonnaire avec la circulation de $\Gamma_2(t)$ à la station 3/4 avec la pression au recollement complet (CR) du bulbe moyen et en bas les traces temporelles de la pression au décollement naissant (ID) et au recollement complet (CR) associées

Afin de pouvoir mieux appréhender la physique tri-dimensionnelle de ce lâcher tourbillonnaire, on compare notre modèle de scénario de modulation avec les résultats de l’étude récente en DNS de Abe (2017). Ce dernier fait état d’une instabilité de type Kelvin-Helmholtz qu’il compare très bien avec le développement d’une couche de mélange et la distribution d’épaisseur de vorticité démontre des pentes analogues au reste de la littérature (Mohammed-Taifour & Weiss, 2016; Wu

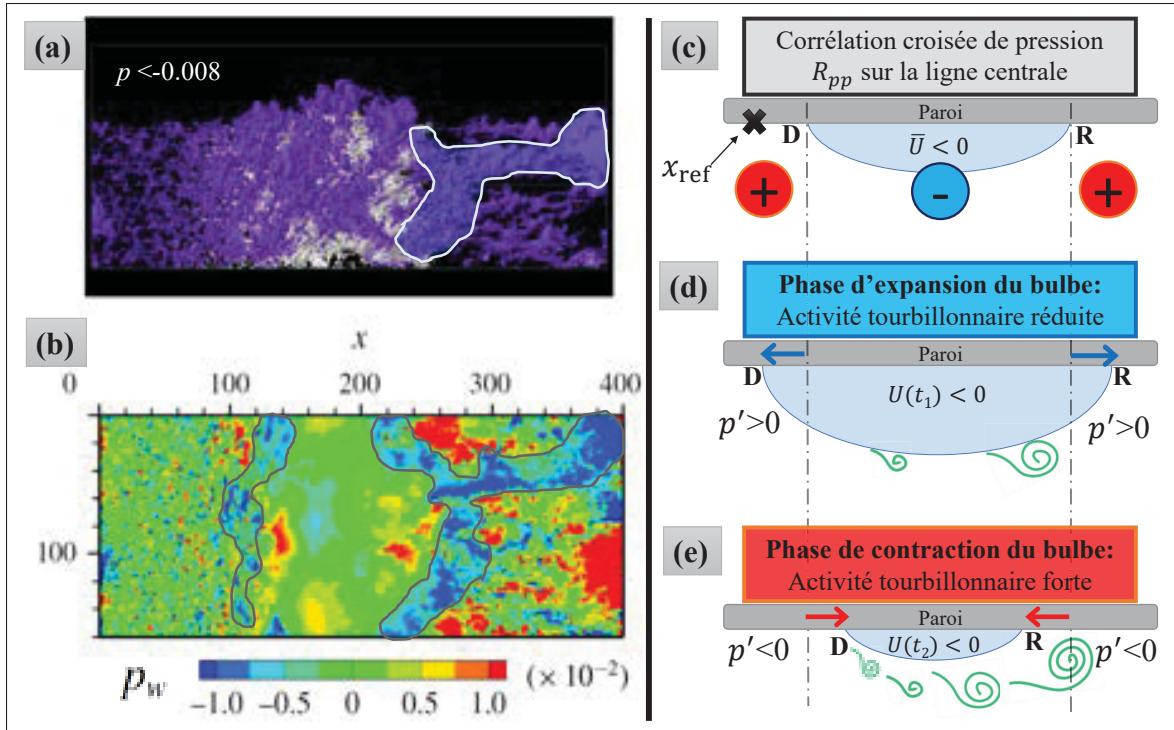


FIGURE 4.25 Scénario envisagé d'une modulation de l'activité tourbillonnaire par la respiration. Les iso-contours de pression négative dans l'écoulement (a) et iso-contours de la pression pariétale correspondante (b) du bulbe $Re_\theta = 900$ en DNS de Abe (2017) identifient les rouleaux de type KH. Les régions entourées en blanc en (a) et en noir sur (b) correspondent à une même structure ayant une valeur $p' < 0$. Les fluctuations de pression permettent d'envisager le modèle (c)-(d)-(e) de l'activité tourbillonnaire en fonction de la phase d'expansion ou de contraction du bulbe.

et al., 2020). Comme montré en Fig. 4.25(a), les surfaces des iso-contours de pression fluctuante négative sont affichés en mauve, tandis que les surface d'iso-vitesse nulle apparaissent en dessous en blanc et Abe (2017) remarque alors des grands rouleaux transverses qui sont des structures de basse pression. Comme décrit par Abe, ces structures turbulentes sont soulevées par l'APG et leurs enroulement et coalescence se poursuivent dans la zone décollée avant d'aller impacter la paroi sous l'effet du soufflage. Cet impact produit alors de larges fluctuations de pression pariétale négatives dont on peut identifier une forme très analogue à celle de l'écoulement 3D. En effet, les iso-contours de la fluctuation de pression pariétale $p_w < 0$ en bleu entourés d'une ligne noire en Fig. 4.25(b) rappellent beaucoup la forme des structures dans l'écoulement identifié plus tôt en Fig. 4.25(a) au même instant. De plus, la dimension transverse de ces tourbillons fait

l'intégralité du domaine DNS de Abe, et on peut même identifier sur la région du décollement une seconde zone de pression pariétale qui tendrait à exhiber le pendant d'iso-contours négatifs au décollement. Toujours selon Abe (2017), cet impact des rouleaux transverses aura une interaction directe sur la quantité d'écoulement retour du bulbe et à nouveau l'idée de modulation ressort dans ce qu'Abe dénomme un « lien étroit » entre écoulement retour et lâcher tourbillonnaire pour son bulbe en DNS. Indirectement, Abe souligne un point tout à fait en accord avec ceux de Kiya & Sasaki (1985) et les résultats présents : le passage de grandes structures transverses générées dans la couche de cisaillement décollée et qui résultent de l'instabilité inflectionnelle comme pour les couches de mélange, voient alors une activité prononcée de pression négative tant dans l'écoulement qu'à la paroi. Or justement, on rappelle que la distribution des corrélations de pression $R_{p'_1 p'_2}$ en Fig. 4.25(c) est de signe positive-négative-positive avec la référence de corrélation placée à ID matérialisée par une croix sur la figure. Lors de la phase d'expansion du bulbe, les pressions pariétales aux points ID et CR augmentent tous deux positivement, tel que démontré précédemment en Fig. 4.24. En revanche lors de la phase de contraction, les pressions à ces deux positions enregistrent alors une fluctuation négative : l'image qui ressort est celle d'une plus grande activité tourbillonnaire laissant une emprunte pariétale de $p' < 0$ durant la phase de contraction. On peut conjecturer alors que des trains de rouleaux transverses (instabilité de type KH) traversent en plus grand nombre la zone aval de recirculation lorsque le bulbe se contracte, d'où l'interconnexion de deux phénomènes instationnaires se manifestant sous un même événement ($p' < 0$). Les deux états possibles du scénario envisagé sont résumés en Fig. 4.25(d-e). La bonne adéquation entre les Fig. 4.25(b) et (e), respectivement indiquant le passage d'un rouleau transverse au recollement matérialisé par les iso-contours bleus de pression négative par Abe (2017) et le modèle envisagé ici durant une phase de contraction est un argument supplémentaire pour accréditer l'idée d'une modulation par la respiration. Reformulé différemment, on pourrait dire que la basse fréquence étant une oscillation globale, elle est ressentie partout dans l'écoulement et serait susceptible de pouvoir venir moduler l'instabilité inflectionnelle générant les rouleaux transverses. Enfin, dernier point de cette section, Abe (2017) fait une remarque intéressante que les minimums de pression dans sa DNS se trouvent

être plus performant qu'appliquer le critère Q (second invariant du tenseur des vitesses) et ce en dépit des limitations connues sur des cas instationnaires ou 3D (Vétel, 2016).

Si un effet de modulation peut alors être envisagé, la causalité n'est en revanche pas démontrée entre les deux instationnarités. Le paradigme d'une modulation est élégant, et son principe pointerait plutôt vers un mécanisme aval, sous la forme d'une régulation de la zone décollée avec un lâcher tourbillonnaire qui piloterait la dynamique basse-fréquence. Toutefois, comme on le verra dans les deux prochains chapitres, c'est sans tenir compte de l'écoulement amont, qui dans le cas d'un décollement par gradient de pression, a traduit un long développement ZPG mais qui n'a naturellement pas lieu dans le cas de Kiya & Sasaki (1985) sur un décollement ayant lieu au rebord de la plaque. À ce stade, il est important de conclure que l'effet de la basse-fréquence se ressent probablement partout, et ayant utilisé le critère Γ_2 sur l'écoulement réel, les fluctuations de grandes longueurs d'onde étaient donc naturellement aussi présentes. Au chapitre 6, notons que l'on revisitera ces résultats et on abordera plus spécifiquement la question de la causalité sous l'angle du comportement structurel.

Pour la dernière partie de ce chapitre 4, regardons à présent les règles de rapports d'échelles (de l'anglais *scaling laws*) des fluctuations de pression pariétale avec les maximums des contraintes de Reynolds. En effet, des résultats *a priori* contradictoires ont été mis en exergue récemment (Abe (2017)), notamment sur l'origine des fluctuations de pression pariétale dans la région de l'APG, question à laquelle on va tenter de répondre dans la section suivante.

4.4 Analyse des règles de rapport d'échelles des fluctuations de pression (*scaling laws* en anglais)

Dans cette quatrième section de l'analyse instationnaire, on analyse en détails les distributions des fluctuations de la pression pariétale et de la vitesse sur nos 3 bulbes. À ce sujet, il nous faut clarifier la nature bi-modale de $c_{p'}$ et en particulier le premier pic en amont du décollement moyen, situé proche de ID à $x/L_p = 0$. La section va donc débuter avec un bref rappel de l'état de l'art des travaux numériques et expérimentaux, puis l'enjeu de la prise en compte de la basse fréquence dans les champs de pression et de vitesse sera présentée. En effet la basse

fréquence semble jouer un rôle important dans les résultats obtenus par rapport à d'autres cas de la littérature. Enfin, on s'intéressera aux règles de rapport d'échelles des fluctuations de pression avec les contraintes de Reynolds. L'existence d'une telle règle serait une façon pratique d'estimer les niveaux de contraintes de Reynolds à partir des fluctuations de pression, ou à l'inverse, pouvoir déterminer les contraintes à partir d'un model RANS pour la simulation des écoulements moyens.

4.4.1 État de l'art des travaux numériques et expérimentaux

Dans la littérature des bulbes de décollement, seulement Na & Moin (1998a), Abe (2017) et Mohammed-Taifour & Weiss (2016) avaient spécifiquement étudié les fluctuations de pression dans une TSB induite par gradient de pression. À $Re_\theta = 300$, Na & Moin (1998a) ont observé une hausse des fluctuations de pression au décollement et au recollement, mais pas dans la zone de recirculation où elles étaient réduites. Ils ont alors montré que ces importantes fluctuations de pression étaient liées au passage de grands rouleaux transverses convectés à une vitesse de $U_c/U_{\text{ref}} \simeq 0.33$. Dans une seconde DNS, Abe (2017) a monté à un nombre de Reynolds $Re_\theta = 900$, et a corroboré pour l'essentiel les résultats de Na & Moin. En particulier, Abe a redémontré la distribution bi-modale des fluctuations de pression avec un premier pic proche du décollement et le second proche du recollement, et la baisse de c_p' au milieu de la zone décollée a été attribuée à une production négative d'énergie cinétique turbulente en haut de sa couche cisailée, du fait du changement d'APG vers le FPG liés à son profil de respiration symétrique. En outre, les deux pics de c_p' semblent proportionnels à la taille du bulbe considéré, et par conséquent de c_p et les conditions du profil de transpiration. Abe (2017) a aussi analysé les règles de rapport d'échelle entre les fluctuations de pression et les contraintes de Reynolds et il a alors obtenu différents plateaux avec la contrainte de cisaillement et la contrainte normale, en adéquation avec les résultats de Simpson *et al.* (1987) et Na & Moin (1998a) proche du décollement : $p_{\text{rms}} / -\rho \overline{u'v'}_{\text{max}} \simeq 2.5 - 3$ ainsi qu'avec ceux de Ji & Wang (2012) proche du recollement : $p_{\text{rms}} / \rho \overline{v'v'}_{\text{max}} \simeq 1.2$.

Cependant, une double contradiction semble apparaître avec les résultats des TSBs expérimentaux. Tout d’abord, l’origine du premier pic de $c_{p'}$ n’est pas argumentée de la même façon car selon Weiss *et al.* (2015) et Mohammed-Taifour & Weiss (2016), on y observe la signature du mouvement de respiration. Ce résultat paraît au premier abord incohérent avec Na & Moin (1998a) et Abe (2017) qui eux aussi obtiennent un premier pic au même endroit alors même qu’en théorie, ils ne résolvent pas temporellement le mouvement de respiration à $St_{L_b} \simeq 0.01$, du fait d’un temps de simulation numérique limité. Deuxièmement, Abe (2017) qui avait identifié deux régions (l’APG ainsi que le recollement) pour lesquelles les lois de rapport d’échelle des fluctuations de pression étaient très satisfaisantes, observe alors une grande disparité de résultats avec le grand bulbe de Mohammed-Taifour & Weiss (2016) avec ses simulations. La recherche d’une telle loi de facteur d’échelle a un intérêt certain, car cela constituerait un moyen pratique d’estimer les contraintes de Reynolds de l’écoulement à partir des mesures de pression fluctuante, ou réciproquement d’estimer les distributions de pression fluctuante dans des simulations RANS par exemple.

Par conséquent, pour distinguer les deux effets possibles mis en cause, on souhaite effectuer le calcul des fluctuations de pression et des contraintes de Reynolds en filtrant chacune au-dessus d’un seuil qui permettrait de soustraire l’effet des basses-fréquences sur notre écoulement. Le seuil de 10 Hz a été choisi car il englobe pour les 3 géométries l’activité basse fréquence discutée dans l’analyse spectrale à la section 4.1.

4.4.2 Une prise en compte de la contribution basse fréquence

Une décomposition POD *snapshot* a été effectuée sur chacun des bulbes, et les contributions énergétiques sont comparées entre les données brutes et celles obtenues à l’aide d’un filtre numérique passe-haut avec $f > 10$ Hz. Les résultats sont présentés en Fig. 4.26, où on observe que pour l’écoulement réel, le premier mode POD est significativement plus énergétique que le second, avec une différence d’au moins 5%, 10% et 15% entre les deux premiers modes pour les petit, moyen et grand bulbes respectivement. Comme on a vu à la section 4.2, ce premier mode POD qui est la signature du mouvement de contraction-expansion indique que

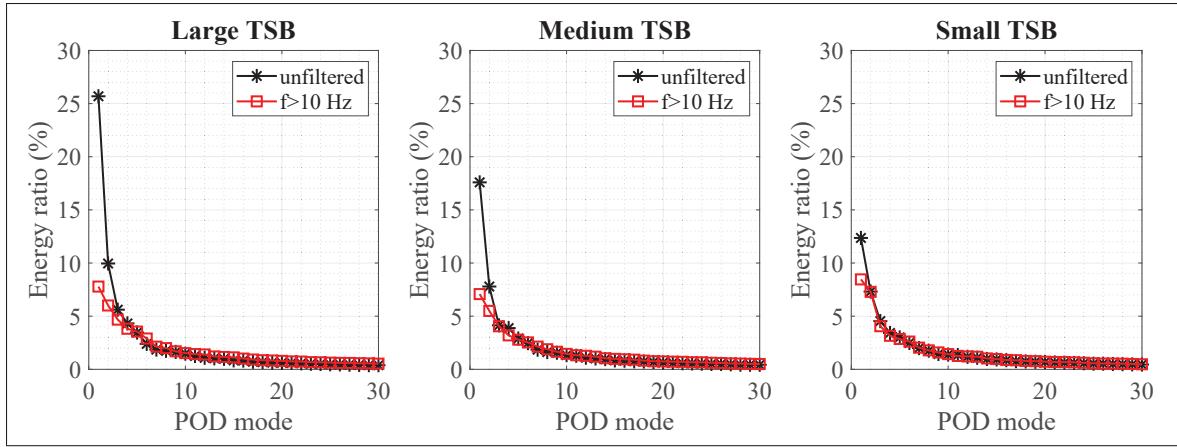


FIGURE 4.26 Contribution énergétique des 30 premiers modes pour les trois bulbes et les astérisques noirs réfèrent à l'écoulement brut tandis que le carré rouge réfèrent aux données filtrées passe-haut $f > 10$ Hz

la respiration est donc davantage amplifiée (contribution énergétique, dimension des lobes des modes POD et amplitude du gonflement) pour les bulbes de grandes tailles, ce qui est cohérent avec les spectres de pression en section 4.1. dans lesquels le pic d'énergie à basse fréquence devient clairement plus important pour un grand bulbe. Cette analyse est d'ailleurs confirmée en regardant les mêmes contributions pour les données filtrées passe-haut ($f > 10$ Hz). Dans ce cas, il ne reste plus que quelques pourcentages de différence entre le mode 1 et le mode 2, et ce indépendamment du bulbe considéré. En accord avec les spectres de pression, on peut déduire que sous ce seuil de 10 Hz, l'écoulement se comporte d'une manière différente qu'à plus haute fréquence.

Les trois premiers modes POD de la vitesse longitudinale sont présentés en Fig. 4.27, avec à nouveau une comparaison des modes obtenus entre écoulement brut et les données avec $f > 10$ Hz. On note que des résultats similaires sont obtenus pour les deux autres bulbes. Dans le cas des champs de vitesse bruts, le premier mode fait à nouveau ressortir une région de signe uniforme, ce qui vient matérialiser la contraction et l'expansion du bulbe puisque, multiplié par le signe de $a_1(t)$, on obtient une structure qui effectivement comprimera ou élargira le bulbe (Le Floc'h *et al.*, 2020; Fang & Tachie, 2019). À l'inverse, les modes supérieurs montrent un clair changement de signe, qui a été analysé comme étant synonyme d'un mouvement convectif

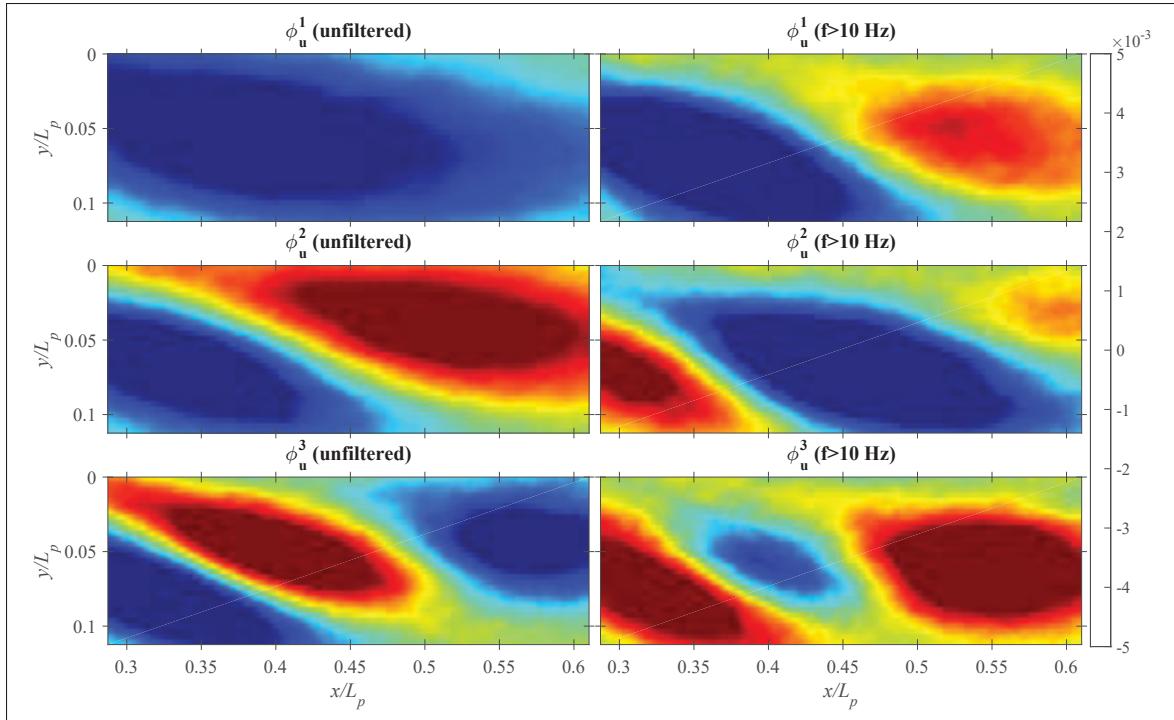


FIGURE 4.27 Trois premiers modes POD des vitesses longitudinales du bulbe moyen sur une échelle arbitraire avec à gauche la POD effectuée sur l'écoulement réel et à droite la POD effectuée sur les données filtrées passe-haut $f > 10$ Hz

(Rajaee *et al.*, 1994). Précisément, quand la contribution des basses fréquences est enlevée comme montré en Fig. 4.27 à droite, le caractère uniforme du premier mode disparaît, et la nature convective des fluctuations apparaît dès le premier mode. Ceci à nouveau cohérent avec l'étude spectrale de la section 4.1 et confirme que la présence d'une respiration basse-fréquence se situe dans un intervalle 0 – 10 Hz, dont l'intensité croît avec la taille du bulbe. Ce point est d'ailleurs en accord avec l'observation de Wu *et al.* (2020) qui observaient une variation significativement plus importante de leur aire d'écoulement retour pour un grand bulbe généré par une simple aspiration que pour un bulbe plus petit généré avec un profil de transpiration symétrique.

À l'aune de ces nouveaux résultats, on peut alors s'intéresser à la distribution longitudinale du coefficient de pression fluctuante $c_{p'}$ pour les fréquences supérieures à $f > 10$ Hz, puisqu'en

pratique, cela reviendrait à enlever la signature en pression du mouvement de respiration basse-fréquence.

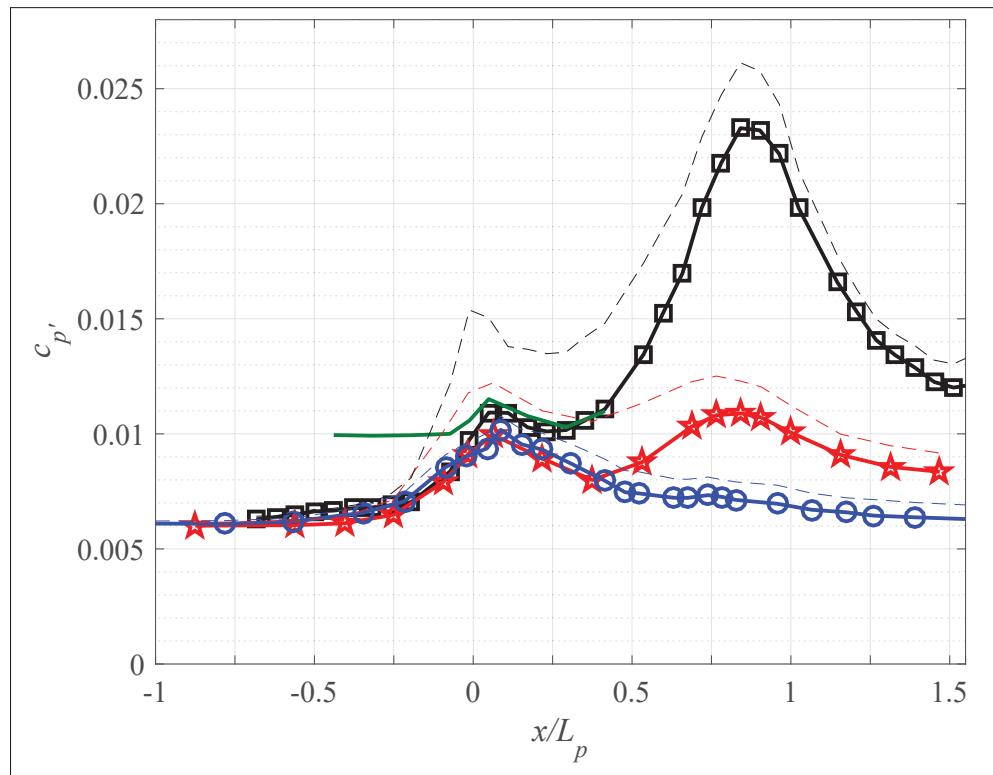


FIGURE 4.28 Coefficient des fluctuations de la pression pariétale mesurée le long de la ligne centrale pour les trois bulbes avec en noir le grand bulbe, en rouge le bulbe moyen et en bleu le petit bulbe. Les traits pointillés sont les valeurs non-filtrées de la Fig. 3.5 tandis que les lignes continues sont les données filtrées passe-haut ($f > 10$ Hz). La ligne verte est celle du grand bulbe avec les données filtrées passe-haut tirées de mesures arasantes à la paroi avec $f_s = 16$ kHz

Les résultats sont affichés en Fig. 4.28, où une remarque importante est que les trois courbes voient désormais leur premier maximum de c_p' se superposer l'un sur l'autre et montrent une amplitude presque identique à $x/L_p \approx 0.1$ de $c_p' \approx 0.01$. Cette position longitudinale correspond à la fin de la région de fort gradient de pression adverse, et le début du décollement des structures de fluide de la paroi, avec approximativement 10% d'écoulement retour (cf. Fig. 3.4). Cela correspond aussi très bien à la position du premier maximum de c_p' observé dans les DNS de Na & Moin (1998a) et d'Abe (2017). Comme observé sur les figures de la

section 4.1 (cf. PSDs de la Fig. 4.2), il ressort clairement qu'à $x/L_p \simeq 0.1$, les fluctuations de pression sont majoritairement confinées aux basses et aux hautes fréquences dans les spectres des trois bulbes. Par conséquent le fait *d'enlever* la respiration basse-fréquence implique que seuls les mouvements turbulents à haute fréquence sont maintenant pris en compte. La hausse du $c_{p'}$ jusqu'à $x/L_p = 0.1$ s'interprète alors comme l'effet de l'APG sur les structures turbulentes responsables des fluctuations de pression dans la couche amont attachée, tandis que la baisse qui s'en suit après la position de $x/L_p = 0.1$ correspond au soulèvement de ces structures de la paroi dans les premières étapes du décollement. De plus cela est cohérent avec les profils verticaux des fluctuations de pression de Na & Moin (1998a) qu'ils résument dans leur figure 13, où la position du maximum des fluctuations de pression décolle de la paroi à la fin de la région ZPG. D'ailleurs vu que l'APG qui est imposé sur la couche limite amont est essentiellement identique pour les trois configurations, on se serait effectivement attendus à ce que les fluctuations de l'écoulement liées à la turbulence réagissent à l'APG approximativement de la même manière en amont du décollement moyen : c'est bien le cas avec la distribution des $c_{p'}$ filtrés de la Fig. 4.28.

On rappelle que la fréquence d'échantillonnage est fixée à $f_s = 2$ kHz dans les mesures des fluctuations de pression pariétale du fait des prises de pression déportées, et en théorie cette limitation ne devait se faire sentir que pour la région ZPG et la région amont de l'APG. Afin de confirmer les valeurs de $c_{p'}$ dans la région amont, des mesures ont été effectuées à l'aide d'un capteur monté arasant à la paroi à plusieurs positions amont sur la géométrie du grand bulbe. Cette fois-ci, la fréquence d'acquisition a été montée à $f_s = 16$ kHz et la courbe des mesures arasantes est affichée sur la ligne verte continue de la Fig. 4.28. Ces résultats démontrent que le fait de prendre en compte une bande de fréquence beaucoup plus large fait monter la valeur du $c_{p'}$ jusqu'à 0.010 dans la région ZPG, ce qui reste finalement très proche des valeurs types présentes dans la littérature pour un Reynolds équivalent. On pourra citer Bull (1996) qui indique une valeur de $c_{p'} = 0.009$ pour $Re_\theta = 5000$ en ZPG. Le $c_{p'}$ résultant avec $f_s = 16$ kHz augmente alors légèrement à $x/L_p \simeq 0.1$ et décroît après, suivant ainsi la même tendance que les mesures obtenues à 2 kHz. Cela confirme d'une part que le montage expérimental des mesures de pression fluctuante est adéquat pour le cas des bulbes de décollement et prouve d'autre part

que l'observation d'un maximum local bien défini de $c_{p'}$ dépend effectivement du choix d'une bande de fréquences spécifique.

Ainsi les résultats présents confirment la présence d'une instationnarité basse-fréquence dont l'amplitude dépend de la taille du bulbe, avec la plus grande signature en pression pour la plus grande géométrie. Les trois bulbes sont par ailleurs topologiquement proches, illustrant chacun un mouvement de contraction-expansion ainsi qu'une corrélation entre le mode 1 POD et la pression au décollement naissant. Le fait d'enlever cette contribution basse-fréquence ramène ce premier pic de $c_{p'}$ à une valeur unique pour les trois géométries. Qui plus est, les distributions de $c_{p'}$ restent bi-modales après avoir enlevé la contribution basse-fréquence, ce qui est bien cohérent avec les DNS de Na & Moin (1998a) et Abe (2017), qui en pratique demeurent limités pour résoudre les fluctuations d'aussi basse fréquence.

Une conclusion importante de cette section montre donc que le premier maximum de $c_{p'}$ est en fait le résultat de la superposition de deux phénomènes séparés : d'une part, la signature du mouvement de respiration basse fréquence, le plus visible à la position du maximum d'APG, et d'autre part, l'augmentation des fluctuations de pression à hautes fréquences générées par les structures de l'écoulement turbulent soumises à l'APG et leur soulèvement de la paroi qui en résulte (Le Floc'h *et al.*, 2020). Cela permet donc de réconcilier les résultats DNS de Na & Moin (1998a) et Abe (2017) avec les conclusions de Weiss *et al.* (2015) et Mohammed-Taifour & Weiss (2016) sur le grand bulbe, et désormais également pour les petit et moyen bulbes.

4.4.3 Statistiques des vitesses et règles de rapport d'échelles des pressions fluctuantes

Dans cette section, on s'intéresse à l'existence de possibles règles de rapport d'échelles de $c_{p'}$ avec les contraintes de Reynolds. Pour ce faire, on commence par étudier les statistiques de vitesse obtenues par PIV le long de la ligne centrale et les lois de facteur d'échelle entre les fluctuations de pression pariétale avec les contraintes de cisaillement et normales de Reynolds telles que proposées dans les travaux précédents de Simpson *et al.* (1987), Na & Moin (1998a), Ji & Wang (2012) et Abe (2017).

Au chapitre précédent, on présentait les contraintes normalisées longitudinales, normale et de cisaillement pour nos trois bulbes (cf. Fig. 3.8). Les maximums des trois contraintes turbulentes normalisées en fonction de l'axe longitudinal sont présentées en Fig. 4.29. Étant donnée l'importance de la contribution basse-fréquence (choisie pour rappel à $f < 10$ Hz) dans les fluctuations de pression, les contraintes filtrées passe-haut sont donc présentées aussi. Clairement, le fait d'enlever la contribution basse-fréquence a le plus d'effet sur la contrainte longitudinale, en particulier sur le milieu de la zone de recirculation. Les effets du filtre sur les deux autres composantes normale et de cisaillement sont nettement plus faibles, et sont confinée à la partie aval des bulbes où les contraintes elles-mêmes sont plus importantes. À nouveau, les plus grandes différences se remarquent (pour les trois contraintes) le plus sur le grand bulbe entre données brutes et filtrées, ce qui est d'ailleurs en accord avec les mêmes observations faites en pression sur le $c_{p'}$ (cf. Fig. 4.28). En outre, le filtrage passe-haut des champs de vitesse permet une meilleure comparaison avec les données DNS, qui par une limitation de la durée totale des simulations, excluent en théorie les fluctuations basses fréquences. Par exemple, le nombre de Strouhal minimum résolu par Abe (2017) est $St_{L_b} = fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.13$, ce qui correspondrait à environ 8 Hz pour le grand bulbe.

Indépendamment de la bande de fréquence considérée, la Fig. 4.29 montre une forte augmentation de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ dans la région du recollement du grand bulbe, qui est d'ailleurs cohérent avec les valeurs du $c_{p'}$ dans cette région. Cela indique que la signature intense du lâcher tourbillonnaire du grand bulbe est directement reliée à de plus grandes valeurs de contraintes turbulentes, ce qui est en très bon accord avec les travaux expérimentaux de Simpson *et al.* (1987) et la DNS de Na & Moin (1998a).

On ajoute aussi en Fig. 4.29 les valeurs des maximums des contraintes turbulentes attendues dans une couche ZPG canonique à $Re_\theta = 5000$, obtenues par Fernholz & Finley (1996). De façon générale, on peut voir qu'aux positions les plus amont, nos valeurs mesurées sont plus basses que les niveaux ZPG attendus, avec une sous-estimation d'environ 50% pour $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, 15% $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et 20% pour $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$. Cela peut s'expliquer par le fait que à ces nombres de Reynolds, les positions normales où il faut se situer pour mesurer la « bonne » quantité est environ

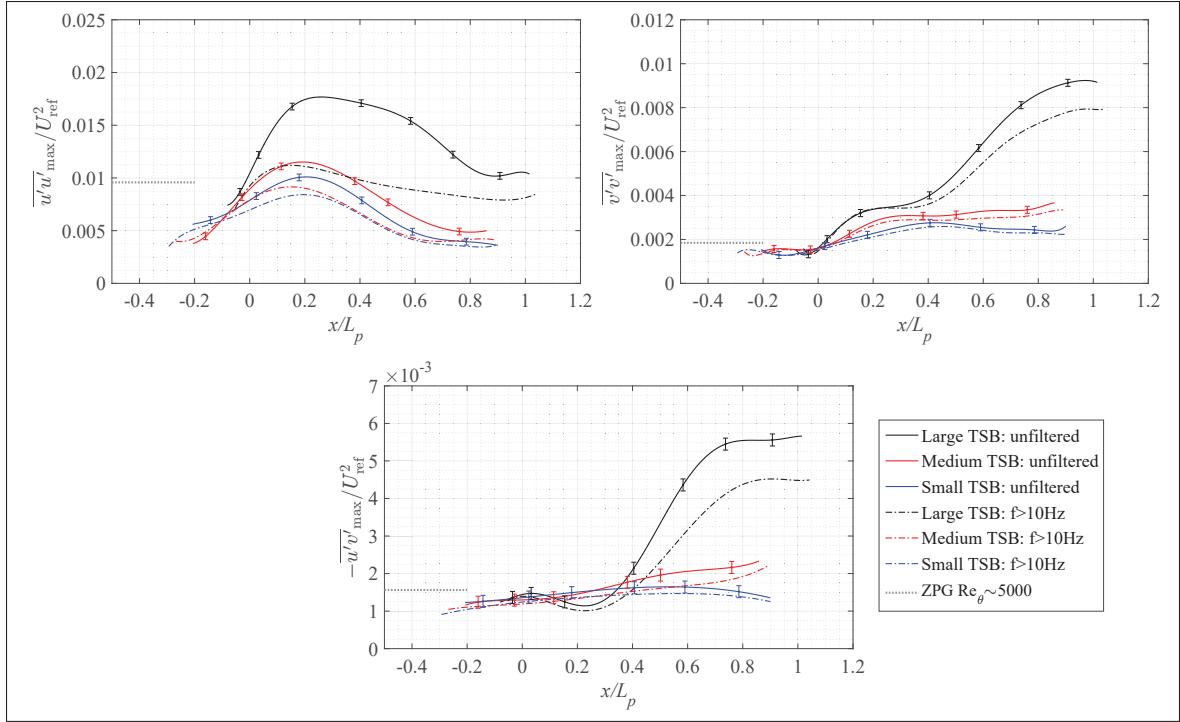


FIGURE 4.29 Maxima de (a) $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, (b) $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et (c) $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$. Les lignes continues sont les données brutes et les lignes pointillées sont les données filtrées passe-haut $f > 10$ Hz. La ligne pointillée grise représente les quantités attendues en ZPG tirées de Fernholz & Finley (1996) à titre de référence

de 0.22, 5.4 et 2.9 mm pour $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ respectivement (Fernholz & Finley (1996)). Étant donné la résolution présente de 0.55 mm et des limitations inhérentes au système de mesures PIV, cette différence n'est pas surprenante. Néanmoins, cette sous-estimation devrait seulement être significative dans la partie amont des bulbes, en rappelant la bonne comparaison entre $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$ fil chaud et PIV de Mohammed-Taifour & Weiss (2016).

En poursuivant l'analyse de la Fig. 4.29, il est utile de comparer avec les résultats d'Abe (2017) qui a aussi analysé les effets de varier la taille des bulbes sur les distributions longitudinales de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$. Abe a fait varier le maximum du profil de transpiration $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}$ à un nombre de Reynolds constant de $Re_{\theta} = 300$. De manière similaire aux données présentes, $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ augmentaient tous deux avec la taille du bulbe proche du recollement. Cette augmentation était plus modérée dans la région proche du décollement cependant, et

$-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ diminuait même au milieu de la zone de recirculation quand la taille du bulbe augmentait. Selon Abe, c'est dû à la production négative de turbulence proche du sommet du bulbe qui augmente à cause du changement abrupt entre vitesse verticale positive et négative. En effet, lorsque $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}$ augmente pour générer un bulbe plus grand, le terme de production devient encore plus négatif, et $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ décroît (Abe (2017)). Cet argument est alors cohérent avec la petite diminution de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ proche de $x/L_p \simeq 0.2$ pour le grand bulbe uniquement.

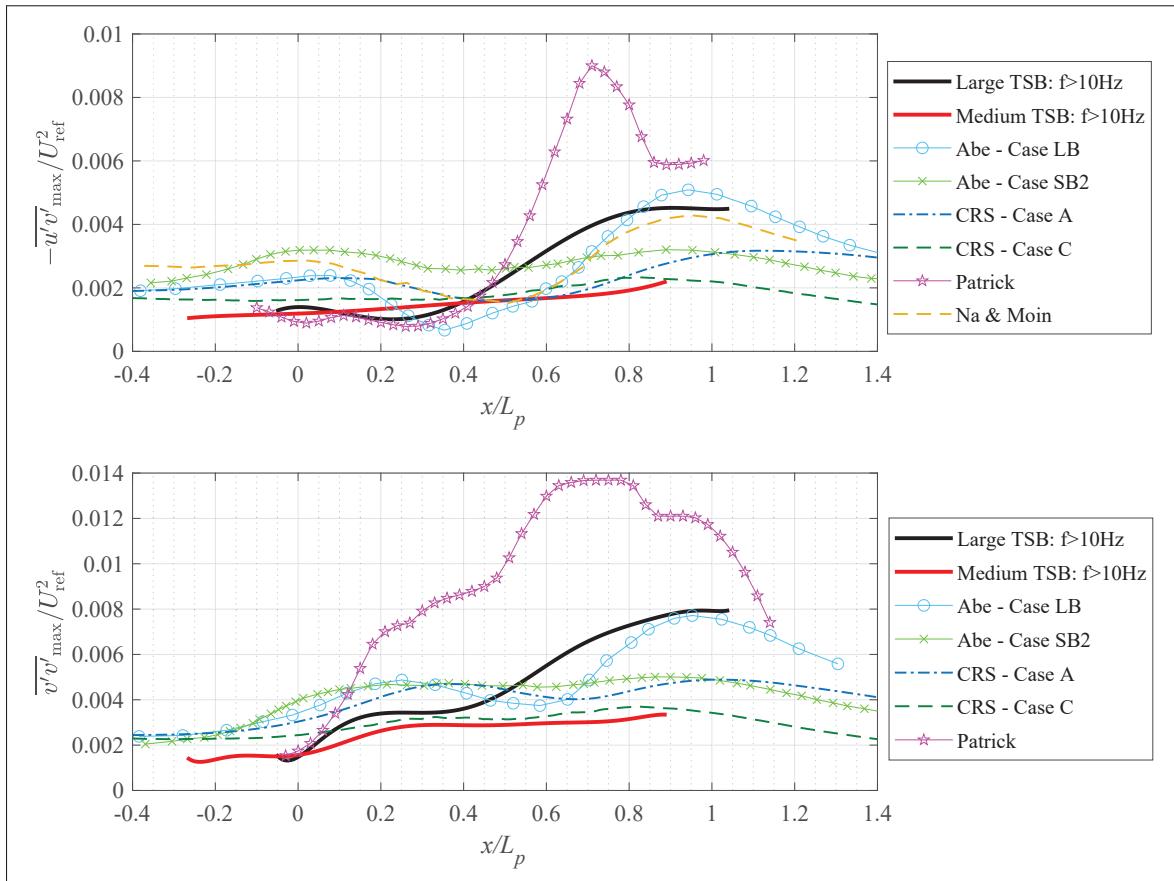


FIGURE 4.30 (a) Maximums de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ et (b) maximums de $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ pour les données présentes et de la littérature. Les données présentes sont filtrées passe-haut.

Des comparaisons additionnelles entre les deux plus grandes géométries (bulbes moyen et grand) et les distributions de $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ et de $\overline{v'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ de différents travaux sont présentés en Fig. 4.30. Commençant par $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$, on peut voir que le bulbe moyen et le cas C de Coleman *et al.* (2018) se distinguent par une augmentation monotone avec x/L_p . Toutes

les autres distributions, incluant le cas A de Coleman *et al.* (2018), montrent un minimum clair entre $x/L_p = 0.3$ et $x/L_p = 0.7$. Comme déjà discuté précédemment, ce minimum est attribué à une plus grande valeur de $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}$, ce qui mène à une production plus faible de turbulence quand $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}(x)$ passe la valeur zéro, et donc à une baisse de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ sous le sommet du bulbe. Une reconstitution 2D du champ de cisaillement à partir des iso-contours de la figure 22(d) de Na & Moin (1998) et les cartographies de Coleman *et al.* (2018) cas A illustrent d'ailleurs bien en Fig. 4.31 cette baisse de la contrainte de cisaillement.

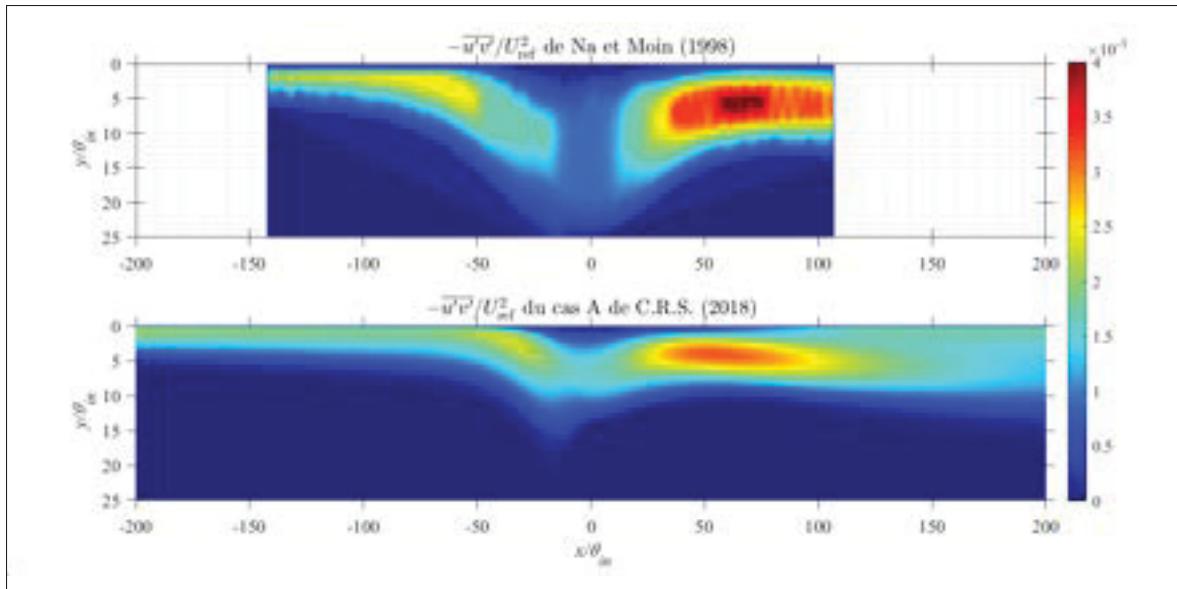


FIGURE 4.31 Illustration de la présence d'un minimum dans les champs de $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ au sommet des bulbes de Na & Moin (1998a) avec une reconstitution 2D des données en haut et de Coleman *et al.* (2018) en bas

Pour le grand bulbe, la valeur de $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}$ est suffisamment grande pour montrer une faible diminution locale de $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ proche de $x/L_p \simeq 0.2$, à l'image de la courbe de Patrick (1987) (cf. sa courbe magenta avec pentagrammes de la Fig 4.30(a)). Les valeurs de $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ obtenues par Na & Moin (1998), Abe (2017) (cas SB2 et LB) et Coleman *et al.* (2018) (cas A), pour $x/L_p < 0.5$ sont relativement importantes par rapport à nos données, celles de Coleman *et al.* (2018) (cas C) et Patrick (1987). Cette différence peut s'attribuer à un plus bas nombre de Reynolds pour le premier groupe d'études. En effet, les résultats d'Abe (2017) montrent clairement une diminution de $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ (et dans une moindre mesure de

$\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$) quand le nombre de Reynolds augmente, ce qui ressort confirmé par la Fig. 4.30. L'effet combiné d'un plus grand $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\max}$ et d'un plus grand nombre de Reynolds, qui ont en fait un effet opposé sur la valeur de $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ pour $x/L_p < 0.5$, explique peut-être aussi pourquoi les données de Patrick (1987) sont aussi proches du grand bulbe. Allant dans la seconde moitié aval de l'écoulement ($x/L_p > 0.5$), $-\overline{u'v'}_{\max}$ augmente essentiellement avec la taille du bulbe. De façon cohérente avec les valeurs de H_b/L_b rapportées dans le Tableau 3.1, les données de Patrick (1987) exhibent les plus grandes valeurs de $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ proche du recollement.

Puis, les distributions de $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ (en bas de Fig. 4.30) sont globalement cohérentes avec celles de $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ dans la mesure où un bulbe plus grand génère une contrainte plus grande en seconde moitié du bulbe. Les résultats des cas *SB2* et *LB* de Abe (2017) et cas A de Coleman *et al.* (2018) exhibent une distribution bi-modale avec un minimum de $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ proche de $x/L_p = 0.5 - 0.6$, tandis que les autres courbes montrent une augmentation monotone avec un plateau proche de $x/L_p = 0.3$. Cette différence est attribuée à l'effet combiné du nombre de Reynolds et de la taille du bulbe, où un plus grand nombre de Reynolds tend à rabaisser le premier pic, tandis qu'un plus grand bulbe tend à augmenter le second pic. On peut remarquer que pour un grand bulbe, l'augmentation longitudinale de $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ démarre par ailleurs plus en amont que $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ (cf. Fig. 4.29), ce qui explique la valeur élevée de $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ en aval de $x/L_p = 0.2$ du grand bulbe de Patrick (1987).

Les lois de rapport d'échelle des fluctuations de pression avec le maximum des contraintes de Reynolds $-\rho\overline{u'v'}_{\max}$ et les contraintes normales $\rho\overline{v'v'}_{\max}$ sont présentées en Fig. 4.32. Les résultats présentés sont pour les quantités filtrées qui ramènent les valeurs de p_w rms proches de $x/L_p = 0$ en enlevant la contribution du mouvement de respiration basse-fréquence. Comme déjà discuté plus haut, cela permet une comparaison plus rigoureuse avec la littérature existante en DNS et on pourra voir si le fait d'enlever la contribution de la respiration améliore la comparaison entre numérique et expérimental. De plus on ajoute sur la figure les quantités attendues d'une couche limite ZPG à $Re_\theta = 5000$ à partir des données de pression de Bull (1996) et des données de turbulence regroupées par Fernholz & Finley (1996). Les distributions

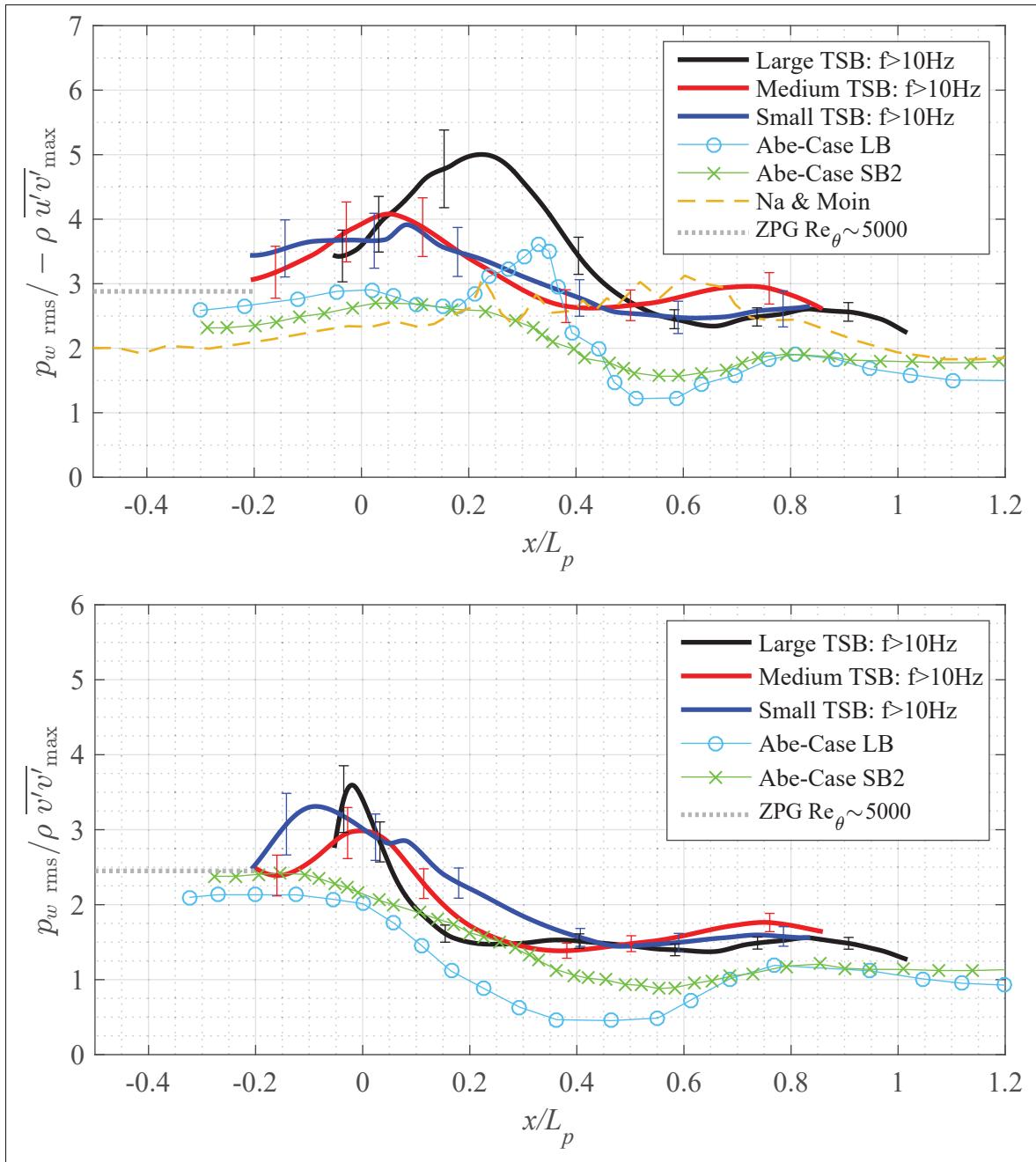


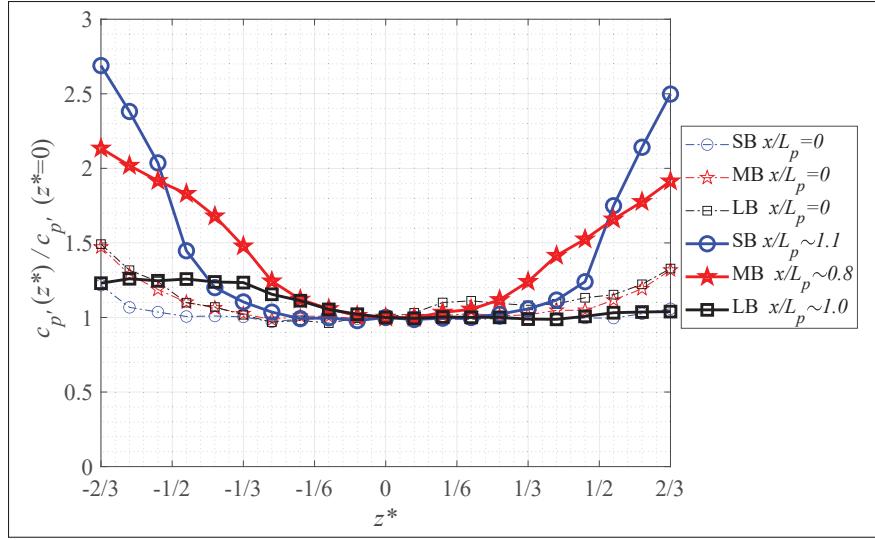
FIGURE 4.32 Règles de rapports d'échelles des fluctuations de pression avec $-\rho \overline{u'v'}_{\max}$ et $\rho \overline{v'v'}_{\max}$ avec les barres d'erreurs calculées à partir des incertitudes présentées au chapitre 2

obtenues pour $p_w \text{ rms} / -\rho \overline{u'v'}_{\max}$ et $p_w \text{ rms} / \rho \overline{v'v'}_{\max}$ convergent d'ailleurs vers ces niveaux ZPG

canoniques, ce qui nous permet de confirmer la qualité des résultats et renforce la validation des mesures faites dans la région la plus en amont des bulbes.

Dans une étude expérimentale de couche limite qui vient à décoller, Simpson *et al.* (1987) a trouvé que le ratio $p_w \text{ rms} / -\rho \overline{u'v'}_{\max}$ augmente vers une valeur approximative de 4 proche du décollement et décroît ensuite. Cette observation est en accord avec le comportement obtenu ici, même si le grand bulbe exerce un plus grand maximum jusqu'à $p_w \text{ rms} / -\rho \overline{u'v'}_{\max} = 5$ proche de $x/L_p = 0.2$. Les données de Na & Moin (1998) et Abe (2017) montrent essentiellement les mêmes tendances, mais avec des valeurs légèrement plus faibles. De façon générale, les deux lois de facteurs d'échelle réussissent bien à ramener les grandes différences de $c_{p'}$ observées proche du recollement des trois bulbes (cf. Fig. 4.28), même si le ratio avec $\rho \overline{v'v'}_{\max}$ est peut-être le plus efficace sur la globalité. Toutefois, aucune des deux règles n'est pleinement satisfaisante non plus puisque les valeurs de $p_w \text{ rms} / -\rho \overline{u'v'}_{\max}$ et $p_w \text{ rms} / \rho \overline{v'v'}_{\max}$ ne sont pas constantes suivant l'axe longitudinal. Une remarque importante est alors que cela indique que les mécanismes qui produisent les fluctuations de pression ne sont pas identiques proche du décollement et proche du recollement. Cette observation est d'ailleurs cohérente avec l'analyse des spectres de pression (cf. Fig. 4.2) qui montrent une séparation des échelles entre le mouvement de respiration basse-fréquence, le lâcher tourbillonnaire moyenne-fréquence et les fluctuations de turbulence à haute fréquence. Comme observé par Le Floc'h *et al.* (2019), utiliser les données non-filtrées viendrait alors réduire la qualité des deux règles de facteurs d'échelle et agrandir l'écart avec les DNS (Abe, 2017). Cela implique aussi que le mouvement de respiration basse-fréquence n'apparaît pas directement connecté aux contraintes turbulentées.

Un dernier point sur les règles des facteurs d'échelle des fluctuations de pression est étudié suivant l'axe transverse de la soufflerie à partir des mesures faites sur le bulbe moyen sur différentes tranches transverses. Le chapitre 3 a montré la présence d'un écoulement secondaire qui affecte une large portion de la section d'essais. La variation transverse des fluctuations de pression $c_{p'}$ est présentée en Fig. 4.33 pour les trois bulbes. Hormis quelques écarts, toutes les courbes sont essentiellement symétriques par rapport à la ligne centrale de la section d'essais ($z^* = 0$), mais montrent aussi des variations significatives d'amplitudes le long de l'axe transverse. Ces



• FIGURE 4.33 Profil transversal de $c_{p'}$ normalisé à différentes positions longitudinales de l'écoulement pour les 3 bulbes de décollement étudiés

effets transverses sont plus importants proche du recollement ($x/L_p = 1$) qu'ils ne le sont proche du décollement ($x/L_p = 0$). Ce point est en accord avec la simulation RANS de l'écoulement où les tourbillons de coin (cf. Fig. 3.13) vont lentement croître en taille au fur et à mesure que l'écoulement évolue vers l'aval, ce qui implique une « contamination » transverse plus conséquente lorsque l'écoulement se dirige vers la sortie de la section d'essais (Le Floc'h *et al.*, 2018). Qui plus est, l'effet tri-dimensionnel semble être le plus intense pour le bulbe moyen, car proche du recollement à $x/L_p \simeq 1$, la valeur du $c_{p'}$ est seulement approximativement constante que sur une région étroite proche autour de la ligne centrale, soit $z^* < 1/6$. Pour le petit et le grand bulbe, l'étendue quasi-bidimensionnelle des fluctuations de pression semble aller jusqu'à $z^* < 1/3$. Un autre fait remarquable est que l'étendue transverse de la région quasi-bidimensionnelle qui est révélée par les fluctuations de pression est plus étroite que celle observée sur les visualisations avec films d'huile de la Fig. 3.1. Si on définit une largeur w_{2D} de l'étendue approximative de l'écoulement 2D à partir de la Fig. 4.33, on obtient des valeurs de w_{2D}/L_p de 0.43, 0.16 et 0.24 pour le petit, moyen et grand bulbe respectivement. Comparé au Tableau 3.1, ces valeurs de domaine transverse sont alors plus faibles que celles de la majorité des DNS. Dans le but d'analyser les effets tri-dimensionnels, les champs PIV dans le demi-axe négatif

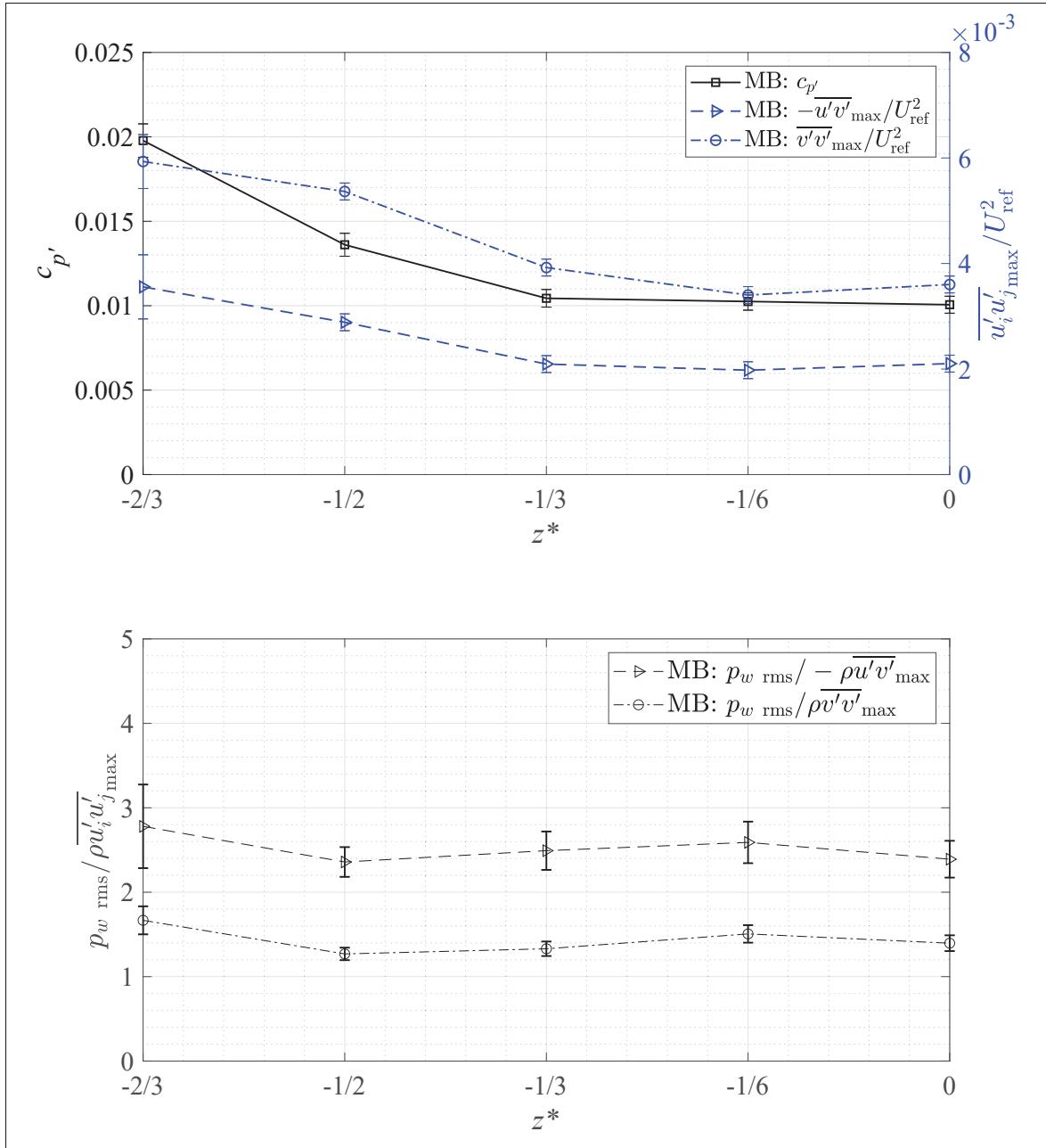


FIGURE 4.34 Distributions transverses de $c_{p'}$ ainsi que de $-\bar{u}'\bar{v}'_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ et de $\bar{v}'\bar{v}'_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ en haut et distributions transverses de $p_w \text{ rms} / -\rho\bar{u}'\bar{v}'_{\max}$ et $p_w \text{ rms} / \rho\bar{v}'\bar{v}'_{\max}$ en bas pour le bulbe moyen à $x/L_p = 0.45$

z sont utilisés pour prolonger les règles de rapport d'échelle suivant la dimension transverse. En dépit des fluctuations de la taille du bulbe moyen, les valeurs de ces règles semblent se maintenir.

La Fig. 4.34 montre la variation transverse de $c_{p'}$, $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$, et $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ à $x/L_p = 0.45$. Les deux contraintes turbulentes affichent des tendances similaires aux fluctuations de pression, ce qui mène à une valeur presque constante de $p_w \text{ rms}/-\rho\overline{u'v'}_{\max}$ et $p_w \text{ rms}/\rho\overline{v'v'}_{\max}$ le long de l'axe z . On peut conclure qu'en dépit des effets importants qui déforment l'écoulement moyen, le caractère instationnaire du bulbe et la règle de rapport d'échelle restent quant à eux relativement non impactés. Même si les mesures PIV n'ont été faites suivant l'axe transverse que pour le bulbe moyen, où les effets tri-dimensionnels sont les plus forts comparativement aux deux autres, il est raisonnable d'imaginer un comportement similaire pour les petit et grand bulbes également. De la sorte, bien que les bulbes de décollement générés dans la soufflerie soient nécessairement uniques puisqu'ils dépendent de la géométrie singulière de la section d'essais, on peut donc affirmer que l'on capture et mesure correctement la physique de l'écoulement.

4.5 Conclusion de l'analyse instationnaire

Dans ce chapitre nous avons porté une attention plus particulière à deux types d'instationnarités présents dans l'écoulement : une respiration basse et un lâcher tourbillonnaire moyenne fréquence. Une analyse spectrale des résultats nous a permis d'identifier les intervalles de fréquences ainsi que les emplacements où la paire d'instationnarités se manifestait principalement.

1) Pour chacune des géométries, on identifie une distribution bi-modale de $c_{p'}$ qui voit ses deux pics à $x/L_p \simeq 0$ et $x/L_p \simeq 0.8$ associés respectivement à chacune des deux instationnarités. On note de plus que l'amplitude de ces pics dépend fortement de la taille du bulbe considéré dont les différentes géométries ont été obtenues en imposant une distribution de pression spécifique à la couche limite entrant ZPG à $Re_\theta = 5000$. Pour les trois bulbes, la distribution des fluctuations de pression pariétale $c_{p'}$ exhibe deux maximums, dont le premier est proche de la position du maximum de gradient de pression adverse ($x/L_p = 0$) et un second à la fin de la région d'intermittence de l'écoulement retour vers $x/L_p \simeq 0.75 - 0.8$.

2) On a ensuite démontré que le premier pic amont de cette distribution de $c_{p'}$ était lié en fait à la superposition de deux phénomènes ayant lieu au même endroit. En premier lieu la signature

du mouvement basse-fréquence de contraction-expansion de la taille globale du bulbe a été observée pour les trois géométries. Cette manifestation est qualifiée de respiration lorsqu'une oscillation marquée des points de décollement et de recollement est observée, ce qui est le cas pour les bulbes grand et moyen mais pas le petit. En second lieu, l'autre phénomène contribuant au premier pic de c_p' est directement lié à l'effet du gradient de pression adverse, identique pour les trois géométries, sur les structures turbulentes qui sont responsables des fluctuations de pression dans la couche limite amont qui s'apprête à décoller (Le Floc'h *et al.*, 2020).

3) Ensuite, un point fort du chapitre a été de montrer que l'on mesure bien un phénomène physique propre aux écoulements de bulbes de décollement. Ce n'est pas un phénomène associé au montage expérimental comme il a parfois été fait mention dans certains travaux. De plus, l'analyse (spectrale) des mesures expérimentales de la présente étude se compare très bien à celles des résultats obtenus par DNS pour des cas d'écoulements similaires. Un mouvement de contraction-expansion a été caractérisé pour les trois géométries et la très bonne comparaison des amplitudes d'oscillation des points de décollement et de recollement entre le grand bulbe et celui de Na & Moin (1998) valide l'analyse modale (POD *snapshot*) comme étant un outil capable de capturer correctement le phénomène basse fréquence.

4) Nos trois bulbes font partie d'une même famille d'écoulements au sein desquels l'effet de la taille sur le mouvement basse-fréquence varie proportionnellement avec l'intensité des corrélations pression-vitesse. C'était l'une des questions centrales du projet que de vérifier l'existence du mouvement de contraction-expansion en l'absence d'écoulement retour moyen. Pour le grand bulbe, Mohammed-Taifour & Weiss (2016) montraient une forte corrélation de +0.8 entre les fluctuations de pression au décollement naissant et la trace temporelle du premier mode POD. Cette corrélation a de plus été confirmée pour le bulbe moyen de +0.45 – 0.55 (Le Floc'h *et al.*, 2018) ainsi que +0.35 pour le petit bulbe.

5) La seconde instationnarité du lâcher tourbillonnaire est illustrée dans les trois géométries considérées, indiquant que la nature convective de ce mode ne requiert pas d'atteindre le seuil d'un écoulement retour mais comme on le verra en détails au chapitre 6, elle est effectivement

liée à la présence d'une inflexion du profil vitesse du fait de l'APG commun aux trois géométries. Ce résultat est d'ailleurs en accord avec l'idée de Winant & Browand (1974) que les structures cohérentes sont générées par une instabilité de type Kelvin-Helmholtz de manière similaire aux couches de mélange plane. De plus, le second pic aval de $c_{p'}$ indique un maximum qui augmente avec une taille de bulbe croissante, ce qui est attribué à la production de structures cohérentes tourbillonnaires de plus en plus larges à mesure que la couche cisaillée s'éloigne davantage de la paroi (Le Floc'h *et al.*, 2020). Enfin si les échelles de temps de chaque instationnarité restent séparées, un probable effet de modulation de l'activité tourbillonnaire par le mouvement de respiration est documenté. Lors de la phase d'expansion de la région de recirculation, le nombre de tourbillons identifiés apparaît être anti-corrélé avec le gonflement du bulbe. Pour relier cela à l'activité de la pression pariétale, l'image qui ressort est celle d'une plus grande activité tourbillonnaire laissant une emprunte pariétale de $p' < 0$ durant la phase de contraction. Cet argument sort de plus doublement renforcé en comparant avec d'autres cas de la littérature avec d'abord celui d'une plaque épaisse (décollement fixe) de Kiya & Sasaki (1985) qui observaient également une signature en pression plus forte des tourbillons lors de leur phase de contraction. Plus récemment l'étude numérique d'Abe (2017) a mis en exergue l'intérêt de suivre les minimums de pression pour identifier les rouleaux transverse associés à l'instabilité de type K-H. On pourra noter enfin que ce phénomène a également été observé sur le cas d'un bulbe de décollement laminaire qui se produit proche du bord de fuite d'un profil d'aile : remarquablement, les phases de fortes activités tourbillonnaires liées aux instabilités de type K-H coïncident également avec une phase où le recollement recule, formant une région de recirculation réduite (Sanjose *et al.*, 2019).

6) Autre point développé dans ce chapitre, les distributions des contraintes longitudinales, normales et de cisaillement ont été mesurées et comparées aux valeurs des autres travaux de la littérature. Au contraire de la plupart des études numériques, où on retrouve une distribution bi-modale semblable à celle de la pression fluctuante, les contraintes normale et de cisaillement des trois bulbes montrent tous deux une augmentation monotone avec l'axe longitudinal. La différence s'explique par un nombre de Reynolds plus élevé et une vitesse de transpiration

verticale plus faible comparée au reste de la littérature en simulation numérique. Une rare exception est le cas C de Coleman *et al.* (2018) qui montre un profil de transpiration similaire aux trois cas présents avec un nombre de Reynolds relativement élevé et dont les profils de distribution des contraintes turbulentes sont aussi proches du bulbe moyen. Les règles de rapport d'échelle des fluctuations de pression avec les contraintes normales et de cisaillement montrent un accord raisonnable avec les simulations de Na & Moin (1998a) et Abe (2017) qui sont, à la connaissance de l'auteur, les seules bases de données disponibles. On retiendra en particulier que le ratio $p_w \text{ rms} / \rho \overline{v'v'}_{\text{max}}$ est le plus efficace sur la globalité de la longueur des bulbes pour ramener presque superposées les trois distributions de $c_{p'}$. Près du décollement, le fait de retirer la contribution basse fréquence causée par la respiration permet de fournir un meilleur ratio, plus proche d'Abe (2017).

Cependant il reste un certain nombre de limites inhérentes à l'analyse instationnaire de ce chapitre. Il semble donc nécessaire d'aborder le problème sous une nouvelle perspective dans le but de pouvoir mieux appréhender la problématique de la respiration. L'idée qu'on va poursuivre est que le comportement des structures turbulentes qui entrent et se développent dans la zone de recirculation est alors susceptible de nous renseigner sur la nature et les origines possibles d'une fluctuation significative observée en temps et en espace dans les champs de vitesse et de pression. Par conséquent, pour continuer l'analyse instationnaire du chapitre 4, on se tourne maintenant vers une identification structurelle, et donc spatio-temporelle des éléments provoquant le phénomène de respiration. La question qui se pose alors est si le mode 1 POD identifie la respiration dans nos écoulements décollés, quel est alors le sens physique d'un tel mode ? À quoi pourrait-il faire référence ?

À la lumière de cette nouvelle perspective, les conclusions du chapitre 4 seront revisitées dans un dernier chapitre 6 de discussion. En particulier, la double origine du pic amont de $c_{p'}$ ainsi que l'influence de la respiration sur les seuils identifiés dans les règles de facteurs d'échelles des fluctuations de pression pariétale avec les maximums locaux des contraintes de Reynolds pourront être réinterprétés à l'aune du prochain chapitre qui se propose d'analyser *structurellement* les bulbes de décollement.

CHAPITRE 5

COMPORTEMENT STRUCTUREL ET MÉCANISME DE LA RESPIRATION

Le **Chapitre 4 Analyse instationnaire** a mis en évidence une physique cohérente entre les trois bulbes : la respiration est encapsulée dans le mode 1 POD qui permet d'isoler et d'illustrer ce mouvement basse-fréquence, proportionnel à la taille du bulbe. Toutefois, cela n'a pas permis d'avancer dans la compréhension du mécanisme, ni de le rattacher à un mouvement caractéristique en turbulence. C'est précisément le but de ce cinquième chapitre : si la respiration est énergétiquement dominante en vitesse et visible dans la pression pariétale, alors on peut conjecturer que l'analyse modale vient identifier un certain type ou forme de *structures* qui sont présentes en turbulence de paroi et qui sont ensuite soulevées et transportées lors du décollement de la couche limite sous l'effet de l'APG. De la sorte, on viendrait alors donner un sens physique à la respiration, et une piste vers un mécanisme serait susceptible de prendre forme : en théorie, on serait capable de ramener le mouvement de respiration à un type de dynamique physique déjà connue, à savoir celle des structures à grande échelle, de l'ordre de 1 à 10 δ .

À ce stade, une revue de la dynamique des structures cohérentes des couches limites turbulentes semble indispensable afin de comparer avec celle des bulbes de décollement. En dépit d'une définition non-universelle sur la sémantique d'une « structure cohérente », ce chapitre invite à revisiter les résultats de la littérature sans décollement moyen avec ceux de l'analyse modale. La question devient alors : quelles sont les grandes structures peuplant les couches limites ? et quels sont les phénomènes associés déjà connus en dynamique des fluides ? Enfin, périphérique à la question de définition des quantités recherchées, une discussion méthodologique sur les outils de décomposition qui sont disponibles à l'aérodynamicien viendra éclairer la chaîne argumentaire sur les structures identifiées, en particulier du point de vue du concept spatiotemporel tel que discuté récemment par Towne *et al.* (2018) et Muralidhar *et al.* (2019).

5.1 Cycles de régénération de la turbulence dans les couches limites

La notion de structures cohérentes abordée dans le **Chapitre 1 Revue de littérature** avait mis en lumière quatre éléments caractéristiques qui peuplent les écoulements de paroi : ceux connus de longue date tel que décrits par Smits, McKeon & Marusic (2011) : les tourbillons quasi-longitudinaux contra-rotatifs générant les rouleaux d'iso-vitesses longitudinaux (*streaks* en anglais), et puis plus récemment les grands et très grands mouvements (notés *LSM Large Scale Motion* et *VLSM Very Large Scale Motion* respectivement), censés être capables d'encapsuler des zones de vitesse uniformes (notées *UMZ* en anglais). Selon Adrian (2007), il en résulte une production de turbulence via les mouvements et interactions caractéristiques de ces structures qu'on appelle cycle d'éclatement (*bursting* en anglais), ou cycle d'éjection/balayage.

Cette dynamique cyclique de turbulence de paroi est en partie synthétisée par le cycle proposé par Blackwelder (1997) : ce dernier fait l'observation que le soulèvement des stries longitudinales va provoquer une inflexion dans les profils de vitesse dans le plan $x - y$, mais aussi dans le plan horizontal $x - z$ comme décrit sur le diagramme de gauche en Fig. 5.1. Reprenant ses résultats de Swearingen & Blackwelder (1987), Blackwelder trace un parallèle entre les tourbillons caractéristiques de la turbulence de paroi contra-rotatifs avec l'instabilité de Görtler qui est susceptible de se développer le long d'une paroi concave. En effet selon lui, si le soulèvement de la strie provoque une arrivée de fluide basse vitesse dans les couches plus élevées, une instabilité de type Kelvin-Helmholtz est susceptible de déclencher les oscillations dans le plan longitudinal-vertical ($x - y$). Mais sur les côtés de la strie soulevée, on observe aussi une inflexion dans le profil de vitesse dans le plan horizontal ($x - z$) où les instabilités de type Görtler sont elles aussi susceptibles de se développer.

5.1.1 Les quadrants $Q2/Q4$ producteurs de turbulence

Une technique populaire pour les écoulements turbulents cisailés est l'analyse dite *par quadrants* des fluctuations du champ de vitesse afin de pouvoir définir le cadre où la majorité de l'énergie turbulente est produite. Wallace (2016) fait un état de l'art de cette méthode où on s'intéresse

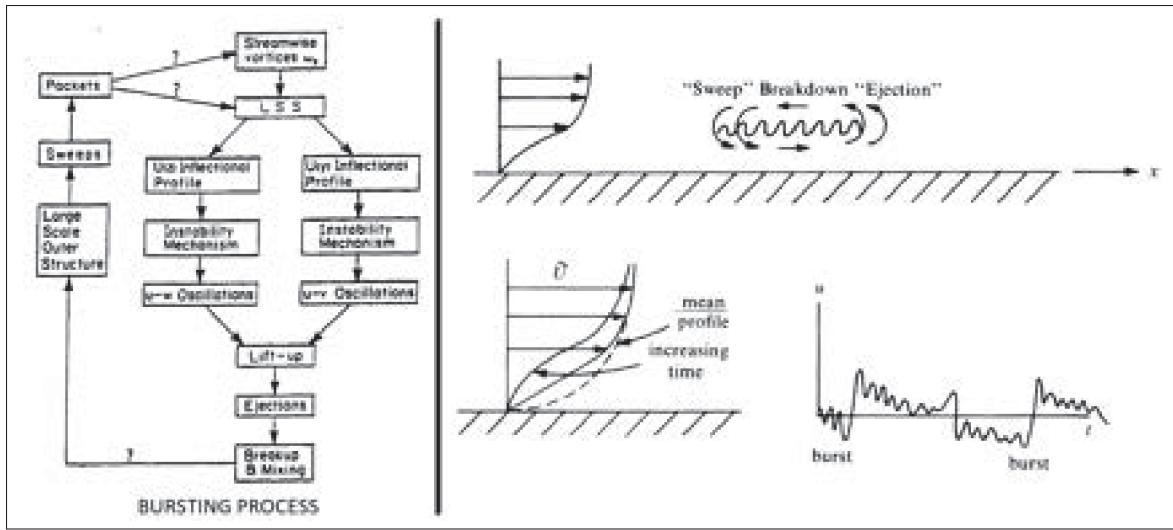


FIGURE 5.1 Une séquence d'événements représentatifs du phénomène d'éclatement dit cycle de régénération, tiré de Blackwelder (1997) à gauche et les profils conditionnels associés à une combinaison éjection-balayage, tiré de Landahl (1975) à droite

au terme $-\overline{u'v'} \partial U / \partial y$ de production qui permet de répartir la contrainte de cisaillement de Reynolds en quatre catégories suivant le signe de u' et de v' :

- 1) le quadrant Q1 avec $u' > 0$ et $v' > 0$ avec un mouvement vers l'extérieur de fluide à grande vitesse ;
- 2) le quadrant Q2 avec $u' < 0$ et $v' > 0$ avec un mouvement associé à une éjection de fluide à basse vitesse loin de la paroi. C'est le mouvement décrit dans le cycle de régénération de Blackwelder (1997).
- 3) le quadrant Q3 avec $u' < 0$ et $v' < 0$ avec un mouvement vers l'intérieur de fluide à basse vitesse ;
- 4) le quadrant Q4 avec $u' > 0$ et $v' < 0$ avec un mouvement dit de balayage qui correspond à un afflux de fluide à grande vitesse vers la paroi.

Les second et quatrième quadrants contribuent ainsi à une production d'énergie turbulente positive, tandis que les premier et troisième quadrants contribuent à une production négative. À cette étape, il est important de noter que les deux acteurs élémentaires que sont les tourbillons quasi-longitudinaux avec les stries associées proche paroi, ainsi que les tourbillons en épingle à

cheveux, font tous deux partie des contributeurs de la turbulence de paroi. En effet Hack & Schmidt (2020) identifient bien ces deux entités dans une simulation numérique récente. Il faut souligner que ces structures, prises individuellement, s'inscrivent dans la région des échelles internes de la couche limite (sous-couche visqueuse et tampon).

Ainsi, la régénération de la turbulence de paroi s'inscrit dans des cycles (notés SSP en anglais *Self Sustaining Process*) que Hamilton, Kim & Waleffe (1995) ont formalisés en trois phases importantes : formation du *streak* par les tourbillons quasi-longitudinaux, suivie par une dégradation et destruction du *streak*, et enfin une régénération du tourbillon quasi-longitudinal. Ces structures ne sont en rien des « artefacts » selon Waleffe, mais bien des caractéristiques essentielles des écoulements turbulents, ce qui vient définir un espacement transverse de ces *streaks* à environ $\lambda_z^+ \simeq 100$. L'étape de la reformation des tourbillons longitudinaux a été beaucoup débattue dans la littérature et plusieurs modèles ont été proposés : une réorientation de la vorticité sous l'effet du cisaillement soutenu par l'écoulement moyen selon Jiménez *et al.* (2013), un mécanisme par instabilité centrifuge ou de type Görtler selon Sreenivasan (1988), ou de façon similaire du fait de l'instabilité de Craik-Leibovich (Berkooz *et al.*, 1993; Craik & Leibovich, 1976) qui ont décrit des cellules dites de Langmuir se présentant sous la forme de tourbillons quasi-longitudinaux sur la surface des océans.

Pour résumer, ces cycles concernent donc les éléments caractéristiques *individuels* qui peuplent les écoulements turbulents. Cependant, comme rappelé en début de chapitre, on souhaite identifier la dynamique aux grandes échelles, i.e. des régions logarithmiques supérieures et externes de la couche limite. Une conjecture populaire formulée dans la littérature est que c'est l'assemblage ou la croissance de ces structures individuelles qui a permis l'observation de mouvements organisés à grande échelle dans les écoulements. Toutefois, des résultats récents suggèrent une autre version possible pour la mise en forme des grandes échelles.

5.1.2 Deux paradigmes face à face pour expliquer les grandes échelles

Si le cycle de régénération des échelles internes fait consensus, celui des grandes échelles est plus complexe : en effet, les travaux de Townsend (1976) ont formalisé l'idée de cellules ou tourbillons (*eddies* en anglais) « attachés » de la région logarithmique qui contiendraient l'énergie cinétique. La structure de ces cellules ou tourbillons est de plus qualifiée d'auto-semblable (ou autosimilaire), pour lesquelles toutes les grandeurs montrent un profil semblable qui est proportionnel à la hauteur par rapport à la paroi y/δ considérée. Sous l'hypothèse d'une valeur typique du cisaillement dans les tensions de Reynolds dans la région logarithmique, Townsend avait prédit cette dépendance selon l'axe normal à la paroi des composantes de vitesse longitudinale et transverse, soit donc les deux composantes parallèles à la paroi. Bien que le travail pionnier de Townsend ait permis de penser pour la première fois à une possible forme statistique du tourbillon « attaché » avec l'image du double cône contrarotatif comme le souligne Cantwell (1981), il n'en reste pas moins que Townsend ne s'est pas engagé sur l'hypothèse d'un cycle de régénération spécifique (Cossu & Hwang, 2017).

Dans le but d'expliquer ces mouvements organisés de grande échelle dans les écoulements turbulents cisaillés, on peut en fait relever deux paradigmes dominants comme le rappellent Maciel *et al.* (2017) : le premier popularisé par le groupe Adrian considère des groupes de tourbillons de *hairpins* organisés suivant l'axe longitudinal, sous forme de 'paquets' produisant une concaténation des structures à petite échelle pour former des grandes échelles spatiales (Kim & Adrian (1999) et Adrian (2007)). La fusion et la croissance de tourbillons *hairpins* mènent à la formation de structures allongées, des 'super-streaks' allant jusqu'à des longueurs longitudinales de $O(10\delta)$. Ce mécanisme est alors qualifié d'organisation "de bas en haut" (ou '*bottom-up*' en anglais) par Cossu & Hwang (2017). Dans un tel paradigme, noté 'Mécanisme des *hairpins*' en Fig. 5.2, Cossu & Hwang remarquent que cela suggère que les mouvements à grandes échelles (LSM/VLSM) ne sauraient exister en l'absence des mouvements cycliques de régénération dans les couches internes (cf. activité dans la zone tampon de Kline).

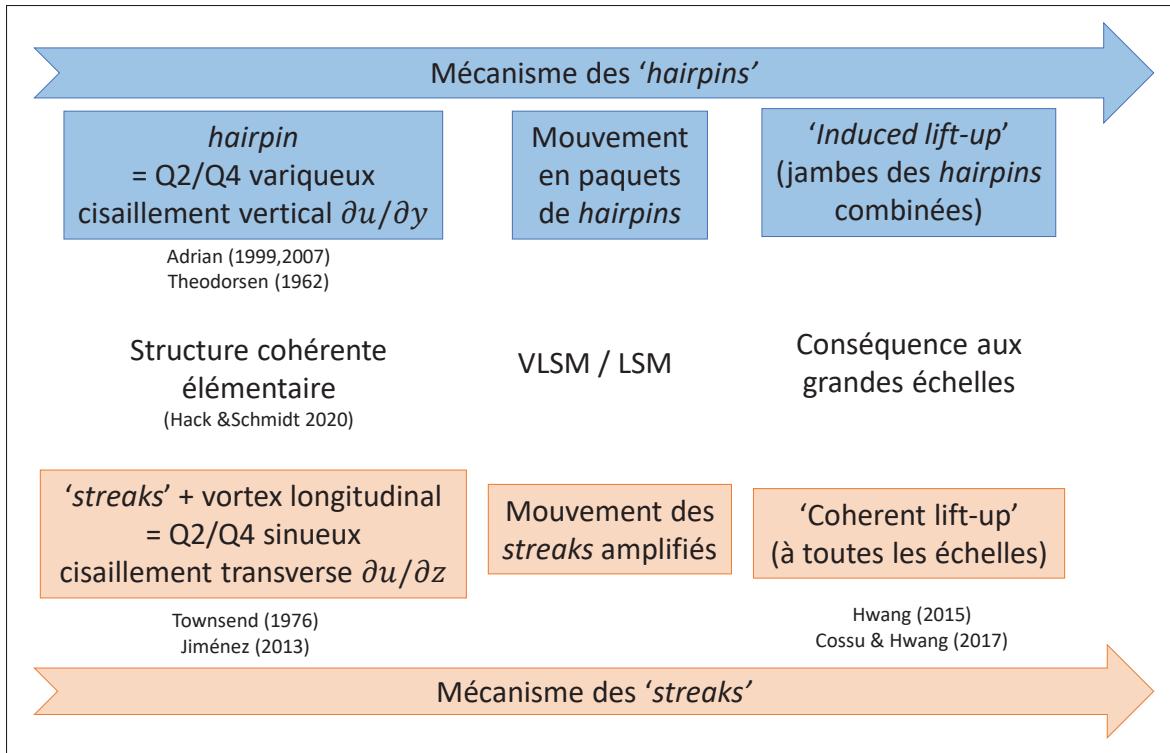


FIGURE 5.2 Deux concepts différents pour expliquer la formation des grandes échelles

Un point de vue alternatif à ce mécanisme « vertical » a récemment émergé avec les travaux des groupes Jiménez puis de Cossu & Hwang sur l'origine possible des grandes structures. Dans ce second paradigme qualifié de « Mécanisme des *streaks* » en Fig. 5.2, les amplifications ou croissances transitoires optimales des écoulements turbulents mènent à réorganiser la vitesse longitudinale en *streaks*, à l'image de ceux observés dans les zones internes, mais avec une taille significativement plus grande. En particulier, les travaux de Jiménez (2013b) mettent en lumière la formation de grands rouleaux striés sous l'effet des tourbillons longitudinaux : ces structures porteuses de l'énergie cinétique et des tensions de Reynolds apparaissent pour Jiménez dans les fonctions de densité de probabilité et permettent d'esquisser selon lui la meilleure approximation jusqu'à présent des cellules ou tourbillons attachés de Townsend. Sur un point de vue proche de Jiménez, Hwang (2015) revisite la théorie de Townsend avec le concept d'amplification des structures via un « soulèvement cohérent » (noté *coherent lift-up* en

anglais) où l'idée fondamentale est que la croissance des structures s'opère aux petites comme aux grandes échelles. Un résultat important de ce paradigme est que même lorsque l'activité des *streaks* proche paroi de la région interne est supprimée des simulations, l'amplification à grande échelle des structures est préservée, ce qui semble infirmer, selon Hwang, le mécanisme vertical d'agglomération des *hairpins*. Hwang (2015) propose alors que le mouvement structurel soit fondamentalement le même, indépendamment de l'échelle observée. Les valeurs sur sa DNS dans un écoulement de demi-hauteur h sont résumés au Tableau 5.1. Pour lui, les structures identifiées par Kline *et al.* (1967) seraient typiquement la borne inférieure de l'amplification, à savoir que les *streaks* proche paroi sont le plus petit tourbillon attaché. Enroulé autour de ce dernier, un tourbillon individuel quasi-longitudinal serait aligné avec lui. Aux grandes échelles, le *streak* proche paroi est devenu le VLSM, d'une longueur significative $\simeq 15h$, tandis que le rôle du tourbillon individuel des régions internes s'est transformé en grappe tourbillonnaire (LSM) : ce serait alors la borne supérieure de l'amplification.

TABLEAU 5.1 Paradigme du tourbillon attaché de Townsend avec les bornes inférieures et supérieures de l'amplification auto-semblable prévue par Hwang (2015) et le paramètre h est la demi-hauteur de son canal

Amplification	Mouvement strié ou <i>Streak</i> (u)	Tourbillon associé (v, w)
Plus petite structure	<i>Streaks</i> proche paroi $y^+ \simeq 10$ et $\lambda_x^+ \simeq 1000$	Tourbillon quasi-longitudinal $y^+ \simeq 50 - 70$ et $\lambda_x^+ \simeq 200 - 300$
Plus grande structure	VLSM : $y \simeq 0.15h$ et $\lambda_x \simeq 15h$	LSM : $y \simeq 0.75 - 1h$ et $\lambda_x \simeq 3 - 4h$

Une distinction importante peut ensuite se faire entre les deux paradigmes présentés. À priori, il semble difficile de valider l'un ou l'autre de ces deux modèles des grandes structures. Néanmoins, l'un des arguments développés par Cossu & Hwang (2017) est que le nombre de Reynolds apparaît comme un paramètre à prendre en compte et cela contribue à la pertinence du second paradigme. En effet, l'hypothèse des *streaks* amplifiés sort justifiée avec les travaux de Schlatter, Li, Örlü, Hussain & Henningson (2014) et Eitel-Amor, Örlü, Schlatter & Flores (2015) qui ont quantifié le rôle de la dynamique des tourbillons en *hairpin* dans les couches limites transitionnelles puis turbulentes. Expérimentalement, Head & Bandyopadhyay (1981) ont illustré avec des visualisations par fumée la présence de ces structures dont la signature, dans les plans

$(x - y)$ et $(y - z)$, a ensuite été largement documentée par le groupe Adrian. Revisitant cette méthodologie, Schlatter *et al.* (2014) nuancent cependant la capacité à identifier de véritables structures 3D aux nombres de Reynolds pleinement turbulents avec une vue seulement 2D, et ils contre-argumentent que les DNS ne démontrent pas clairement les dites ‘forêts de *hairpins*’. Leur discussion des résultats numériques de Wu & Moin (2009) proches de $Re_\theta \simeq 2000$ reflète d’ailleurs assez bien la problématique d’identification des structures sans ambiguïtés. Proches des bas nombres de Reynolds en régime transitionnel, le groupe de Schlatter conclut alors que les *hairpins* sont effectivement nombreux et clairement identifiables par le critère λ_2 tiré de la méthode de Jeong & Hussain (1995) tel que repris par le reste de la littérature. En revanche, pour un nombre de Reynolds plus élevé, la région proche paroi ne semble plus démontrer la présence de telles structures : Schlatter *et al.* (2014) estiment que pour $Re_\theta > 2000$, la population des *hairpins* aura chuté de 95%, et pour $Re_\theta > 4000$ le nombre diminue de plus de 98%.

Par conséquent, on pourra considérer que le paradigme de l’amplification des *streaks* est celui qui est le mieux applicable pour les trois bulbes considérés dans le présent projet : on rappelle que la couche limite turbulente amont a un nombre de Reynolds $Re_\theta \simeq 5000$. Regardons maintenant quel type de dynamique est associé à ces structures.

5.1.3 Cycle de *bursting* et *streak* en ZPG

La matérialisation d’un cycle de vie d’un *streak* se retrouve décrite en Fig. 5.3 par Hwang & Ben-gana (2016). Dans ce scénario, le *streak* grande échelle représente la super-structure ou VLSM, qui comporte l’essentiel de l’énergie cinétique turbulente de la composante de vitesse longitudinale. Cette dernière, à l’image de la décomposition orthogonale POD, indique alors des périodes (cf. le haut de la Fig. 5.3) qui sont les cycles de régénération ou de *bursting* de cette grande structure.

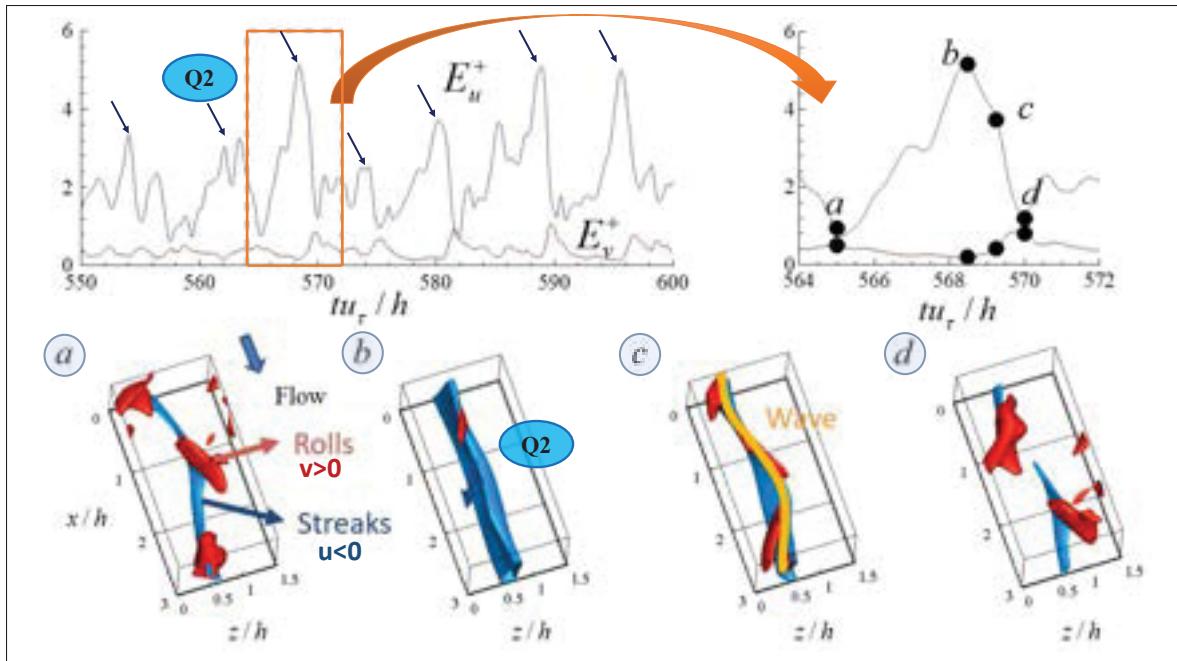


FIGURE 5.3 Évolution temporelle d'un cycle complet de régénération ou de *bursting*
Tiré de Hwang & Bengana (2016)

Hwang & Bengana (2016) se sont alors intéressés à un cycle en particulier : d'abord la phase de croissance où le VLSM (ou *streak*) est significativement amplifié par l'effet du soulèvement 'cohérent' grâce à l'effet du tourbillon quasi-longitudinal (LSM), noté *Roll* en rouge par Hwang (cf. Fig. 5.3 a;b). Cette structure tourbillonnaire longitudinale (ou LSM) comporte d'ailleurs une forte composante normale v' qui est à la source de l'éjection d'une région de fluide longitudinale basse-vitesse qui vient concrétiser le soulèvement du *streak* et son amplification, en accord avec la littérature (Del Álamo, Jimenez, Zandonade & Moser, 2006; Hwang & Cossu, 2010). On peut noter qu'en Fig. 5.3b, la VLSM s'étend spatialement au-delà du domaine numérique. Ensuite la structure amplifiée se met rapidement à osciller et onduler (cf. Fig. 5.3c). Puis l'instabilité des *streaks* ou bien une amplification d'un mode sinueux engendre la dégradation et la destruction de la grande structure : on est revenu au début d'un nouveau cycle (Fig. 5.3d). L'instabilité modale sinueuse voit principalement son origine dans le cisaillement transverse généré par le *streak* amplifié (i.e. $\partial u / \partial z$). Il s'en suit qu'un nouveau tourbillon quasi-longitudinal se reforme via un ou plusieurs mécanismes non-linéaires qui restent objet de controverse. En

effet Hwang & Bengana (2016) rappellent les trois principaux candidats pour régénérer les structures quasi-longitudinales : Hamilton *et al.* (1995) proposent que l’advection verticale des tourbillons quasi-longitudinaux mènerait le mécanisme de régénération ; soit l’étirement des tourbillons longitudinaux qui oscillent du fait de leur instabilité (Schoppa & Hussain (2002)), ou enfin le mécanisme d’Orr introduit par Jiménez (2013a) où la vitesse normale viendrait puiser son énergie du cisaillement moyen. Si il est encore difficile aujourd’hui de répondre avec assurance la ou lesquelles de ces hypothèse est véritablement dominante, il en ressort malgré tout un point très important : en ZPG, le cycle de régénération de la turbulence (ou *bursting*) correspond au cycle de vie des *streaks*.

À ce stade, il semble alors important de regarder si nos bulbes de décollement sont susceptibles de suivre cette dynamique structurelle.

5.2 Étude par quadrants des bulbes de décollements turbulents

5.2.1 Cas du Grand bulbe

Le grand bulbe dont l’instationnarité basse-fréquence du mouvement de respiration a déjà été caractérisée, est analysé en premier. L’analyse par quadrant de l’état de gonflement du grand bulbe est présentée en Fig. 5.4 : on remarque d’abord que le mode 1 POD encapsule très bien la fluctuation associée à l’événement conditionnel d’un état élargi du bulbe. Comme présenté au Chapitre 4 précédent, on peut effectivement analyser le mouvement de respiration avec le taux d’écoulement retour, ou BFP (*back-flow percentage*) introduit par Mohammed-Taifour (2017). Remarquablement, si on soustrait la composante moyenne de l’écoulement réel, on retombe alors sur un état du bulbe en expansion qui se compare très bien au mode 1 POD.

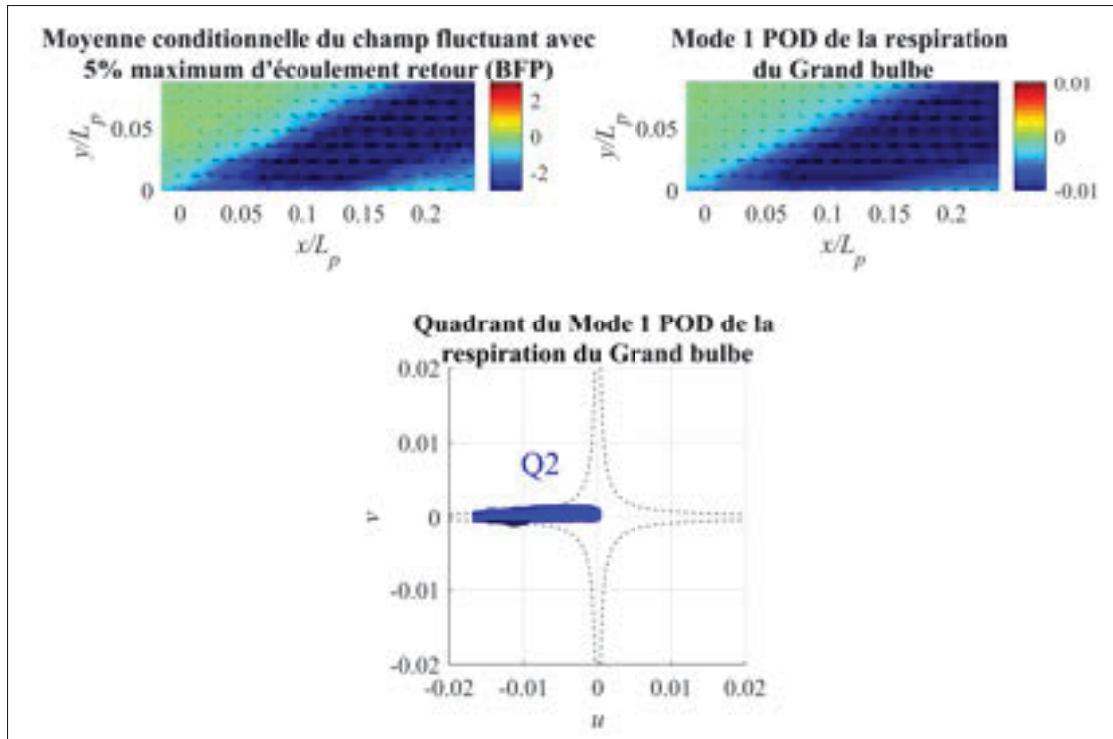


FIGURE 5.4 Comparaison de la moyenne conditionnelle du grand bulbe élargi et le mode 1 POD en haut et analyse par quadrant du mode 1 POD en bas

Puis en bas de la Fig. 5.4, l'analyse par quadrant confirme alors bien un mouvement d'éjection (quadrant Q2 avec $u' < 0$ et $v' > 0$) : la signature du mouvement de respiration du grand bulbe est donc identique à celle du cycle de *bursting*, ou de régénération de turbulence en ZPG.

5.2.2 Élargissement aux cas des Moyen et Petit bulbes

On refait la même analyse pour les deux autres cas : le mode 1 POD encapsule toujours la même cinématique que le grand bulbe. Une remarque importante est que le fait de ne plus avoir une large recirculation moyenne ne modifie donc pas ce comportement.

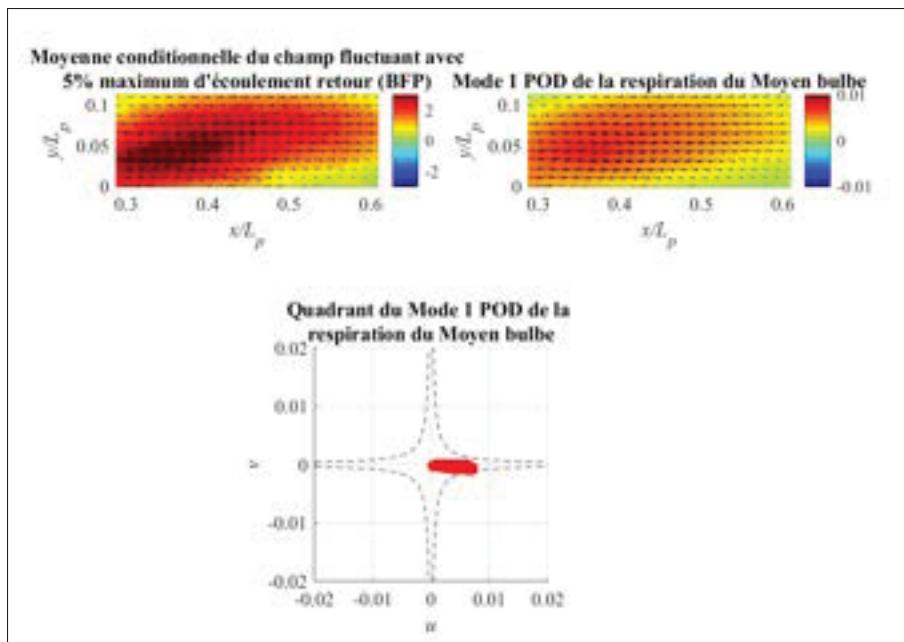


FIGURE 5.5 Comparaison de la moyenne conditionnelle du bulbe moyen élargi et le mode 1 POD en haut et analyse par quadrant du mode 1 POD en bas

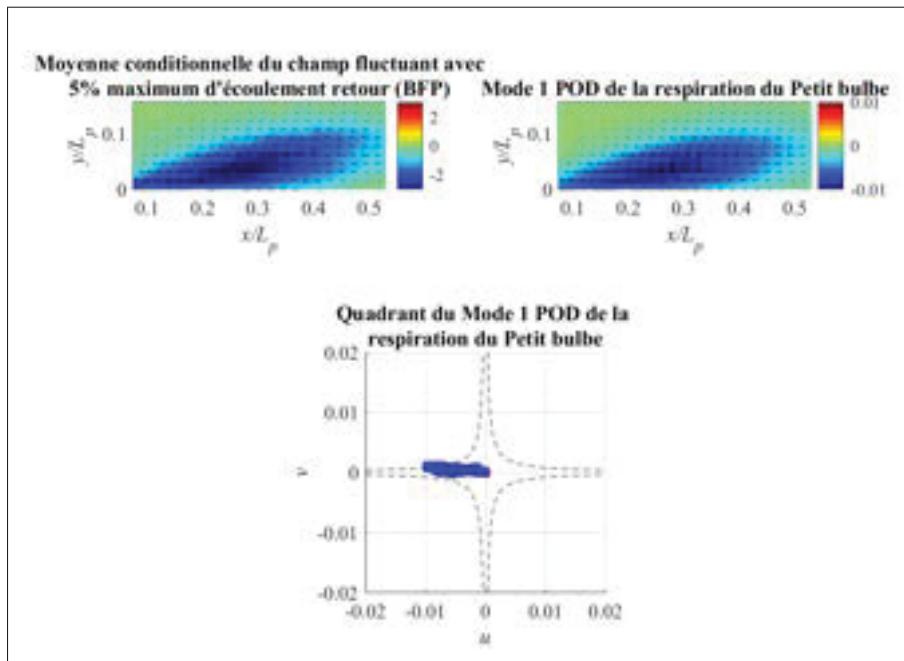


FIGURE 5.6 Comparaison moyenne conditionnelle du petit bulbe élargi et du mode 1 POD en haut et analyse par quadrant du mode 1 POD en bas

On remarque alors en Fig. 5.5 et Fig. 5.6 que l'accord entre les champs bruts fluctuants et le mode dominants POD est également vérifié pour les moyen et petit bulbes. De façon générale, le mode 1 POD des trois bulbes signe soit un balayage (quadrant Q4) soit une éjection (quadrant Q2) : le signe du coefficient temporel $a_1(t)$ est en revanche à ajuster afin de préserver la convention que le maximum de $a_1(t)$ soit équivalent à la phase d'expansion du bulbe. Formulé différemment, les quadrants Q2 et Q4 sont des miroirs l'un de l'autre, mais il reste toujours *physiquement* vrai que la phase d'éjection est celle de l'expansion du bulbe, tandis qu'un balayage signe sa contraction.

Par conséquent on en déduit la conjecture suivante : le mouvement de respiration du bulbe n'est autre que le mouvement en ZPG des cycles de régénération des *streaks* amplifiés. Le reste de ce chapitre du comportement structurel sera dédié au rôle du gradient adverse qui agit comme l'amplificateur de la cinématique des *streaks*.

5.2.3 Rôle du gradient de pression adverse dans l'amplification transverse

De plus, l'effet de l'APG est à prendre en compte, car comme on peut le suspecter, il vient augmenter la capacité à soulever une quantité plus importante de fluide. Afin de mieux saisir la cinématique 3D de ce mouvement, une représentation schématique est faite en Fig. 5.7 sur une étude numérique de Lee *et al.* (2010), entre un cas ZPG et avec APG. Le coefficient de Clauser $\beta = \delta^* / \tau_w (dP/dx)$ (où δ^* est l'épaisseur de déplacement et τ_w le frottement pariétal) est utilisé pour adimensionner la valeur du gradient de pression qu'on applique sur la couche limite. En passant des cas (a)-(c) ZPG aux cas (b)-(d) avec APG de la Fig. 5.7, on observe que le mouvement contra-rotatif agit de telle sorte à créer un *streak* basse vitesse davantage incliné, plus massif et animé par un tourbillon longitudinal le soulevant qui lui même est amplifié. Les échelles transverses jouent ainsi un rôle important avec l'ajout d'un APG.

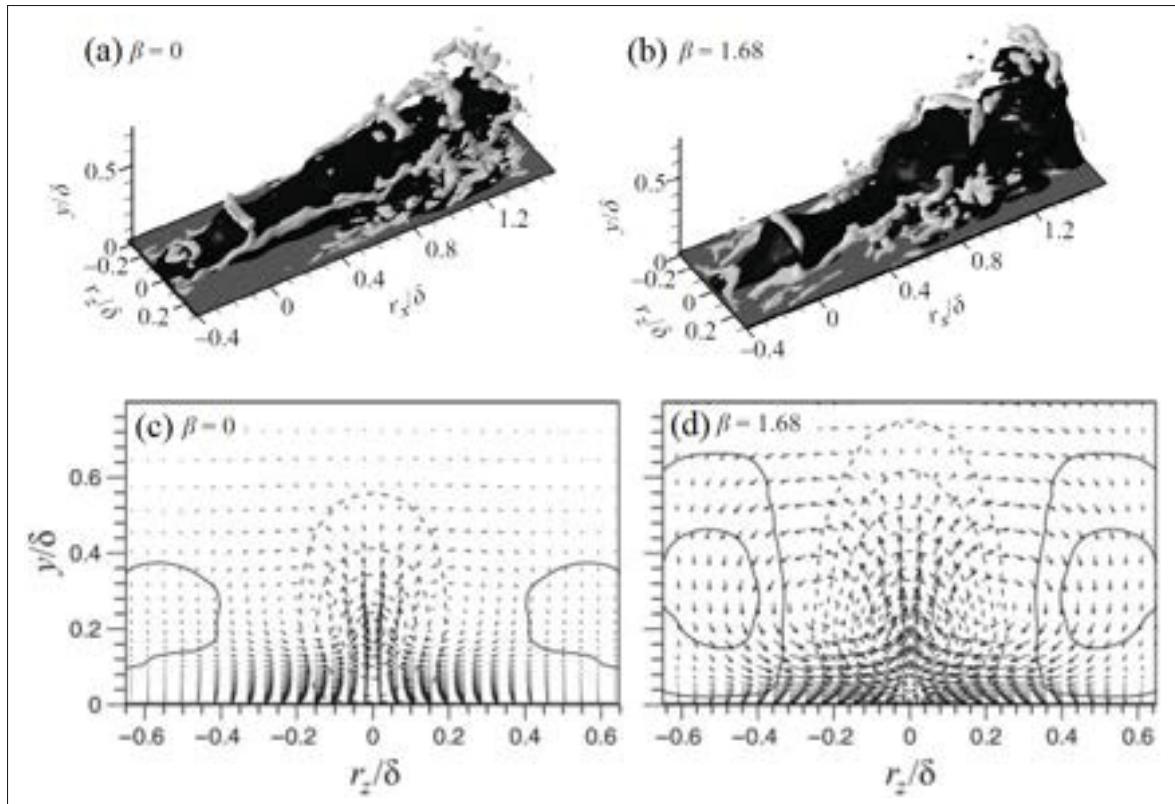


FIGURE 5.7 Effet de l'APG sur la taille des structures tourbillonnaires et du soulèvement accru à droite par rapport au cas ZPG à gauche
Tiré de Lee *et al.* (2010)

Plusieurs études numériques dont Lee *et al.* (2010), Lee (2017) montrent ainsi que le fait d'appliquer un gradient de pression adverse permet une amplification nette du soulèvement des structures. Lozano-Durán, Flores & Jiménez (2012) rappellent que les tourbillons attachés de Townsend ont un temps de vie proportionnel à leur taille, ou plus précisément leur distance à la paroi. Or justement, sous l'impulsion du gradient de pression adverse, l'emplacement du cœur du tourbillon se retrouve éloigné de la paroi, l'espacement transverse augmente et la force des rouleaux longitudinaux contra-rotatifs se retrouve clairement augmentée comme représenté en Fig. 5.7. Cette cinématique permet alors au rouleau de Townsend d'avoir une influence accrue sur l'écoulement global.

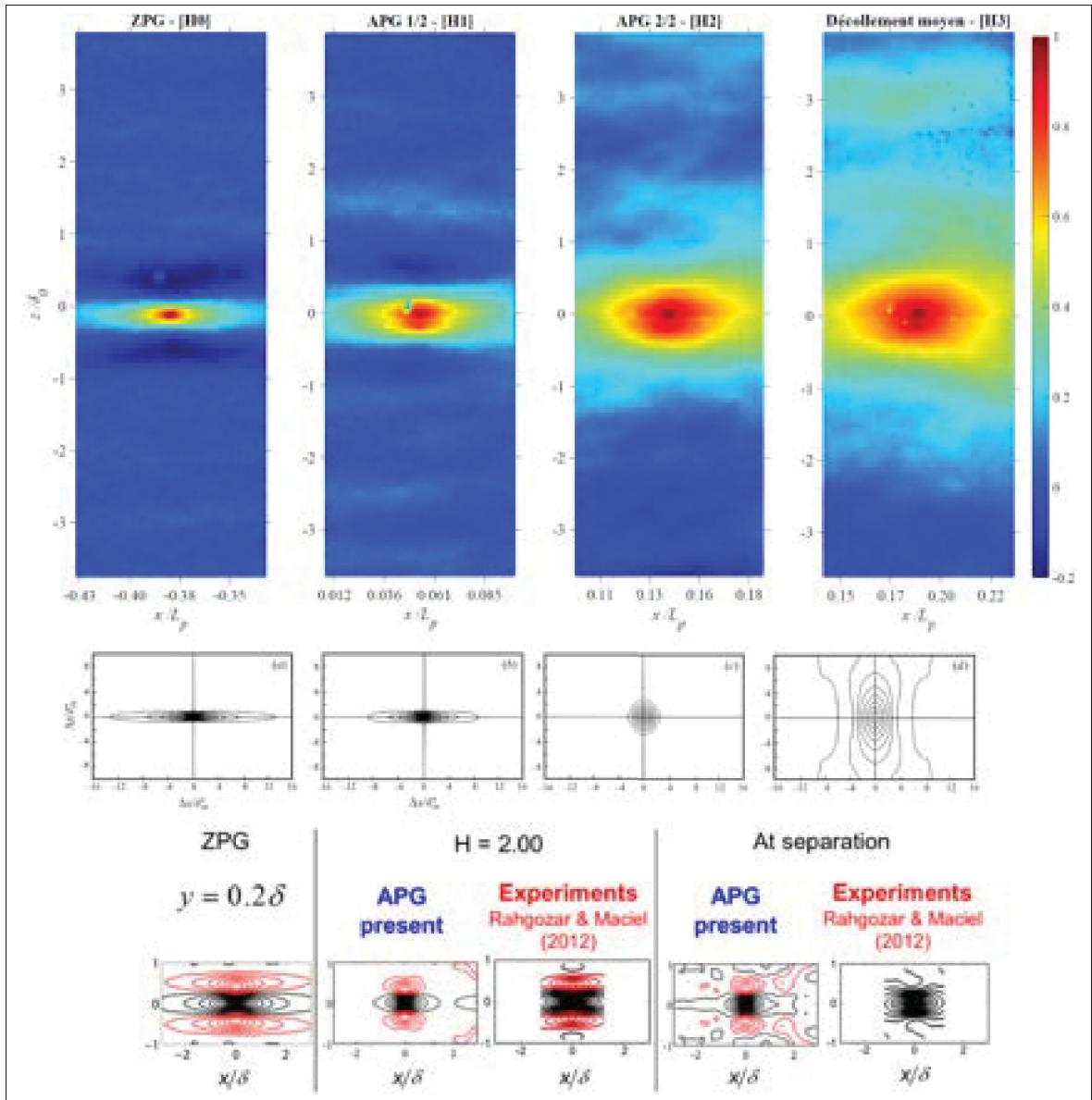


FIGURE 5.8 Effet de l'APG sur la corrélation à deux points C_{uu} avec en haut le cas du grand bulbe avec l'axe z normalisé par δ_0 puis au milieu Na & Moin (1998a) et en bas Maciel *et al.* (2017)

Les corrélations à deux points des fluctuations de vitesse longitudinale sont ensuite comparées entre les régions ZPG et APG pour le cas du grand bulbe en Fig. 5.8 avec deux études différentes de Na & Moin (1998a) et Maciel *et al.* (2017). Tout d'abord le grand bulbe montre (cf. ligne du haut de la figure) la traduction des VLSM de haute et basse vitesse présentes dans la couche

limite amont. Un lobe de corrélation positive orienté suivant l'axe x est flanqué de deux lobes de corrélation négative. Puis en amont du décollement, les deux stations PIV notées $H1$ et $H2$ sont représentatives de l'effet de l'APG dans notre écoulement : le lobe de corrélation tend à s'allonger par rapport au cas ZPG, mais c'est surtout dans la dimension transverse que les échelles des corrélations deviennent significatives : du fait de « l'obstruction » dans la couche limite avec la présence du gradient adverse, l'amplification de la cinématique contra-rotative est capable de s'étendre sur une distance supérieure ou environ égale à 4δ . Il est intéressant de noter que ce résultat semble tout à fait cohérent avec la valeur d'amplification de Cossu & Hwang (2017) qui prévoient une longueur d'onde de $4 - 6\delta$ selon l'axe transverse pour les écoulements turbulents comme étant la réponse optimale de l'écoulement combiné à un forçage des tourbillons longitudinaux. Deux études expérimentales ont de plus montré qu'il est possible de vérifier la validité de cette hypothèse d'amplification des structures de Townsend : Pujals *et al.* (2010a) étudient une couche limite turbulente ZPG où la modulation transverse de la vitesse longitudinale a été obtenue en insérant des corps cylindriques répartis le long de l'axe transverse et ils déclenchent de la sorte les grands mouvements contra-rotatifs menant aux *super-streaks*. Puis Pujals *et al.* (2010b) montrent que le bulbe de décollement se formant derrière le corps d'Ahmed peut être partiellement voire totalement supprimé en plaçant ces cylindres le long de l'axe en amont du décollement et cela permet de réduire finalement la traînée de frottement du véhicule.

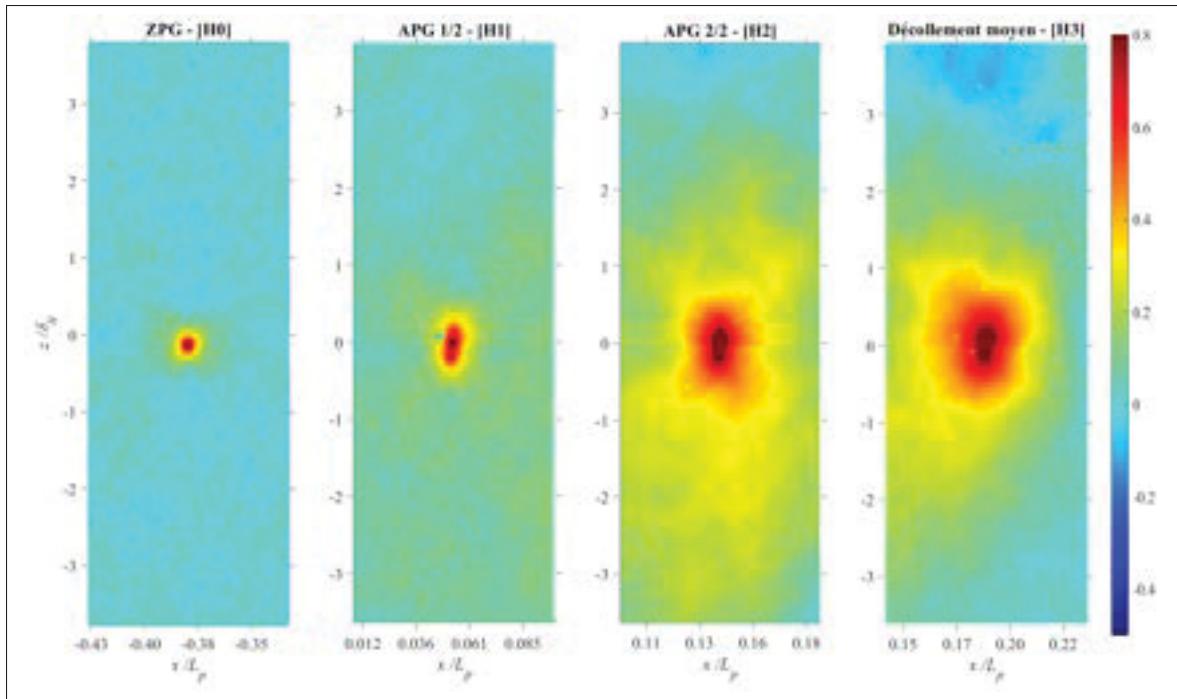


FIGURE 5.9 Effet de l'APG sur la corrélation à deux points C_{ww} et l'axe z est normalisé par δ_0 épaisseur de couche limite de l'écoulement amont

Toutefois une telle amplification transverse semble plus atténuée sur les deux autres cas de la littérature en Fig. 5.8 : Na & Moin (1998a) observent que l'elongation longitudinale diminue en arrivant près du décollement naissant, du fait de la décélération rapide du fluide, tandis que Maciel *et al.* (2017) font le constat que la longueur longitudinale de corrélation se retrouve affaiblie mais qualitativement ils retombent malgré tout sur une forme plus circulaire des corrélations avec la présence d'un gradient de pression adverse, de même que des structures Q2/Q4 plus grandes et massives proche du décollement moyen. L'étendue transverse considérée, naturellement plus petite en simulation numérique, serait possiblement une piste à explorer pour justifier cet écart (cf. les $2.6\delta_{exit}$ de Maciel *et al.* (2017) vs. les 0.60 m de largeur de la section d'essais du laboratoire TFT Aérodynamique, représentant environ 20δ).

Par conséquent on peut tout à fait envisager que l'APG se comporte tel des « cylindres invisibles » venant tour à tour soulever les parcelles de fluides. Pour mieux saisir la nature tri-dimensionnelle du phénomène, la cartographie des corrélations de la vitesse transverse, C_{ww} , est représentée

en Fig. 5.9. On peut remarquer une différence notable pour cette composante de vitesse qui n'a aucun lobe particulier en ZPG et les VLSM voyagent « en ligne droite » le long de la section d'essai. Par contre, une fois le gradient de pression adverse appliqué, on remarque la formation d'un lobe de corrélation dans l'axe transverse qui est observé dès la station H1 proche du décollement naissant. Évoluant rapidement suivant x , ce mouvement transverse prend de l'ampleur lorsqu'on se rapproche du décollement moyen ($x \simeq 1.75$ m pour le grand bulbe) et la dimension transverse se retrouve hautement corrélée sur une large étendue d'environ $\lambda_z = 4\delta$. Ce résultat de l'évolution des corrélations C_{uu} et C_{ww} est tout à fait cohérent avec le paradigme proposé par Cossu et Hwang des larges structures amplifiées de Townsend : lorsque le forçage des tourbillons est réalisé (par un objet physique ou par APG), un soulèvement important et à grande échelle spatiale (longitudinalement et dans l'axe transverse) permet de faire corréler une large zone de fluide et produire un mouvement quasi-2D dans l'écoulement. En pratique l'effet de l'APG qui amène à cette forme plus circulaire de C_{uu} , n'est pas tant de raccourcir les corrélations longitudinales (pour nos bulbes on voit que ça les allonge même un peu), mais plutôt d'amplifier dans l'axe transverse un large mouvement sinueux d'éjection/balayage tel que prédit par Cossu & Hwang.

On continue l'analyse par quadrants avec les transferts d'énergie cinétique $\langle u^2 \rangle$ sous l'effet du gradient de pression adverse. Les distributions des termes d'ordre 3, $\langle u^3 \rangle$ et en particulier $\langle u^2 v \rangle$ montrent un comportement global homogène pour les trois bulbes, à savoir que le transport de l'énergie cinétique turbulente $\langle u^2 \rangle$ est assuré par un balayage Q4 proche de la paroi, tandis qu'au dessus de lui, une vaste éjection Q2 le recouvre et s'étend tout le long du champ de mesure.

L'effet graduel de la taille de la zone considérée est impressionnant, car on rappelle que le Grand Bulbe en Fig. 5.10 représente 10 champs de vision successifs, et seulement 3 pour le Petit Bulbe en bas. Ce résultat est en accord avec les conclusions de Elyasi & Ghaemi (2019) pour qui l'éjection diffuse l'accumulation locale de l'énergie cinétique loin de la paroi, tandis que le balayage proche paroi rappelle les observations de Krogstad & Skåre (1995) et Lee & Sung (2008). En effet, Krogstad & Skåre (1995) argumentent que l'on trouve très peu d'événements

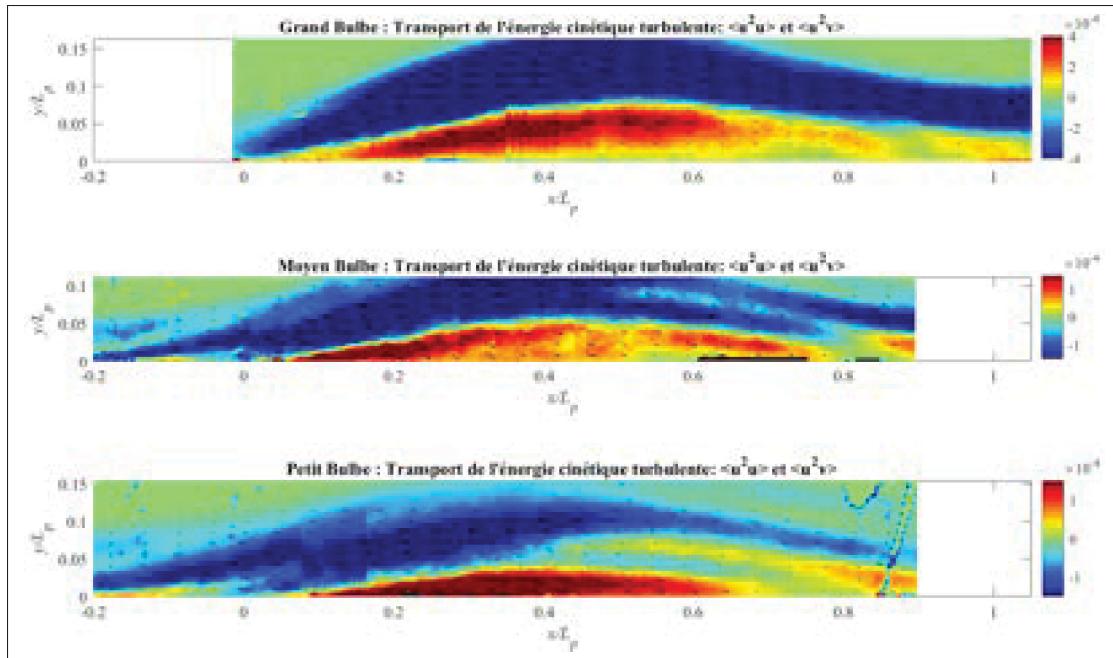


FIGURE 5.10 Transfert de l'énergie cinétique turbulente avec un balayage Q4 situé proche paroi et une éjection Q2 largement développée pour les trois bulbes sur la région externe

Q2 proche paroi dans une couche limite faisant face à un APG, et au contraire l'écoulement sera majoritairement dominé par un balayage. Selon eux, la période des éjections T_2 s'approxime à celle des balayage T_4 , mais dans le cas d'un gradient adverse, la raréfaction du phénomène Q2 implique que T_2 peut être jusqu'à 20 fois supérieur à T_4 . La décomposition par quadrants indique par conséquent les mouvements turbulents dirigés vers la paroi sont donc comparativement beaucoup plus fréquents en présence d'un APG.

Revisitons alors les principaux résultats de l'analyse POD dans l'identification de la dynamique 2D et 3D d'une couche de cisaillement instable. Rappelons-le, la difficulté de l'analyse modale est de pouvoir rapporter chaque mode obtenu à un mouvement physique caractérisé : cette tâche est probablement d'ailleurs impossible.

Dans cette section on regarde alors les différents modes POD obtenus, entre une couche limite turbulente ZPG, puis faisant face à un gradient de pression adverse comme étudié par exemple dans Maciel *et al.* (2017) et Vila *et al.* (2017). Comme présenté en Fig. 5.11, une première

observation très intéressante peut être faite : les quatre premiers modes POD dans plusieurs études révèlent une topologie des fluctuations du champ de vitesse quasi-identique pour une couche limite ZPG et avec un APG. Le cas double (g) mené par Melnick *et al.* (2012) montre tout particulièrement l'effet de soulèvement des lobes des modes POD par l'APG. De manière générale, une majorité d'auteurs remarquent une inclinaison des lobes orientés entre 13 et 14 degrés, valeur typique des empruntes des structures cohérentes LSM/VLSM que Adrian (2007) rapporte. Cet angle augmente progressivement avec l'ajout d'un gradient adverse de pression. Lorsque les champs de vecteurs des fluctuations de vitesse associés aux modes POD sont disponibles, on obtient en particulier un mouvement spécifique de balayage ou éjection, tel que décrit et attendu dans la littérature.

Le cas (a) de la Fig. 5.11 correspond à une couche limite *transitionnelle*, pour lequel le mode 1 est surnommé « mode de *respiration* de la couche limite » par Mandal, Venkatakrishnan & Dey (2010) car il représente un mouvement de gonflement ou épaississement de la couche limite transitionnelle. Sous l'effet de la turbulence et des perturbations de l'écoulement libre amont, la formation de *streaks* dénommées *modes de Klebanoff* fait référence au passage d'une zone ralentie de fluide dans la couche limite laminaire qui se forme grâce au mécanisme de soulèvement (en anglais *lift-up effect*) qui transforme un tourbillon longitudinal en *streak* via une perturbation primaire. Quand le *streak* a atteint une amplitude suffisante via l'effet du soulèvement, il est sujet à une instabilité inflectionnelle qui va grandir et la fin du cycle de vie de la structure est susceptible de se développer en un état turbulent (cf. travaux de Hamilton *et al.* (1995)). On peut remarquer ici la grande similarité entre les structures cohérentes des écoulements transitionnels versus turbulents. En effet, dans les deux cas, le rôle clé du cisaillement transverse du *streak* est à l'origine du mode sinueux Q2/Q4.

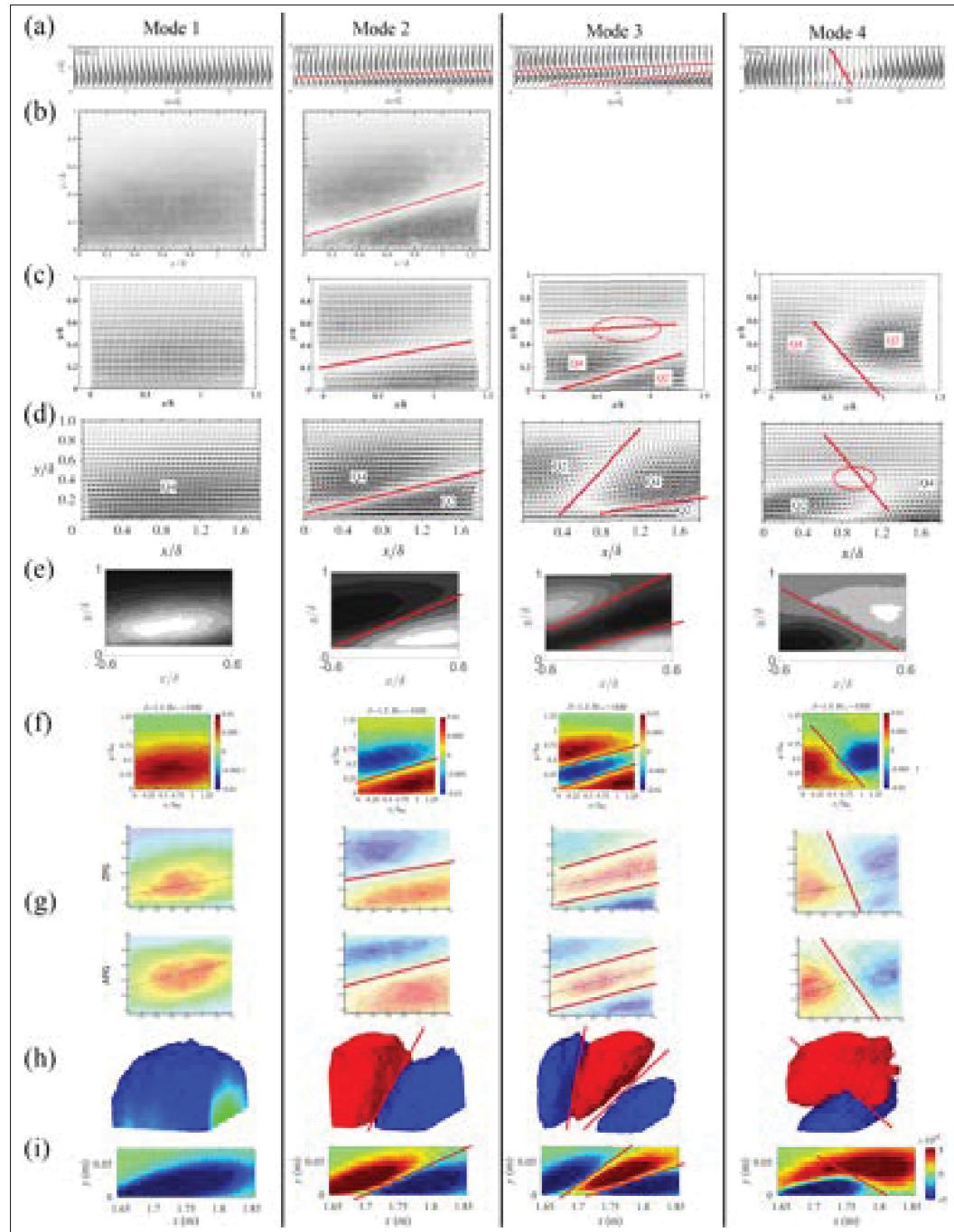


FIGURE 5.11 Revue des premiers modes POD d'écoulements de paroi (a)couche limite transitionnelle $Re_{\delta_0*} = 571$ (Mandal *et al.*, 2010) (b)couche limite turbulente $Re_\theta = 8200$ (Wu, 2014) (c)écoulement canal turbulent $Re_\tau = 880$ (Zhong *et al.*, 2015) (d)couche limite turbulente $Re_\tau = 1093$ (Deng *et al.*, 2018) (e)couche limite turbulente avec surface rugueuse $Re_\tau = 7092$ (Placidi & Ganapathisubramani, 2018) (f)couche limite turbulente avec APG $Re_\tau = 1880$ (Vila *et al.*, 2017) (g)couches limites ZPG $Re_\theta = 4528$ /APG $Re_\theta = 7239$ (Melnick *et al.*, 2012) (h)couche limite ZPG/APG $Re_\theta = 4900$ (Melnick & Thurow, 2012) (i)petit bulbe

Dans le but de pouvoir mieux appréhender la physique tri-dimensionnelle du soulèvement qui est très souvent cité dans la littérature, la Fig. 5.12 illustre comment les stries longitudinales (ou *streaks*) sont soit soulevées soit aplatis vers la paroi, en fonction de leur cinématique lente ou rapide. Dans une vue en coupe orthogonal au sens de l'écoulement moyen, Jacobs & Durbin (2001) montrent effectivement l'effet de soulèvement des stries ralenties ayant un déficit de vitesse et leur éjection loin de la paroi. Mao *et al.* (2017) offrent alors un modèle équivalent des effets menant à ce type de soulèvement, et on pourra noter le caractère « homogène quasi-2D » dans ces deux études. Le profil de vitesse une fois le soulèvement effectué montre bien une inflexion nette dans le profil de vitesse $U(y)$ qui est équivalent à un événement d'éjection (quadrant Q2 vu précédemment).

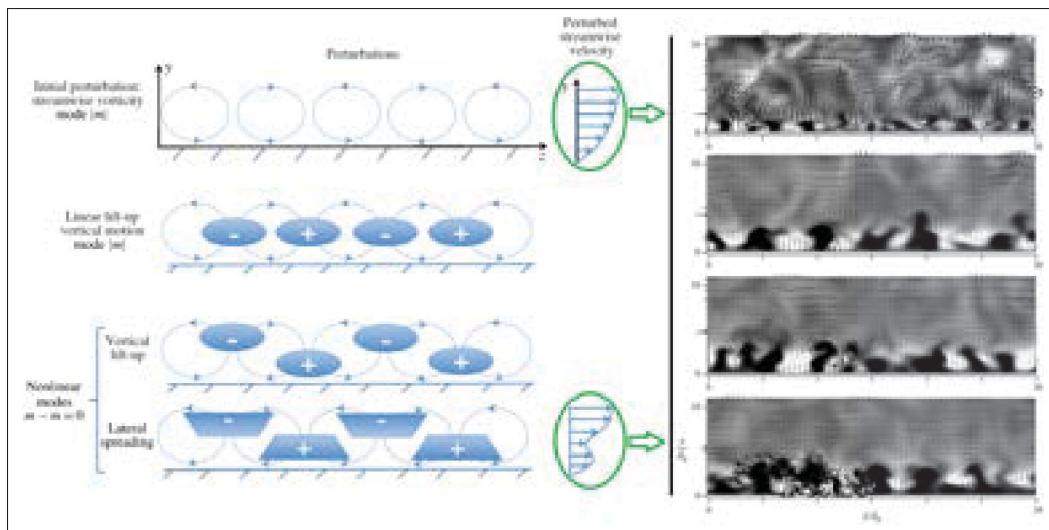


FIGURE 5.12 Modèle du soulèvement quasi-2D des stries longitudinales tiré de Mao *et al.* (2017) à gauche et illustration numérique du soulèvement homogène des stries à droite tiré de Jacobs & Durbin (2001)

Or justement si on compare maintenant ces résultats de la littérature ZPG-APG avec nos cas d'études, on observe une continuité remarquable entre les Fig. 5.11 et Fig. 5.13. En particulier, la zone du décollement pour les 3 géométries présente la même topologie pour les 4 premiers modes POD, mais avec une amplification de taille significative. On peut donc effectuer ici un

premier lien entre les résultats de la littérature de turbulence de paroi ZPG avec la dynamique instationnaire de nos bulbes.

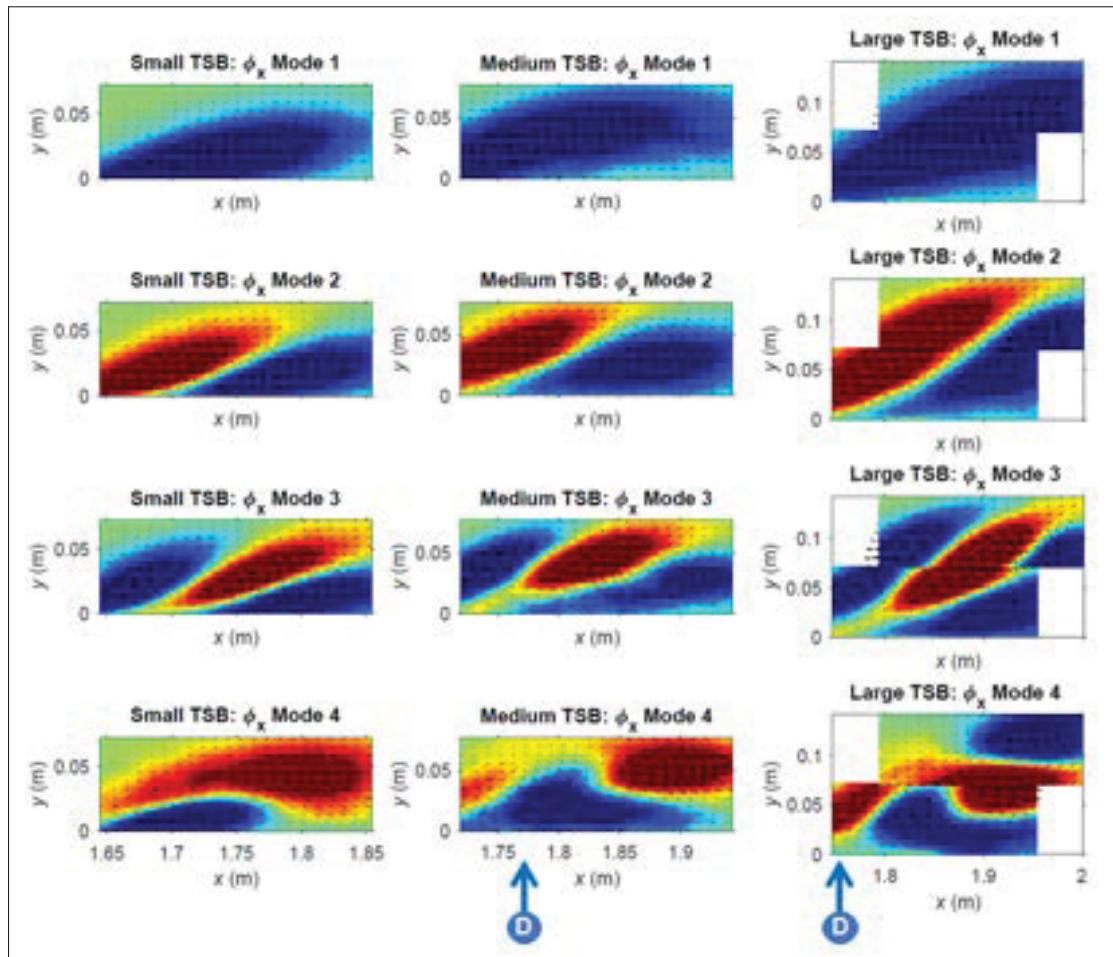


FIGURE 5.13 Comparaison des 4 premiers modes POD des 3 bulbes avec le point de décollement noté D sur les deux grandes géométries

Deux conjectures peuvent être formulées à ce stade : si les modes POD nous permettent d'identifier des structures, alors on observe le même type de cycles pour nos 3 bulbes. En outre ces structures proviennent de la couche limite turbulente ZPG en amont et elles sont à la source du mouvement de respiration qui est encapsulé par le premier mode POD.

5.2.4 Illustration 3D de la respiration du bulbe moyen avec le mode 1 POD

Une tentative de reconstruction tri-dimensionnelle, avec des visualisations dans le plan ($y - z$) demeure impossible dans le cadre de ce projet expérimental. Toutefois, on peut malgré tout essayer de recombiner ce que serait le mode 1 POD du bulbe moyen le long de la tranche centrale en formulant deux hypothèses de conditions aux limites à partir des mesures planaires horizontales et verticales obtenues. En effet, il faut d'abord rappeler que les mesures dans les deux plans orthogonaux ont été obtenues à des instants différents, donc aucun mouvement instationnaire ne saurait être révélé. En revanche, l'orientation des fluctuations longitudinales qui sont uniformes sur chacun des plans de mesures permet de représenter un bulbe lors de sa phase d'expansion ou de contraction. Les deux hypothèses ont directement trait à la troisième composante non mesurée : la vitesse transverse u_z pour les champs verticaux, et la vitesse normale u_y pour les champs horizontaux. Concernant les champs horizontaux, la forte proximité avec la plaque du haut de la section d'essai a fait ressortir à quelques occasions sur le champ de vue de la caméra des points brillants, indiquant que la nappe laser venait intersecter localement la plaque de polycarbonate. À des fins qualitatives *seulement* et dans le but de pouvoir mieux appréhender la physique des fluctuations de vitesse, on pose alors que la vitesse normale dans le champ horizontal est nulle, en assumant que la composante u_y proche paroi est faible devant u_x et u_z . Quant à la section verticale, on fait l'hypothèse que le mouvement de respiration, de même que l'écoulement moyen, est raisonnablement 2D, ce qui justifie le fait de considérer une vitesse transverse nulle, i.e. $u_z = 0$. Ces deux conditions aux limites sont nécessaires afin de générer une interpolation tridimensionnelle du champ de vitesse fluctuante du premier mode POD. Pour appuyer l'argumentaire présent, on peut aussi faire écho à l'échelle spatiale significative du phénomène de respiration qui est uniforme sur une région plus grande que le champ de vision (20 cm de longueur par 7 cm de largeur typiquement).

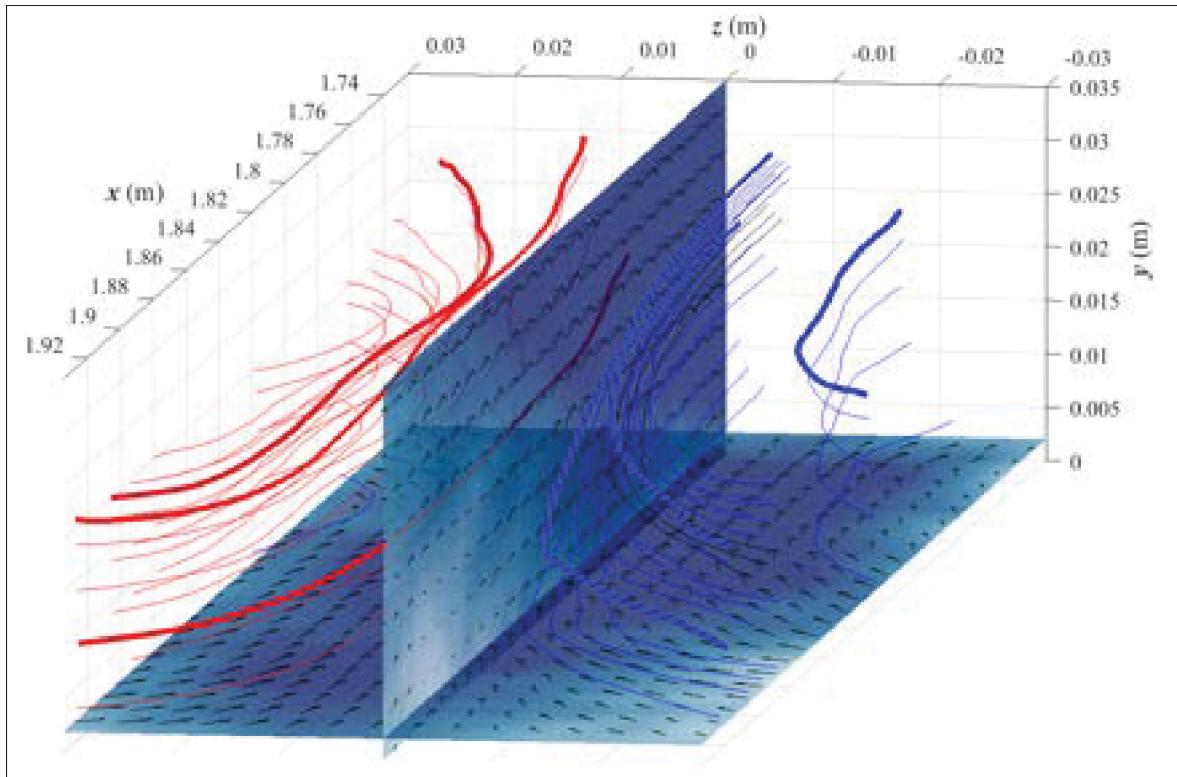


FIGURE 5.14 Interpolation 3D du mode 1 POD pour le bulbe moyen

La Fig. 5.14 montre le résultat de l'interpolation 3D des lignes de courant obtenues pour le mode 1 POD sur un volume centré sur la ligne centrale $z = 0$ m dans lequel le champ horizontal ($x - z$) est situé en bas pour faciliter la représentation 3D. L'axe longitudinal en perspective se présente comme allant vers le lecteur, tandis que le plan vertical $z = 0$ m est présenté de biais avec l'axe vertical pointant vers le haut. Cet angle permet de faire ressortir les lignes de courant 3D approximées par la reconstruction : lors du gonflement du bulbe moyen, les particules situées en aval du domaine, proche de la paroi supérieure de la section d'essai et qui sont initialement éloignées l'une de l'autre, décrivent un mouvement hélicoïdal, contra-rotatif, qui tend à les soulever de la paroi tout en les rapprochant. Puis, avec un mouvement quasi-symétrique (attendu du fait de l'hypothèse formulée sur la composante transverse nulle des champs verticaux), les lignes de courant remontées en amont du champ de vision commencent à se ré-écartier les unes des autres.

En conclusion de l'étude par quadrants de ce chapitre, il est très intéressant de voir la bonne comparaison cinématique en utilisant le mode POD dominant entre une couche limite turbulente sans gradient de pression qui avait été étudiée aux échelles internes (sous-couche visqueuse, zone tampon) par Aubry *et al.* (1988), Moin & Moser (1989) entre autres, et la dynamique des grandes structures toujours en ZPG couvrant les échelles externes logarithmiques et la zone de sillage (cf. Hwang (2015) et Cossu & Hwang (2017)). Pour les grandes structures, il existe alors des processus de régénération de la turbulence qui régissent leurs temps de formation : le cycle dit de *bursting* est intrinsèquement lié au cycle des *super-streak*, ou VLSM. Dans le cas des écoulements à nombres de Reynolds supérieurs à $Re_\theta > 2000$, il fait peu de doutes que seul le paradigme des *streaks* fait foi et les structures dites de ‘tourbillons attachés de Townsend’ matérialisent l’effet du cisaillement transverse d’une couche de vorticité qui donne lieu à ces rouleaux longitudinaux. Pour nos cas d’écoulements décollés, la forte conclusion à laquelle nous sommes arrivés est qu’il existe une amplification de ces structures à grande échelle (rappel : de l’ordre de 1 à 10δ). Après l’avoir démontré pour nos trois bulbes de décollement turbulent, on a pu établir le lien que le cycle de la respiration correspond effectivement au cycle de *bursting* avec une amplification due à la présence du gradient de pression adverse.

La troisième section va s’intéresser alors à comment s’assurer que l’on regarde bien la bonne quantité dans un cycle de *bursting* ou de respiration. En effet, la littérature des structures cohérentes comporte également certains désaccords sur la nature et la méthodologie nécessaire à suivre afin d’identifier correctement les structures qui peuplent les écoulements.

5.3 Étude structurelle des bulbes de décollement turbulent

Dans la section précédente, on a effectué le lien entre les cycles de vie des *streaks* amplifiés avec les cycles de respiration de nos bulbes. Afin de poursuivre notre étude structurelle, on se propose alors de rattacher plus en détails les modes dominants avec la littérature des *structures*. Jiménez (2018) fait un état de l’art précis sur l’organisation des grandes échelles en turbulence de paroi, et formule le concept que l’approche structurelle en turbulence est « basée sur l’espérance

que sa dynamique peut en partie être décrite par un faible nombre de processus élémentaires plus simples que les équations de Navier–Stokes ».

5.3.1 Une analyse POD en accord avec le modèle des tourbillons attachés de Townsend

Les travaux du groupe de Jiménez valident l'hypothèse formulée par Townsend (1976) qui prévoyait une structure de deux rouleaux en forme conique contrarotatifs. En particulier Jiménez et al. ont analysé la fonction de densité de probabilité d'un événement Q2 ou Q4. Présenté en Fig. 5.15, deux structures côte à côte sont alors identifiées. La cinématique de cette paire identifiée est représentative du soulèvement cohérent : les grandes structures basse vitesse sont éjectées loin de la paroi, tandis que celles à haute vitesse tendent à être plaquées contre la paroi tel que décrit dans le schéma du mécanisme de soulèvement vu à la section précédente.

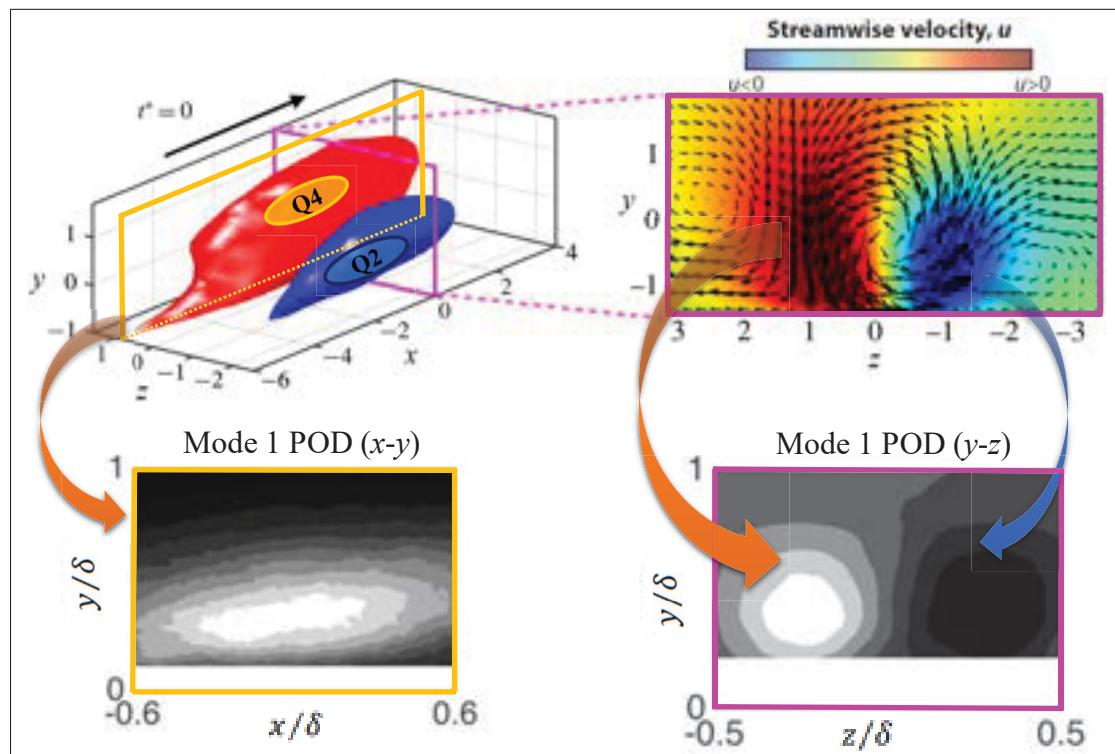


FIGURE 5.15 Forte analogie entre tourbillons de Townsend et mode 1 POD avec en haut les structures conditionnelles tirées de Lozano-Durán *et al.* (2012) et Wallace (2016) puis en bas le mode 1 POD tiré de Placidi & Ganapathisubramani (2018)

Illustrés en Fig. 5.15, les rouleaux longitudinaux porteurs de l'énergie cinétique turbulente qui sont identifiés avec la POD par Placidi & Ganapathisubramani (2018) font remarquablement écho au type de structure élucidée par Lozano-Durán *et al.* (2012). En dépit du fait que leur étude se concentre sur la rugosité de la paroi, Placidi & Ganapathisubramani (2018) concluent à une certaine universalité des formes obtenues dans les corrélations spatiales à deux points et les modes propres calculés. On pourra considérer que des résultats très proches auraient été obtenus pour une paroi lisse. Par suite, le mode 1 POD ressort alors dans le plan vertical ($x - y$) comme une métrique des *streaks* sinueux. Dans le plan de section transverse ($y - z$), on retrouve bien la cinématique type Q2/Q4. Ce point est alors très important car on rappelle que la respiration basse-fréquence de nos bulbes de décollement est matérialisée par la forme de ce mode spatial POD : une région à grande échelle spatiale (jusqu'à 10δ), de même signe uniforme, et qui signe soit une éjection soit un balayage. En outre, le coefficient temporel $a_1(t)$ a une signification physique prouvée : il corrèle directement avec la taille instantanée du bulbe et traduit donc son état de contraction ou d'expansion.

En poursuivant l'analyse des cellules de Townsend, Jiménez (2018) présente les corrélations à deux points des composantes de vitesse longitudinale C_{uu} et de vitesse transverse C_{ww} . Pour la première, il retombe naturellement sur une forme très proche des résultats de la Fig. 5.15 et de Sillero, Jiménez & Moser (2014) : dans une couche limite turbulente, un lobe de corrélation positive d'environ 6δ de longueur côtoie deux autres lobes de corrélation négative. C'est la vision assez répandue dans la littérature et qui était observée dans les champs horizontaux en ZPG (cf. discussion de la section précédente).

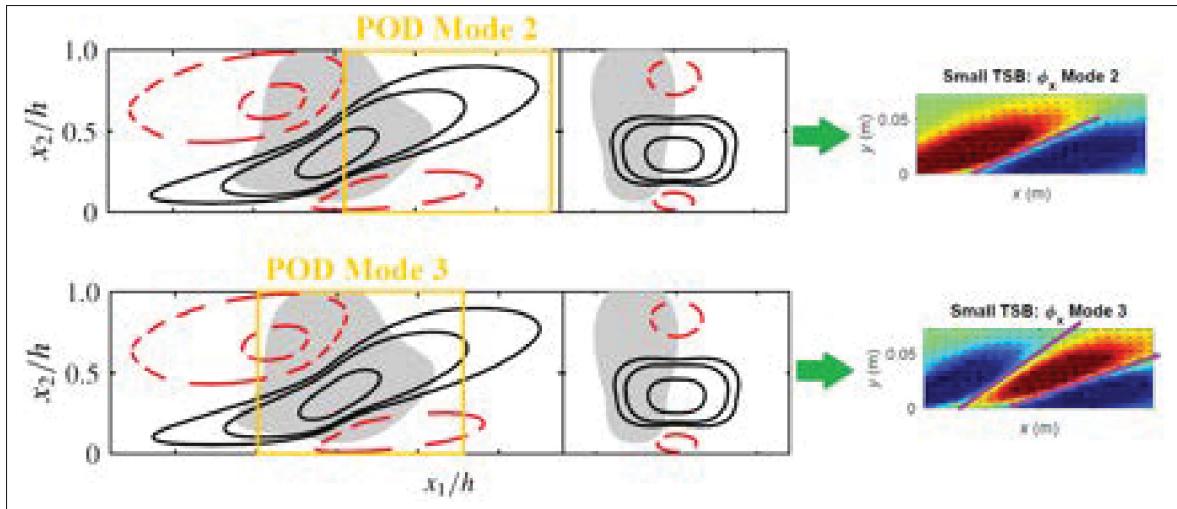


FIGURE 5.16 Forte analogie entre corrélations C_{ww} à gauche adapté de Jiménez (2018) et les modes 2 et 3 POD à droite du petit bulbe

Jiménez souligne alors un fait intéressant qui est que les corrélations des autres composantes de vitesse, en particulier la vitesse w dans l'axe transverse, exhibent un tout autre motif géométrique, comme représenté en Fig. 5.16. Rappelant les résultats de Sillero *et al.* (2014), des structures plus courtes que les *streaks* très allongés apparaissent en effet avec des lobes davantage inclinés (environ 30 degrés) contre une dizaine de degrés pour les grands *streaks*. Surtout des lobes négatifs dans les corrélations à deux points C_{ww} apparaissent au-dessus et en-dessous de la structure positive située au centre. Une ressemblance alors assez grande avec les modes POD 2, 3 voire 4 est à noter en Fig. 5.16 : ces plus petites structures suggèrent selon Jiménez l'achèvement possible d'un grand rouleau longitudinal qui serait animé sur son flanc par des structures secondaires, plus petites, et contra-rotatives pouvant animer le soulèvement du *streak*. Les symétries par rapport à z sont de plus statistiques et n'impliquent pas nécessairement la présence systématique de deux lobes négatifs bordant un lobe positif par exemple. On notera enfin que de tels mouvements longitudinaux et transverses ont par ailleurs été relevés par Naka *et al.* (2015) dans des mouvements aux grandes échelles dans les cycles de *bursting* d'une couche limite turbulente : la forme de leurs corrélations pression-vitesse rappelle une fois encore une grande similarité avec les modes spatiaux POD et Naka *et al.* (2015) suggèrent d'ailleurs que

de telles structures soient les tourbillons attachés de Townsend (voir leur section 4.2 sur les corrélations pression-vitesse).

En dépit de ces bonnes concordances entre modes POD et statistiques de l'écoulement turbulent, un scepticisme a subsisté depuis l'introduction de Lumley en 1967 de l'analyse modale sur la capacité à pouvoir identifier une « structure cohérente ». La notion de structure spatiale *versus* spatio-temporelle est alors maintenant introduite pour nous permettre de valider l'étude réalisée pour nos trois bulbes.

5.3.2 Structures spatiales *versus* spatio-temporelles

Si la décomposition modale, censée être une méthode sans-ambiguïtés de détection des structures cohérentes, a trouvé une popularité dans l'analyse dynamique (cf. le nombre d'environ 30 000 articles de journal selon Leibovich & Warhaft (2018)), Moin & Moser (1989) rappellent que le tenseur de corrélation à deux points utilisé en POD est susceptible de ne pas retenir toute l'information de structures intermittentes, hautement instationnaires telles qu'observées en turbulence de paroi. Selon Moin & Moser (1989), si une structure, indépendamment de sa possible intermittence, contribue à une majorité de l'énergie cinétique ou des tensions de Reynolds, alors elle dominera les statistiques des corrélations à deux points et l'information de cette structure sera contenue dans le tenseur de corrélation. Cependant, si il y a plusieurs structures dominantes d'énergie égale, Moin & Moser considèrent que la POD pourrait ne pas fournir les bonnes informations sur ces structures. Bakewell Jr & Lumley (1967) avaient identifié dans le premier mode POD un motif géométrique contra-rotatif qui était compatible avec l'hypothèse du double cône de Townsend (1976), confirmé par la suite par Aubry *et al.* (1988) entre autres. Cependant, le concept de mode spatial auquel serait affecté un coefficient temporel a été la source de désaccords sur la définition à donner à une structure cohérente, dont l'évolution doit se vérifier en temps et en espace. Or justement, selon Towne *et al.* (2018), un mode spatial perd l'information de l'ordre séquentiel et ne peut rattacher une partie de l'écoulement à deux instants différents avec un même mode spatial car l'évolution temporelle n'est pas prise en compte. Récemment, des algorithmes ont été développés afin de parer à ce

manque de prise en compte de l'évolution temporelle de la POD, comme la décomposition en mode dynamique (ou DMD) développée par Schmid (2010) : le but spécifique est d'obtenir la dynamique de l'écoulement, à savoir une évolution de l'instant t au suivant $t + dt$. Une alternative jugée optimale pour plusieurs réalisations de la mesure est la POD spectrale ou SPOD qui a été popularisée par Schmidt & Colonius (2020).

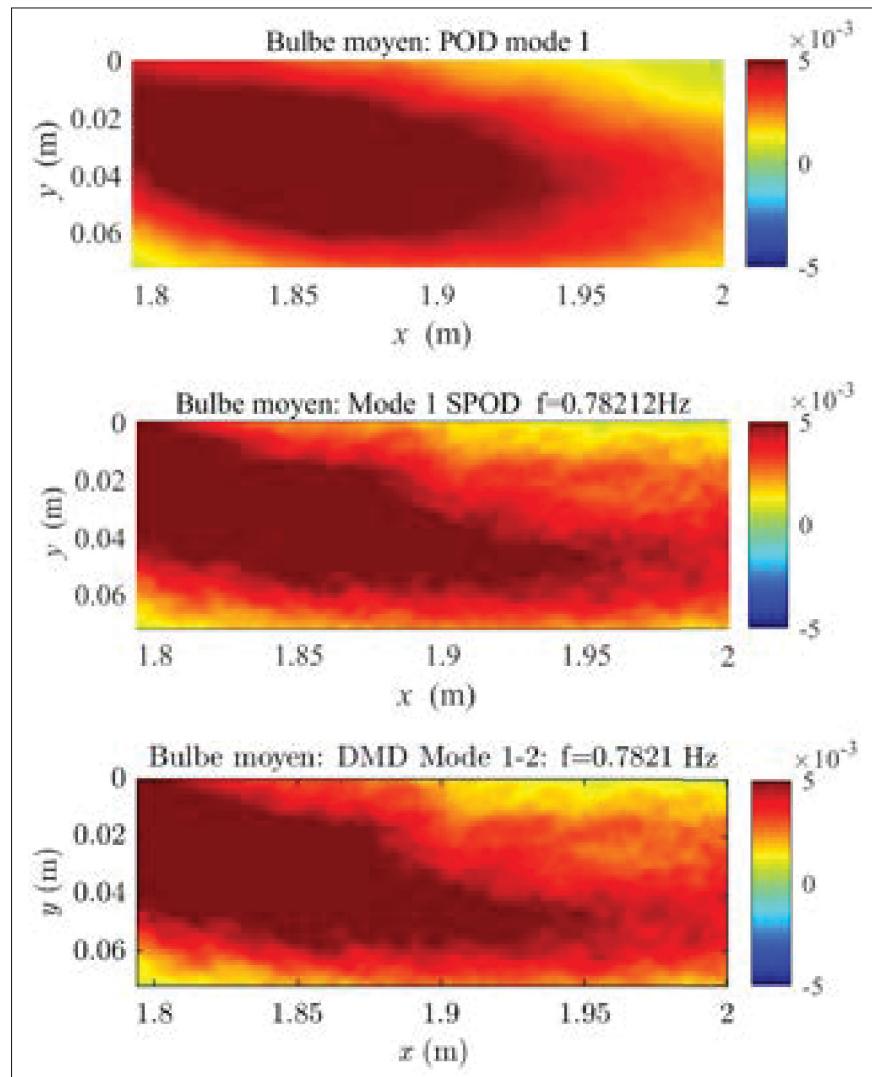


FIGURE 5.17 Comparaison du mode 1 POD avec le mode DMD et mode 1 SPOD pour $f = 0.78$ Hz pour le bulbe moyen

La comparaison des différents algorithmes de l'analyse modale est effectuée en Fig. 5.17 : ici pour une valeur proche de 1Hz, le mode de respiration est confirmé par le mode DMD ainsi que

le mode 1 SPOD tous deux à la même fréquence. On retrouve donc bien la même information, à savoir un mouvement longitudinal (ici de quadrant Q4) qui occupe l'intégralité du champ de vue.

De plus l'analyse des spectres des valeurs propres du mode 1 SPOD donne des résultats se comparant bien aux intervalles de fréquences identifiées par les spectres de pression. On rappelle que le Petit bulbe exhibe des niveaux de fluctuations très bas, et la corrélation entre la pression pariétale au décollement naissant avec le coefficient $a_1(t)$ s'en retrouve assez faible (+0.35).

Par conséquent les modes dominants identifiés dans les intervalles basse fréquence (coloriés en fond jaune sur la Fig. 5.18) permettent de confirmer que les grands rouleaux de Townsend sont effectivement liés aux fréquences identifiées avec les spectres de la pression pariétale.

Enfin, on peut observer qu'il existe trois types d'intervalle de fréquences pour notre analyse SPOD : tout d'abord la gamme des basses fréquences, puis celle de l'activité tourbillonnaire associée à l'instabilité de type Kelvin Helmholtz, et la gamme située entre les deux.

Les modes SPOD étant par définition le candidat idéal des structures cohérentes, on reconstruit en Fig. 5.19 les corrélations à deux points de la vitesse longitudinale reconstruite du mode 1 SPOD pour le bulbe moyen sur les trois intervalles de fréquences mentionnés ci-dessus. La grande ressemblance des lobes obtenus dans la Fig. 5.19 avec les résultats de Jiménez (2018) est par conséquent très intéressante car on retrouve bien les concepts clés des structures cohérentes développés par Jiménez dans nos deux plans verticaux et horizontaux. En effet, à basse fréquence, le *super-streak* est clairement identifié dans le champ $(x - y)$ mais également dans le champs $(x - z)$: c'est la signature structurelle de la respiration du bulbe moyen. L'amplification par le gradient de pression adverse a permis de croître la corrélation aux grandes échelles au-delà même de l'étendue longitudinale du champ PIV, et les deux plans orthogonaux le confirment. Montant en fréquence, on retrouve des structures plus petites, davantage inclinées à environ 30 degrés, et dont on peut conjecturer qu'elles sont la représentation d'un mouvement contra-rotatif. Leur signature dans les champs horizontaux confirment cette observation. Enfin à plus haute fréquence, on retrouve les structures clairement détachées rappelant les rouleaux de Kelvin-Helmholtz dont

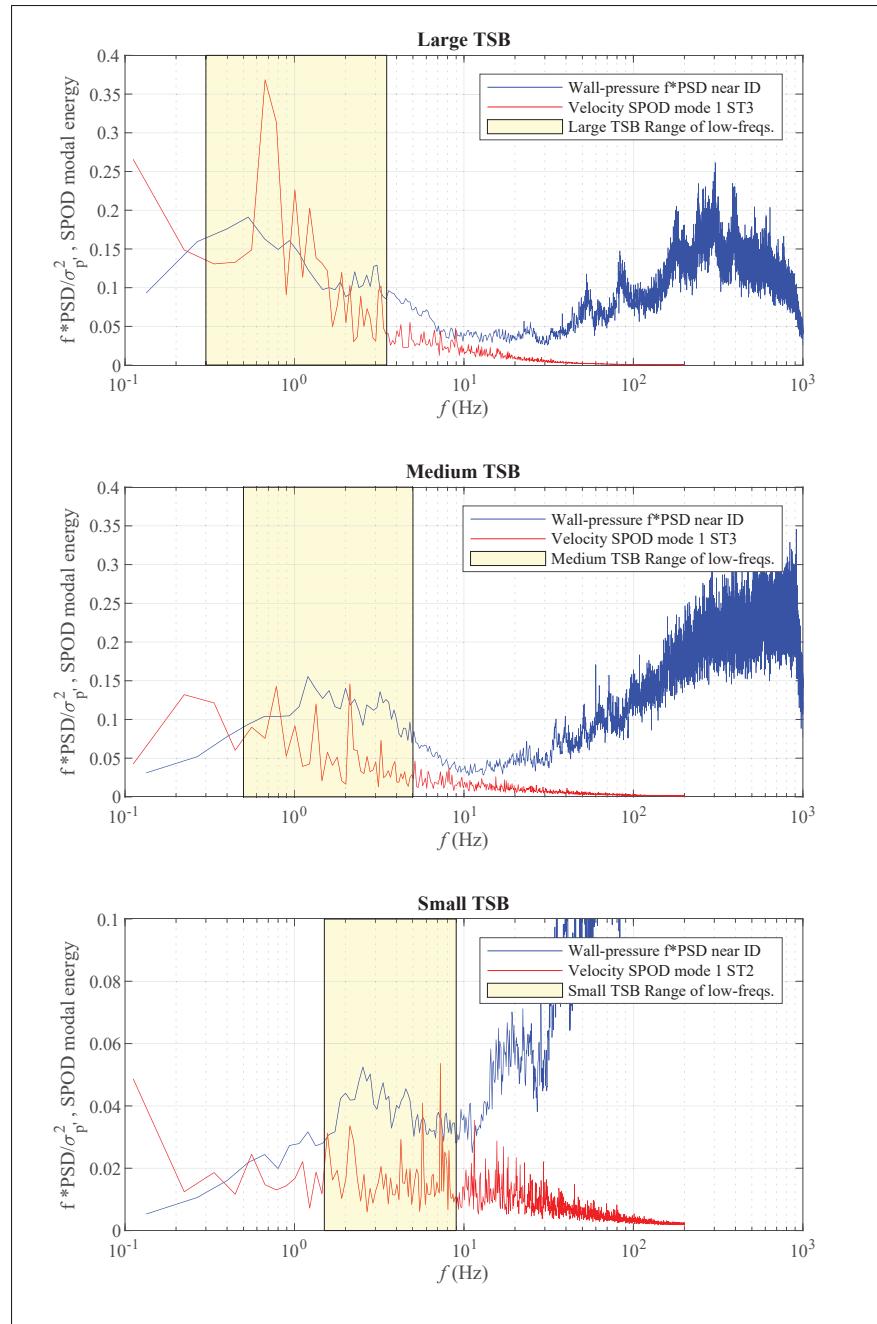


FIGURE 5.18 Spectres des modes 1 SPOD des trois bulbes comparés aux spectres de pression à ID

la signature des lobes de corrélation du mode 1 SPOD dans les champs horizontaux indique une réorientation à 90 degrés suivant l'axe transverse.

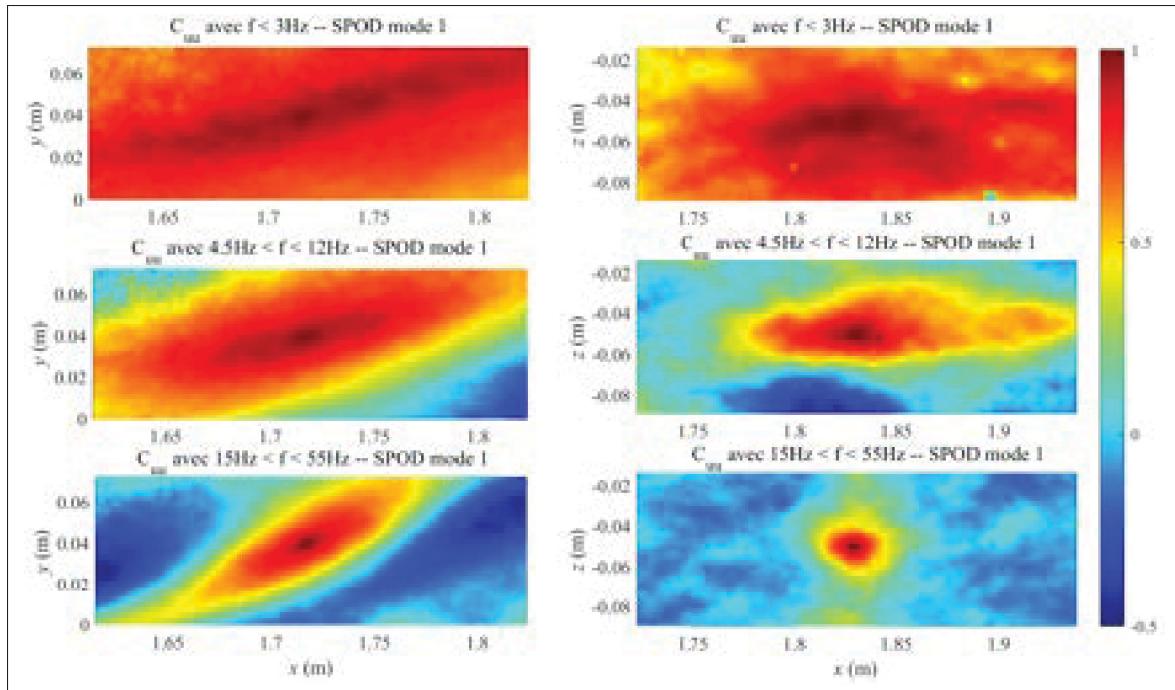


FIGURE 5.19 Corrélations à deux points de la vitesse longitudinale reconstruites à partir des modes 1 SPOD du bulbe moyen des champs horizontaux et verticaux pour 3 gammes de fréquences

5.4 Conclusion de l'analyse structurelle

L'analyse spatio-temporelle de ce cinquième chapitre a permis d'approcher le problème sous un angle nouveau : les ‘structures cohérentes’. L'idée de départ a été de considérer que les modes POD obtenus au Chapitre 4 de l'Analyse instationnaire viennent identifier des structures, dont la taille est censée augmenter avec l'ampleur de la zone de recirculation.

L'identification des structures cohérentes, ou VLSM, sous forme de stries allongées suivant l'axe longitudinal a été effectuée dans la zone ZPG par l'analyse du champ fluctuant ainsi que l'analyse modale. Deux paradigmes se font face dans la littérature afin d'expliquer la cinématique des grandes échelles : le mécanisme des *hairpins* contre celui des *streaks* amplifiés. Si le premier a été très largement popularisé depuis plusieurs décennies, il n'en demeure pas moins que la pertinence du second paradigme ressort comme étant le meilleur candidat dans le cadre de ce projet : effectivement, l'identification des structures *hairpins* dans les écoulements à nombre de

Reynolds élevé ne fait pas consensus et suggère une disparition significative du nombre de ces structures pour notre cas d'études ($Re_\theta = 5000$). Par conséquent, le concept qu'avait introduit Townsend en 1976 des larges cellules ou tourbillons (*eddies*) autosemblables semble désormais correspondre à la description statistique des analyses par quadrants effectuées par le groupe Jiménez : des grands rouleaux basse vitesse Q2 côtoient un autre rouleau haute vitesse Q4. En poursuivant ce modèle de représentation des structures de Townsend, Cossu et Hwang ont prouvé qu'une amplification autosemblable existe et que ce processus de régénération s'opère même aux grandes échelles : les processus de régénération de la turbulence, dits cycle de *bursting* sont alors les cycles de vie des *streaks*. Une confirmation des résultats de la POD *snapshot* par une étude modale (SPOD) dans le domaine fréquentiel valide la conformité des résultats présentés dans le chapitre précédent de l'analyse instationnaire.

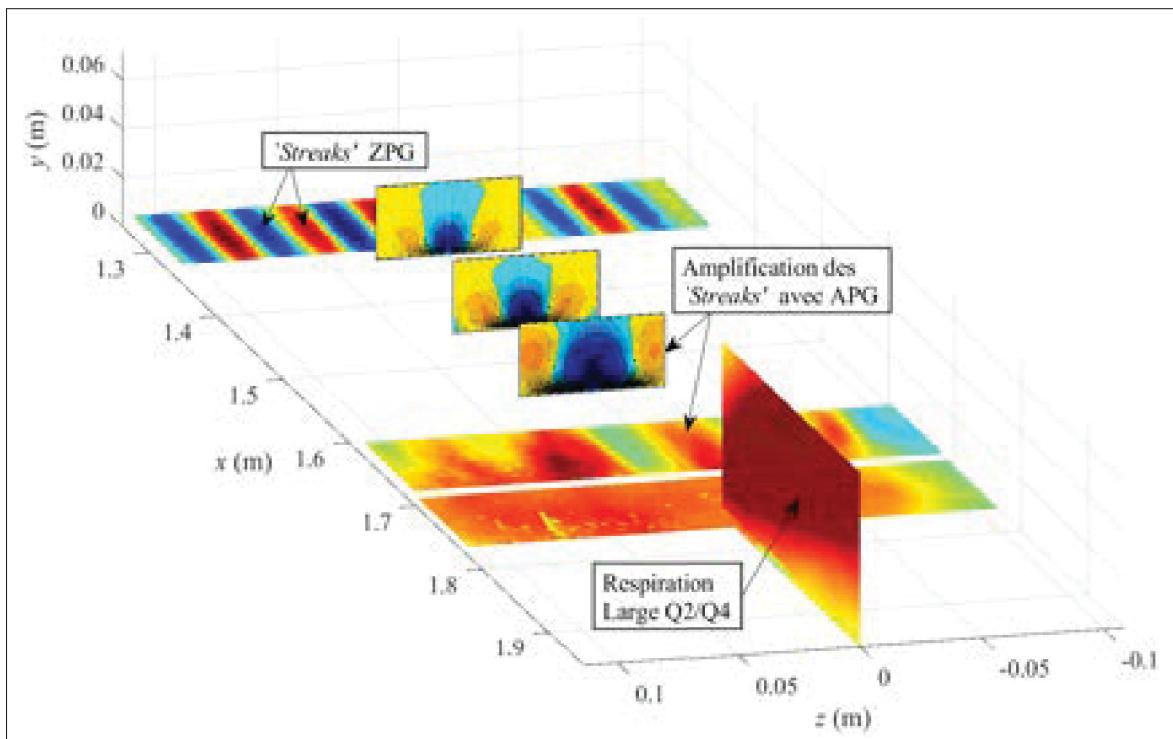


FIGURE 5.20 Scénario d'amplification des *streaks* en ZPG menant à la respiration du bulbe et les tranches des sections transversales ($y - z$) sont tirées de Lee (2017)

Par la suite, la conclusion importante de ce chapitre est que le cycle de respiration d'un bulbe de décollement turbulent peut s'interpréter comme une amplification du phénomène de *bursting*

déjà présent en ZPG : la signature de la respiration est en effet analogue à l'activité en ZPG mais sur une échelle spatiale agrandie. Le scénario le plus probable amenant au phénomène de respiration d'un bulbe de décollement est récapitulé dans la Fig. 5.20 : les *streaks* haute et basse vitesses sont répartis uniformément selon l'axe transverse initialement et ces structures forment les VLSM qui peuplent la couche limite amont à $Re_\theta \simeq 5000$. Le gradient de pression adverse vient modifier la direction du transport d'énergie cinétique vers la paroi, devenant alors de sens opposé à l'activité usuelle observée en ZPG comme le rapportent Lee & Sung (2008). Les analyses par quadrants de l'énergie cinétique sont en outre cohérentes avec celles de Krogstad & Skåre (1995). Lee (2017) a confirmé qu'avec un APG de plus en plus fort, l'amplitude du mouvement contra-rotatif qui pilote les mouvements des rouleaux de fluide longitudinaux augmente également.

Lorsque le décollement moyen est obtenu, l'analogie avec un corps équivalent que forme le bulbe de décollement moyen n'est pas sans rappeler les amplifications expérimentales obtenues avec forçage sur les couches limites turbulentes ZPG et derrière le corps d'Ahmed du groupe Cossu. La signature modale de la respiration dans le champ vertical ($x - y$) est une métrique du large mouvement amplifié d'éjection ou de balayage des rouleaux longitudinaux de Townsend. Ces derniers sont par ailleurs animés d'un soulèvement que l'on considérera quasi-homogène, en écho au mode d'instabilité sinueux qui tend à éjecter les structures basse vitesse vers le haut de la couche limite, loin de la paroi. Cela constitue alors le gonflement de la bulle. De manière similaire au cycle de *bursting*, la structure Q2, après avoir atteint une amplitude maximum, passe ensuite par un temps d'oscillation et de destruction, laissant place à un balayage Q4 où un fluide haute vitesse permet de réanimer le mouvement vertical et transverse : les tourbillons quasi-longitudinaux (cf. structures v' décrites par Hwang comme étant les LSM) se reforment dans le but de procéder à la formation du prochain cycle de super-*streak* : le cycle de respiration va recommencer à nouveau.

CHAPITRE 6

DISCUSSION DU MÉCANISME PROPOSÉ

Dans ce sixième et dernier chapitre, on souhaite ouvrir une discussion sur le paradigme des structures amplifiées qui s'inscrit dans le modèle du tourbillon attaché de Townsend et que l'on a proposé au chapitre 5 comme étant la source du mouvement de respiration du bulbe de décollement. Pour ce faire, on revisite alors les résultats spatio-temporels des différents types d'écoulements décollés de la littérature afin de réexaminer leur comportement structurel et de pouvoir analyser la diversité des résultats obtenus. Sur la base du mécanisme proposé, ce chapitre tend à réconcilier un ensemble de travaux qui pouvaient adopter des positions *a priori* contradictoires.

6.1 Un cas de validation de la respiration en DNS avec Na & Moin (1998)

Na & Moin (1998) ont réalisé une étude numérique à $Re_\theta = 300$ d'un bulbe de décollement comparable au grand bulbe du projet présent (cf.Tableau 3.1). De plus, comme analysé au chapitre 4 précédemment, les variations des points de décollement et de recollement instantanés parcourent le même intervalle que le grand bulbe, proportionnellement à la longueur de recirculation L_b . En particulier, l'amplitude de l'oscillation du point de décollement instantané est près de deux fois plus grande que celle du recollement instantané ($\simeq 60\%$ contre $\simeq 30\%$ respectivement), ce qui, à la connaissance de l'auteur, demeure le seul exemple *documenté* au sein de la littérature des bulbes de décollements en DNS à ce jour. Bien conscients de la difficulté à intégrer cette oscillation basse-fréquence, Na & Moin (1998) ajoutent d'ailleurs que '*ce mouvement instationnaire et complexe de battement ('flapping' de la couche cisaillée NDLR) provoque une grande lenteur dans la convergence statistique dans les zones décollées ainsi qu'au recollement, ce qui est probablement dû aux basses vitesses ou aux grandes échelles de temps des tourbillons (« eddies ») dans la zone du décollement*'.

Leur analyse s'approche alors beaucoup du mécanisme proposé, à savoir que des structures de grandes tailles viennent débarquer au décollement, puis leur effet se fait ressentir en aval dans tout

le bulbe. Précisément, leur écoulement amont à $Re_\theta = 300$ (Spalart (1988)) utilise la méthode de turbulence gelée de Taylor combinée à un schéma numérique qui évolue spatialement sans utilisation de condition périodique. La discussion à suivre va alors s'orienter sur les ingrédients structurels de l'écoulement amont qui vont jouer un rôle important dans le mécanisme de respiration du bulbe.

À ce stade, il est pertinent de faire apparaître un lien entre le modèle structurel avec amplification aux grandes échelles tel que proposé par Cossu & Hwang, et la dichotomie inhérente au paradigme des cellules auto-semblables de Townsend (1976) : selon ce dernier, le mouvement turbulent se décompose en une partie active et une autre inactive qui décrivent les deux facettes d'une même réalité structurelle. Cet architecture argumentaire s'inscrit dans une vaste littérature qui a occupé les cinquante dernières années depuis les travaux de Townsend et qui jusqu'à récemment encore fait l'objet d'études pour identifier quantitativement chacune de ces composantes (Hwang, 2015; Deshpande, Monty & Marusic, 2021). Les deux prochaines sections auront alors pour but de rappeler la dynamique des éléments fondamentaux qui peuplent la région ZPG amont ainsi que l'effet de la région de l'APG : une littérature récente de plusieurs groupes de recherche (citons par exemple : Cossu & Hwang, Jiménez, Schlatter & Örlü, Maciel et Marusic) permet de dresser un portrait commun et de venir appuyer la présente proposition de mécanisme.

6.2 Les grandes structures en ZPG avec les LSMs actifs et VLSMs inactifs

Un bref rappel historique sur la sémantique des termes actif versus inactif est maintenant nécessaire. Townsend (1961) constate que l'hypothèse d'un mouvement turbulent d'une couche limite qui serait décrit de manière universelle par les seules distributions des tensions de Reynolds se heurte à une forte disparité des niveaux d'intensité de turbulence mesurés dans de nombreux écoulements présentant un même niveau de contraintes. Townsend poursuit avec le fait que ce résultat contraste significativement avec l'universalité des distributions des profils de vitesse. Reformulé plus simplement : si on mesure le même profil de vitesse et un même taux de contrainte de cisaillement pour deux écoulements distincts, il se peut qu'on obtienne des niveaux de $\overline{u'u'}$ et $\overline{w'w'}$ très variés. Comment expliquer cette différence ?

C'est précisément là qu'intervient le concept de scinder l'écoulement en une partie active et inactive pour réconcilier cette diversité dans les résultats obtenus. L'idée de Townsend est alors d'avoir : « *une partie active du mouvement qui assurerait le transfert de la turbulence et serait déterminé par les distributions des contraintes présentes dans l'écoulement, et une partie inactive qui ne transférerait pas de quantité de mouvement turbulent ou n'interagirait pas avec la composante universelle* » . Il considère la partie inactive comme étant probablement la traduction d'un mouvement tourbillonnaire à grande échelle qui pourrait ‘serpenter’ (*meandering motion*) l'écoulement, et même reprendre une part de mouvement actif à une hauteur supérieure du point référent d'observation.

Les travaux du groupe Jiménez (Del Álamo *et al.*, 2006; Jiménez, 2013b) ont permis d'avancer dans la compréhension structurelle de ces parties active et inactive. En effet l'interprétation de cette distinction a été délicate, notamment du point de vue des tensions de Reynolds : le caractère ‘inactif’ des grandes structures longitudinales pouvait laisser supposer qu'une telle structure ne serait pas porteuse des tensions de Reynolds, or c'est précisément le cas : si le caractère inactif a trait à une faible production de $-\bar{u}\bar{v}$ dans la région interne, cette observation n'est plus vérifiée dans les positions situées plus haut loin de la paroi tel qu'argumenté par Hwang (2015). Effectivement on identifie alors paradoxalement une forte contribution ‘inactive’ pour les composantes parallèles à la paroi transportant avec elles une part importante de l'énergie cinétique turbulente, tandis que la composante normale reste en principe ‘exclusivement’ liée à la composante active. En outre la démarcation entre zone interne et externe de la couche limite est rendue plus difficile à distinguer pour les nombres de Reynolds moins élevés (Hutchins & Marusic (2007)), ce qui complique malheureusement l'analyse.

Comme vu au chapitre 5, l'analyse modale retranscrit bien ce que le groupe Jiménez identifiait comme étant ‘la meilleure approximation qu'on a actuellement de la structure physique moyenne d'un tourbillon attaché de Townsend’. En effet, Hwang & Eckhardt (2020) ont calculé le mode 1 POD pour plusieurs longueurs d'onde suivant l'axe transverse. Représentés sur la Fig. 6.1, les points d'analyse *b*, *c* et *d* se situent entre les pics des régions interne et externe pour lesquels Hwang et Cossu ont prédit un maximum d'amplification (cf. Fig. 6.1(a) avec les pics à $\lambda_z^+ = 80$

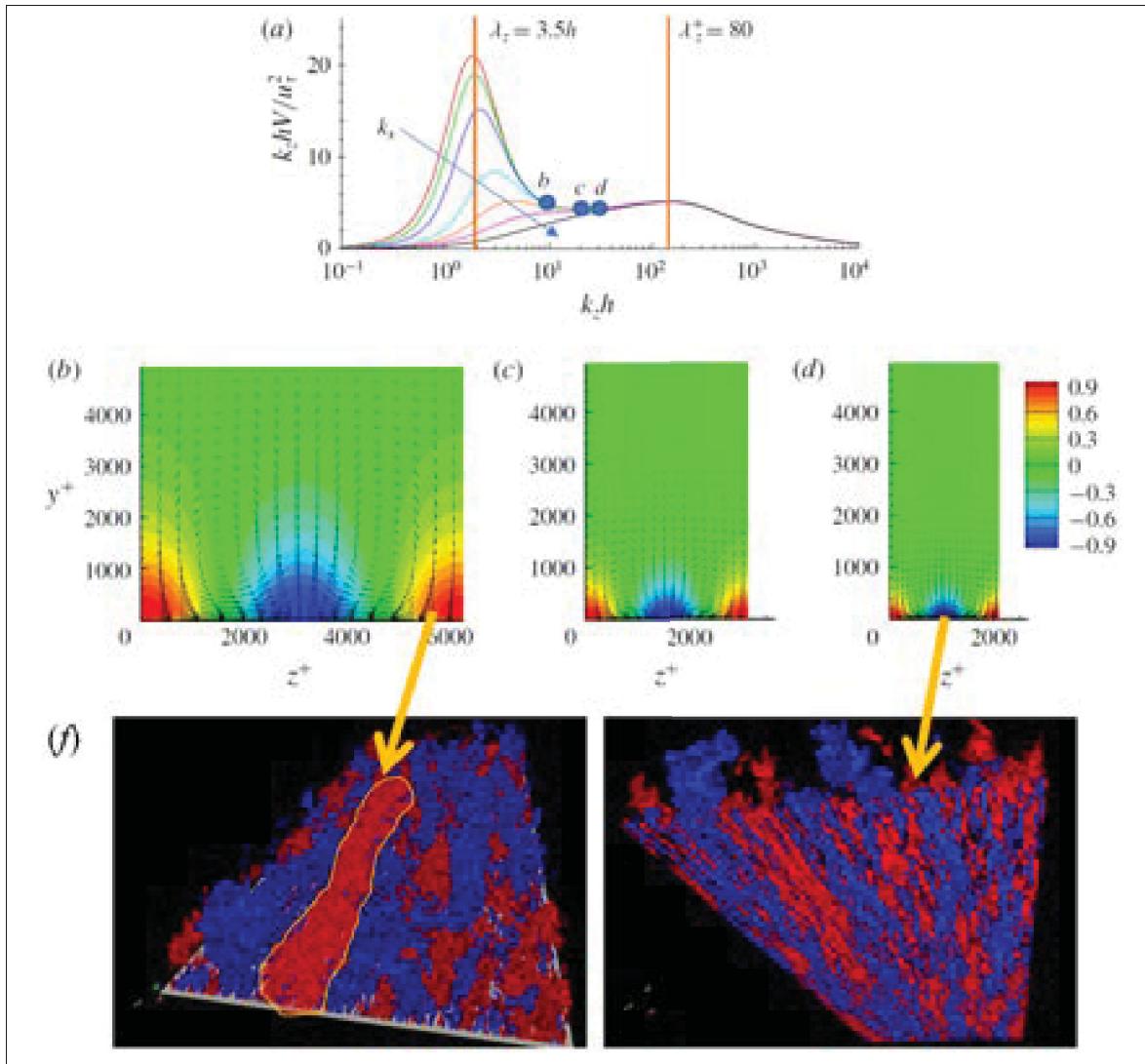


FIGURE 6.1 Mouvements aux petites et grandes échelles de la turbulence de paroi avec (a)-(d) tirés de Hwang & Eckhardt (2020) et la figure double en (f) du bas tirée de Schlatter *et al.* (2014)

et $\lambda_z = 3.5h$, h étant la demi-hauteur du canal). Entre ces deux maxima d'amplification, le mode 1 POD décrit bien à chaque fois la dynamique des structures auto-semblables animées du même mouvement contra-rotatif pour les Fig. 6.1(b)-(c)-(d), mais le phénomène a lieu sur des longueurs transverses de plus en plus petites quand on se dirige vers le pic de la région interne. Dans un tel scénario, on retrouve aisément une analogie entre les résultats de l'analyse modale avec les structures $Q2$ et $Q4$ de turbulence qui sont illustrées dans la DNS de Schlatter

et al. (2014) à la Fig. 6.1(f). Dans la figure Fig. 6.1(f) de gauche, les grandes échelles ont une longueur d'onde $\lambda_z \simeq \delta$, tandis qu'à droite, on regarde les *streaks* proche-paroi tel que décrits par Kline *et al.* (1967) avec $\lambda_z^+ \simeq 100$. Très récemment, Deshpande *et al.* (2021) ont repris et validé le modèle de Hwang et Jiménez, et ont clairement associé les LSMs au mouvement actif de Townsend, associés à la composante verticale de vitesse et la grappe tourbillonnaire associée (*vortex cluster*), tandis que les longues structures longitudinales sont quant à elles les parties inactives ou VLSM, porteuse de l'énergie cinétique turbulente (*uu* et *ww*) que Jiménez dénomme comme étant les tensions *intenses* de Reynolds *Q2/Q4*.

6.3 Le rôle majeur du gradient de pression adverse dans l'amplification de la partie active

Bradshaw (1967) a été l'un des premiers à s'intéresser aux structures cohérentes des couches limites rencontrant un APG et souligne que le mouvement irrotationnel qui s'apparente au mouvement inactif augmente plus la couche limite est retardée. Il remarque aussi l'apparition d'une basse fréquence dans ses spectres de vitesse et il émet l'hypothèse que les mouvements des grands tourbillons accroissent leur intensité au fur et à mesure que le niveau d'APG augmente. En particulier, le pic d'énergie dans les spectres de la vitesse normale à la paroi augmente alors significativement, ce qui semble confirmer selon Bradshaw que les grands tourbillons deviennent proportionnellement plus forts avec un maximum de contrainte de cisaillement qui augmente lui-aussi. Cette amplification du mouvement vertical, composante clé du mouvement actif (Deshpande *et al.*, 2021), a été observée par plusieurs études telles que Lee & Sung (2008), Lee (2017) mais aussi par le groupe Schlatter & Örlü avec Vila *et al.* (2017). L'idée d'une amplification des structures obtenues avec l'effet de l'APG a été illustrée dans plusieurs cas : Yang *et al.* (2020) rappellent en effet que plusieurs études ont observé une amplification du pic d'énergie (Harun *et al.*, 2013; Lee, 2017). Ces résultats tendent à montrer que la présence d'un APG augmente la croissance des mouvements aux grandes échelles de la région externe tel qu'argumenté par Yoon *et al.* (2018). Puis dans une étude ultérieure du groupe coréen de Jin Sung, Yoon *et al.* (2020) identifient le rôle de l'APG dans la création des structures à grandes échelles (taille $> 6\delta$) qu'ils suspectent être les superstructures ou VLSM. On peut remarquer

alors un effet similaire de l'APG et les grandes structures VLSM des écoulements ZPG : chacun semble montrer un pic d'énergie accentué dans la région externe de la couche limite.

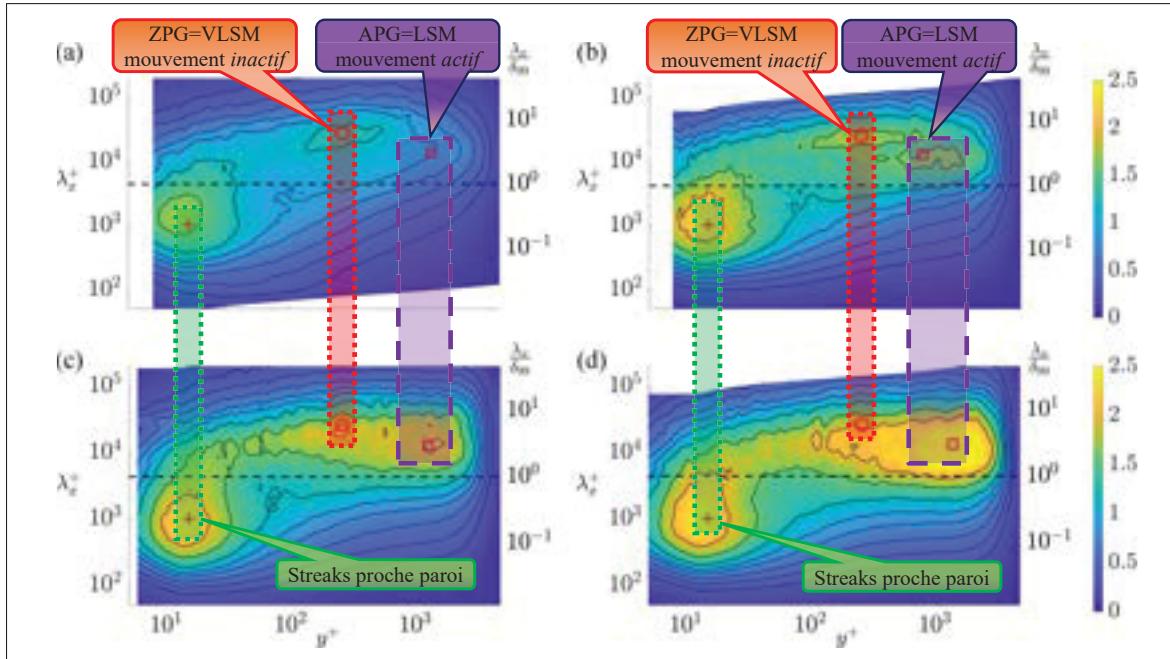


FIGURE 6.2 Comparaison des spectres de vitesse longitudinale entre ZPG en (a) et un APG progressivement de plus en plus fort de (b) à (d)
Tiré de Vila *et al.* (2020)

Se pose alors une interrogation importante soulevée par Harun *et al.* (2013), Vinuesa *et al.* (2018) et Maciel *et al.* (2018) : comment différencie-t-on la contribution aux grandes échelles entre des VLSMs se développant en absence de tout gradient de pression de celle de l'effet du gradient de pression adverse ? En effet, Vinuesa *et al.* (2018) et Maciel *et al.* (2017) argumentent que l'APG accroît la convection normale qui épaisse la couche limite, permettant une région externe plus grande et c'est ce qui mène à la formation de mouvements aux grandes échelles plus énergétique. Contrairement aux VLSMs anisotropes et allongées, ces structures survenant avec l'APG sont plus hautes et plus courtes suivant l'axe longitudinal et plus inclinées par rapport à la paroi tel que décrit par Maciel *et al.* (2017).

Vila *et al.* (2020) tentent alors de répondre à cette question des grandes échelles de la région externe et leurs résultats de leur comparaison spectrale entre ZPG et APG sont présentés en

Fig. 6.2 : ils obtiennent pour chacun des cas une signature d'une longueur d'onde $\lambda_x \simeq 6\delta$ qu'ils associent à une taille type des VLSMs. En revanche, ils montrent aussi très clairement l'effet de l'APG avec l'apparition d'un second pic d'énergie dans la région externe, situé légèrement au-dessus du pic des VLSMs, qui lui indique une longueur d'onde caractéristique de structures d'environ $\lambda_x \simeq 3\delta$ suivant l'axe longitudinal. Enfin, notons que le pic de la région interne associé aux structures proche paroi est également identifié.

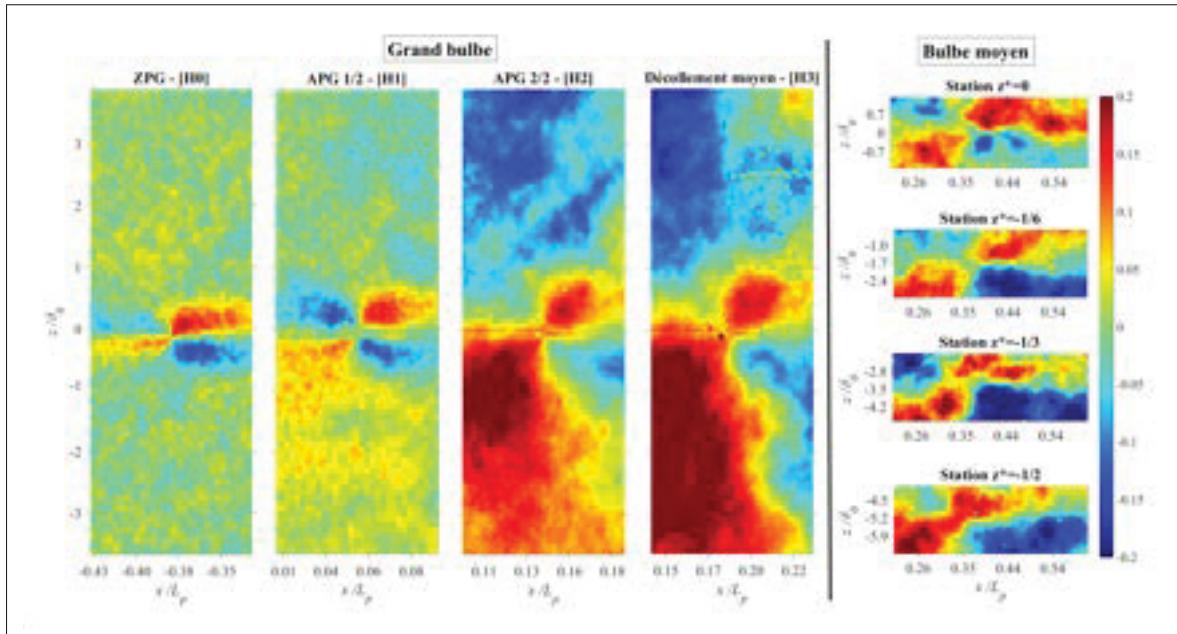


FIGURE 6.3 À gauche la corrélation à deux points R_{uw} dans les stations $H0-H1-H2$ et $H3$ du grand bulbe et à droite celle dans les stations horizontales du bulbe moyen suivant l'axe transverse

Ces résultats semblent valider l'étude menée par Maciel *et al.* (2017) et Harun *et al.* (2013) qui eux aussi voyaient ces deux pics $\lambda_x \simeq 6\delta$ et $\simeq 2 - 3\delta$. Cette *cohabitation* des deux longueurs structurelles pour chacune de ces deux études est importante à rappeler et d'ailleurs elle a été discutée par Harun *et al.* (2013) : selon eux, « *cela pourrait s'interpréter comme voulant dire que les longueurs moyennes des superstructures ne sont pas raccourcies par l'APG, mais plutôt qu'il y a davantage de structures plus courtes de l'ordre de $\lambda_x \simeq 3\delta$ dans la région logarithmique pour de tels gradients de pression* ». On peut considérer que dans le cadre de nos bulbes de décollement, les VLSMs inactifs de la région amont ZPG rencontrent un APG qui ajoute une

partie active significative à l'écoulement : ces LSMs induits par le gradient de pression vont alors fabriquer des VLSMs amplifiées, ce que le mode 1 POD capture pour les trois géométries. On retrouve bien la signature du mouvement de la respiration comme étant le fruit de l'amplification structurelle induite par l'APG. Comme on le verra plus bas, la zone de recirculation poursuit ce travail d'amplification, et les exemples des DNS de Abe (2017) et Wu *et al.* (2020) appuient cet argument.

Afin de qualitativement mieux apprécier cette augmentation du mouvement transverse, les corrélations C_{uw} sont calculées dans les 4 stations en amont dans la région ZPG ($H0$) ainsi que les trois stations proche du décollement du grand bulbe ($H1$, $H2$ et $H3$). On rajoute à titre de comparaison les stations du bulbe moyen dans les mesures horizontales selon le demi-axe des z négatifs pour comparer avec une géométrie réduite. Les lobes de corrélations présentés en Fig. 6.3 rappellent clairement le type de quadripôle caractéristique au centre de la corrélation de chaque champ de mesures, que Volino (2020) associe à la signature d'un mouvement contra-rotatif. Selon lui cette dynamique serait induite par les jambes des tourbillons *hairpins* qui sont situées par le long des flancs des *streaks* haute ou basse vitesse. Les résultats de la Fig. 6.3 suggèrent une étendue spatiale qui en principe reste bien supérieure à la taille caractéristique d'un hairpin individuel (le champ de vue PIV pour $H0-H3$ est de $\simeq 7\delta$ selon l'axe transverse z). L'hypothèse d'un *paquet* de *hairpins* provoquant une telle augmentation transverse ne paraît pas non plus adaptée, après le point développé au chapitre 5 sur la chute de plus de 98% des populations de *hairpins* dans une couche limite à $Re_\theta > 4000$.

Par conséquent on peut argumenter que ce quadripôle de corrélations C_{uw} est l'illustration expérimentale du phénomène d'amplification avec APG des échelles transverses : c'est la traduction du mouvement actif de Townsend qui se déroule à grande échelle ($\mathcal{O}(\delta)$). De plus, pour les champs du bulbe moyen, on retrouve cette signature type jusque dans les stations centrées sur $z > z^*/2$. Une autre façon d'observer cette amplification des échelles transverses est présentée en Fig. 6.4 qui est une approximation numérique qualitative des *loci* des maximum des lobes de corrélation tels qu'observés en Fig. 6.3 : une double-flèche mesure la longueur d'onde longitudinale type pour une position transverse située à $\lambda_z/\delta \simeq 0.6$. La longueur d'onde

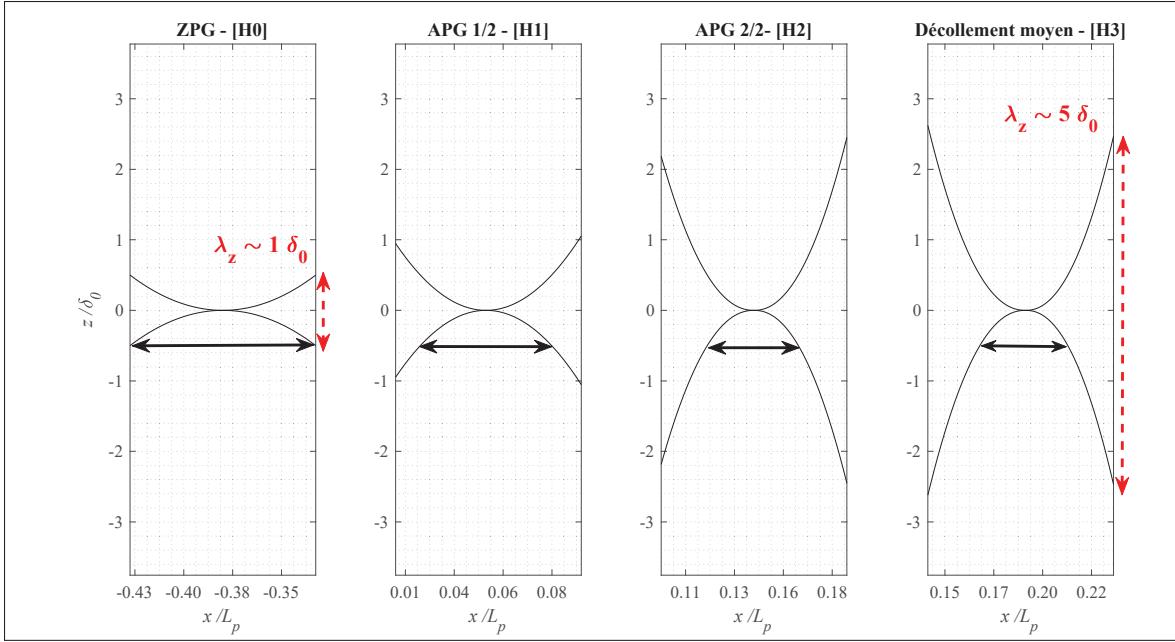


FIGURE 6.4 Dynamique contra-rotative déduite des maximums de R_{uw} dans les stations H0-H1-H2 et H3 du grand bulbe qui signe le raccourcissement des échelles longitudinales avec APG matérialisé par les doubles flèches noires et l'augmentation des échelles transverses en amont du décollement sont représentées par les flèches pointillées rouges de 1 à $5\delta_0$

longitudinale se réduit alors significativement dans la région de l'APG au profit d'une nette expansion transverse : pour le grand bulbe, la longueur d'onde λ_z passe de 1 à presque 5δ avant la ligne de décollement moyen située à $x/L_p = 0.17$. Les particules fluides le long de l'axe z se voient alors impulsées d'un large mouvement contra-rotatif brassant l'intégralité des $\simeq 7\delta$, ce qui semble en accord avec le mode 1 POD décrit pour la station H3 présenté en Fig. 6.5. On notera que l'intervalle de $\lambda_z \simeq 6 - 8\delta$ correspond d'ailleurs aux valeurs de longueur d'onde d'amplification optimale indiquée par Cossu, Pujals & Depardon (2009) et Pujals *et al.* (2010a), ce qui suggère que les résultats expérimentaux présents se retrouvent dans cet intervalle. Une longueur d'onde supérieure ne peut pas de toute façon être vraiment envisagée ici car comme on a vu au cours des chapitres 3 et 4, l'écoulement secondaire apporte des perturbations le long des parois latérales qui affectent de manière visible l'écoulement pour $z^* > 1/2$.

Dans notre cas expérimental, on observe ensuite que les modes POD obtenus proches du décollement du grand bulbe sont finalement très proches de ceux de Ma *et al.* (2020) : en effet, l'amplification observée dans les champs horizontaux se comparent d'ailleurs très bien qualitativement avec l'étude du décollement instationnaire qui se forme sur le bord de fuite d'un profil NACA de Ma *et al.* (2020). Les six premiers modes POD sont présentés en Fig. 6.5 où on observe qualitativement une forte ressemblance entre nos cas.

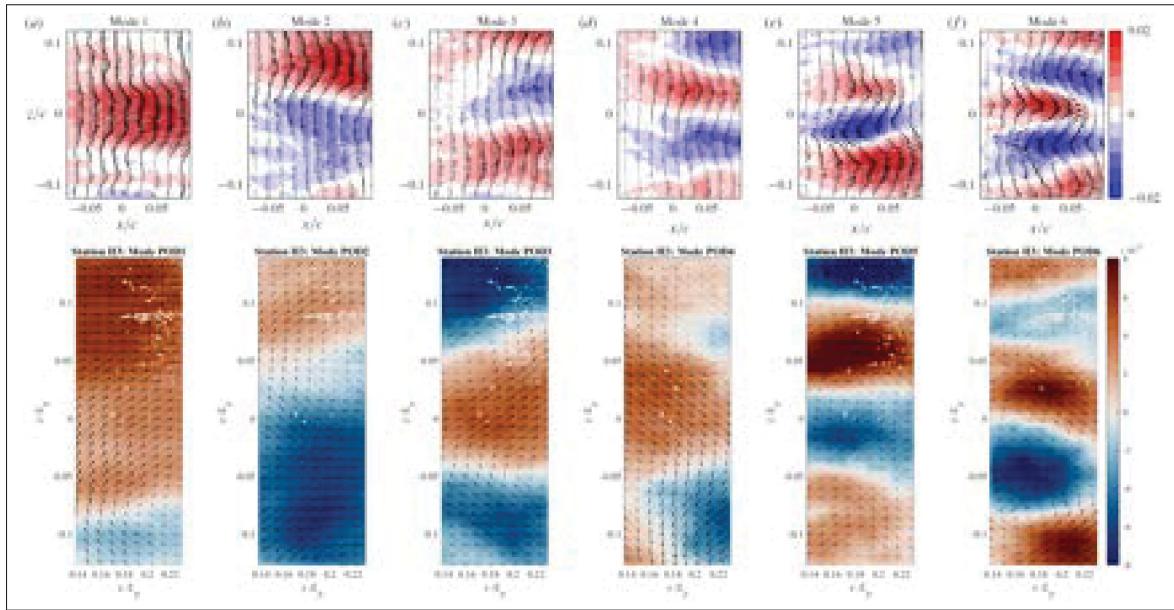


FIGURE 6.5 Comparaison des structures amplifiées dans les champs horizontaux ($x - z$) entre Ma *et al.* (2020) et le grand bulbe avec les six premiers modes POD

Pour Ma *et al.* (2020), le mode 1 POD permet d'encapsuler un mouvement basse-fréquence de la ligne de décollement (le recollement n'étant pas nécessairement défini du fait de la proximité du bord de fuite), et une signature avec les 5 autres modes sont selon eux la signature de *streaks* basse et haute vitesse qui décroissent en taille avec une énergie modale décroissante. Si ils ne parlent pas d'amplification, ils remarquent tout de même un fait très intéressant : « *le motif strié (en anglais ‘streaky pattern’) des modes POD est probablement associé à une distortion à grande échelle de l’écoulement, car les streaks sont beaucoup plus larges que ceux observés dans la couche limite amont* ». Leur champ de vue étant normalisé par une corde de longueur

$c = 0.975$ m, leur mode 1 POD a une longueur d'onde environ égale à : $\lambda_z \simeq 0.1z/c$ soit $\lambda_z \simeq 10.5\delta_{in}$, en considérant leur épaisseur de couche limite δ_{in} avant le décollement naissant à $z/c = -0.10$ (cf. la figure 2(b) de Ma *et al.* (2020)).

Pour résumer le point sur la dynamique structurelle de l'écoulement amont qui rencontre un APG et par la suite devient susceptible de décoller, le Tableau 6.1 récapitule les informations essentielles qu'on a développées dans cette section. Le mouvement turbulent peut se décomposer en deux parties, une partie active et inactive, et Deshpande *et al.* (2021) résument cette dichotomie en reprenant et validant le modèle proposé par Hwang (2015). Hwang définit le mouvement turbulent à une échelle transverse donnée comme étant composé de deux parties distinctes : la première est une longue structure longitudinale en forme de strie (*streaky*), attachée à la paroi et qui possède une part importante de l'énergie cinétique turbulente, mais sera jugée *inactive* dans les régions internes. Le second élément correspond aux paquets tourbillonnaires, plus hauts mais aussi plus courts qui sont fortement *actifs* dans la région interne. La signature dominante de chacune de ces composantes est soit un quadrant $Q2$ ou $Q4$. En effet, même les VLSMs comportent une composante verticale, même si plus modérée. Cet effet graduel se retrouve dans les modes spatiaux de la POD *snapshot*, où le mode 1 n'a qu'une faible composante Φ_y^1 , tandis que les modes POD supérieurs montrent un ratio $|\Phi_y^1|/|\Phi_x^1|$ plus élevé.

Le Tableau 6.1 permet ainsi de venir caractériser les ingrédients fondamentaux pour obtenir la respiration d'un bulbe de décollement. Dans le prochain paragraphe, on s'intéresse alors aux autres cas de la littérature qui observent également une croissance structurelle.

Une zone de recirculation qui produit des *streaks*

Outre nos cas expérimentaux, les DNS de Abe (2017) et Wu *et al.* (2020) confirment bien la croissance des structures qui grandissent du décollement au recollement. Comme observé en Fig. 6.6, le mode DMD basse-fréquence de la simulation de Wu *et al.* (2020) permet de faire ressortir des larges structures que l'on peut identifier comme étant structurellement des larges *streaks Q2/Q4*.

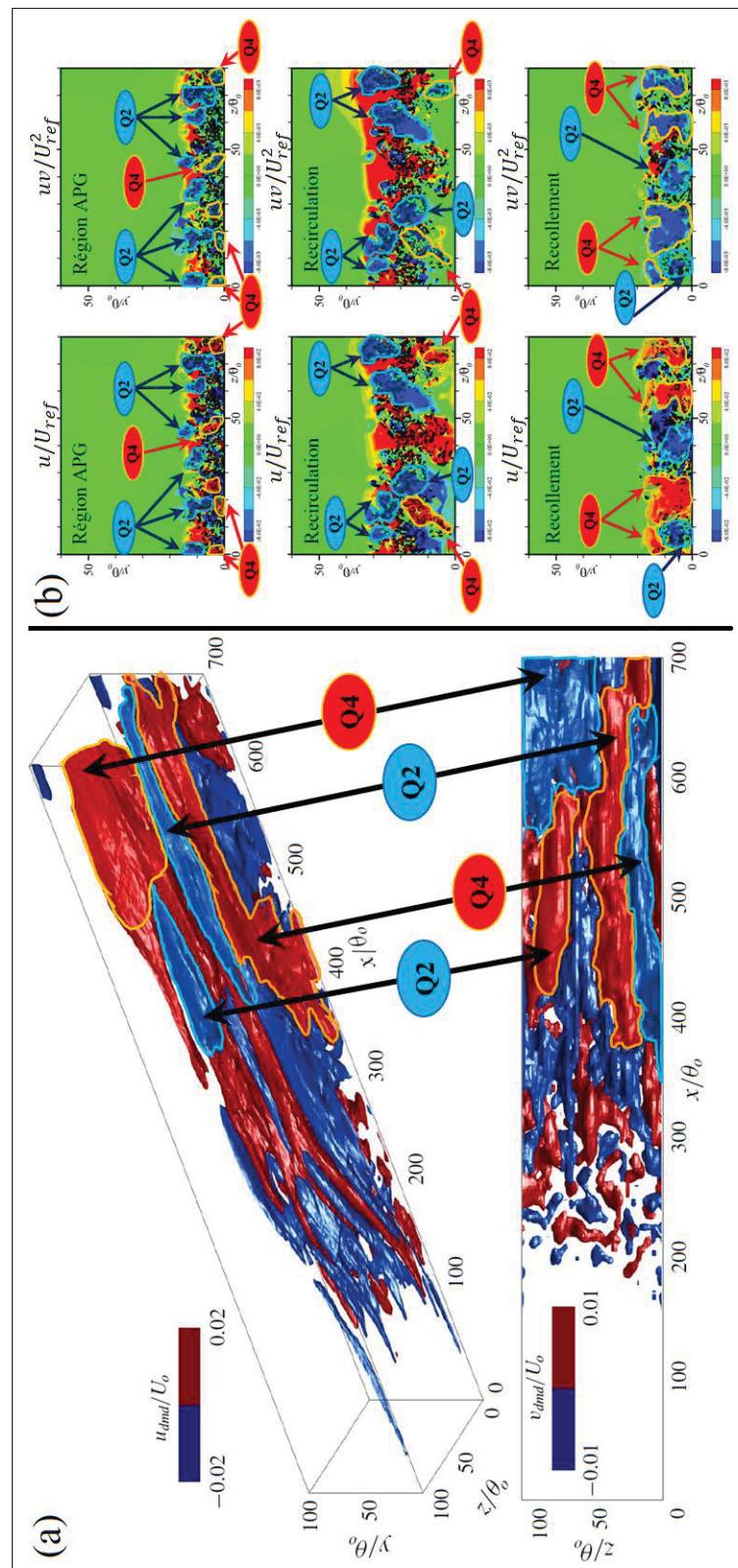


FIGURE 6.6 Mode DMD basse-fréquence de Wu *et al.* (2020) en (a) et tranches ($y - z$) dans l'APG puis la recirculation et au recollement de Abe (2019) en (b)

TABLEAU 6.1 Récapitulatif des grandes échelles et paradigme de Townsend

Paradigme du tourbillon attaché de Townsend	Partie active		Partie inactive	
Structure	Grappe tourbillonnaire (LSM)		Grande strie ou <i>streak</i> (VLSM)	
Propriétés physiques en ZPG	Quasi-isotrope Longueur : $2 - 3\delta$		Anisotrope Longueur : $6 - 20\delta$	
Influence sur les composantes de vitesse	Forte : normale v	Faible : parallèles à la paroi (u et w)	Forte : parallèles à la paroi (u et w)	Faible : normale v
Influence sur les tensions de Reynolds	Forte : cisaillement et normal (uv, vv)	Faible : longitudinal et transverse (uu, ww)	Forte : longitudinal et transverse (uu, ww)	Faible : cisaillement (uv)
POD	Modes 2-3-4+ $(Q2 - Q4)_{actifs}$		Mode 1 $(Q2 - Q4)_{inactifs}$ faiblement actifs	
Amplificateur	APG		Nombre de Reynolds	

Un point remarquable est que Abe (2019) fait ressortir le même type de profils $Q2/Q4$ qui voient leur taille augmenter du décollement au recollement. Pour la région ZPG, Abe (2017) observe une échelle transverse $\lambda_z = 0.8$, qui augmente à $\lambda_z = 1.6$ dans la zone décollée, et atteint une valeur $\lambda_z = 3.2$ au recollement, ce qui fait que les échelles transverses des structures de la DNS ont quadruplé entre l'écoulement amont et la zone de recollement. Quant à Wu *et al.* (2020), l'échelle transverse passe de $\lambda_z = 12\theta_{in}$ quand l'effet de l'APG commence à se faire sentir, jusqu'à $60\theta_{in}$ proche du recollement, soit à nouveau une amplification d'un facteur 5. Ceci traduit donc que le bulbe de décollement à travers la couche cisaillée décollée continue de faire grandir les échelles spatiales suivant z . Un fait marquant est de constater toutefois que l'amplification dans ces deux DNS a surtout lieu après le décollement moyen, tandis que les bulbes des cas présents, qui présentent une recirculation (géométries moyenne et grande), bénéficient d'un effet plus précoce en amont du décollement moyen. En effet, les stations $H1$

et $H2$ sont situées en amont du décollement moyen du grand bulbe, et l'effet transverse s'est déjà fortement matérialisé comme l'indiquent les flèches pointillées rouges de la Fig. 6.4. On peut alors estimer que l'APG pour le cas du grand bulbe permet de multiplier par 5 l'échelle transverse du mouvement actif. À l'inverse, Wu *et al.* (2020) indiquent une échelle transverse de $\lambda_z = 20\theta_{in}$ à la position $x = 200\theta_{in}$ en aval du décollement moyen à l'intérieur du bulbe (cf. leur figure 26(b) en rappelant que leur position de décollement est situé à $x = 168\theta_{in}$). Sur la base du mécanisme d'amplification structurelle présenté au chapitre 5, on peut alors justifier que le comportement de leur point de décollement décrit comme stationnaire dans la DNS de Wu *et al.* (2020) est lié à ce retard d'amplification des échelles transverses, qui dans la région du décollement, ne se sont pas suffisamment développées pour générer des fluctuations assez grandes pour faire changer de signe la zone entourant le décollement moyen, et donc le faire osciller. Par conséquent, les DNS de Abe (2017) et Wu *et al.* (2020) viennent identifier des structures analogues qui croissent tout au long de la région de recirculation. Toutefois, on peut alors se demander si une interaction structurelle de ces larges structures longitudinales est à relier avec l'instationnarité moyenne-fréquence du lâcher tourbillonnaire.

Si on assimile un bulbe de recirculation à une couche de mélange, on peut alors retrouver la présence d'une amplification dans la formation de structures de type *streaks* : en effet même en l'absence de paroi, plusieurs études expérimentales dont Bernal & Roshko (1986), Metcalfe *et al.* (1987) ont mis en évidence la formation de structures longitudinales entre les rouleaux transverses associés à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, que l'analyse modale de Ukeiley *et al.* (2001) capture bien dans les tranches ($y - z$). Cette observation est tout à fait cohérente avec l'image des résultats de Abe dans la région décollée. L'omniprésence des *streaks* a été récemment vérifiée pour des jets (analogie avec une couche de mélange qui subit une rotation cylindrique), où Nogueira, Cavalieri, Jordan & Jaunet (2019) démontrent la présence de larges structures striées avec le mode 1 SPOD dans un jet turbulent, et suggèrent un mécanisme sous-jacent similaire entre les couches limites et les jets, rendant la question de la présence de la paroi secondaire. Si on ne parle alors plus d'éjection et balayage pour les jets, la cinématique de production de turbulence semble universelle : les *streaks* basse vitesse sont poussés à l'intérieur du jet dans la

région haute vitesse, tandis que ceux de haute-vitesse sont rejetés vers la périphérie du jet (cf. les figures 10 et 11 du mode 1 SPOD de Nogueira *et al.* (2019)). L'influence des tourbillons quasi-longitudinaux qui génèrent ces larges *streaks* sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz a par ailleurs été caractérisée par Marant & Cossu (2018) : ils observent que la croissance des *streaks* est associée à une stabilisation de l'instabilité de type Kelvin-Helmholtz. Cet argument peut alors s'interpréter aussi en considérant la nature tri-dimensionnelle d'une couche de vorticité : l'instabilité inflectionnelle du lâcher tourbillonnaire est liée principalement au cisaillement vertical (appelé mode variqueux dans la littérature), tandis que la production des larges *streaks* est liée au cisaillement transverse (appelé mode sinueux) (Hwang, 2015; Hack & Schmidt, 2020). De la sorte, on peut conjecturer qu'à niveaux d'énergie constants, la production des structures se fait préférentiellement suivant un axe puis l'autre, d'où un effet de modulation possible de l'activité tourbillonnaire par la respiration (Kiya & Sasaki, 1985).

Par conséquent, l'ensemble de la littérature récente suggère fortement que les deux instationnarités des bulbes présents, à savoir la respiration liée au passage de larges structures amplifiées inactives et le lâcher tourbillonnaire lié à l'enroulement type qui existe dans l'axe transverse pour une couche de mélange, proviennent de deux mécanismes distincts même si une modulation est tout à fait probable (cf. le nombre de tourbillons anti-corrélé avec la trace de $a_1(t)$ du mode 1 POD pour le bulbe moyen du chapitre 4).

Finalement, la preuve la plus plus convaincante de cette scission entre les deux instationnarités provient de l'analyse des profils verticaux moyens et conditionnés de la composante de vitesse longitudinale et de la vorticité, suivie de l'analyse par quadrants des mouvements structurels en jeu. On a montré au chapitre 4 que les trois bulbes, même le petit sans recirculation moyenne, exhibe un mouvement convectif similaire à ce qu'on observe pour une couche de mélange. Une étude expérimentale de Schatzman & Thomas (2017) démontre en fait qu'une couche limite turbulente exposée à un gradient de pression adverse suffisamment fort peut donner lieu à un profil inflectionnel dans le champ moyen ou bien à l'aide d'une moyenne conditionnelle. Selon eux, la physique de ce type d'écoulement indique l'existence d'une couche cisaillée intégrée à l'écoulement et qui est associée à une instabilité non-visqueuse du point d'infexion externe. Un

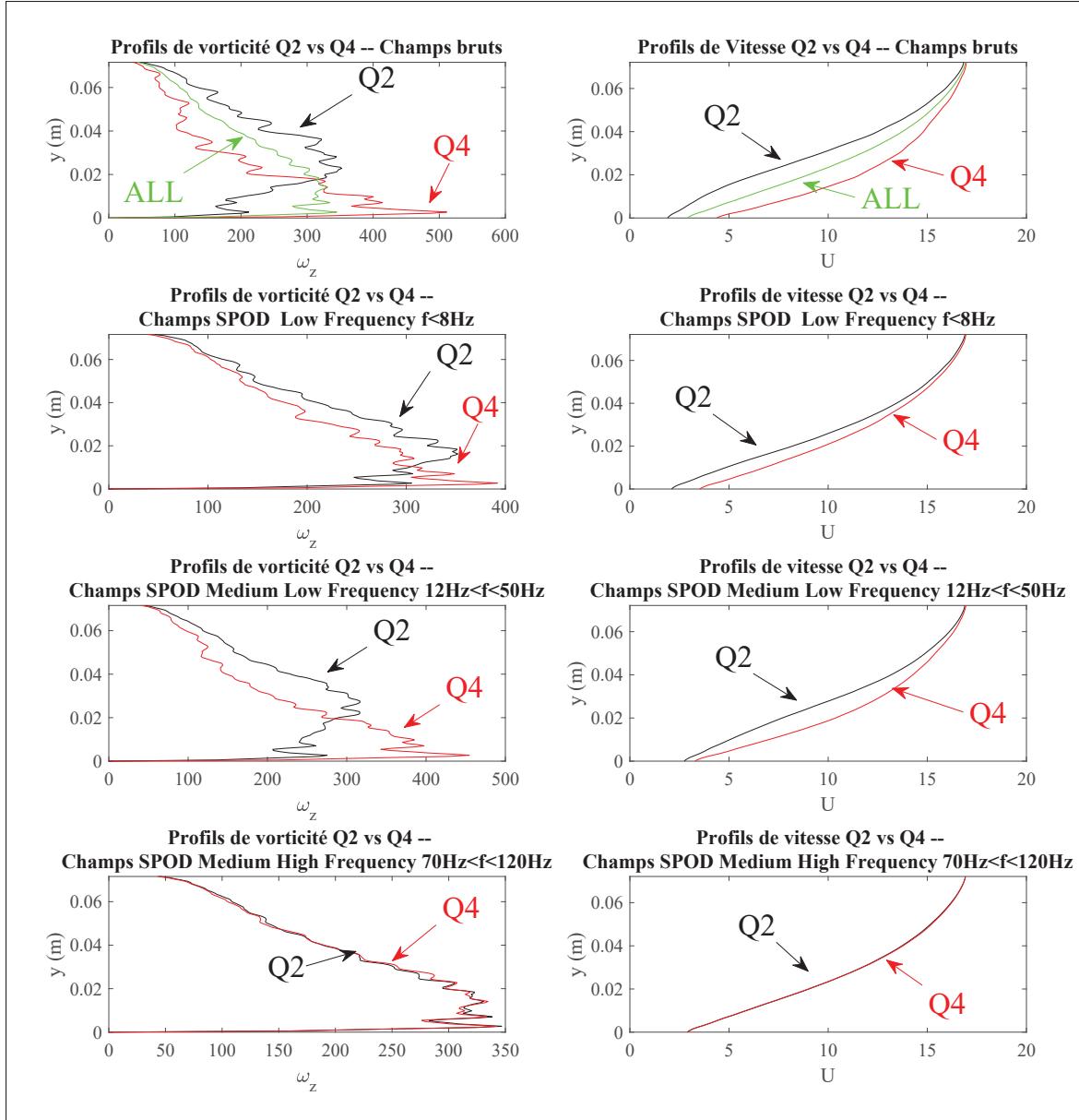


FIGURE 6.7 Analyse des profils de vitesse $U(y)$ et de la vorticité ω_z à $x/L_p = 0.3$ des événements de contraction-expansion ($Q2 - Q4$) du petit bulbe avec les données de l'écoulement réel en haut puis en seconde ligne le mode 1 SPOD reconstruit pour les VLSMs $f < 8$ Hz et en troisième pour les LSMs $12 < f < 50$ Hz et en quatrième ligne pour le lâcher tourbillonnaire $70 < f < 120$ Hz

fait remarquable est que Schatzman & Thomas (2017) traitent un cas de couche limite turbulente avec APG qui montre le même niveau d'avancement du décollement que le petit bulbe : les deux écoulements atteignent en effet le point de décollement transitoire intermittent (ITD) défini pour

$\gamma = 80\%$ (Simpson, 1996; Le Floc'h *et al.*, 2020). Schatzman & Thomas (2017) concluent alors que cette observation reste valide même pour une couche limite avec APG qui reste pleinement attachée à la paroi et qui ne franchira pas le seuil des $\gamma = 50\%$. Le décollement *moyen* n'est donc pas un pré-requis pour Schatzman & Thomas (2017) pour retrouver l'existence d'une couche de cisaillement intégrée à l'écoulement. L'application du théorème de Rayleigh-Fjørtoft démontre que deux points d'infexion sont identifiables dans les profils de vitesse : un premier dans la région externe qui est associé à l'instabilité non-visqueuse, et le second en région interne qui est stable. En pratique, on regardera plutôt si le point d'infexion est associé à un maximum de vorticité ω_z (Dufresne, 2016). Les résultats de l'analyse pour le petit bulbe sont présentés en Fig. 6.7 où on compare les profils de vitesse $U(y)$ et ceux de la vorticité $\omega_z(y)$ pour la position $x/L_p = 0.3$ où on se rapproche du point ITD. Les champs bruts de la ligne du haut indiquent un maximum de vorticité à une hauteur : $y \simeq 17$ mm soit $y/L_p = 0.037$, ce qui coïncide avec le croisement des courbes noire et rouge, respectivement associées aux conditions d'un bulbe en expansion (événement *Q2*) et en contraction (événement *Q4*). Ce point identifie en théorie la hauteur du point d'infexion externe du profil de vitesse (Schatzman & Thomas, 2017). Toutefois l'exploitation des profils verticaux de U pour illustrer une véritable infexion (cf. ligne verte sur la Fig. 6.7) n'est pas aisée. C'est surtout les champs de moyennes conditionnelles associées à l'état gonflé ou contracté du bulbe qui nous renseignent davantage. En effet, on observe que lors d'un état gonflé, un pic visible de vorticité associé à l'événement *Q2* est situé dans la région des hautes vitesses du petit bulbe, tandis que celui associé au bulbe contracté pour un balayage *Q4* voit son pic très proche paroi dans la région des basses vitesses. Cette comparaison est en accord avec les observations de Schatzman & Thomas (2017) qui y voient la preuve de l'existence d'une cohérence transverse de la vorticité au sein de la couche cisaiillée, et qui provient de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Puis, dans l'idée de regarder la contribution de chacune des structures en jeu, on présente dans les seconde, troisième et quatrième lignes de la Fig. 6.7 les mêmes profils de vitesse $U(y)$ et $\omega_z(y)$ mais en reconstruisant cette fois le modèle réduit avec le mode 1 SPOD sur trois gammes de fréquences distinctes : d'abord celles associées aux VLSMs inactifs ($f < 8$ Hz) en seconde

ligne, puis les LSMs actifs ($12 < f < 50$ Hz) sur la troisième ligne et enfin les fréquences associés au lâcher tourbillonnaire ($70 < f < 120$ Hz) sur la dernière ligne de la Fig. 6.7. Il en ressort un fait visible que les deux bandes de fréquences qui sont censées être les deux parties du modèle de tourbillon attaché de Townsend, active et inactive, ont toute deux une signature distincte lors des phases de la contraction et de l'expansion. Les mêmes observations peuvent être refaites, avec un événement $Q2$ ($Q4$) ayant toujours un pic dans des régions haute (basse) vitesse. En revanche, la gamme de fréquence centrée sur $\simeq 80$ Hz qui était la signature du lâcher tourbillonnaire pour le petit bulbe, ne montre aucune distinction entre les deux événements. Cela suppose alors que l'enroulement ‘effectif’ des structures transverses qui se déroule à moyenne fréquence, est alors indépendant de la composante qui génère des variations de vitesse et de cisaillement de plus grande amplitude aux moments des topologies extrêmes du bulbe. Ce point est alors un argument décisif pour pouvoir se prononcer sur l'origine distincte entre les deux instationnarités. En effet, la décomposition spectrale en modes propres telle que formulée par Towne *et al.* (2018) permet de capturer la signature d'une structure fluide qui évolue en espace mais également en temps, ce qui est une propriété essentielle au point présent. En effet, un des contre-arguments à la méthodologie populaire de la POD *snapshot* (ou POD spatiale) est le suivant : pour Towne *et al.* (2018), « chaque mode de la POD spatiale est potentiellement constitué de nombreux modes SPOD. Physiquement, cela implique que les structures cohérentes spatialement représentées par la POD spatiale sont composées des contributions de structures cohérentes spatio-temporelles à plusieurs fréquences. En pratique, cela se manifeste par le fait que chaque coefficient temporel $a^j(t)$ (pour un mode de rang j considéré) contient alors une large bande de fréquences. Cela souligne le fait que chaque mode de la POD spatiale représente typiquement des phénomènes de l’écoulement à différentes échelles temporelles, ce qui rend difficile leur interprétation. À l’inverse, les modes SPOD découpent chaque phénomène pour chaque échelle de temps, ce qui peut aider à mieux appréhender la dynamique du fluide ».

C'est précisément l'argumentaire développé dans cette section : comme montré au chapitre 5 sur la Fig. 5.19, on obtenait des lobes de corrélations croisées à deux points du premier mode SPOD qui se distinguaient pour chaque gamme de fréquences identifiée : les basses fréquences

des VLSMs responsables de la respiration, une seconde gamme de fréquences moyennes-basses de LSMs assurant le mouvement contra-rotatif (cf. analogies avec la composante transverse) et troisièmement les rouleaux transverses de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

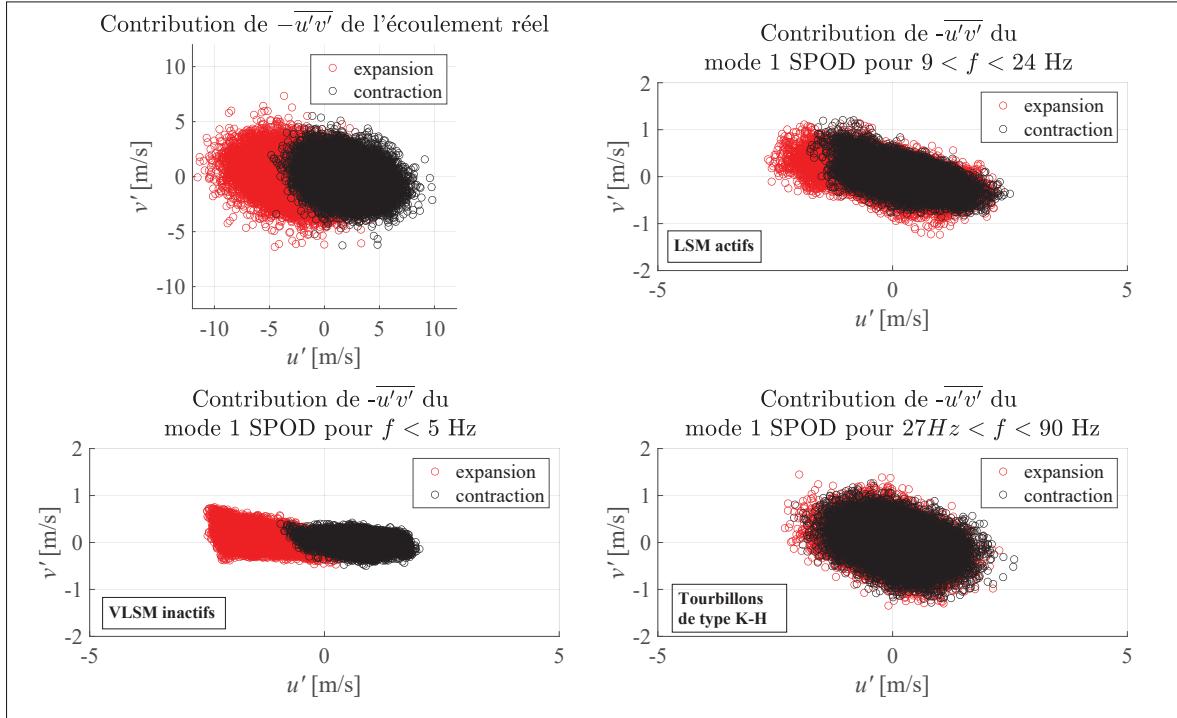


FIGURE 6.8 Analyse par quadrants du bulbe moyen avec l'écoulement réel en haut à gauche et le mode 1 SPOD reconstruit pour les VLSMs $f < 5$ Hz en bas à gauche et pour les LSMs $9 < f < 24$ Hz en haut à droite et pour le lâcher tourbillonnaire $27 < f < 90$ Hz en bas à droite

On peut enfin illustrer cette contribution pour chacun des types de structures cohérentes avec la signature par quadrants que l'on obtient avec le mode 1 SPOD aux instants du bulbe en contraction *versus* en expansion. Poursuivant l'étude du bulbe moyen qui a été caractérisé précédemment avec les lobes de corrélations croisées à deux point, on présente en Fig. 6.8 les événements des topologies extrêmes du bulbe en prenant un peu moins de 5% des instants où le bulbe est gonflé et contracté. On observe alors avec les points rouges la signature par quadrants d'un état du bulbe en expansion et en noir, le pendant en contraction. On notera que le nombre de points à représenter peut s'élèver très rapidement car en ne prenant que 5% de chaque topologie, cela représente un nombre de points par graphique en théorie de

$2 \times 5\% \times N_t \times N_x \times N_y \simeq 18 \times 10^6$ points, avec $N_t = 3580$, $N_x = 383$ et $N_y = 134$ pour une grille type des champs PIV obtenus. Seulement une sous-partie de la grille PIV est donc représentée par souci de simplicité, mais la Fig. 6.8 présente des tendances claires. En effet, on retrouve les faits saillants précédemment analysés : les VLSM inactifs illustrent très clairement une masse de fluide ralentie (expansion) ou accélérée (contraction). Comme attendu, la composante verticale des VLSM est proportionnellement nettement moins importante que la partie longitudinale, indiquant avec un lobe plutôt aplati, d'où leur faible (mais non-nulle) contribution au cisaillement. Les LSM actifs sont eux aussi essentiellement répartis suivant les quadrants Q2 et Q4, mais la composante verticale y est visiblement accrue et on distingue encore une différence entre les phases d'expansion et de contraction. En revanche, l'analyse par quadrants pour les fréquences associées au lâcher tourbillonnaire indique clairement une superposition des deux ellipses l'une sur l'autre. Ce résultat est donc cohérent avec l'observation faite sur les profils verticaux de vitesse longitudinale et de vorticité : quand on regarde uniquement les structures cohérentes participant à l'enroulement transverse de l'instabilité inflectionnelle de Kelvin-Helmholtz, il ne fait aucune différence de considérer une phase d'expansion ou de contraction du bulbe : cela permet de conclure que les deux instationnarités ont des origines distinctes. Par contre, l'effet de la modulation du lâcher tourbillonnaire en fonction de la phase de la basse-fréquence qui était observé sur les champs de $\Gamma_2(t)$ calculés à partir des données de vitesse de l'écoulement brut est donc bien le signe que la respiration est un mouvement d'oscillation globale qui se fait ressentir partout dans l'écoulement et qui doit être prise en compte dans les calculs des champs bruts (Eaton & Johnston, 1982).

6.4 Comparaison spatio-temporelle des études numériques et expérimentales

On se concentre maintenant sur les caractéristiques spatio-temporelles des différents cas que l'on a traités. Des informations intéressantes peuvent alors être relevées : d'abord on peut comparer le temps total de mesure des données numériques ou expérimentales T_m , en θ/U_0 et le traduire en temps convectifs. Ce dernier correspond au passage d'une particule traversant d'un bout à l'autre le domaine spatial considéré (Baudy, 2017). Puis, la longueur de développement structurel entre

l'entrée du domaine et le point de décollement moyen est également incluse, et est calculée en fonction de θ_0 (épaisseur de quantité de mouvement en entrée du domaine ZPG).

TABLEAU 6.2 Comparaison des échelles spatio-temporelles entre travaux numériques et expérimentaux

Auteurs	Re_{θ_0}	$T_m = \theta_0/U_0$	$T_c = L_x/U_{ref}$	$L_{dv}(\theta_0)$	Manifestation de l'oscillation
Abe SB2 (2017)	300	5 500	13.8	100	Pas de respiration observée
Abe LB (2017)	900	4 125	10.3	100	Pas de respiration observée
C.R.S. cas A (2018)	1 035	5 191	7.2	297	Pas de respiration
C.R.S. cas C (2018)	1 744	1 332	2	357	Pas de respiration
Maciel et al. (2017)	1 003	5 250	10	118	non-documenté
Na et Moin (1998)	300	3 844	7	268	Respiration
Wu et al. (2020)	490	20 000	13	164	Semi-respiration
Étude présente	5 000	222 270 (3 tirs PIV)	1 065 (par station PIV) 266 (MB) 213 (LB)	700	Respiration

Les résultats sont présentés dans le Tableau 6.2 où la dernière colonne s'intéresse à la manifestation de la respiration telle que décrite de manière factuelle par chacun des auteurs. Une première remarque est la différence de résolution temporelle qu'il existe entre les valeurs numérique et expérimentale : les mesures effectuées lors de ce projet sont au moins un ordre de grandeur plus longues temporellement que le pendant numérique ($O(20)$ fois pour T_c et $O(40)$ fois pour T_m). Les études de Na & Moin (1998) et Wu *et al.* (2020) sont les deux seules à explicitement caractériser une oscillation du point de décollement ou de recollement, avec un temps de simulation environ 5 fois plus long pour Wu *et al.* (2020). Toutefois, la manifestation de la respiration est différente : si Na & Moin (1998) présentent une oscillation du décollement et du recollement (cf. leur figure 8) qu'on pourra objectivement qualifier de respiration, Wu *et al.*

(2020) observent un décollement fixe, ou quasi-fixe car ce dernier ne bouge qu'à haute fréquence avec une faible amplitude pour les deux cas d'aspiration-soufflage et aspiration-seulement : « *The point of the separation region in both cases shows a very steep gradient in probability, indicating a stationary separation point.* ». Wu *et al.* (2020) n'observent de grandes oscillations du recollement que pour le cas d'aspiration-seulement, et pour ce cas particulier, on pourra alors parler de semi-respiration comme mentionné dans le Tableau 6.2. En revanche, les longueurs de développement sont différentes : $268\theta_0$ pour Na & Moin (1998) contre $164\theta_0$ pour Wu *et al.* (2020), soit un développement 60% plus long pour la DNS de Na & Moin. Basé sur le mécanisme qui est proposé, il faut souligner ici un point argumentaire important de la dynamique structurelle en jeu : pour faire osciller le point de décollement, il faudrait en théorie avoir connu un développement *suffisant* des grandes structures VLSMs inactives. C'est justement la conversation sur le caractère *bien éduqué* de la couche limite (Vinuesa *et al.*, 2017; Vinuesa *et al.*, 2018) avec la distinction entre APG et effet de Reynolds : selon eux, la région externe qui voit ses structures arriver à maturité, *i.e.* à qui on permet la pleine croissance structurelle avant APG, réagira différemment d'une couche limite à plus bas Reynolds pour laquelle l'influence d'un APG relativement fort mènerait à des structures de turbulence différentes. Ainsi, Simens *et al.* (2009), et repris par Schlatter & Örlü (2010) estiment qu'il faudrait *au moins* $300\theta_0$ (quantités de l'écoulement amont) pour effacer les effets artificiels de la région amont. Par conséquent, revenant au cas de Wu *et al.* (2020), on pourrait postuler que la partie VLSM inactive n'est peut-être pas suffisamment développée en amont pour faire osciller le point de décollement, comme le montre d'ailleurs l'absence de large *streaks* dans la région juste en amont du décollement. En revanche, à partir de la zone de recirculation et au recollement, ils obtiennent des structures qui font presque la taille entière du bulbe comme visible en Fig. 6.6 ($L_{sep} = 450\theta$ dans leur cas suction-seulement et des structures entre $350 - 400\theta$ sont identifiables). Toujours basé sur la proposition du mécanisme, on peut conjecturer que la partie active de l'APG n'est, à elle-seule, pas suffisante pour permettre les oscillations du point de décollement. Enfin le second cas avec un soufflage symétrique n'est pas traité et il n'est pas possible de poursuivre l'analyse. Toutefois, le contre-argument impliquant qu'un soufflage viendrait inhiber toute oscillation du

recollement et donc de la respiration semble invalidé à la lumière des résultats d'amplitude d'oscillation de Na & Moin (1998) et du grand bulbe.

Les DNS de Abe (cas SB2 et LB à $Re_\theta = 300$ et $Re_\theta = 900$) ont des résolutions temporelles dans la moyenne, et est même plus longue que Na & Moin (1998) au même nombre de Reynolds. Si Abe dit ne pas observer de respiration, l'évolution des rouleaux longitudinaux $Q2/Q4$ semblent suivre une amplification attendue (Fig. 6.6). Enfin le cas de la simulation d'un décollement seulement de Maciel *et al.* (2017) utilise une DNS auxiliaire avec un développement amont de $268\theta_{0,\text{aux}}$ et partant de $Re_{\theta_{0,\text{aux}}} = 617$. Leur figure 4(b) n'est pas sans rappeler la figure 25 de Wu *et al.* (2020) où tous deux indiquent une croissance des *streaks* basse vitesse après le décollement moyen. Maciel *et al.* (2017) ne documentent pas de possible oscillation du décollement.

Pour finir, les cas A et C de Coleman *et al.* (2018) qui ont les nombres de Reynolds les plus élevés ($Re_\theta = 1035$ et $Re_\theta = 1744$ respectivement) ont un temps de mesure T_m dans la moyenne ($\simeq 5000\theta_0/U_0$), mais un nombre de temps convectifs faible, du fait de leur très long domaine numérique. À $L_{\text{dev}} = 357\theta_0$, leur longueur de développement démontre une longueur suffisante selon la règle de Simens *et al.* (2009). Toutefois, un traitement des conditions d'entrée et de sortie pour maintenir leur couche limite ZPG canonique dans le cadre d'une simulation avec un domaine périodique ne permet pas d'observer des structures de grande échelles ('*the large-scale structures are not also found upstream of the separation*'). De plus, malgré le fait d'avoir pu observer une certaine amplification des structures dans leur bulbe (*the velocity contours in figure 1(b,c) display the increase in size, relative to those found upstream, of the turbulence structures streaming from near the reattachment station (cf. Abe *et al.* 2012; Abe 2017)*.) à l'image des travaux de Abe (cf. Fig. 6.6), Coleman *et al.* (2018) écartent donc la possibilité d'une grande oscillation de leur bulbe. Trois raisons sont alors détaillées : soit une géométrie « parfaite » sans perturbation amont ou effet de paroi de la soufflerie, le profil de transpiration stationnaire et/ou le traitement des frontières (entrée/sortie) qui viendrait « verrouiller » l'épaisseur de couche limite. À nouveau, sur la base du mécanisme proposé dans ce projet, il serait possible que les VLSMs inactives amont soient en effet sous-développées, et que en dépit de l'amplification observée, cela ne suffise pas à justifier que le point de recollement oscille. Les résolutions temporelles,

peut-être encore davantage pour le cas C ayant seulement deux temps convectif (cf. Tableau 6.2) sont également à considérer.

TABLEAU 6.3 Catégorisation de la respiration

Couche limite amont (VLSM)	Mouvement inactif sous-développé	Mouvement inactif développé	
Comportement du décollement	Fixe	Fixe	Mobile
Zone décollée	Amplification	Amplification	Amplification
Comportement du recollement	Fixe	Mobile	Mobile
Manifestation structurelle de l'instationnarité	Pas d'oscillation de taille de la recirculation Pas de respiration	Oscillations de la zone de recirculation Semi-respiration	Contraction-expansion de la zone de recirculation Respiration

On peut alors tenter de catégoriser l'ensemble des différents écoulements de la littérature dans le Tableau 6.3 : tel que formulé dans le chapitre 5, les VLSMs peuplant la couche limite amont doivent avoir traduit l'effet de la paroi où on génère des cycles de régénération (ou de *bursting*) dans la région externe. Si le mouvement inactif est développé, alors l'amplification par APG est censé permettre une amplification des structures $Q2/Q4_{\text{inactives}}$ qui font osciller le point de décollement. Ces structures amplifiées dans la zone de recirculation feront également bouger le point de recollement, provoquant le mouvement de contraction-expansion de la région de recirculation : le bulbe respire. En revanche, si les VLSMs de la partie inactive se retrouvent dans un état sous-développé, et que les structures de la région amont ZPG n'ont pas atteint un seuil suffisant, alors dans tous les cas le décollement sera fixe. Les raisons peuvent être multiples : impact de l'élément qui déclenche la transition en numérique ou bien en soufflerie, assurer le bon gradient de pression dans l'écoulement ou encore fournir une longueur de développement suffisante comme le rappellent Vinuesa *et al.* (2017). Une conclusion importante à ce stade est que sans examen des VLSMs inactifs en amont, la présence seule d'une partie active amplifiée avec un fort APG et qui provoque le décollement moyen, n'est pas une condition suffisante pour assurer de faire osciller le point de décollement, et ne garantit donc pas que le bulbe respire. En aval d'un décollement demeuré fixe, la zone décollée continue quant à elle

son amplification. Deux cas sont alors possibles : si la zone décollée, suffisamment longue a permis un développement de grandes structures, les fluctuations de vitesses arrivées au point de recollement pourraient permettre de faire osciller le point de recollement, et donc aussi la taille de recirculation globale. Basé sur le mécanisme proposé, le cas du bulbe de Wu *et al.* (2020) ferait partie de cette catégorie où le bulbe a une demi-respiration. Au sein de cette catégorie, il est possible d'imaginer aussi des bulbes de décollement laminaires, avec une condition de Blasius (absence de structures amont), et une possible transition en aval qui ferait évoluer le point de recollement. Sinon, et c'est le troisième et dernier cas possible du Tableau 6.3, l'amplification post-APG ne permet pas dans la zone décollée de générer une structure ayant des fluctuations suffisamment fortes qui permettraient de faire osciller le point de recollement : dans ce cas, le bulbe ne respire pas.

La respiration, oscillation des points de décollement et de recollement instantanés, est donc fondamentalement un problème spatio-temporel qui doit être caractérisé avec une résolution temporelle minimale, mais aussi avec la prise en compte du développement structurel de l'écoulement amont ZPG, et ce avant l'effet de tout gradient de pression. Toutefois l'effet de l'APG joue lui aussi un rôle central : le petit bulbe étudié ici possède structurellement les mêmes composantes que les deux bulbes moyen et grand. Cependant, comme la taille est réduite et le gradient de pression favorable (FPG) a été significativement avancé, le point de décollement moyen n'est pas atteint. Or les fluctuations générées ont été qualitativement évaluées comme étant plus petites : les fluctuations liées au mode 1 POD de chaque bulbe obtenu sont proportionnelles avec la taille topologique des larges *streaks* $Q2/Q4$. Cela veut dire que malgré une partie inactive des VLSMs qui est identique pour les 3 configurations, le niveau d'amplification n'a pas été poussé jusqu'au même niveau. Par conséquent, on peut dire que le petit bulbe connaît un mouvement de contraction-expansion de sa zone centrale, mais les fluctuations des grands cycles $Q2/Q4$ sont trop faibles pour ralentir l'écoulement total (moyen et fluctuant) au point de voir apparaître une réelle oscillation des points de décollement et de recollement. Pour être cohérent avec le reste de la littérature, il faut donc conclure que le petit bulbe est structurellement identique aux moyen et grand bulbe, mais il ne respire pas.

Dans la dernière partie du chapitre, on revisite les corrélations pression-vitesse, et une discussion finale a lieu sur la convection de l'information fluctuante dans le sens amont-aval. Un scénario structurel de la phase de contraction et d'expansion du bulbe est détaillé, avec une application sur le bulbe moyen dont l'intérêt pratique est qu'on capture en une seule station la région de recirculation. On vérifie également que les résultats en pression et vitesse sont effectivement cohérents.

6.5 Application du mécanisme proposé dans les mesures en pression et vitesse

Cette dernière section a trait à la signature de la pression pariétale du passage des larges structures cohérentes. Dans l'étude de ce projet, la pression a joué un rôle clé dans l'identification des fréquences caractéristiques des instationnarités liées à nos bulbes de décollement. Pour rappel, d'abord à basse fréquence, c'est proche du décollement naissant que les grandes cellules de Townsend formant les *streaks* amplifiés signent un pic d'activité (cf. le premier pic de $c_{p'}$) qui est relié au mode 1 POD de la respiration : c'est la signature basse-fréquence de la respiration de nos bulbes qui décroît en amplitude avec la taille du bulbe. Puis à moyenne fréquence, l'instabilité de type Kelvin-Helmholtz a été associée au second pic de $c_{p'}$ et des corrélations de pression ont permis de mettre en exergue le caractère convectif des structures type de la couche de mélange.

6.5.1 Signature au décollement naissant des grandes échelles dans les corrélations pression-vitesse

Comme vu au chapitre 4, un fait marquant pour chacun des trois bulbes est la validation de l'existence d'une corrélation $a_1(t)$ avec la pression fluctuante à la paroi au premier pic de $c_{p'}$. Lors d'une décomposition modale avec un écoulement ZPG, Ferreira & Ganapathisubramani (2021) ont par ailleurs montré un fait très intéressant : cette corrélation entre mode 1 POD et la pression demeure toujours valide pour la partie aval. Illustré en Fig .6.9, Ferreira & Ganapathisubramani (2021) obtient un mode 1 POD (ici une éjection) équivalent au reste de la littérature, et en bas à gauche de Fig .6.9 ils obtiennent deux régions distinctes par un signe opposé dans la corrélation

de pression-vitesse : une région amont négativement corrélée au mode 1 POD fait face à une région aval positivement corrélée.

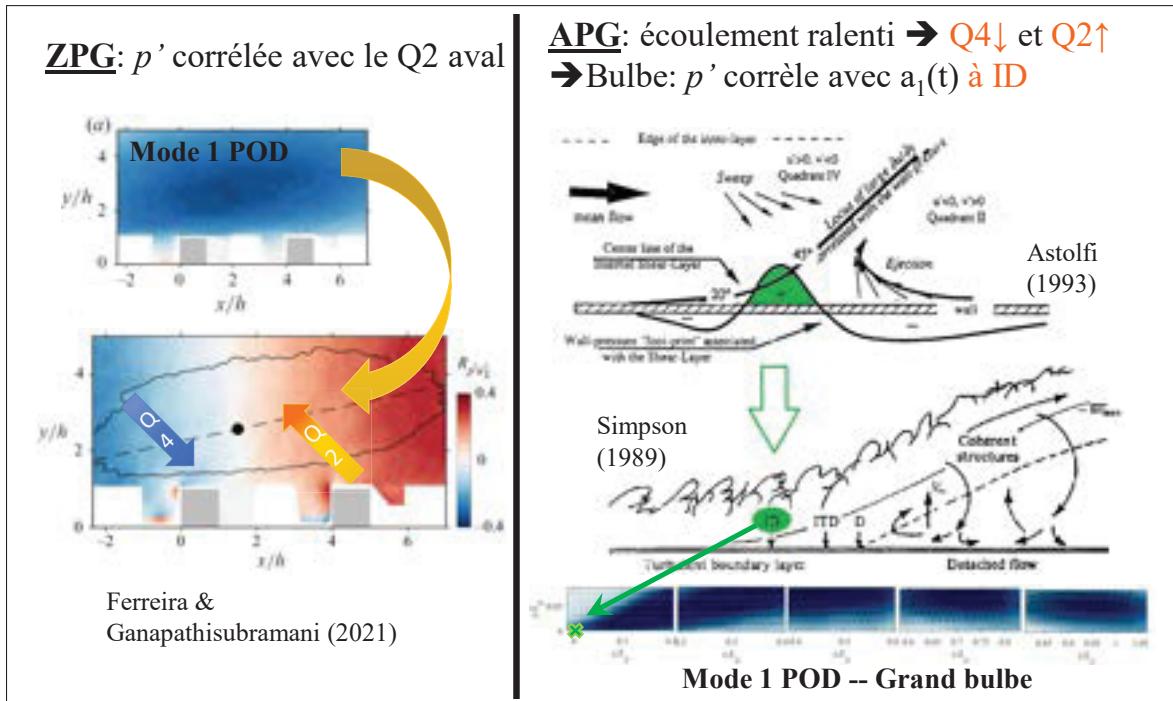


FIGURE 6.9 Corrélations pression-vitesse en ZPG avec Ferreira & Ganapathisubramani (2021) à gauche et en présence d'un APG avec décollement adapté de Zambonini & Ottavy (2015) et comparaison avec le mode 1 POD du grand bulbe à bas à droite

C'est en fait la signature type d'un cycle de *bursting*, où un balayage *Q4* amont vient au contact d'une éjection *Q2* qui elle remonte l'écoulement. Astolfi & Forestier (1993) schématisent (en haut à droite de la Fig. 6.9) cette rencontre des deux structures qui a été observée et confirmée par plusieurs auteurs ayant caractérisé la fluctuation de pression positive (Wooldridge & Willmarth, 1962; Naka *et al.*, 2015).

En outre, si on considère maintenant le cas d'un décollement (Simpson (1989)) où les structures d'une couche limite font face à un APG, Zambonini & Ottavy (2015) font une heureuse comparaison et mettent en lumière que c'est le point du décollement naissant (ID) qui est l'endroit le plus probable selon le modèle de Simpson (1996) où ces fluctuations peuvent être aperçues. C'est effectivement le cas pour cette étude : le point de décollement naissant qui est

environ situé à $x = 1.6 - 1.65m$, soit $x/L_p \simeq 0$, est effectivement là où les pics basse-fréquence étaient le plus visibles pour les bulbes moyen et grand. Si on se situe du point de vue du décollement ID (à $x/L_p \simeq 0$), le mode 1 POD vient alors identifier la partie aval du cycle de *bursting* qui a été fortement amplifiée avec l'APG, à savoir le grand *streak* d'éjection $Q2$: dans ce cas, p'_{ID} et $a_1(t)$ sont bien corrélés. Le comportement d'amplification du passage de ZPG à APG et décollement qui était vérifié en vitesse est donc également valide en pression.

6.5.2 Signature des mouvements actifs et inactifs dans les corrélations pression-vitesse

Dans cette section, on souhaite revisiter le principe du tourbillon attaché de Townsend avec la composante duale des mouvements actif et inactif dans les corrélations avec la pression. Une étude tomographique aux grandes échelles dans les nombres de $Re_\theta = 10000$ apporte des éléments d'information précieux : Naka *et al.* (2015) ont récemment observé que deux types de structures allongées peuvent être identifiées : les balayages haute-vitesse ($Q4$) et les éjections basse-vitesse ($Q2$) qui ont une dimension spatiale et temporelle significative sont des structures à grande échelle qui se meuvent accompagnées sur leurs flancs de structures tourbillonnaires quasi-longitudinales. Les corrélations types entre les trois composantes de vitesse et une fluctuation positive de pression sont présentées en Fig. 6.10.

La partie VLSM active tend alors à s'identifier assez clairement avec les longs lobes de corrélations R_{pu} , et de manière plus secondaire avec R_{pv} . Ce type de corrélations où un grand balayage amont $Q4$ rencontre une éjection $Q2$ qui elle remonte l'écoulement rappelle les corrélations du mode 1 POD de Ferreira & Ganapathisubramani (2021) avec les grandes échelles de pression : c'est la signature d'une fluctuation positive de la pression pariétale lors d'un cycle de *bursting* aux grandes échelles de la région externe qui est de l'ordre de grandeur de δ .

Comme également discuté au chapitre 5, les corrélations en vitesse transverse de Jiménez (2018) suggéraient une analogie intéressante entre les modes 2-3-4 POD de nos bulbes. Une idée a été formulée que ces modes étaient peut-être associés au mouvement contra-rotatif qui participe à la création des larges *streaks* $Q2/Q4$ identifié dans la respiration avec le mode 1. L'étude très

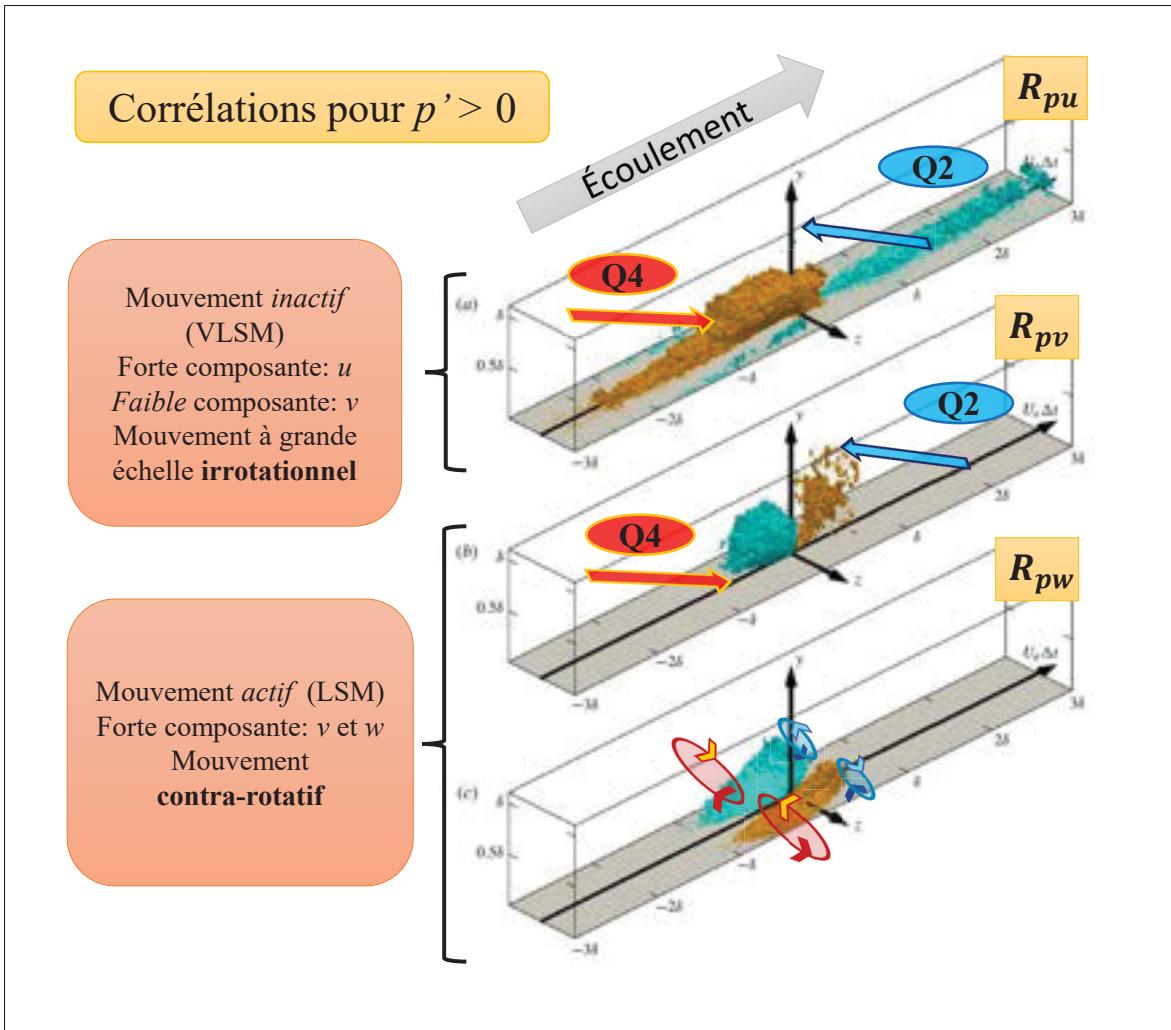


FIGURE 6.10 Vue 3D des corrélations R_{pu} , R_{pv} et R_{pw} de Naka *et al.* (2015) pour un événement de pression fluctuante positive

complète de Naka *et al.* (2015) sur les corrélations pression-vitesse aux grandes échelles ($\mathcal{O}(\delta)$) permet alors d'appuyer nettement la conjecture formulée précédemment : la comparaison dans la « Vue 2D » de la Fig. 6.11(a) montre un mode POD 2 du petit bulbe qui possède une topologie à nouveau très similaire à la corrélation R_{pw} mesurée par Naka *et al.* (2015) pour une condition de fluctuation de pression négative, donc en théorie un mouvement Q4 situé en aval. On note que dans le plan (x-y), on retrouve typiquement une combinaison Q2/Q4 superposée l'un sur l'autre. La ressemblance avec les lobes de corrélation en vitesse de Jiménez (2018) est remarquable. Les mesures tomographiques PIV de Naka *et al.* (2015) permettent aussi d'observer un rendu

3D de cette corrélation vitesse transverse-pression négative : on retrouve dans cette « Vue 3D » en Fig. 6.11(b) une juxtaposition de quatre éléments positifs/négatifs situés de chaque côté du point de référence où le capteur piezo est disposé. On peut alors inférer de cette coupe deux cercles contra-rotatifs qui ne sont pas sans rappeler le modèle en double cône de Townsend (1976), même si naturellement une corrélation n'est qu'un opérateur statistique qui moyenne tous les événements fluides. En tout cas, il apparaît convaincant d'associer la partie active du mouvement turbulent avec les mouvements transverses des LSMs qui sont donc liés à la dynamique contra-rotative qui vient piloter la levée ou l'aplatissement des VLSMs.

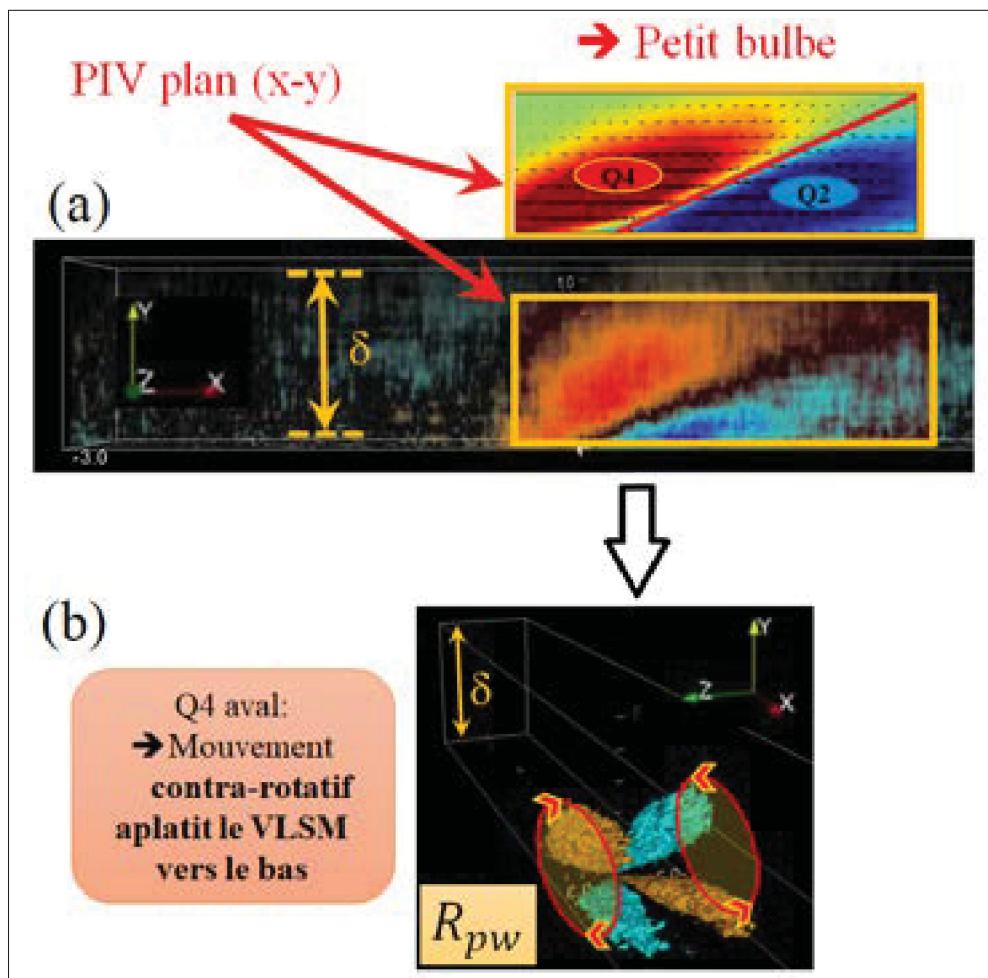


FIGURE 6.11 Vue 2D dans le plan ($x - y$) de la comparaison du mode 2 POD du petit bulbe avec R_{pw} de Naka *et al.* (2015) pour un événement $p' < 0$ en (a) et vue 3D des corrélations R_{pw} de Naka *et al.* (2015) pour ce même événement en (b)

D'ailleurs Naka *et al.* (2015) reprennent même l'analogie de Blackwelder & Kaplan (1976) qui avait été formulée pour les *streaks* proche paroi, dont on retrouve ci-dessous un court passage de leur explication :

the picture obtained looks very similar to the one proposed many years ago for the near-wall streaks, as illustrated by figure 36 from Blackwelder & Kaplan (1976). The picture is the same, but the scale is completely different. The vortical structures have a size comparable to the inner layer ($0.1 - 0.2\delta$), and the low-speed and high-speed 'streaks' are of order δ in y and z (...). This is in very good agreement with the very-large-scale motions (VLSMs) found by Tomkins & Adrian (2003), Ganapathisubramani, Clemens & Dolling (2006) and Hutchins & Marusic (2007) in various high-Reynolds-number boundary layers.

Ainsi la vision de Naka *et al.* (2015) rejoint de façon assez proche celle de Jiménez (2013b) qui avait théorisé la structure type du tourbillon attaché de Townsend. De plus, l'idée que le mouvement en proche paroi (i.e. des *streaks* de haute et basse vitesse avec des tourbillons longitudinaux entre eux) ressemble finalement de près à ce qui se passe pour les VLSMs et les grappes tourbillonnaires des LSMs (mouvement auto-semblable) vient renforcer notre analyse précédente car ces résultats vont à nouveau dans le sens du modèle de Hwang, et surtout la dualité LSM active et VLSM inactive semble toujours pertinente.

Enfin, un dernier mot sur les parties active et inactive qui concerne les résultats du chapitre 4, où les lois de rapport d'échelle (*scaling rules*) étaient étudiées : la contribution du premier pic de c_p' qui s'expliquait par une superposition de deux phénomènes, l'APG et la respiration, trouve maintenant un cadre théorique avec les parties actives et inactives respectivement. De plus, Abe (2017) a remarqué que la partie active (liée à v , donc uv et vv) est la plus efficace pour obtenir le meilleur rapport d'échelle entre $p_w \text{ rms}/q_{\text{ref}}$ et $-\overline{u'v'}/U_\infty^2$.

6.5.3 Signature de la respiration en pression et en vitesse révélant une information convectée amont-aval

Dans cette dernière sous-partie, on s'intéresse à comment le mouvement de contraction-expansion s'étend dans les champs de pression et de vitesse. Le chapitre se clôturera par un scénario structurel qui tend à valider l'analyse de Mohammed-Taifour & Weiss (2021) dans l'idée que le point de décollement bouge en premier, suivi d'une réaction du point de recollement. En dépit du fait que les DNS de façon générale ne puissent pas résoudre les mêmes échelles de temps que l'expérimental (cf. Tableau 6.2), les traces temporelles de pression au décollement et au recollement sont disponibles dans les travaux de Abe (2017) et de Na & Moin (1998). Ces derniers montrent même une trace de pression au sein de la région de recirculation. On peut alors regarder si des corrélations similaires à celles observées expérimentalement sont également vérifiables pour ces DNS. Les résultats de Abe sont présentés en annexe en Fig. I-5 pour une corrélation entre les points de décollement et recollement, tandis que les résultats de Na & Moin sont dans les annexes de Fig. I-6 pour les corrélations obtenues entre leur point de décollement et de recollement, entre leur point de décollement et de recirculation en Fig. I-7 et enfin entre leur point de décollement et de recirculation présentées en Fig. I-8. Un fait remarquable survient alors : les corrélations de pression suggèrent que les bulbes de Abe (2017) et Na & Moin (1998) bénéficient d'une même dynamique que le cas de respiration expérimentale : pour Abe, le lissage des courbes scannées (code de couleur bleu pour le décollement, rouge pour le recollement) rend compte d'une dynamique où les pressions au décollement et au recollement en seconde partie du signal sont corrélés de façon visible à $+0.5$ pour $tU_0/L_b > 12$. En comparaison à droite de la Fig. I-5, on trace la corrélation d'un signal bleu qui serait faiblement en avance sur un signal rouge en retard : la corrélation avec le signal bleu référent exhibe un lobe positif de corrélations dans les temps négatifs, que l'on retrouve d'ailleurs en lobe négatif de -0.32 dans les temps positifs. En prenant les temps $tU_0/L_b > 8$, on observe ce lobe négatif caractéristique. Cela est un premier indice que la pression de la DNS de Abe se comporte de façon analogue à ce que pourrait donner un mouvement de respiration. Encore plus visibles, les corrélations des données de pression de Na & Moin (1998) montrent un pic positif de $+0.29$ entre les points de décollement et de recollement. Toutefois, le mouvement anti-corrélé entre le décollement et la

recirculation (pic de corrélation -0.47), puis la recirculation et le recollement (pic de corrélation -0.7) renseignent alors de manière très convaincante sur le mouvement de respiration *avéré* dans la DNS de Na & Moin (1998) : à chaque fois on constate un retard du point aval par rapport au point amont considéré.

Par conséquent, en plus du mouvement de contraction-expansion ayant des oscillations des fronts de décollement et de recollement identiques au grand bulbe, les champs de pression de Na & Moin (1998a) démontrent avec conviction une dynamique de respiration avec une physique convective des structures responsables du mouvement de respiration. Or justement, Mohammed-Taifour & Weiss (2021) ont montré dans des corrélations de pression que le décollement du grand bulbe réagissait d'abord, et que la perturbation était ensuite transmise au recollement et ils ont mesuré 44 ms de retard du point de recollement sur le décollement. Si l'analyse SPOD sur le grand bulbe est délicate (problème de stations PIV n'étant pas en phase), on peut alors s'intéresser au bulbe moyen qui a l'intérêt de pouvoir capturer les deux points de décollement et de recollement instantanés dans une très grande majorité de cas. Les résultats de l'analyse des positions de la ligne iso-contour $U = 0$ m/s sont présentés en Fig. 6.12 : les deux traces sont alors effectivement anti-corrélées et ce avec un écart négatif de 26 ms entre les oscillations du point de décollement qui se meut en avance par rapport au recollement. Le mode 1 SPOD est donc tout à fait cohérent avec l'analyse en pression effectuée au chapitre 4 du comportement instationnaire : on avait effectivement analysé en Fig. 4.24 que la pression au recollement complet était corrélée avec celle du décollement naissant, qui sont les deux foyers de la signature basse-fréquence, et les deux signaux indiquaient un retard de 23 ms de la pression au recollement par rapport au décollement. L'analyse en pression et en vitesse pour la géométrie moyenne sont donc en accord avec les résultats obtenus sur le grand bulbe (Mohammed-Taifour & Weiss, 2021).

Pour conclure sur le mécanisme proposé, un scénario structurel est alors présenté à la Fig. 6.13 : structurellement, on peut expliquer le cycle de contraction-expansion en considérant le schéma d'un bulbe ayant une zone (minimale) d'écoulement retour à un temps t_0 . Lors de la phase d'expansion du bulbe, un large *streak* à basse vitesse ($Q2_{inactif}$) survient au décollement à un temps ultérieur $t_1 > t_0$. Ce VLSM inactif porte avec lui de fortes fluctuations négatives de la

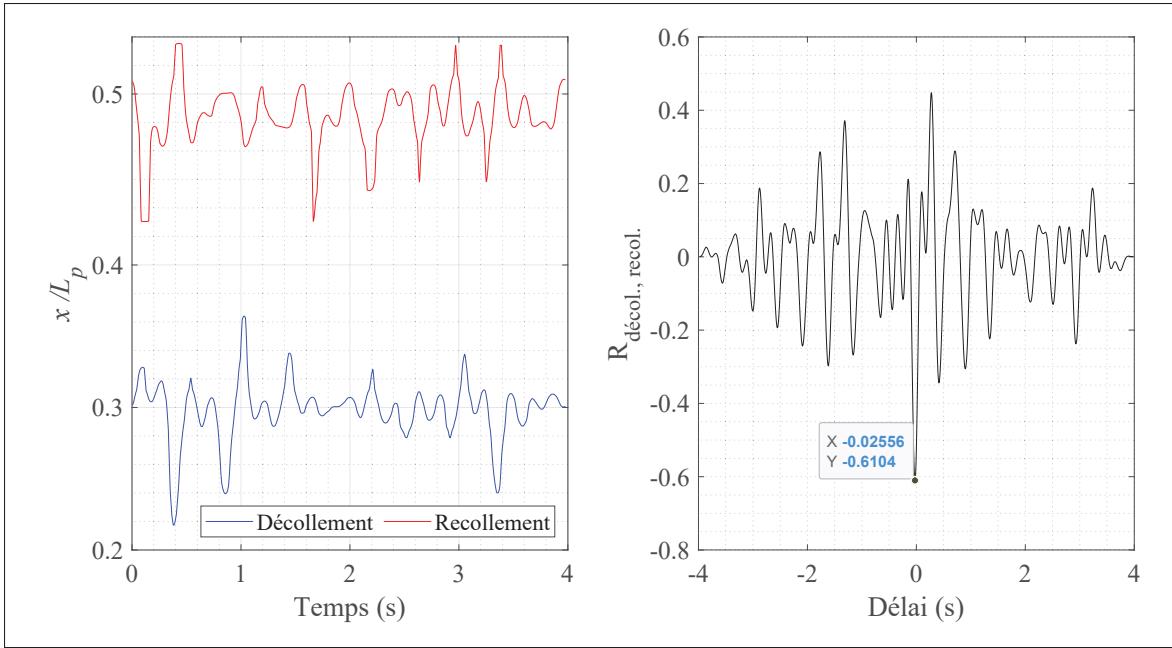


FIGURE 6.12 Traces temporelles des points de décollement et du recollement reconstruites avec le mode 1 SPOD pour le bulbe moyen à la station 3/4 à gauche et une anti-corrélation significative avec un coefficient de -0.6 entre ces deux traces temporelles indiquant un retard de 0.025 s du point de recollement par rapport au pont de décollement à droite

vitesse longitudinale : il peut donc ralentir fortement toute la région du décollement, et faire passer des zones, en amont du décollement moyen, qui étaient de composante U faiblement positives à une valeur négative. Cela implique que la zone de recirculation vient gonfler au niveau du décollement, et le point de décollement aura donc été déplacé vers l'amont. Puis, à un temps $t_2 > t_1$, la structure s'est propagée jusque dans la région aval. Par effet de symétrie, la région du recollement est à son tour ralentie, et cette fois le gonflement du bulbe fait que des zones situées en aval du recollement moyen, qui étaient elles aussi de composante U faiblement positive, change de signe sous l'effet du ralentissement : c'est la phase d'expansion du bulbe.

À l'inverse quand un balayage $Q4_{inactif}$ survient (schéma de droite sur la Fig. 6.13), c'est une accélération de l'écoulement local qui influence d'abord la zone du décollement. Apportant une large amplitude positive de vitesse longitudinale à un temps ultérieur $t_1 > t_0$, ce large *streaks* de balayage peut accélérer des régions situées en aval du décollement moyen à l'intérieur du bulbe, et faire passer ces zones de composantes U faiblement négatives à positives. Cela les fait

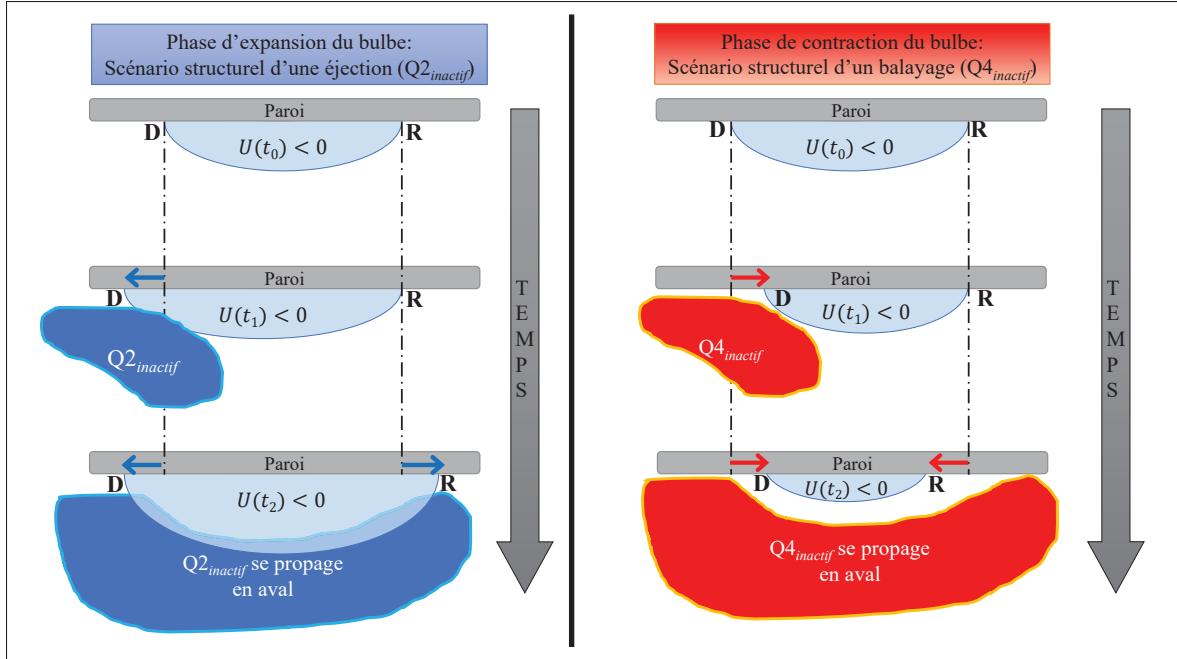


FIGURE 6.13 À gauche le scénario structurel d'une éjection $Q2_{inactif}$ d'une phase d'expansion et à droite le scénario structurel d'un balayage $Q4_{inactif}$ d'une phase de contraction

mécaniquement sortir du bulbe qui voit son point de décollement poussé vers l'aval. Enfin, à un temps $t_2 > t_1$, la structure accélérée atteint la région du recollement, et à nouveau par effet de symétrie, l'accélération locale de l'écoulement permet de faire passer des régions en amont du recollement (à l'intérieur du bulbe à nouveau), ayant une composante U faiblement négative, à une valeur positive, ce qui les fait sortir du bulbe également : c'est la phase de contraction du bulbe.

On peut remarquer ici que l'arrivée de superstructures de la couche amont avait pourtant été écartée initialement comme candidat au mécanisme de la respiration (Le Floc'h *et al.*, 2016). En effet la vitesse de convection utilisée était celle de la région ZPG, et même en considérant une taille longitudinale de 20δ des VLSMs, la fréquence ne correspondait clairement pas à celle de la respiration et restait un à deux ordres de grandeur trop haute (environ 50 fois plus) pour expliquer la respiration du grand bulbe. À l'aune du mécanisme proposé, le rôle clé de l'APG est de transformer structurellement ces trains de $VLSM_{ZPG}$ en amont du décollement moyen, afin

de les amplifier tel un forçage optimal de l'écoulement. La multiplication par 5 des échelles transverses pré-décollement est très certainement la matérialisation de l'effet de la partie active. C'est d'ailleurs peut-être une forme de réponse à la question posée par Cossu *et al.* (2009) qui observaient que très peu d'études parviennent à obtenir une dimension transverse aussi grande. On pourra noter que le mode 1 de la Fig. 6.5 pourrait justement correspondre à la partie inactive amplifiée qui atteint plus de $\lambda_z = 5\delta$.

La vérification d'un tel scénario d'expansion et de contraction est validée dans les Fig. 6.14 et Fig. 6.15 où on reconstruit l'écoulement avec le premier mode SPOD, en intégrant les fréquences jusqu'à 5 Hz seulement. En théorie, les fluctuations associées à ce mouvement ne concerteront que les VLSM inactifs de large échelle spatiale. On rajoute par ailleurs une ligne continue qui matérialise la courbe d'iso-vitesse nulle $U = 0$ m/s où on ajoute ces fluctuations à la composante moyenne. Cela permet de mesurer l'effet du passage des larges *streaks* amplifiés $Q2/Q4_{inactifs}$ à chaque pas de temps sur la zone de recirculation instantanée. Ainsi le scénario structurel d'une expansion qui est liée à une grande éjection démarre à $t = 2.43$ s, instant où le bulbe moyen forme une zone de recirculation délimitée par la courbe iso-vitesse nulle reconstruite avec la partie moyenne et la fluctuation du mode 1 SPOD pris avec $f < 5$ Hz. Un lobe de couleur bleue donc $U < 0$ débarque dans la région du décollement et commence à se propager le long de la zone de recirculation. En troisième vignette, on voit alors l'effet de ce *streak* amplifié : le point de décollement s'est déplacé à une position amont presque sur le bord haut à gauche du champ de vue PIV. Puis la perturbation étant arrivée au recollement, les quatrième et cinquième vignettes de la Fig. 6.14 indiquent que le point de recollement a maintenant oscillé de son côté vers l'aval (cf. les flèches bleues de direction opposées), puis à partir de la sixième vignette, le point de décollement s'échappe du champ de vue PIV (cf. la courbe de l'iso-vitesse nulle en jaune), et le reste de la séquence laisse place à l'amplification de la région décollée. À noter qu'une fois le *streak* basse vitesse convecté, on observe sur la Fig. I-10 mise en annexe la fin du cycle d'expansion, où en dernière vignette de Fig. I-10, on aperçoit l'arrivée prochaine d'une région de fluctuations positives faisant raccourcir la taille de la recirculation.

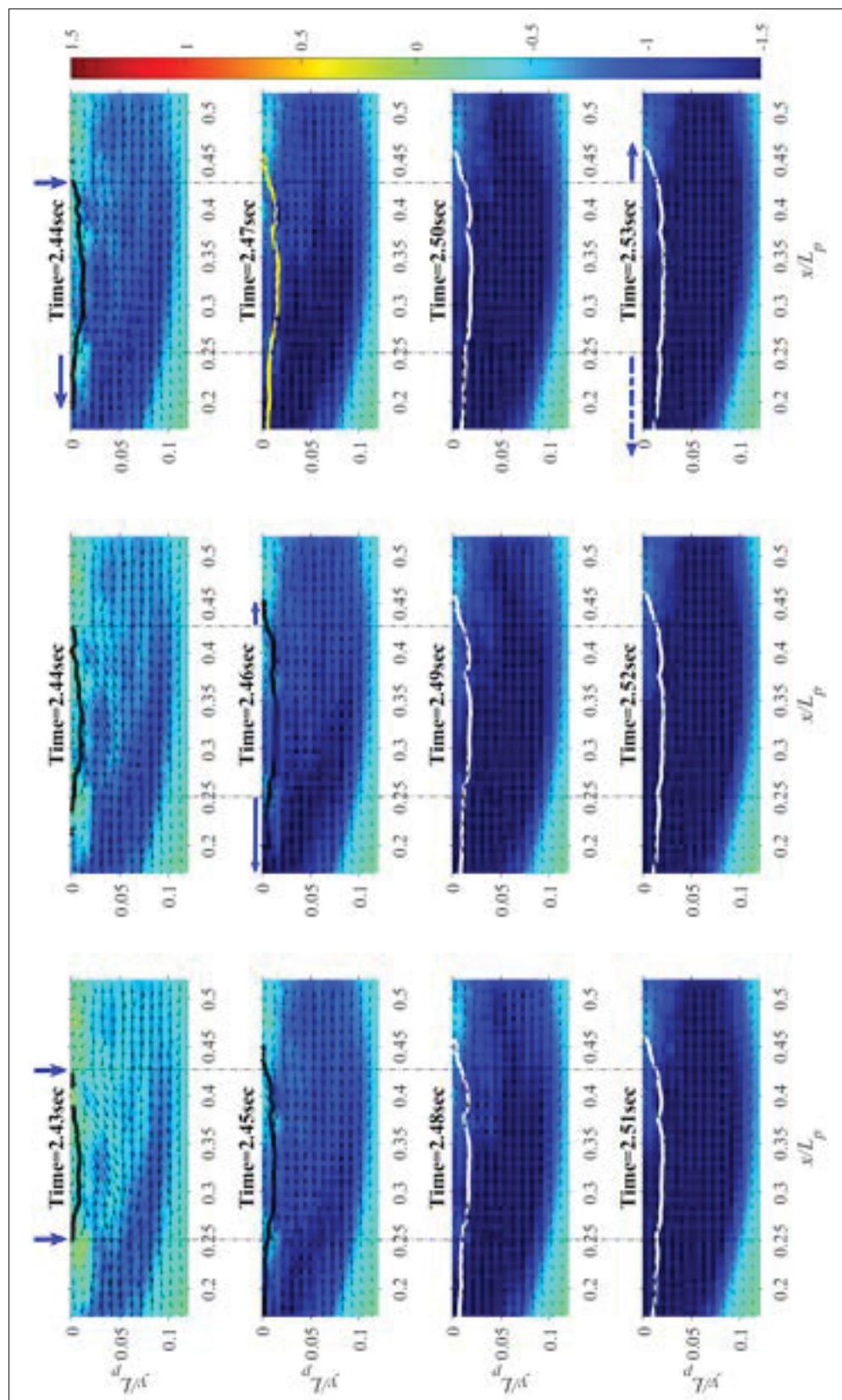


FIGURE 6.14 Mode 1 SPOD pour modéliser une éjection Q2 d'une phase d'expansion du bulbe moyen

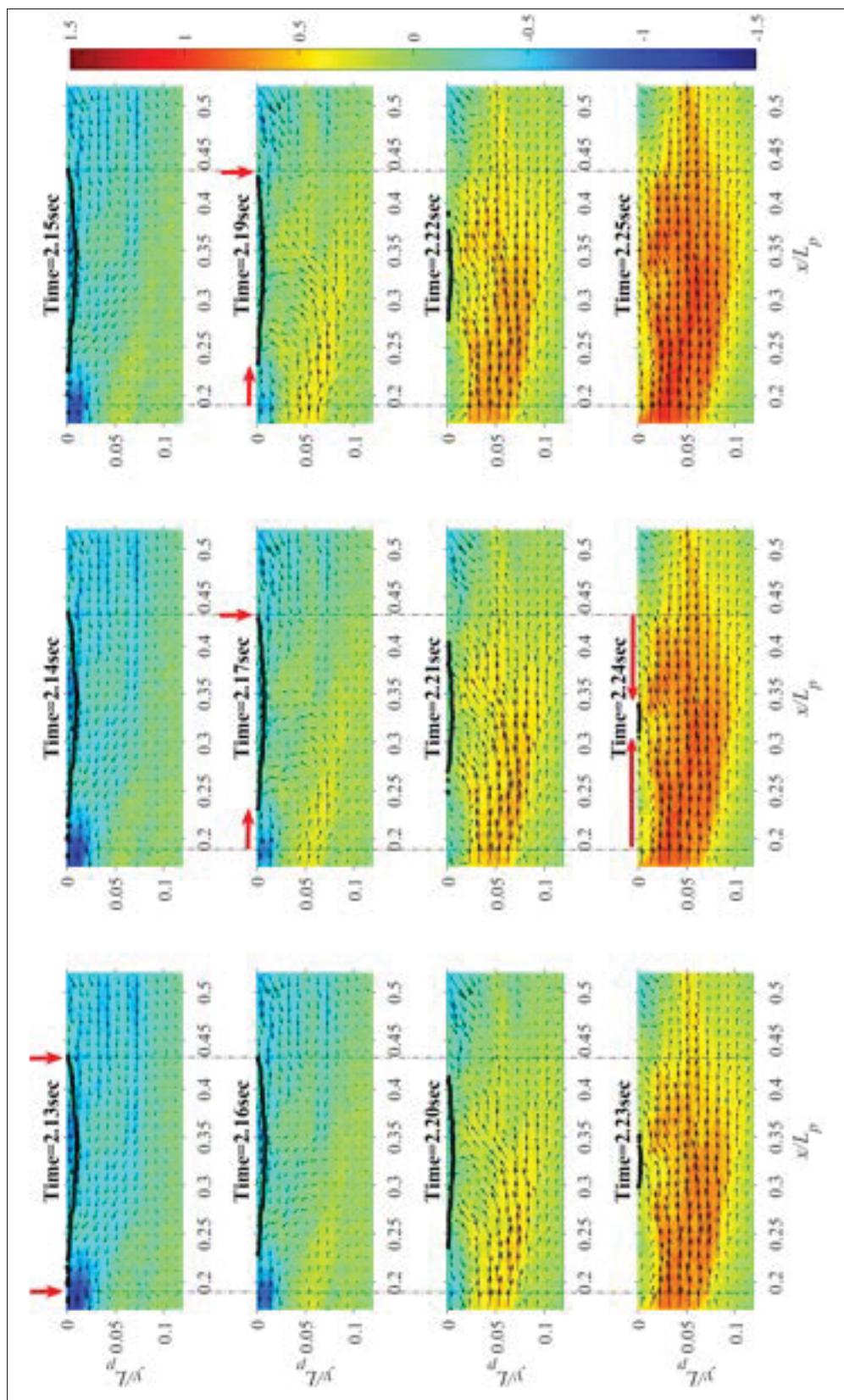


FIGURE 6.15 Mode 1 SPOD pour modéliser un balayage Q4 d'une phase de contraction du bulbe moyen

Justement, la phase de contraction est maintenant présentée en Fig. 6.15 : de manière analogue à la phase de contraction, le bulbe au début de la séquence à $t = 2.13$ s définit une zone de recirculation délimitée par les flèches verticales rouges. À partir de la troisième vignette, une région rouge de fluctuations positives arrive de la région du décollement et provoque immédiatement le mouvement aval du point de décollement. Remarquablement capturé sur cette séquence, le point de recollement ne se met à osciller qu'à partir de la septième vignette à $t = 2.20$ s. L'effet du large *streak* amplifié a pour effet visible de réduire significativement la zone de recirculation, qui finit d'ailleurs par disparaître à la dernière vignette à $t = 2.25$ s. On notera que la séquence complète de ce $Q4_{VLSM}$ inactif est présenté en annexe dans la Fig. I-9 : on aperçoit de nouveau que cette grande structure, une fois convectée, laissera la place à une structure de basse vitesse qui fait réapparaître la courbe d'iso-vitesse nulle : le cycle de contraction lié au large *streak* est alors terminé.

6.6 Conclusion de la discussion sur la revue du mécanisme proposé

Ce chapitre 6 aura permis une revue approfondie d'un ensemble de travaux numériques et expérimentaux portant sur les bulbes de décollement turbulents. Souhaitant ouvrir la discussion sur le paradigme de Townsend et son modèle du tourbillon attaché, un fait essentiel est alors apparu : les deux éléments fondateurs grappe tourbillonnaire (LSM) et large structure *streak* répondent alors aux critères des mouvements dit actif et inactif respectivement. En premier lieu, la partie active de l'écoulement fait donc écho aux grappes structurelles qui pilotent le mouvement contra-rotatif transverse, sur des échelles spatiales de $\simeq 2 - 3\delta$ mais pour une structure relativement grande. Elle est fondamentalement reliée à la composante verticale de la vitesse et est responsable d'une part importante du cisaillement et des fluctuations de pression pariétale. Le gradient de pression adverse (APG) est un amplificateur notable des LSMs et les lois de facteurs d'échelle analysées (*scaling rules*) rendent compte de l'importante contribution du mouvement actif ($-\overline{u'v'}/U_\infty^2$) dans les fluctuations de pression à la paroi dans la région du décollement (Abe, 2017; Le Floc'h *et al.*, 2020). Les résultats du chapitre 4 des seuils de rapports d'échelle de $c_{p'}$, avec les maximums des tensions locales de Reynolds normales et

de cisaillement, après avoir enlevé la contribution de la basse-fréquence prennent donc tout leur sens sous le paradigme de Townsend. En second lieu, la partie inactive est donc liée aux très grandes structures (VLSM) qui contribuent au contraintes normales $\overline{u'u'}$ et $\overline{w'w'}$ mais qui ne produira un cisaillement significatif proche paroi (Hwang, 2015; Deshpande *et al.*, 2021). Cette structure pouvant atteindre des tailles de $\simeq 6 - 20\delta$ est porteuse d'une forte partie de l'énergie cinétique, capable de faire osciller les régions de faible amplitude de vitesse que sont le décollement et le recollement. Un diagramme des scénarios structurels a d'ailleurs été établi avec une validation convaincante de cette cinématique à partir des champs de vitesse reconstruits à l'aide du modèle réduit du premier mode SPOD. Ces larges composantes inactives convectées dans l'écoulement moyen sont une condition impérative à la manifestation de la respiration. Si leur croissance est inhibée, alors la proposition de mécanisme formulée dans ce projet indique que le décollement sera fixe. Ce point est essentiel car cette catégorisation ouvre alors la porte à une réconciliation sur la grande diversité des manifestations observées de la dynamique dite 'basse-fréquence'. On peut en effet alors classer l'intégralité des cas observés dans la littérature. Trois cas fondamentaux se présentent : (a) : *décollement mobile–recollement mobile*, (b) : *décollement fixe–recollement mobile*, et enfin (c) : *décollement fixe–recollement fixe*. Cette évolution graduelle des cas (a), (b) et (c) en trois temps marque l'enjeu d'assurer un développement des structures suffisant pour permettre des niveaux de fluctuations capables de faire changer de signe les régions de vitesse longitudinale de faibles amplitudes que sont le décollement, le recollement ainsi que l'ensemble de la zone de recirculation.

Enfin, l'analyse par quadrants de chaque gamme de fréquence associée aux mouvements inactifs (basse-fréquence), actifs (moyenne-basse fréquence) et de lâcher tourbillonnaire (moyenne-haute fréquence) ont démontré que la contribution du mode convectif associé à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz n'intervenait pas dans la production du mouvement inactif. Ainsi, en complément du chapitre 4, qui présentait une modulation de l'activité tourbillonnaire par la basse-fréquence, on peut l'attribuer au fait que cette dernière se fait ressentir partout dans la région décollée du fait de son caractère global. En revanche, on peut conclure que ces deux instationnarités ont des origines distinctes. D'ailleurs, le fait que le petit bulbe, dépourvu

de recirculation moyenne et ne démontrant pas une respiration (i.e. oscillation visible du décollement/recollement) mais tout de même capable d'exhiber un mouvement convectif de lâcher tourbillonnaire, était un premier signe de cette scission entre les deux phénomènes instationnaires.

CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Une famille de bulbes de décollement turbulents incompressibles formés le long d'une plaque plane à $Re_\theta = 5\,000$ a été étudiée expérimentalement au sein de la soufflerie à couche limite du laboratoire TFT Aérodynamique de l'École de technologie supérieure. Le but de ce projet de recherche consistait à investiguer l'origine d'une instationnarité basse-fréquence, surnommée la respiration, qui se manifeste par une variation significative de la taille de recirculation du bulbe. Le cas du bulbe induit par gradient de pression est rendu possible grâce à la combinaison d'un gradient adverse puis favorable qui font respectivement décoller puis recoller une couche limite turbulente amont. Poursuivant les travaux de Mohammed-Taifour & Weiss (2016) et Mohammed-Taifour (2017) qui ont caractérisé une respiration de forte amplitude sur un bulbe massivement décollé (0.40 m de recirculation moyenne), deux nouvelles géométries plus petites ont été obtenues en modifiant le berceau de la section d'essais pour ramener le gradient de pression favorable plus en amont. De la sorte, on garde le même gradient de pression adverse, mais la longueur de recirculation se voit diminuée. Un bulbe moyen ayant une dizaine de cm de recirculation moyenne est obtenu, ainsi qu'un troisième où les points de décollement-recollement moyens ne sont pas définis. Le but a alors été de vérifier si les oscillations basse-fréquence étaient toujours présentes, dans l'espoir de possiblement révéler une origine du mouvement de respiration.

Les conclusions importantes de ce projet sont récapitulées ci-dessous :

- 1) Le problème de la respiration, qui se définit par de larges oscillations des points de décollement et de recollement instantanés, est un phénomène de nature spatio-temporelle. Seule une description temporelle ne permet pas de différencier les signatures possibles de chacun des éléments structurels qui constituent un bulbe de décollement, ni de pouvoir expliquer la grande diversité des résultats observés dans la littérature. Les dimensions spatiales de cette instationnarité doivent par conséquent faire l'objet d'une prise en compte : à la connaissance de

l'auteur, seules deux études de bulbe de décollement turbulent induit par gradient de pression (à savoir la DNS de Na & Moin (1998) et le grand bulbe présent) exhibent des amplitudes de respiration comparables, et ce en dépit de différences notables sur le nombre de Reynolds ($Re_\theta = 300$ vs 5 000 respectivement). Ainsi, la dynamique de la respiration se joue donc dans les dimensions spatiale et temporelle des *structures cohérentes* qui pilotent ce mouvement global de la zone décollée.

2) Une proposition de mécanisme de la respiration a été formulée à partir d'une théorie récente des cycles de régénération des structures de turbulence à grande échelle ($O(1-10\delta)$). S'inscrivant dans le paradigme du 'tourbillon attaché' de Townsend, les travaux successifs de Carlo Cossu et Yongyun Hwang dressent le portrait d'une turbulence de paroi qui est bâtie sur un *continuum* de processus dits auto-semblables (i.e. ayant une même cinématique) avec des échelles spatiales qui s'étendent des structures de la zone tampon dans la région interne jusqu'aux grandes et très grandes structures (notées *LSM* : *Large Scale Motion* et *VLSM* : *Very Large Scale Motion* en anglais) dans la région externe de la couche limite. Voici les piliers du mouvement turbulent : une structure cohérente quasi-longitudinale, tel un mouvement strié ou *streak* en anglais, se retrouve significativement amplifiée par des grappes de tourbillons quasi-longitudinaux via l'effet d'un soulèvement cohérent. Le cycle de vie structurelle dit d'éclatement (ou de *bursting* en anglais) consiste à voir les grappes tourbillonaires engendrer le *streak* amplifié. Ce dernier se met à serpenter et à onduler, et finalement sa structure longitudinale vient se rompre avant de régénérer un nouveau tourbillon quasi-longitudinal via des mécanismes non-linéaires. Cette étude nous permet de conclure que le cycle de contraction-expansion des trois bulbes étudiés correspond à un cycle de *bursting* mais ayant subi une amplification spatio-temporelle significative.

Il est important de noter que l'envergure spatiale du phénomène cyclique qui vient d'être décrit se situe dans les grandes échelles. Pour le cas du bulbe de décollement, le gradient de pression adverse (APG) vient énergiser les grappes tourbillonnaires (LSM) avec une composante verticale

visiblement accrue. Cette amplification traduit un mouvement contra-rotatif caractéristique plus important qui permet d'extraire davantage de fluide basse vitesse proche de la paroi et cela augmente la production des contraintes normales et de cisaillement dans l'écoulement. Suivant la théorie d'amplification de Cossu et Hwang, on peut alors considérer que l'APG se comporte à l'image d'un forçage optimal et qui amplifie le rôle des LSMs. Ces dernières viennent ensuite significativement produire et amplifier à leur tour les structures longitudinales *streaks* ou VLSM qui portent la majorité de l'énergie cinétique turbulente. Or plus l'APG est prolongé sur une distance longue sans rencontrer un gradient de pression favorable, plus l'échelle spatiale du *streak* VLSM généré sera grande, et l'analyse modale (POD et SPOD) confirment une topologie dont la longueur est proportionnelle à la taille du bulbe.

Par conséquent le passage de larges VLSMs amplifiés a été identifié comme étant à la source du mouvement basse fréquence et de grande amplitude. Ces structures sont capables de produire soit un ralentissement soit une accélération d'abord ressentie au niveau de la ligne de décollement moyen. L'oscillation du point de décollement provient d'une fluctuation basse vitesse qui fait mécaniquement augmenter la taille de recirculation au décollement, i.e. le point de décollement remonte en amont. À l'inverse, une large fluctuation haute vitesse fera mécaniquement réduire la zone de recirculation, i.e. le point de décollement se déplace vers l'aval. Puis ce VLSM est convecté le long du bulbe et atteint le recollement (avec $dU/dx > 0$). Par effet de symétrie avec le décollement (avec $dU/dx < 0$), le point de recollement est poussé en aval (en amont) par l'arrivée du VLSM basse vitesse (haute vitesse).

3) La dualité tourbillon quasi-longitudinal/*streak* du paradigme de Townsend trouve un écho supplémentaire dans le principe des mouvements turbulents dits *actif* et *inactif*. Cette observation de Townsend (1961) rend compte d'un état de croissance structurelle différent entre des écoulements pourtant susceptibles de présenter un profil de vitesse et un niveau de cisaillement tous deux identiques. Selon Hwang et Marusic, la grappe tourbillonnaire (ou LSM) forme la

partie active tandis que le large *streak* (ou VLSM) qui porte la majorité de l'énergie cinétique turbulente constitue la partie inactive, qui est à l'origine de la respiration du bulbe de décollement turbulent. Précisément, lors de l'analyse des distributions des fluctuations de pression $c_{p'}$, la superposition de ces deux phénomènes actif (APG) et inactif (respiration) prend tout son sens dans les règles de rapport d'échelles (ou *scaling rules*) des ratios de fluctuations de pression par les maximums des contraintes locales de Reynolds. Comme remarqué par Abe (2017), la similarité remarquable entre $c_{p'}$ et la contrainte de cisaillement $-\rho \overline{u'v'}_{\max}$ dans la région APG et la zone décollée, à l'image des résultats de Simpson *et al.* (1987) et Na & Moin (1998), souligne que le mouvement des grappes tourbillonnaires LSM, qui forment la composante active, contribuent pour beaucoup dans les fluctuations de la pression pariétale. Une fois la contribution des *streaks* inactifs associés à la respiration enlevée dans nos données de pression et vitesse, il est donc tout à fait cohérent que les règles de rapport d'échelles $p_w \text{ rms} / -\rho \overline{u'v'}_{\max}$ et $p_w \text{ rms} / \rho \overline{v'u'}_{\max}$, ayant chacune en commun la vitesse normale, tendent à rejoindre les seuils des plateaux majoritairement *actifs* identifiés par Abe (2017). En effet, sur la base du mécanisme proposé, la plupart des DNS rendent compte d'une distance de développement structurel plus courte que le pendant expérimental. La prise en compte des échelles de la partie inactive doit donc être intégrée à l'analyse du bulbe de décollement, et on observe une nouvelle fois la preuve que seule la dimension temporelle ne peut répondre correctement au problème de la respiration.

4) Une catégorisation de la manifestation des mouvements inactifs a été proposée et il y a deux possibilités : la première où le mouvement inactif a suffisamment été développé, et la seconde où il est insuffisamment développé. Dans le premier cas, les structures allongées haute et basse vitesses entre $6 - 20\delta$ de long peuplent la couche limite amont. Ces $Q2/Q4_{inactifs}$ que le premier mode POD capture arrivent dans la région de l'APG où la partie active les amplifie significativement en générant un mouvement contra-rotatif plus grand. Les fluctuations associées permettent l'oscillation du point de décollement. Dans ce cas, le décollement et le recollement sont tous deux mobiles, et il y a respiration.

Le second cas possible est de considérer une partie inactive insuffisamment développée, à savoir que l'APG arrive ‘trop vite’ pour que les échelles spatiales des structures en ZPG aient atteint leur taille minimale attendue. Dans ce cas, l'amplification par la composante active de l'APG permet un décollement de la couche limite, mais les fluctuations de vitesse à large échelle manquant à l'appel, les *streaks* amplifiés sont de trop petite amplitude pour faire varier la région du décollement : le décollement reste alors fixe. Toutefois, la présence de l'APG indique que dans la région décollée, une amplification des *streaks* est toujours possible comme observé dans les DNS de Coleman *et al.* (2018), Abe (2019) et Wu *et al.* (2020). Cette amplification peut mener vers deux sous-cas : le premier scénario est lorsque l'amplification post-APG sera suffisamment intense et les fluctuations arrivant sur la ligne de recollement auront une amplitude suffisante pour faire osciller le point de recollement. La zone de recirculation voit sa taille globale évoluer au cours du temps : le décollement est fixe mais le recollement est mobile, il y a une semi-respiration. Le second scénario est si les amplifications de la zone décollée n'ont pas permis de créer des VLSMs inactifs de taille suffisante pour perturber la ligne de recollement. Dans ce troisième et dernier cas, les points de décollement et de recollement sont tous deux fixes, et il n'y a aucune oscillation de la taille de recirculation, et donc pas de respiration observée.

5) De par sa nature globale ressentie dans l'écoulement, la respiration basse-fréquence indique un effet de modulation sur le lâcher tourbillonnaire à moyenne-fréquence. On observe que le nombre de structures tourbillonnaires est anti-corrélé avec l'état de gonflement des bulbes moyen et grand : lors de la phase d'expansion, un nombre réduit de tourbillons est identifié tandis que la phase de contraction signe un nombre plus important de tourbillons. Reliant cette dynamique aux signatures en pression, cela suggère que comme la pression au décollement naissant (ID) et au recollement complet (CR) sont corrélées positivement entre elles, ainsi qu'avec le gonflement du bulbe, alors la phase de contraction du bulbe se trouve le siège d'une pression négative dans la région aval du recollement où sont lâchées un nombre plus important de structures tourbillonnaires de type Kelvin-Helmholtz. Cette image d'une plus grande activité

turbillonnaire laissant une emprunte pariétale de $p' < 0$ durant la contraction est à la fois cohérente avec l'analyse sur une plaque épaisse (décollement fixe) de Kiya & Sasaki (1985) et plus récemment l'étude numérique d'Abe (2017). Les premiers observaient une activité des tourbillons plus intense dans la signature pression dans la région du recollement lors de la phase de contraction de leur bulbe tandis que le second souligne l'utilité des minimums de pression pour identifier les structures transverses.

Toutefois, cette modulation n'implique pas une causalité. *A priori*, le mécanisme d'amplification des VLSMs inactifs se déroule indépendamment de l'état de l'activité de type KH. Un argument convaincant provient de l'application du critère de Rayleigh-Fjørtoft et de l'analyse par quadrants avec le modèle réduit du mode 1 SPOD : les fluctuations associées aux gammes de fréquences du lâcher tourbillonnaire ne permettent pas de différencier un état contracté ou dilaté du bulbe. Par conséquent, on peut considérer que les origines des deux instationnarités sont distinctes.

6) Enfin, l'analyse en pression est parfaitement en accord avec l'analyse en vitesse. Le lien fondateur mis en exergue par Mohammed-Taifour & Weiss (2016) entre fluctuation de pression pariétale au décollement naissant et le coefficient temporel du mode 1 POD a donc été relié jusque dans les écoulements ZPG (Ferreira & Ganapathisubramani (2021)). Le cycle de *bursting* voit une fluctuation positive survenir quand un balayage $Q4_{inactif}$ amont percute une éjection $Q2_{inactif}$ aval, et ce dernier vient corréler positivement avec le mode 1 POD. Les travaux récents sur la signature pression des mouvements structurels à grande échelle de Naka *et al.* (2015) pointent vers une analyse très similaire à Hwang et Cossu : la région externe se comporte cinématiquement comme la région interne, avec un changement de taille significatif.

Recommandations

Le débat reste ouvert au sujet de savoir quels sont les mécanismes de régénération de la turbulence qui régissent la région externe des couches limites ainsi que les grandes échelles associées. Tant

qu'aucun mécanisme ne fera consensus, il est peu probable que la diversité des résultats existants fasse ressortir des échelles spatio-temporelles cohérentes.

Afin de pouvoir prédire la fréquence de la respiration d'un bulbe de décollement, on peut proposer d'entreprendre un étalonnage des tailles des structures VLSM inactives suivant l'axe transverse, et de quantifier le seuil d'un développement suffisant.

Dans la littérature disponible sur l'amplification des mouvements aux grandes échelles, Pujals *et al.* (2010a) sont l'une des rares validations *expérimentales* qu'une amplification à $Re_\theta = 750$ est effectivement possible et ils obtiennent une longueur d'onde transverse des *streaks* de $\simeq 6\delta$, un résultat proche de ce que la théorie de la croissance optimale transitoire prédisait de $6 - 8\delta$ (Cossu *et al.* (2009)). La question serait alors de savoir si nous avons atteint cette longueur d'onde transverse dans le cas du moyen ou du grand bulbe sous l'effet de l'APG.

Enfin, dernier point prenant l'argumentaire par la négative : si la respiration traduit bien une amplification structurelle des VLSM inactifs par l'APG actif, alors on peut se demander si la respiration existerait toujours dans le cas où l'amplification optimale des VLSMs aurait déjà eu lieu dans la zone ZPG : la taille des *streaks* tendrait vers l'infini selon les théories d'amplification linéaires (Cossu *et al.* (2009)), et en théorie l'APG perdrait théoriquement son rôle d'amplificateur. Obtiendrait-on un bulbe déformé avec des ondulations prononcées des lignes de décollement et de recollement ? Des études expérimentales et numériques seraient alors requises afin de pouvoir répondre à ces questions.

ANNEXE I

FIGURES SUPPLÉMENTAIRES

A. Compléments du chapitre stationnaire

Les profils des contraintes normales de Reynolds présentés en Fig. I-1 affichent des résultats très analogues à la composante de cisaillement qui était discutée en Fig. 3.14 : à partir de $|z^*| > 1/3$, la région aval voit une augmentation des contraintes de Reynolds normales et de cisaillement du fait de la présence des tourbillons de coin décrit dans le chapitre du comportement stationnaire en section 3.4.

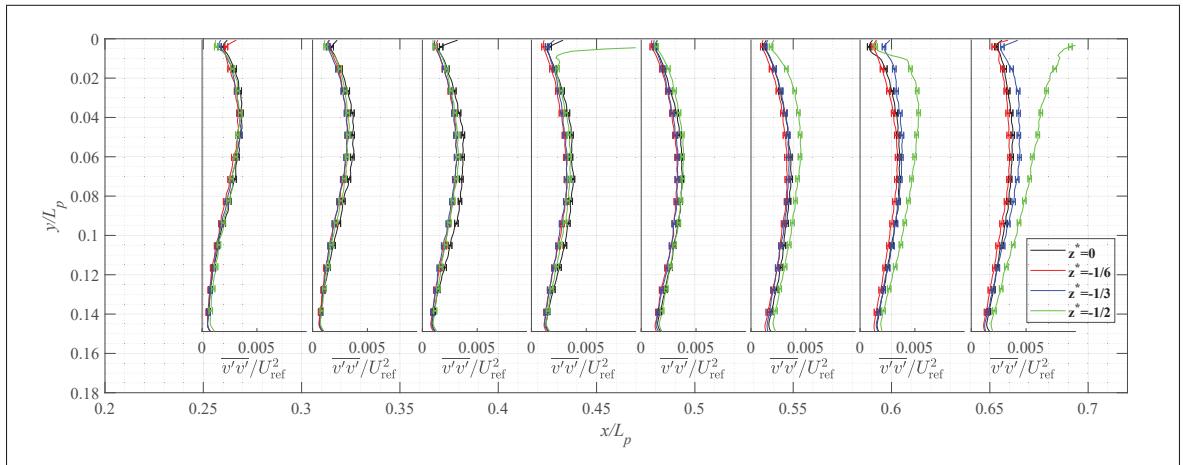


FIGURE-A I-1 Profils de $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ pour les mesures verticales du bulbe moyen aux sections transverses : $z^* = 0, -1/6, -1/3$ et $-1/2$ et les barres d'erreur de la contrainte de cisaillement sont estimées à 1.1×10^{-4}

B. Compléments du chapitre instationnaire

B.1 Échelles transverses des corrélations de pression

Les comparaisons entre les échelles transverses des corrélations de pression entre les études de Kiya & Sasaki (1985) avec les cas de l'étude présente pour le grand et le petit bulbe. Les résultats sont présentés en Fig. I-2.

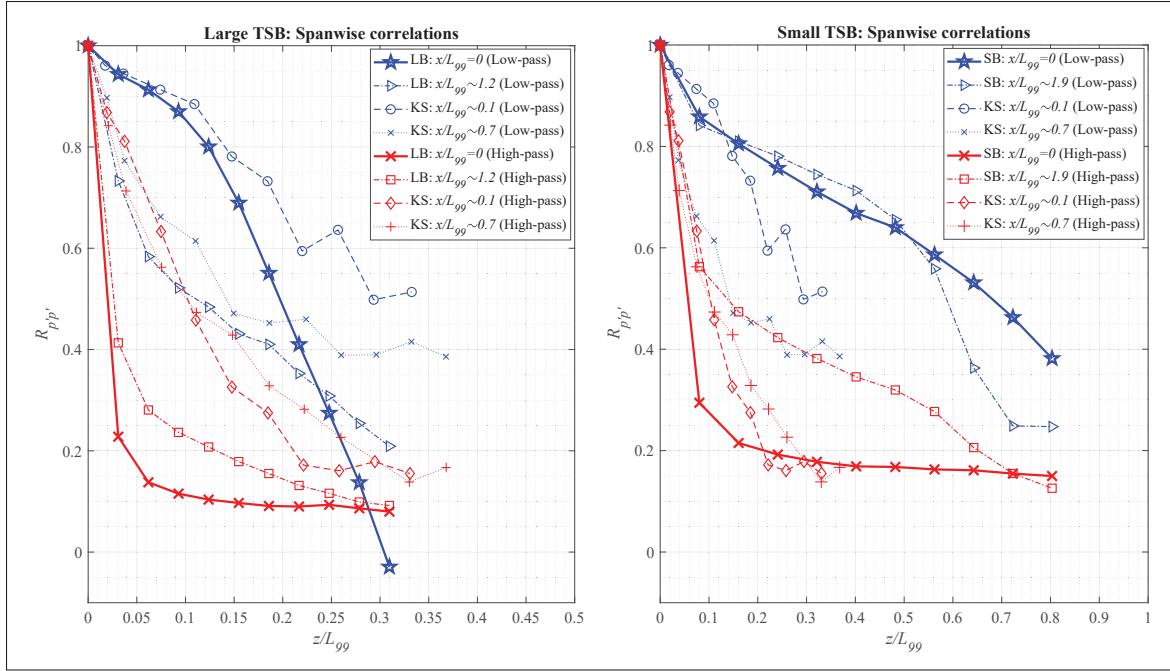


FIGURE-A I-2 Comparaison des corrélations de pression au décollement et recollement entre les grand et petit bulbes *versus* Kiya & Sasaki (1985)

Les $R_{p'p'}$ filtrées passe-bas ($f < 10$ Hz) sont effectivement plus hautes en moyennes que les R_{pp} filtrés passe-haut ($f > 10$ Hz). Au décollement les basses fréquences sont plus largement corrélées que au recollement, où leur chute devient plus nette et c'est d'ailleurs quasiment la même pente avec le petit bulbe. Pour les courbes filtrées passe-haut on retrouve les courbes rouges avec les carrés au recollement qui sont également bien au dessus des lignes épaisses rouges proches du décollement, ce qui tendrait à indiquer une organisation des structures tourbillonnaires lâchées en aval qui prend forme.

B.2 Modes POD dominants du grand bulbes sur deux rangées de mesures PIV

Une vue complète de l'étendue des deux premiers modes POD a été obtenue grâce à des mesures le long de la ligne centrale de la section d'essais sur deux rangées de hauteur de mesures PIV. Les résultats sont présentés en Fig. I-3 où les lobes complets sont présentés, nécessitant 10 champs de vue consécutifs pour pouvoir capturer pleinement la topologie du grand bulbe.

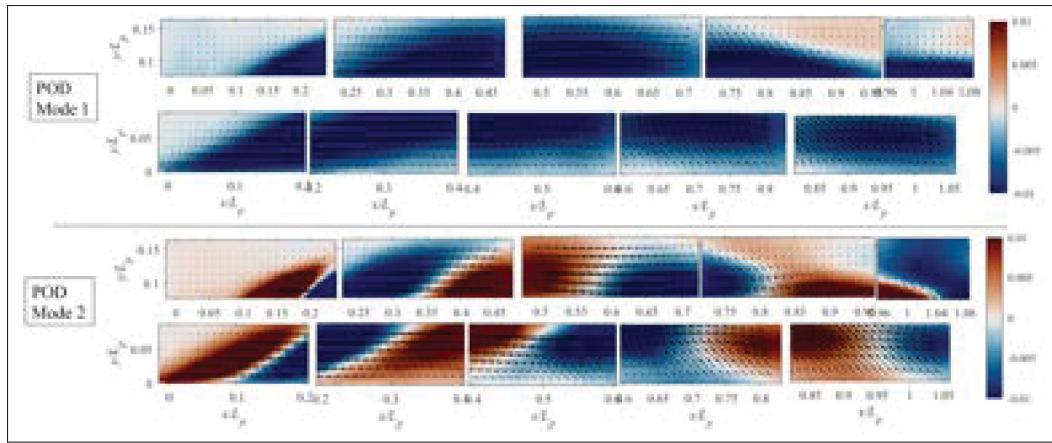


FIGURE-A I-3 Cartographie des deux premiers modes POD du *Grand Bulbe* sur les dix champs de vue PIV

C. Compléments du chapitre structurel

La section suivante comporte deux compléments du chapitre structurel. Tout d'abord un point sur les échelles transverses des structures ZPG présentes dans la couche limite turbulente utilisée par Na & Moin (1998). Puis une brève revue des traces temporelles de la pression pariétale des DNS de Abe (2017) et Na & Moin (1998) seront discutées.

C.1 Échelles transverses en ZPG

Les structures de la région ZPG de Na & Moin (1998a) et celle de Spalart (1988) montrent une longueur d'onde transverse d'environ $\lambda_z \simeq 10\delta^*$ équivalent comme résumé en Fig. I-4.

C.2 Signature pression du mouvement de contraction-expansion des bulbes en DNS

Les traces temporelles de Abe (2017) et de Na & Moin (1998) sont comparées entre la région du décollement et du recollement. Les résultats de Abe sont présentés en Fig. I-5 où on compare avec un exemple de deux signaux dont le rouge est en retard sur le signal bleu.

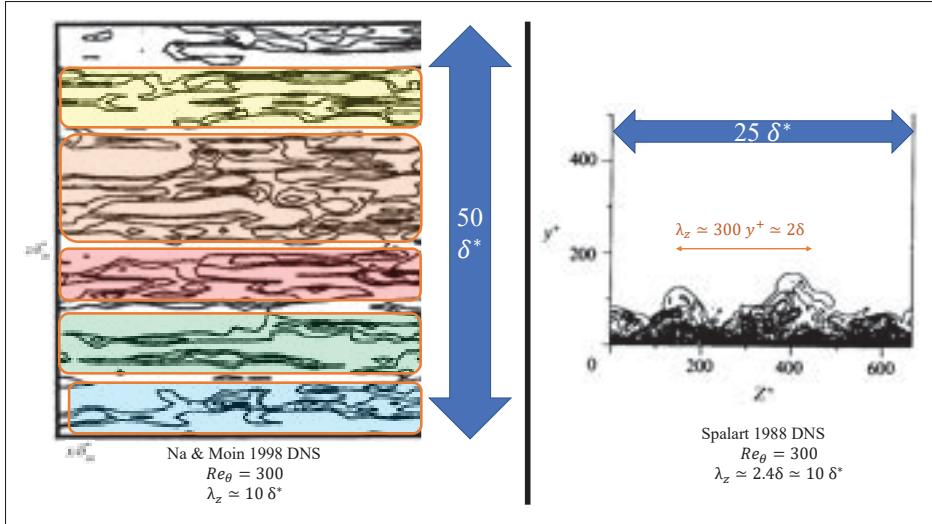


FIGURE-A I-4 Région ZPG de Na & Moin (1998) à gauche et Spalart (1988) à droite

Puis, ci-dessous viennent s'ajouter celles de Na & Moin (1998) qui ont regardé trois emplacements en particulier : en amont du décollement dans l'APG, au milieu de la zone de recirculation ainsi qu'en aval du point de recollement dans les Fig. I-6, Fig. I-7 et Fig. I-8 respectivement.

On peut retenir que les DNS de Abe et Moin semblent indiquer chacune une traduction des fluctuations de pression proches à celle du mouvement de respiration de Mohammed-Taifour & Weiss (2021).

C.3 Phase de contraction et d'expansion avec le mode 1 SPOD

Le mode 1 SPOD est utilisé pour reconstruire les structures cohérentes traversant le bulbe moyen : les grands cycles de balayage ($Q4$) et d'éjection ($Q2$) sont représentés dans les Fig. I-9 et Fig. I-10 respectivement. Cette analyse modale valide ainsi le scénario structurel présenté au chapitre 6.

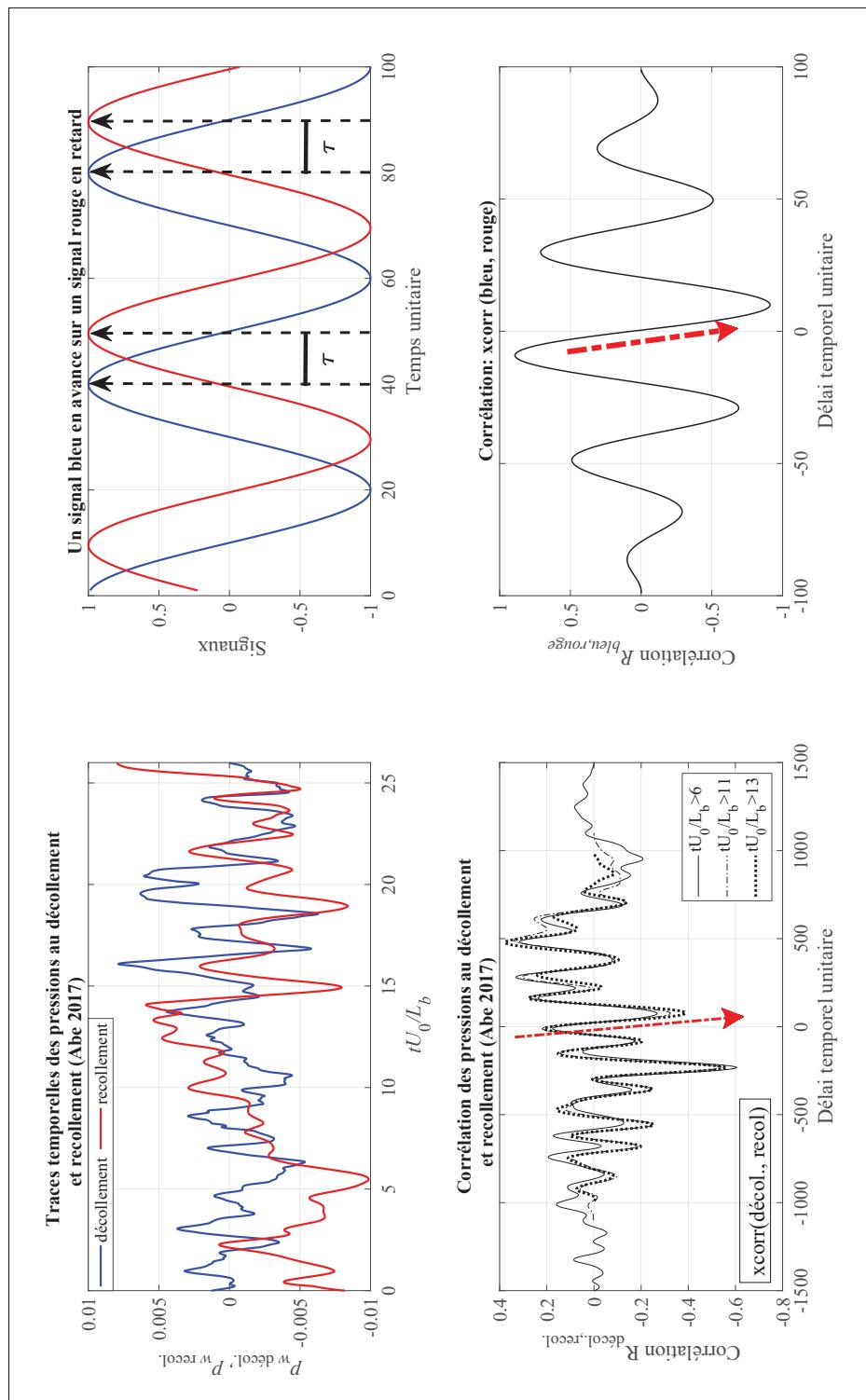


FIGURE-A I-5 Traces temporelles et corrélation des fluctuations de pression pariétale entre les points de décollement et de recollement Abe (2017) à gauche et un exemple de signaux en phase avec retard à droite

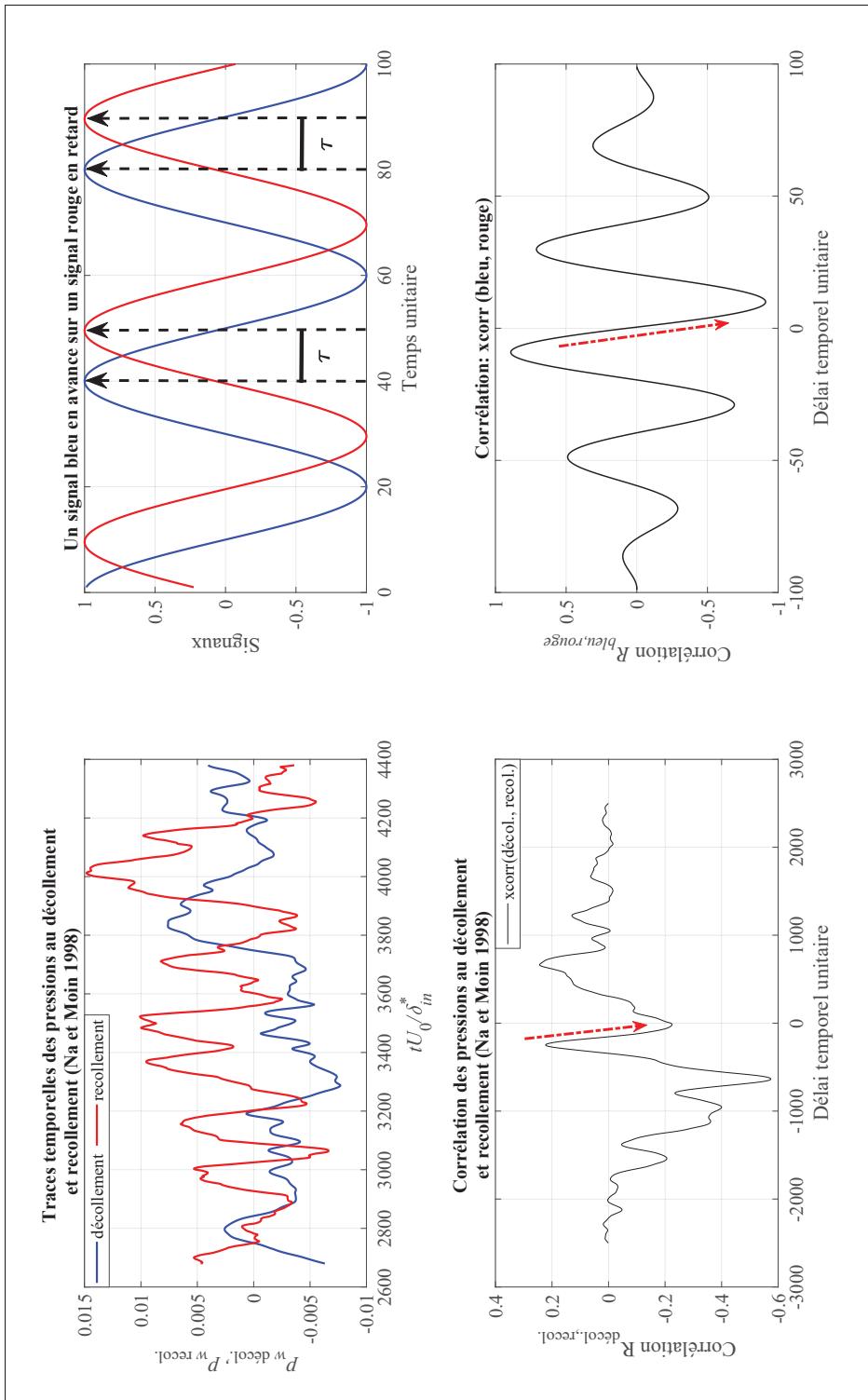


FIGURE-A I-6 Traces temporelles et corrélation des fluctuations de pression pariétale entre les points de décollement et de recollement Na & Moin (1998) à gauche et un exemple de signaux en phase avec retard à droite

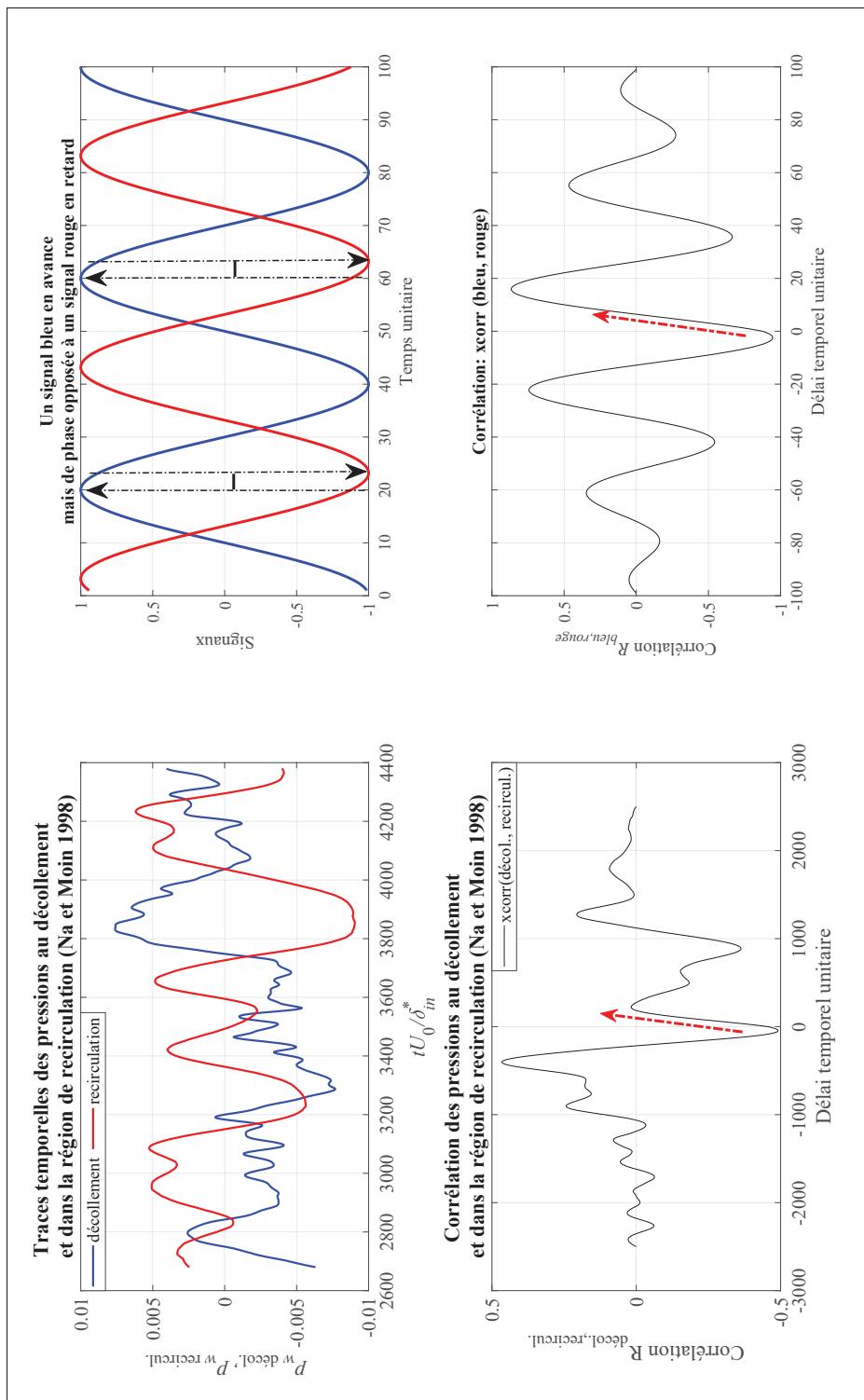


FIGURE-A I-7 Traces temporelles et corrélation des fluctuations de pression pariétale entre les points de décollement et de la région de recirculation moyenne Na & Moin (1998) à gauche et un exemple de signaux en opposition de phase avec retard à droite

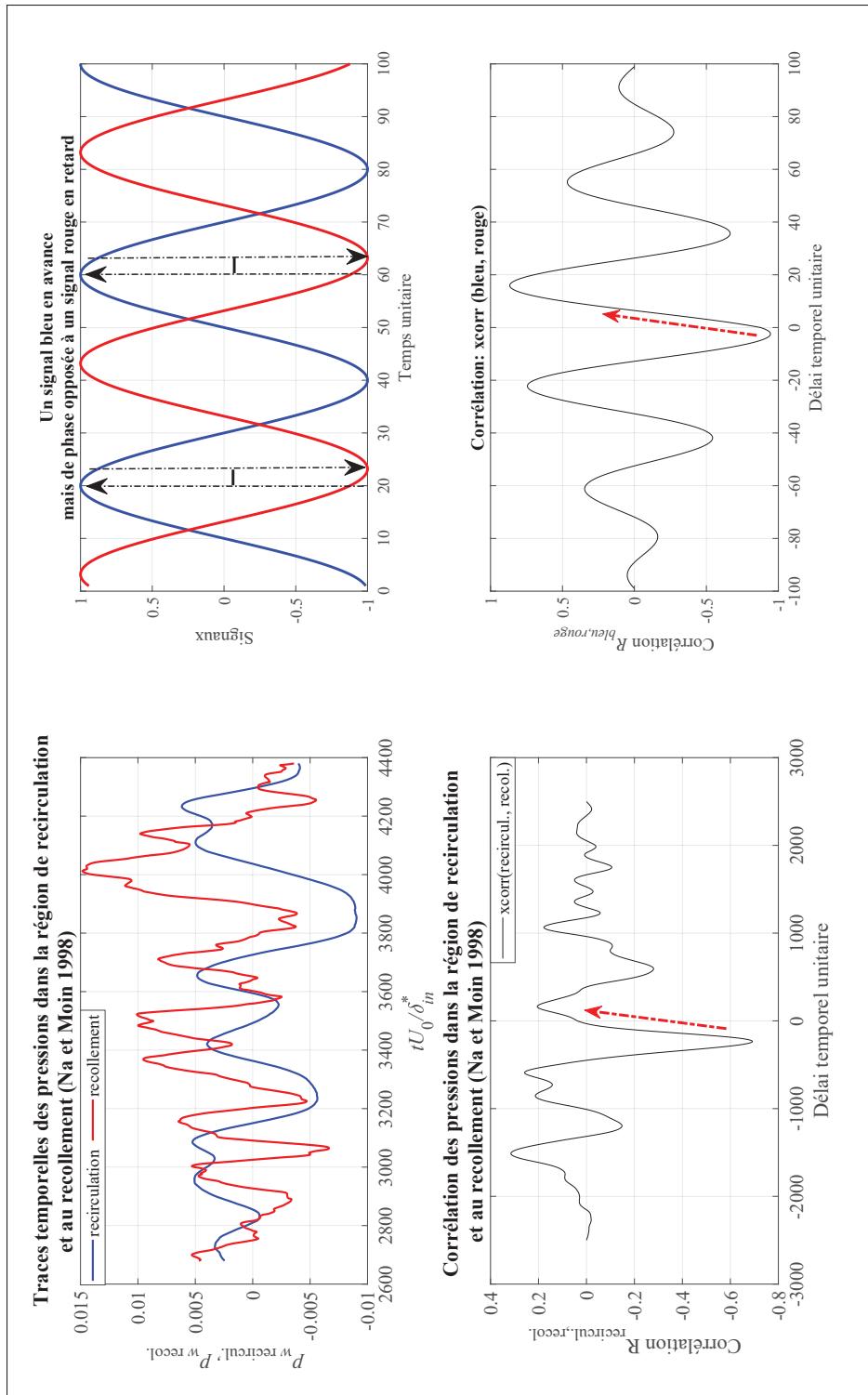


FIGURE-A I-8 Traces temporelles et corrélation des fluctuations de pression pariétale entre les points de la région de recirculation et de recollement Abe (2017) à gauche et un exemple de signaux en opposition de phase avec retard à droite

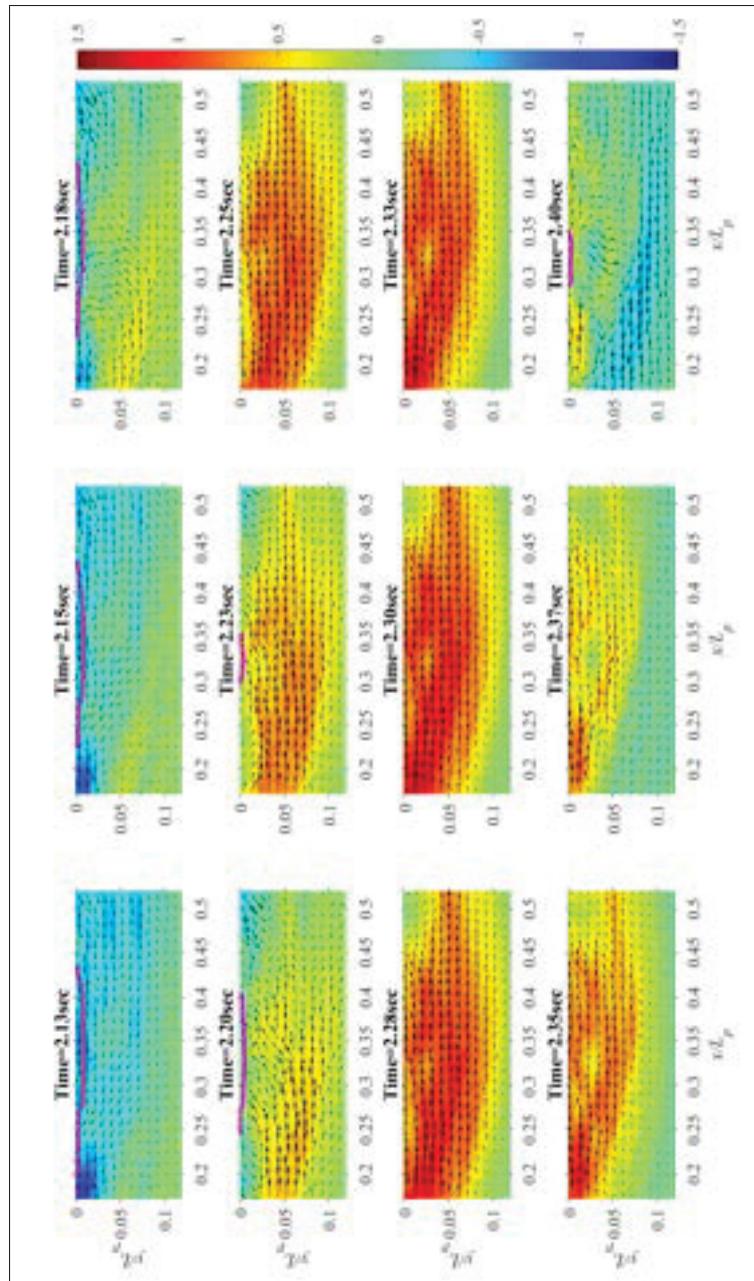


FIGURE-A I-9 Phase complète de contraction du bulbe moyen avec le champs SPOD mode 1 reconstruit. La ligne noire correspond à l'iso-vitesse $\bar{U} = 0$

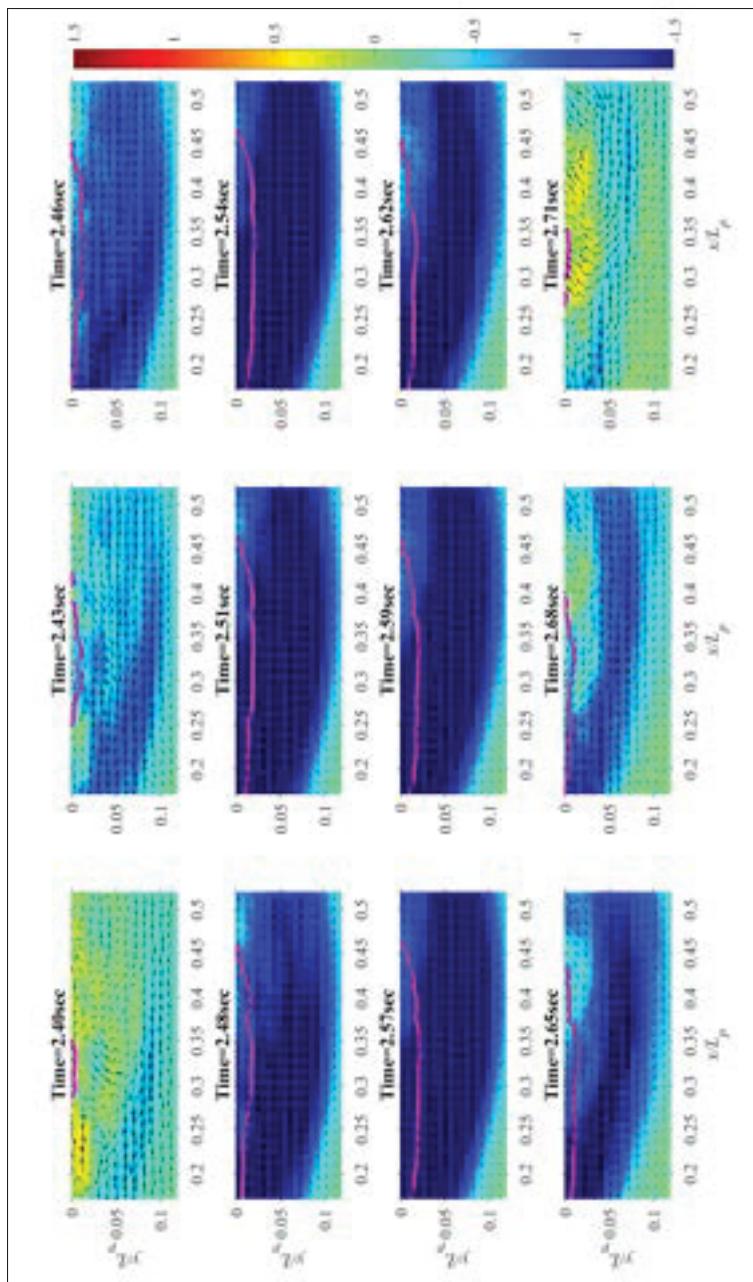


FIGURE-A I-10 Phase complète d'expansion du bulbe moyen avec le champs SPOD mode 1 reconstruit. La ligne noire correspond à l'iso-vitesse $\bar{U} = 0$

ANNEXE II

MEASUREMENTS OF PRESSURE AND VELOCITY FLUCTUATIONS IN A FAMILY OF TURBULENT SEPARATION BUBBLES

Arnaud Le Floc'h ^a, Julien Weiss ^{a, b}, Abdelouahab Mohammed-Taifour ^a, Louis Dufresne ^a

^a Laboratoire de thermo-fluide pour le transport, École de technologie supérieure, Montréal, Québec H3C 1K3, Canada

^b Institute of Aeronautics and Astronautics, Technical University of Berlin, 10587 Berlin, Germany

Article publié dans « Journal of Fluid Mechanics »,
juin 2020

Measurements of wall-pressure and velocity fluctuations are performed in a family of three incompressible, pressure-induced, turbulent separation bubbles (TSBs) of varying sizes, with an emphasis on the energetic low and medium frequencies. In all three cases the streamwise distribution of wall-pressure fluctuations shows a bi-modal character, with a first local maximum close to the position of maximum adverse pressure gradient and a second local maximum at the very end of the region of intermittent backflow. The first maximum is shown to be caused by the superposition of two separate phenomena occurring at approximately the same streamwise position : first, the pressure signature of a low-frequency contraction and expansion (breathing) of the TSBs, whose amplitude is shown to increase with the size of the separation bubble, and second, the effect of the adverse pressure gradient on the turbulent structures responsible for the pressure fluctuations in the attached boundary layer. The second maximum of the wall-pressure-fluctuation coefficient also increases with the size of the TSB and is associated with the convection of large structures within the shear layer. Possible scaling laws are examined to show that both the local maximum Reynolds shear stress $-\rho \overline{u'v'}_{\max}$ and the local maximum wall-normal stress $\rho \overline{v'v'}_{\max}$ are adequate to scale the pressure fluctuations along the TSBs, with a better match when low-frequencies are removed. Furthermore, a comparison with existing data from the literature illustrates the effects of Reynolds number and TSB size on the wall-pressure and velocity fluctuations. Finally, measurements in the spanwise direction demonstrate that although corner effects strongly distort the average flow, the scaling of wall-pressure fluctuations with the turbulent stresses remains relatively unaffected. The present results provide new insights into the unsteady character of pressure-induced turbulent separation bubbles and their associated wall-pressure fluctuations.

Key words : boundary layer separation, turbulent boundary layers

A. Introduction

When a two-dimensional turbulent boundary layer separates from a smooth surface because of an adverse pressure gradient and reattaches further downstream, it creates a closed turbulent separation bubble (TSB). Such pressure-induced TSBs, which differ somewhat from the geometry-induced separation bubbles occurring when the boundary layer separates because of a sharp corner, feature several interesting characteristics like smooth-surface flow separation, significant wall-pressure fluctuations, or low-frequency unsteadiness that make them relevant for fundamental fluid-dynamics research.

In practical flows, the adverse pressure gradient required to separate the boundary layer may be caused by surface curvature, flow deceleration, and/or compressibility effects (shocks). Typical examples of TSBs generated by these processes include the flow around turbine blades (Patrick, 1987), slowly expanding diffusers (Kaltenbach, Fatica, Mittal, Lund & Moin, 1999), or sufficiently strong shock/boundary-layer interactions (Delery, 1985). There is also a significant amount of research, including the present work, concerned with the case of an incompressible, zero-pressure-gradient (ZPG), flat-plate turbulent boundary layer that eventually separates because of an imposed adverse pressure gradient (APG). The main advantage of such a configuration is its simplicity, inasmuch as it allows the separation process to establish itself freely on the flat surface, driven solely by the extent and amplitude of the APG, and without any influence of surface curvature or compressibility. Typically, existing research on flat-plate, pressure-induced TSBs either use a suction-only set-up on the wall opposite the test surface to create a local adverse pressure gradient that detaches the boundary layer which then reattaches naturally further downstream, or a suction-and-blowing condition to force reattachment. The former case was for example investigated in the experiments of Dianat & Castro (1989, 1991), Driver (1991), Dengel & Fernholz (1990), Alving & Fernholz (1996) and Angele & Muhammad-Klingmann (2006), who were mostly interested in the structure and scaling of turbulence through the adverse pressure gradient, and in the direct numerical simulation (DNS) of Skote & Henningson (2002), who investigated scaling laws near the wall in separation bubbles generated by two different APGs.

Among those experimentally using a suction-and-blowing condition, Perry & Fairlie (1975) devised a simplified calculation method for smooth flow separation, Patrick (1987) performed detailed turbulence measurements with the aim of improving Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) turbulence models, and Mohammed-Taifour & Weiss (2016) investigated low- and medium-frequency unsteadiness in the pressure and velocity fields of their TSB. From the mid 1990's, a significant number of numerical simulations were also performed using suction-and-blowing boundary conditions to detach and reattach a turbulent boundary layer. Spalart & Coleman (1997) used DNS to investigate the distribution of Reynolds stresses in a TSB with heat transfer in order to better evaluate RANS turbulence models. At around the same time, Na & Moin (1998,a) reported the distribution of Reynolds stresses and coherent structures within a DNS-generated TSB. More recently, Raiesi, Piomelli & Pollard (2011) used DNS and large-eddy simulations (LES) of a separation bubble to evaluate the performance of common turbulence models, and Cheng *et al.* (2015) developed a virtual wall model for LES of separation and reattachment and validated it by numerically reproducing the experiments of Perry & Fairlie (1975) and Patrick (1987). The scaling of wall-pressure fluctuations in separation bubbles at different Reynolds numbers and sizes was investigated by Abe (2017) using DNS, while Wu & Piomelli (2018) concentrated on the effects of wall roughness within a TSB using LES. Finally, Coleman *et al.* (2018) extended the DNS of Spalart & Coleman (1997) from $Re_\theta \approx 500$ up to $Re_\theta \approx 3000$ (where Re_θ is the Reynolds number based on the velocity in the potential flow and the boundary-layer momentum thickness) and tested the accuracy of current RANS turbulence models.

Among those authors, only Na & Moin (1998a), Abe (2017), and Mohammed-Taifour & Weiss (2016) specifically investigated wall-pressure fluctuations in pressure-induced TSBs. Na & Moin (1998a), using DNS data obtained at $Re_\theta \approx 300$, noted that wall-pressure fluctuations are increased in the separation and reattachment region but reduced within the separation bubble. They also showed that energetic pressure fluctuations in the TSB are associated with large-scale roller-type structures that convect at a speed of approximately $0.33U_{\text{ref}}$, where U_{ref} is the incoming velocity in the potential flow. Abe (2017) increased the Reynolds number with a DNS

at $Re_\theta \simeq 900$ and generally corroborated Na & Moin (1998a)'s earlier results. The bi-modal distribution of pressure fluctuations, with a first peak of the fluctuating pressure coefficient $c_{p'} = 2p_{\text{rms}}/\rho U_{\text{ref}}^2$ near separation and a second peak near reattachment, was confirmed. The drop in $c_{p'}$ observed near the middle of the separation bubble was attributed to the negative production rate of turbulent kinetic energy (TKE) at the top of the shear layer, which is caused by the switch between APG and FPG in a suction-and-blowing transpiration profile (see also the corresponding discussion in Coleman *et al.* (2018)). Furthermore, both the first and second peaks of $c_{p'}$ appear to depend on the size of the TSB and consequently on the exact streamwise pressure distribution and transpiration profile. Abe (2017) also investigated the scaling of pressure fluctuations with Reynolds shear and wall-normal stresses and showed consistency with the results of Simpson *et al.* (1987) and Na & Moin (1998a) near detachment ($p_{\text{rms}}/-\rho \bar{u}'\bar{v}'_{\text{max}} \simeq 2.5 - 3$) as well as with those of Ji & Wang (2012) near reattachment ($p_{\text{rms}}/\rho \bar{v}'\bar{v}'_{\text{max}} \simeq 1.2$).

The experimental work of Weiss *et al.* (2015) and Mohammed-Taifour & Weiss (2016) in a large pressure-induced TSB at $Re_\theta \simeq 5000$ specifically concerned the unsteady behaviour of the flow, as quantified by measurements of both wall-pressure and velocity fluctuations. In these two articles, the authors showed that a TSB is subject to unsteadiness in a broad range of frequencies. At low frequency ($St = fL_b/U_{\text{ref}} \simeq 0.01$, where St is the Strouhal number, f is the frequency, and L_b the size of the bubble defined as the distance between transitory detachment and transitory reattachment (Simpson, 1989)), the TSB appears to expand and contract in a quasi-periodic *breathing* motion. This motion was deduced using a pair of classical thermal-tuft probes in Weiss *et al.* (2015) and later confirmed by high-speed Particle Image Velocimetry (PIV) measurements in Mohammed-Taifour & Weiss (2016). At a medium normalized frequency of $St \simeq 0.35$, the unsteady behaviour of the flow is characterized by roller-like structures similar to those observed in the DNSs of Na & Moin (1998a) and Abe (2017), and with a very close convection velocity of $U_c \simeq 0.30U_{\text{ref}}$. Finally, at higher frequencies ($St > 1$), the pressure and velocity fluctuations are caused by the turbulent nature of the flow. Mohammed-Taifour & Weiss (2016) also observed a bi-modal distribution of the pressure fluctuations, with a first peak of $c_{p'}$ near detachment and a second near reattachment, but attributed the first peak to the low-frequency breathing motion

of the TSB (see also Weiss *et al.* (2015)). This appears to be inconsistent with the results of Na & Moin (1998a) and Abe (2017) who also observed a first peak of $c_{p'}$ near detachment but did not resolve the low-frequency breathing motion near $St \simeq 0.01$ because of the necessarily limited simulation time of their DNS.

In a recent contribution, Wu *et al.* (2020) compared the spatio-temporal dynamics of TSBs generated by either suction-and-blowing or suction-only boundary conditions via DNS. They confirmed the presence of a low-frequency breathing motion in a very long TSB generated with the suction-only set-up but not in the smaller TSB obtained using the suction-and-blowing condition. Furthermore, they associated this unsteadiness to a flow topology dominated by highly elongated structures in the streamwise direction, which may be linked to a Görtler instability induced by the streamwise curvature on the upstream end of their long TSB. These new results suggest that the size and structure of a TSB has a strong influence on its low-frequency unsteadiness, which is consistent with the work of Le Floc'h *et al.* (2017) that indicated a possible influence of the amount of mean backflow on the amplitude of the breathing.

Hence, the first objective of the present contribution is to investigate the effect of the TSB size on its low- and medium-frequency unsteadiness. This will be done by comparing the pressure and velocity fluctuations measured in two new pressure-induced TSB flows (a small TSB, which does not feature any mean backflow, and a medium-sized one, which does) to those obtained in the large-scale TSB of Mohammed-Taifour & Weiss (2016). The choice of a small TSB which is *attached* in the mean but still features large regions of instantaneous backflow was deliberate, so as to investigate if the low- and medium-frequency unsteadiness that were observed so far in large TSBs still occur without any mean detachment. Our second objective is to clarify the cause of the local maximum in wall-pressure fluctuations that occurs upstream of the mean separation in the numerical simulations of Na & Moin (1998a) and Abe (2017), and in the experiments of Weiss *et al.* (2015) and Mohammed-Taifour & Weiss (2016). Of particular interest would be to know if this local maximum is the result of the APG imposed on the attached turbulent boundary layer, as suggested by the simulations, or if it is caused by the low-frequency breathing motion. Finally, our third objective is to investigate experimentally the scaling of

pressure fluctuations with Reynolds stresses for the three TSBs, in an attempt to corroborate the results obtained earlier in the numerical simulations of Na & Moin (1998a) and Abe (2017). The existence of such a scaling would provide a convenient way to estimate Reynolds stresses from pressure-fluctuation measurements or, *vice versa*, to estimate pressure fluctuations from Reynolds stresses obtained by, say, engineering RANS simulations. Note that Simpson *et al.* (1987) suggested that the maximum turbulent shear stress $-\rho\overline{u'v'}_{\max}$ is the proper stress on which to scale the wall-pressure fluctuations $p_{w\text{ rms}}$ in a separating turbulent boundary layer, while Ji & Wang (2012) found a scaling with the wall-normal stress $\rho\overline{v'v'}_{\max}$ more satisfactory, specifically for turbulent reattaching flows.

Of relevance to the present study is a discussion of the three-dimensional nature of average pressure-induced TSBs. While numerical simulations invariably use periodic or no-slip boundary conditions in the spanwise direction in order to generate a nominally two-dimensional average flow, experimental investigations of pressure-induced TSBs are known to be strongly affected by wind-tunnel sidewalls. Except in the relatively rare cases of axisymmetric test sections (Driver, 1991; Alving & Fernholz, 1996), these walls necessarily generate secondary flows that affect the average separation bubble. This can be particularly problematic when the experiments are used as a validation case for CFD. In an asymmetric diffuser flow, for example, Buice & Eaton (1995) and Kaltenbach *et al.* (1999) describe how the experiments of Obi, Aoki & Masuda (1993) did not satisfy the conservation of mass on the wind-tunnel centerline, which is indicative of an average out-of-plane velocity component most likely caused by asymmetric separated zones on each sidewall (Buice, 1997). This prevented a satisfactory comparison between RANS computations and experiments. In flat-plate TSB flows, most investigators so far have only briefly reported the occurrence of three-dimensional effects. Patrick (1987) used corner suction to improve the two-dimensionality of the flow near the test surface and reported, based on limited visualizations of injected dye streaks, that the mean separation line was angled at 7 degrees with respect to the perpendicular to his tunnel centerline, which corresponds to $\pm 6\%$ of the span. Perry & Fairlie (1975) used glass spheres as surface tracers to draw a simplified topological map of their separation bubble but noted that the actual near-wall flow pattern would

be further complicated by corner eddies. Mohammed-Taifour & Weiss (2016) successfully used oil-film visualizations to draw a consistent topological map of the skin-friction lines in their test section. They showed the strongly three-dimensional nature of the near-wall flow but argued that wall-normal measurements near the centerline can be considered as *quasi* 2D. Based on our recent experience and the results of others, e.g., Simmons, Thomas & Corke (2019), we believe that a truly two-dimensional pressure-induced TSB is all but impossible to generate in a rectangular test section. The degree of three-dimensionality must therefore be assessed and put in perspective with the experiment's objectives.

This article is organized as follows. In Section B, the experimental apparatus and the different flow cases are presented. In particular, the average wall-pressure distributions and the vertical velocity profiles used to generate the separation bubbles are compared to those already published in the literature. Experimental results are then discussed in Section C : The general flow topology is presented in Section C.1, with a specific emphasis on three-dimensional effects in the mean flow. Sections C.2 and C.3 discuss the pressure statistics and their scaling with Reynolds stresses on the wind-tunnel's centerline, while Section C.4 investigates the effect of mean-flow three-dimensionality on the pressure and velocity fluctuations. Finally, a conclusion is offered in Section D.

B. Experimental apparatus

B.1 Wind tunnel and flow cases

Experiments were performed in the TFT boundary-layer wind tunnel already described in details in Mohammed-Taifour *et al.* (2015) and Mohammed-Taifour & Weiss (2016). Briefly, the low-speed wind tunnel is of blow-down type, with a test section of 3 m in length and 0.6 m in width, as illustrated in figure II-1. In the first half of the test section, a ZPG boundary layer develops on the upper surface and separates because of the APG imposed by the diverging test-section floor. The boundary layer subsequently reattaches due to the FPG that occurs when the floor converges again. The use of a bleed slot ensures that the boundary layer on the lower

surface stays attached on the contoured part of the test-section floor. This slot connects directly to the atmosphere, while the interior of the test section is maintained at a slightly elevated pressure by a mesh positioned at the exit.

As shown in figure II-1, the diverging test-section floor generates a strong adverse pressure gradient starting at about $x \simeq 1.4$ m, where $x = 0$ marks the entrance of the test-section. The original geometry of the test-section floor creates the pressure distribution depicted with black squares, as already investigated by Mohammed-Taifour & Weiss (2016). In the present work, a set of two foam blocks are inserted in the aft part of the contoured test-section floor so that the APG stays the same but two new zones of FPG are created more upstream of the original geometry, thereby generating two new separation bubbles of smaller sizes. The contour depicted with the blue dashed line in the lower part of figure II-1 creates a c_p distribution for the ‘Small TSB’, while the one with the red dash-dot line creates a pressure distribution for the ‘Medium TSB’. The original c_p distribution of Mohammed-Taifour & Weiss (2016) results in a ‘Large TSB’. Note that $c_p(x) = 2(p(x) - p_{\text{ref}})/\rho U_{\text{ref}}^2$, where p_{ref} and U_{ref} refer to the static pressure and velocity at the entrance of the test section, respectively (details regarding the instrumentation used in the wind tunnel are given in section B.2). For all experiments, the reference velocity is $U_{\text{ref}} = 25$ m/s and the atmospheric air density is $\rho \simeq 1.2$ kg/m³. Also, at $x_{in} = 1.1$ m the incoming boundary layer thickness is $(\delta_{99})_{in} = 28$ mm and the momentum thickness is $\theta_{in} = 3.0$ mm, which implies a Reynolds number $Re_{\theta_{in}} \simeq 5000$, as in Mohammed-Taifour & Weiss (2016).

The pressure distributions generated experimentally in the TFT Boundary-Layer Wind Tunnel are compared to those obtained by other researchers in figure II-2, with relevant data also listed in table II-1. The available database consists of the experimental results of Perry & Fairlie (1975) and Patrick (1987), as well as the CFD results of Na & Moin (1998), Abe (2017), Coleman *et al.* (2018) (noted CRS), and Wu & Piomelli (2018). In order to provide a meaningful comparison, a common datum is required to position the different pressure distributions. Following Coleman *et al.* (2018)’s suggestion, the streamwise position $x_{V_{\text{top}}=0}$ where the transpiration profile changes sign from suction to blowing was chosen as a common reference since it can easily be obtained from all published data, except for the experiment of Perry & Fairlie (1975), where the calculated

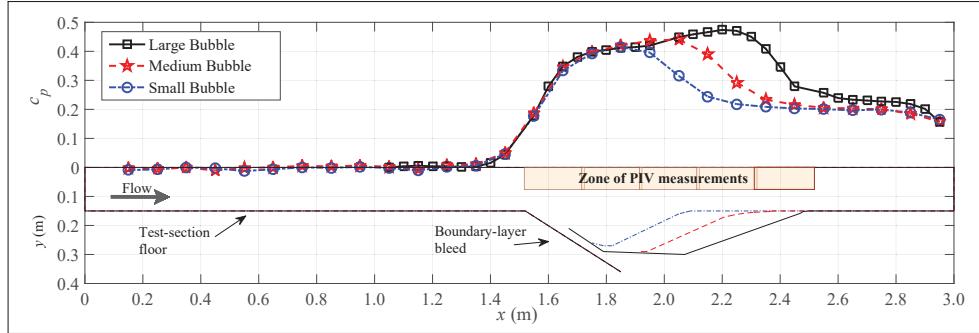


FIGURE-A II-1 Top : Average wall pressure coefficient c_p measured on the test-section centerline ($z = 0$ m) along the streamwise axis. Bottom : Profile sketch of the test section. The black solid line corresponds to the Large TSB of Mohammed-Taifour & Weiss (2016), the red dashed line is the new Medium TSB and the blue dash-dotted line is the new Small TSB.

transpiration profile of Cheng *et al.* (2015) was used instead. For the present data and that of Patrick (1987), $x_{V_{top}=0}$ was defined by using the vertical velocity measured furthest away from the test surface as a proxy for the transpiration profile. The streamwise position was furthermore normalized by the momentum thickness θ_0 that the ZPG boundary layer would reach at $x_{V_{top}=0}$ in the absence of any pressure gradient. This value was calculated from the published data by integrating the von Kármán integral equation $d\theta/dx = c_f/2$ from its value θ_{in} at a specified ZPG position in the original publication to its value θ_0 at $x_{V_{top}=0}$ (for the present experiments the reference streamwise position is $x_{in} = 1.1$ m). The classical ZPG power law $c_f/2 = 0.0128 Re_\theta^{-0.25}$, from Schlichting (1968) p. 600, was used in the integration. The Reynolds numbers $Re_{\theta_{in}}$ at each reference position and the corresponding Re_{θ_0} at each $x_{V_{top}=0}$ are listed in table II-1, where it can be seen that depending on the choice of reference position in the original article, Re_{θ_0} can be as much as twice $Re_{\theta_{in}}$.

Several noteworthy features can be observed in figure II-2. First, most of the c_p distributions show the classical bell-shaped form expected from a suction-and-blowing transpiration profile. Notable exceptions are those obtained in the present work, which do not go back down to $c_p = 0$ after reattachment. This is due to the geometry of the wind-tunnel test section, which has the same height upstream and downstream of the pressure-gradient zone. Bringing c_p down to zero

TABLEAU-A II-1 Definition of the main pressure-induced TSB features : data with (*) are from the present study ; CRS stands for Coleman *et al.* (2018) ; θ_{in} and θ_0 are the momentum thicknesses at the reference position and $xV_{top}=0$, respectively ; V_{top} is the transpiration profile imposed in numerical simulations and $H_{V_{top}}$ its height above the wall ; L_b is the distance between transitory detachment (TD) and transitory reattachment (TR) ; L_p is the distance between the maximum APG and FPG ; H_b is the maximum distance between the mean dividing streamline and the wall ; w is the width of the test section for experimental data and the spanwise extent of numerical domains ; finally, [APG] and [FPG] are defined as $\theta_0 \cdot \left[\frac{dC_p}{dx} \right]_{\max} \times 10^{-3}$ and $\theta_0 \cdot \left[\frac{dC_p}{dx} \right]_{\min} \times 10^{-3}$, respectively.

Réf.	$Re_{\theta_{in}}$	Re_{θ_0}	$\frac{H_{V_{top}}}{\theta_0}$	$\frac{L_b}{\theta_0}$	$\frac{L_p}{\theta_0}$	$\frac{H_b}{L_b}$	$\frac{w}{L_p}$	$\left[\frac{V_{top}}{U_{ref}} \right]_{\max}$	[APG]	[FPG]
Experimental										
Perry & Fairlie	2 000	4 404	n/a	121	284.3	0.19	0.61	n/a	2.2	-18
Small TSB*	5 000	6 711	n/a	n/a	114.2	n/a	1.30	n/a	6.6	-3.8
Medium TSB*	5 000	6 905	n/a	26.6	154.5	0.06	0.94	n/a	6.9	-4.6
Large TSB*	5 000	7 107	n/a	93.8	192.3	0.12	0.73	n/a	7.1	-5.9
Patrick	11 100	13 172	n/a	64.6	116.7	0.31	0.99	n/a	12.5	-12.2
Numerical										
Na & Moin	300	601	53.2	84.9	158.6	0.13	0.26	0.53	6.8	-7.1
Abe (case SB2)	300	465	51.5	45.1	123	0.053	0.84	0.43	7.0	-7.4
Abe (case LB)	900	1291	56.1	96.1	159	0.19	0.71	0.52	7.9	-8.0
CRS (case A)	1 035	1 437	27.8	35.6	86	0.093	1.29	0.40	9.4	-10.2
CRS (case C)	1 744	3 121	25.6	33.3	207.5	0.033	0.49	0.13	5.0	-4.8
Wu & Piomelli	2 500	3 367	52.0	61.6	142.6	0.16	0.28	0.52	6.9	-7.6

would require a smaller height in the aft part to compensate for the mass flow removed by the bleed slot (approximately 10% of the incoming mass flow, corresponding to $c_p \simeq 0.2$). The same

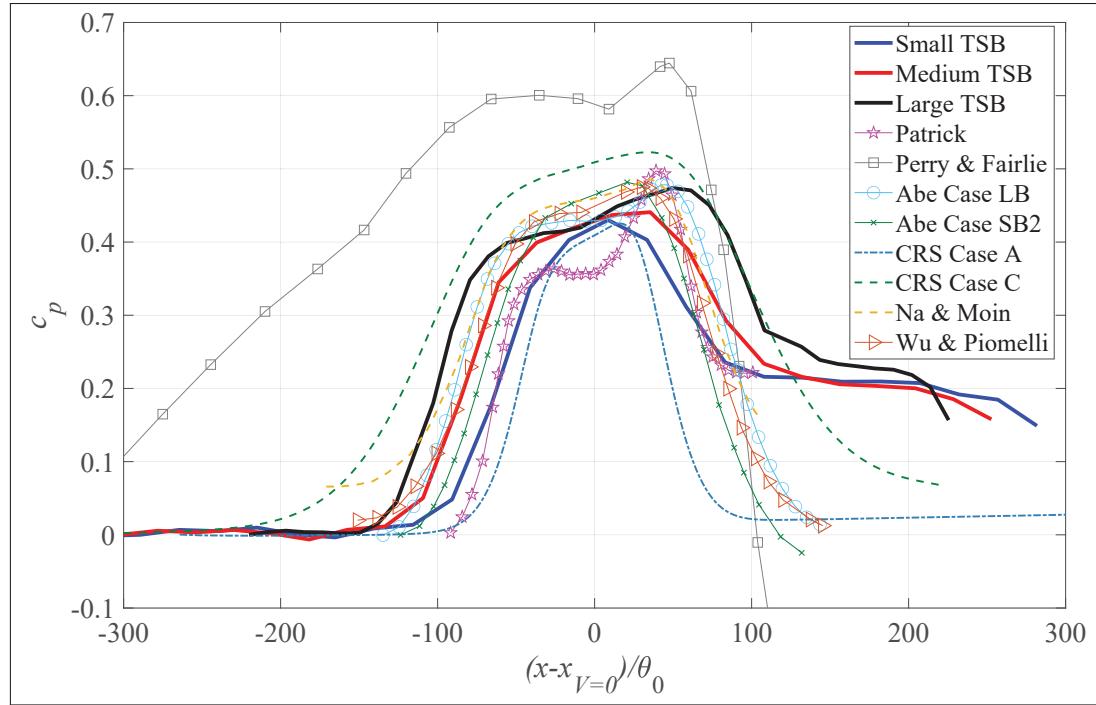


FIGURE-A II-2 Streamwise distributions of wall pressure coefficient.

can be said from the pressure distribution of Patrick (1987), who used a similar experimental set-up. The third exception is the pressure distribution from Perry & Fairlie (1975), which features a mild APG starting much earlier than the others, and a very strong FPG to close the bubble.

Patrick (1987)'s pressure distribution also stands out because of its clear apex in the downstream half of the bell-shaped curve, which is interpreted in his original report as the result of the impingement and partial stagnation of the reattaching flow. A similar feature, albeit at a more modest scale, can be seen in most other cases. Table II-1 lists the wall-normal aspect ratios of the separation bubbles, defined as the height H_b of the recirculation zone divided by its length L_b , where H_b is the maximum distance between the wall and the mean dividing streamline, whereas L_b is the distance between transitory detachment and reattachment. Comparing this parameter with the c_p curves of figure II-2 reveals that the peak in the pressure distribution is more pronounced for larger wall-normal aspect ratios. This is consistent with Patrick (1987)'s

explanation of impingement being responsible for the pressure peak, though the large Reynolds number in his case might also play a significant role.

Generally speaking, except for Perry & Fairlie (1975), most c_p distributions appear to cluster between Coleman *et al.* (2018) cases A and C. The pressure distributions from Na & Moin (1998), Abe (2017) (Case LB), and Wu & Piomelli (2018) are very close, mostly because the latter authors designed their simulations to reproduce Na & Moin's results. Coleman *et al.* (2018)'s case A has comparable pressure gradients but imposed on a shorter distance. In contrast, their case C imposes smaller gradients but over a larger distance. Patrick (1987)'s distribution appears shorter, though it can be seen as an artefact caused by the larger Reynolds number that results in a larger θ_0 . Finally, the pressure distributions generated in the TFT Boundary-Layer Wind Tunnel appear to have APGs reasonably close to Na & Moin (1998) and others, whereas our FPGs are closer to Coleman *et al.* (2018)'s case C (see also the maximum APG and FPG listed in table II-1 for each case).

To provide further insight into the different flow cases, the normalized vertical velocity V/U_{ref} measured at the edge of our experimental field of view ($y/\theta_0 \simeq 17$) is plotted in figure II-3 as a function of the normalized streamwise distance. Only the velocity data from Na & Moin (1998), Coleman *et al.* (2018), and Patrick (1987) were available for comparison at $y/\theta_0 \simeq 17$. The main interesting feature of figure II-3 is that in contrast to the present data, all available flow cases are approximately symmetrical, with the same amplitudes for suction and blowing. However, the data obtained in the TFT wind tunnel exhibits a larger amplitude in the suction part ($V > 0$) than in the blowing part ($V < 0$), which is consistent with the smaller FPG than APG (see table II-1 and figure II-2). Furthermore, the suction velocity in our Large TSB appears to be fairly close to that of Na & Moin (1998), but significantly smaller than in Patrick (1987)'s flow. On the other hand, the blowing velocity of our Medium TSB is very close to Coleman *et al.* (2018)'s case C. This compilation of velocity data is fully consistent with the pressure distributions of figure II-2.

Based on a comparison of the normalized separation lengths L_b/θ_0 and aspect ratios H_b/L_b listed in table II-1, and based on the pressure and velocity data from figures II-2 and II-3, we

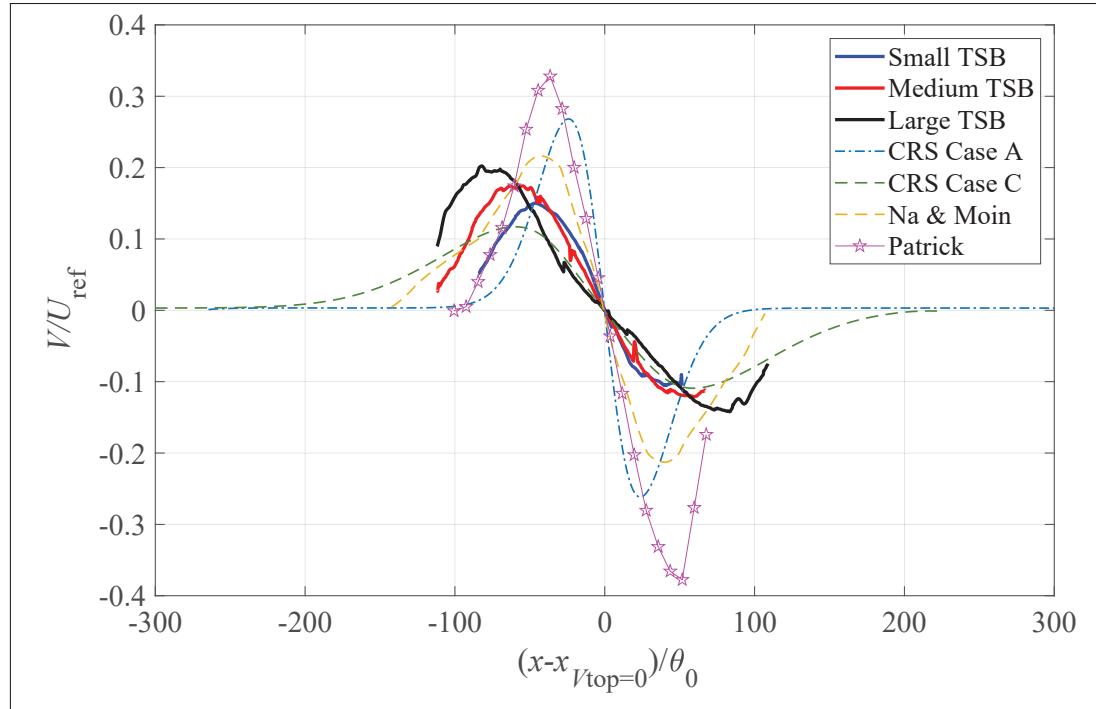


FIGURE-A II-3 Streamwise distributions of vertical velocity at $y/\theta_0 \simeq 17$. The data from Na & Moin (1998) was interpolated from their figure 19.

conclude that our Large TSB is probably geometrically closest to Na & Moin (1998)'s flow, despite a significant difference in Reynolds number. Similarly, our Medium TSB is probably the closest to Coleman *et al.* (2018)'s case C, with a factor of approximately 2 in Reynolds number and a notable difference in pressure distribution. Of course, two TSB flows would only be identical if the Reynolds numbers and pressure distributions were identical, or equivalently if the Reynolds numbers were identical and the same transpiration profiles were imposed at the same wall-normal distance.

B.2 Instrumentation

The experimental techniques used in the present work were essentially the same as in Weiss *et al.* (2015) and Mohammed-Taifour & Weiss (2016) and will only be described briefly. The average wall pressure was measured using two Scanivalve DSA3217 pressure scanners and the wall-pressure fluctuations with several Meggitt 8507C-1 piezoresistive pressure transducers. The

estimated uncertainty of the measured values is $\pm 0.7\%$ and $\pm 5\%$ for the mean and fluctuating pressure, respectively (Weiss *et al.*, 2015). Necessary corrections of the fluctuating pressure data to remove the low-frequency facility noise caused by small mass-flow fluctuations from the flow mover were made by applying the noise-correction method of Weiss *et al.* (2015), which consists in removing the part of the signal that is coherent with the noise measured near the entrance of the test section. The forward-flow fraction γ , defined as the percentage of time that the near-wall flow goes in the main, positive streamwise direction, was measured with the MEMS calorimetric shear-stress sensor introduced by Weiss *et al.* (2017b). The uncertainty in γ was estimated at $\pm 2\%$ based on a comparison with the classical thermal-tuft probe of Schwaab & Weiss (2015). All single-point unsteady signals were digitized with a 24-bit National Instruments NI-PXIe-4492 data acquisition card at a sampling rate of 2 kHz and low-passed filtered with the embedded anti-aliasing filter. Power-spectral densities were computed using Welch's modified periodogram algorithm with 50% overlap and a Hamming window (Bendat & Piersol, 2011).

The wall-pressure fluctuations were obtained by connecting the piezoresistive pressure transducers to pressure taps installed on the test surface with 15-mm long flexible tubing. This set-up resulted in an organ-pipe resonance frequency of approximately 2 kHz for the tube-and-pressure-tap system. Using the boundary-layer displacement thickness $\delta^* = 3.80$ mm measured at $x_{in} = 1.1$ m (ZPG) and the Nyquist frequency $f = 1$ kHz of the pressure signals, the maximum normalized frequency that can be resolved is $\omega\delta^*/U_{ref} = 0.95$, with $\omega = 2\pi f$. This value is lower than for dedicated acoustic measurements using pinholes (Simpson *et al.*, 1987; Bull, 1996). Thus, our pressure data is mainly concentrated within the energetic low- and medium-frequency range observed under the turbulent separation bubbles and does not resolve the high-frequency fluctuations present under the attached incoming boundary layer (see also the discussion pertaining to figures II-10 and II-15).

Planar flow velocity measurements were achieved using a high-speed, 2D-2C, Particle Image Velocimetry (PIV) system that consists of a Litron LDY304 Nd :YLF laser, light-sheet optics, and two Phantom V9.1 CMOS cameras mounted side by side. Both cameras were equipped with a 50 mm, f#2 Micro Nikkor lens to obtain a total field of view of approximately 0.20 m in

the streamwise direction and 0.075 m in the wall-normal direction. The pair of cameras was moved in the streamwise direction to cover the complete length of all the separation bubbles (see figure II-1). Respectively three, four, and six stations were required for the Small, Medium, and Large TSBs. In the case of the Large TSB, a total of five separate sequences of 3580 images were recorded at a sampling frequency of 900 Hz, thus resulting in a total data set spanning 20 s (Mohammed-Taifour & Weiss, 2016). For the small and Medium TSBs, in order to optimize the data storage requirements, three separate sequences of 3580 images were recorded at a reduced sampling frequency of 400 Hz for a total measuring time of 27 s. It was verified that the change of sampling frequency from 900 Hz to 400 Hz had no detrimental impact in capturing the flow statistics. The images were processed by the LaVision DaVis software (version 8.2) using a multi-pass correlation technique with 75% overlap. The vector spacing in the object plane is 0.55 mm, which corresponds to approximately 2% of the boundary-layer thickness at $x_{in} = 1.1$ m ($\delta_{99} = 28$ mm) and 13% of θ_0 ($\theta_0 \simeq 4.1$ mm).

In Mohammed-Taifour & Weiss (2014) the PIV data was validated by a favorable comparison with hot-wire results, both in the incoming ZPG boundary layer and in the large separation bubble. Rather than reproducing similar results, we show in figure II-4 a comparison between the turbulence statistics \overline{U}/U_{ref} , $\overline{u'u'}/U_{ref}^2$, $\overline{v'v'}/U_{ref}^2$, and $-\overline{u'v'}/U_{ref}^2$ measured in our Medium TSB with the DNS results of Coleman *et al.* (2018)'s Case C. For both databases the x axis was normalized by the distance L_p between the maximum APG and the maximum FPG (also listed in table II-1). Clearly, the results are rather close to one another, which is expected given the similarities in the bubble dimensions from table II-1. While this favorable comparison gives confidence in the PIV data, it also shows the reduced spatial resolution and convergence of the PIV results compared to the DNS, which is a consequence of the limited resolution of the CMOS cameras, the required stitching between different fields of view, and the limited integration time resulting from the finite camera memory. In order to estimate realistic uncertainty bounds for the PIV data, a detailed convergence study was performed on all measured turbulence statistics on a large number of grid points spanning the complete field of view. Specifically, the difference between the maximum and minimum value of the convergence curves over the last 30 % of the

total measurement time was used as an estimate of the random uncertainty. Furthermore, the small step occurring at the boundary between two adjacent fields was quantified and used as an estimate of the systematic uncertainty. The total uncertainties estimated by this procedure are ± 0.2 m/s for the mean streamwise velocity, ± 0.3 m/s for the mean wall-normal velocity, ± 0.2 m²/s² for the streamwise stresses, ± 0.1 m²/s² for the wall-normal stresses, and ± 0.1 m²/s² for the shear stresses. This translates into relative uncertainties of approximately 1% for the mean velocities (based on the inlet velocity $U_{\text{ref}} = 25$ m/s), and 4%, 5%, and 10% for the streamwise, wall-normal, and shear stresses, respectively (based on the median stresses for the Medium TSB). These uncertainty estimates are typical of current high-speed PIV systems, e.g. Ma *et al.* (2020). Nevertheless, the proximity of the test surface or unavoidable reflections from the test-section walls may locally generate larger errors.

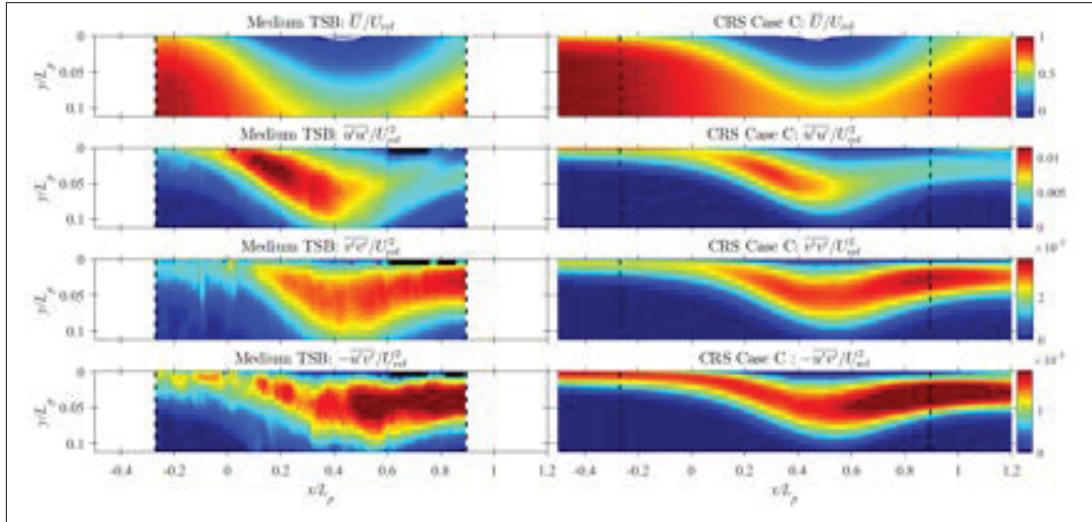


FIGURE-A II-4 Medium TSB (left) compared with Coleman *et al.* (2018)'s Case C (right). Black squares hide invalid PIV data in some near-wall regions.

C. Experimental results

C.1 General flow topology

Oil-film visualizations on the test surface for the three separation bubbles are shown in figure II-5.

The oil film was a mixture of titanium dioxide, paraffin oil, and some oleic acid that was applied

on the surface before turning on the wind tunnel. The images show the complete span of the test section (0.6 m) and a streamwise distance of 1 m that approximately corresponds to the region of imposed pressure variations for the Large TSB (compare with the axis system defined in figure II-1). The non-dimensional spanwise axis $z^* = z/z_0$, with $z_0 = 0.30$ m corresponding to the half-span of the test section, is also introduced. Iso- γ lines of constant forward-flow fraction are superimposed on the images. These lines were obtained by interpolating the values of the forward-flow fraction γ measured with the calorimetric shear-stress sensor on a raster of 10 cm \times 10 cm on the test surface.

The general topology of the surface streamlines appears to be reasonably similar for all separation bubbles. In all cases, the flow is symmetric with regard to the centerline. The limiting streamlines are essentially straight in a narrow slice which spans a third of the test-section width for the Medium and Large TSBs (i.e. $|z^*| < 1/3$) and approximately half its width for the Small TSB ($|z^*| < 1/2$). Outside of this central range, strong three-dimensional effects caused by the complex flow near the corners of the test section are evident, although flow visualizations on the sidewalls did not indicate any mean separation from the sidewall boundary layers (Mohammed-Taifour & Weiss, 2016). The iso- γ lines are consistent with the oil-film images and, although slightly curved, do not show any strong asymmetry in the near-wall flow. Surprisingly, although the ratio between mean separation length and test-section span is smaller for the Medium TSB than for the Large TSB, the size of the region affected by the corner flows is relatively similar. This indicates that, proportionally to the TSB length, the three-dimensional effects are more pronounced for the Medium TSB.

The symmetry of the shear-stress lines on the test surface necessarily precludes any significant mean out-of-plane velocity component on the test-section centerplane, as those wall streamlines are exceedingly sensitive to minute transverse pressure gradients. In that respect, the flow near the centerline can be described as quasi two-dimensional in the mean. Nevertheless, it should be emphasized that the average flow near the centerline is not necessarily the same as the flow that would be obtained if the test-section width was infinite. In a geometry-induced TSB created with a fence and splitter plate, Ciampoli & Hancock (2006) found that residual effects

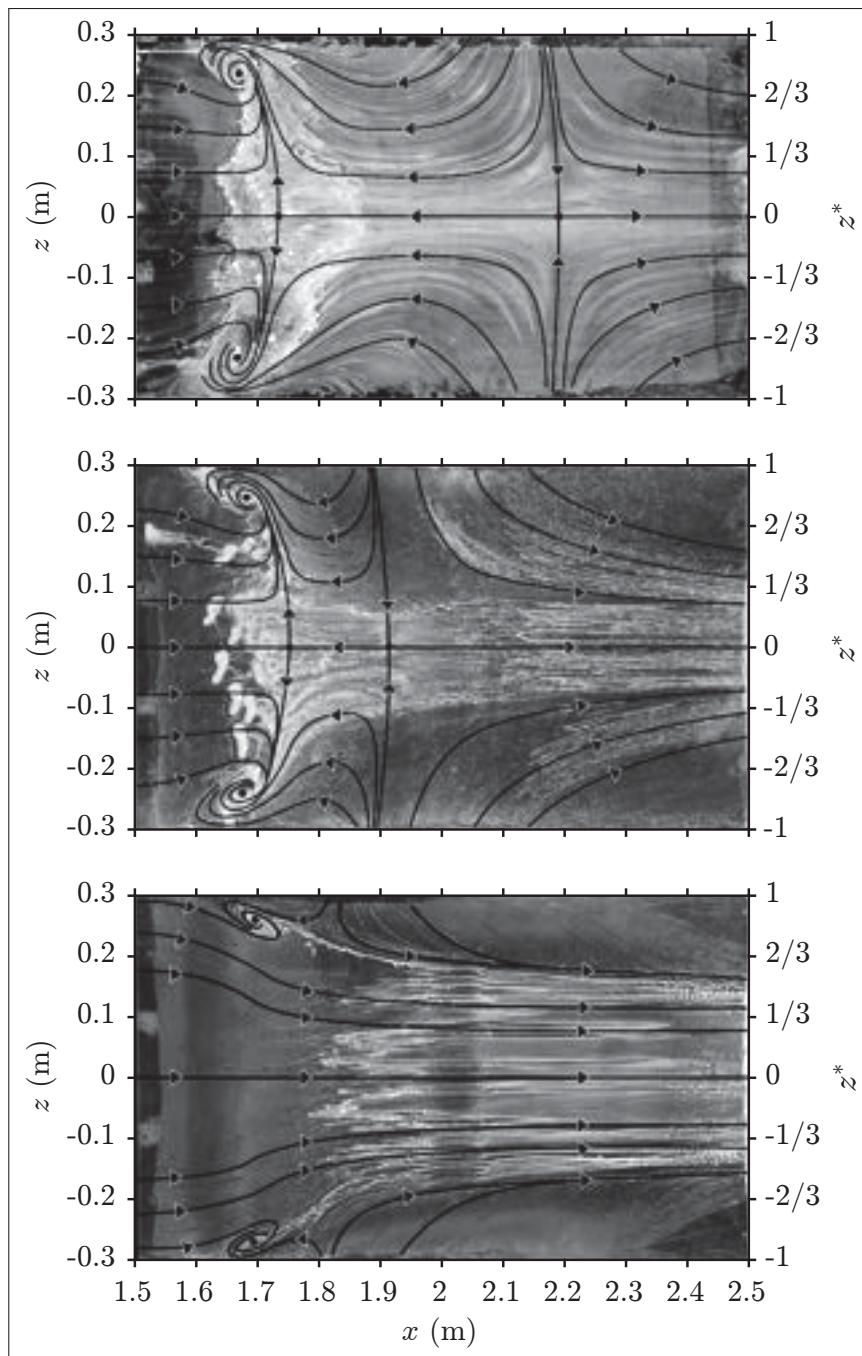


FIGURE-A II-5 Oil flow visualizations of the three separation bubbles. Top : Large TSB. Middle : Medium TSB. Bottom : Small TSB. Black lines : forward-flow fraction γ .

of the tunnel sidewalls are seen in the mean wall shear-stress near the tunnel centerline up to a test-section width to bubble length ratio of approximately 7. This is much larger than any

experiment performed so far on pressure-induced TSBs (see table II-1, where w/L_p is typically of the order of one). Hence, our mean TSBs are necessarily affected by the presence of the sidewalls, even near the centerline.

Because three-dimensional flow structures can only be crudely hypothesised from two-dimensional oil-film visualizations, a qualitative RANS simulation of the Medium TSB was performed using a commercial CFD software (ANSYS CFX-17.2) in order to better understand the three-dimensional nature of the average flow. The complete wind-tunnel test section was discretized with a standard hexahedral mesh composed of 20 million cells that was refined near the walls to achieve a first node value of $y^+ < 1$. The model boundaries consisted of the test-section inlet and exit, the two side walls, the ceiling and floor walls, and the boundary-layer bleed. The test-section length was extended near its entrance to match the experimental boundary-layer thickness at $x_{in} = 1.1$ m and the inlet boundary condition was set at an average velocity of $U_{ref} = 25$ m/s and a turbulence level of 0.05%, as measured experimentally (Mohammed-Taifour *et al.*, 2015). Both the boundary-layer bleed and the test-section exit outlet conditions were set at zero gradient, and the imposed pressures were chosen by trial and error in order to reproduce as closely as possible the experimental c_p distribution of figure II-1. Grid convergence was deemed satisfactory based on a comparison of results obtained on three grid sizes composed of 9 (coarse), 20 (medium), and 44 (fine) million cells. Several turbulence models were tested and the BaSeLine Explicit Algebraic Reynolds Stress Model (BSL-EARSM) described in Menter, Garbaruk & Egorov (2012) was finally selected because it best reproduced the wall streamlines visualized experimentally (Mohammed-Taifour, Dufresne & Weiss, 2019).

The results of the simulation should only be interpreted *qualitatively* because it is well known that RANS methods are not capable of accurately reproducing many quantitative aspects of turbulent separated flows (Coleman *et al.*, 2018). Nevertheless, the three-dimensional structure of the simulated average flow presented in figure II-6 shows several noteworthy features that help interpret the experimental wall streamlines : First, the simulated shear-stress lines on the top surface suitably reproduce the oil-film visualization of figure II-5, thereby bringing credibility to the RANS results. Second, the distinction between a central zone with approximately

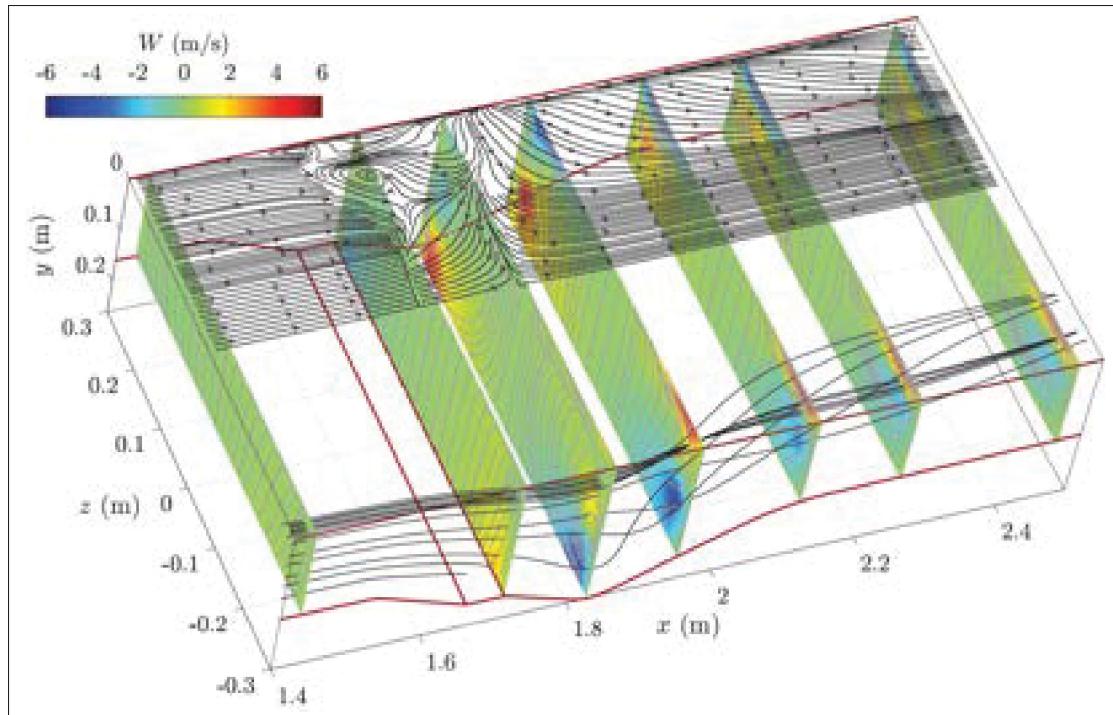


FIGURE-A II-6 RANS simulation results showing the average flow structure in the Medium TSB. Black lines on top : wall streamlines on the left-hand-side of the test surface. Colored cuts : contours of the average spanwise velocity \bar{W} . Black lines on the bottom : representative streamlines showing the effects of the corner flow.

straight shear-stress lines and two symmetrical zones with strong three-dimensional effects for $|z| > 0.1$ m, already apparent on the oil film, is also evident in figure II-6. Finally, the RANS results clearly show that the three-dimensional nature of the wall streamlines on the top surface is not caused by separation from the sidewall boundary layers (as also verified experimentally), but rather by the signature of large-scale, longitudinal corner vortices that create a spanwise velocity component oriented towards the centerline close to the test surface. The generation of these corner vortices can be interpreted by classical secondary-flow arguments (Bradshaw, 1987) : The curvature of the streamlines in the potential flow imposes a lateral pressure gradient on the sidewall boundary layers (i.e. in the y -direction). In the upstream half of the separated region, the crossflow profiles are directed towards positive y , away from the test surface. On the other hand, in the downstream half of the TSB, the crossflow profiles are oriented towards the

test surface. This translates into an upward motion of the lateral boundary layers, which flow around the corners towards the centerline of the test surface. Moving downstream, this flow pattern rolls-up into two large longitudinal corner vortices. In many ways this phenomenon is reminiscent of the streamwise vortices observed in constant-width, wind-tunnel contractions (Mokhtari & Bradshaw, 1983; Bouriga, Taher, Morency & Weiss, 2015). In the remainder of this section we will consider experimental data obtained on the test-section centerline only, where quasi 2D conditions can be observed. However, because of the three-dimensional character of the average flows discussed above, we will return to this point in Section C.4.

Looking back at figure II-5, it can be observed that the forward-flow fraction has a constant value of $\gamma \simeq 100\%$ upstream of the field of view. The threshold $\gamma = 99\%$, corresponding to the position of Incipient Detachment (ID) according to the terminology of Simpson (1989), is reached at $x \simeq 1.55$ m for all flow cases. Intermittent Transitory Detachment (ITD, $\gamma = 80\%$) occurs at $x \simeq 1.65$ m for the Medium and Large TSBs, but not for the Small TSB, where the minimum value of γ on the centerline lies just over this threshold (81%, see also figure II-7). For the Medium and Large TSBs, the value $\gamma = 50\%$ that corresponds to the average detachment line (or Transitory Detachment, TD) is reached at $x \simeq 1.75$ m on the test-section centerline. This threshold is not reached in the case of the Small TSB. Thus, the Small TSB does not feature any region of mean backflow in a large portion of the test section and the flow can be considered to be attached in the mean. Moving downstream, the point of mean reattachment ($\gamma = 50\%$) is reached at $x = 1.90$ m for the Medium TSB and $x = 2.15$ m for the Large TSB. Finally, the positions where $\gamma = 99\%$ in the reattachment region, which can be dubbed ‘Complete Reattachment’ (CR), are reached further downstream ($x = 1.87$ m, $x = 2.07$ m, and $x = 2.27$ m for the Small, Medium, and Large TSBs on the test-section centerline, respectively). Based on these measurements, the average separation length L_b , defined as the distance between mean detachment and mean reattachment on the test-section centerline is $L_b = 0.11$ m for the Medium TSB and $L_b = 0.40$ m for the Large TSB.

At this stage it is worth discussing the choice of length scale that should be used to compare the pressure and velocity distributions from different flow cases. The length L_b is inappropriate

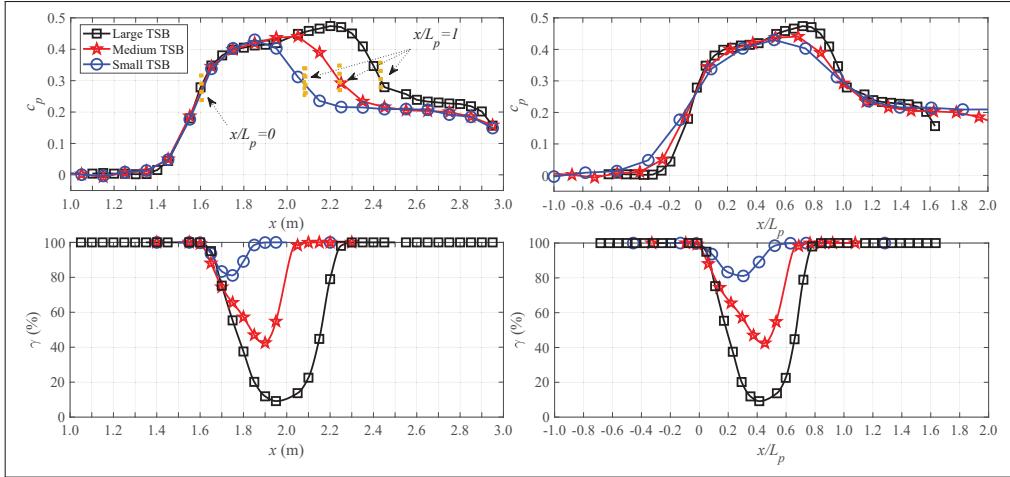


FIGURE-A II-7 Distribution of pressure coefficient c_p (top) and forward-flow fraction γ (bottom). Left : physical streamwise axis x ; Right : streamwise distance scaled by L_p . The origin of x/L_p is located at the streamwise position of maximum APG.

because it is undefined when there is no region of mean backflow, as in the case of the Small TSB. Instead of L_b , Le Floc'h *et al.* (2017) suggested a length L_{99} defined as the distance between the positions of incipient detachment and complete reattachment, where $\gamma = 99\%$. While more generally applicable, this definition requires the knowledge of the streamwise distribution of forward-flow fraction, which is not always available in existing references. For this reason we prefer to use a length L_p similar to that introduced by Abe (2017) and defined as the distance between the positions of maximum APG and maximum FPG that are readily available in the published literature. The distributions of pressure coefficient c_p and forward-flow fraction γ on the test-section centerline are plotted as function of the physical streamwise distance x and the normalized distance x/L_p in figure II-7. The advantage of the latter representation is that it reasonably collapses the distributions of c_p and γ , which allows a comparison of different separation bubbles on the same axis system. Therefore, in the remainder of the article, comparison between different flow cases will be done using x/L_p .

Finally, a contour plot of the average longitudinal velocity fields, measured by PIV on the test-section centerline, is shown in figure II-8. The difference in size between the three flow cases is obvious, with the Large TSB featuring an extensive region of mean backflow over a

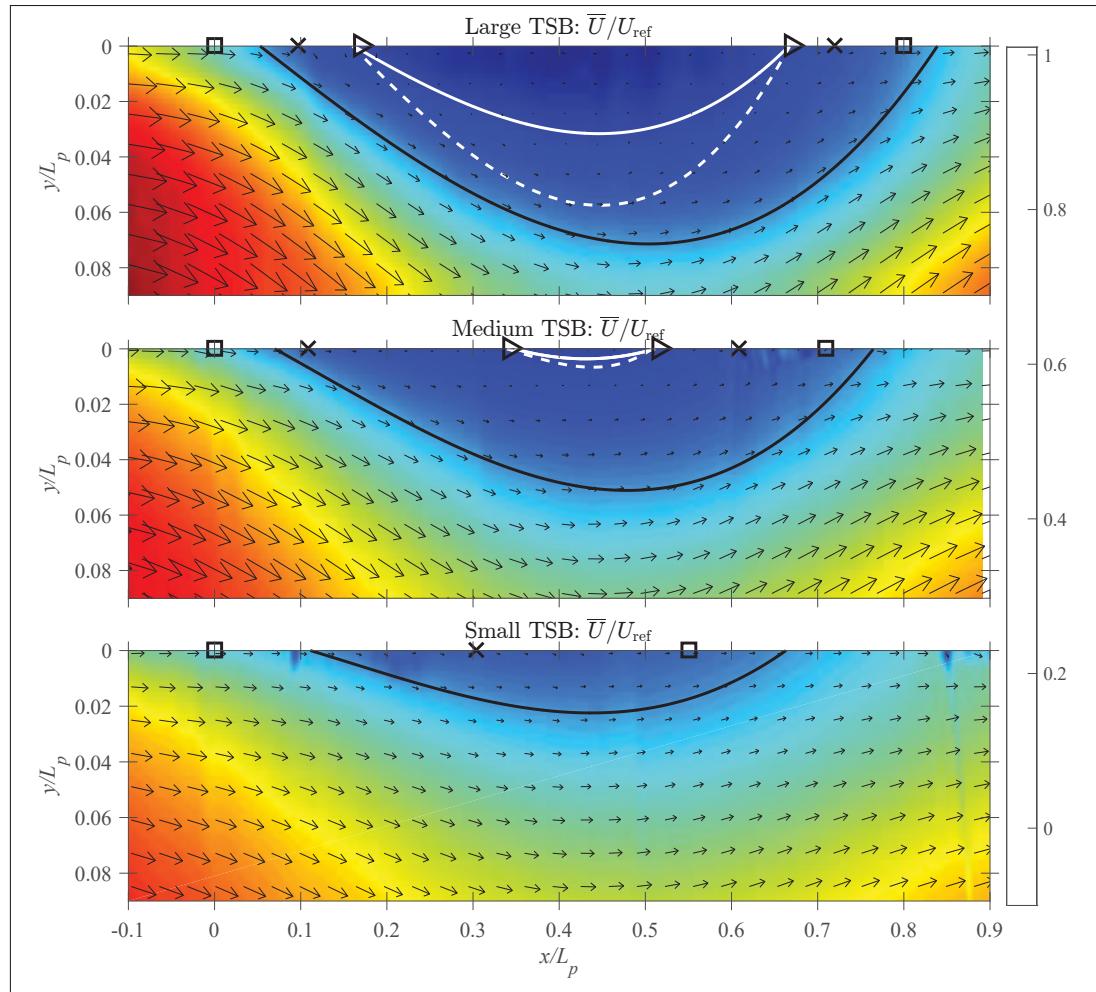


FIGURE-A II-8 Average streamwise velocity contours for the three TSBs along the x/L_p axis. Velocity vectors are superimposed. White solid lines are the isolines $\bar{U} = 0$ m/s, white dash lines are the mean dividing streamlines $\psi = 0$. Black lines are the isolines $\bar{U} = 5$ m/s. The black squares, crosses, and triangles denote Incipient Detachment or Complete Reattachment ($\gamma = 99\%$), Intermittent Transitory Detachment or Reattachment ($\gamma = 80\%$) and Transitory Detachment or Reattachment ($\gamma = 50\%$), respectively.

streamwise length of $x/L_p \simeq 0.5$, and the Medium TSB over a much smaller region $x/L_p \simeq 0.15$. These values of the separation length are consistent with those obtained with the calorimetric shear-stress sensor and plotted in figure II-7. Note that the vertical extent of the backflow region is approximately 26 mm for the Large TSB and 2.5 mm for the Medium TSB, resulting in vertical aspect ratios H_b/L_b of 0.12 and 0.06, respectively, as documented in table II-1.

C.2 Pressure statistics

A streamwise plot of the fluctuating pressure coefficient $c_{p'} = 2p_{\text{rms}}/\rho U_{\text{ref}}^2$, defined as the standard deviation of the fluctuating wall pressure normalized by the incoming dynamic pressure, is shown in figure II-9 as a function of x/L_p . For the three flows the distribution is bi-modal, with a first maximum at $x/L_p \simeq 0$ and a second at $x/L_p \simeq 0.75$, though for the Small TSB this second maximum is almost non-existent. The pressure fluctuations clearly increase with the size of the TSB, especially near the second maximum at $x/L_p \simeq 0.75$. Coincidentally, for the Medium TSB both maxima have essentially the same value, whereas the second maximum is clearly larger than the first for the Large TSB, and respectively smaller for the Small TSB. A bi-modal distribution of $c_{p'}$ was also observed in the DNS of Na & Moin (1998a) and Abe (2017). The latter author investigated the influence of the TSB size on the wall-pressure fluctuations at $Re_\theta = 300$ and showed that consistently with the present results, fluctuations increase with the bubble size, particularly in the region of the second maximum. The large TSB in Abe (2017) has both maxima at approximately $c_{p'} = 0.20$, compared to $c_{p'} \simeq 0.12$ for our Medium TSB. At $Re_\theta = 900$ the second maximum for the large TSB in Abe (2017) remains at $c_{p'} \simeq 0.20$ whereas the first decreases to $c_{p'} \simeq 0.13$, thereby implying a significant Reynolds number effect. The first maximum in Na & Moin (1998a) is at $c_{p'} \simeq 0.13$ and their second maximum at $c_{p'} \simeq 0.18$, which corresponds to a distribution between our Medium and Large TSBs.

The wall-pressure fluctuations are investigated in the frequency domain in figure II-10. The plot on the top of the figure shows the power spectral density (PSD) calculated at $x/L_p = 0$ and $x/L_p = 0.75$, i.e. the locations of the two maxima of figure II-9, for the three separation bubbles. For reference, the PSD of pressure fluctuations in the incoming ZPG turbulent boundary layer is also provided. At $x/L_p = 0$, the PSD levels of the three TSBs are essentially the same for frequencies above 10 Hz. For $f < 10$ Hz, however, the amount of energy in the signals is larger for a larger bubble, consistently with the $c_{p'}$ distributions of figure II-9. This shows that differences in the level of pressure fluctuations at $x/L_p \simeq 0$ are caused by low-frequency unsteady phenomena. Note also that the PSD levels in the three TSBs are higher than those of the incoming boundary layer in the complete frequency range that was investigated, which

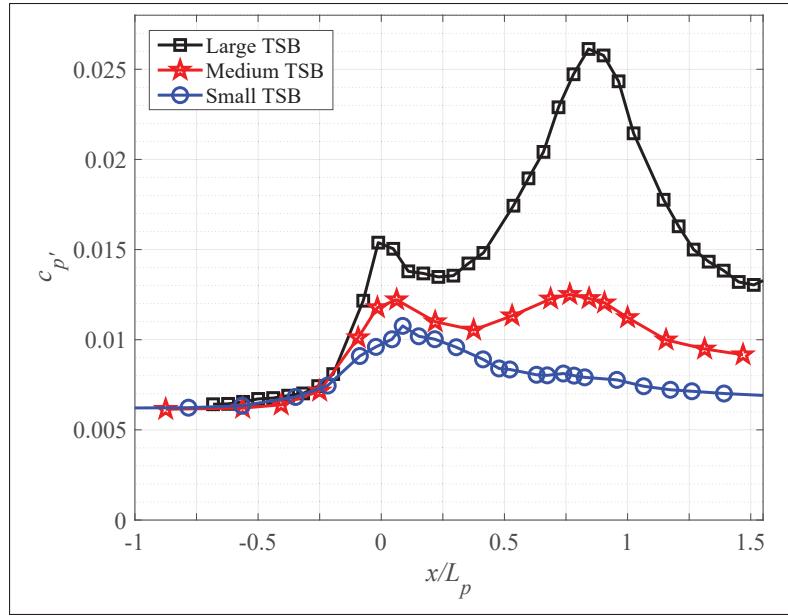


FIGURE-A II-9 Fluctuating wall pressure coefficient $c_{p'}$ measured on the test-section centerline for the three TSBs.

implies that even without the low-frequency contribution, a peak in $c_{p'}$ would be observed near $x/L_p = 0$. At $x/L_p = 0.75$, the shape of the PSDs is different. There is still an increase in energy with TSB size at low frequency ($f < 10$ Hz), however the major difference occurs for frequencies between 10 Hz and 300 Hz, with the Large TSB again showing a stronger increase in energy compared to the others. For frequencies above 300 Hz the PSD levels decrease, even to values lower than in the ZPG boundary layer. These observations imply that the energy of the pressure fluctuations is essentially shifted from a broadband character in the incoming attached boundary layer to low ($f < 10$ Hz) and medium ($10 < f < 300$ Hz) frequencies under the separation bubbles, with the lower frequencies increasing earlier than the medium frequencies when moving in the streamwise direction.

The bottom part of figure II-10 shows the same data but plotted as the PSD pre-multiplied by the frequency and normalized by each signal's variance ($f \times PSD(f)/\sigma_{p'}^2$). This representation is useful because it shows the distribution of energy as the area under each curve in a semi-logarithmic plot since $\int_0^\infty PSD(f)df = \int_0^\infty f \times PSD(f)dl\ln(f)$. In this plot the low- and medium-frequency ranges are particularly obvious. At $x/L_p = 0$ the energy is concentrated

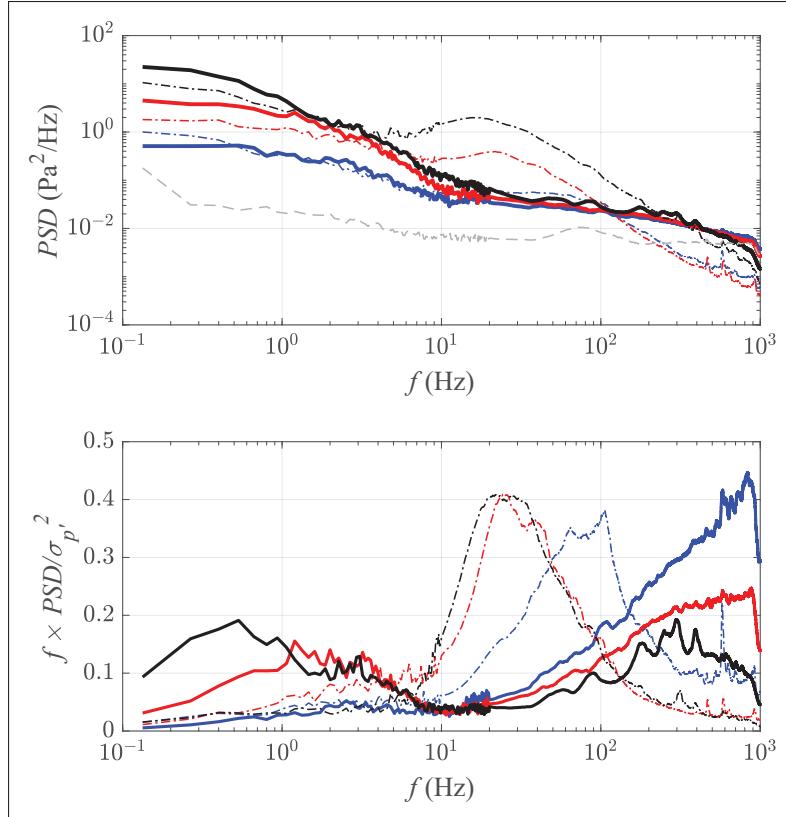


FIGURE-A II-10 Top : Power spectral density (PSD) of wall pressure fluctuations at $x/L_p \simeq 0$ (solid lines) and $x/L_p \simeq 0.75$ (dash-dot lines). Black : Large TSB ; Red : Medium TSB ; Blue : Small TSB. Grey dashed line is the PSD measured in the incoming boundary layer upstream of separation ($x = 1.05$ m). Bottom : pre-multiplied PSD normalized by the signal's variance, same color coding as above.

in the low-frequency ($f < 10$ Hz) as well as the high-frequency ($f > 100$ Hz) range, with almost nothing in between. For the Large TSB there is almost the same amount of energy in the low-frequency as in the high-frequency range but for the Small and Medium TSBs, the high-frequency part is dominant. It is noteworthy that at $x/L_p = 0$, the pre-multiplied PSDs are cut-off by the anti-aliasing filter of the data-acquisition card at $f \simeq 1$ kHz. This implies that the wall-pressure fluctuation levels are likely to be underestimated in the upstream part of our TSBs due to the limited temporal resolution of the pressure taps. Indeed, the review of Bull (1996) indicates an expected level of $c_{p'} = 0.009$ in our turbulent ZPG boundary layer at $Re_\theta = 5000$

(see his figure 1 with $u_\tau = 1$ m/s and $\delta = 28$ mm), which is larger than $c_{p'}=0.006$ obtained in the present experiment. This underestimation of $c_{p'}$, however, would only be limited to the incoming ZPG boundary layer and the very upstream part of our TSBs where the forward-flow fraction remains close to 100% (see figure II-7) and where the high-frequency pressure fluctuations are still significant (the effect of this limitation in our experimental technique will be further discussed in relationship with figure II-15). In contrast to the spectra obtained at $x/L_p = 0$, those calculated at $x/L_p = 0.75$ show that almost all the energy of the fluctuating pressure is concentrated in a medium frequency range, between $f \simeq 10$ Hz and $f \simeq 300$ Hz. The characteristic frequencies of these fluctuations, defined as the center of the medium-frequency peak in the semi-logarithmic pre-multiplied representation, is approximately 25 Hz, 30 Hz, and 80 Hz for the Large, Medium, and Small TSBs, respectively. The pre-multiplied PSDs further show that the frequency resolution of the measurements is more than adequate at these streamwise positions.

We now turn our attention to the mechanisms causing the low- and medium-frequency pressure fluctuations, beginning with the latter. In the case of the Large TSB, Mohammed-Taifour & Weiss (2016) showed that the pressure fluctuations near the second maximum of the $c_{p'}$ distribution in figure II-9 are caused by the convection of large-scale, roller-type structures originating in the shear layer via a Kelvin-Helmholtz instability and subsequently shed downstream of the bubble. This medium-frequency unsteadiness was therefore called the ‘shedding mode’ of the TSB. To illustrate the convective nature of this unsteady mode, two-points cross-correlation contours of the wall-pressure and velocity fluctuations measured on the test-section centerline are presented in figure II-11 for the case of the Medium TSB. The image on the top of the figure was obtained using a reference pressure transducer at a fixed position of $x_{\text{ref}}/L_p = 0.69$ (which corresponds to $x_{\text{ref}} = 2.05$ m), and a second pressure transducer covering the range $0.1 < x/L_p < 1.3$. On the bottom image, velocity cross-correlations were extracted from the PIV data along the center of the shear layer defined by the loci of maximum u'^2 , with again a reference position at $x_{\text{ref}} = 2.05$ m. The streamwise extent of the cross-correlation plots is smaller for the velocity data because of the limited PIV field of view.

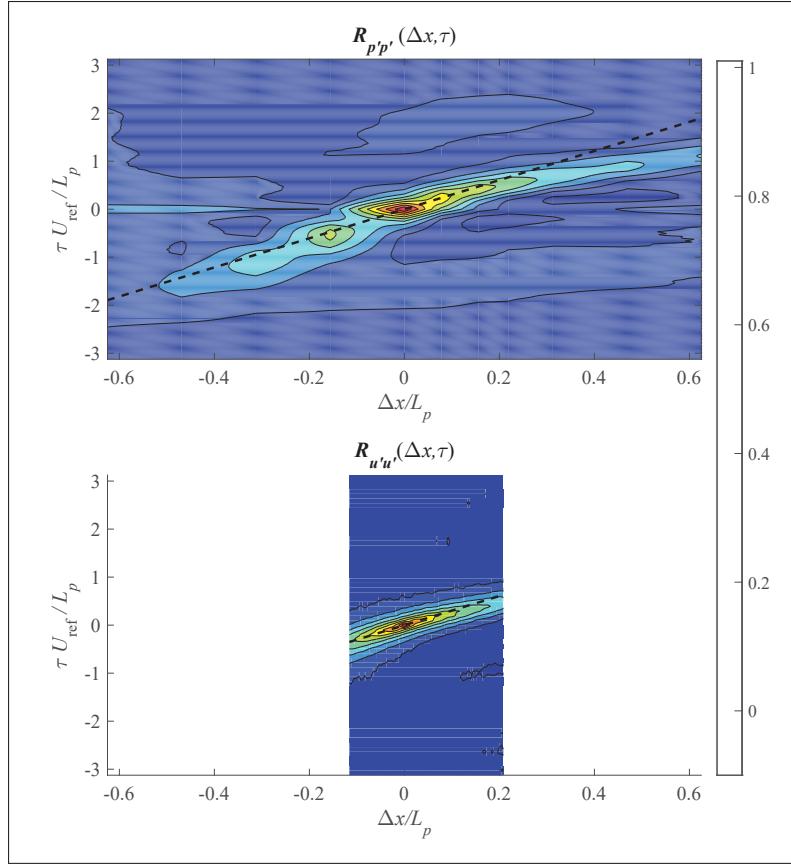


FIGURE-A II-11 Contour of wall-pressure (top) and streamwise velocity (bottom) two-point cross-correlation along the test-section centerline (Medium TSB). The reference position is at $x_{\text{ref}} = 2.05$ m. The black dashed line is the slope corresponding to a convection velocity $U_c/U_{\text{ref}} = 0.33$ (Na & Moin, 1998a)

Both the pressure and velocity cross-correlation contours show a clear ridge indicating disturbances with a convective nature. The average slope of this ridge is a measure of the convection velocity of the large-scale structures, which is seen to be very close to the value of $U_c/U_{\text{ref}} = 0.33$ suggested by Na & Moin (1998a) and plotted as a dashed line in figure II-11. The same analysis was performed on data from all three TSBs and essentially shows very similar results, including an almost constant value of the convection velocity. This is the case even for the Small TSB which does not feature any region of mean backflow. Thus, the occurrence of a convective shedding mode does not require the flow to reach an average separated state, but merely the

presence of inflectional velocity profiles from the APG. This is consistent with the idea of coherent structures generated by Kelvin-Helmholtz instabilities in a manner similar to what is observed in turbulent mixing layers, as argued in Winant & Browand (1974). Nevertheless, a larger separation bubble clearly produces shedding with a larger pressure signature, as evidenced by figure II-9. This is attributed to larger coherent structures when the shear layer separates further away from the wall.

In contrast to the convective medium-frequency shedding mode, the low-frequency unsteadiness in the Large TSB was shown to be linked to a large-scale contraction and expansion, dubbed ‘breathing’, of the whole separation bubble (Weiss *et al.*, 2015). In particular, this breathing motion was well illustrated by the first Proper Orthogonal Decomposition (POD) mode of the fluctuating velocity field (Mohammed-Taifour & Weiss, 2016). The relevance of the first POD mode for studies of large-scale unsteadiness in TSBs was recently confirmed by Fang & Tachie (2019), who demonstrated that its time coefficient $a^1(t)$ is well synchronized with the time history of the total reverse-flow area $A_{xy}(t) = \iint_{x,y} -\text{sign}(U(t)) dx dy$. The latter indicator has been used by Pearson *et al.* (2013) and Wu *et al.* (2020) as a simple parameter that measures the large-scale unsteadiness in separation bubbles. A_{xy} is most relevant for TSBs that feature large regions of instantaneous backflow at all time. This is the case in our Medium and Large TSBs, but not in our Small TSB. Therefore, in order to provide a more widely applicable indicator of large-scale unsteadiness, we introduce the quantity $B_{xy}(t) = \iint_{x,y} (U_{\text{ref}} - U(t)) dx dy$, which essentially measures the instantaneous size of the decelerated flow region even in the absence of backflow. The time trace of $B_{xy}(t)$ is compared to the time coefficient $a^1(t)$ of the first POD mode of the longitudinal velocity field in figure II-12. While this particular data was measured on the centerline plane of our Medium TSB, similar results were obtained for all three separation bubbles. The synchronization between the two signals is remarkable, which further consolidates the first POD mode as a relevant indicator of the breathing motion.

A snapshot POD analysis was performed on all three TSBs by using the PIV field of view closest to the center of each bubble. The POD spectra showing the repartition of the longitudinal turbulent kinetic energy across the modes is shown in figure II-13 for two sets of velocity

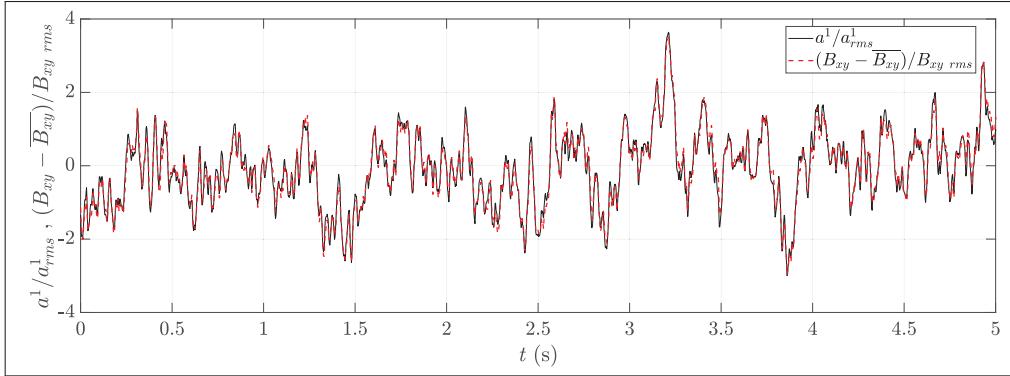


FIGURE-A II-12 Time history of the first POD mode $a^1(t)$ and the decelerated-flow indicator $B_{xy}(t)$ on the test-section centerline, Medium TSB.

data : the original (unfiltered) longitudinal velocity and the velocity digitally high-pass filtered at $f > 10$ Hz. Looking at the original velocity data first, it can be seen that the first POD mode is significantly more energetic than the second, with a difference of approximately 5 %, 10 %, and 15 % between first and second POD modes for the Small, Medium, and Large TSB, respectively. Since the first POD mode is representative of the breathing motion, this shows that the low-frequency breathing is more pronounced for a larger TSB, which is consistent with the Fourier analysis of figure II-10 where the low-frequency pressure signature is clearly larger for a larger separation bubble. This analysis is confirmed by looking at the POD spectra obtained from the velocity fields high-pass filtered above 10 Hz : in this case there is only a few percentage points of difference between the first and second POD modes, irrespective of the size of the TSB. This confirms that for $f < 10$ Hz, the flow behaves somewhat differently than at higher frequencies.

The first three POD modes of the longitudinal velocity field in the Medium TSB are shown in figure II-14, again for the original velocity field and the high-pass filtered field ($f > 10$ Hz). Note that similar results were obtained for all three separation bubbles. In the case of the original velocity, the first mode appears to be of uniform sign, and represents a contraction and expansion of the complete TSB since, when multiplied by its time coefficient $a^1(t)$, it exhibits a structure that effectively enlarges or shrinks the separation bubble (Mohammed-Taifour & Weiss, 2016;

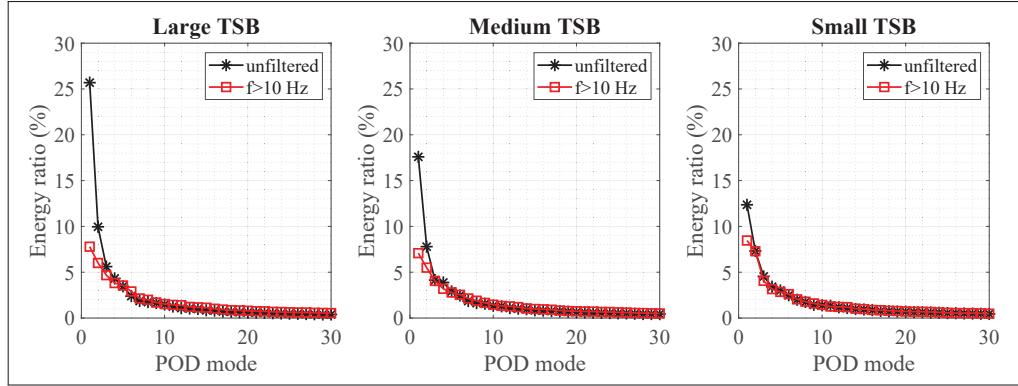


FIGURE-A II-13 POD spectrum of longitudinal velocity fluctuations in the three TSBs (snapshot POD calculated from a field of view central to each separation bubble). Black stars : POD calculated on original velocity data. Red squares : POD calculated on data high-pass filtered at 10 Hz.

Fang & Tachie, 2019). In contrast, the subsequent modes show a change of sign, which is indicative of the convection of turbulent structures in the flow (Rajaei *et al.*, 1994; Weiss, 2019). When only frequencies above 10 Hz are considered in the POD analysis, the uniform character of the first mode disappears and the convective nature of the fluctuations appears already in the first mode. Again, this is fully consistent with the spectral analysis of the pressure data presented in figure II-10 and confirms the presence of a low-frequency breathing mode for frequencies below 10 Hz, the intensity of which increases with the size of the TSB. This effect of TSB size is consistent with the recent DNS of Wu *et al.* (2020), who observed a much larger variation of the reverse-flow area $A_{xy}(t)$ for a large TSB generated with a suction-only boundary condition than for a smaller TSB obtained using suction and blowing.

Based on these new results, it would be of interest to plot the streamwise distribution of the fluctuating pressure coefficient for frequencies above 10 Hz only, as this would remove the pressure signature of the low-frequency breathing motion. This is done in figure II-15, where the most interesting result is remarkably that the three curves now see their first maximum collapse on each other and exhibit approximately the same amplitude of $c_{p'} \simeq 0.01$ at $x/L_p = 0.1$. This streamwise position corresponds to the end of the strong adverse pressure gradient zone and

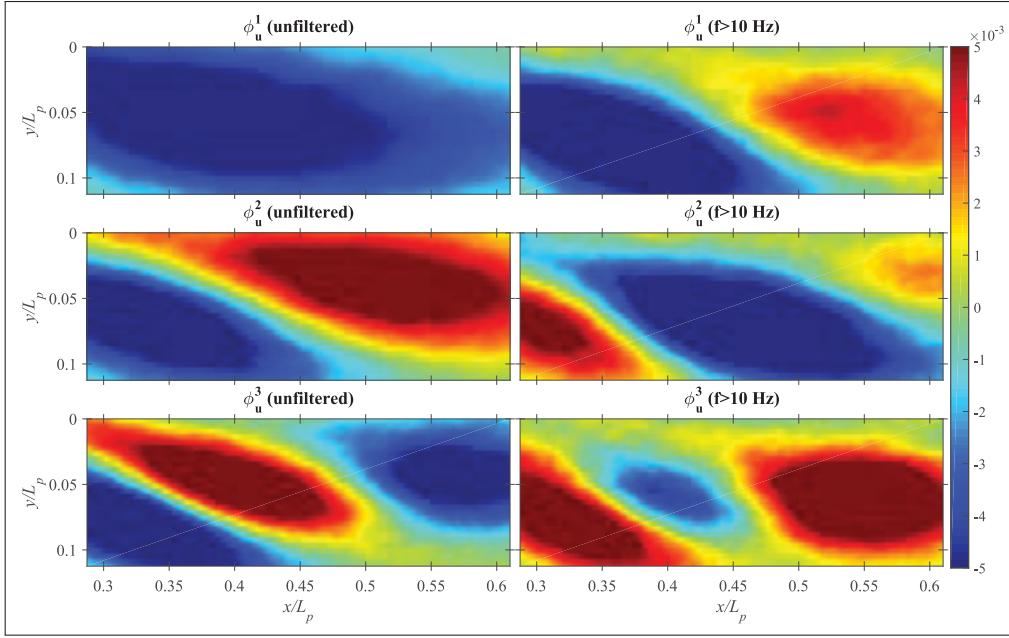


FIGURE-A II-14 First, second, and third POD modes of longitudinal velocity in the Medium TSB (arbitrary scale). Left : POD calculated on original velocity data. Right : POD calculated on data high-pass filtered at 10 Hz.

the beginning of the flow detachment from the wall, with approximately 10% of reverse flow (figure II-7). It also corresponds very well to the position of the first maximum of $c_{p'}$ observed in the direct simulations of Na & Moin (1998a) and Abe (2017). From the spectral plots of figure II-10 it is obvious that at $x/L_p \simeq 0.1$, the pressure fluctuations are mostly confined to the low- and high-frequency parts of the spectrum. Removing the low-frequency breathing then implies that only the high-frequency turbulent motions are now taken into account. The rise in $c_{p'}$ up to $x/L_p = 0.1$ is then interpreted as the effect of the adverse pressure gradient on the turbulent structures responsible for pressure fluctuations in the attached boundary layer, while the decrease of $c_{p'}$ beyond $x/L_p = 0.1$ corresponds to the lifting of those structures away from the test surface in the early stages of detachment. This is consistent with the wall-normal profiles of pressure fluctuations shown by Na & Moin (1998a), as seen in their figure 13, where the position of maximum pressure fluctuations is shown to move away from the wall at the very end of the pressure ramp. Furthermore, given that the APG imposed on the incoming turbulent

boundary layer is essentially the same for all of our three TSBs (figure II-1), it would be expected that the turbulent fluctuations react to the APG in approximately the same way upstream of the mean detachment. This is indeed confirmed by the filtered $c_{p'}$ distributions of figure II-15.

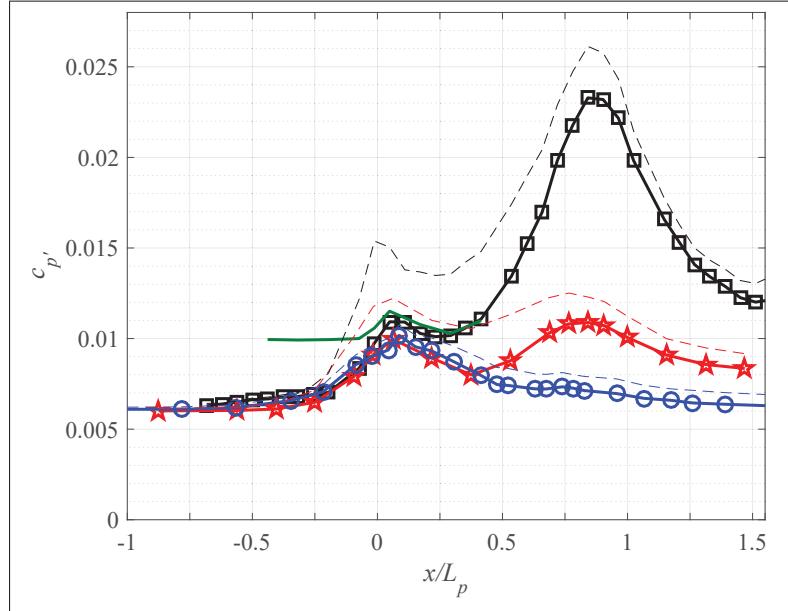


FIGURE-A II-15 Fluctuating wall pressure coefficient $c_{p'}$ measured on the test-section centerline for the three TSBs. Black : Large TSB, red : Medium TSB, blue : Small TSB. Dashed lines are unfiltered values from figure II-9 while solid lines are high-pass filtered above 10 Hz. Solid green line is high-pass filtered data from flush-mounted pressure transducer ($f_s = 16$ kHz), Large TSB.

A noteworthy feature that was previously mentioned in connection with figure II-9 and II-10 is the limited sampling frequency ($f_s = 2$ kHz) of the fluctuating wall-pressure measurements caused by the use of regular pressure taps instead of a frequency-calibrated pinhole. It was argued that the effect of this limited bandwidth would only be felt in the ZPG region and the most upstream part of the pressure-gradient zone. To investigate this in more details, dedicated measurements were performed in the Large TSB using a flush mounted pressure transducer at a higher sampling frequency of $f_s = 16$ kHz. The results from figure II-15 (green solid line) show that taking into account a larger frequency band increases $c_{p'}$ up to 0.010 in the ZPG region, which is very close to the value of 0.009 expected from the review of Bull (1996). The $c_{p'}$ level

then slightly increases at $x/L_p \simeq 0.1$ and decreases afterwards, following the values obtained at a lower sampling frequency. This confirms that the wall-pressure measurement set-up is indeed adequate within the separation bubbles and demonstrates that the observation of a well-defined local maximum of $c_{p'}$ depends in fact on the selection of a specific frequency band.

In summary, the results presented in this section confirm the presence of a low-frequency unsteadiness whose amplitude appears to depend on the size of the TSB, with the largest pressure signature observed for the largest TSB. For the latter, Mohammed-Taifour & Weiss (2016) demonstrated that this unsteady character of pressure-induced separation bubbles was inherently linked to a contraction and expansion motion of the entire recirculation region. Removing this low-frequency contribution collapses the first maximum of the fluctuating pressure coefficient to a single value for all three separation bubbles. Interestingly, the $c_{p'}$ distributions remain bi-modal after removal of the low-frequency contribution, which is consistent with the DNS results of Na & Moin (1998a) and Abe (2017), who did not resolve the low-frequency fluctuations. This shows that the first maximum of $c_{p'}$ is in fact the result of two separate phenomena : On the one hand the signature of the low-frequency breathing motion, mostly apparent at the position of maximum adverse pressure gradient, and on the other hand the increase in high-frequency pressure fluctuations caused by the turbulent structures submitted to an APG and their subsequent lift-off from the wall. This reconciles the DNS results of Na & Moin (1998a) and Abe (2017) with the conclusions of Weiss *et al.* (2015) and Mohammed-Taifour & Weiss (2016) obtained from observations of the Large TSB only.

C.3 Velocity statistics and scaling of pressure fluctuations

In this section we investigate the velocity statistics obtained by PIV on the test-section centerline and the scaling of wall-pressure fluctuations with the Reynolds shear stresses and wall-normal stresses, as suggested by the previous works of Simpson *et al.* (1987), Na & Moin (1998a), Ji & Wang (2012), and Abe (2017).

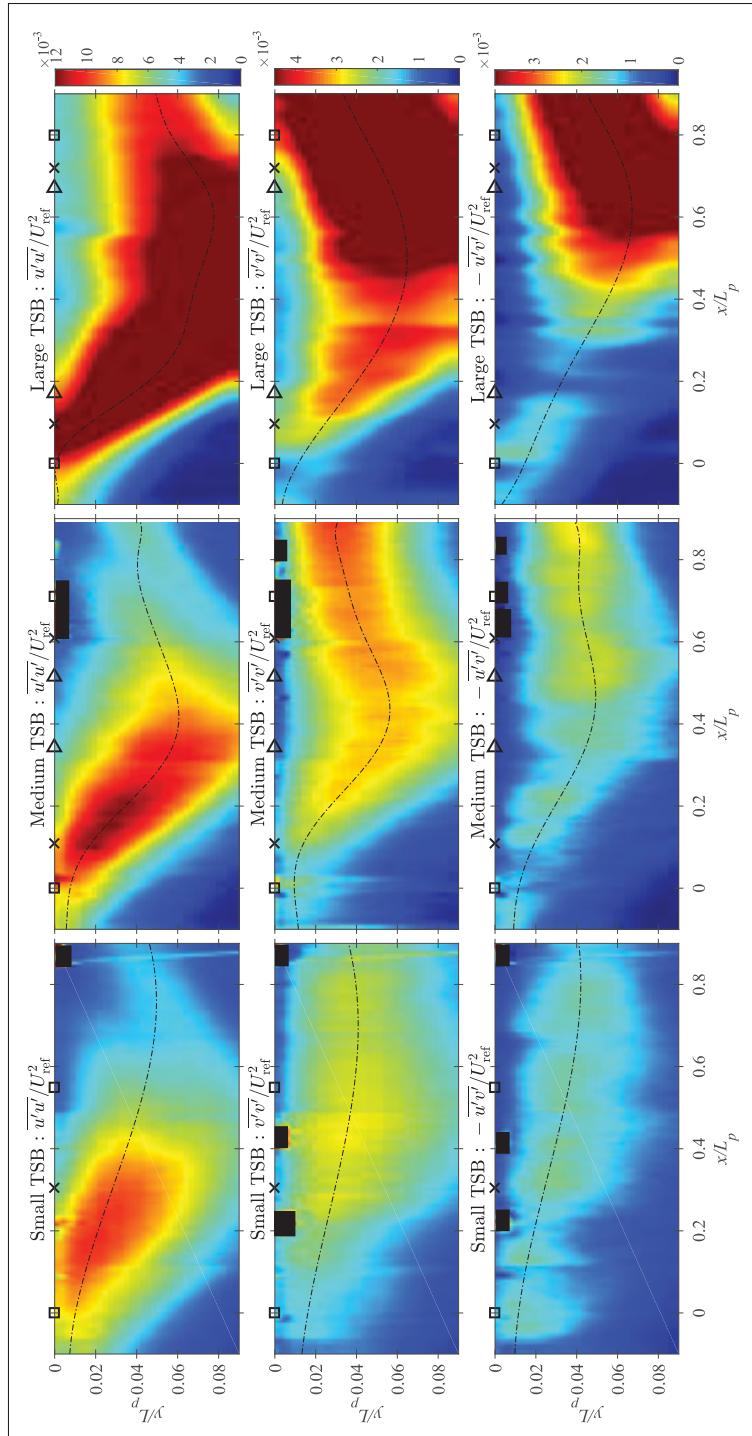


FIGURE-A II-16 Contour plot of $\overline{u'u'}/U_{ref}^2$, $\overline{v'v'}/U_{ref}^2$, and $-\overline{u'v'}/U_{ref}^2$ for the three TSBs. The black dash-dot lines are the loci of the maximum stresses. Black rectangles near the wall are caused by limitations in optical access. The black squares, crosses, and triangles denote Incipient Detachment or Complete Reattachment ($\gamma = 99\%$), Intermittent Transitory Detachment or Reattachment ($\gamma = 80\%$), and Transitory Detachment or Reattachment ($\gamma = 50\%$), respectively.

Contour plots of the normalized turbulent streamwise $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, wall-normal $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$, and shear $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ stresses, are shown in figure II-16. Note that the colorbars were adjusted to make the Small and Medium TSBs stand out more easily on the figure since the large bubble exhibits much higher values for all three Reynolds stresses. Therefore, the dark red areas in the third column are fully saturated. Nevertheless, the contours are consistent between the three separation bubbles and the amplitude of each turbulent stress generally increases with the size of the bubble. The loci of maximum stresses also tend to move away from the test surface as the TSB size grows. In the streamwise direction, $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$ starts increasing slightly upstream of $x/L_p = 0$ and reach its maximum near $x/L_p = 0.2$ (see also figure II-17), which is consistent with the contours shown in Na & Moin (1998) and those of Coleman *et al.* (2018); See figure II-4 for a direct comparison between their Case C and our Medium TSB. The wall-normal and shear stresses behave differently and increase from $x/L_p \simeq 0$ until the end of the PIV field of view. These contours are again close to those of Coleman *et al.* (2018), e.g. figure II-4, but differ somewhat from those of Na & Moin (1998) and Abe (2017), who observed a decrease of $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ and $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ near the middle of their TSBs. This bi-modal distribution of the turbulent stresses is not observed in our data, except perhaps in the case of the Large TSB, where the Reynolds shear stress is seen to decrease slightly at $x/L_p \simeq 0.2$ compared to more upstream and downstream positions (see also figure II-17). This aspect will be discussed further below.

The maxima of the three normalized turbulent stresses are plotted as a function of the streamwise position in figure II-17. Given the relevance of the low-frequency contribution $f < 10 \text{ Hz}$ in the pressure fluctuations, the high-pass-filtered stresses are presented as well. It can be seen that removing the low-frequency contribution has the largest effect on the streamwise stresses, particularly near the middle of the TSB. The effects of filtering on the wall-normal and shear stresses are less significant and confined to the downstream part of the separation bubbles, where the stresses are themselves larger. For all stresses the largest difference between filtered and non-filtered data is seen on the Large TSB, which is consistent with the high-pass filtering of the pressure fluctuations (see Figs. II-9 and II-15). Note that high-pass filtering the velocity data enables a better comparison with existing DNS data, which, by current design, excludes

low-frequency fluctuations. For example, the lowest Strouhal number resolved in the DNS of Abe (2017) is $St = fL_b/U_{ref} \simeq 0.13$, which corresponds to a dimensional frequency of approximately 8 Hz in our Large TSB. Regardless of the bandwidth taken into account, figure II-17 shows a strong increase of $-\overline{u'v'}_{max}/U_{ref}^2$ and $\overline{v'v'}_{max}/U_{ref}^2$ in the reattachment region of the Large TSB, which is coincident with the large values of c_p' in this region (figure II-9). This indicates that the strong pressure signature of the shedding mode in the Large TSB is directly related to larger turbulent stresses, in agreement with the experimental results of Simpson *et al.* (1987) and the DNS of Na & Moin (1998a).

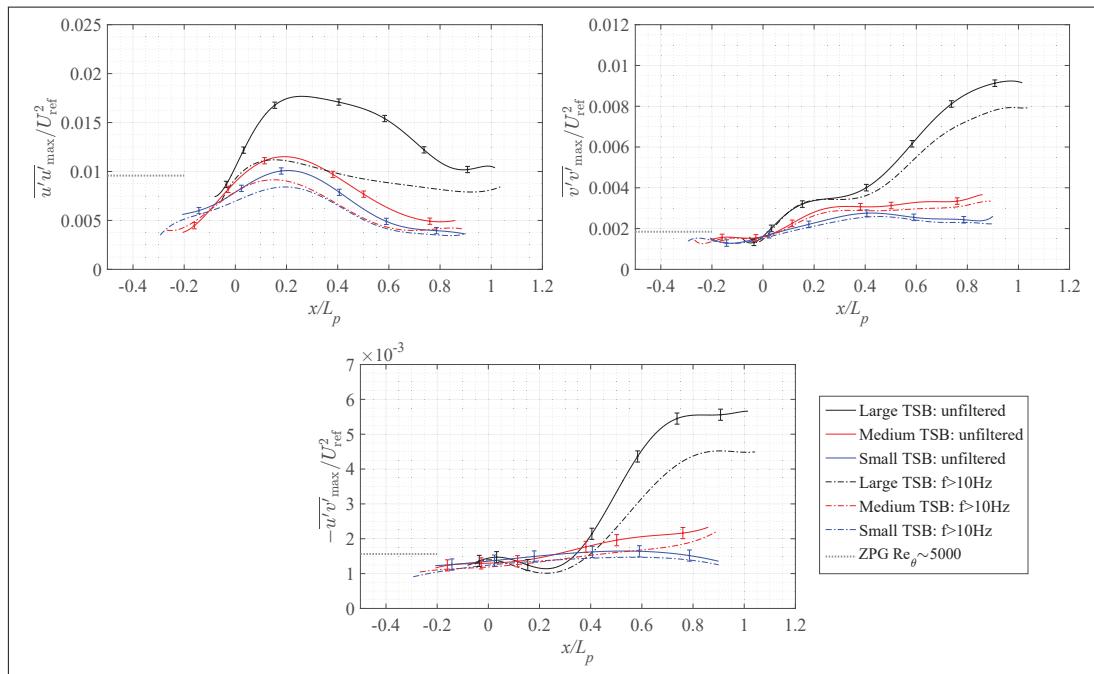


FIGURE-A II-17 Maxima of $\overline{u'v'}/U_{ref}^2$, $\overline{v'v'}/U_{ref}^2$, and $-\overline{u'v'}/U_{ref}^2$ (Bottom) for the three TSBs. Solid lines : original (unfiltered) data; dashed-dotted lines : data (high-passed) filtered at 10 Hz; Black dotted lines are expected ZPG values from Fernholz & Finley (1996), for reference.

Also included in figure II-17 are the values of the maximum turbulent stresses expected in a canonical ZPG turbulent boundary layer at $Re_\theta = 5000$, obtained from the review of Fernholz & Finley (1996). It can be seen that at the most upstream positions, our measured values are generally lower than the expected ZPG levels, with an underestimation of approximately 50% for $\overline{u'v'}/U_{ref}^2$, 15% for $\overline{v'v'}/U_{ref}^2$ and 20% for $-\overline{u'v'}/U_{ref}^2$. This can be explained by the fact that

at this Reynolds number, the wall-normal position of maximum stress is expected at 0.22 mm, 5.4 mm, and 2.9 mm for $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$, $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ and $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$, respectively (Fernholz & Finley, 1996). Given our spatial resolution of 0.55 mm and the inherent limitations of PIV measurements very near the wall, this difference is not surprising. Nevertheless, this underestimation should only be significant in the most upstream part of the TSBs (see the favorable comparison between hot-wire and PIV measurements of $\overline{u'u'}/U_{\text{ref}}^2$ in Mohammed-Taifour & Weiss (2016) for the case of the Large TSB).

In analysing figure II-17, it is of interest to compare with the results of Abe (2017), who also investigated the effect of varying the TSB size on the streamwise distributions of $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ and $\overline{v'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$. This was done by varying the maximum transpiration velocity $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}$ at a constant Reynolds number $Re_{\theta} = 300$. Consistently with our data, both $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ and $\overline{v'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ were shown to increase with the size of the bubble near the reattachment. The increase was more moderate closer to the detachment, however, and $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ even decreased near the middle of the TSB when the bubble got larger. This was attributed, according to Abe, to a negative TKE production rate near the top of the bubble that arises because of the rapid switch between positive and negative vertical transpiration velocity. As $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}$ is increased to generate a larger TSB, the production term becomes more negative and $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ decreases (Abe, 2017). This argument is consistent with the small decrease of $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ that is observed near $x/L_p = 0.2$ for our Large TSB only.

Further comparisons between our experimental data (Medium and Large TSB) and the distributions of $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ and $\overline{v'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$ from other sources are presented in figure II-18. Starting with $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$, it can be seen that our Medium TSB and Coleman *et al.* (2018) case C stand out by showing a monotonic increase with x/L_p . All other distributions, including CRS case A, show a clear minimum between $x/L_p = 0.3$ and $x/L_p = 0.7$. As already discussed above, this minimum is attributed to the larger value of $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}$ for large separation bubbles, which leads to smaller TKE production rate when $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}](x)$ crosses zero and hence to a decrease of $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ below the top of the bubble (Abe, 2017; Coleman *et al.*, 2018). For our Large TSB the value of $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\text{max}}$ is large enough to show a small dip in $-\overline{u'v'}_{\text{max}}/U_{\text{ref}}^2$

near $x/L_p = 0.2$, in a manner very similar to Patrick (1987)'s data. The values of $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ obtained by Na & Moin (1998), Abe (2017) (Cases SB2 and LB), and Coleman *et al.* (2018) (Case A) for $x/L_p < 0.5$ are relatively large compared to our data, to Coleman *et al.* (2018) Case C, and to Patrick (1987). This is attributed to a lower Reynolds number for those former cases. Indeed, the results of Abe (2017) clearly indicate a decrease of $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ (and to a lesser extent $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$) when the Reynolds number increases, which is consistent with figure II-18. The combined effects of a larger $[V_{\text{top}}/U_{\text{ref}}]_{\max}$ and a larger Reynolds number, which have opposite effects on the value of $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ for $x/L_p < 0.5$, may also explain why Patrick (1987)'s data is very close to our Large TSB. Moving on to the downstream half of the bubbles ($x/L_p > 0.5$) indicates that $-(\overline{u'v'})_{\max}$ essentially increases with the size of the TSBs and, consistently with the values of H_b/L_b shown in table 3.1, Patrick (1987)'s data shows the largest value of $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ near reattachment.

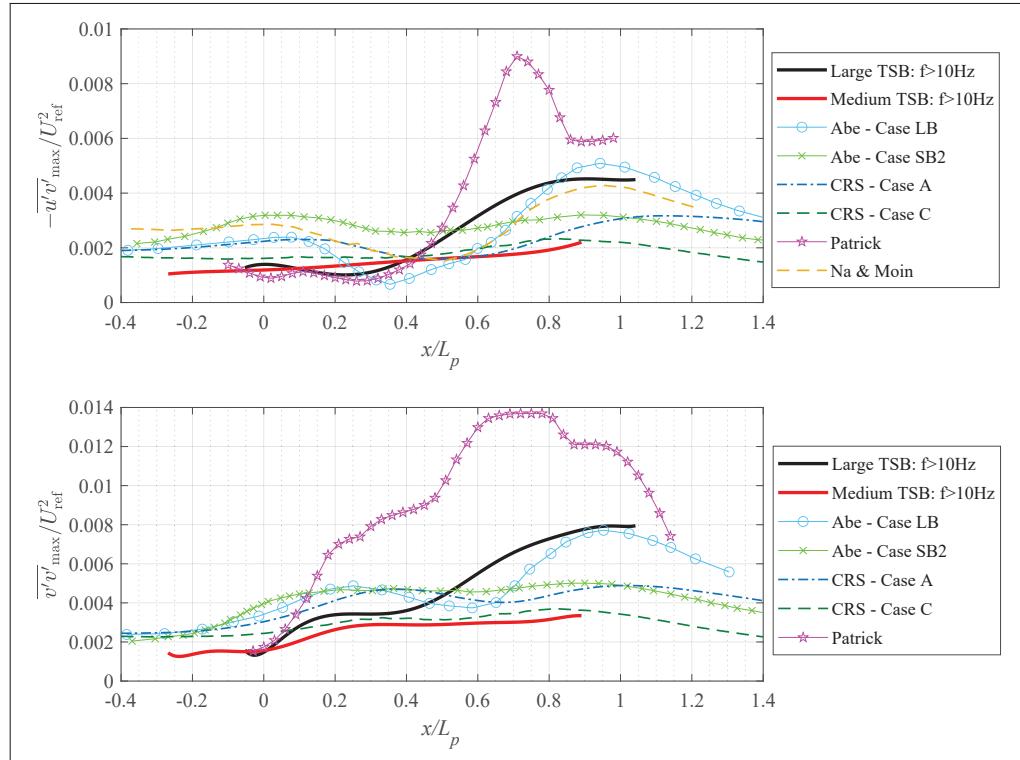


FIGURE-A II-18 Maxima of $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ (Top) and $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ (Bottom) for current and existing TSB data. Current data high-passed filtered at 10 Hz.

The distributions of $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ (bottom of figure II-18) are generally consistent with those of $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ inasmuch as a larger TSB generates a larger stress in the downstream half of the bubble. The results of Abe (2017) (Cases SB2 and LB) and Coleman *et al.* (2018) (Case A) show a bi-modal distribution with a minimum of $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ near $x/L_p = 0.5 - 0.6$, while the others show a monotonic increase with a plateau near $x/L_p = 0.3$ (note that Na & Moin (1998) didn't publish their distribution of $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$). This difference is attributed to the combined effect of Reynolds number and TSB size, where a larger Reynolds number tends to bring the first peak down, and a larger TSB the second peak up. Note that for a large bubble, the streamwise increase of $\overline{v'v'}/U_{\text{ref}}^2$ tends to start more upstream than $-\overline{u'v'}/U_{\text{ref}}^2$ (see figure II-16), which explains the large value of $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ downstream of $x/L_p = 0.2$ for Patrick (1987)'s fairly large TSB.

The scaling of the wall-pressure fluctuations with the maximum Reynolds shear stresses $-\rho\overline{u'v'}_{\max}$ and the wall-normal stresses $\rho\overline{v'v'}_{\max}$ is presented in figure II-19. The high-pass-filtered results are used for our data, which collapses the values of $p_w \text{ rms}$ near $x/L_p = 0$ by removing the effect of the low-frequency breathing motion. As already mentioned above, this enables a more rigorous comparison with existing DNS data. Also, the expected ZPG levels obtained using the wall-pressure data collected by Bull (1996) and the turbulence data reviewed by Fernholz & Finley (1996) are included in the figure. The measured distributions of $p_w \text{ rms}/-\rho\overline{u'v'}_{\max}$ and $p_w \text{ rms}/\rho\overline{v'v'}_{\max}$ are seen to converge towards these levels, which gives confidence in the results despite the experimental limitations observed in the most upstream part of the TSBs.

In a separating turbulent boundary layer, Simpson *et al.* (1987) experimentally found that $p_w \text{ rms}/-\rho\overline{u'v'}_{\max}$ increases up to a value of approximately 4 near the detachment and decreases afterwards. This is consistent with the behaviour obtained in the present experiment, though our Large TSB shows a larger maximum value of $p_w \text{ rms}/-\rho\overline{u'v'}_{\max} = 5$ near $x/L_p = 0.2$. Na & Moin (1998a)'s and Abe (2017)'s data show essentially the same trend, but with slightly lower values. Generally speaking, both scalings succeed very well in collapsing the large differences in c_p observed near reattachment for the three TSBs (figure II-15), though the scaling with $\rho\overline{v'v'}_{\max}$ is perhaps better over a longer distance. Nevertheless, neither scaling law is fully

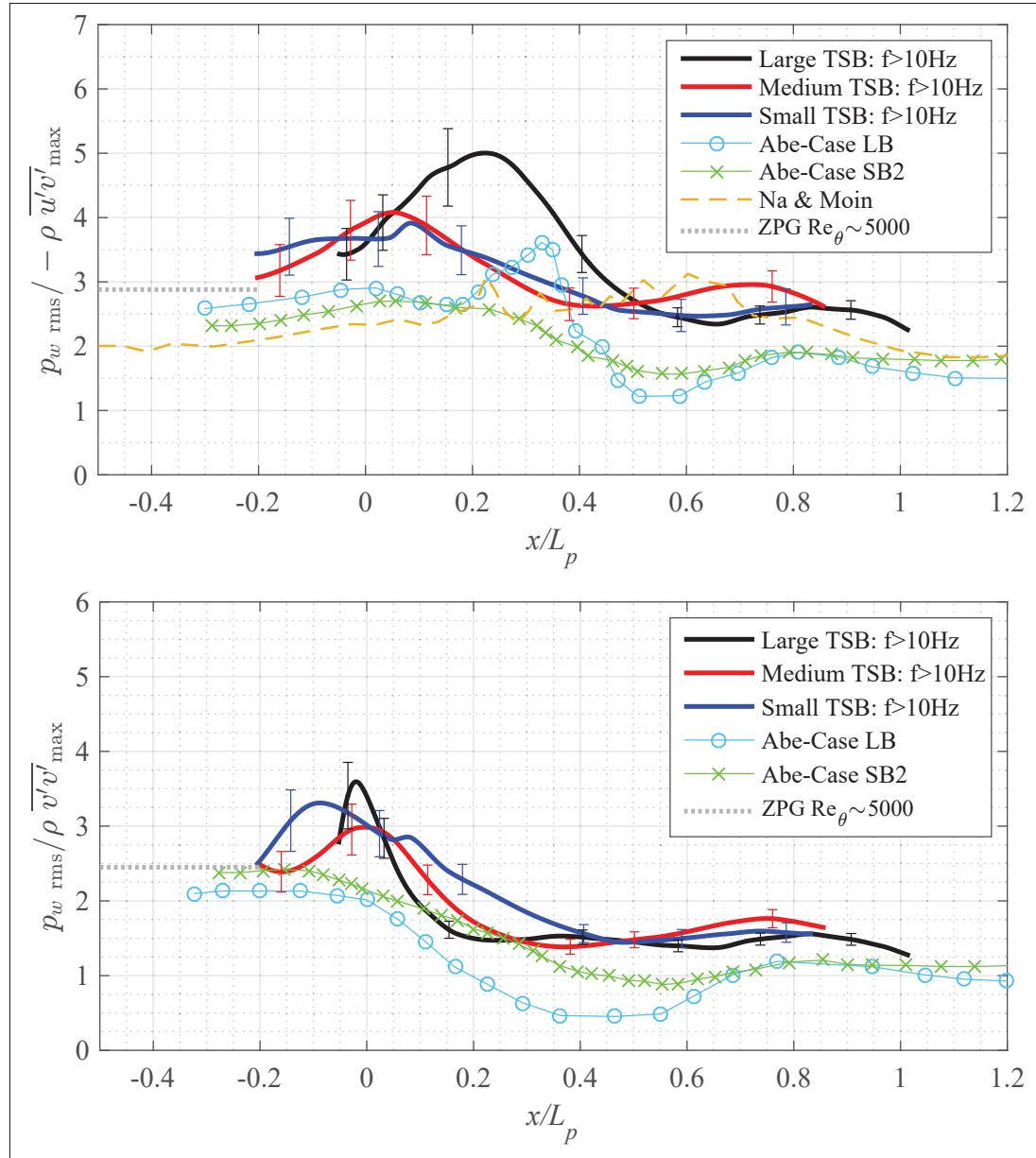


FIGURE-A II-19 Scaling of wall-pressure fluctuations with $-\rho \overline{u'v'}_{\max}$ and $\rho \overline{v'v'}_{\max}$. Current data high-passed filtered at 10 Hz. Error bars were computed by propagating the uncertainties quantified in section B.2.

satisfactory over the full length of the separation bubbles since the value of $p_w \text{ rms} / -\rho \overline{u'v'}_{\max}$ and $p_w \text{ rms} / \rho \overline{v'v'}_{\max}$ is not constant over x . This indicates that the mechanisms leading to wall-pressure fluctuations are not identical near the detachment and near the reattachment, which is consistent with the spectral analysis of figure II-10 showing a separation of scales into low-

frequency breathing, medium-frequency shedding, and high-frequency turbulent fluctuations. Note also that using unfiltered data would reduce the quality of both scalings by increasing the discrepancies between the three TSBs at $x/L_p \simeq 0$ (Le Floc'h *et al.*, 2019). This indicates that the low-frequency breathing motion does not appear to be directly related to turbulent stresses.

C.4 Three-dimensional effects

In this last section we take a look at the pressure fluctuations and their scaling across the span of the wind tunnel, as the discussion in Section C.1 revealed the presence of secondary flows affecting a large portion of the test section.

The spanwise variation of the fluctuating pressure coefficient $c_{p'}$ is presented in figure II-20 for the three separation bubbles. Apart from small imperfections, all curves are essentially symmetric with respect to the test-section centerline, but show significant variations of amplitude across the span. The spanwise effects appear to be stronger near reattachment ($x/L_p = 1$) than near detachment ($x/L_p = 0$), which is consistent with the global character of the average flows : as illustrated by the RANS results of figure II-6, the corner vortices generated by secondary flows on the sidewalls slowly increase in size as the flow develops downstream of the mean separation, which implies a larger spanwise ‘contamination’ as the flow proceeds towards the exit of the test section (Le Floc'h *et al.*, 2018). Furthermore, the three-dimensional effects appear to be strongest for the Medium TSB since at $x/L_p \simeq 1$, $c_{p'}$ is only approximately constant in a narrow region near the test-section centerline ($|z^*| < 1/6$). For the Small and Large TSBs, the quasi 2D extent of the flow is somewhat larger, with pressure fluctuations that are essentially constant over a third of the span ($|z^*| < 1/3$). Interestingly, the spanwise extent of the quasi 2D regions revealed by the pressure fluctuations is slightly smaller than that observed in the oil-film visualizations of figure II-5. Defining the width w_{2D} as the approximate extent of the quasi two-dimensional flow observed from figure II-20, the values of w_{2D}/L_p are 0.43, 0.16, and 0.24 for the Small, Medium, and Large TSB, respectively. As can be seen in table 3.1, this is smaller than the spanwise extent of most existing numerical simulations.

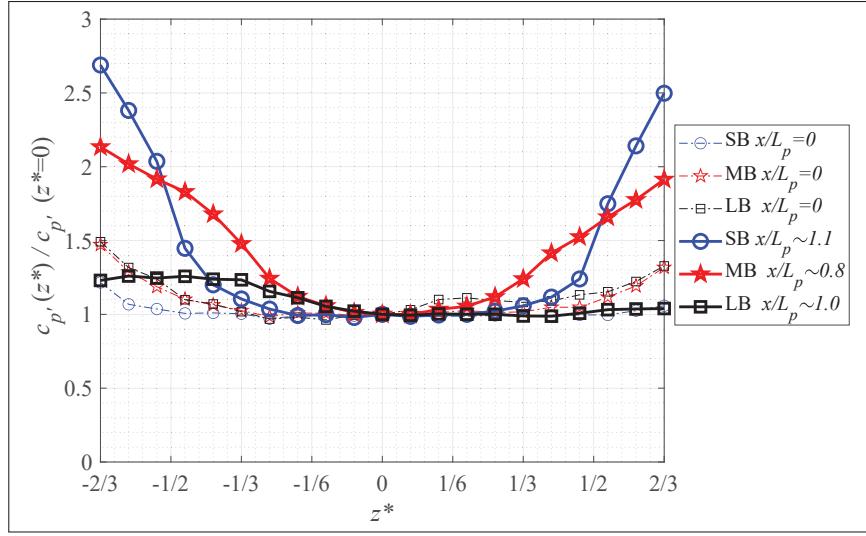


FIGURE-A II-20 Normalized fluctuating pressure coefficient measured across the test section's span.

In order to investigate three-dimensional effects in more details, further PIV measurements were performed in the Medium TSB. The field of view was limited to $0.2 < x/L_p < 0.6$ but the cameras were translated in the spanwise direction in order to image the separation bubble at 5 positions across the span of the test section. Measurements were only taken on one side of the test section, given the appropriate symmetry of the oil-film visualizations in figure II-5 and of the pressure fluctuations in figure II-20. The height of the local recirculation regions, identified by the mean dividing streamline $\psi = 0$ calculated at each spanwise position, is shown in figure II-21. It can be seen that the separation bubble is strongly distorted across the span, with a larger bubble height near the sidewall than near the centerline. This distortion is caused by the corner vortices discussed in Section C.1. Near the sidewalls, the larger recirculation region increases the wall-pressure and the corresponding velocity fluctuations in a manner consistent with the increase of fluctuations with TSB size, as described in Section C.2 and C.3.

Nevertheless, the scaling of wall-pressure fluctuations proposed above appears to hold in the spanwise direction. Figure II-22 shows the spanwise variation of c_p' , $-\overline{u'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$, and $\overline{v'v'}_{\max}/U_{\text{ref}}^2$ at $x/L_p = 0.45$. Both turbulent stresses display a similar trend as the pressure fluctuations, which leads to a nearly constant value of $p_w \text{ rms}/-\rho \overline{u'v'}_{\max}$ and $p_w \text{ rms}/\rho \overline{v'v'}_{\max}$

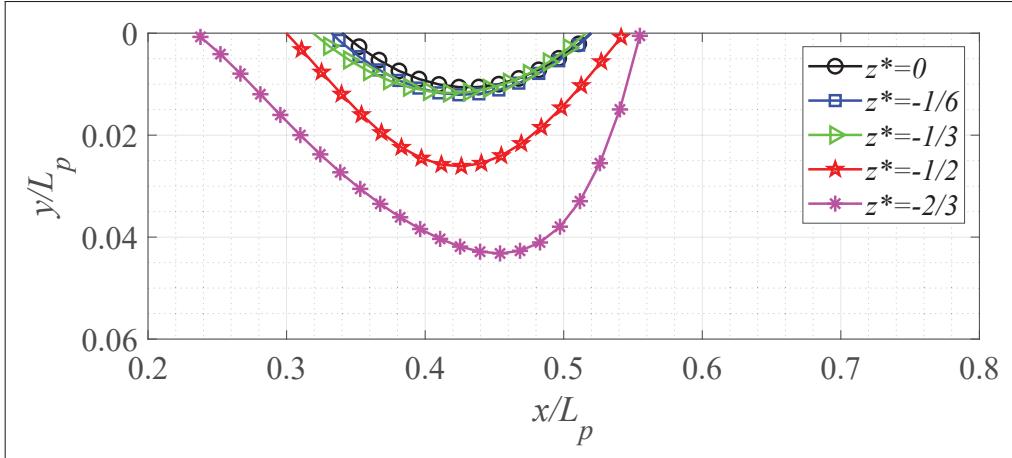


FIGURE-A II-21 Mean dividing streamline ($\psi = 0$) for different spanwise positions, Medium TSB.

across the span. We conclude that although corner effects strongly distort the average flow, the unsteady character of the TSBs and the scaling of the pressure fluctuations remain relatively unaffected. While the spanwise PIV measurements were only performed on the Medium TSB, where three-dimensional effects are the strongest, it is reasonable to expect a similar behaviour for the small and large separation bubbles as well. Therefore, although the separation bubbles generated in our wind tunnel are necessarily unique inasmuch as they depend on the test-section geometry, the flow physics investigated in this work appears to be of general nature.

D. Conclusion

The main objective of the present study was to document wall-pressure and velocity fluctuations in a family of three incompressible, pressure-induced, turbulent separation bubbles of various sizes, with a particular emphasis on the energetic low and medium frequencies. The three TSBs were generated by imposing specific pressure distributions on a ZPG boundary layer at $Re_\theta \simeq 5000$. The two largest separation bubbles feature a region of mean backflow but the smallest does not. The corresponding distributions of average pressure coefficient and vertical velocity in the potential flow were compared to those published by other authors. The flow near

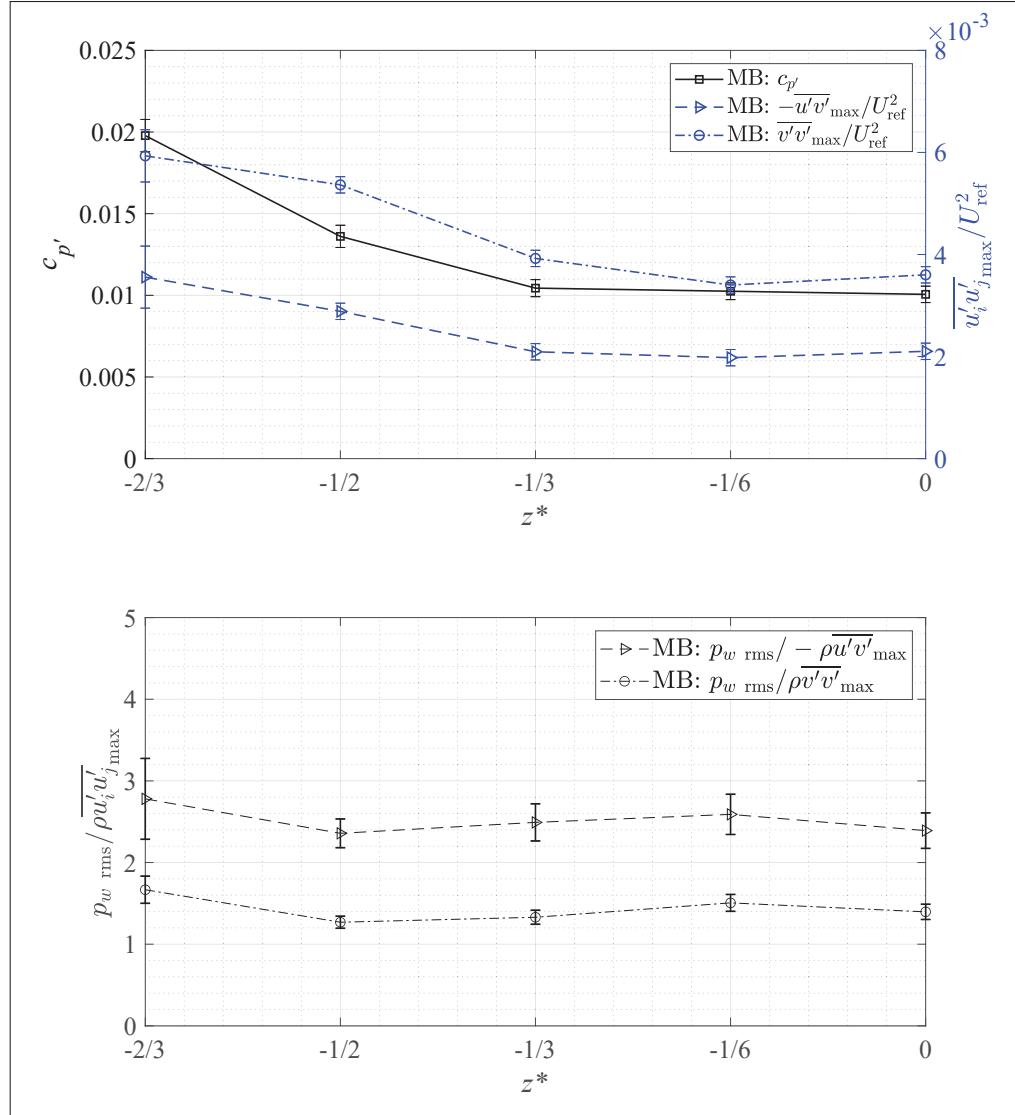


FIGURE-A II-22 Top : Spanwise distributions of $c_{p'}$, $-\bar{u}'\bar{v}'_{\max}/U_{\text{ref}}^2$, and $\bar{v}'\bar{v}'_{\max}/U_{\text{ref}}^2$. Bottom : spanwise distributions of $p_w \text{ rms}/\rho\bar{u}'\bar{v}'_{\max}$ and $p_w \text{ rms}/\rho\bar{v}'\bar{v}'_{\max}$. Medium TSB at $x/L_p = 0.45$.

the centerline of our Medium TSB is fairly close to the Case C investigated by Coleman *et al.* (2018) via DNS.

In all three cases, the streamwise distribution of wall-pressure fluctuations features two maxima, the first close to the position of maximum adverse pressure gradient ($x/L_p = 0$) and the second at the end of the region of intermittent backflow ($x/L_p \simeq 0.75$). The first (upstream) maximum was

shown to be caused by the superposition of two separate phenomena occurring at approximately the same streamwise position : first, the signature of a low-frequency contraction and expansion (breathing) of the complete separation bubble, mostly noticeable at the position of maximum adverse pressure gradient, and documented by Mohammed-Taifour & Weiss (2016) in the case of the Large TSB. The amplitude of this low-frequency breathing was further shown to increase with the size of the separation bubble. The other phenomenon leading to the first streamwise peak in c_p' is the effect of the adverse pressure gradient on the turbulent structures responsible for pressure fluctuations in the attached boundary layer, which reaches a maximum just before the flow lifts off from the wall. The amplitude of this effect is constant for the three TSBs because in our particular experimental set-up, the size of the separation bubble is changed by modifying the position of the FPG but not the APG. These findings reconcile the DNS results of Na & Moin (1998a) and Abe (2017) with the conclusions of Weiss *et al.* (2015) and Mohammed-Taifour & Weiss (2016) in that both the high-frequency turbulent fluctuations and the low-frequency breathing motion are jointly responsible for the first streamwise peak of c_p' in pressure-induced TSBs.

The second (downstream) maximum of the c_p' distribution occurs because of the impingement of large-scale, roller-type turbulent structures on the wall. These structures originate in the shear layer through a Kelvin-Helmholtz-type instability and are convected around the recirculation region. Here also, the pressure signature of this convective shedding mode strongly increases with the size of the separation bubble. Spectral analysis indicates that the energy of the wall-pressure fluctuations is shifted from a broadband character in the incoming ZPG boundary layer to low (0-10 Hz) and medium (10-300Hz) frequencies under the separation bubbles. The low and medium frequencies correspond to the breathing and shedding mechanisms, respectively.

Distributions of the turbulent streamwise $\overline{\rho u' u'}_{\max}$, wall-normal $\overline{\rho v' v'}_{\max}$, and shear $-\overline{\rho u' v'}_{\max}$ stresses were measured and compared to the existing literature values. In contrast to most numerical results, where the turbulent stresses have a bi-modal character similar to the wall-pressure fluctuations, both the wall-normal and shear stresses show a monotonic increase with the streamwise distance. This difference is a consequence of the higher Reynolds number and

weaker transpiration profile of our TSBs compared to most existing numerical simulations. The only exception is Coleman *et al.* (2018) Case C, which has a similar transpiration profile as in our flows and a reasonably high Reynolds number, and which matches well our distribution of turbulent stresses. The scaling of the wall-pressure RMS with both the Reynolds shear stress and the wall-normal stress was shown to be reasonably close to the DNS results of Na & Moin (1998a) and Abe (2017), which were the only available data sets so far. In particular, the scaling $p_w \text{ rms} / \rho \overline{v'v'}_{\text{max}}$ is very successful in removing the large differences in pressure fluctuations in the second half of the separation bubbles. Near detachment, the removal of the low-frequency contribution caused by the breathing of the bubbles provides a better scaling.

Finally, a detailed investigation of the three-dimensional nature of the average flow in the rectangular wind-tunnel test section, helped by a qualitative RANS simulation of the medium-sized TSB, showed that corner effects strongly distort the average separation bubbles and can lead to larger wall-pressure and velocity fluctuations near the side walls. Nevertheless, the scaling laws measured on the test-section centerline appear to hold reasonably well across at least two thirds of the test-section span.

These experimental results provide new insights into the unsteady character of pressure-induced turbulent separation bubbles, notably by isolating the effects of the low-frequency contraction and expansion (breathing) in the measurement of pressure and velocity fluctuations. This being said, the mechanism responsible for this breathing motion remains to be clarified.

BIBLIOGRAPHIE

- Abe, H. (2017). Reynolds-number dependence of wall-pressure fluctuations in a pressure-induced turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 833, 563–598.
- Abe, H. (2019). Direct numerical simulation of a turbulent boundary layer with separation and reattachment over a range of Reynolds numbers. *Fluid Dynamics Research*, 51(1), 011409.
- Adrian, L., Adrian, R. J. & Westerweel, J. (2011). *Particle image velocimetry*. Cambridge university press.
- Adrian, R. J. (1991). Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annual review of fluid mechanics*, 23(1), 261–304.
- Adrian, R. J. (2007). Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Physics of Fluids*, 19(4), 041301.
- Alving, A. E. & Fernholz, H. H. (1996). Turbulence measurements around a mild separation bubble and downstream of reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 322, 297–328.
- Anderson Jr., J. D. (2010). *Fundamentals of aerodynamics*. Tata McGraw-Hill Education.
- Angele, K. P. & Muhammad-Klingmann, B. (2006). PIV measurements in a weakly separating and reattaching turbulent boundary layer. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 25(2), 204–222.
- Astolfi, J. & Forestier, B. (1993). Flow noise associated with near-wall turbulence structure. *ASME-PUBLICATIONS-FED*, 168, 1–1.
- Aubry, N., Holmes, P., Lumley, J. L. & Stone, E. (1988). The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 192, 115–173.
- Bakewell Jr, H. P. & Lumley, J. L. (1967). Viscous sublayer and adjacent wall region in turbulent pipe flow. *The Physics of Fluids*, 10(9), 1880–1889.
- Baudy, K. (2017). *Développement d'une nouvelle condition aux limites pour l'écoulement d'une bulle de décollement dans une simulation numérique directe*. (Mémoire de maîtrise, École de technologie supérieure).
- Bendat, J. S. & Piersol, A. G. (2011). *Random data : analysis and measurement procedures*. John Wiley & Sons.

- Berkooz, G., Holmes, P. & Lumley, J. L. (1993). The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annual review of fluid mechanics*, 25(1), 539–575.
- Bernal, L. & Roshko, A. (1986). Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 170, 499–525.
- Blackwelder, R. & Kaplan, R. (1976). On the wall structure of the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 76(1), 89–112.
- Blackwelder, R. (1997). An experimental model for near-wall structure. *29th AIAA, Fluid Dynamics Conference*, pp. 2960.
- Bouriga, M., Taher, R., Morency, F. & Weiss, J. (2015). Numerical investigation of secondary flows in a constant-width wind-tunnel contraction. *The Aeronautical Journal*, 119(1215), 613–630.
- Bradshaw, P. (1987). Turbulent secondary flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 19(1), 53–74.
- Bradshaw, P. (1967). The turbulence structure of equilibrium boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 29(4), 625–645.
- Browand, F. & Troutt, T. (1985). The turbulent mixing layer : geometry of large vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 158, 489–509.
- Brown, G. L. & Roshko, A. (1974). On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(4), 775–816.
- Buice, C. U. (1997). *Experimental investigation of flow through an asymmetric plane diffuser*. (Thèse de doctorat, Stanford University).
- Buice, C. U. & Eaton, J. K. (1995). Experimental investigation of flow through an asymmetric plane diffuser. *CTR Annual Research Briefs*.
- Bull, M. (1996). Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers : some reflections on forty years of research. *Journal of Sound and vibration*, 190(3), 299–315.
- Cantwell, B. J. (1981). Organized motion in turbulent flow. *Annual review of fluid mechanics*, 13(1), 457–515.
- Chatterjee, A. (2000). An introduction to the proper orthogonal decomposition. *Current science*, 808–817.

- Chen, H., Reuss, D. L., Hung, D. L. & Sick, V. (2013). A practical guide for using proper orthogonal decomposition in engine research. *International Journal of Engine Research*, 14(4), 307–319.
- Cheng, W., Pullin, D. & Samtaney, R. (2015). Large-eddy simulation of separation and reattachment of a flat plate turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 785, 78–108.
- Cherry, N., Hillier, R. & Latour, M. (1984). Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 144, 13–46.
- Ciampoli, F. & Hancock, P. E. (2006). Effects of flow width in nominally two-dimensional turbulent separated flows. *Experiments in Fluids*, 40(2), 196.
- Clemens, N. T. & Narayanaswamy, V. (2014). Low-frequency unsteadiness of shock wave/turbulent boundary layer interactions. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 46, 469–492.
- Coleman, G., Rumsey, C. & Spalart, P. (2018). Numerical study of turbulent separation bubbles with varying pressure gradient and Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 847, 28–70.
- Corino, E. R. & Brodkey, R. S. (1969). A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 37(1), 1–30.
- Cossu, C. & Hwang, Y. (2017). Self-sustaining processes at all scales in wall-bounded turbulent shear flows. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 375(2089), 20160088.
- Cossu, C., Pujals, G. & Depardon, S. (2009). Optimal transient growth and very large-scale structures in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 619, 79–94.
- Craik, A. D. & Leibovich, S. (1976). A rational model for Langmuir circulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 73(3), 401–426.
- Del Álamo, J. C., Jimenez, J., Zandonade, P. & Moser, R. (2006). Self-similar vortex clusters in the turbulent logarithmic region. *Journal of Fluid Mechanics*, 561, 329–358.
- Delery, J. M. (1985). Shock wave/turbulent boundary layer interaction and its control. *Progress in Aerospace Sciences*, 22(4), 209–280.
- Deng, S., Pan, C., Wang, J. & He, G. (2018). On the spatial organization of hairpin packets in a turbulent boundary layer at low-to-moderate Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 844, 635–668.

- Dengel, P. & Fernholz, H. H. (1990). An experimental investigation of an incompressible turbulent boundary layer in the vicinity of separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 212, 615–636.
- Deshpande, R., Monty, J. P. & Marusic, I. (2021). Active and inactive components of the streamwise velocity in wall-bounded turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 914, A5.
- Di Labbio, G. & Kadem, L. (2019). Reduced-order modeling of left ventricular flow subject to aortic valve regurgitation. *Physics of Fluids*, 31(3), 031901.
- Dianat, M. & Castro, I. P. (1991). Turbulence in a separated boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 226, 91–123.
- Dianat, M. & Castro, I. (1989). Measurements in Separating Boundary Layers. *AIAA Journal*, 27(6), 719–724.
- Driver, D. (1991). Reynolds shear stress measurements in a separated boundary layer flow (AIAA 1991-1787). *22nd Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference*.
- Driver, D. M., Seegmiller, H. L. & Marvin, J. G. (1987). Time-dependent behavior of a reattaching shear layer. *AIAA journal*, 25(7), 914–919.
- Dufresne, L. (2016). MGA825 Dynamique des fluides en aéronautique. École de technologie supérieure de Montréal.
- Eaton, J. & Johnston, J. (1981). A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA journal*, 19(9), 1093–1100.
- Eaton, J. K. & Johnston, J. P. (1982). Low frequency unsteadiness of a reattaching turbulent shear layer. Dans *Turbulent shear flows 3* (pp. 162–170). Springer.
- Eich, F. & Kähler, C. J. (2020). Large-scale coherent motions in turbulent boundary layers under an adverse pressure gradient up to flow separation. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 85, 108645.
- Eitel-Amor, G., Örlü, R., Schlatter, P. & Flores, O. (2015). Hairpin vortices in turbulent boundary layers. *Physics of Fluids*, 27(2), 025108.
- Elyasi, M. & Ghaemi, S. (2019). Experimental investigation of coherent structures of a three-dimensional separated turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 859, 1–32.

- Eppink, J. L. (2020). Mechanisms of stationary cross-flow instability growth and breakdown induced by forward-facing steps. *Journal of Fluid Mechanics*, 897, A15.
- Fang, X. & Tachie, M. F. (2019). On the unsteady characteristics of turbulent separations over a forward–backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics*, 863, 994–1030.
- Fang, X. & Tachie, M. F. (2020). Spatio-temporal dynamics of flow separation induced by a forward-facing step submerged in a thick turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 892, A40.
- Farabee, T. & Casarella, M. (1986). Measurements of fluctuating wall pressure for separated/-reattached boundary layer flows. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design*, 301–307.
- Fernholz, H. & Finley, P. (1996). The incompressible zero-pressure-gradient turbulent boundary layer : an assessment of the data. *Progress in Aerospace Sciences*, 32(4), 245–311.
- Ferreira, M. & Ganapathisubramani, B. (2021). Scale interactions in velocity and pressure within a turbulent boundary layer developing over a staggered-cube array. *Journal of Fluid Mechanics*, 910, A40.
- George, W. K. (2017). A 50-year retrospective and the future. Dans *Whither Turbulence and Big Data in the 21st Century?* (pp. 13–43). Springer.
- Graftieaux, L., Michard, M. & Grosjean, N. (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and technology*, 12(9), 1422.
- Hack, M. P. & Schmidt, O. T. (2020). Extreme events in wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 907, A9.
- Haller, G. (2004). Exact theory of unsteady separation for two-dimensional flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 512, 257–311.
- Hamilton, J. M., Kim, J. & Waleffe, F. (1995). Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 287(1), 317–348.
- Hanselman, D. (2021). Extract contour data from contour matrix C. MATLAB Central File Exchange. Repéré à <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/38863-extract-contour-data-from-contour-matrix-c>.

- Harun, Z., Monty, J. P., Mathis, R. & Marusic, I. (2013). Pressure gradient effects on the large-scale structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 715, 477–498.
- Head, M. & Bandyopadhyay, P. (1981). New aspects of turbulent boundary-layer structure. *Journal of fluid mechanics*, 107, 297–338.
- Hoarau, C., Borée, J., Laumonier, J. & Gervais, Y. (2006). Analysis of the wall pressure trace downstream of a separated region using extended proper orthogonal decomposition. *Physics of fluids*, 18(5), 055107.
- Hudy, L. M., Naguib, A. M. & Humphreys Jr, W. M. (2003). Wall-pressure-array measurements beneath a separating/reattaching flow region. *Physics of Fluids*, 15(3), 706–717.
- Hudy, L. M., Naguib, A. & Humphreys, W. M. (2007). Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements. *Physics of Fluids*, 19(2), 024103.
- Humble, R., Scarano, F. & Van Oudheusden, B. (2009). Unsteady aspects of an incident shock wave/turbulent boundary layer interaction. *Journal of fluid mechanics*, 635, 47–74.
- Hutchins, N. & Marusic, I. (2007). Large-scale influences in near-wall turbulence. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 365(1852), 647–664.
- Hwang, Y. (2015). Statistical structure of self-sustaining attached eddies in turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 767, 254–289.
- Hwang, Y. & Bengana, Y. (2016). Self-sustaining process of minimal attached eddies in turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 795, 708–738.
- Hwang, Y. & Cossu, C. (2010). Linear non-normal energy amplification of harmonic and stochastic forcing in turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 664, 51–73.
- Hwang, Y. & Eckhardt, B. (2020). Attached eddy model revisited using a minimal quasi-linear approximation. *Journal of Fluid Mechanics*, 894, A15.
- Jacobs, R. & Durbin, P. (2001). Simulations of bypass transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 428, 185–212.
- Jeong, J. & Hussain, F. (1995). On the identification of a vortex. *Journal of fluid mechanics*, 285, 69–94.

- Ji, M. & Wang, M. (2012). Surface pressure fluctuations on steps immersed in turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 712, 471–504.
- Jiménez, J. (2013a). How linear is wall-bounded turbulence? *Physics of Fluids*, 25(11), 110814.
- Jiménez, J. (2013b). Near-wall turbulence. *Physics of Fluids*, 25(10), 101302.
- Jiménez, J. (2018). Coherent structures in wall-bounded turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 842, P1.
- Jiménez, J., Kawahara, G., Davidson, P., Kaneda, Y. & Sreenivasan, K. (2013). Dynamics of wall-bounded turbulence. *Ten chapters in turbulence*, 221–268.
- Kaltenbach, H.-J., Fatica, M., Mittal, R., Lund, T. S. & Moin, P. (1999). Study of flow in a planar asymmetric diffuser using large-eddy simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 390, 151–185.
- Kim, H., Kline, S. & Reynolds, W. (1971). The production of turbulence near a smooth wall in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 50(1), 133–160.
- Kim, K. & Adrian, R. (1999). Very large-scale motion in the outer layer. *Physics of Fluids*, 11(2), 417–422.
- Kiya, M. & Sasaki, K. (1983). Structure of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 137, 83–113.
- Kiya, M. & Sasaki, K. (1985). Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 154, 463–491.
- Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. & Runstadler, P. (1967). The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 30(4), 741–773.
- Krogstad, P.-Å. & Skåre, P. E. (1995). Influence of a strong adverse pressure gradient on the turbulent structure in a boundary layer. *Physics of Fluids*, 7(8), 2014–2024.
- Landahl, M. T. (1975). Wave breakdown and turbulence. *SIAM Journal on Applied Mathematics*, 28(4), 735–756.
- Le Floc'h, A., Mohammed-Taifour, A., Weiss, J., Dufresne, L., Vétel, J. & Jondeau, E. (2016). Effect of boundary-layer superstructures on separation bubble unsteadiness. *Proceedings of the 24th International Congress on Theoretical and Applied Mechanics. Volume 2 (ICTAM 2016)*, 514–515.

- Le Floc'h, A., Mohammed-Taifour, A. & Weiss, J. (2017). Investigation of the low-frequency breathing motion in two turbulent separation bubbles. *47th AIAA Fluid Dynamics Conference*, pp. 3970.
- Le Floc'h, A., Mohammed-Taifour, A.-T., Dufresne, L. & Weiss, J. (2018). Spanwise aspects of unsteadiness in a pressure-induced turbulent separation bubble. *2018 Fluid Dynamics Conference*, pp. 3538.
- Le Floc'h, A., Mohammed-Taifour, A.-T., Dufresne, L. & Weiss, J. (2019). Investigation of wall-pressure fluctuations in three pressure-induced turbulent separation bubbles. *AIAA Aviation 2019 Forum*, pp. 3650.
- Le Floc'h, A., Weiss, J., Mohammed-Taifour, A. & Dufresne, L. (2020). Measurements of pressure and velocity fluctuations in a family of turbulent separation bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 902, A13.
- Lee, I. & Sung, H. J. (2002). Multiple-arrayed pressure measurement for investigation of the unsteady flow structure of a reattaching shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 463, 377–402.
- Lee, J. H. (2017). Large-scale motions in turbulent boundary layers subjected to adverse pressure gradients. *Journal of Fluid Mechanics*, 810, 323–361.
- Lee, J., Lee, J. H., Lee, J.-H. & Sung, H. J. (2010). Coherent structures in turbulent boundary layers with adverse pressure gradients. *Journal of Turbulence*, (11), N28.
- Lee, J.-H. & Sung, H. J. (2008). Effects of an adverse pressure gradient on a turbulent boundary layer. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29(3), 568–578.
- Leibovich, S. & Warhaft, Z. (2018). John Leask Lumley : Whither Turbulence ? *Annual Review of Fluid Mechanics*, 50, 1–23.
- Lozano-Durán, A., Flores, O. & Jiménez, J. (2012). The three-dimensional structure of momentum transfer in turbulent channels. *Journal of Fluid Mechanics*, 694, 100–130.
- Ma, A., Gibeau, B. & Ghaemi, S. (2020). Time-resolved topology of turbulent boundary layer separation over the trailing edge of an airfoil. *Journal of Fluid Mechanics*, 891, A1.
- Ma, X. & Schröder, A. (2017). Analysis of flapping motion of reattaching shear layer behind a two-dimensional backward-facing step. *Physics of Fluids*, 29(11), 115104.
- Mabey, D. G. (1972). Analysis and correlation of data on pressure fluctuations in separated flow. *Journal of Aircraft*, 9(9), 642–645.

- Maciel, Y., Simens, M. P. & Gungor, A. G. (2017). Coherent structures in a non-equilibrium large-velocity-defect turbulent boundary layer. *Flow, Turbulence and Combustion*, 98(1), 1–20.
- Maciel, Y., Wei, T., Gungor, A. G. & Simens, M. P. (2018). Outer scales and parameters of adverse-pressure-gradient turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 844, 5–35.
- Mandal, A., Venkatakrishnan, L. & Dey, J. (2010). A study on boundary-layer transition induced by free-stream turbulence. *Journal of fluid mechanics*, 660, 114–146.
- Mao, X., Zaki, T., Sherwin, S. J. & Blackburn, H. (2017). Transition induced by linear and nonlinear perturbation growth in flow past a compressor blade. *Journal of Fluid Mechanics*, 820, 604–632.
- Marant, M. & Cossu, C. (2018). Influence of optimally amplified streamwise streaks on the Kelvin-Helmholtz instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 838, 478–500.
- Melnick, M. & Thurow, B. (2012). Experimental investigation of a turbulent boundary layer using simultaneous 3-d flow visualization and 2-d piv. *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, pp. 752.
- Melnick, M., Thurow, B. & Fahringer, T. (2012). Experimental investigation of three-dimensional structures in an adverse pressure gradient turbulent boundary layer. *42nd AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, pp. 2850.
- Menter, F. R., Garbaruk, A. V. & Egorov, Y. (2012). Explicit algebraic Reynolds stress models for anisotropic wall-bounded flows. *Progress in Flight Physics*, 3, 89–104.
- Metcalfe, R. W., Orszag, S. A., Brachet, M. E., Menon, S. & Riley, J. J. (1987). Secondary instability of a temporally growing mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 184, 207–243.
- Miron, P. & Vétel, J. (2015). Towards the detection of moving separation in unsteady flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 779, 819–841.
- Mohammed-Taifour, A., Schwaab, Q., Pirot, J. & Weiss, J. (2015). A new wind tunnel for the study of pressure-induced separating and reattaching flows. *The Aeronautical Journal*, 119(1211), 91–108.
- Mohammed-Taifour, A., Dufresne, L. & Weiss, J. (2019). Numerical Simulation of a Large Pressure-Induced Turbulent Separation Bubble. *Proceedings of the 27th Canadian Congress of Applied Mechanics. Sherbrooke, Québec, Canada*.

- Mohammed-Taifour, A. (2017). *Instationnarités dans une bulle de décollement turbulente : étude expérimentale*. (Thèse de doctorat, École de technologie supérieure).
- Mohammed-Taifour, A. & Weiss, J. (2014). Écoulement moyen dans une bulle de décollement turbulente. *Proceedings of The Canadian Society for Mechanical Engineering International Congress. Toronto, Ontario, Canada*.
- Mohammed-Taifour, A. & Weiss, J. (2016). Unsteadiness in a large turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 799, 383–412.
- Mohammed-Taifour, A. & Weiss, J. (2021). Periodic forcing of a large turbulent separation bubble. *Journal of Fluid Mechanics*, 915, A24.
- Mohammed-Taifour, A., Weiss, J. & Dufresne, L. (2021). Explicit Algebraic Reynolds-Stress Modeling of Pressure-Induced Separating Flows in the Presence of Sidewalls. *Journal of Fluids Engineering*, 143(10), 101502.
- Moin, P. & Moser, R. D. (1989). Characteristic-eddy decomposition of turbulence in a channel. *Journal of Fluid Mechanics*, 200, 471–509.
- Mokhtari, S. & Bradshaw, P. (1983). Longitudinal vortices in wind tunnel wall boundary layers. *The Aeronautical Journal*, 87(866), 233–236.
- Muralidhar, S. D., Podvin, B., Mathelin, L. & Fraigneau, Y. (2019). Spatio-temporal proper orthogonal decomposition of turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 864, 614–639.
- Na, Y. & Moin, P. (1998). Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 374, 379–405.
- Na, Y. & Moin, P. (1998a). The structure of wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers with adverse pressure gradient and separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 377, 347–373.
- Naguib, A., Gravante, S. & Wark, C. (1996). Extraction of turbulent wall-pressure time-series using an optimal filtering scheme. *Experiments in Fluids*, 22(1), 14–22.
- Naka, Y., Stanislas, M., Foucaut, J.-M., Coudert, S., Laval, J.-P. & Obi, S. (2015). Space-time pressure-velocity correlations in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 771, 624–675.
- Nogueira, P., Cavalieri, A., Jordan, P. & Jaunet, V. (2019). Large-scale streaky structures in turbulent jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 873, 211–237.

- Obi, S., Aoki, K. & Masuda, S. (1993). Experimental and computational study of turbulent separating flow in an asymmetric plane diffuser. *Ninth symposium on turbulent shear flows*, 305, 1–4.
- Patrick, W. P. (1987). *Flowfield measurements in a separated and reattached flat plate turbulent boundary layer* (Rapport n°NASA-CR-4052). East Hartford, Connecticut, United States of America.
- Pearson, D., Goulart, P. J. & Ganapathisubramani, B. (2013). Turbulent separation upstream of a forward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics*, 724, 284–304.
- Perry, A. & Fairlie, B. (1975). A study of turbulent boundary-layer separation and reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 69(4), 657–672.
- Pirotton, J. (2012). *Mise en oeuvre et étalonnage d'une soufflerie de recherche sur les couches limites*. (Mémoire de maîtrise, École de technologie supérieure).
- Piponnau, S., Dussauge, J.-P., Debieve, J.-F. & Dupont, P. (2009). A simple model for low-frequency unsteadiness in shock-induced separation. *Journal of Fluid Mechanics*, 629, 87–108.
- Placidi, M. & Ganapathisubramani, B. (2018). Turbulent flow over large roughness elements : effect of frontal and plan solidity on turbulence statistics and structure. *Boundary-layer meteorology*, 167(1), 99–121.
- Priebe, S., Tu, J. H., Rowley, C. W. & Martín, M. P. (2016). Low-frequency dynamics in a shock-induced separated flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 807, 441–477.
- Pujals, G., Cossu, C. & Depardon, S. (2010a). Forcing large-scale coherent streaks in a zero-pressure-gradient turbulent boundary layer. *Journal of Turbulence*, (11), 1–13.
- Pujals, G., Depardon, S. & Cossu, C. (2010b). Drag reduction of a 3D bluff body using coherent streamwise streaks. *Experiments in fluids*, 49(5), 1085–1094.
- Raiesi, H., Piomelli, U. & Pollard, A. (2011). Evaluation of turbulence models using direct numerical and large-eddy simulation data. *Journal of Fluids Engineering*, 133(2), 021203.
- Rajaei, M., Karlsson, S. K. & Sirovich, L. (1994). Low-dimensional description of free-shear-flow coherent structures and their dynamical behaviour. *Journal of Fluid Mechanics*, 258, 1–29.
- Robinson, S. K. (1991). Coherent motions in the turbulent boundary layer. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(1), 601–639.

- Ruderich, R. & Fernholz, H. (1986). An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment. *Journal of Fluid Mechanics*, 163, 283–322.
- Sanjose, M., Towne, A., Jaiswal, P., Moreau, S., Lele, S. & Mann, A. (2019). Modal analysis of the laminar boundary layer instability and tonal noise of an airfoil at Reynolds number 150,000. *International Journal of Aeroacoustics*, 18(2-3), 317–350.
- Schatzman, D. & Thomas, F. (2017). An experimental investigation of an unsteady adverse pressure gradient turbulent boundary layer : embedded shear layer scaling. *Journal of Fluid Mechanics*, 815, 592–642.
- Schlatter, P. & Örlü, R. (2010). Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 659, 116–126.
- Schlatter, P., Li, Q., Örlü, R., Hussain, F. & Henningson, D. S. (2014). On the near-wall vortical structures at moderate Reynolds numbers. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 48, 75–93.
- Schlichting, H. (1968). *Boundary layer theory*. Springer.
- Schmid, P. J. (2010). Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of fluid mechanics*, 656, 5–28.
- Schmidt, O. T. & Colonius, T. (2020). Guide to spectral proper orthogonal decomposition. *AIAA Journal*, 58(3), 1023–1033.
- Schopps, W. & Hussain, F. (2002). Coherent structure generation in near-wall turbulence. *Journal of fluid Mechanics*, 453, 57–108.
- Schwaab, Q. & Weiss, J. (2015). Evaluation of a Thermal-Tuft Probe for Turbulent Separating and Reattaching Flows. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 137(011401), 1–7.
- Sciacchitano, A., Neal, D. R., Smith, B. L., Warner, S. O., Vlachos, P. P., Wieneke, B. & Scarano, F. (2015). Collaborative framework for PIV uncertainty quantification : comparative assessment of methods. *Measurement Science and Technology*, 26(7), 074004.
- Serra, M., Crouzat, S., Simon, G., Vétel, J. & Haller, G. (2020). Material spike formation in highly unsteady separated flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 883, A30.
- Sillero, J. A., Jiménez, J. & Moser, R. D. (2014). Two-point statistics for turbulent boundary layers and channels at Reynolds numbers up to δ 2000. *Physics of Fluids*, 26(10), 105109.

- Simens, M. P., Jiménez, J., Hoyas, S. & Mizuno, Y. (2009). A high-resolution code for turbulent boundary layers. *Journal of Computational Physics*, 228(11), 4218–4231.
- Simmons, D., Thomas, F. O. & Corke, T. C. (2019). Smooth body flow separation experiments and their surface flow topology characterization (AIAA 2019-3085). *AIAA AVIATION 2019 Forum*.
- Simpson, R. L. (1989). Turbulent boundary-layer Separation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 21, 205-234.
- Simpson, R. L. (1996). Aspects of turbulent boundary-layer separation. *Progress in Aerospace Sciences*, 32(5), 457–521.
- Simpson, R. L., Ghodbane, M. & McGrath, B. (1987). Surface pressure fluctuations in a separating turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 177, 167–186.
- Sirovich, L. (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures. I. Coherent structures. *Quarterly of applied mathematics*, 45(3), 561–571.
- Skote, M. & Henningson, D. S. (2002). Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 471, 107–136.
- Smith, C. R., Walker, J., Haidari, A. & Sobrun, U. (1991). On the dynamics of near-wall turbulence. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A : Physical and Engineering Sciences*, 336(1641), 131–175.
- Smith, C. & Metzler, S. (1983). The characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 129, 27–54.
- Smits, A. J. & Marusic, I. (2013). Wall-bounded turbulence. *Phys. Today*, 66(9), 25–30.
- Smits, A. J., McKeon, B. J. & Marusic, I. (2011). High–Reynolds number wall turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 43, 353–375.
- Spalart, P. R. & Coleman, G. N. (1997). Numerical study of a separation bubble with heat transfer. *European Journal of Mechanics. B, Fluids*, 16(2), 169–189.
- Spalart, P. R. (1988). Direct simulation of a turbulent boundary layer up to $R\theta= 1410$. *Journal of fluid mechanics*, 187, 61–98.
- Spazzini, P. G., Iuso, G., Onorato, M., Zurlo, N. & Di Cicca, G. (2001). Unsteady behavior of back-facing step flow. *Experiments in fluids*, 30(5), 551–561.

- Sreenivasan, K. (1988). A unified view of the origin and morphology of the turbulent boundary layer structure. Dans *Turbulence Management and Relaminarisation* (pp. 37–61). Springer.
- Statnikov, V., Bolgar, I., Scharnowski, S., Meinke, M., Kähler, C. & Schröder, W. (2016). Analysis of characteristic wake flow modes on a generic transonic backward-facing step configuration. *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, 59, 124–134.
- Swearingen, J. D. & Blackwelder, R. F. (1987). The growth and breakdown of streamwise vortices in the presence of a wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 182, 255–290.
- Tafti, D. & Vanka, S. P. (1991). A three-dimensional numerical study of flow separation and reattachment on a blunt plate. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(12), 2887–2909.
- Taira, K., Brunton, S. L., Dawson, S. T., Rowley, C. W., Colonius, T., McKeon, B. J., Schmidt, O. T., Gordeyev, S., Theofilis, V. & Ukeiley, L. S. (2017). Modal analysis of fluid flows : An overview. *AIAA Journal*, 55(12), 4013–4041.
- Tenaud, C., Podvin, B., Fraigneau, Y. & Daru, V. (2016). On wall pressure fluctuations and their coupling with vortex dynamics in a separated–reattached turbulent flow over a blunt flat plate. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 61, 730–748.
- Thacker, A., Aubrun, S., Leroy, A. & Devinant, P. (2013). Experimental characterization of flow unsteadiness in the centerline plane of an Ahmed body rear slant. *Experiments in fluids*, 54(3), 1479.
- Theodorsen, T. (1952). Proceedings of the Second Midwestern Conference on Fluid Mechanics. Ohio State University Columbus, OH.
- Towne, A., Schmidt, O. T. & Colonius, T. (2018). Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 847, 821–867.
- Townsend, A. (1961). Equilibrium layers and wall turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 11(1), 97–120.
- Townsend, A. (1976). The structure of turbulent shear flow. *Cambridge and New York*.
- Troutt, T., Scheelke, B. & Norman, T. (1984). Organized structures in a reattaching separated flow field. *Journal of Fluid Mechanics*, 143, 413–427.
- Trünkle, J. (2014). *Measurements of wall static-pressure fluctuations in a turbulent separation bubble*. (Mémoire de maîtrise, University of Stuttgart).

- Trünkle, J., Mohammed-Taifour, A. & Weiss, J. (2016). Fluctuating pressure measurements in a turbulent separation bubble. *Comptes Rendus Mecanique*, 344(1), 60–67.
- Ukeiley, L., Cordier, L., Manceau, R., Delville, J., Glauser, M. & Bonnet, J. (2001). Examination of large-scale structures in a turbulent plane mixing layer. Part 2. Dynamical systems model. *Journal of Fluid Mechanics*, 441, 67–108.
- Vila, C. S., Vinuesa, R., Discetti, S., Iapiro, A., Schlatter, P. & Örlü, R. (2020). Separating adverse-pressure-gradient and Reynolds-number effects in turbulent boundary layers. *Physical Review Fluids*, 5(6), 064609.
- Vila, C. S., Örlü, R., Vinuesa, R., Schlatter, P., Iapiro, A. & Discetti, S. (2017). Adverse-pressure-gradient effects on turbulent boundary layers : statistics and flow-field organization. *Flow, turbulence and combustion*, 99(3-4), 589–612.
- Vinuesa, R., Örlü, R., Vila, C. S., Iapiro, A., Discetti, S. & Schlatter, P. (2017). Revisiting history effects in adverse-pressure-gradient turbulent boundary layers. *Flow, turbulence and combustion*, 99(3), 565–587.
- Vinuesa, R., Negi, P. S., Atzori, M., Hanifi, A., Henningson, D. S. & Schlatter, P. (2018). Turbulent boundary layers around wing sections up to $Re= 1,000,000$. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 72, 86–99.
- Volino, R. J. (2020). Non-equilibrium development in turbulent boundary layers with changing pressure gradients. *Journal of Fluid Mechanics*, 897, A1.
- Vétel, J. (2016). MEC6617 Turbulence, Théorie et pratique. École Polytechnique de Montréal.
- Wallace, J. M. (2016). Quadrant analysis in turbulence research : history and evolution. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48, 131–158.
- Wei, T. & Willmarth, W. (1989). Reynolds-number effects on the structure of a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 204, 57–95.
- Weiss, J. (2019). A tutorial on the proper orthogonal decomposition. *AIAA Aviation 2019 Forum*, pp. 3333.
- Weiss, J., Mohammed-Taifour, A. & Schwaab, Q. (2015). Unsteady behavior of a pressure-induced turbulent separation bubble. *AIAA Journal*, 53(9), 2634–2645.
- Weiss, J., Jondeau, E., Giani, A., Charlot, B. & Combette, P. (2017a). Static and dynamic calibration of a MEMS calorimetric shear-stress sensor. *Sensors and Actuators A : Physical*, 265, 211–216.

- Weiss, J., Schwaab, Q., Boucetta, Y., Giani, A., Guigue, C., Combette, P. & Charlot, B. (2017b). Simulation and testing of a MEMS calorimetric shear-stress sensor. *Sensors and Actuators A : Physical*, 253, 210–217.
- Wilson, B. M. & Smith, B. L. (2013). Uncertainty on PIV mean and fluctuating velocity due to bias and random errors. *Measurement Science and Technology*, 24(3), 035302.
- Winant, C. D. & Browand, F. K. (1974). Vortex pairing : the mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 63(2), 237–255.
- Wooldridge, C. E. & Willmarth, W. W. (1962). *Measurements of the correlation between the fluctuating velocities and the fluctuating wall pressure in a thick turbulent boundary layer : technical report*.
- Wu, W. & Piomelli, U. (2018). Effects of surface roughness on a separating turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 841, 552–580.
- Wu, W., Meneveau, C. & Mittal, R. (2020). Spatio-temporal dynamics of turbulent separation bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, 883, A45.
- Wu, X. & Moin, P. (2009). Direct numerical simulation of turbulence in a nominally zero-pressure-gradient flat-plate boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 630, 5–41.
- Wu, Y. (2014). A study of energetic large-scale structures in turbulent boundary layer. *Physics of Fluids*, 26(4), 045113.
- Yang, J., Yoon, M. & Sung, H. J. (2020). The turbulent/non-turbulent interface in an adverse pressure gradient turbulent boundary layer. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 86, 108704.
- Yoon, M., Hwang, J. & Sung, H. J. (2018). Contribution of large-scale motions to the skin friction in a moderate adverse pressure gradient turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 848, 288–311.
- Yoon, M., Hwang, J., Yang, J. & Sung, H. J. (2020). Wall-attached structures of streamwise velocity fluctuations in an adverse-pressure-gradient turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 885, A12.
- Zambonini, G. & Ottavy, X. (2015). Unsteady pressure investigations of corner separated flow in a linear compressor cascade. *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, 56659, V02CT44A002.

Zhong, Q., Li, D., Chen, Q. & Wang, X. (2015). Coherent structures and their interactions in smooth open channel flows. *Environmental Fluid Mechanics*, 15(3), 653–672.