



HAL
open science

Analyse physique d'écoulements décollés fortement tridimensionnels par expérimentation. Structuration spatio-temporelle et sensibilité à une turbulence amont

Faisal Affejee

► **To cite this version:**

Faisal Affejee. Analyse physique d'écoulements décollés fortement tridimensionnels par expérimentation. Structuration spatio-temporelle et sensibilité à une turbulence amont. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2015. Français. NNT : 2015ESMA0008 . tel-01226473

HAL Id: tel-01226473

<https://theses.hal.science/tel-01226473v1>

Submitted on 9 Nov 2015

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

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

THÈSE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE
MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

Diplôme national - Arrêté du 7 août 2006

École doctorale :

Science et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique

Secteur de recherche : Mécanique des Milieux Fluides

Présentée par

Faisal AFFEJEE

**Analyse physique d'écoulements décollés fortement
tridimensionnels par expérimentation**
**Structuration spatio-temporelle et sensibilité à une turbulence
amont**

Directeur de thèse : **Jacques BORÉE**

Co-encadrants de thèse : **Christophe SICOT et Rodolphe PERRIN**

Soutenue le 24 septembre 2015 devant la commission d'examen

JURY

M. P. Devinant	Professeur, Laboratoire Prisme, Polytech'Orléans	Président
Mme. M. Braza	Directrice de Recherche CNRS, IMFT	Rapporteur
M. T. Faure	Maître de conférence (HDR), CREA	Rapporteur
M. J. Borée	Professeur, Institut PPRIME, ENSMA	Examinateur
M. R. Perrin	Maître de conférence, Institut PPRIME, Univ. Poitiers	Examinateur
M. C. Sicot	Maître de conférence, Institut PPRIME, ENSMA	Examinateur

A mes parents, Idriss et Nicole

Remerciements

Cette thèse a été une grande aventure pour moi, avec de très bons moments et de moins bons moments. C'était une grande expérience humaine et très enrichissante sur le plan personnel que sur le plan professionnel. C'était une remise en question permanente, un dépassement, une compréhension et un surpassement de soi même.

Malgré des moments difficiles, j'ai pu aller au bout de cette longue voie que j'ai emprunté pour connaître le verdict et le bonheur. Comme l'a clairement dit Enzo Ferrari, « Pour terminer premier [à une course], il faut premièrement terminer ».

Tout d'abord, je voudrais remercier chaleureusement mon directeur de thèse Jacques Borée, et mes deux encadrants Christophe Sicot et Rodolphe Perrin pour leur franchise, leur dynamisme, leur bonne humeur, leur disponibilité, leur soutien et conseils. Merci également pour vos grandes qualités humaine et scientifique. Sans vous, cette aventure n'aurait pas pu débuter et n'aurait pas pu se terminer. Vous m'avez tellement apporté pendant ces années.

Je remercie également Mme Braza et M. Faure d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse, et je remercie aussi M. Devinant d'avoir jugé mes travaux. Merci aussi à M. Brizzi d'avoir été « l'invité mystère ».

Je voudrais remercier les autres membres du laboratoire avec qui j'ai partagé de très bons moments. Je remercie François Paillé avec qui j'ai passé un nombre incalculable d'heures à la soufflerie pour préparer et réaliser les essais. Je remercie aussi Patrice Allary qui s'est bien battu sans relâche pour résoudre tous les problèmes informatiques sur mon ordinateur. Je tiens également à remercier Jean-Marc Breux, Mathieu Rossard, Bastien Robert, Olivier Delage, sans oublier les deux secrétaires Mélanie Freret et Heba Riad.

Je tiens particulièrement à remercier le duo Patrick Braud et Romain Bellanger de l'équipe de mesures. Leur énergie, leur efficacité, leur savoir faire ne sont plus à démontrer. Malgré quelques problèmes techniques, ils ont su trouver la solution à chaque problème.

Une thèse ne peut aboutir sans le soutien des amis. Je voudrais adresser mes remerciements à Diogo et Pauline, Yujun, Cécile, Alexia, Thomas, Laurent, Julien, Claire, Luis, Thibaut... et j'en oublie certainement. Vous avez tous apporté votre contribution.

Je remercie sincèrement Pierre et Florie pour votre soutien. Merci Pierre d'avoir pu te déplacer en défiant l'espace temps et en affrontant le complot des forces de la nature pour assister à ma soutenance.

Je ne pourrais pas oublier mes amis de la « petite voiture ». Vous m'avez tellement apporté humainement qu'il m'est impossible de ne pas vous remercier. J'adresse un remerciement spécial à Stéphane dit « Wadoudou » qui a toujours été présent dans les très bons moments comme dans les pires, depuis mon arrivée en métropole. Merci au duo Guillaume (Guiguito) et Philippe (Filou) pour votre enthousiasme et votre énergie légendaire. Merci aussi à mes amis outre-mer du modélisme, Bilal et Christophe.

J'ai une pensée spéciale pour mon chat Coincoin qui m'a supporté pendant la quasi totalité de cette thèse. Je l'ai certainement sauvé d'un avenir incertain et il me l'a bien rendu.

Enfin, je ne pourrais jamais assez remercier mes parents pour leur soutien apporté depuis le début de ce projet malgré la distance. C'est en étant à des milliers de kilomètres qu'on se rend compte de l'importance de la famille et des parents. Merci de m'avoir toujours suivi et de me

laisser libre dans mes choix. C'est grâce à vous que j'y suis arrivé mais c'est aussi votre réussite. Je vous serai éternellement reconnaissant.

J'ai aussi une pensée émue pour mes grands parents qui ont également contribué à ce résultat.

Je terminerai en disant,

Merci à tous
Merci zot' tout'

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte	2
1.2	Problématiques	2
1.3	Études bibliographiques	3
1.4	Objectifs et organisation du manuscrit	13
2	Dispositifs expérimentaux, métrologie et d'analyse	15
2.1	La soufflerie	16
2.2	La maquette	17
2.2.1	Historique et géométrie	17
2.2.2	Position des prises de pression	17
2.2.3	Installation et alignement de la maquette	18
2.3	Visualisation pariétale	20
2.4	Pression moyenne	20
2.5	Pression fluctuante	21
2.5.1	Descriptif des capteurs	21
2.5.2	Étalonnage dynamique des capteurs de pression et exploitation des mesures	22
2.6	Fil chaud	24
2.6.1	Description	24
2.6.2	Principe d'étalonnage	24
2.6.3	Conversion en vitesses	24
2.7	Mesure de champs de vitesses	26
2.7.1	Description PIV 2D/3C	26
2.7.2	Analyse d'erreurs sur le déplacement des particules	28
2.7.3	Convergence de la moyenne	28
2.8	Outils utilisés pour l'analyse des données	29
2.8.1	Cohérence et phase	29
2.8.2	Vorticité	29
2.8.3	Critère Q	30
2.8.4	Décomposition Orthogonale en modes Propres (POD)	30
2.8.5	Calcul de la fréquence de Kelvin-Helmholtz de la nappe cisailée	32
3	Génération d'une turbulence de grille dans la soufflerie	35
3.1	Définitions	36
3.1.1	Distribution des fluctuations de vitesse et ses dérivées	36
3.1.2	Taux de turbulence	36
3.1.3	Corrélations	36
3.1.4	Echelles intégrales	37
3.1.5	Spectres	37
3.2	Caractéristiques de la turbulence générée dans la veine d'essais	38
3.2.1	Descriptif des mesures	38
3.2.2	Grille « $Tu3$ »	40
3.2.3	Grille « $Tu6$ »	46
3.3	Synthèse	51

4	Caractérisation de l'écoulement moyen	53
4.1	Face avant	54
4.1.1	Visualisation pariétale	54
4.1.2	Mesures de la pression en paroi	55
4.2	Interaction du tourbillon conique avec la paroi latérale	57
4.2.1	Visualisation pariétale	57
4.2.2	Longueurs de recollement et de décollement	57
4.2.3	Pression sur la paroi latérale	59
4.3	Mesures dans un plan transverse au tourbillon	62
4.3.1	Vorticité	63
4.3.2	Champs de vitesses	67
4.3.3	Caractéristiques géométriques du tourbillon conique	71
4.3.4	Tenseur de Reynolds	75
4.3.5	Énergie cinétique turbulente	85
4.4	Synthèse	89
5	Analyse spatio - temporelle de la structure tourbillonnaire	91
5.1	Dynamique de la structure dans différents plans de mesure	92
5.1.1	Corrélations spatiales	92
5.1.2	Comportement spatial de la zone cisailée	97
5.1.3	Comportement spatial du tourbillon principal	99
5.2	Contenu fréquentiel de l'écoulement	106
5.2.1	Analyse des instantanés	107
5.2.2	Analyse fréquentielle de la pression à la paroi latérale	112
5.2.3	Contenu fréquentiel de la face avant en paroi	120
5.2.4	Analyse fréquentielle des propriétés intégrales du tourbillon	122
5.2.5	Spectres de vitesse	128
5.2.6	Étude temporelle de la position du cœur	131
5.3	Comportement global de la structure tourbillonnaire	133
5.3.1	Cohérence pression-pression entre L_1 et L_2	133
5.3.2	Lien fréquentiel entre la section et la position horizontale du tourbillon principal	137
5.3.3	Lien fréquentiel entre l'angle de la nappe cisailée et la section du tourbillon principal	139
5.4	Synthèse	142
6	Conclusions et perspectives	145
	Références bibliographique	148
A	Outils pour l'analyse	153
A.1	Choix du nombre de modes pour la reconstruction des champs de vitesse	153
A.2	Détection de contour	154
A.3	Mesure de l'angle de la nappe cisailée	156
B	Champs moyens	157
C	Champs de corrélation	165

Liste des symboles

β	Angle de la nappe cisailée
C_p	Coefficient de pression moyenne
C_p	Coefficient de pression fluctuante
k_{moy}	Energie cinétique turbulente moyenne
$f_{\Lambda_f}^*$	Fréquence adimensionnée par l'échelle intégrale Λ_f
f_h^*	Fréquence adimensionnée par la hauteur de la maquette h
f_{subs}^*	Fréquence adimensionnée du lâcher des sous-structures de type Kelvin-Helmholtz
$f_{L_{rp}}^*$	Fréquence adimensionnée par la longueur de recollement principal L_{rp}
Γ	Circulation
k_{max}	Maximum de l'énergie cinétique turbulente
λ_i	Valeur propre avec $i = 1; 2$
Λ_f	Echelle intégrale longitudinale de la turbulence générée
Λ_g	Echelle intégrale transversale de la turbulence générée
L_{d2}	Longueur du décollement secondaire moyen à partir de l'arête
L_{incl}	Ligne inclinée de prises de pression
L_{capt}	Distance entre l'arête et une prise de pression sur la face latérale
L_{capt}^*	Distance adimensionnée entre l'arête et une prise de pression sur la face latérale
L_{rp}	Longueur du recollement principal moyen à partir de l'arête dans le plan PIV
	Vorticité
ρ	Masse volumique de l'air
θ	Angle de l'axe du tourbillon
θ_{decol}	Angle moyen de la ligne de décollement secondaire du tourbillon sur la paroi latérale
θ_{recol}	Angle moyen de la ligne de recollement du tourbillon sur la paroi latérale
$u_t ; v_t ; w_t$	Composantes de vitesse associées au repère (x_t, y_t, z_t)
$z_{bar} ; y_{bar}$	Coordonnées horizontale et verticale (dans le plan PIV) du cœur du tourbillon principal repéré avec le barycentre de la vorticité dans le tourbillon principal
d	Distance horizontale entre le cœur du tourbillon principal et la paroi
f_{adv}	Fréquence d'advection
h	Hauteur de la maquette
k	Energie cinétique turbulente
L	Longueur de la maquette
l	Largeur de la maquette
L_i	Ligne numéro i de prises de pression verticale, avec $i = 0; 1; 1.5; 2$

l_t	Largeur du tourbillon
M	Taille de la maille de la grille placée à l'entrée de la veine d'essais
p	Pression
Q	Critère Q
R_{xy}	Coefficient de corrélation entre les signaux x et y
S	Section du tourbillon principal
Tu	Taux de turbulence longitudinale
U	Vitesse infinie amont
U_c	Vitesse de phase

Table des figures

1.1	Régions d'écoulement décollé sur une voiture (Hucho, 1998)	2
1.2	Distribution du champ de pression et lignes de courant (FLUENT); détail : sillage du rétroviseur et décollement en région de montant de baie (Kleber, 2001)	3
1.3	Topologie de l'écoulement sur l'extrados d'une aile delta en incidence (Délery, 1999; Mitchell, 2000)	4
1.4	Structure de tourbillons coniques sur un toit (Kawai et Nishimura, 1996)	4
1.5	Modèle d'écoulement autour du montant de baie (Haruna <i>et al.</i> , 1990)	5
1.6	Maquettes utilisées par Alam <i>et al.</i> (2003a,b)	5
1.7	Positions des prises de pression (Alam <i>et al.</i> , 2003a,b)	5
1.8	Coefficients de pression moyenne (C_p) et fluctuante ($C_p rms$) sur les deux lignes horizontales pour le modèle à arête vive, sans dérapage et pour différentes vitesses (Alam <i>et al.</i> , 2003a,b)	6
1.9	Maquette utilisée par Hoarau (2006)	6
1.10	Modèle phénoménologique simplifié dans un plan du tourbillon (Hoarau, 2006)	7
1.11	Maquette utilisée par Howell <i>et al.</i> (2009)	8
1.12	Effet de la turbulence amont sur le coefficient de pression moyenne ($C_{P(mean)}$) et fluctuante ($C_{P(rms)}$); la ligne horizontale supérieure est représentée par des symboles pleins et la ligne inférieure par des symboles vides (Howell <i>et al.</i> , 2009)	8
1.13	Dimension de la maquette utilisée par Gouveia de Moraes (2011)	9
1.14	Visualisation du tourbillon principal sans turbulence amont, sur la ligne $L2$ (Gouveia de Moraes, 2011)	9
1.15	Evolution de la pression moyenne et fluctuante le long de la ligne verticale $L2$, avec et sans turbulence amont (Gouveia de Moraes, 2011)	10
1.16	Géométrie et dimension du modèle ($L_0 = 0\ 336\text{ mm}$) et positions des plans de mesure PIV perpendiculaire à l'axe du tourbillon	10
1.17	Champ de pression fluctuante (P_{rms}) en [Pa]; la ligne en pointillés correspond aux maxima des écarts-types de fluctuation de pression (P_{rms}) (Levy et Brancher, 2015)	11
1.18	Densité spectrale de puissance de la fluctuation de pression en 7points N1-7 à la paroi latérale	11
1.19	Critère Q dans différents plans (Levy et Brancher, 2013)	12
2.1	Soufflerie « bois » (S120) de l'ISAE-ENSMA	16
2.2	Géométrie de la maquette; les longueurs sont en millimètres [mm]	17
2.3	Positions des prises de pression, avec la distance entre les lignes verticales et le nez de la maquette	18
2.4	Installation de la maquette dans la veine d'essais en verre	19
2.5	Visualisation pariétale ($U = 30\text{ m s}$)	20
2.6	Scanner électronique de pression (ESP) (d'après PSIInc)	20
2.7	Schéma de principe d'utilisation du capteur de pression différentiel pour la mesure de la pression fluctuante p	22
2.8	Installation de tout le système de mesure de pression fluctuante à l'intérieur de la maquette, c'est-à-dire {capteur + tubes d'adaptation d'impédance + volume tampon + câbles électriques} pour les 32 capteurs, (Gouveia de Moraes, 2011)	22
2.9	Montage utilisé pour l'étalonnage du système de mesure de pression fluctuante	23
2.10	Schéma du fil-chaud croisé, (Dantec Dynamics, 2015)	24
2.11	Banc d'étalonnage du fil-chaud croisé	25
2.12	Cartographie issue de l'étalonnage et de l'interpolation	25

2.13	Corrélation croisée, LaVision	26
2.14	Schéma de l'installation des caméras et de la nappe laser par rapport à la maquette et la veine d'essais (les échelles de longueurs ne sont pas respectées)	27
2.15	Images de l'installation	27
2.16	Moyenne glissante temporelle de la composante de vitesse w_t , pour chaque essai, L_1 dans le cas $Tu6$, à la position du cœur moyen	28
2.17	Comparaison d'un champ de vorticité brut filtré par POD (10 modes), au même instant (en L_1 , sans turbulence amont)	32
2.18	Schéma représentatif de l'angle β de la nappe cisailée et de l'arc de cercle servant à repérer l'angle, ici pour un rayon ≈ 9 mm ; Contours du champs de vorticité moyen en L_1 sans turbulence amont	33
2.19	Couche cisailée (Fiedler, 1998)	33
2.20	Profils de vitesse et de vorticité suivant l'axe Y en L_2 pour le cas $Tu0$	33
3.1	Allures des corrélations longitudinale et transversale en THI, (Chassaing, 2000)	37
3.2	Différentes positions de mesures transverses : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical ; le nez virtuel de la maquette est situé en $x = 1080$ mm	38
3.3	Dimensions géométriques des grilles utilis�es pour générer la turbulence	39
3.4	Densité de probabilité à $x = 1080$ mm de la grille ($x/M = 27$), � l'emplacement virtuel du nez de la maquette	40
3.5	Evolution longitudinale du taux de turbulence de chaque composante, avec la pente de décroissance expérimentale et théorique ; le nez virtuel de la maquette se situe à $x/M = 27$	41
3.6	Corrélations à $x = 1080$ mm de la grille ($x/M = 27$)	41
3.7	Auto-corrélations de la vitesse u à $x = 1160$ mm de la grille ($x/M = 29$) en différentes positions : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical	42
3.8	Comparaison entre la fonction de corrélation calcul�e « normalement » et approxim�e par la somme d'exponentielles, vitesse u à $x = 1200$ mm de la grille ($x/M = 30$), au centre d'une maille	42
3.9	Comparaison des macro-échelles calcul�es des deux façons, avec l'intégrale de f jusqu'à ce que f coupe l'axe des abscisses (3.13) et l'approximation de f par une somme de trois exponentielles (3.15)	43
3.10	Evolution des macro-échelles Λ_f et Λ_g en fonction de x/M ; Représentation de l'évolution globale (fit) et l'évolution empirique de Comte-Bellot et Corrsin (1966) (CBC)	43
3.11	Evolution longitudinale du rapport de Λ_f/Λ_g	44
3.12	Spectres de la vitesse longitudinale u en plusieurs positions x/M	44
3.13	Spectres des trois composantes de vitesse u , v et w � l'emplacement virtuel de la maquette ($x/M = 27$)	45
3.14	Spectre des composantes u et v à $x/M = 29$ pour différentes position transverses : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical	45
3.15	Densité de probabilité à $x = 1080$ mm de la grille ($x/M = 9$) � l'emplacement virtuel du nez de la maquette	46
3.16	Evolution longitudinale du taux de turbulence de chaque composante, avec la pente de décroissance expérimentale et théorique ; le nez virtuel de la maquette se situe à $x/M = 9$	46
3.17	Corrélations à $x = 1080$ mm de la grille ($x/M = 9$), c'est-à-dire à l'emplacement virtuel du nez de la maquette	47
3.18	Auto-corrélations f à $x = 1160$ mm de la grille ($x/M = 9.6$) en différentes positions : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical	48

3.19	Evolution des macro-échelles Λ_f et Λ_g en fonction de x/M ; Représentation de l'évolution globale (fit) et l'évolution empirique de Comte-Bellot et Corrsin (1966) (CBC)	48
3.20	Rapport de Λ_f et Λ_g	49
3.21	Spectres de la vitesse longitudinale u en plusieurs positions x/M	49
3.22	Spectres des trois composantes de vitesse u , v et w à l'emplacement virtuel du nez de la maquette ($x/M = 9$)	50
3.23	Spectre des composantes u et v à $x/M = 9.6$ pour différentes position transverses : A , au centre de la maille; B , derrière un barreau vertical	50
3.24	Evolution du taux de turbulence des deux grilles en fonction de x/M	51
4.1	Visualisation du tourbillon conique en trois plans verticaux, dans le cas $Tu0$ (Gouveia de Moraes, 2011)	54
4.2	Visualisation pariétale de l'écoulement sur la face avant et sur le toit sans turbulence amont ($U = 30$ m/s); à gauche, visualisation telle qu'observée par application de l'enduit visqueux; à droite, schématisation des lignes de frottement issues de la visualisation pariétale	54
4.3	Évolution du coefficient de pression moyenne C_p sur la face avant proche de l'arête pour les taux de turbulence $Tu0$; $Tu3$ et $Tu6$, (gauche); Schéma représentatif des positions des points de mesure sur la face avant, (droite)	56
4.4	Évolution du coefficient de pression fluctuante C_p sur l'axe de la face avant et sur le bord de l'arête, pour trois taux de turbulence ($Tu0$; $Tu3$ et $Tu6$), à gauche; Schéma représentatif des positions des points de mesure sur la face avant, à droite	57
4.5	Lignes de frottement par visualisation pariétale sans turbulence de grille	58
4.6	Schéma représentant la mesure de la longueur du recollement principal (L_{rp}) et du décollement secondaire (L_{d2}), à partir de la visualisation pariétale (sans turbulence)	58
4.7	Évolution de la longueur de recollement principal moyen L_{rp} et de la longueur du décollement secondaire moyen L_{d2} du tourbillon issue de la visualisation pariétale, dans le cas sans turbulence ($Tu0$)	59
4.8	Schéma des longueurs L_{capt} de position des capteurs; exemple de L_{capt} de la deuxième prise en L_2 et de la dixième prise en L_2	59
4.9	Coefficients de pression moyenne C_p sur les lignes verticales L_0 , L_1 et L_2 , en fonction du taux de turbulence Tu	60
4.10	Coefficient de pression fluctuante C_p pour les lignes L_1 et L_2 , pour les taux de turbulence $Tu0$; $Tu3$ et $Tu6$ en fonction de L_{capt}^*	61
4.11	Superposition de la pression moyenne C_p et la pression fluctuante C_p pour les taux de turbulence $Tu0$ et $Tu6$, en L_1 et L_2	62
4.12	Schéma descriptif des plans PIV et du repère associé aux mesures de vitesses	62
4.13	Champs de vortacité ω_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 ; la croix représente la position du cœur moyen	64
4.14	Profils horizontaux de vortacité ω_t pour chaque plan PIV et pour chaque taux de turbulence; la partie hachurée représente la paroi	65
4.15	Contour délimitant la structure tourbillonnaire, obtenu tel que $Q > 0$ (ici, L_1 $Tu3$), avec (—) : toute la structure; (—) : tourbillon principal; (—) : zone cisailée	65
4.16	Évolution de la circulation Γ en fonction de x/h et en fonction du taux de turbulence Tu pour : la structure globale et le tourbillon principal	66
4.17	Champs de vitesse \bar{u}_t , \bar{v}_t et \bar{w}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , dans le cas $Tu0$; la croix représente la position du cœur moyen	68
4.18	Champs de \bar{u}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , en fonction du taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	69

4.19	Profils de vitesses \overline{u}_t ; \overline{v}_t et \overline{w}_t en L_1 en fonction de Tu ; le trait pointillé noir représente la position z/h du cœur moyen	70
4.20	Évolution de la vitesse axiale $\overline{u}_t _{cœur}$ en fonction de x/h et de Tu	71
4.21	Évolution de la section \overline{S}_h^* du tourbillon principal en fonction de x/h pour chaque taux de turbulence	71
4.22	Schéma représentant la mesure de l'angle θ	72
4.23	Position angulaire θ de chaque cœur moyen	72
4.24	Distance d^* entre le cœur et la paroi en fonction de x/h	73
4.25	Évolution de la largeur l_t^* du tourbillon en fonction de x/h et pour chaque Tu	73
4.26	Repérage du point de recollement à partir des lignes de courant 2D dans le plan PIV	74
4.27	Longueurs de recollement L_{rp}^* obtenues par PIV et comparaison avec les longueurs de recollement obtenues par visualisation pariétale	74
4.28	Comparaison de l'échelle intégrale (macro-échelle Λ_f) des différentes grilles de turbulence, de la longueur de recollement principal (L_{rp}^*) et de la largeur du tourbillon (l_t^*) en fonction de la distance x/h du nez de la maquette	75
4.29	Champs de \overline{u}_t^2 en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	76
4.30	Profils horizontaux de \overline{u}_t^2 passant par le cœur moyen pour chaque plan et pour chaque taux de turbulence	77
4.31	Champs de \overline{v}_t^2 en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	79
4.32	Déplacement virtuel du tourbillon vers la droite (vert) par rapport au profil « original » (rouge), en L_1 dans le cas $Tu0$; la flèche représente la fluctuation de vitesse engendrée par le déplacement horizontal du tourbillon	80
4.33	Profils horizontaux de \overline{v}_t^2 passant par le cœur moyen pour chaque plan, pour chaque taux de turbulence	80
4.35	Profils horizontaux de \overline{w}_t^2 passant par le cœur moyen pour chaque plan et chaque Tu	81
4.34	Champs de \overline{w}_t^2 en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	82
4.36	Champs de $\overline{v}_t \overline{w}_t$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	84
4.38	Profils horizontaux de k passant par le cœur moyen pour chaque plan et chaque Tu	85
4.37	Champs de l'énergie cinétique fluctuante k en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	86
4.39	Décomposition de l'énergie cinétique turbulente maximale k_{max} dans le tourbillon principal pour chaque cas, en fonction du plan PIV et du taux de turbulence Tu	87
4.40	Évolution longitudinale de k_{max} pour chaque taux de turbulence; comparaison avec Levy et Brancher (2013)	87
4.41	Évolution longitudinale de k_{tot} dans le tourbillon principal pour chaque taux de turbulence	87
4.42	Évolution longitudinale de k_{moy} dans le tourbillon principal pour chaque taux de turbulence	88
5.1	Corrélations spatiales pression-pression R_{pp} en prenant le capteur de référence au maximum de C_p proche du recollement principal moyen ($L_{capt}^* \approx 0.8$), pour les lignes verticales L_1 et L_2 , et pour chaque taux de turbulence	92

5.2	Schéma d'un mouvement « virtuel » vertical (ascendant et descendant) de la structure tourbillonnaire par rapport au cas réel, représentation de la pression moyenne le long de L_1 dans le cas $Tu0$; la flèche représente la fluctuation de pression en un L_{capt}^* donné, dont le sens de la flèche indique le signe de la fluctuation	93
5.3	Champs de corrélation R_{ww} et R_{vv} en L_1 avec le point de référence au maximum local de vorticité dans la zone cisailée; la croix repr�ente la position du c�eur moyen	94
5.4	Champs de corrélation R_{ww} et R_{vv} en L_1 avec comme point de référence au maximum local de vorticité dans le tourbillon principal (c�eur moyen); la croix repr�ente la position du c�eur moyen	96
5.5	Schéma représentatif de l'angle β de la nappe cisailée au rayon respectif choisi; Contours du champs de vorticité moyen dans le cas $Tu0$	97
5.6	Histogramme de l'angle β de la nappe cisailée en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence	98
5.7	Histogramme de la fluctuation de l'angle β de la nappe cisailée pour chaque taux de turbulence, afin de comparer les histogrammes des différents plans pour chaque taux de turbulence	99
5.8	Histogramme de la section S_h^* du tourbillon principal en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence	100
5.9	Histogramme de la circulation Γ du tourbillon principal en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 pour chaque taux de turbulence	101
5.10	Histogramme des positions instantanées du c�eur du tourbillon principal en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 pour chaque taux de turbulence; l'échelle de couleur repr�ente le pourcentage d'occurrence en chaque maille; le contour repr�ente une isovorticit� $x_t = 2$; la flèche repr�ente la direction privil�egi�e de déplacement du c�eur	103
5.11	évolution des valeurs propres λ_{i_h} de la matrice de covariance des positions du c�eur en chaque plan et pour chaque taux de turbulence	104
5.12	évolution des valeurs propres $\lambda_{i_{L_{rp}}}$ de la matrice de covariance des positions du c�eur, adimensionnées par la longueur de recollement respective de chaque plan, pour chaque taux de turbulence	105
5.13	Visualisation latérale par fum�e de l'écoulement tourbillonnaire sur une aile delta de 80° de flèche à $\alpha = 20^\circ$ (Payne <i>et al.</i> , 1988)	106
5.14	Iso-valeurs de rotationnel dans 12 plans perpendiculaires à l'extrados (l'écoulement va de la droite vers la gauche), d'après Mitchell <i>et al.</i> (2002)	106
5.15	Champs instantan�es consécutifs de vorticité (x_t) en L_1 dans le cas $Tu0$; la croix noire repr�ente la position du c�eur moyen	108
5.16	Champs instantan�es consécutifs du critère Q en L_1 dans le cas $Tu0$; la croix noire repr�ente la position du c�eur moyen	109
5.17	Champs instantan�es consécutifs du critère Q en L_1 dans le cas $Tu6$; la croix noire repr�ente la position du c�eur moyen	111
5.18	Spectres (f_h^* .DSP) de pression L_1 pour les trois prises caractéristiques choisies en fonction de f_h^* , pour chaque taux de turbulence	112
5.19	Cartographie de f_h^* .DSP de pression le long de la ligne L_1 (repéré spatialement par L_{capt}^*) pour chaque taux de turbulence	113
5.20	Cartographie de f_h^* .DSP de pression le long de la ligne L_2 (repéré spatialement par L_{capt}^*) pour chaque taux de turbulence	113
5.21	$f_{L_{rp}}^*$.DSP de pression en 3 points : $L_{capt}^* = 0\ 07; 0\ 47; 0\ 72$ pour chaque taux de turbulence en L_1 ; la bande grise repr�ente l'ordre de grandeur des fréquences calculées des sous-structures	115

5.22	f_{Lrp}^* .DSP de pression en 3 points : $L_{capt}^* = 0.08; 0.41; 0.77$ pour chaque taux de turbulence en L_2 ; la bande grise représente l'ordre de grandeur des fréquences calculées des sous-structures	115
5.23	Evolution longitudinale de la fréquence f_{subs}^* pour chaque taux de turbulence	116
5.24	Schéma représentant les points de mesure de pression sur la ligne inclinée (L_{incl})	117
5.25	f_{Lrp}^* .DSP de quelques prises de pression repérées en x/h sur la ligne inclinée dans le cas $Tu0$ en fonction de f_{Lrp}^* ; la zone grise correspond à la gamme de fréquence des sous-structures calculée à partir des plans PIV	117
5.26	f_{Lrp}^* .DSP de quelques prises de pression repérées en x/h sur la ligne inclinée dans le cas $Tu3$ en fonction de f_{Lrp}^* ; la zone grise correspond à la gamme de fréquence des sous-structures calculée à partir des plans PIV	118
5.27	f_{Lrp}^* .DSP de quelques prises de pression repérées en x/h sur la ligne inclinée dans le cas $Tu6$ en fonction de f_{Lrp}^* ; la zone grise correspond à la gamme de fréquence des sous-structures calculée à partir des plans PIV	118
5.28	Spectres de la pression fluctuante sur la face avant pour chaque taux de turbulence; la légende de l'emplacement des mesures est représentée dans la sous-figure (d)	121
5.29	Spectres (DSP) de l'angle de la nappe cisailée pour chaque ligne et pour les taux de turbulence (—) : $Tu0$, (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$ en fonction de la fréquence f_{Lrp}^*	122
5.30	Spectres (DSP) de la section S_h^* du tourbillon principal pour chaque ligne et pour chaque taux de turbulence (—) : $Tu0$, (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$ en fonction de la fréquence f_{Lrp}^*	123
5.31	Spectres (DSP) de la circulation Γ du tourbillon principal pour chaque ligne et pour les taux de turbulence (—) : $Tu0$, (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$ en fonction de la fréquence f_{Lrp}^*	123
5.32	Spectres de pression à la paroi latérale en L_1 en fonction de $f_{\Lambda_f}^*$ (haut) et pour rappel, en fonction de f_{Lrp}^* (bas), pour les taux de turbulence $Tu3$ et $Tu6$, aux prises caractéristiques $L_{capt}^* = 0.07; 0.47; 0.72$	125
5.33	Spectres (DSP) de l'angle de la nappe cisailée en fonction de $f_{\Lambda_f}^*$ et f_{Lrp}^* (pour rappel sur la deuxième ligne) pour les taux de turbulence $Tu3$ et $Tu6$, en L_1 et L_2	126
5.34	Spectres (DSP) de la section S_h^* du tourbillon principal en L_1 et L_2 en fonction de $f_{\Lambda_f}^*$ (haut) et f_{Lrp}^* (sur la deuxième ligne pour rappel), et pour les taux de turbulence (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$	127
5.35	Spectres (DSP) des composantes u_t , v_t et w_t dans la zone cisailée en fonction de f_{Lrp}^* pour chaque taux de turbulence; la zone grise correspond à la gamme de fréquence des sous-structures	129
5.36	Spectres (DSP) de chaque composante de vitesse au cœur moyen du tourbillon principal en chaque plan, et pour chaque taux de turbulence, en fonction de f_{Lrp}^*	130
5.37	Spectres (DSP) des positions du cœur du tourbillon principal en chaque plan, et pour chaque taux de turbulence (—) : $Tu0$; (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$	132
5.38	Schéma des positions des prises choisies pour le calcul de la fonction de cohérence et la phase	133
5.39	Fonction de cohérence (γ , (—)) et la phase (θ , \times) entre les prises $L_1p_9 - L_2p_9$ au recollement principal pour chaque taux de turbulence, en fonction de f_{Lrp}^*	134
5.40	Fonction de cohérence (γ , (—)) et la phase (θ , \times) entre les prises $L_1p_6 - L_2p_5$ au décollement secondaire de chaque ligne pour chaque taux de turbulence, en fonction de f_{Lrp}^*	135
5.41	Fonction de cohérence (γ , (—)) et la phase (θ , \times) entre la section S et la position horizontale z_{bar} du cœur du tourbillon principal en fonction de f_{Lrp}^* , en L_1 et L_2 , pour chaque taux de turbulence	138

5.42	Fonction de cohérence (γ , (—)) et la phase (θ , \times) entre l'angle β de la nappe cisailée et la section S du tourbillon principal en fonction de f_{Lrp}^* , en L_1 et L_2 pour chaque taux de turbulence	139
5.43	Champs de vorticité x_t filtré par POD en L_1 , dans le cas $Tu3$ pour 5 instantanés consécutifs	141
5.44	Résumé de l'ensemble des échelles de longueur du problème	143
A.1	Spectres de vitesse (composante v_t) au cœur moyen en L_1 reconstruit par POD avec plusieurs nombres de modes (5; 10; 15 et 20 modes) et pour deux taux de turbulence	153
A.2	Comparaison d'un champ de vorticité brut et reconstruit par POD (10 modes), au même instant (en L_1 , sans turbulence amont)	154
A.3	Sensibilité des spectres en fonction du seuil choisi (en L_1 , dans le cas $Tu0$)	155
A.4	Schéma représentatif de l'angle β de la nappe cisailée et de l'arc de cercle servant à repérer l'angle, ici pour un rayon ≈ 9 mm; Contours du champs de vorticité moyen en L_1 dans le cas $Tu0$	156
B.1	Champs de vitesse de la composante \bar{v}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	158
B.2	Champs de vitesse de la composante \bar{w}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	159
B.3	Profils de vitesses \bar{u}_t ; \bar{v}_t et \bar{w}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence	160
B.4	Champs de $\overline{u_t v_t}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	161
B.5	Champs de $\overline{u_t w_t}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen	162
B.6	Profils de vitesses $\overline{u_t^2}$; $\overline{v_t^2}$ et $\overline{w_t^2}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu	163
C.1	Champs de corrélation R_{vv} en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 avec le point de référence le maximum local de vorticité dans la zone cisailée; la croix représente la position du cœur moyen	166
C.2	Champs de corrélation R_{ww} en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 avec le point de référence le maximum local de vorticité dans la zone cisailée; la croix représente la position du cœur moyen	167
C.3	Champs de corrélation R_{vv} en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 avec le point de référence le maximum local de vorticité dans le tourbillon principal (cœur moyen); la croix représente la position du cœur moyen	168
C.4	Champs de corrélation R_{ww} en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 avec le point de référence le maximum local de vorticité dans le tourbillon principal (cœur moyen); la croix représente la position du cœur moyen	169
C.5	Champs instantanés consécutifs du critère Q en L_2 dans le cas $Tu0$; la croix noire représente la position du cœur moyen	170
C.6	Champs instantanés consécutifs du critère Q en L_2 dans le cas $Tu6$; la croix noire représente la position du cœur moyen	171

Liste des tableaux

2.1	Principales caractéristiques de la soufflerie	16
3.1	Positions de mesures longitudinales pour les grilles <i>Tu3</i> et <i>Tu6</i>	38
3.2	Résumé des taux de turbulence et échelles pour les deux grilles utilisées, à l'emplacement virtuel du nez de la maquette, $x = 1080$ mm	51
4.1	Résumé des paramètres (intensité turbulente et échelle intégrale), à l'emplacement virtuel du nez de la maquette, veine vide	55
5.1	Angles moyens $\bar{\beta}$ [°] pour chaque cas	98
5.2	Ecart-types σ_{β} [°] de l'angle β pour chaque cas	98
5.3	Intensité de fluctuation ($\sigma_{\beta} \bar{\beta}$) de l'angle pour chaque cas	99
5.4	Intensité de fluctuation : $\sigma_{S_h^*} \bar{S}_h^*$ pour chaque cas	100
5.5	Intensité de fluctuation : $\sigma_{\Gamma} \bar{\Gamma}$ pour chaque cas	101
5.6	Résumé des vitesses de phase U_c pour $L_1p_9 - L_2p_9$ pour chaque taux de turbulence	134

Introduction

Sommaire

1.1	Contexte	2
1.2	Problématiques	2
1.3	Études bibliographiques	3
1.4	Objectifs et organisation du manuscrit	13

1.1 Contexte

Depuis plusieurs décennies, l'automobile fait partie intégrante du paysage de nombreux pays. Depuis son apparition au milieu du XIX^e siècle, la forme des automobiles ainsi que leur technologie ont considérablement évolué. Les constructeurs veulent toujours faire progresser leurs véhicules, en améliorant chaque aspect : la sécurité, le confort, la performance, l'entretien, les coûts, etc... Aujourd'hui, l'heure est à une réduction drastique de l'émission de gaz à effet de serre. De nombreux progrès ont été fait pour réduire la consommation de carburant, avec des moteurs moins consommateurs, la diminution de la traînée aérodynamique et un meilleur rendement des pneumatiques. Toutes ces améliorations ont aussi conduit à un meilleur confort des passagers et notamment une réduction du bruit à l'intérieur des véhicules avec la diminution du bruit des groupes moto-propulseurs, ainsi que le bruit de roulement des pneumatiques.

Lors de longs parcours à haute vitesse, le bruit aérodynamique est la source la plus importante. Ce bruit peut entraîner une gêne pour les passagers, que ce soit pour le confort ou bien même pour la sécurité. Les progrès au niveau du design ont permis de baisser le bruit.

Ce sont les zones décollées de l'écoulement qui génèrent principalement du bruit (FIG. 1.1). Une source majeure de bruit dans l'habitacle à haute vitesse est l'écoulement autour du montant de baie, au niveau du pare brise.

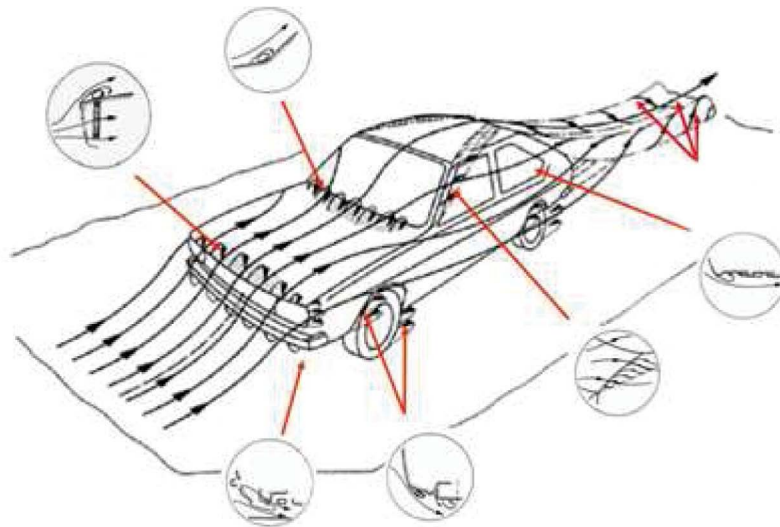


FIGURE 1.1 – Régions d'écoulement décollé sur une voiture (Hucho, 1998)

Afin d'analyser cette région de l'écoulement, des études sur l'aérodynamique et l'acoustique sont faites sur cette partie du véhicule. Dans le cas de notre travail, seule la partie aérodynamique sera traitée, en se basant sur un modèle de tourbillon conique généré par un montant de de baie.

1.2 Problématiques

Le bruit aérodynamique transmis à l'intérieur de l'habitacle des véhicules est directement lié à l'aérodynamique. Les fluctuations de pression pariétales dues aux zones décollées tridimensionnelles et aux structures tourbillonnaires fortement instationnaires, constituent une source importante transmise dans l'habitacle. Cette contribution dite « hydrodynamique » sera considérée ici. Une autre contribution, liée au bruit produit par l'écoulement turbulent (contribution « acoustique »), peut être une source non négligeable car la vitre l'atténue peu.

Pour pouvoir diminuer le bruit aérodynamique, il faut avant tout comprendre les mécanismes responsables des fluctuations de pression, donc étudier le comportement des structures tridimen-

sionnelles fortement instables. Dans la présente étude, nous allons étudier la zone décollée autour du montant de baie des véhicules. Un tourbillon conique prend naissance au niveau de l'arête du montant de baie. Une nappe cisailée s'enroule pour former la structure tourbillonnaire. Celle-ci se développe le long de la vitre latérale.

Sur une simulation numérique (Kleber, 2001) représentée sur la figure 1.2, on peut voir la distribution du champ de pression autour d'une automobile. Sur la vitre latérale, on peut observer une zone de forte dépression induite par la présence de la structure tourbillonnaire conique.

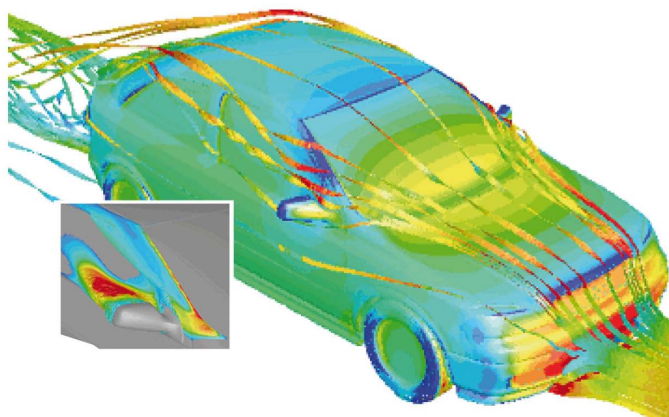


FIGURE 1.2 – Distribution du champ de pression et lignes de courant (FLUENT) ; détail : sillage du rétroviseur et décollement en région de montant de baie (Kleber, 2001)

La majorité des études faites sur l'écoulement autour de montant de baie, ont été réalisées en soufflerie avec des écoulements amont uniforme, c'est-à-dire avec une intensité de turbulence très faible. Dans la réalité, la circulation des véhicules se fait dans un environnement perturbé. Les écoulements rencontrés par les véhicules automobiles sont rendus fortement turbulents par la présence d'obstacles naturels (arbres, collines,...) ou non (ponts, bâtiments, autres véhicules,...). Cette turbulence générée par ces obstacles vient s'ajouter à celle déjà présente naturellement dans la couche limite atmosphérique.

Dans des conditions de vent qualifiées de « modérées », l'intensité turbulente de l'écoulement en amont du véhicule est comprise entre 3% et 5%, avec des échelles intégrales pouvant atteindre jusqu'à 7 m.

Le sillage des autres véhicules (en particulier les poids lourds) et la présence d'autres obstacles peuvent induire une augmentation de l'intensité de turbulence de 5% à 20% et une réduction de l'échelle intégrale de 7 m à environ 1 m.

Il est donc important de considérer les effets d'un écoulement amont turbulent pour étudier la dynamique d'un tourbillon modèle de type « montant de baie ».

1.3 Études bibliographiques

Dans la suite, nous détaillons quelques études récentes portant sur les tourbillons de montant de baie. Il faut toutefois noter qu'ils appartiennent à une classe très générale d'écoulements décollés en dérapage, ayant des applications pratiques dans de nombreux domaines.

Par exemple, l'étude du développement de ces structures est fondamentale sur l'aérodynamique des ailes delta. En effet, la figure 1.3 montre qu'une structure conique se forme sur l'extrados des ailes delta en incidence. Cette structure est composée d'un tourbillon principal (Σ_1) et d'un tourbillon secondaire (Σ_2).

Dans un autre domaine, ces structures sont importantes pour dimensionner structurellement les toits de bâtiments.

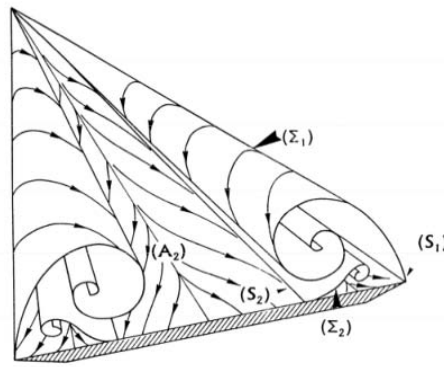


FIGURE 1.3 – Topologie de l'écoulement sur l'extrados d'une aile delta en incidence (Délery, 1999; Mitchell, 2000)

Kawai et Nishimura (1996); Kawai (2002) ont effectué des mesures de vitesse et de pression (moyenne et fluctuante) sur le toit d'un modèle de bâtiment à toit plat (FIG. 1.4). Le vecteur vitesse de l'écoulement amont est oblique avec un angle de 45° par rapport à la maquette. Ils ont testé deux cas d'écoulements amont, l'écoulement de la soufflerie (non perturbé) et un écoulement perturbé par des obstacles sur le sol en amont de la maquette où l'intensité de turbulence est d'environ 22% à hauteur du toit, juste en amont de la maquette.

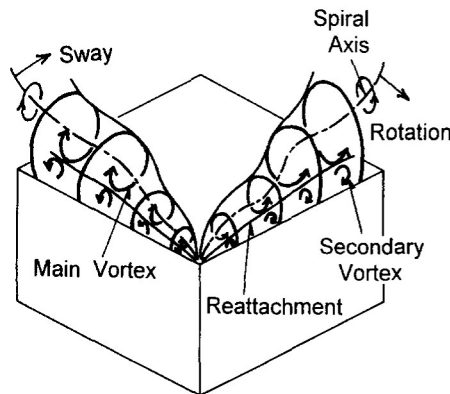


FIGURE 1.4 – Structure de tourbillons coniques sur un toit (Kawai et Nishimura, 1996)

Une paire de tourbillon conique est créée sur le toit (FIG. 1.4) et chaque tourbillon interagit avec l'autre. Les axes ont un mouvement (balancement) horizontal en phase et les deux tourbillons ont un sens opposé de rotation.

La rotation des tourbillons ainsi que leur balancement provoque une dépression sur le toit, ainsi qu'une grande fluctuation de pression. Le maximum de coefficient de pression fluctuante sur le toit est multiplié par trois dans le cas d'un écoulement amont turbulent.

De nombreuses études ont été dédiées aux véhicules terrestres :

Haruna *et al.* (1990)

Haruna *et al.* (1990) ont principalement travaillé sur le plan acoustique de l'écoulement autour d'un montant de baie, sur une vraie voiture (voiture de série), mais sans rétroviseur. Cette étude a permis de déceler deux régions : une région décollée et une région recollée. La région dite décollée se situe entre le tourbillon lui-même et le montant de baie. Ce décollement génère une région de recirculation avec un tourbillon secondaire contrarotatif au tourbillon principal. Ces deux régions sont visibles sur le modèle de la figure 1.5.

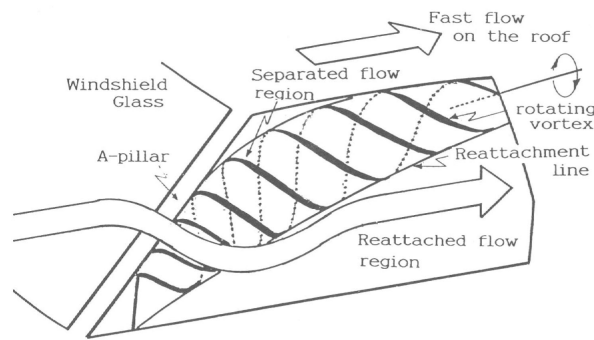
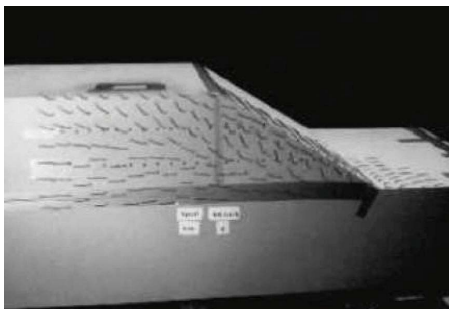


FIGURE 1.5 – Modèle d'écoulement autour du montant de baie (Haruna *et al.*, 1990)

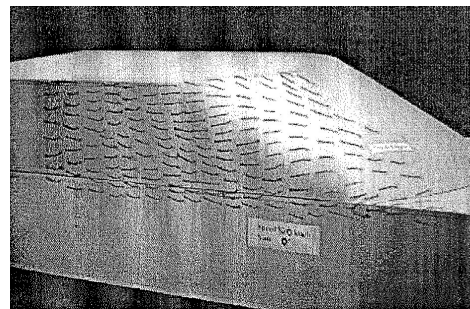
Haruna *et al.* (1990) ont également montré que le bruit transmis à travers la vitre latérale était plus élevé dans la région décollée par rapport à la région de recollement en accord avec les mesures de pression fluctuante dans ces deux zones.

Alam *et al.* (2003a,b)

Alam *et al.* (2003a,b) ont fait des essais sur un modèle reproduisant le mieux possible l'écoulement autour des montants de baie de voiture. Leur maquette est équipée d'une partie avant afin de simuler le capot d'un véhicule. Le pare-brise est incliné de 30° et ils ont testé plusieurs types de montant de baie, à arête vive et différentes courbures (FIG. 1.6).



(a) Modèle à arête vive



(b) Modèle avec courbure

FIGURE 1.6 – Maquettes utilisées par Alam *et al.* (2003a,b)

Des mesures de pression pariétale moyenne et fluctuante ont été principalement faites. Les prises de pression étaient réparties en deux lignes horizontales, présentées sur la figure 1.7, avec et sans dérapage, et pour différentes vitesses (60 ; 80 ; 120 et 140 km/h).

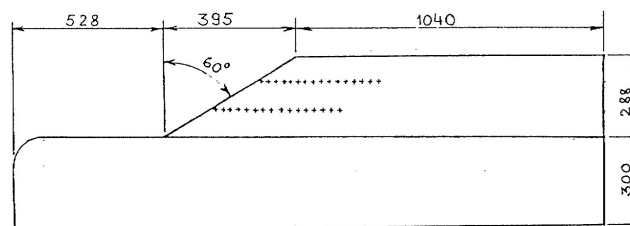


FIGURE 1.7 – Positions des prises de pression (Alam *et al.*, 2003a,b)

La signature du tourbillon sur la paroi latérale est caractéristique d'un tourbillon conique et le nombre de Reynolds n'a pas une grande influence sur le coefficient de pression moyenne et fluctuante (FIG. 1.8).

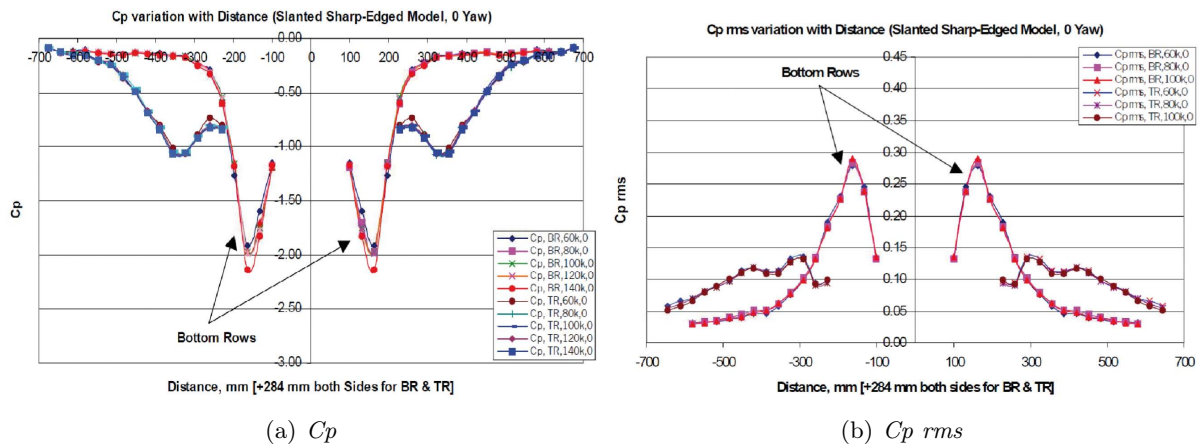


FIGURE 1.8 – Coefficients de pression moyenne (C_p) et fluctuante ($C_p rms$) sur les deux lignes horizontales pour le modèle à arête vive, sans dérapage et pour différentes vitesses (Alam *et al.*, 2003a,b)

Une plus grande dépression a été observée sur la ligne du bas (Bottom Rows). Sur la ligne du haut, la dépression est moins grande et plus éloignée de l'arête. Le tourbillon conique perd de son intensité lorsque sa taille augmente.

Le coefficient de pression fluctuante est aussi plus marqué sur la ligne du bas, dû à la présence d'un décollement secondaire et à la fluctuation spatiale de celui-ci.

Avec un angle de dérapage de $+15^\circ$ ou -15° , la dépression chute brutalement sur la paroi latérale « au vent » alors qu'elle augmente légèrement du côté « sous le vent ». Il en est de même pour le C_p , celui-ci augmente du côté « sous le vent » et diminue du côté « au vent ».

Avec le modèle de montant de baie présentant une courbure, les C_p et $C_p rms$ sont très faibles et il n'y a pas de décollement.

Hoarau (2006); Hoarau *et al.* (2008)

Les travaux de Hoarau (2006) et Hoarau *et al.* (2008) ont été les premiers réalisés sur les montants de baie dans le laboratoire. La maquette qu'il a utilisé a servi de modèle dans le cadre de la thèse présentée dans ce manuscrit. C'est une maquette de type dièdre où la face avant a un angle de 30° et les faces latérales sont inclinées de 10° . Les dimensions sont de 400 mm \times 120 mm \times 90 mm (longueur \times largeur \times hauteur). Les essais ont été réalisés dans une soufflerie dont la section d'essais est 3/4 ouverte pour une intensité de turbulence inférieure à 1%. Les essais ont été faits à une vitesse de 30 m/s. Le nombre de Reynolds correspondant basé sur la hauteur de la maquette est de $1,8 \times 10^5$. En prenant comme échelle de longueur la racine carrée de la surface frontale, le nombre de Reynolds était alors de $1,94 \times 10^5$.



FIGURE 1.9 – Maquette utilisée par Hoarau (2006)

Hoarau a effectué des mesures de vitesse par LDV. Des profils de vitesses horizontaux passant par le cœur du tourbillon ont été réalisés et il a déduit que la vitesse axiale est inférieure à U .

Il a également effectué des mesures de pression fluctuante en paroi.

L'analyse des spectres des fluctuations de pression et des interspectres pour deux capteurs alignés avec l'axe du tourbillon, a permis de décomposer le spectre aux points de fluctuation de pression maximale comme la résultante de trois contributions physiques distinctes :

- la première contribution est basse fréquence, dont l'échelle de longueur associée correspond à la longueur de développement longitudinal de la structure le long de l'arête et advectée par la vitesse axiale du cœur du tourbillon.
- une contribution à fréquence intermédiaire fortement corrélée dans la direction axiale, associée à l'advection de perturbations cohérentes dans le tourbillon en développement. L'échelle de longueur associée à cette contribution correspond environ à la largeur de la structure tourbillonnaire conique. Cette contribution intermédiaire a été associée à l'enroulement de la nappe cisailée en analogie avec le lâcher tourbillonnaire de cette nappe cisailée.
- une contribution très énergétique, associée à l'effet d'une turbulence à plus fine échelle, décorrélée entre deux positions longitudinales différentes des capteurs de pression, et dont la bande de fréquence s'adapte au développement longitudinal du tourbillon conique.

Les fluctuations de pression à la paroi latérale ont permis de faire l'hypothèse de l'existence de deux phénomènes d'instationnarités caractéristiques : le battement de la nappe cisailée et le transport vers l'aval et sur l'axe du tourbillon, de structures issues de la nappe cisailée. Le modèle phénoménologique est représenté sur la figure 1.10.

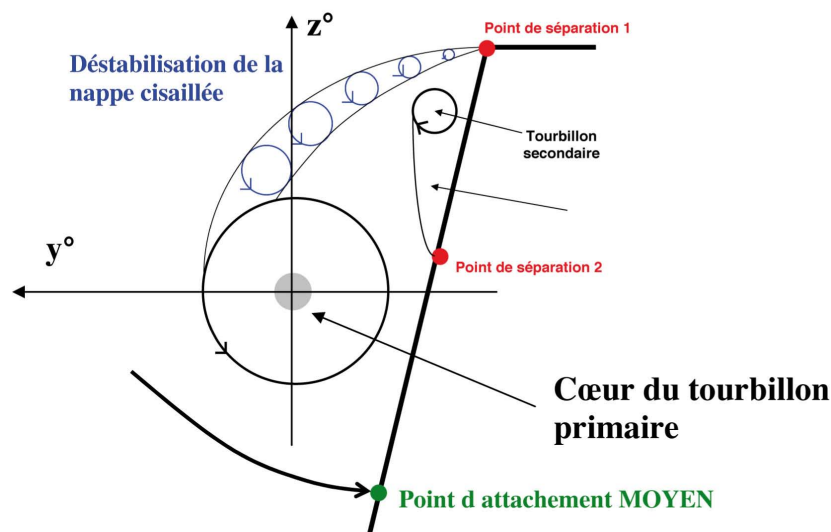
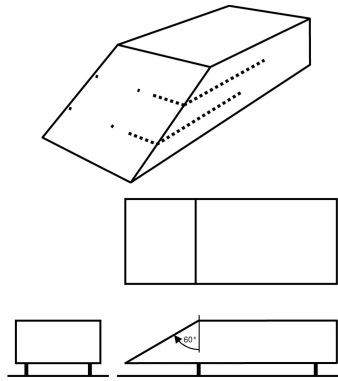


FIGURE 1.10 – Modèle phénoménologique simplifié dans un plan du tourbillon (Hoarau, 2006)

Howell *et al.* (2009)

Howell *et al.* (2009) ont étudié l'empreinte du tourbillon conique de montant de baie sur une maquette de type dièdre (FIG. 1.11), avec une face avant inclinée de 30° , ayant comme dimensions : $1000 \text{ mm} \times 400 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$ (longueur \times largeur \times hauteur). La maquette est placée sur un plancher avec une garde au sol de 60 mm .

Ils ont fait varier le taux de turbulence amont ($1,5\%$; $3,5\%$ et $5,1\%$) en plaçant des grilles en entrée de la veine d'essais de la soufflerie et ont mesuré l'évolution des pressions pariétales moyenne et fluctuante en fonction du taux de turbulence. La maquette est équipée de prises de pression sur les faces avant et latérale (visible sur la FIG. 1.11). Le nombre de Reynolds basé sur

FIGURE 1.11 – Maquette utilisée par Howell *et al.* (2009)

la racine carrée de la surface frontale est compris entre 0.1×10^5 et 7×10^5 . Ils ont observé que les pressions moyennes et fluctuantes étaient insensibles au nombre de Reynolds.

La figure 1.12(a) montre que l'augmentation du taux de turbulence engendre une diminution de la dépression sur la paroi latérale, sans modifier la position du maximum de dépression sur la paroi latérale. Cette position de dépression maximale est associée à la position du cœur de la structure principale. Ils ont également noté que la dépression augmente en se rapprochant du nez de la maquette.

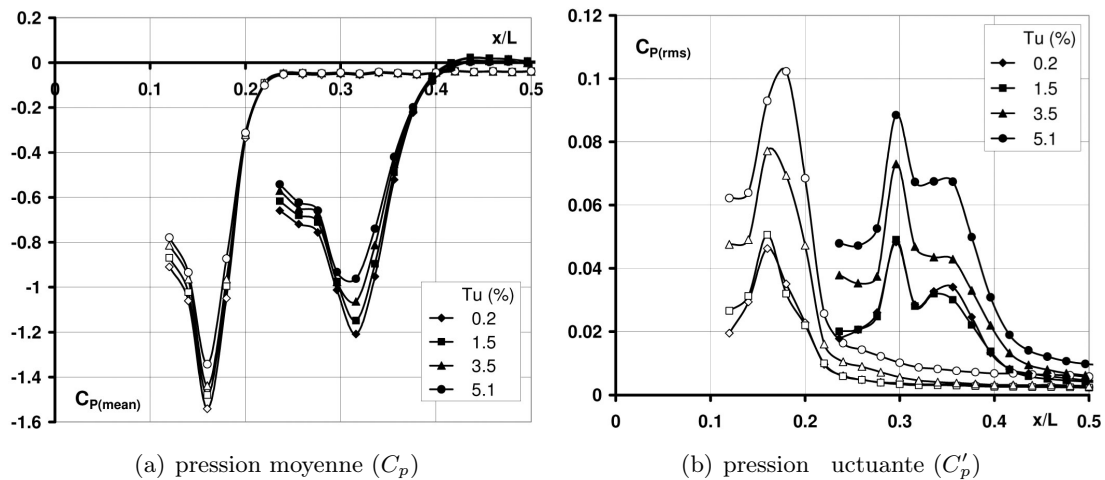


FIGURE 1.12 – Effet de la turbulence amont sur le coefficient de pression moyenne ($C_{P(\text{mean})}$) et fluctuante ($C_{P(\text{rms})}$); la ligne horizontale supérieure est représentée par des symboles pleins et la ligne inférieure par des symboles vides (Howell *et al.*, 2009)

L'augmentation du taux de turbulence de l'écoulement amont a une grande influence sur la pression fluctuante (FIG. 1.12(b)). Un pic de $C_{P(\text{rms})}$ (coefficient de pression fluctuante) est présent sur les deux lignes horizontales et est associé à la région décollée (c'est-à-dire au décollement secondaire).

Lehuteur *et al.* (2010)

Lehuteur *et al.* (2010) ont utilisé une maquette de type dièdre de petite dimension : $0.17 \text{ m} \times 0.051 \text{ m} \times 0.0391 \text{ m}$ (longueur \times largeur \times hauteur) pour pouvoir faire des essais dans un canal hydraulique de section droite $0.3 \text{ m} \times 0.3 \text{ m}$. La vitesse dans le canal est de $U = 0.5 \text{ m/s}$, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 8.5×10^4 basé sur la longueur et de 2.2×10^4 basé sur la racine carrée de la surface frontale.

L'objectif principal de cette étude était le contrôle de la structure tourbillonnaire autour du montant de baie. Pour cela, la maquette était équipée d'une fente de faible dimension ($76 \text{ mm} \times 0,4 \text{ mm}$) sur la face latérale gauche uniquement, parallèle au « montant de baie ». Un soufflage ou une aspiration était donc possible à travers cette fente pour modifier le comportement de la structure tourbillonnaire. Une balance aérodynamique instationnaire était reliée à la maquette afin de mesurer les efforts et donc de quantifier l'influence du contrôle.

Des mesures de vitesse par Stéréo-PIV ont été faites en plusieurs plans perpendiculaires à l'axe du tourbillon. Le soufflage ou l'aspiration étaient contrôlés par une pompe et un débitmètre, avec des vitesses de $0,5U$; U et $1,5U$.

- Dans le cas « naturel » (c'est-à-dire sans soufflage ou aspiration), les mesures de vitesses par S-PIV ont montré que la vitesse axiale de la structure tourbillonnaire était d'environ $0,6U$. La faible résolution spatiale du système S-PIV dans cette configuration n'a pas permis de révéler la présence du tourbillon secondaire.
- Avec l'aspiration, les mesures de vitesses ont montré un rapprochement de la structure tourbillonnaire à la paroi. L'aspiration a réduit la vitesse axiale de la structure et la vorticité a également baissé. La traînée a aussi diminué de 2 à 6%.
- Dans le cas avec soufflage (pour des vitesses de U et $1,5U$, la section du tourbillon augmente et un éclatement tourbillonnaire apparait avec une zone de recirculation et une vitesse à cœur quasiment nulle. La traînée augmente de 4 à 8%.

Gouveia de Moraes (2011)

Gouveia de Moraes (2011) a effectué ses essais sur une maquette quasi identique à la présente étude. La maquette est de type dièdre, avec une rampe inclin e à 30° , les faces latérales sont inclin es de 10° et de dimensions $800 \text{ mm} \times 240 \text{ mm} \times 180 \text{ mm}$ (Longueur \times largeur \times hauteur), repr sent e sur la figure 1.13. Ses travaux ont précédé la présente étude. Il a réalisé des essais sans turbulence amont et en ajoutant une grille à l'entrée de la veine d'essais pour générer une turbulence de 4% d'intensité.

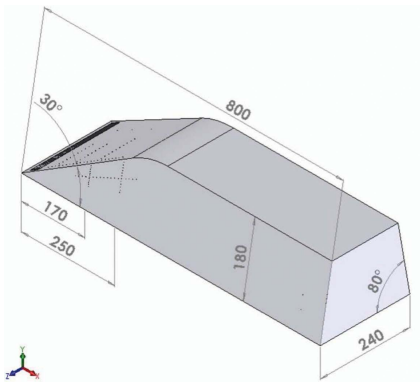


FIGURE 1.13 – Dimension de la maquette utilis e par Gouveia de Moraes (2011)

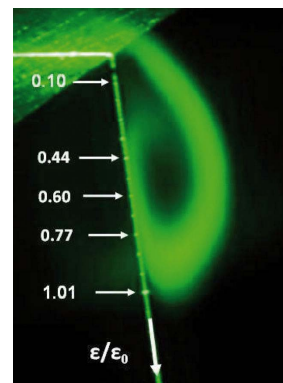


FIGURE 1.14 – Visualisation du tourbillon principal sans turbulence amont, sur la ligne $L2$ (Gouveia de Moraes, 2011)

Des mesures de pression (moyenne et fluctuante) ont été r alis es. Sur la figure 1.13, on peut voir les prises de pression sur la paroi latérale. Son analyse a porté principalement sur la ligne verticale de prises de pression situ e à 250 mm du nez. Cette ligne est nomm e $L2$. La position de chaque prise de pression est rep r e par la distance de celles-ci avec l'arête du montant de baie (x), adimensionn e par la longueur de recollement de la structure tourbillonnaire (x_0). Les prises sont donc repérées par x/x_0 (FIG. 1.14).

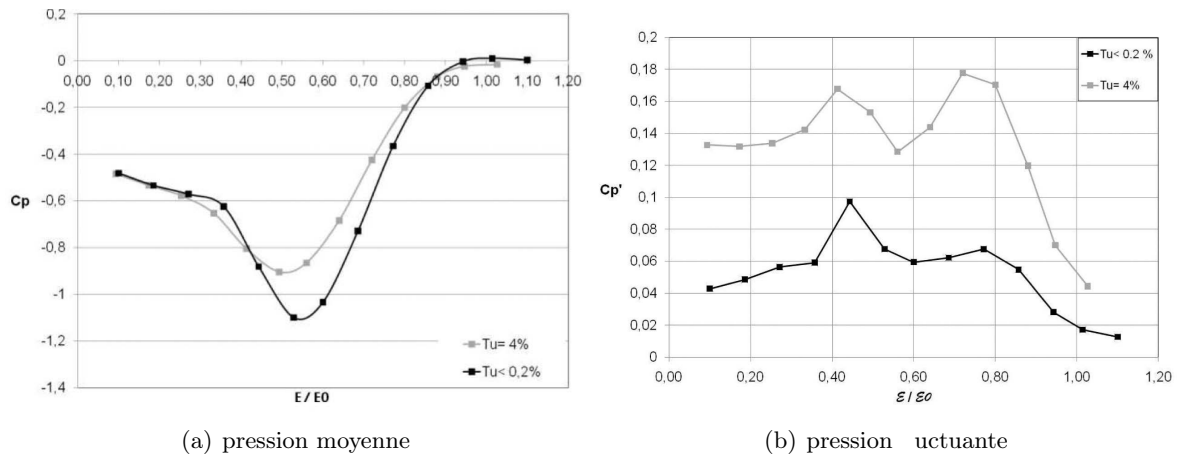


FIGURE 1.15 – Evolution de la pression moyenne et fluctuante le long de la ligne verticale $L2$, avec et sans turbulence amont (Gouveia de Moraes, 2011)

Le coefficient de pression moyenne C_p est minimal au droit du cœur de la structure tourbillonnaire. La dépression diminue en présence de turbulence amont (FIG. 1.15(a)).

Le coefficient de pression fluctuante le long de la ligne $L2$ (FIG. 1.15(b)) a un maximum local à l'endroit où se trouve le décollement secondaire, en $x_0 \approx 0.44$, visible sur la figure 1.14, dans le cas sans turbulence. Avec la turbulence amont $Tu = 4\%$, un deuxième pic apparaît proche du recollement principal. L'ajout de la turbulence a augmenté le niveau global du coefficient de pression fluctuante.

Les spectres de pression sur la ligne $L2$ ont permis de distinguer 3 bandes de fréquences dans le cas sans turbulence, ($0 - 500$ Hz); ($500 - 1000$ Hz) et (> 1000 Hz). La première est associée à une fluctuation spatiale de la structure (de type « meandering »); la seconde bande est associée à des structures tourbillonnaires générées dans la zone cisailée, interagissant avec la paroi et venant moduler le décollement secondaire; la troisième bande est liée à la turbulence à plus petite échelle générée au décollement secondaire.

Avec la turbulence amont $Tu = 4\%$, il n'y a qu'une seule contribution large bande ($0 - 500$ Hz). La structure répond de façon globale aux perturbations extérieures imposées.

Des mesures de PIV et de Stéréo-PIV ont été faites également. La vitesse moyenne à cœur est de l'ordre de $0.8U$. Avec l'ajout de la turbulence amont, la vorticité au voisinage du cœur du tourbillon principal diminue, mais l'énergie cinétique fluctuante augmente.

La position moyenne du cœur ne change pas avec l'ajout de la turbulence amont, mais la position du cœur fluctue beaucoup plus.

Levy *et al.* (2008); Levy (2009); Levy et Brancher (2013, 2015)

Levy *et al.* (2008); Levy (2009); Levy et Brancher (2013, 2015) ont effectué des essais avec une maquette de type dièdre de dimensions : $1340 \text{ mm} \times 390 \text{ mm} \times 290 \text{ mm}$ (longueur \times largeur \times hauteur). La maquette ainsi que ses dimensions sont pr sent es sur la figure 1.16.

Les essais ont été réalisés dans une soufflerie de type Eiffel et de section d'essais ouverte. L'écoulement généré par cette soufflerie a un taux de turbulence inférieur à $0,3\%$. La vitesse amont est de 8 m/s , ce qui correspond à un nombre de Reynolds de 1.7×10^5 (avec comme échelle de longueur, la racine carr e de la surface frontale de la maquette L_0).

Ils ont effectué des mesures de pression fluctuante, à l'aide de microphones Bruel & Kj r $1/4''$. Ils ont constaté que la pression fluctuante est maximale sur une ligne le long de l'arête sur la paroi latérale (FIG. 1.17). Cette ligne de maximum de pression fluctuante correspond à la ligne

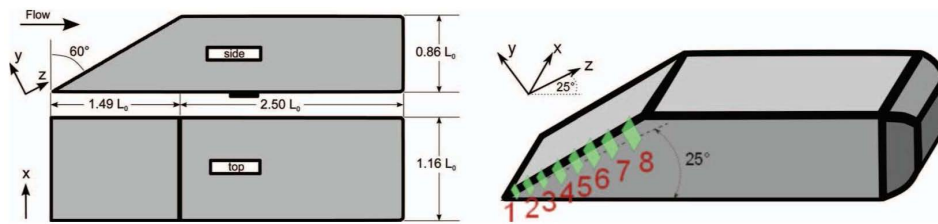


FIGURE 1.16 – Géométrie et dimension du modèle ($L_0 = 0.336$ mm) et positions des plans de mesure PIV perpendiculaire à l'axe du tourbillon

de décollement secondaire. Cette fluctuation de pression est associée à la fluctuation spatiale de la position du point de décollement secondaire.

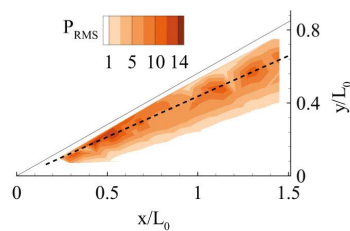


FIGURE 1.17 – Champ de pression fluctuante (P_{rms}) en [Pa]; la ligne en pointillés correspond aux maxima des écarts-types de fluctuation de pression (P_{rms}) (Levy et Brancher, 2015)

Ils ont aussi repéré une basse fréquence à environ 300 Hz, correspondant à une longueur caractéristique de $0.08L_0$ et ne pouvant être associée à aucune longueur caractéristique de la maquette ou de la structure tourbillonnaire (FIG. 1.18).

Ils ont aussi repéré une plus basse fréquence (1 – 2 Hz), associée au battement du tourbillon principal. De hautes fréquences (2250 Hz et 5940 Hz) ont également été observées.

Ils ont aussi effectué des mesures de vitesse par PIV (2D-2C). Les plans de mesures étaient perpendiculaires à l'axe du tourbillon principal. Plusieurs plans ont été faits, allant du nez jusqu'à la fin du montant de baie (8 plans visibles sur la figure 1.16)

Avec ces mesures de vitesse, ils ont suivi l'évolution longitudinale du tourbillon principal et du tourbillon secondaire. Plus les plans de mesures s'éloignent du nez de la maquette, plus la vorticité au cœur du tourbillon principal diminue. La figure 1.19 met aussi en évidence l'existence d'un tourbillon secondaire.

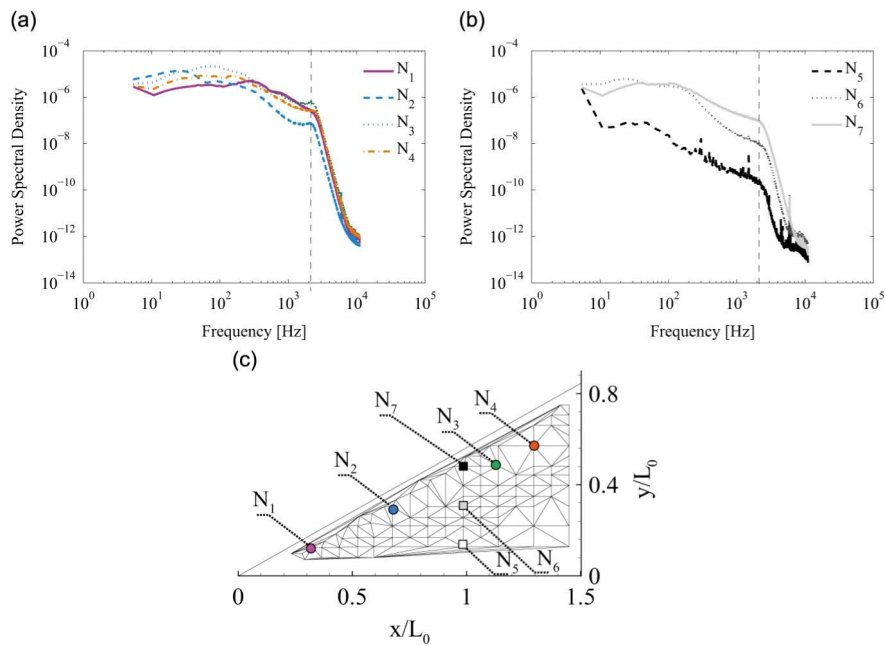


FIGURE 1.18 – Densité spectrale de puissance de la fluctuation de pression en 7 points N1-7 à la paroi latérale

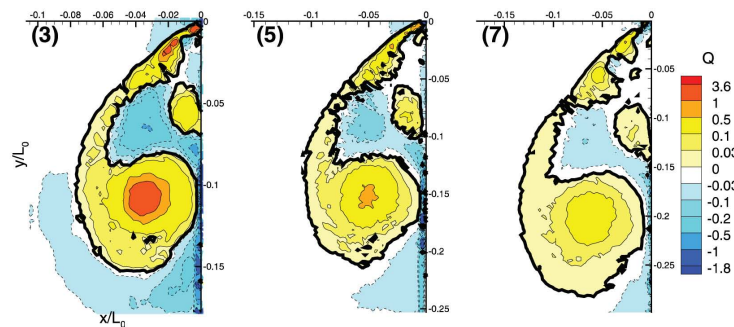


FIGURE 1.19 – Critère Q dans différents plans (Levy et Brancher, 2013)

1.4 Objectifs et organisation du manuscrit

L'objectif de ce travail a été d'étudier la dynamique d'un tourbillon conique générique de type « montant de baie » par expérimentation. Ce travail vient compléter les études précédentes menées dans le laboratoire avec une étude de la dynamique globale instationnaire de la structure tourbillonnaire avec de nouveaux moyens expérimentaux (High-Speed-Stereo-PIV). Le couplage dynamique de la nappe cisailée et du tourbillon principal est étudié en plusieurs positions longitudinales. La génération d'une turbulence amont intermédiaire à celle utilisée par Gouveia de Moraes (2011) et le cas de l'écoulement naturel de la soufflerie permettra de comprendre la réponse de la structure à une turbulence amont.

Avec cette turbulence amont intermédiaire, il sera alors possible de comprendre les distributions de pression à la paroi, mais aussi le comportement spatial et temporel de la structure tourbillonnaire avec des mesures couplées pression-vitesse faites en plusieurs plans longitudinaux, en fonction de l'intensité turbulente de l'écoulement amont.

La partie acoustique n'est pas abordée dans ce travail, elle a été étudiée dans notre laboratoire par Fischer *et al.* (2012); Bessis *et al.* (2012); Brizzi *et al.* (2014).

Le manuscrit s'organise ainsi : tout d'abord, la configuration expérimentale, la métrologie et

les méthodes d'analyse seront présentés dans le chapitre 2. Ensuite, la turbulence générée par deux grilles sera analysée et quantifiée dans le chapitre 3. Le chapitre 4 traitera de l'écoulement moyen de la structure tourbillonnaire conique avec et sans turbulence amont. Enfin, dans le chapitre 5, une analyse spatio-temporelle de l'écoulement sera menée, toujours en comparant les cas avec et sans turbulence.

Dispositifs expérimentaux, métrologie et d'analyse

Dans ce chapitre, les techniques de mesure et d'investigation seront détaillées. Les essais réalisés dans cette étude ont été faits dans la soufflerie « bois » à l'ISAE-ENSMA. On décrira donc les caractéristiques principales de cette soufflerie, ainsi que la maquette utilisée, les moyens de mesures tels que la visualisation pariétale, les mesures de pression (moyenne et fluctuante), et les mesures de vitesse (fil-chaud et PIV). Les principaux outils ayant servi à l'analyse de la base de données sont également présentés à la fin de ce chapitre.

Sommaire

2.1	La soufflerie	16
2.2	La maquette	17
2.2.1	Historique et géométrie	17
2.2.2	Position des prises de pression	17
2.2.3	Installation et alignement de la maquette	18
2.3	Visualisation pariétale	20
2.4	Pression moyenne	20
2.5	Pression fluctuante	21
2.5.1	Descriptif des capteurs	21
2.5.2	Étalonnage dynamique des capteurs de pression et exploitation des mesures	22
2.6	Fil chaud	24
2.6.1	Description	24
2.6.2	Principe d'étalonnage	24
2.6.3	Conversion en vitesses	24
2.7	Mesure de champs de vitesses	26
2.7.1	Description PIV 2D/3C	26
2.7.2	Analyse d'erreurs sur le déplacement des particules	28
2.7.3	Convergence de la moyenne	28
2.8	Outils utilisés pour l'analyse des données	29
2.8.1	Cohérence et phase	29
2.8.2	Vorticité	29
2.8.3	Critère Q	30
2.8.4	Décomposition Orthogonale en modes Propres (POD)	30
2.8.5	Calcul de la fréquence de Kelvin-Helmholtz de la nappe cisailée	32

2.1 La soufflerie

Les essais de cette étude ont été fait à la soufflerie S120 (plus communément appelée « soufflerie bois ») de l'ISAE-ENSMA. Elle est totalement construite en bois. Elle a été créée dans les années 1942–43 par un groupe d'aérodynamiciens de Lille, réfugié à Toulouse pendant la guerre.

Cette soufflerie (entièrement démontable) a connu deux déménagements. Le premier vers le centre-ville de Poitiers dans les anciens locaux de l'ENSMA, en 1950, et enfin, depuis 1996 elle a déménagé avec l'ENSMA, à la technopole du Futuroscope, au nord de Poitiers. Récemment, en 2012, elle a évolué. Le tronçon de la veine d'essais est interchangeable entre une veine faite en bois (principalement destiné à l'enseignement) et une entièrement en verre, favorisant l'accès optique pour les mesures de type non intrusives (par exemple la PIV).

La circulation de l'air est assurée par un moteur électrique Leroy Somer délivrant une puissance de 96 kW composé d'une hélice à dix pales à calage fixe. Ainsi, la vitesse de l'air dépend de la vitesse de rotation du moteur. A l'endroit du moteur, la soufflerie est à la pression atmosphérique. Un nid d'abeille à maille carrées (70 mm de côté) est placé à l'entrée de la chambre de tranquillisation. Une deuxième grille (filet) est disposée à l'entrée du deuxième diffuseur dans le but de limiter tout risque de décollement dans celui-ci. Toutes les principales caractéristiques sont résumées dans le tableau 2.1

La vitesse dans la section d'essais est mesurée par un tube de Pitot situé au milieu de la veine (longitudinalement).

Type	soufflerie à recirculation (type Prandtl)
Vitesse max	90 m s
Rapport de contraction	20
Géométrie de la section d'essais	octogonale
Section droite	1 2 m ²
Distance entre les faces opposées	1 2 m
Longueur	2 55 m
Intensité de turbulence longitudinale	$Tu < 0 2\%$

TABLE 2.1 – Principales caractéristiques de la soufflerie

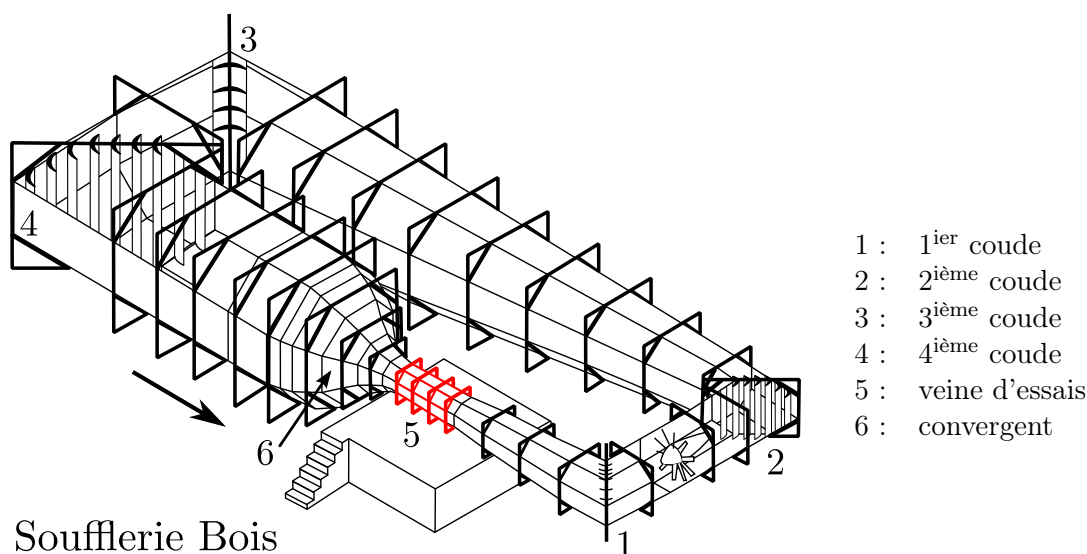


FIGURE 2.1 – Soufflerie « bois » (S120) de l'ISAE-ENSMA

2.2 La maquette

2.2.1 Historique et géométrie

La maquette qui est utilisée dans cette étude, a globalement la même géométrie que celles utilisées dans les précédentes études menées au sein du laboratoire (Hoarau, 2006; Gouveia de Moraes, 2011) et est similaire aux études de Alam *et al.* (2003a) et Levy et Brancher. La différence est l'ajout d'un « sabot » arrondi sous la partie avant. Cette pièce a un profil elliptique telle que la pente de 30 degrés de la face avant soit tangente avec cette ellipse (le grand diamètre est 6 fois plus grand que le petit diamètre). Ainsi, le « bord d'attaque » de la maquette n'est plus une arête vive mais présente un « arrondi ». Il n'y a maintenant plus de point singulier (coin de chaque côté sur les configurations précédentes). L'épaisseur de ce « sabot » a été fixée arbitrairement à 40 mm. Les dimensions de la maquette sont résumées sur la figure 2.2.

La maquette a été nommée « MOPETT », un acronyme de « Modèle pour l'Etude des Tourbillons Tridimensionnels » (Hoarau, 2006).

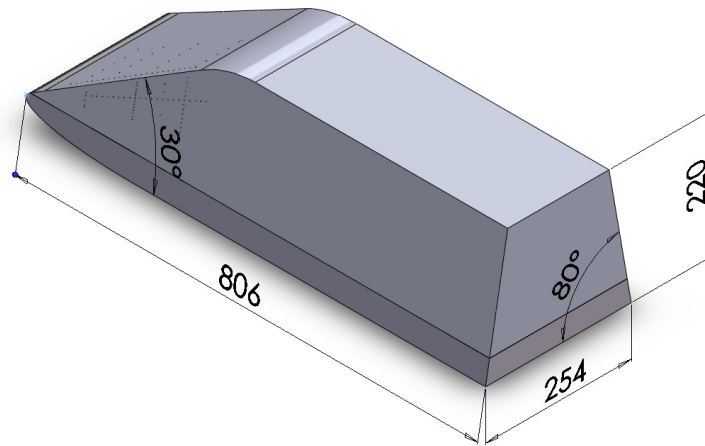


FIGURE 2.2 – Géométrie de la maquette ; les longueurs sont en millimètres [mm]

Plusieurs autres épaisseurs de « sabot » ont été testées : 20 mm et 30 mm. En comparant les coefficients de pression fluctuantes pour les trois épaisseurs sur une ligne verticale sur le côté gauche de la maquette, on n'a pas noté de différence notable entre ces trois épaisseurs.

Une bande rugueuse (grains de carborundum #40) est ajoutée au tout début de la rampe dans le but d'obtenir une couche limite turbulente sur la face avant.

2.2.2 Position des prises de pression

La majorité des prises de pression est située sur le côté gauche de la maquette (FIG. 2.3). Sur la paroi latérale à gauche, il y a quatre lignes verticales notées L_0 , L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 . Seules les lignes L_1 et L_2 couvrent la totalité de la signature tourbillonnaire. Il y a aussi une ligne inclinée (notée L_{incl}), faisant un angle de 23° avec l'horizontal, à partir du nez de la maquette. Cet angle a été choisi en fonction des études menées précédemment dans le laboratoire (Gouveia de Moraes, 2011), où l'axe du tourbillon avait un angle de 23° .

Sur la paroi latérale à droite, il y a la même ligne verticale que L_1 et le symétrique de la ligne $L_{1,5}$ mais avec une meilleure discrétisation que celle du côté gauche.

Sur la face avant, la figure 2.3 montre la répartition spatiale des prises, avec une ligne de prises de pression proche de l'arête latérale couvrant la quasi totalité de la face. Quelques prises sont aussi positionnées dans l'axe de symétrie de la maquette.

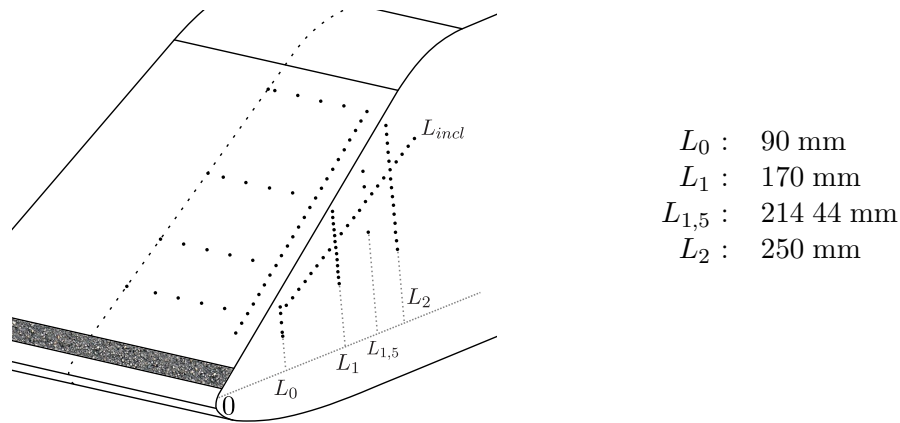


FIGURE 2.3 – Positions des prises de pression, avec la distance entre les lignes verticales et le nez de la maquette

2.2.3 Installation et alignement de la maquette

La maquette est installée au centre de la veine d'essais et repose sur trois pieds profilés (FIG. 2.4). Afin d'éviter toutes oscillations de la maquette pendant les essais (surtout avec l'ajout de la turbulence amont), des câbles sont tendus entre les parois latérales de la soufflerie et la maquette, visible sur la figure 2.4(a).

L'alignement de la maquette dans la soufflerie est très important.

Afin de définir grossièrement l'alignement du corps, un fil de kevlar a été placé au milieu du toit. En présence d'écoulement et dû à la symétrie droite/gauche de la maquette, ce fil doit être aligné avec l'axe du MOPETT.

Ensuite, l'alignement définitif est fait grâce aux prises de pression situées de chaque côté. La ligne L_1 à gauche possède son symétrique à droite. Ainsi, les pressions en chaque prise de chaque côté doivent être égales. La topologie de l'écoulement ne devrait en aucun cas être dissymétrique si la maquette est parfaitement alignée.

La concordance des niveaux entre la droite et la gauche doit être vraie et vérifiée pour la pression moyenne et la pression fluctuante. Les détails concernant les mesures de pressions moyennes et fluctuantes seront développés un peu plus loin dans ce chapitre.

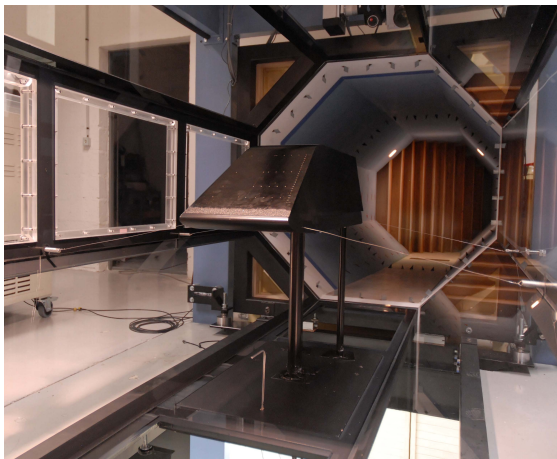
Les essais ont été faits à la vitesse $U = 30$ m/s. On peut donc définir les nombres de Reynolds suivants :

$$Re_h = \frac{U}{\nu} h = 4,4 \times 10^5, \text{ basé sur la hauteur de la maquette } (h = 0,22 \text{ m})$$

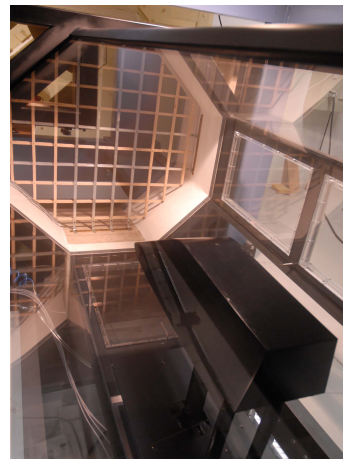
$$Re_L = \frac{U}{\nu} L = 1,6 \times 10^6, \text{ basé sur la longueur de la maquette } (L = 0,806 \text{ m})$$

$$Re_{L_0} = \frac{U}{\nu} L_0 = 4,35 \times 10^5, \text{ basé sur la racine carrée de la surface frontale de la maquette } (L_0 = 0,217 \text{ m})$$

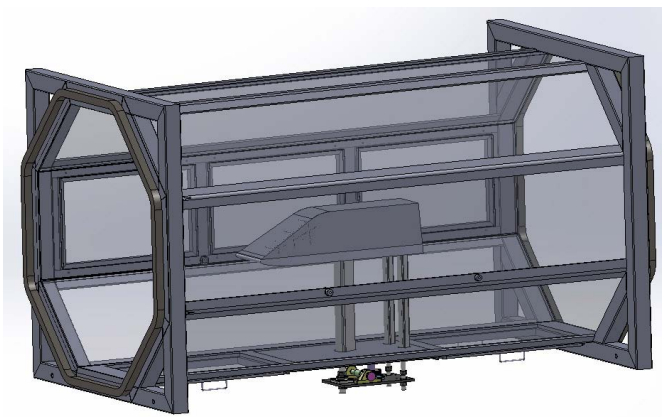
Le taux de blocage du système {maquette + supports} est de 8,1%.



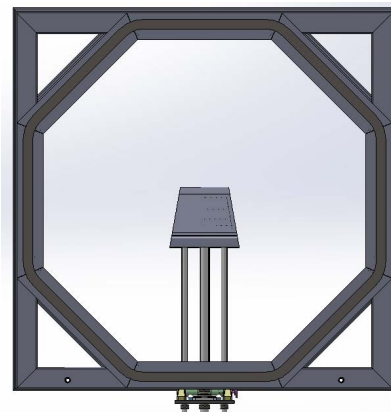
(a) vue de devant



(b) vue de derrière (présence d'une grille de turbulence à l'entrée de la veine d'essai)



(c) vue CAO



(d) vue CAO de face

FIGURE 2.4 – Installation de la maquette dans la veine d'essais en verre

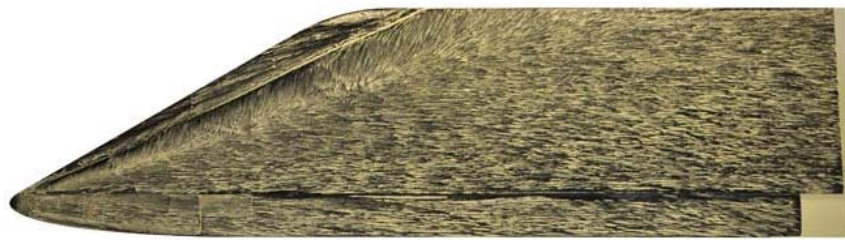
2.3 Visualisation pariétale

Les essais de visualisation par enduit visqueux permettent d'obtenir l'ensemble des lignes moyennes de frottement sur la maquette. Cette technique éprouvée fait partie des outils importants pour la compréhension de l'écoulement et son interaction avec la maquette.

Avant l'essai on enduit la maquette avec une mixture de solvant et de pigment et, le plus vite possible, on met en marche la soufflerie. L'enduit utilisé au laboratoire est composé de 20 g de Kaolin (traceur) + 100 cm³ de white spirit (solvant) + 4 g d'acide oléique (visqueux). L'écoulement entraîne ce mélange sur la surface. Pendant ce temps, le solvant s'évapore et le kaolin reste accroché à la paroi pour former le spectre de frottement pariétal. La figure 2.6 présente la visualisation « sans turbulence amont » sur la face avant et sur le côté gauche. Ces essais étant parfois difficiles à interpréter, nous avons utilisé ici cette technique principalement pour mettre en évidence la région de recollement de la structure principale et la zone de décollement du tourbillon secondaire (voir CHAP. 4).



(a) vue de face



(b) vue de côté

FIGURE 2.5 – Visualisation pariétale ($U_\infty = 30$ m/s)

2.4 Pression moyenne

La pression moyenne a été mesurée en utilisant un capteur de pression ESP-64HD de chez Pressure Systems Incorporated (PSInc.). Ce dispositif permet l'acquisition simultanée de 64 voies de pression pour une gamme de 1psi (6895 Pa).

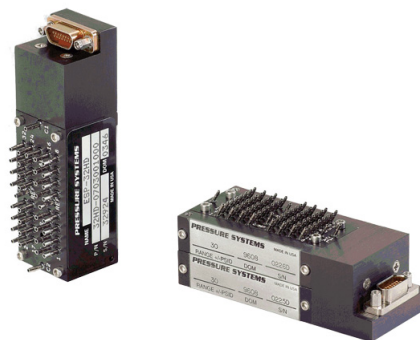


FIGURE 2.6 – Scanner électronique de pression (ESP) (d'après PSInc)

L'incertitude de mesure, fournie par le fabricant, est de $\pm 0.1\%$ de la pleine échelle (soit ± 0.001 psi ou ± 6.895 Pa). Durant les essais, la pression dynamique a été mesurée par le même capteur. On obtient alors le coefficient de pression moyenne C_p :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (2.1)$$

avec p la pression statique au point de mesure [Pa]; p_0 , la pression statique du Pitot [Pa] et ρ , la masse volumique de l'air [kg m^{-3}] (la température est mesurée en $^{\circ}\text{C}$ pour calculer ρ).

2.5 Pression uctuante

Les mesures de pression fluctuante faites au cours de cette étude se sont basées sur l'expertise qui a été développée au sein du laboratoire. Cette mesure de fluctuation de pression se fait par le biais de capteurs différentiels déportés par rapport à l'emplacement de la mesure. Ce principe permet de positionner plusieurs prises de pression dans un espace réduit sur une paroi. Ainsi, la procédure d'étalonnage a été adaptée à ce principe de mesure déportée. Le descriptif qui suit pourra être complété par la lecture des travaux de de Hoarau (2006), Ruiz (2009), Gouveia de Moraes (2011) et Beaudet (2014).

2.5.1 Descriptif des capteurs

Les capteurs utilisés sont de types différentiels. Ce sont des capteurs *Sensortech* ayant une gamme de pression de 250 Pa pour certains et 1250 Pa pour d'autres, pour une bande passante allant de 0 Hz à 1.8 kHz. L'erreur maximale annoncée par le fabricant est de 0,25% de la pleine échelle concernant les non-linéarités et l'hystérésis, et une erreur de 2,0% pour les effets thermiques.

Ainsi, l'erreur des capteurs ayant une gamme de 250 Pa (resp. 1250 Pa) est de $\pm 2.25\%$ de la pleine échelle, soit ± 5.62 Pa (resp. ± 28.12 Pa). Ces capteurs utilisent des jauges de déformation en semi-conducteur qui permettent d'avoir une bonne sensibilité. Ses jauges sont disposées sur une membrane en silicium, séparant l'entrée de la mesure et l'entrée de référence.

Ces capteurs différentiels mesurent donc la différence entre l'entrée de mesure et une référence stable. Afin de disposer de la totalité de la gamme de mesure des capteurs, la pression moyenne sera utilisée comme référence. Ainsi, toute la gamme de mesure sera uniquement utilisée pour mesurer la pression fluctuante p . Pour récupérer la pression moyenne de chaque capteur, il suffit de relier la pression d'entrée à un volume tampon de 35 cm^3 avec de grande longueur de tube (voir FIG. 2.7). Ce dispositif expérimenté par Ruiz (2009) est suffisant pour atténuer d'un facteur 100 les fluctuations au niveau de l'entrée de référence.

La figure 2.7 représente le principe de montage du système de mesure de la pression fluctuante p , utilisant ce capteur différentiel.

Des tubes d'adaptation d'impédance de grande longueur sont utilisés pour relier les deux entrées du capteur afin de stabiliser la pression et éviter la génération d'ondes de pression stationnaires et de résonances acoustiques. Les prises de pression ont un diamètre intérieur de 0.9 mm (insert métallique) et la longueur de tube entre la prise de pression à la paroi et l'entrée du capteur différentiel est de l'ordre de 20 cm dans notre cas. L'ensemble du système de mesure {capteur + tubes d'adaptation d'impédance + volume tampon} ne peut être placé qu'à l'intérieur de la maquette, à cause de la faible longueur des tubes entre les capteurs et la paroi (FIG. 2.8).

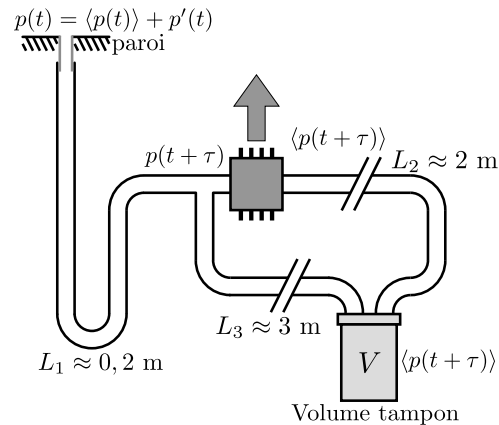


FIGURE 2.7 – Schéma de principe d'utilisation du capteur de pression différentiel pour la mesure de la pression fluctuante p



FIGURE 2.8 – Installation de tout le système de mesure de pression fluctuante à l'intérieur de la maquette, c'est-à-dire {capteur + tubes d'adaptation d'impédance + volume tampon + câbles électriques} pour les 32 capteurs, (Gouveia de Moraes, 2011)

2.5.2 Étalonnage dynamique des capteurs de pression et exploitation des mesures

Chaque système {capteur + tubes d'adaptation d'impédance + volume tampon} possède des longueurs de tubes différentes, que ce soit pour le volume tampon ou pour la longueur de tube du capteur jusqu'à la prise de pression. De ce fait, il est nécessaire que chaque système soit étalonné de manière indépendante. Pour cela, le dispositif d'étalonnage développé dans le laboratoire (Hoarau (2006), Ruiz (2009), Gouveia de Moraes (2011) et Beaudet (2014)) est utilisé. Il s'agit de déterminer la réponse en fréquence des capteurs en les comparant à celle d'un microphone de référence Bruel & Kjaer (1/4 pouce) étalonné préalablement.

L'étalonnage est réalisé en connectant le microphone de référence et le système {insert + capteurs + tubes + volume tampon} tel qu'il sera monté dans la maquette, à un coupleur (une chambre de volume 1 cm^3). Un bruit blanc est généré dans cette chambre (réseau d'air comprimé du laboratoire) et ainsi, les variations de pression générées par ce bruit blanc (en amplitude et en fréquence) sont mesurées simultanément par le capteur et le microphone de référence. L'acquisition des signaux est faite pendant 2 minutes à une fréquence de 64 kHz . Le dispositif d'étalonnage ne permet pas de faire l'acquisition avec une fréquence plus basse, alors que le capteur possède une bande passante allant jusqu'à 18 kHz seulement.

On obtient la fonction de transfert $H(f)$ par analyse fréquentielle des signaux. Elle est définie par le rapport entre l'interspectre $P_{es}(f)$ de l'entrée (microphone) et de la sortie (capteur) et l'autospectre $P_{ee}(f)$ du signal d'entrée :

$$H(f) = \frac{P_{es}(f)}{P_{ee}(f)} \quad (2.2)$$

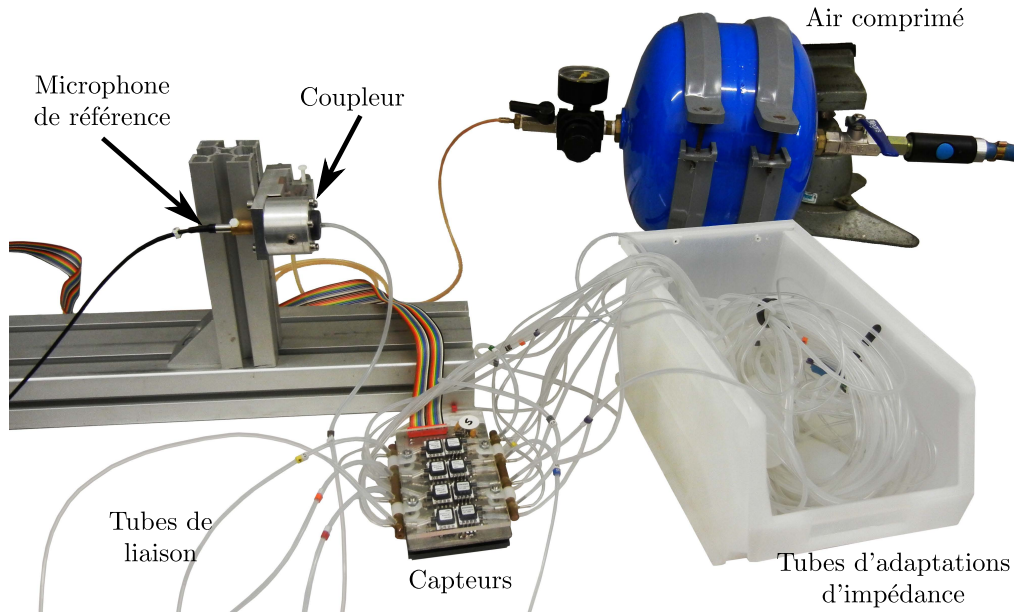


FIGURE 2.9 – Montage utilisé pour l'étalonnage du système de mesure de pression fluctuante

On peut se référer aux travaux de thèse de Ruiz (2009) et de Gouveia de Moraes (2011) pour obtenir une description détaillée des différentes étapes nécessaire à la correction des signaux dans le domaine temporel.

La réponse en fréquence obtenue correspond à la fonction de transfert entre le signal mesuré par le microphone de référence et le capteur.

L'acquisition des signaux de pression pendant les essais s'est faite grâce à un système d'acquisition (ETEP) permettant l'acquisition de 32 voies simultanément. Les mesures sont faites à une fréquence de 6 250 kHz.

Une fois le signal de pression fluctuante ($p(t)$) corrigé avec la fonction de transfert on obtient le spectre du signal pour en déduire le contenu fréquentiel, l'énergie, le coefficient de pression fluctuante et les corrélations.

Afin de cerner quels sont les phénomènes physiques responsables des fluctuations de pression, il est intéressant d'étudier le contenu fréquentiel des signaux de pression. Pour cela, on a calculé les Densités Spectrales de Puissance (DSP). Notez que $f \cdot \text{DSP}(f)$ est en fait représenté sur les figures de ce manuscrit pour avoir directement accès à l'énergie contenue par bande de fréquence dans une représentation semi-Log.

L'énergie du signal de pression directement acquis en volts, sera donnée par :

$$p^2 = \sigma_p^2 = \int_{f_1}^{f_2} S_{pp}(f) df = \int_{f_1}^{f_2} f S_{pp}(f) d(\ln(f)) \quad (2.3)$$

où σ_p^2 représente la variance du signal de pression fluctuante (p), c'est-à-dire la puissance du signal au point considéré et S_{pp} , la Densité Spectrale de Puissance (DSP) calculée entre la fréquence f_1 et f_2 . La DSP est obtenue selon (2.4) :

$$S_{pp} = P(f) P^*(f) \quad (2.4)$$

avec $P(f)$ la transformée de Fourier du signal $p(t)$ et $P^*(f)$, le complexe conjugué de $P(f)$.

Les DSP ont été calculées en utilisant la méthode de Welch avec des blocs de 1024 points, un fenêtrage de Hanning et un recouvrement de 50%. La fréquence d'acquisition est de 6250 Hz,

pour une résolution d'environ 61 Hz, et le temps d'acquisition de l'ordre de 120 secondes. On rappelle que les spectres ont été retenus jusqu'à 18 kHz car, au-dessus, il a été constaté une chute de cohérence entre le signal du microphone de référence et le signal du capteur différentiel.

2.6 Fil chaud

Un fil-chaud croisé a été utilisé pour qualifier la turbulence générée par les différentes grilles placées à l'entrée de la veine d'essais.

2.6.1 Description

Ce type de fil-chaud (FIG. 2.10) permet de mesurer deux composantes de vitesse : la composante longitudinale et une composante transversale.

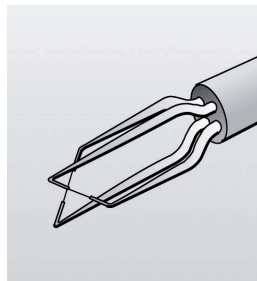


FIGURE 2.10 – Schéma du fil-chaud croisé, (Dantec Dynamics, 2015)

Chaque fil de la sonde est à une température constante et est géré indépendamment. Selon la vitesse de l'écoulement et son orientation, chaque fil sera refroidi différemment. Lorsque le fil se refroidit légèrement (la vitesse a donc augmenté), la tension augmente afin de maintenir la température du fil constant. C'est la variation de température, donc la variation de tension qui permet de mesurer la vitesse et les variations de vitesse à l'emplacement du fil-chaud.

Pour le fil-chaud croisé, c'est une combinaison des deux tensions des deux fils qui permet d'avoir les deux composantes de vitesse.

2.6.2 Principe d'étalonnage

Le principe de l'étalonnage est de mesurer un couple de tensions pour plusieurs vitesses et pour plusieurs angles du vecteur vitesse par rapport à la sonde. Le banc d'étalonnage est présenté sur la figure 2.11.

Le banc est composé d'un système de rotation de la sonde, d'une buse (jet) en sortie d'une chambre de tranquillisation et d'une carte d'acquisition permettant de récupérer la tension de chaque fil. La chambre de tranquillisation est reliée au réseau d'air comprimé du laboratoire. On fait varier la pression à l'intérieur de cette chambre pour faire varier la vitesse d'air en sortie du jet.

L'étalonnage a été fait pour 13 angles (de -36° à 36°) à intervalle régulier et 20 vitesses (de 3 m/s à 50 m/s) avec une discrétisation fine dans les basses vitesses. On obtient ainsi une courbe d'étalonnage (en 3D) en fonction de la tension de chaque fil (E_1 [V] et E_2 [V]) et la vitesse du jet (U [m/s]).

Cette courbe d'étalonnage est ensuite interpolée pour augmenter le nombre de points pour les angles et pour les vitesses. On obtient donc la courbe d'étalonnage de la figure 2.12.

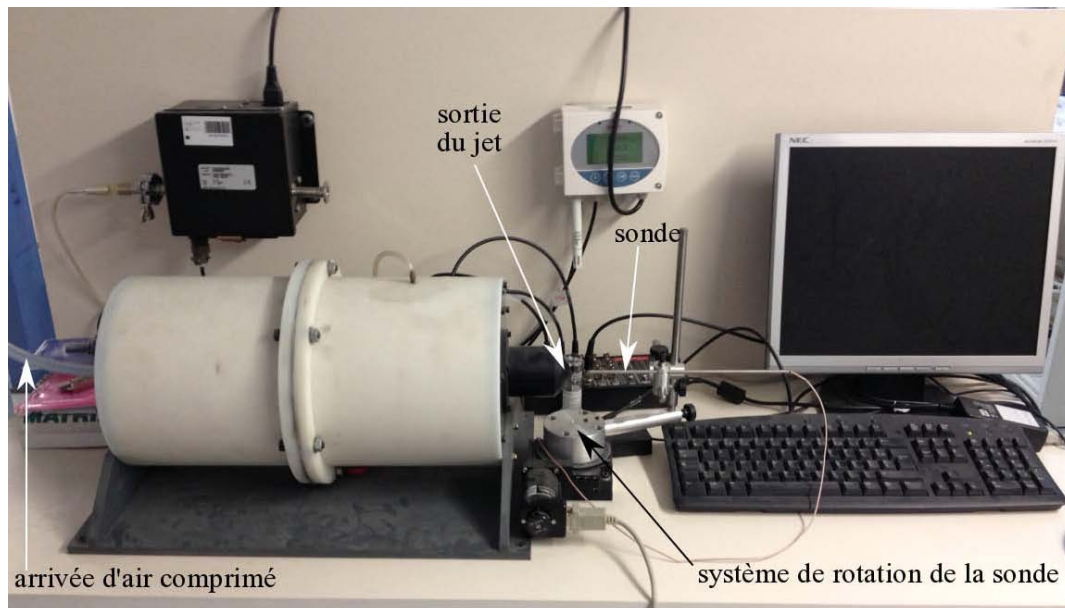


FIGURE 2.11 – Banc d'étalonnage du fil-chaud croisé

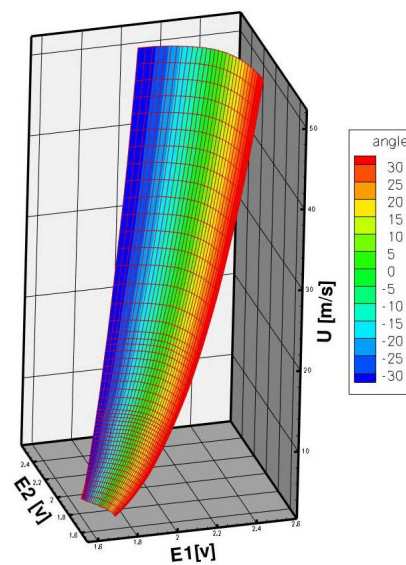


FIGURE 2.12 – Cartographie issue de l'étalonnage et de l'interpolation

2.6.3 Conversion en vitesses

Lorsque la mesure de vitesse est faite, on enregistre un couple de tension (E_1 ; E_2) en volt, en chaque instant.

On va repérer chaque couple sur la courbe d'étalonnage « raffinée » par interpolation. On applique la méthode de Shepard, qui consiste à évaluer la vitesse et l'angle du point de mesure en fonction de la position du couple de tension, donc des distances par rapport aux points voisins de l'étalonnage.

On obtient ainsi, une vitesse et un angle, c'est-à-dire la norme du vecteur vitesse et son angle par rapport à l'axe de la sonde. A partir de ces deux grandeurs, on a les deux composantes de vitesse par projection.

2.7 Mesure de champs de vitesses

2.7.1 Description PIV 2D/3C

Le champ de vitesse peut aussi se mesurer en utilisant le système PIV (Particle Image Velocimetry). Il s'agit d'une technique de mesure non intrusive. Cependant, le fluide circulant doit être impérativement ensemencé.

La PIV est une méthode de mesure optique. Pour réaliser des mesures, il faut disposer d'une caméra, d'un système d'éclairage (nappe laser) et d'un système d'acquisition. Le nappe laser éclaire deux fois, de façon très rapprochée. La caméra étant synchronisée avec le laser, enregistre ces deux images. L'intervalle de temps entre les deux images est généralement de l'ordre de quelques micro secondes (μs). Ainsi, les particules d'ensemencement seront éclairées et vont réfléchir la lumière reçue, et celle-ci sera captée par la caméra. Les images seront constituées d'un nuage de particule plus ou moins homogène. Grâce au mouvement du fluide, les particules auront légèrement bougé sur la deuxième image. Le logiciel Davis (LaVision) a été utilisé pour calculer le champ de vecteurs (FIG. 2.13).

Pour ce qui est de la composante de vitesse axiale (orthogonale au plan), c'est le déplacement des particules dans l'épaisseur de la nappe laser qui est pris en compte.

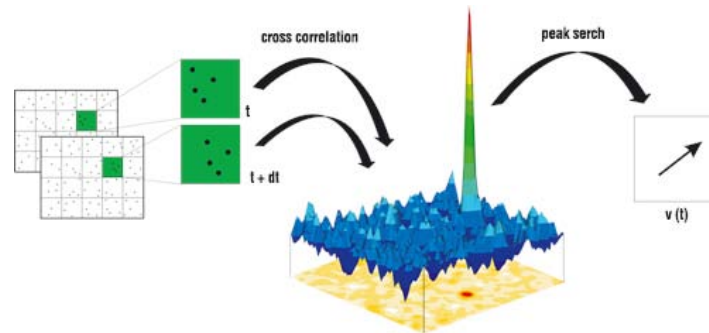


FIGURE 2.13 – Corrélation croisée, LaVision

Le laser utilisé est un laser à solide (Nd-YLF) Quantronix Darwin-527-30-MM-PIV, avec une énergie nominale de 2×18 mJ à 1 kHz, avec une gamme de fréquences de 100 Hz à 10 kHz. Cette tête émettrice est couplée à son alimentation Quantronix.

L'ensemencement est fait par un générateur de fumée situé dans le divergent de la soufflerie (après le second coude) qui produit des particules d'environ $1 \mu\text{m}$ de diamètre.

Le temps de réponse de ces particules de fumée a été étudié lors de la précédente étude menée au sein du laboratoire (Gouveia de Moraes, 2011) et montre que les particules utilisées pour l'ensemencement suivent bien la dynamique de l'écoulement.

Deux caméras Photron Fastcam SA1.1 (capteur CMOS) sont utilisées. La taille maximale des images peut être de 1024 pixels par 1024 pixels avec une vitesse d'acquisition de 5400 images/s à pleine résolution. Dans notre étude, la taille des images a été réduite à 832 pixels par 736 pixels pour avoir une plus grande fréquence d'acquisition (8000 images/s).

Une mire 3D (type 20 de chez LaVision) est placée dans le plan de mesure pour la calibration. Le modèle « pinhole » (Wieneke (2005); Scarano *et al.* (2005)) a été utilisé implicitement dans le logiciel, pour la détermination des matrices d'étalonnage et la correction optique.

Les deux caméras sont placées à l'extérieur de la veine, ainsi que la tête émettrice du laser. Une des caméras est placée quasiment dans l'axe de la structure tourbillonnaire, et l'autre est fixée au dessus de la maquette, comme le montre la figure 2.14. L'axe de la structure tourbillonnaire a un angle de 23° par rapport à l'horizontal, en partant du nez de la maquette (Gouveia de Moraes,

2011). La nappe laser est inclinée (FIG. 2.14) afin d'obtenir des plan orthogonaux à l'axe du tourbillon principal.

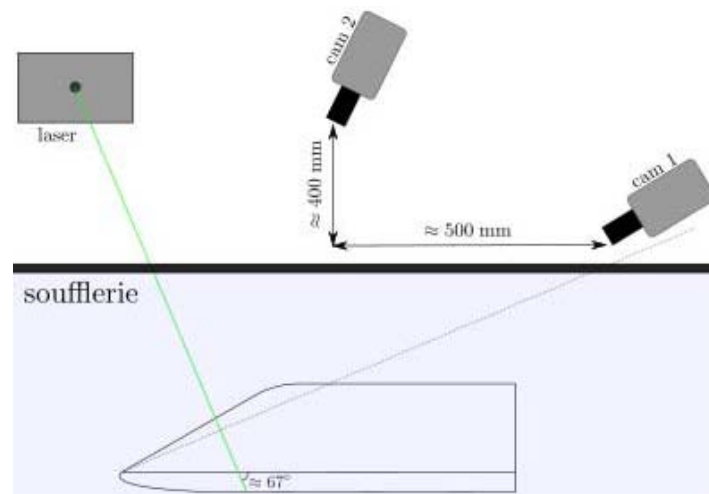


FIGURE 2.14 – Schéma de l'installation des caméras et de la nappe laser par rapport à la maquette et la veine d'essais (les échelles de longueurs ne sont pas respectées)

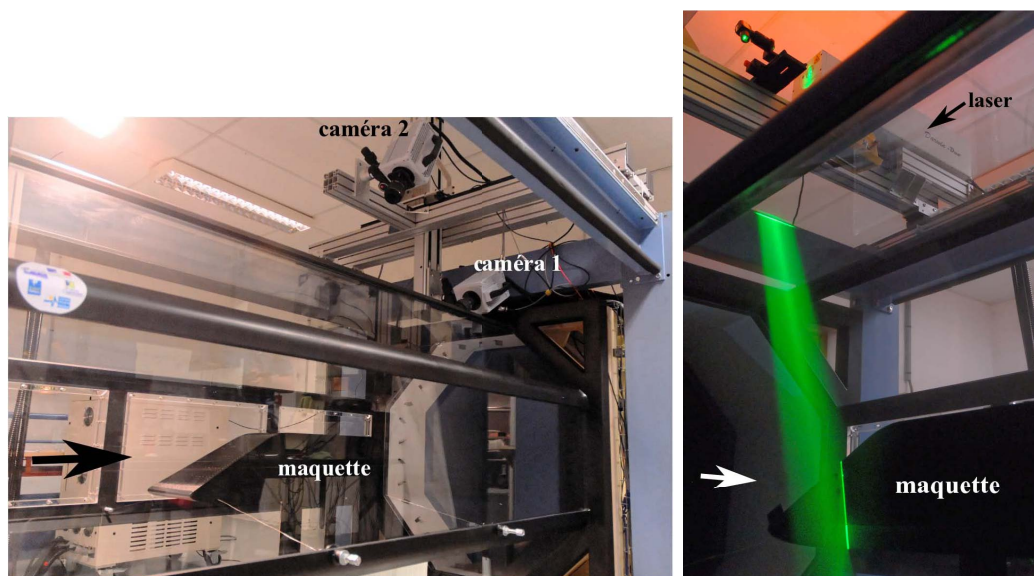


FIGURE 2.15 – Images de l'installation

Le logiciel Davis 7.2 (LaVision) est utilisé pour traiter les images et pour calculer les champs de vitesse. Un algorithme multi-passes (deux passes à 64x64 et deux à 16x16) avec une fenêtre d'interrogation finale de 16x16 px, avec un recouvrement de 50% a été appliqué. la taille de la fenêtre d'interrogation finale est de l'ordre de 1,7 mm × 1,7 mm. Le $\delta(t)$ entre deux images successives pour le calcul d'un champ de vitesse est de $\delta(t) = 20$ s. La fréquence d'acquisition des champs de vitesse est de 4000 Hz. Les champs de vitesse ont une dimension d'environ 130 mm × 175 mm. Pour chaque configuration (pour un plan et un taux de turbulence donné), on effectue 4 essais indépendants.

Les DSP ont été calculées en utilisant des blocs de 256 points, la méthode de Welch, un fenêtrage de Hanning et un recouvrement de 50%. La DSP résulte d'une moyenne d'environ 45 blocs pour un essai PIV. On fera une moyenne des spectres obtenus pour chaque essai. La résolution est d'environ 15,6 Hz.

2.7.2 Analyse d'erreurs sur le déplacement des particules

On analyse ici l'erreur engendrée par le déplacement des particules et non par le calcul des vecteurs vitesse. On supposera que le laser est correctement synchronisé de façon à ce que l'incertitude sur l'intervalle de temps δt soit négligeable.

On peut estimer l'erreur sur le déplacement de la particule par :

$$U = \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (2.5)$$

$$[dU]^2 = \left[\frac{U}{(\Delta l)} d(\Delta l) \right]^2 + \left[\frac{U}{(\Delta t)} d(\Delta t) \right]^2 \quad (2.6)$$

$$\frac{dU}{U} = \left[\frac{1}{\Delta t U} d(\Delta l) \right] \quad \text{car } \Delta t \text{ est très petit} \quad (2.7)$$

L'incertitude de déplacement est estimée entre 0.1 et 0.2 pixel.

Or ici,

16 px	1.8084 mm
1 px	0.113 mm
0.2 px	0.0226 mm

On a donc, $\frac{dU}{U} \approx 0.0376$ m/s et $dU \approx 1.13\%$

De plus, l'erreur de mesure de la composante de vitesse orthogonale au plan de mesure est plus importante que les deux autres composantes (Tropea *et al.*, 2007).

2.7.3 Convergence de la moyenne

En raison de la faible durée d'acquisition ($t = 1.5$ s), il est nécessaire de s'assurer de la convergence des vitesses moyennes pour montrer la pertinence de l'écoulement moyen.

La figure 2.16 représente la moyenne glissante temporelle pour la composante de vitesse w_t en L_1 au cœur moyen, pour les cas $Tu0$ et $Tu6$.

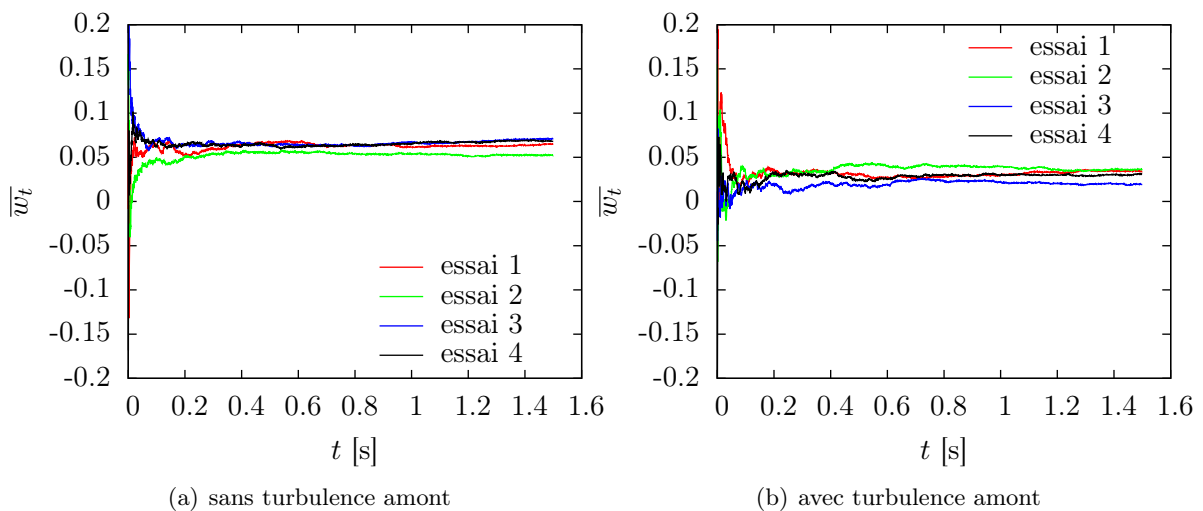


FIGURE 2.16 – Moyenne glissante temporelle de la composante de vitesse w_t , pour chaque essai, L_1 dans le cas $Tu6$, à la position du cœur moyen

La moyenne de la composante w_t converge, plus rapidement dans le cas sans turbulence (FIG. 2.16(a)) par rapport au cas avec turbulence (FIG. 2.16(b)).

2.8 Outils utilisés pour l'analyse des données

2.8.1 Cohérence et phase

Soient deux signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$.

On a $S_1(f) = TF[s_1(t)]$ et $S_2(f) = TF[s_2(t)]$, avec TF la transformée de Fourier.

Ainsi, la fonction de cohérence $\gamma(f)$ peut être définie par :

$$\gamma^2(f) = \frac{S_{12}(f)^2}{S_{11}(f) S_{22}(f)} \quad (2.8)$$

avec $S_{12}(f)$, l'interspectre entre les deux signaux et $S_{11}(f)$, l'autospectre du signal de « référence ».

La fonction de cohérence donne le pourcentage de relation linéaire entre les deux signaux, pour chaque fréquence et est comprise entre 0 et 1.

Soit un signal $S(t)$, où $S(t) = TF[s(t)]$.

La phase de ce signal est définie par :

$$\theta(f) = \text{atan} \left(\frac{\text{Im}(S(f))}{\text{Re}(S(f))} \right) \quad (2.9)$$

avec $\text{Im}(S(f))$, la partie imaginaire du signal et $\text{Re}(S(f))$, la partie réelle du signal.

Le déphasage (θ_{12}) entre le signal 1 et le signal 2 est défini par :

$$\theta_{12} = \text{atan} \left[\frac{S_{12}(f)}{S_{11}(f)} \right] \quad (2.10)$$

avec $S_{12}(f)$, l'interspectre entre les deux signaux et $S_{11}(f)$, l'autospectre du signal de « référence ».

2.8.2 Vorticité

La vorticité peut être définie comme une grandeur liée à la vitesse angulaire locale du fluide. Elle est définie par :

$$\bar{\omega} = \text{rot } \bar{v} = \bar{v} \begin{pmatrix} - \\ x \\ - \\ y \\ - \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{w}{y} - \frac{v}{z} \\ \frac{u}{z} - \frac{w}{x} \\ \frac{v}{x} - \frac{u}{y} \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Ce critère ne permet pas de différencier une structure tourbillonnaire d'une zone cisailée. Son utilisation et sa représentation sont fortement liées au repère utilisé.

La vorticité permet d'avoir l'intensité et le sens de rotation des « structures ». Le schéma de dérivation utilisé est un schéma aux différences finies centrées d'ordre 4.

2.8.3 Critère Q

Le critère Q est un critère d'identification de structures tourbillonnaires, introduit par Hunt *et al.* (1988). C'est le second invariant du tenseur des gradients de vitesse :

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega^2 - S^2) = -\frac{v}{x} \frac{u}{y} - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{u}{x} \right)^2 + \left(\frac{v}{y} \right)^2 \right] \geq 0 \quad (2.12)$$

avec Ω et S respectivement les parties symétrique (terme de rotation) et antisymétrique (terme de cisaillement) du tenseur gradient de vitesse (ici en 2D).

Les structures tourbillonnaires sont identifiées par des valeurs positives du critère Q .

2.8.4 Décomposition Orthogonale en modes Propres (POD)

La Décomposition Orthogonale en modes Propres (POD) a été introduite en turbulence par Lumley (1967) comme une méthode objective afin d'identifier et d'extraire les structures cohérentes d'un écoulement. Cette méthode permet de décomposer un ensemble de signaux spatio-temporels en une base de modes propres de l'espace et un ensemble associé de coefficients dépendant du temps.

Pour des raisons de clarté, on considère ici des fonctions scalaires définies sur un domaine S et l'on définit un produit scalaire :

$$f \cdot g = \int_S f(x)g(x)dx \quad (2.13)$$

et la norme associée :

$$\|f\| = \sqrt{f \cdot f} \quad (2.14)$$

A partir de données $u(x, t)$, on cherche la fonction $\theta(x)$ qui "ressemble le plus à $u(x, t)$ en moyenne" (la moyenne est ici symbolisée par $\overline{\quad}$). On cherche donc une fonction satisfaisant :

$$\max_{\psi} \frac{\overline{u \psi}}{2} = \frac{\overline{u \theta}}{\theta} \quad (2.15)$$

On montre que la condition de (2.15) est satisfaite si θ est la fonction propre du tenseur de corrélation de deux points :

$$\int_S \overline{u(x, t)u(x', t)} \theta(x) dx = \lambda \theta(x) \quad (2.16)$$

avec λ la plus grande valeur propre. Les valeurs propres sont toutes positives ou nulles, par symétrie du tenseur des corrélations. Si S est borné, il y a une infinité de solutions de l'équation (2.16), écrites θ_i et normalisées telles que $\|\theta_i\| = 1$. Ces fonctions sont orthogonales et on a : $(\theta_i \cdot \theta_j)_{i \neq j} = 0$ (des fonctions différentes sont décorrélatées). Ainsi, la décomposition diagonale du tenseur des corrélations en deux points s'écrit :

$$\overline{u(x, t)u(x', t)} = \sum_i \lambda_i \theta_i(x) \theta_i(x') \quad (2.17)$$

L'intégrale de l'équation (2.17) dans le domaine S avec $x = x'$ conduit à exprimer l'énergie de u comme :

$$E = \overline{u(x, t)^2} = \sum_i \lambda_i \quad (2.18)$$

Ainsi, chaque valeur propre λ_i porte un niveau d'énergie. Les valeurs propres étant classées par ordre décroissant, l'opération de filtrage consiste à négliger les petits λ_i et reconstruire les

champs en projetant les champs originaux sur les N_m fonctions qui portent le plus d'énergie. On reconstruit ainsi $u(x, t)$ par :

$$u(x, t) = \sum_{i=1}^{N_m} a_i(t) \theta_i(x) \quad (2.19)$$

où les coefficients aléatoires $a_i(t)$ sont déduits de :

$$a_i(t) = u(x, t) \theta_i(x) \quad (2.20)$$

L'orthogonalité des fonctions propres nous assure la non-corrélation des coefficients aléatoires en t .

$$\overline{a_i(t) a_j(t)} = \begin{cases} \lambda_i & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases} \quad (2.21)$$

La théorie de la décomposition est détaillée dans les études de Berkooz *et al.* (1993).

Le but est de chercher les modes orthogonaux et les coefficients aléatoires pour une vitesse $u(X, t)$, avec X un point dans le domaine S (discrétisé en N_s points) et t un instant parmi les N_t échantillons. On a donc :

$$u(X, t) = \sum_{i=1}^{N_m} a_i(t) \theta_i(X) \quad (2.22)$$

Sous forme matricielle, on peut écrire :

$$U_{N_t \times N_s} = A_{N_t \times N_m} \Phi_{N_m \times N_s} \quad (2.23)$$

avec

$$U = \begin{bmatrix} u(X_1, t_1) & \cdots & u(X_{N_s}, t_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u(X_1, t_{N_t}) & \cdots & u(X_{N_s}, t_{N_t}) \end{bmatrix}_{N_t \times N_s} \quad (2.24)$$

$$A = \begin{bmatrix} a_1(t_1) & \cdots & a_{N_m}(t_1) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_1(t_{N_t}) & \cdots & a_{N_m}(t_{N_t}) \end{bmatrix}_{N_t \times N_m} \quad (2.25)$$

$$\Phi = \begin{bmatrix} \theta_1(X_1) & \cdots & \theta_1(X_{N_s}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \theta_{N_m}(X_1) & \cdots & \theta_{N_m}(X_{N_s}) \end{bmatrix}_{N_m \times N_s} \quad (2.26)$$

où Λ est la matrice diagonale des valeurs propres.

Les coefficients aléatoires sont décorrélés :

$$\frac{1}{N_t} A^T A = \Lambda = \begin{bmatrix} \lambda_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & \lambda_{N_m} \end{bmatrix}_{N_m \times N_m} \quad (2.27)$$

La méthode directe a été utilisée.

$$U = A \Phi \quad A = U \Phi^T \quad (2.28)$$

$$U^T = \Phi^T A^T \quad \underbrace{\frac{1}{N_t} U^T U \Phi^T}_{R_{N_s \times N_s}} = \Phi^T \Lambda \quad (2.29)$$

Λ et Φ sont les valeurs propres et les vecteurs propres de R . On a donc $N_m = N_s$. Lorsque le problème aux valeurs propres sera résolu, la matrice A pourra être calculée à partir de l'équation (2.28).

Dans notre étude, on utilise la POD pour filtrer les champs de vitesses. Le choix du nombre de mode est détaillé en Annexe A.1. Les champs de vitesse sont reconstruit avec 10 modes et à partir de cette reconstruction, on obtient les champs de vorticité filtrés.

La figure 2.17 compare un champ de vorticité filtré par POD (10 modes) et un champ brut.

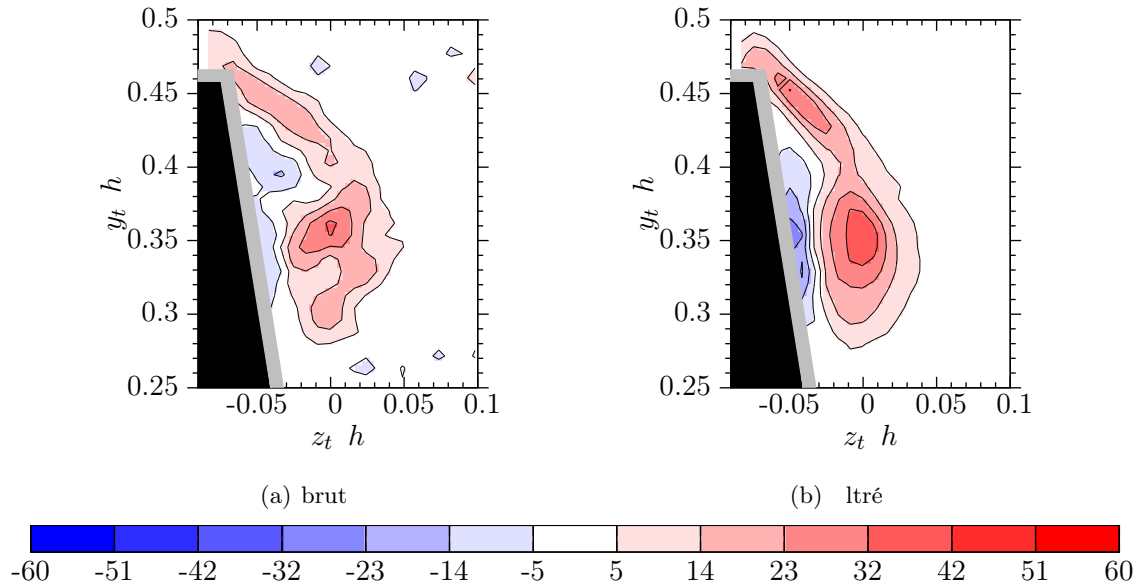


FIGURE 2.17 – Comparaison d'un champ de vorticité brut filtré par POD (10 modes), au même instant (en L_1 , sans turbulence amont)

A partir des champs de vorticité filtrés, on détecte le contour de la structure tourbillonnaire afin de déterminer la section, la circulation de celui-ci, ainsi que la position du cœur du tourbillon en chaque instant. Le choix des paramètres le calcul des contours est détaillé dans l'annexe A.2.

L'angle de la nappe cisailée (β) est aussi repéré à partir des champs de vorticité filtrés. Le calcul de l'angle est détaillé en annexe A.3. Cet angle est illustré sur la figure 2.18. On effectuera une analyse fréquentielle de la position de la nappe cisailée à partir de ce repérage.

2.8.5 Calcul de la fréquence de Kelvin-Helmholtz de la nappe cisailée

Les fréquences ont été calculées à partir de l'épaisseur de vorticité δ_ω (Ho et Huerre, 1984; Fiedler, 1998) avec

$$\delta_\omega = (U_1 - U_2) \left(\left| \frac{U}{y} \right|_{max} \right)^{-1} \quad (2.30)$$

où U_1 et U_2 sont définies sur la figure 2.19 ($U_1 > U_2$)

Dans notre cas, on obtient le profil de vitesse de la figure 2.20 avec U_1 et U_2 respectivement la vitesse maximale et minimale du profil.

On a par définition,

$$\frac{d\delta_\omega}{dx} \approx 0.16 \lambda \equiv \delta_\omega \approx 0.16 \lambda x \quad (2.31)$$

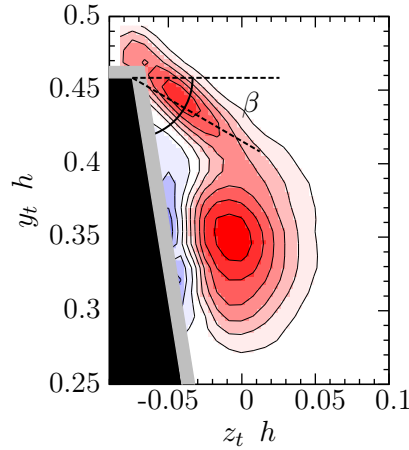


FIGURE 2.18 – Schéma représentatif de l'angle β de la nappe cisillée et de l'arc de cercle servant à repérer l'angle, ici pour un rayon ≈ 9 mm ; Contours du champs de vorticité moyen en L_1 sans turbulence amont

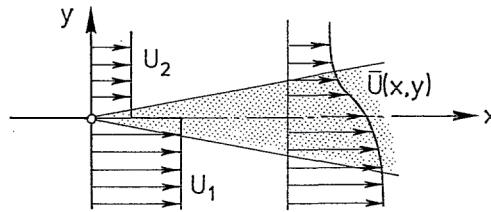
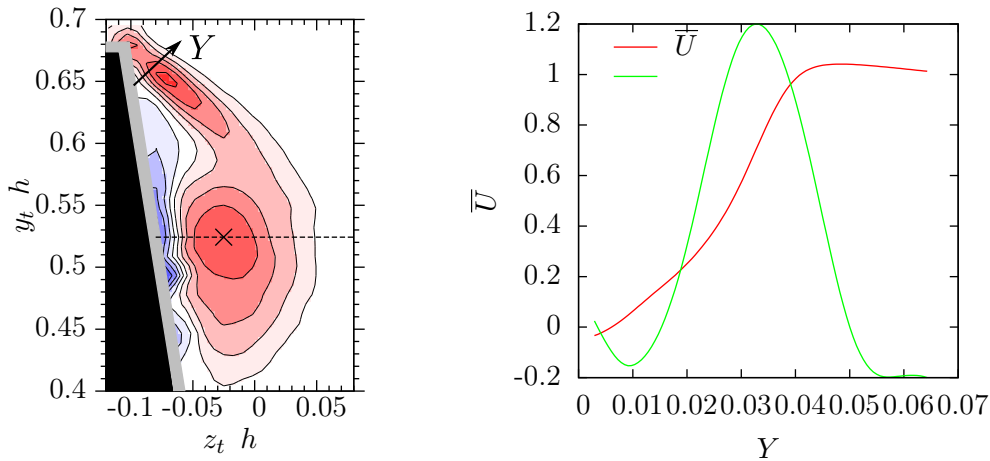


FIGURE 2.19 – Couche cisillée (Fiedler, 1998)



(a) position de l'axe Y coupant la nappe cisillée ; contour de vorticité

(b) pro ls de vitesse et de vorticité suivant l'axe Y

FIGURE 2.20 – Profils de vitesse et de vorticité suivant l'axe Y en L_2 pour le cas Tu_0

avec $\lambda = \frac{U_1 - U_2}{U_1 + U_2}$ et x , la position longitudinale dans la nappe cisillée.

Or, on peut définir x par $x = U\Delta t$ (Δt étant un temps de parcours des structures), d'où :

$$\delta_\omega \approx 0.16 \lambda U \Delta t \approx 0.16 \lambda \frac{U}{f_n} \quad (2.32)$$

avec $\Delta t = \frac{1}{f_n}$, où f_n est la fréquence naturelle du lâcher des sous-structures.

$$f_n \approx \frac{0.16 U \lambda}{\delta_\omega} \approx \frac{0.16 U}{\delta_\omega} \quad (2.33)$$

On a pris $U = \frac{U_1}{2}$.

Les résultats obtenus sont présentés dans le chapitre 5, FIG. 5.23, p.116.

Génération d'une turbulence de grille dans la soufflerie

La génération de la turbulence de grille dans la soufflerie a nécessité une étude particulière pour caractériser la nature de la turbulence, et en déduire le taux de turbulence et l'échelle intégrale de chacune des turbulences générées.

Sommaire

3.1 Définitions	36
3.1.1 Distribution des fluctuations de vitesse et ses dérivées	36
3.1.2 Taux de turbulence	36
3.1.3 Corrélations	36
3.1.4 Echelles intégrales	37
3.1.5 Spectres	37
3.2 Caractéristiques de la turbulence générée dans la veine d'essais	38
3.2.1 Descriptif des mesures	38
3.2.2 Grille « <i>Tu3</i> »	40
3.2.3 Grille « <i>Tu6</i> »	46
3.3 Synthèse	51

3.1 Définitions

3.1.1 Distribution des fluctuations de vitesse et ses dérivées

Une première vérification à faire pour évaluer le type d'écoulement est de regarder la densité de probabilité (PDF, Probability Density Function) des fluctuations de vitesses et de la dérivée longitudinale de la fluctuation de vitesse en aval de la grille.

Afin de passer de la dérivée temporelle (expérimentale) à la dérivée spatiale, on utilise l'hypothèse de Taylor : on suppose que le champ de turbulence est figé. Son évolution devient donc directement et intégralement observable dans un repère mobile en translation uniforme à cette vitesse d'ensemble, définition de Chassaing (2000).

On effectue alors le changement de variable :

$$\frac{1}{x} = \frac{1}{U} \frac{1}{t} \quad (3.1)$$

3.1.2 Taux de turbulence

Le taux de turbulence des trois composantes de vitesse ($T_u ; T_v ; T_w$) permet de déduire l'isotropie de la turbulence. Il est défini en (3.2) par :

$$T_u = \frac{\sqrt{u^2}}{\bar{U}} \quad (3.2)$$

avec u , la part fluctuante de la vitesse telle que $U = \bar{U} + u$

Dans le cadre d'une Turbulence Homogène Isotrope, $T_u \approx T_v \approx T_w$ loin de la grille. De plus, la décroissance du taux de turbulence en fonction de l'éloignement en aval de la grille doit être de l'ordre de $u \sim t^{-5/8}$ (Chassaing, 2000). Proche de la grille, il y a une zone de production d'énergie.

3.1.3 Corrélations

Une analyse de corrélation en deux points est faite, longitudinalement et transversalement, pour évaluer l'hypothèse de la THI.

Soient deux points P_1 et P_2 , r la distance entre ces deux points et $\sqrt{u^2} \approx \sqrt{v^2} \approx \sqrt{w^2}$ (dans le cas d'une Turbulence Homogène et Isotrope)

Les fonctions de corrélations longitudinales (f) et transversales (g) sont définies par :

$$f(r, t) = \frac{\overline{u(P_1, t) u(P_2, t)}}{\bar{u}^2} \quad (3.3) \quad \text{et} \quad g(r, t) = \frac{\overline{v(P_1, t) v(P_2, t)}}{\bar{u}^2} \quad (3.4)$$

Leur allure est représentée sur la figure 3.1.

Avec l'hypothèse de Taylor, on calcule :

$$f(\tau) = \frac{\overline{u(P_1, t) u(P_1, t + \tau)}}{\bar{u}^2} \quad (3.5)$$

$$g_v(\tau) = \frac{\overline{v(P_1, t) v(P_1, t + \tau)}}{\bar{u}^2} \quad \text{et} \quad g_w(\tau) = \frac{\overline{w(P_1, t) w(P_1, t + \tau)}}{\bar{u}^2} \quad (3.6)$$

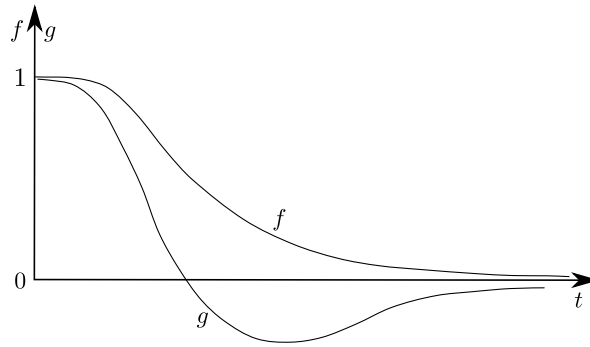


FIGURE 3.1 – Allures des corrélations longitudinale et transversale en THI, (Chassaing, 2000)

3.1.4 Echelles intégrales

Macro échelles

La macro-échelle ou échelle intégrale représente un ordre de grandeur de la taille maximale des plus grandes structures présentes dans l'écoulement. Ces macro-échelles longitudinales (Λ_f) et transversales (Λ_g) sont définies par :

$$\Lambda_f(t) = \int_0^t f(r, t) dr \quad (3.7) \quad \text{et} \quad \Lambda_g(t) = \int_0^t g(r, t) dr \quad (3.8)$$

et en appliquant l'hypothèse de Taylor, on obtient :

$$\Lambda_f(t) = \int_0^t f(r, t) dr \quad \Lambda_f(x) = U \int_0^x f(\tau) d\tau \quad (3.9)$$

et

$$\Lambda_g(t) = \int_0^t g(r, t) dr \quad \Lambda_g(x) = U \int_0^x g(\tau) d\tau \quad (3.10)$$

De plus, il existe une dépendance directe entre Λ_f et Λ_g telle que

$$\Lambda_f(t) = 2 \Lambda_g(t) \quad \Lambda_f(x) = 2 \Lambda_g(x) \quad (3.11)$$

Il est possible d'avoir une valeur approchée de cette macro-échelle intégrale lorsque la turbulence est générée par une grille placée en amont de la veine d'essais.

Par exemple, selon Comte-Bellot et Corrsin (1966), Λ_f s'exprime par

$$\frac{\Lambda_f}{M} = C \left(\frac{x}{M} \right)^n \quad (3.12)$$

avec x la distance entre la grille et le point de mesure ; M la taille de maille de la grille ; C une constante où $C = 0.12$ et n une autre constante où $n = 3.8 = 0.375$.

3.1.5 Spectres

Une façon complémentaire de vérifier que l'écoulement est homogène-isotrope, est de regarder les spectres de vitesses.

En effet, en un même point de mesure, $\overline{v^2}$ doit être sensiblement égale à $\overline{w^2}$, résultant de l'isotropie du champ.

Par contre, selon Chassaing (2000), il est moins évident que $\overline{u^2} \approx \overline{v^2}$. L'évolution de $\overline{u^2} / \overline{v^2}$ en fonction de x/M n'est pas égale à l'unité pour des x/M en dessous d'une certaine valeur. Cela se traduit par une inhomogénéité de l'écoulement juste derrière la grille, dans la zone d'établissement.

Le niveau des spectres de vitesse doit diminuer en s'éloignant de la grille et suivre une décroissance en loi puissance $-5/3$.

3.2 Caractéristiques de la turbulence générée dans la veine d'essais

3.2.1 Descriptif des mesures

Pour caractériser la turbulence générée, un fil chaud double croisé est utilisé, avec une fréquence d'échantillonnage $f_e = 50$ kHz et une durée d'acquisition de deux minutes. L'étalonnage du fil-chaud est présenté dans le chapitre 2.

Les trois composantes de vitesse sont mesurées en deux temps. Le fil chaud croisé permet uniquement de mesurer deux composantes. Tout d'abord, les composantes u et v ont été mesurées puis par rotation de 90° de la sonde, les composantes u et w . La composante de vitesse axiale (u) a donc été mesurée deux fois. Ces deux mesures distinctes seront différenciées par les indices uv et uw .

La grille ayant la taille de maille la plus petite sera appelée $Tu3$ et l'autre grille sera appelée $Tu6$ (en lien avec le taux de turbulence). Toutes les mesures sont faites à la vitesse infinie amont $U_\infty = 30$ m/s.

La majorité des mesures a été faite de telle sorte que le fil chaud se situe au droit d'un centre de maille (A , FIG. 3.2), au plus près du centre de la veine d'essais. En $x = 1160$ mm de la grille, des mesures ont aussi été faites au droit d'un barreau vertical (B), FIG. 3.2.

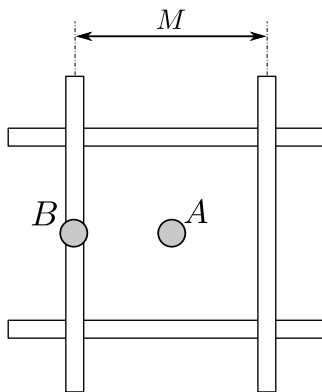


FIGURE 3.2 – Différentes positions de mesures transverses : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical ; le nez virtuel de la maquette est situé en $x = 1080$ mm

Les positions longitudinales où ont été faites les mesures au droit du centre de la maille (position A , FIG. 3.2) sont représentées dans le tableau 3.1.

x [mm]	158	240	360	460	580	600	700	850	960	1040	1080	1160	1200
x M $Tu3$	3,9	6	9	11,5	14,5	15	17,5	21,2	24	26	27	29	30
x M $Tu6$	1,3	2	3	3,8	4,8	5	5,8	7,1	8	8,6	9	9,6	10

TABLE 3.1 – Positions de mesures longitudinales pour les grilles $Tu3$ et $Tu6$

La figure 3.3 représente les dimensions géométriques des deux grilles utilisées. Les barreaux sont de section carrée.

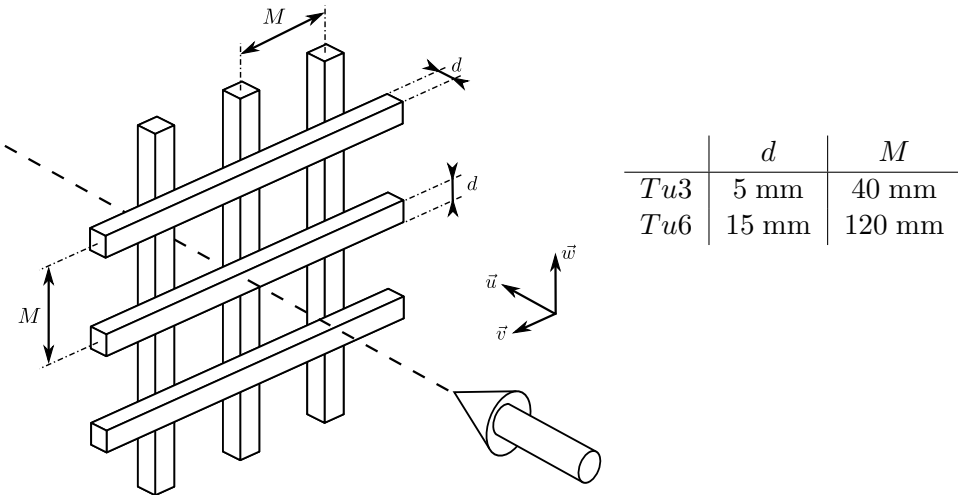


FIGURE 3.3 – Dimensions géométriques des grilles utilisées pour générer la turbulence

3.2.2 Grille $Tu3$

3.2.2.1 PDF

Dans un premier temps, les fonctions de densités de probabilité (PDF) sont représentés sur la figure 3.4 afin de voir la distribution des fluctuations de vitesses et des dérivées temporelles de vitesse.

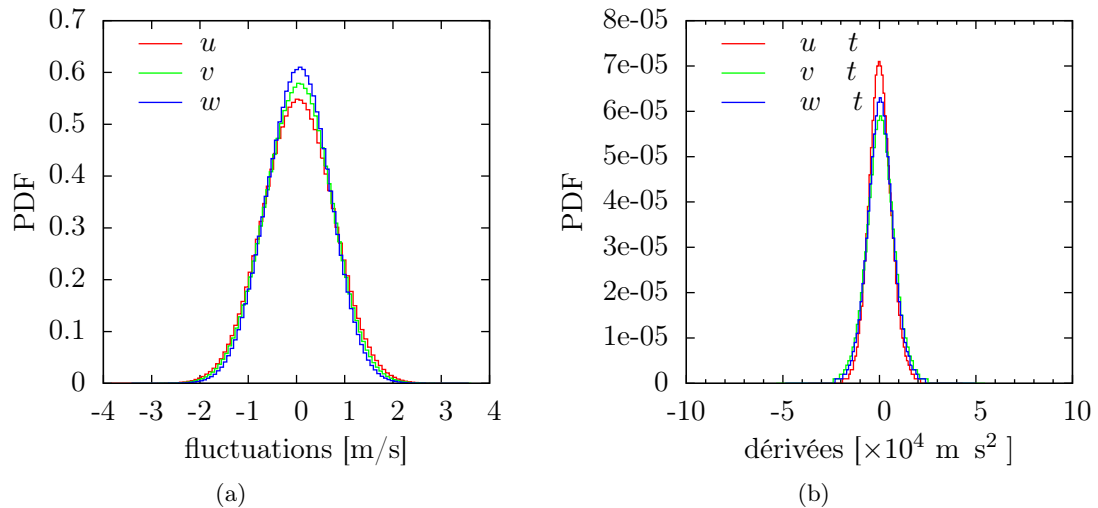


FIGURE 3.4 – Densité de probabilité à $x = 1080 \text{ mm}$ de la grille ($x/M = 27$), à l'emplacement virtuel du nez de la maquette

Quelque soit la composante de vitesse, les différents histogrammes sont proches les uns des autres. A cette position longitudinale dans la veine d'essais, les fluctuations de vitesse dans les trois directions sont quasiment les mêmes.

Ceci se vérifie également sur la distribution des dérivées de vitesses (FIG. 3.4(b)).

3.2.2.2 Taux de turbulence

L'évolution longitudinale du taux de turbulence doit suivre une loi puissance décroissante comme évoquée précédemment dans la partie 3.1.2.

La figure 3.5 représente donc l'évolution longitudinale du taux de turbulence pour les différentes composantes de vitesse. La pente de décroissance théorique est également représentée sur cette figure.

D'après la figure 3.5(a), on peut voir que les deux mesures de la vitesse axiale u sont quasiment identiques, on a le même taux de turbulence T_u pour les deux positions du fil-chaud.

La décroissance du taux de turbulence a une pente de $-0,694$ alors que la valeur empirique est de $-5,8 = 0,625$.

La figure 3.5(b) regroupe l'évolution du taux de turbulence pour les trois composantes. On note que T_u , T_v et T_w sont très proches, tout en suivant une décroissance proche de la valeur empirique.

On a donc bien $T_u \approx T_v \approx T_w$ et au nez virtuel de la maquette, on a $T_u \approx 2,7\%$.

3.2.2.3 Corrélations

L'allure des auto-corrélations est importante pour caractériser la turbulence de grille.

La figure 3.6 représente les corrélations à l'emplacement virtuel du nez de la maquette pour les trois composantes de vitesse.

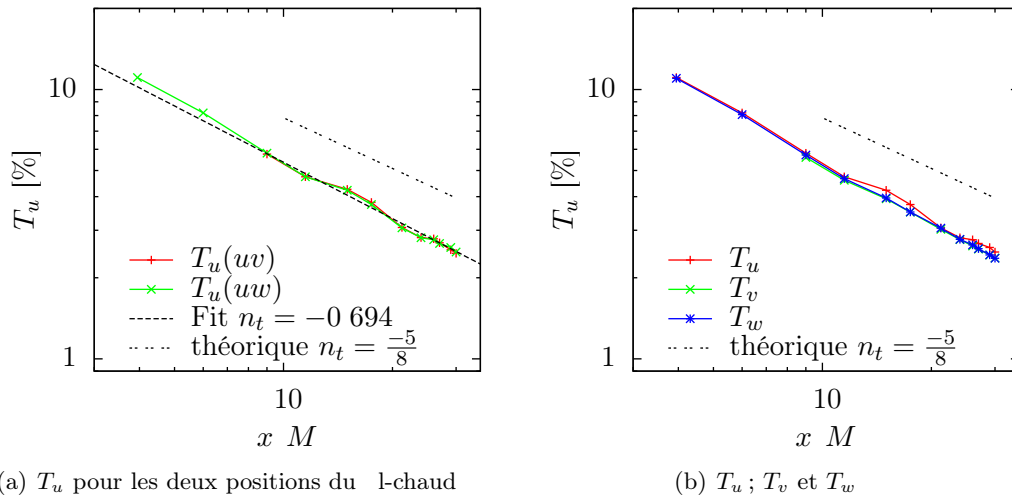


FIGURE 3.5 – Evolution longitudinale du taux de turbulence de chaque composante, avec la pente de décroissance expérimentale et théorique; le nez virtuel de la maquette se situe à $x M = 27$

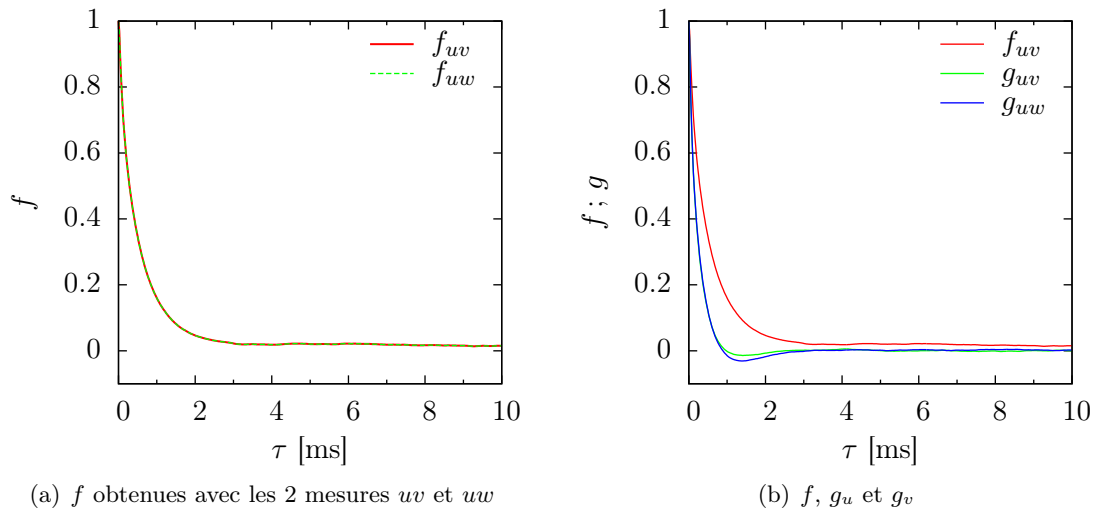


FIGURE 3.6 – Corrélations à $x = 1080$ mm de la grille ($x M = 27$)

D'après la figure 3.6(a), on peut voir que les auto-corrélations pour les deux mesures de vitesse axiale sont les mêmes et tendent bien vers zéro.

D'après la figure 3.6(b), les corrélations des vitesses transverses ont même allure que la **théorie** et sont quasiment identiques.

Il a été également nécessaire de vérifier les auto-corrélations ailleurs qu'au centre d'une maille de grille. Ainsi, les corrélations faites à partir des mesures de vitesse derrière un barreau horizontal sont représentées sur la figure 3.7.

D'après la figure 3.7, les corrélations pour les positions A et B sont identiques, le sillage du barreau n'est plus visible.

3.2.2.4 Echelles intégrales

On peut déduire les macro-échelles longitudinales et transversales à partir des corrélations, comme défini précédemment dans la section 3.1.4.

En faisant l'intégrale de la corrélation en utilisant la définition (3.9), la macro-échelle est

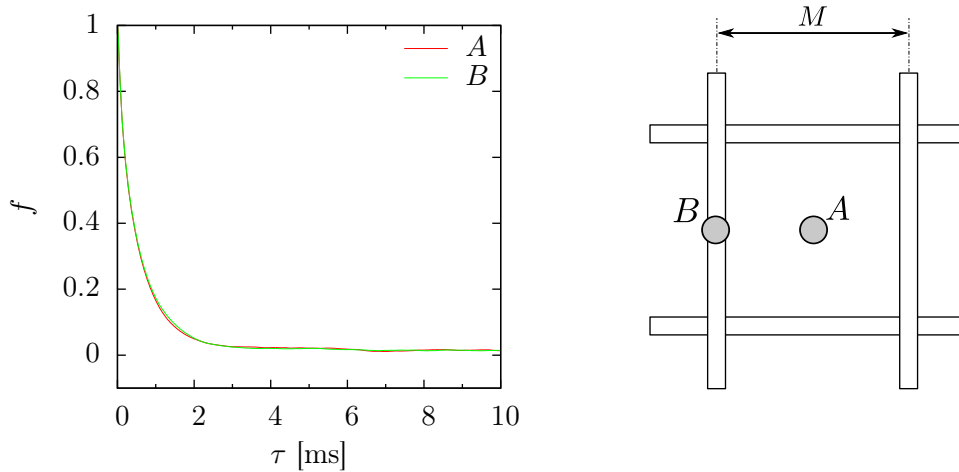


FIGURE 3.7 – Auto-corrélations de la vitesse u à $x = 1160$ mm de la grille ($x/M = 29$) en différentes positions : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical

surestimée car la corrélation ne tend pas exactement vers zéro, elle oscille aux alentours de zéro.

Ainsi, on peut calculer la macro-échelle Λ_f en utilisant (3.13), c'est-à-dire en faisant l'intégrale de la corrélation f jusqu'à ce que celle-ci passe par zéro.

$$\Lambda_f(t) = \int_0^t f(t) dt \quad (3.13)$$

Encore une fois, la valeur de la macro-échelle Λ_f dépend à quel τ la corrélation f coupe l'axe des abscisses. La corrélation peut tendre vers zéro et couper l'axe des abscisse « tardivement », comme le montre la figure 3.8.

Pour éviter de surestimer la valeur de la macro-échelle, une solution a donc été d'approcher la fonction de corrélation f par une somme de trois exponentielles (3.14) (Thacker, 2007) par la méthode des moindres carrés (FIG. 3.8), sur l'intervalle $\tau = 0; 00$ ms.

$$f(t) \approx \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \exp^{-t/a_i} \quad (3.14)$$

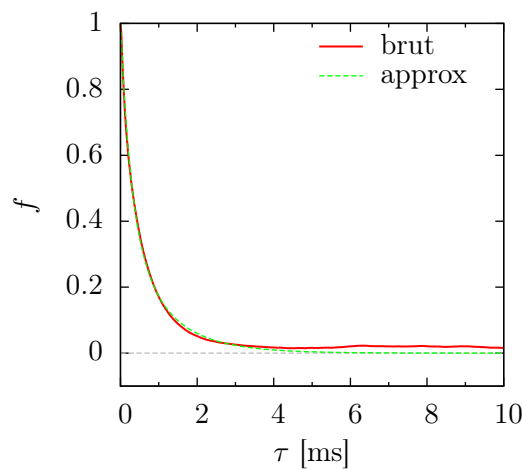


FIGURE 3.8 – Comparaison entre la fonction de corrélation calculée « normalement » et approchée par la somme d'exponentielles, vitesse u à $x = 1200$ mm de la grille ($x/M = 30$), au centre d'une maille

Ainsi,

$$\Lambda_f(t) = \int_0^{\infty} f(r, t) dr = U \int_0^{\infty} f_{fit}(r, t) dt = \frac{U}{3} \int_0^{\infty} \sum_{i=1}^3 \exp^{-t/a_i} dt = \frac{U}{3} \sum_{i=1}^3 a_i \quad (3.15)$$

Une comparaison sur l'évolution de la macro échelle calculée des deux façons (avec (3.13) et (3.14)) est représentée sur la figure 3.9.

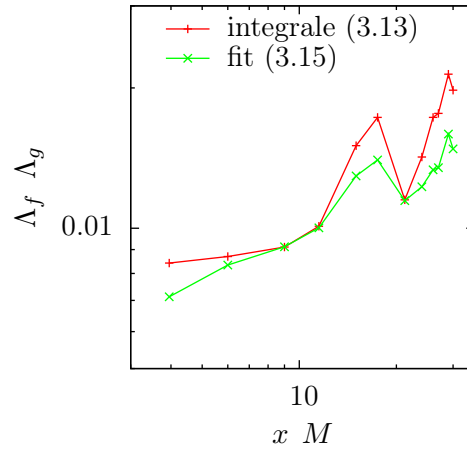


FIGURE 3.9 – Comparaison des macro-échelles calculées des deux façons, avec l'intégrale de f jusqu'à ce que f coupe l'axe des abscisses (3.13) et l'approximation de f par une somme de trois exponentielles (3.15)

D'après la figure 3.9, on peut voir qu'en certains points les deux méthodes de calculs de Λ_f sont identiques. En d'autres points, le calcul par (3.13) surestime la macro-échelle par rapport à (3.14).

La figure 3.10 représente les résultats de l'évolution longitudinale de la macro échelle Λ_f calculés à partir de la fonction somme des exponentiels (3.14).

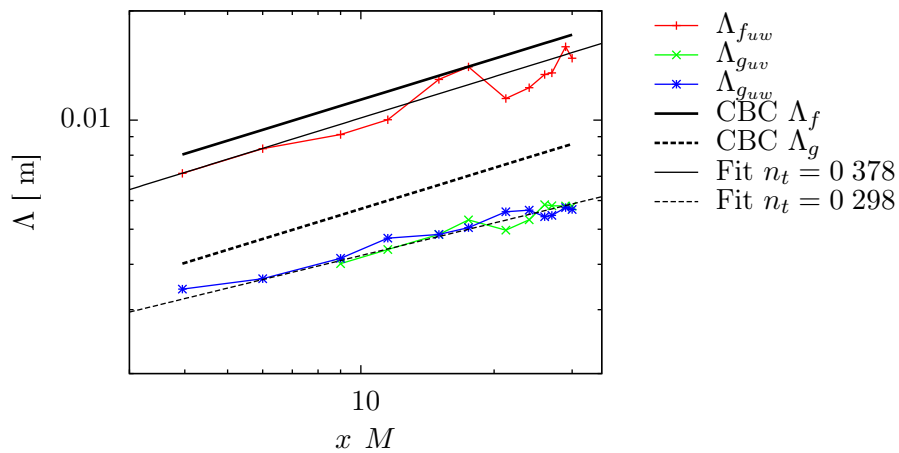


FIGURE 3.10 – Evolution des macro-échelles Λ_f et Λ_g en fonction de $x M$; Représentation de l'évolution globale (fit) et l'évolution empirique de Comte-Bellot et Corrsin (1966) (CBC)

La figure 3.10 montre que l'évolution de la macro-échelle Λ_f est relativement proche de l'évolution empirique de Comte-Bellot et Corrsin (1966) (CBC).

On peut voir que les évolutions des macro-échelles transversales $\Lambda_{g_{uv}}$ et $\Lambda_{g_{uw}}$ sont très proches. Cependant, leurs évolutions en fonction de x/M ne sont pas tout à fait du même ordre de grandeur que celles de CBC et ne suivent pas la même pente.

La figure 3.11 montre le rapport des macro-échelles longitudinales et transversales.

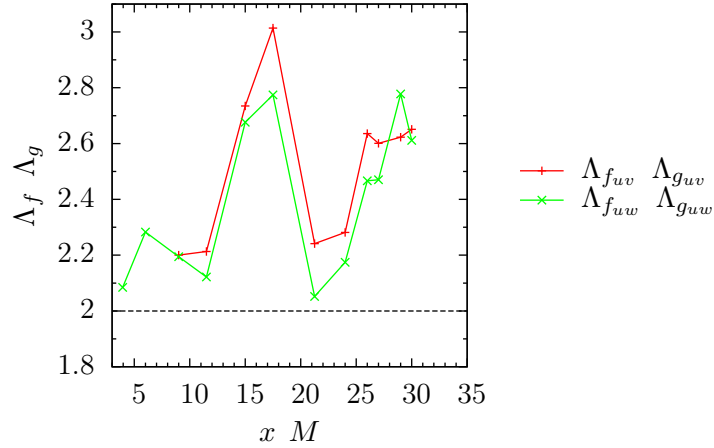


FIGURE 3.11 – Evolution longitudinale du rapport de Λ_f / Λ_g

Par définition (3.11), on devrait avoir $\Lambda_f = 2\Lambda_g$. D'après la figure 3.11, pour certaines positions x/M , le rapport Λ_f / Λ_g est proche de 2. Cependant, lorsqu'on observe ce rapport vers $x/M = 27$ (emplacement virtuel du nez de la maquette), il est de l'ordre de 2,5.

A l'emplacement du nez virtuel de la maquette, on a :

- $\Lambda_f \approx 15$ mm
- $\Lambda_g \approx 6$ mm

3.2.2.5 Spectres

Les spectres de vitesses sont aussi un bon indicateur de la turbulence générée par la grille.

La figure 3.12 représente donc l'évolution du spectre de la vitesse longitudinale u pour plusieurs positions longitudinales x/M .

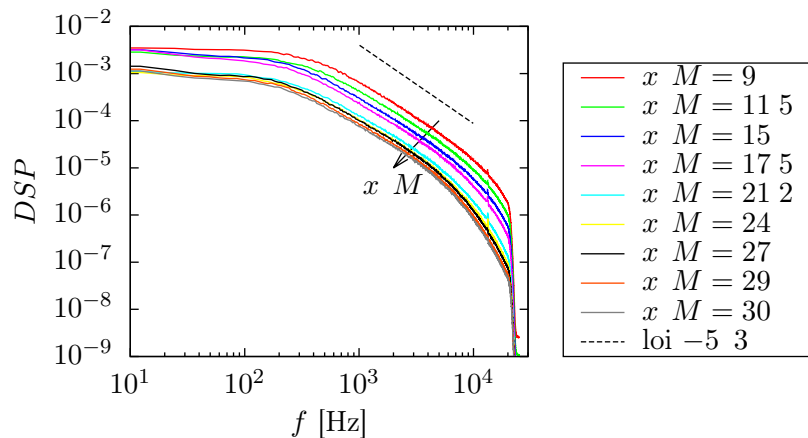


FIGURE 3.12 – Spectres de la vitesse longitudinale u en plusieurs positions x/M

On peut voir que le niveau des spectres diminue lorsque x/M augmente (FIG. 3.12). De plus, la décroissance des spectres est bien en $-5/3$.

Les spectres des trois composantes de vitesse sont représentés sur la figure 3.13, à l'emplacement virtuel du nez de la maquette.

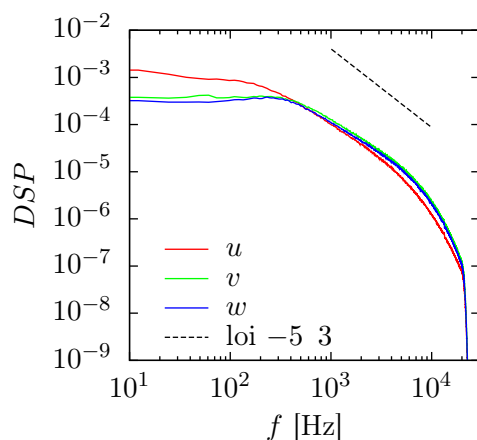


FIGURE 3.13 – Spectres des trois composantes de vitesse u , v et w à l'emplacement virtuel de la maquette ($x M = 27$)

On peut voir que les spectres des deux composantes transversales de vitesse sont identiques.

La figure 3.14 permet de visualiser les spectres de vitesse u et v pour différentes positions transverses du fil-chaud. En effet, on a vu précédemment que les corrélations n'étaient pas les mêmes en fonction de la position de la mesure, à savoir au centre d'une maille, ou derrière un barreau de la grille (FIG. 3.7).

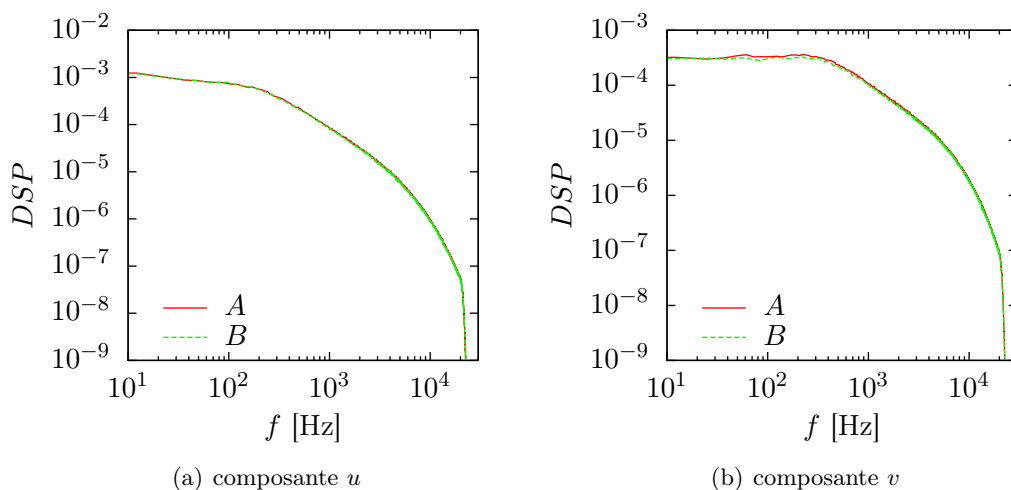


FIGURE 3.14 – Spectre des composantes u et v à $x M = 29$ pour différentes position transverses : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical

D'après la figure 3.14(a), pour les deux mesures transverses, les spectres de u sont quasiment identiques.

De même, les spectres de la composante v sont aussi similaires pour les deux positions transverses (FIG. 3.14(b)).

3.2.3 Grille *Tu6*

3.2.3.1 PDF

Comme pour la grille «*Tu3*» précédente, quelque soit la composante de vitesse, les différentes histogrammes sont proches les uns des autres (FIG. 3.15).

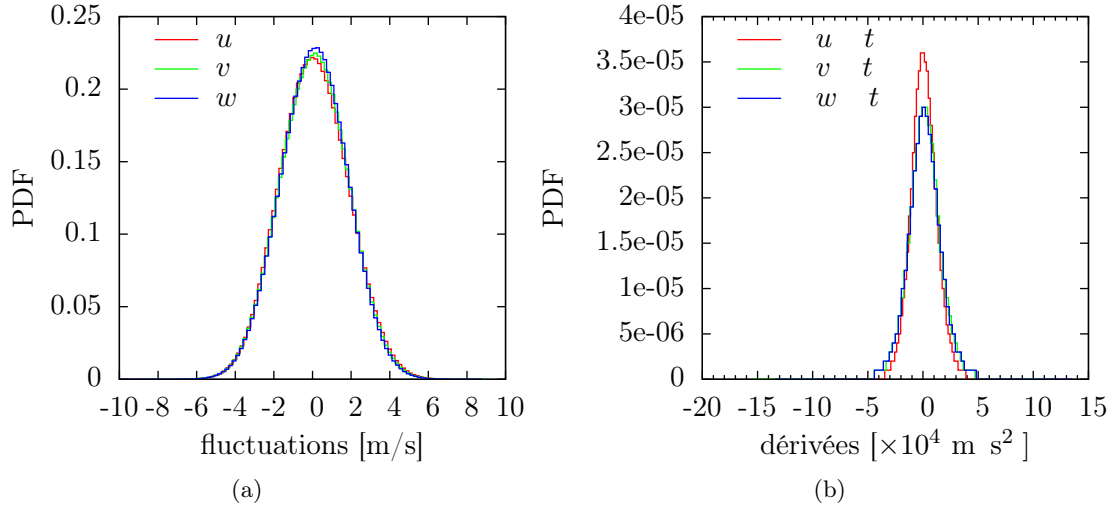


FIGURE 3.15 – Densité de probabilité à $x = 1080 \text{ mm}$ de la grille ($x/M = 9$) à l'emplacement virtuel du nez de la maquette

3.2.3.2 Taux de turbulence

L'évolution longitudinale du taux de turbulence est représentée sur la figure 3.16.

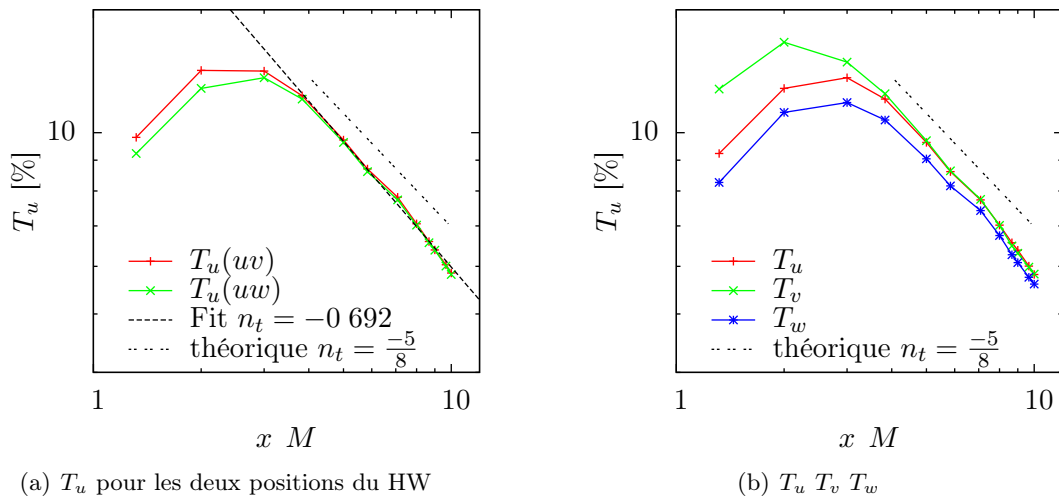


FIGURE 3.16 – Evolution longitudinale du taux de turbulence de chaque composante, avec la pente de décroissance expérimentale et théorique; le nez virtuel de la maquette se situe à $x/M = 9$

Proche de la grille, il y a une zone de production, puis une décroissance du taux de turbulence. Sur la figure 3.16(b), on peut voir que la décroissance du taux de turbulence de chaque composante tend vers une décroissance en loi puissance. Par définition, à une distance suffisamment loin de la grille, on a $T_u \approx T_v \approx T_w$.

De plus, la décroissance du taux de turbulence est en loi puissance ($n_t = -0.692$) alors que la valeur empirique est $n_t = \frac{-5}{8} = -0.625$. La décroissance du taux de turbulence est du même ordre de grandeur que la valeur empirique.

A l'emplacement virtuel du nez de la maquette, le taux de turbulence est $T_u = 6.4\%$. Le nez est à 1080 mm de la grille, c'est-à-dire à $x/M = 9$.

3.2.3.3 Corrélations

L'allure de la courbe de corrélation de la figure 3.17 est en accord avec ceux de la « théorie ». De plus, on remarque que les deux mesures de la corrélation longitudinale sont identiques et convergent bien vers zéro (FIG. 3.17(a)). Quelque soit l'orientation du fil-chaud pour mesurer la composante de vitesse longitudinale (loin de la grille), on a les mêmes allures.

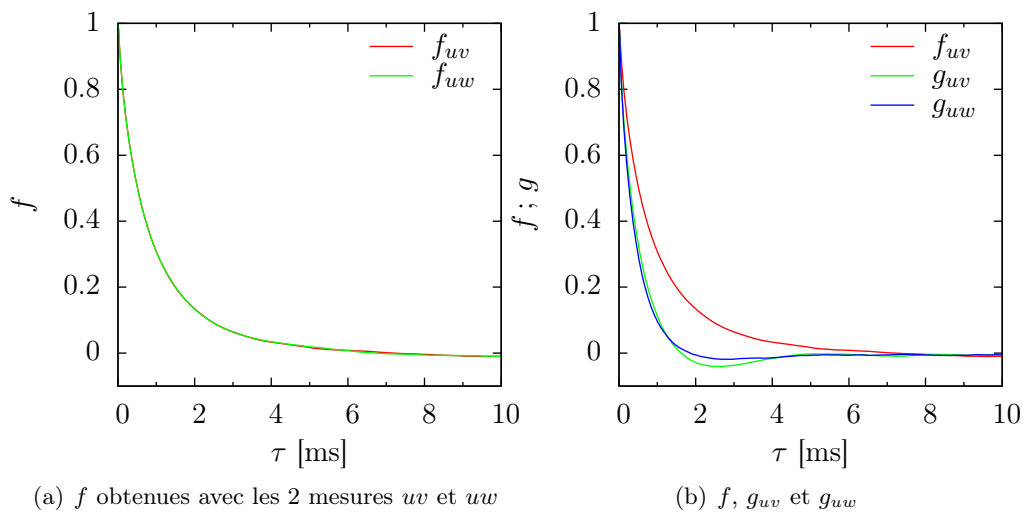


FIGURE 3.17 – Corrélations à $x = 1080$ mm de la grille ($x/M = 9$), c'est-à-dire à l'emplacement virtuel du nez de la maquette

Les corrélations transversales (g_{uv} et g_{uw}) coupent bien l'axe des abscisses et convergent aussi vers zéro lorsque τ augmente.

Comme pour les mesures de la grille précédente, les vitesses ont été mesurées en deux positions transversales, au centre de la maille et derrière un barreau vertical (FIG. 3.18).

En regardant la figure 3.18, quelque soit la position de la mesure (derrière un barreau ou pas), on note que les corrélations sont très proches et que le sillage des barreaux de la grille ne se fait plus ressentir à cette position en aval de la grille ($x/M = 9.6$).

3.2.3.4 Échelles

On peut déduire les macro-échelles longitudinales et transversales à partir des courbes de corrélations.

Pour calculer la macro échelle longitudinale (Λ_f), l'approximation par la somme de trois exponentielles (3.15) est faite.

L'évolution longitudinale des macro-échelles (longitudinale et transversales) est représentée sur la figure 3.19.

La pente d'évolution de Λ_f est calculée sur les 7 derniers points de la courbe, là où la décroissance du taux de turbulence suit bien une loi puissance. Nous avons $\Lambda_f \sim \left(\frac{x}{M}\right)^{0.427}$ et la loi empirique est $\Lambda_f \sim \left(\frac{x}{M}\right)^{0.375}$.

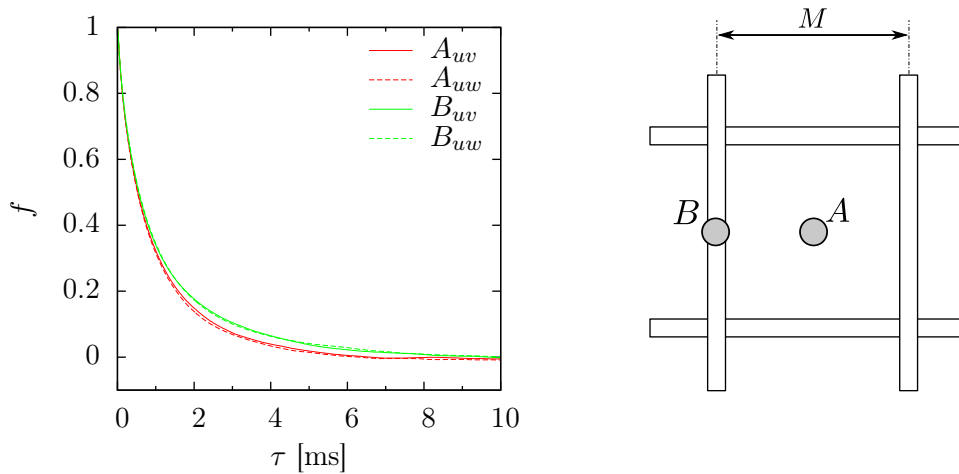


FIGURE 3.18 – Auto-corrélations f à $x = 1160$ mm de la grille ($x/M = 9.6$) en différentes positions : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical

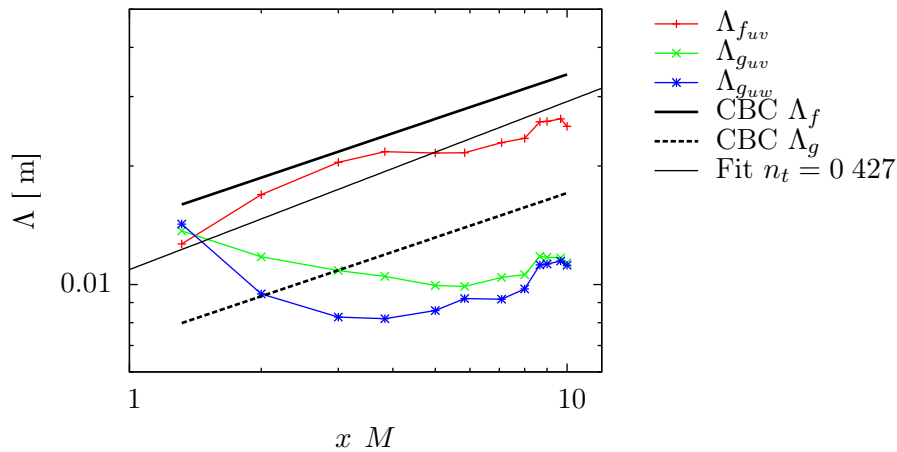


FIGURE 3.19 – Evolution des macro-échelles Λ_f et Λ_g en fonction de x/M ; Représentation de l'évolution globale (fit) et l'évolution empirique de Comte-Bellot et Corrsin (1966) (CBC)

L'évolution longitudinale de la macro-échelle Λ_f est du même ordre de grandeur que la valeur empirique. Cependant, il est difficile de déduire une tendance de l'évolution de $\Lambda_{g_{uv}}$ et $\Lambda_{g_{uw}}$.

A l'emplacement virtuel du nez de la maquette, on a :

- $\Lambda_f \approx 26$ mm
- $\Lambda_g \approx 11$ mm

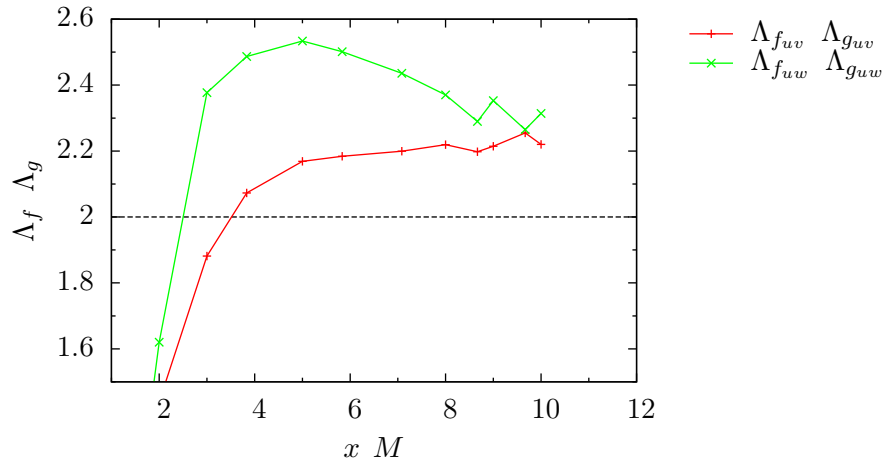
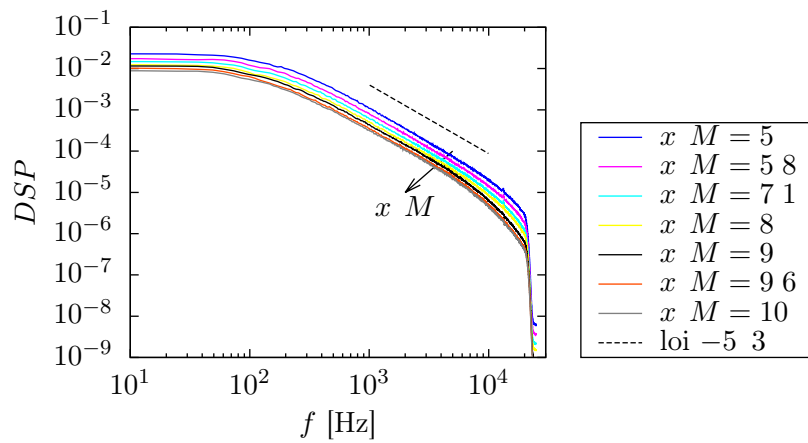
Comme pour l'analyse des macro-échelles de la grille précédente « $Tu3$ », on étudie le rapport Λ_f/Λ_g (FIG. 3.20).

D'après la figure 3.20, on peut voir que le rapport entre les deux macro-échelles converge vers une valeur et est de l'ordre de 2,3.

3.2.3.5 Spectres

L'évolution longitudinale des spectres de la vitesse u est représentée sur la figure 3.21.

D'après la figure 3.21, on peut voir que le niveau des spectres diminue bien lorsque x/M augmente. De plus, quelque soit la position longitudinale, le spectre a bien une décroissance en $-5/3$.

FIGURE 3.20 – Rapport de Λ_f et Λ_g 

(a) evo longi

FIGURE 3.21 – Spectres de la vitesse longitudinale u en plusieurs positions x/M

La figure 3.22 montre que les spectres des composantes v et w sont identiques, et que le spectre de u est très proche des deux autres.

La distance x/M n'étant pas grande entre la grille et l'emplacement virtuel de la maquette, les spectres de vitesse doivent être les mêmes quelque soit la position transverse de la mesure, c'est-à-dire derrière un barreau ou non.

La figure 3.23 représente donc les spectres de u et v à différentes positions transverses.

On peut voir que la position transverse n'a aucune influence sur le spectre. Ainsi, à l'emplacement de la maquette, le trace du sillage des barreaux de la grille n'est plus visible, ce qui est en accord avec la figure 3.18.

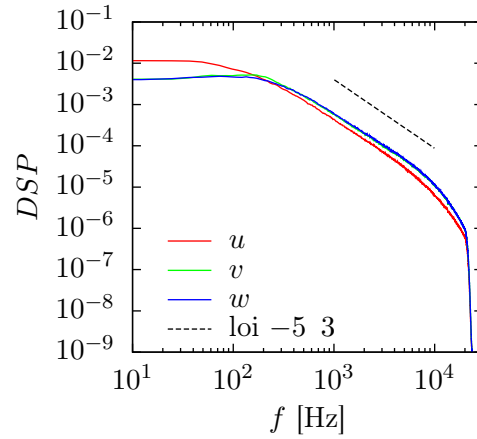


FIGURE 3.22 – Spectres des trois composantes de vitesse u , v et w à l'emplacement virtuel du nez de la maquette ($x/M = 9$)

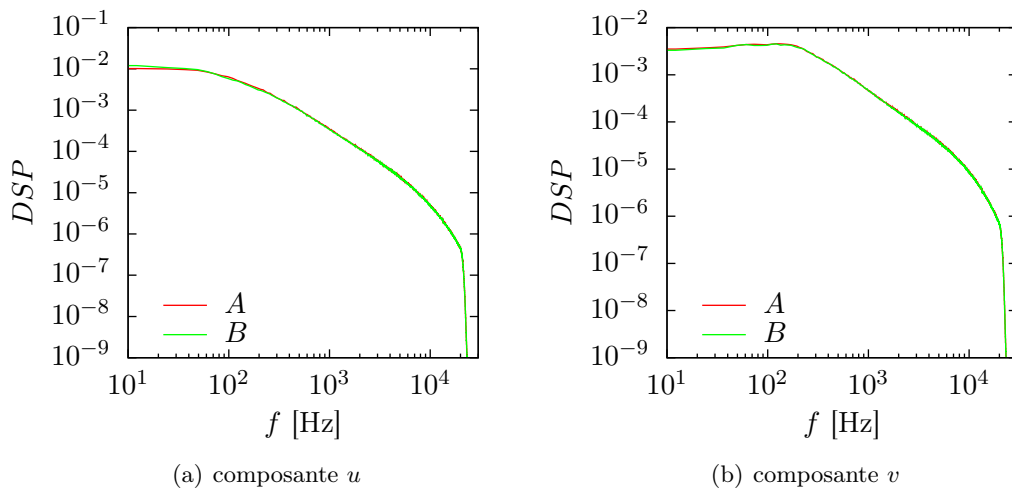


FIGURE 3.23 – Spectre des composantes u et v à $x/M = 9.6$ pour différentes position transverses : A , au centre de la maille ; B , derrière un barreau vertical

3.3 Synthèse

Les analyses faites pour les deux grilles, montrent que la turbulence générée est de type homogène et isotrope.

En regroupant les évolutions du taux de turbulence T_u sur le même graphique (FIG. 3.24), on peut voir que les deux évolutions ont bien la même décroissance.

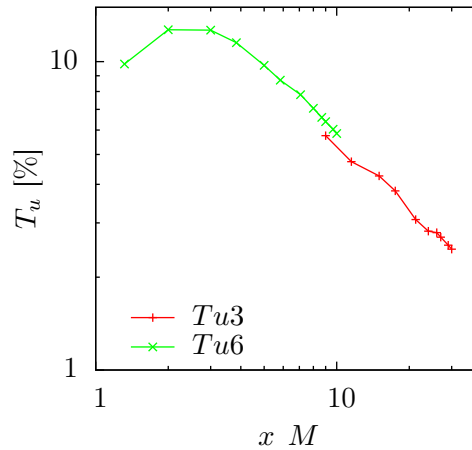


FIGURE 3.24 – Evolution du taux de turbulence des deux grilles en fonction de $x M$

Les grandeurs caractéristiques de ces deux grilles sont résumées dans le tableau 3.2. La grille qui génère un taux de turbulence $T_u \approx 2,7\%$ (à l'emplacement de la maquette) sera appelée $Tu3$ et la grille qui génère un taux $T_u \approx 6,4\%$ sera notée $Tu6$.

grille	T_u [%]	Λ_f [mm]	Λ_g [mm]
$Tu3$	2,7	15	6
$Tu6$	6,4	26	11

TABLE 3.2 – Résumé des taux de turbulence et échelles pour les deux grilles utilisées, à l'emplacement virtuel du nez de la maquette, $x = 1080$ mm

Caractérisation de l'écoulement moyen

Dans ce chapitre, l'écoulement moyen et les fluctuations seront caractérisés en deux étapes. Tout d'abord on s'intéressera à ce qu'il se passe sur la face avant à l'aide de plusieurs outils comme l'utilisation d'enduit visqueux et des mesures de pression pariétale (moyenne et fluctuante).

Ensuite, on étudiera la topologie de l'écoulement sur le côté du MOPETT en séparant les mesures en paroi et dans le tourbillon. Pour cela, on dispose, en plus des outils utilisés sur la face avant, de mesures de champs de vitesse par HS-S-PIV (2D/3C) dans des plans perpendiculaires à l'axe du tourbillon.

Sommaire

4.1	Face avant	54
4.1.1	Visualisation pariétale	54
4.1.2	Mesures de la pression en paroi	55
4.2	Interaction du tourbillon conique avec la paroi latérale	57
4.2.1	Visualisation pariétale	57
4.2.2	Longueurs de recollement et de décollement	57
4.2.3	Pression sur la paroi latérale	59
4.3	Mesures dans un plan transverse au tourbillon	62
4.3.1	Vorticité	63
4.3.2	Champs de vitesses	67
4.3.3	Caractéristiques géométriques du tourbillon conique	71
4.3.4	Tenseur de Reynolds	75
4.3.5	Énergie cinétique turbulente	85
4.4	Synthèse	89

Tout d'abord, on peut observer sur la figure 4.1 ci-dessous (Gouveia de Moraes, 2011), la forme globale du tourbillon conique. Celui-ci a une interaction directe avec la paroi, observable sur la visualisation pariétale par la suite.

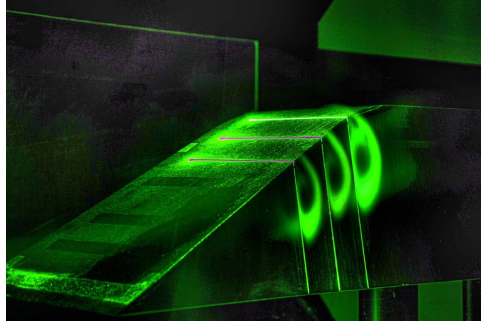


FIGURE 4.1 – Visualisation du tourbillon conique en trois plans verticaux, dans le cas $Tu0$ (Gouveia de Moraes, 2011)

Tous les essais ont été réalisés à la vitesse $U = 30 \text{ m s}$ ($Re_{L_0} = 4.35 \times 10^5$, basé sur la racine carrée de la surface frontale de la maquette)

4.1 Face avant

Avant d'être enroulé, l'écoulement amont arrivant sur la face avant contourne la maquette, et un décollement se crée à partir de l'arête latérale de la face avant.

4.1.1 Visualisation pariétale

Pour analyser l'écoulement sur la face avant, un enduit visqueux a été utilisé. Cet enduit permet de comprendre la topologie proche paroi puisque le résultat de ce procédé fait apparaître les lignes de frottement (cf. chapitre 2). Le résultat de cette visualisation est illustré sur la figure 4.2. Toutes les visualisations pariétales sont réalisées sans turbulence de grille. Avec l'ajout d'une turbulence amont, les visualisations sont quasiment « illisibles » du fait d'une plus grande fluctuation des vitesses.

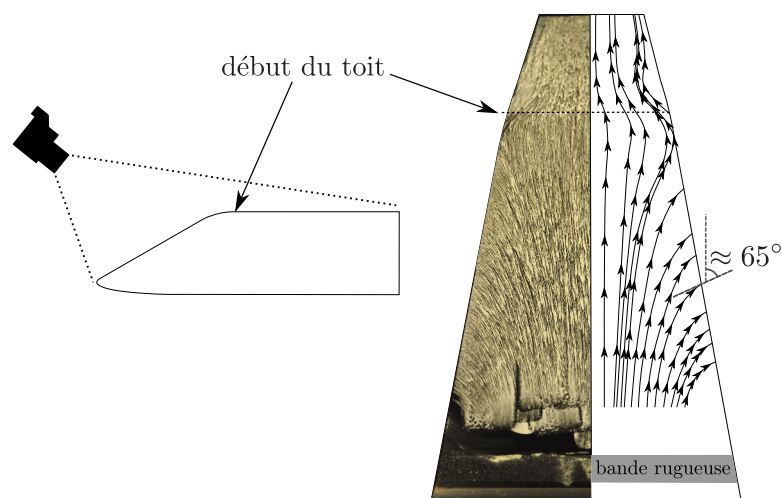


FIGURE 4.2 – Visualisation pariétale de l'écoulement sur la face avant et sur le toit sans turbulence amont ($U = 30 \text{ m s}$); à gauche, visualisation telle qu'observée par application de l'enduit visqueux; à droite, schématisation des lignes de frottement issues de la visualisation pariétale

La maquette est un obstacle à la progression du fluide provenant de l'écoulement amont. Ainsi l'air va naturellement contourner l'obstacle comme le montrent les lignes de frottement au niveau de la rampe sur la FIG. 4.2 et un décollement se crée à l'arête latérale.

Nous pouvons aussi noter que les tangentes aux lignes de frottement de l'écoulement au niveau de l'arête sont approximativement toutes parallèles. A l'aide d'un logiciel¹ de visualisation et de mesure d'image, il a été possible de quantifier cet angle dans le plan de la rampe et par rapport à l'axe de symétrie de la maquette. Il est d'environ 65° (FIG. 4.2).

Il est également intéressant de remarquer que plus le début des lignes de frottement est proche du centre de la face avant, plus celles-ci sortent par l'arête latérale, loin du nez. Lorsque ces lignes de frottement sont au voisinage du centre, celles-ci ne sont pas dirigées vers l'arête latérale et passent sur le toit.

De même, il existe une zone où les lignes de frottement s'approchent de l'arête tout en haut de la rampe (à la jonction de la face avant et du toit), mais ne décollent pas à l'arête. Les lignes se rapprochent de l'arête puis reviennent vers l'intérieur. Ceci pourrait être dû à la naissance d'un second tourbillon juste au début du toit.

4.1.2 Mesures de la pression en paroi

Avant d'étudier la pression moyenne, les caractéristiques de la turbulence générée au niveau de la maquette sont résumées dans le tableau 4.1.

Grille	intensité (Tu)	échelle intégrale (Λ_f)
$Tu3$	2,7%	14 mm
$Tu6$	6,4%	26 mm

TABLE 4.1 – Résumé des paramètres (intensité turbulente et échelle intégrale), à l'emplacement virtuel du nez de la maquette, veine vide

4.1.2.1 Pression moyenne

Avec l'acquisition de la pression moyenne dont les outils sont détaillés dans le chapitre 2, il est possible de déduire le coefficient de pression moyenne C_p , défini précédemment (CHAP. 2) par l'équation (2.1) :

$$C_p = \frac{p - p_0}{\frac{1}{2}\rho U^2}$$

avec p la pression statique au point de mesure [Pa]; p_0 , la pression statique du Pitot [Pa] et ρ , la masse volumique de l'air [kg m^3].

Sur la face avant, la pression moyenne a été mesurée uniquement le long de l'arête (FIG. 4.3).

1. ImageJ

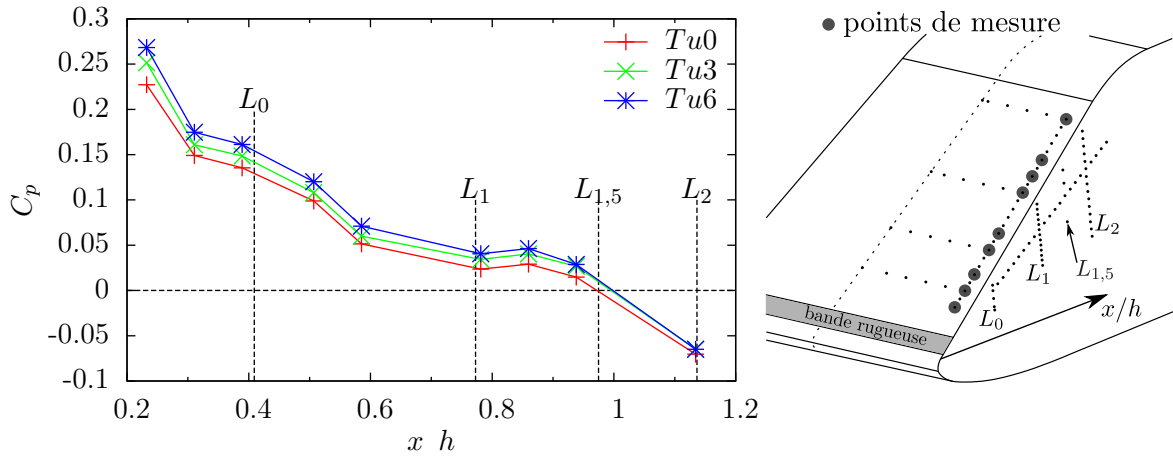


FIGURE 4.3 – Évolution du coefficient de pression moyenne C_p sur la face avant proche de l'arête pour les taux de turbulence $Tu0$; $Tu3$ et $Tu6$, (gauche); Schéma représentatif des positions des points de mesure sur la face avant, (droite)

Sur la figure 4.3, on peut noter que le coefficient de pression moyenne C_p diminue lorsque x/h augmente. Du fait de l'accélération de l'écoulement sur la face avant.

Il est aussi important de remarquer que la surpression au nez de la maquette est ressentie jusqu'à la ligne $L_{1,5}$, c'est-à-dire sur une grande partie de la face avant.

Le C_p augmente avec le taux de turbulence quelque soit la position x/h .

Entre le premier point et le dernier point de mesure, les courbes d'évolution longitudinale du C_p pour les différents taux de turbulence se rapprochent. Cette convergence montre que l'influence de la turbulence semble moins importante lorsque x/h augmente. Ceci pourrait être dû à plusieurs facteurs comme la nature de l'écoulement décollé après l'arête, l'évolution en x/h de l'écoulement turbulent ou les caractéristiques de la couche limite sur la face avant.

4.1.2.2 Pression fluctuante

Le coefficient de pression fluctuante C_p est défini par (4.1).

$$C_p = \frac{\sqrt{\overline{p^2}}}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (4.1)$$

Avec p , la pression fluctuante [Pa]; ρ , la masse volumique de l'air [kg m^3] et U , la vitesse infinie amont [m/s].

La figure 4.4 représente le coefficient de pression fluctuante sur la face avant pour différents taux de turbulence, au centre de la face et proche de l'arête latérale.

En observant l'évolution du coefficient de pression fluctuante sur l'axe de symétrie de la maquette (FIG. 4.4), on constate que le C_p est quasiment constant lorsque x/h augmente, quelque soit le taux de turbulence.

Plus le taux de turbulence augmente, plus le niveau global de C_p augmente.

Au premier point de mesure, en $x/h = 0.31$, le C_p augmente de 46% de $Tu0$ à $Tu3$; de 60% de $Tu3$ à $Tu6$.

En comparaison, l'intensité de turbulence augmente de 60% entre $Tu3$ et $Tu6$.

Au premier point de mesure proche de l'arête, en $x/h = 0.31$, le C_p augmente de 61% de $Tu0$ à $Tu3$; 63% de $Tu3$ à $Tu6$.

Dans le cas $Tu0$, le C_p au centre et au bord sont identiques. Plus le taux de turbulence augmente, plus l'écart de C_p augmente entre le centre et le bord. Le C_p au bord est toujours

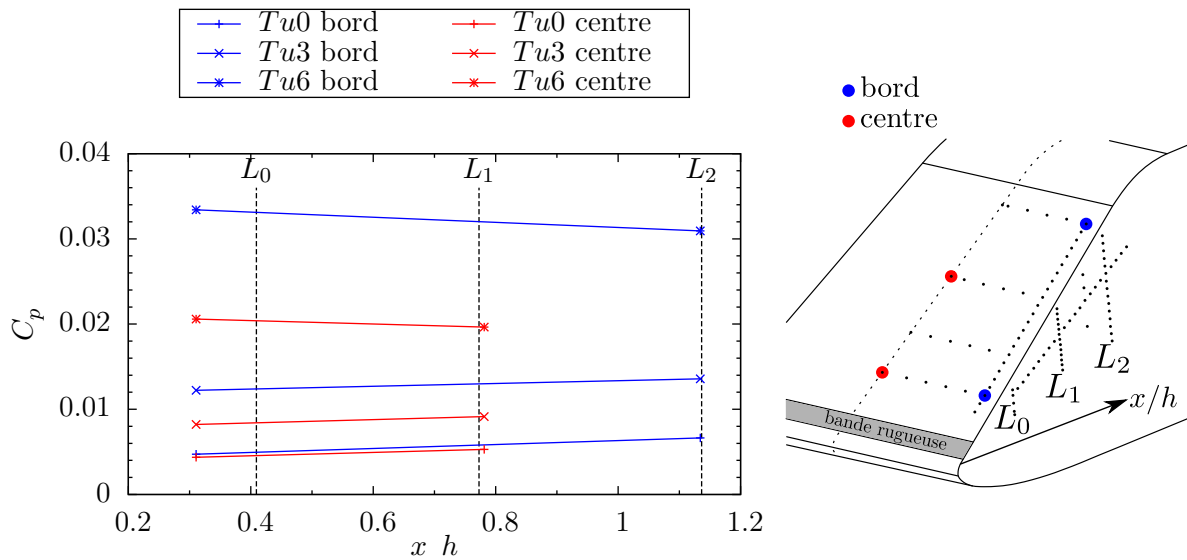


FIGURE 4.4 – Évolution du coefficient de pression fluctuante C_p sur l'axe de la face avant et sur le bord de l'arête, pour trois taux de turbulence ($Tu0$; $Tu3$ et $Tu6$), à gauche; Schéma représentatif des positions des points de mesure sur la face avant, à droite

supérieur à celui au centre. L'augmentation du coefficient de pression fluctuante sur le bord est certainement associée à la dynamique instationnaire du tourbillon.

4.2 Interaction du tourbillon conique avec la paroi latérale

4.2.1 Visualisation pariétale

Une visualisation pariétale est aussi faite sur la face latérale afin d'observer la signature du tourbillon, représentée sur la figure 4.5.

On peut observer la présence d'une ligne d'accumulation de l'enduit au niveau de la ligne pointillée rouge sur la figure 4.5(a). Ceci est significatif d'un décollement, ici associé au décollement secondaire rencontré précédemment dans la littérature (Gouveia de Moraes, 2011; Levy et Brancher, 2013).

De plus, au niveau de la ligne pointillée bleue FIG. 4.5(a), les lignes de frottement divergent. On peut associer cela au recollement principal du tourbillon conique, comme l'a également montré Gouveia de Moraes (2011). Par conséquent, le tourbillon interagit directement avec la paroi entre les lignes pointillées bleues et rouges. La divergence des lignes de recollement et de décollement confirme bien le caractère conique de la structure. On voit bien un frottement pariétal en forme de « S » (FIG. 4.5(a) et 4.5(b)), caractéristique d'une vitesse axiale dans le tourbillon.

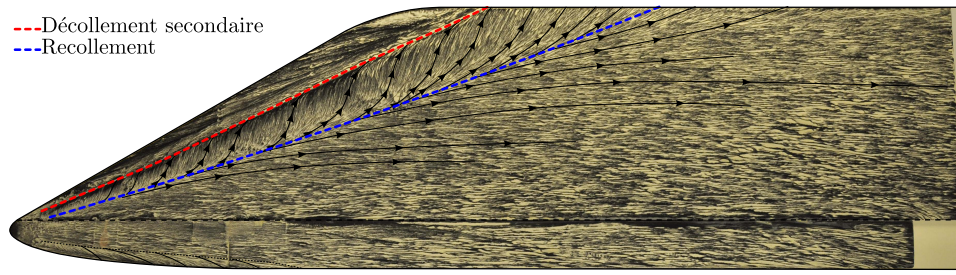
Il est aussi intéressant de relever les angles faits par ces deux lignes caractéristiques. θ_{rp} et θ_{d2} désignent respectivement l'angle moyen de la ligne de recollement principal (pointillés bleus) et de décollement secondaire (pointillés rouges), représentés sur la FIG. 4.5(b).

On définit l'angle θ_{visu} comme étant l'angle de l'axe du tourbillon principal dans le plan de la paroi latérale avec l'horizontale.

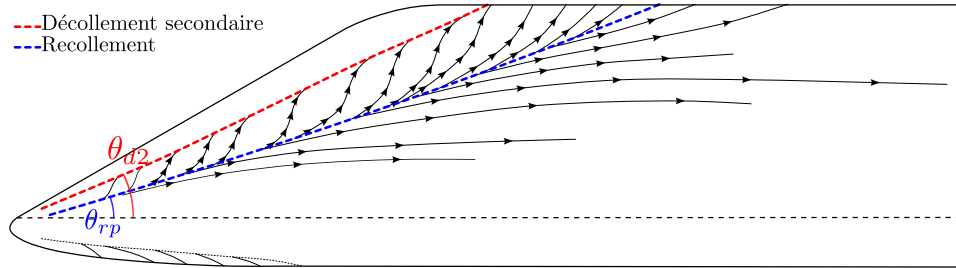
On a ainsi, $\theta_{rp} \approx 20^\circ$ et $\theta_{d2} \approx 25^\circ$. L'axe du tourbillon a donc un angle θ_{visu} tel que $\theta_{rp} < \theta_{visu} < \theta_{d2}$.

4.2.2 Longueurs de recollement et de décollement

Ayant repéré les lignes caractéristiques du recollement principal et du décollement secondaire moyens (à partir de la visualisation pariétale), on peut extraire les longueurs de recollement



(a) Photo de la visualisation pariétale



(b) Schéma des lignes de frottement issues de la visualisation pariétale

FIGURE 4.5 – Lignes de frottement par visualisation pariétale sans turbulence de grille

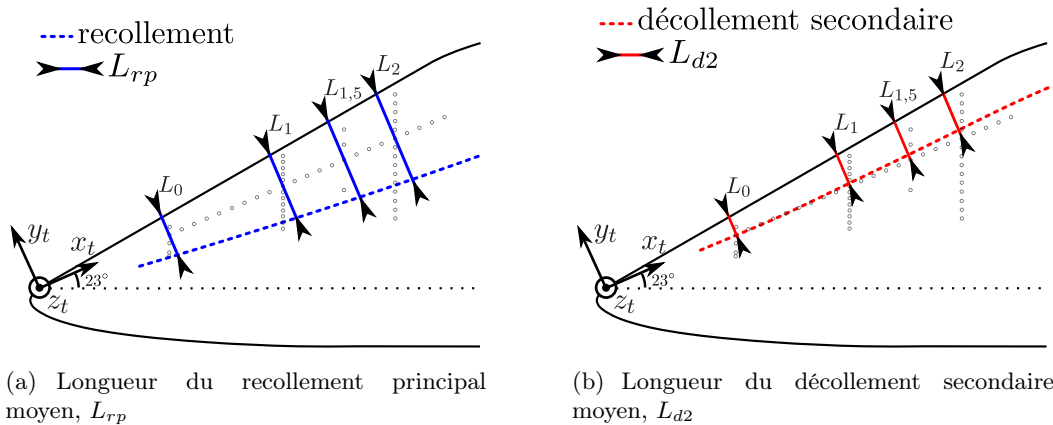
principal moyen et de décollement secondaire moyen. Dans la suite de cette étude, toutes les longueurs de recollement principal et de décollement secondaire seront des longueurs moyennes issues de la visualisation pariétale sans turbulence ($Tu0$).

Le repère choisi est incliné de 23° afin d'être dans le repère du tourbillon, où l'axe x_t (FIG. 4.6) est parallèle à l'axe du tourbillon (basé sur les travaux précédents de Gouveia de Moraes (2011)).

On appelle longueur de recollement principal L_{rp} , la longueur du segment de l'arête à la ligne de recollement principal, parallèle à l'axe y_t défini sur la figure 4.6(a).

De même, on appelle longueur de décollement secondaire L_{d2} , la longueur du segment de l'arête à la ligne de décollement secondaire, parallèle à l'axe y_t (FIG. 4.6(b)).

La longueur de recollement en « L_1 » (par exemple) passe par l'intersection entre la ligne verticale de pression L_1 et la ligne inclinée.

(a) Longueur du recollement principal moyen, L_{rp} (b) Longueur du décollement secondaire moyen, L_{d2} FIGURE 4.6 – Schéma représentant la mesure de la longueur du recollement principal (L_{rp}) et du décollement secondaire (L_{d2}), à partir de la visualisation pariétale (sans turbulence)

La figure 4.7 montre bien une croissance linéaire de la longueur de recollement moyenne L_{rp}

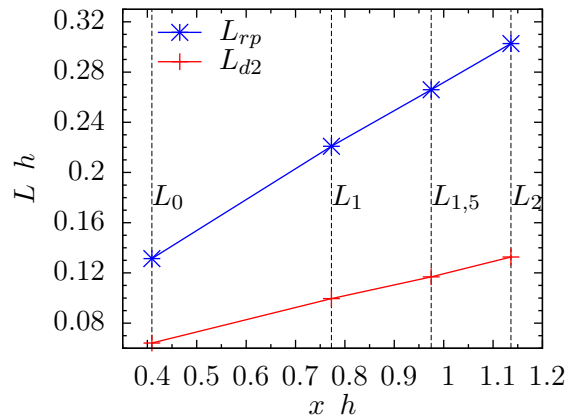


FIGURE 4.7 – Évolution de la longueur de recollement principal moyen L_{rp} et de la longueur du décollement secondaire moyen L_{d2} du tourbillon issue de la visualisation pariétale, dans le cas sans turbulence ($Tu0$)

et de la longueur de décollement moyenne L_{d2} . On remarque encore la divergence de ces lignes caractéristiques du tourbillon conique.

4.2.3 Pression sur la paroi latérale

Des mesures de pression (moyenne et fluctuante) ont été faites en paroi afin de compléter les mesures précédentes et d'observer l'interaction du tourbillon conique avec la paroi latérale.

Pour repérer les prises de pression en chaque ligne verticale, on mesure la longueur du segment parallèle à l'axe y_t , de l'arête à une prise de pression. On appelle cette distance L_{capt} (FIG. 4.8).

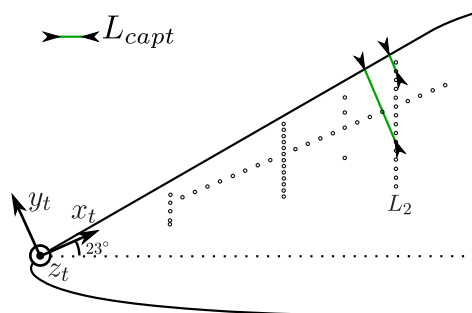


FIGURE 4.8 – Schéma des longueurs L_{capt} de position des capteurs; exemple de L_{capt} de la deuxième prise en L_2 et de la dixième prise en L_2

On adimensionne cette longueur L_{capt} (telle que définie précédemment) de position d'une prise de pression par la longueur de recollement principal L_{rp} passant par cette prise de pression.

La longueur de recollement principal n'est donc pas la même pour chaque prise de pression. On notera L_{capt}^* la position sans dimension de chaque prise de pression relative au recollement principal (4.2).

$$L_{capt}^* = \frac{L_{capt}}{L_{rp}} \quad (4.2)$$

Les longueurs de recollement principal associées à chaque prise de pression ont été mesurées sur la visualisation pariétale, donc uniquement dans le cas sans turbulence.

Lorsque $L_{capt}^* = 1$, la prise de pression se situe exactement au recollement principal de la structure tourbillonnaire. Les prises ayant un $L_{capt}^* > 1$ sont à l'extérieur du tourbillon conique (en moyenne).

4.2.3.1 Pression moyenne

La pression moyenne a été mesurée sur les lignes verticales L_0 , L_1 et L_2 (FIG. 4.9).

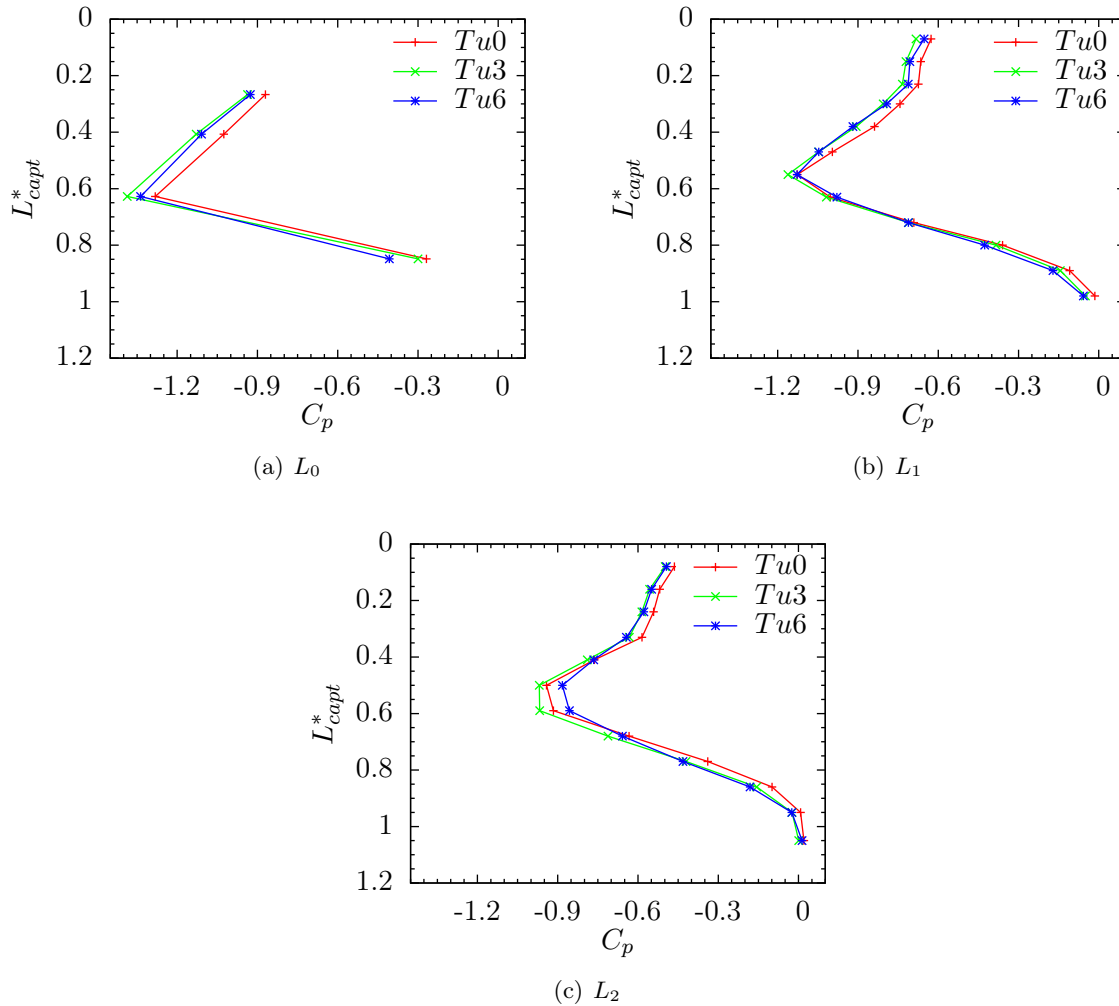


FIGURE 4.9 – Coefficients de pression moyenne C_p sur les lignes verticales L_0 , L_1 et L_2 , en fonction du taux de turbulence Tu

La figure 4.9 permet d'observer l'évolution du C_p en différents endroits sur le côté pour chaque taux de turbulence. Avant de voir l'influence de la turbulence, intéressons-nous tout d'abord à l'évolution globale de la pression moyenne.

En L_1 (FIG. 4.9(b)), on constate que la pression moyenne diminue lorsque $L_{capt}^* < 0.6$ puis augmente pour des $L_{capt}^* > 0.6$. L'allure des courbes traduit bien la présence d'un tourbillon où le cœur se situe au droit de la dépression maximale en $L_{capt}^* \approx 0.6$.

Les évolutions de la pression moyenne en L_0 et en L_2 ont même allure qu'en L_1 .

Cette tendance d'évolution de la pression pariétale montre bien la présence d'un tourbillon identifiable par la dépression située entre le point de recollement et le point de décollement secondaire. La distribution de pression est asymétrique, due à la présence de la nappe cisailée.

Lorsque L_{capt}^* tend vers 1, on tend par définition vers le recollement principal du tourbillon. On constate que le coefficient de pression moyenne tend également vers 0 lorsque L_{capt}^* tend vers 1.

En se basant sur les mesures en L_1 et L_2 , le C_p diminue lentement lorsque $L_{capt}^* < 0.3$ en L_1 (resp. $L_{capt}^* < 0.4$ en L_2). Ce pseudo plateau peut être le signe d'une zone décollée, dont la taille augmente avec x/h , à l'image de ce qui a été observé sur la figure 4.7, où la longueur de décollement augmente longitudinalement. Cette hypothèse peut s'appuyer sur les résultats de Levy et Brancher (2013), où l'on constate une recirculation (tourbillon secondaire) entre l'arête et le tourbillon principal.

On peut aussi remarquer que la dépression maximale diminue lorsque x/h augmente, ce qui est probablement dû à l'éloignement du cœur par rapport à la paroi (la taille du tourbillon augmente longitudinalement).

4.2.3.2 Pression fluctuante

La figure 4.10 représente l'évolution du coefficient de pression fluctuante C_p le long des lignes verticales L_1 et L_2 sur la paroi latérale, pour chaque taux de turbulence.

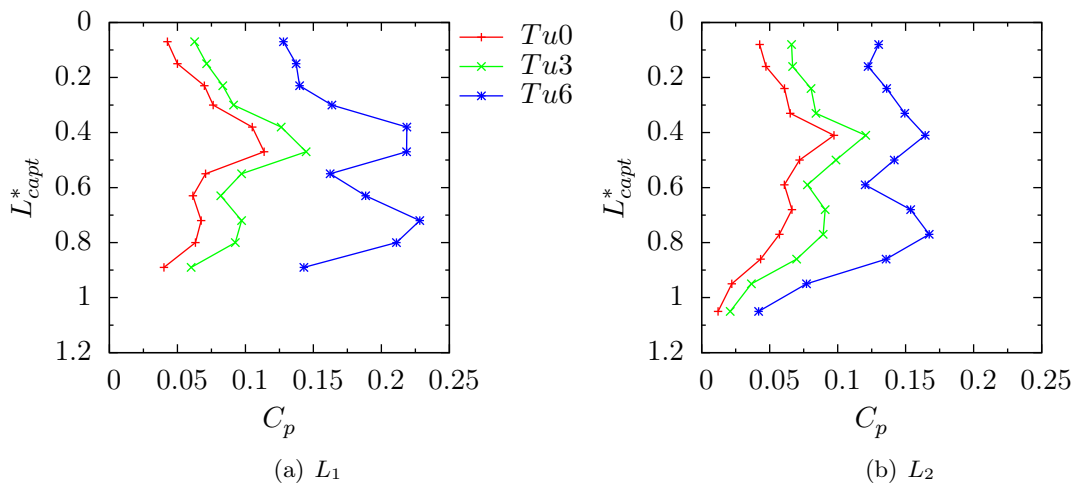


FIGURE 4.10 – Coefficient de pression fluctuante C_p pour les lignes L_1 et L_2 , pour les taux de turbulence $Tu0$; $Tu3$ et $Tu6$ en fonction de L_{capt}^*

Tout d'abord, il est nécessaire d'observer l'évolution du C_p , en L_1 (FIG. 4.10(a)).

Sans turbulence amont, on constate la présence de deux maxima locaux de C_p , en $L_{capt}^* = 0.47$ et $L_{capt}^* = 0.72$. En comparant la position de ce pic par rapport aux grandeurs caractéristiques de la structure tourbillonnaire sur la visualisation pariétale, le pic le plus élevé ($L_{capt}^* = 0.47$) correspond à la position du décollement secondaire.

Lorsque le taux de turbulence augmente (dans le cas $Tu3$), le C_p au décollement secondaire augmente, tout comme en $L_{capt}^* = 0.72$. Globalement, quelque soit la position à la paroi, le niveau de C_p augmente par rapport à $Tu0$.

Dans le cas $Tu6$, le C_p augmente de manière significative au décollement secondaire, mais le taux d'augmentation du pic en $L_{capt}^* = 0.72$ est plus grand que celui au décollement secondaire. Avec ce taux de turbulence, les deux maxima locaux de C_p sont quasiment au même niveau. Le niveau de C_p a aussi augmenté quelque soit la prise de mesure. Les niveaux de C_p augmentent donc avec le taux de turbulence, et aussi avec l'échelle intégrale (TAB. 4.1).

Sur la ligne verticale L_2 (FIG. 4.10(b)), l'évolution de la pression fluctuante est assez similaire

à celle en L_1 , quelque soit le taux de turbulence, mais avec des niveaux de C_p inférieurs par rapport à L_1 .

Les maxima locaux sont situés en $L_{capt}^* = 0.41$ ($L_{capt}^* = 0.47$ pour L_1) et en $L_{capt}^* = 0.77$ ($L_{capt}^* = 0.72$ pour L_1), c'est-à-dire aux mêmes endroits adimensionnés que pour la ligne L_1 .

La figure 4.11 permet de visualiser en même temps l'évolution de la pression moyenne et la pression fluctuante sur chaque ligne verticale. Uniquement les taux de turbulence $Tu0$ et $Tu6$ sont représentés afin que le graphique reste lisible.

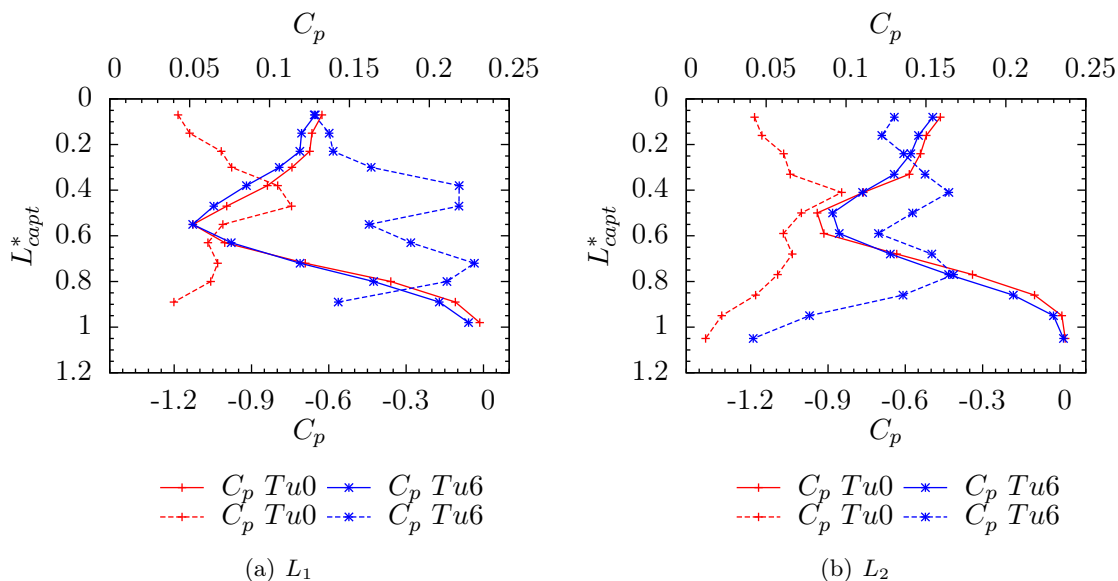


FIGURE 4.11 – Superposition de la pression moyenne C_p et la pression fluctuante C_p pour les taux de turbulence $Tu0$ et $Tu6$, en L_1 et L_2

D'après la figure 4.11, on remarque que les maxima locaux de C_p coïncident spatialement avec les gradients de C_p les plus importants, quelque soit le taux de turbulence. Plus la fluctuation de pression est importante aux maxima des gradients de C_p , plus la structure tourbillonnaire aurait un mouvement important.

Avec l'augmentation de l'échelle intégrale, le C_p augmente aux gradients de pression moyen maximum, ce qui serait le signe d'un mouvement vertical plus important de la structure.

Dans le chapitre suivant (chapitre 5), on verra que plus l'échelle intégrale augmente, plus le tourbillon principal a un mouvement important.

4.3 Mesures dans un plan transverse au tourbillon

Les mesures ci-après ont été obtenues par S-HS-PIV. On rappelle les plans de mesures ainsi que le repère associé sur la figure 4.12. Par la suite, le terme PIV sera utilisé à la place de S-HS-PIV.

On rappelle dans le plan PIV que le vecteur vitesse est noté dans le repère (x_t, y_t, z_t) comme (4.3) :

$$U = (u_t \ v_t \ w_t) \quad (4.3)$$

et la vorticité est notée par (4.4) :

$$= (\ x_t \ y_t \ z_t) \quad (4.4)$$

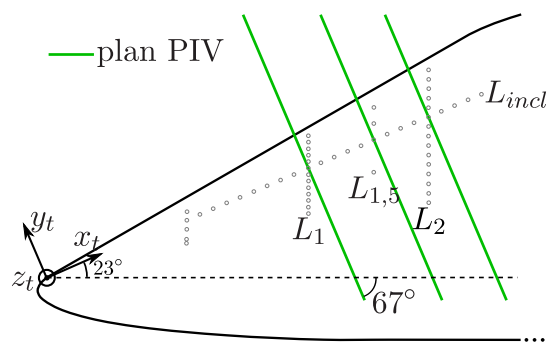


FIGURE 4.12 – Schéma descriptif des plans PIV et du repère associé aux mesures de vitesses

4.3.1 Vorticité

Dans la suite de cette étude, les vitesses seront adimensionnées par U (la vitesse infinie amont) et les coordonnées spatiales dans le plan PIV seront adimensionnées par h (la hauteur de la maquette). De plus, sur les cartographies, la partie noire représente la maquette et la partie grise proche de la maquette représente la zone de mesures fausses dues à la présence de reflet sur la paroi lors du traitement PIV.

La visualisation de la vorticité x_t (suivant l'axe x_t) obtenue par mesures PIV permet de mettre en évidence la structure tourbillonnaire (FIG. 4.13). Celle-ci se décompose en deux parties (Gouveia de Moraes, 2011; Levy *et al.*, 2008; Levy et Brancher, 2013) : une zone de cisaillement proche de l'arête et un tourbillon principal où le maximum local de vorticité représente la région du cœur.

Pour chaque plan PIV, le cœur moyen (repéré au maximum de vorticité moyenne du tourbillon principal, et représenté par une croix noire sur les champs des différentes grandeurs) est spatialement situé quasiment au même endroit (à une maille PIV près), quelque soit le taux de turbulence.

Sur la figure 4.13, il est intéressant de noter l'évolution de x_t en fonction de x/h et en fonction du taux de turbulence Tu .

Lorsque x/h augmente, on peut voir que la vorticité diminue au cœur et dans la zone de cisaillement, pour le taux de turbulence $Tu0$ (FIG. 4.13(a); 4.13(b) et 4.13(c)). Cette diminution peut être expliquée par l'augmentation de la taille de la structure lorsque x/h augmente et un effet de diffusion de la structure tourbillonnaire.

Par ailleurs, en augmentant le taux de turbulence, pour un plan donné, la vorticité diminue également au cœur du tourbillon principal et dans la zone cisailée.

On peut aussi noter, quelque soient le plan et le taux de turbulence, qu'une zone de vorticité négative est présente le long de la paroi et, juste en dessous de la nappe cisailée où Levy (2009); Levy et Brancher (2013, 2015) ont détecté la présence d'un tourbillon secondaire juste en dessous de la nappe cisailée, contrarotatif.

Afin de mieux comparer l'influence des paramètres sur l'évolution de la vorticité, les profils horizontaux de vorticité passant par le cœur moyen ont été superposés sur la figure 4.14.

La figure 4.14 permet de quantifier l'évolution de la vorticité au cœur de la structure principale. Pour chaque plan de mesure, la vorticité est bien maximale sans turbulence ($Tu0$), comme sur la figure 4.13.

En comparant les cas $Tu0$ et $Tu3$, on constate que les profils sont quasi identiques, excepté au cœur où la vorticité est légèrement inférieure, dans le cas $Tu3$.

Avec la turbulence $Tu6$, la vorticité diminue plus fortement au cœur. Elle est quasiment constante au voisinage du cœur. Ce plateau pourrait être un phénomène de lissage dû au calcul de la moyenne ou de diffusion, puisque selon les travaux précédents (Gouveia de Moraes, 2011), avec un taux de turbulence d'environ 6%, le cœur de la structure principale se déplace beaucoup

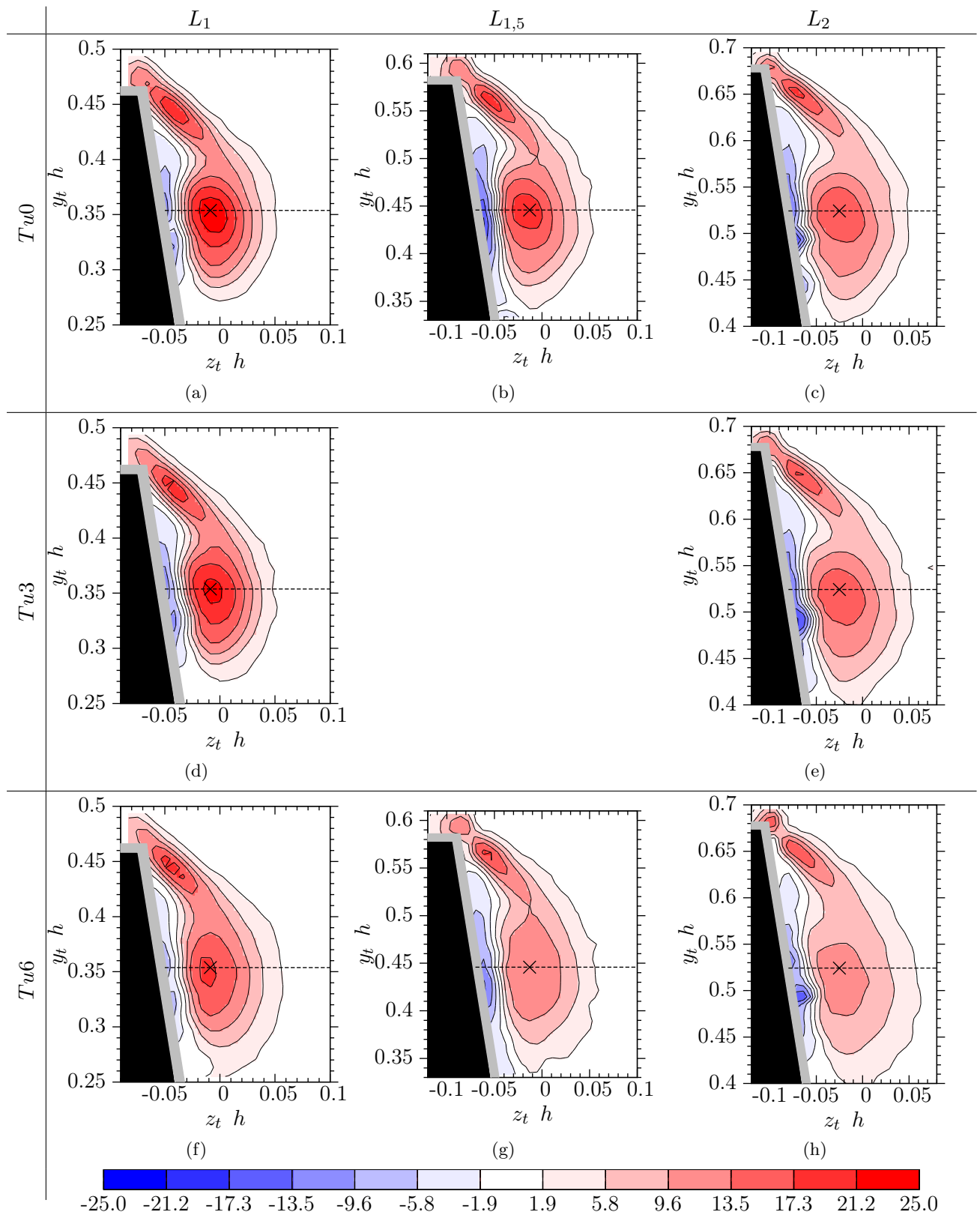


FIGURE 4.13 – Champs de vorticité x_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 ; la croix représente la position du cœur moyen

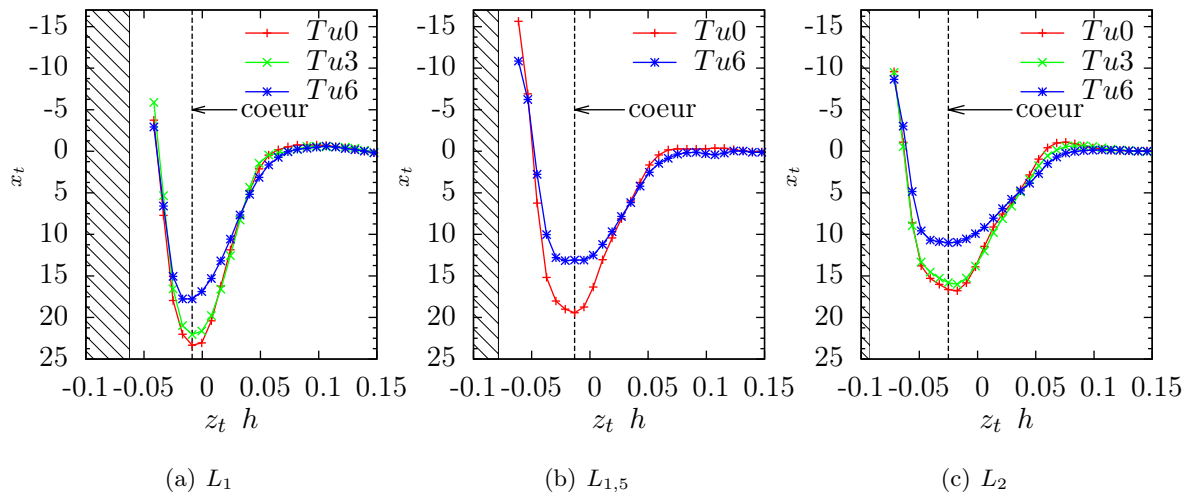


FIGURE 4.14 – Profils horizontaux de vorticité x_t pour chaque plan PIV et pour chaque taux de turbulence ; la partie hachurée représente la paroi

plus spatialement en comparaison du cas sans turbulence.

Circulation

La circulation peut donner des informations sur l'évolution longitudinale du tourbillon. Le calcul de la circulation est défini par (4.5) :

$$\Gamma = \int_S x_t dS \quad (4.5)$$

avec S , la section du tourbillon

Pour cela, il a été nécessaire de définir un contour délimitant la structure tourbillonnaire (voir annexe A.2) et en coupant la structure en deux zones (zone cisailée et tourbillon principal), FIG. 4.15.

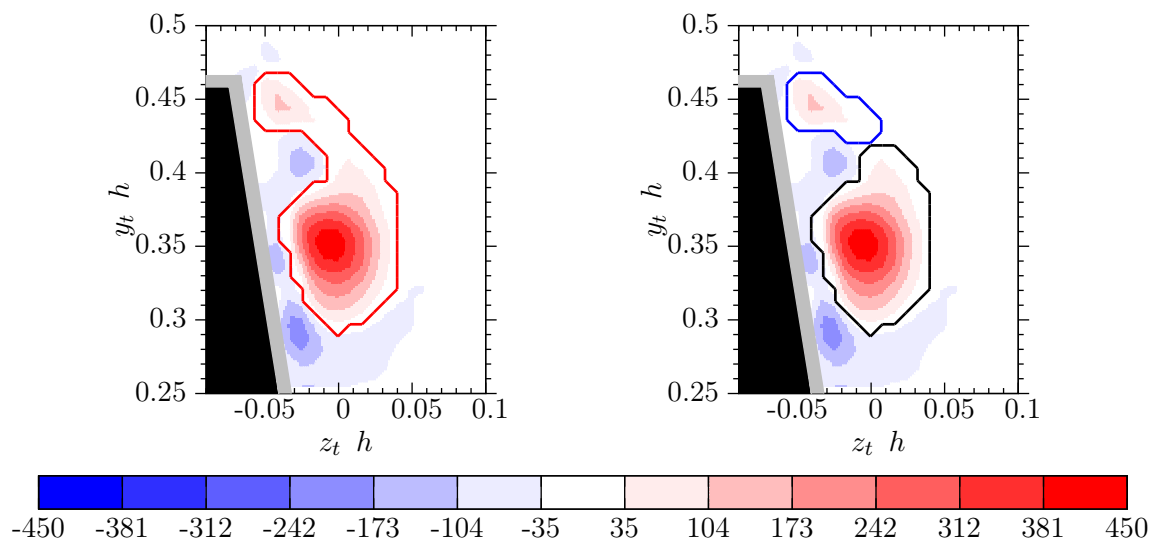


FIGURE 4.15 – Contour délimitant la structure tourbillonnaire, obtenu tel que $Q > 0$ (ici, $L_1 Tu3$), avec (—) : toute la structure ; (—) : tourbillon principal ; (—) : zone cisailée

La figure 4.16 représente l'évolution en $x h$ de la circulation. Quelque soit le taux de turbulence, la circulation augmente en fonction de $x h$ pour la structure globale, fig. 4.16(a). On

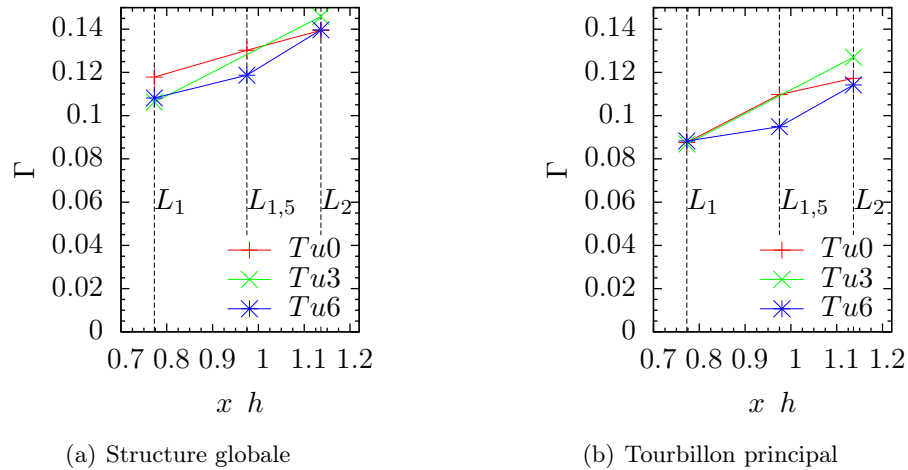


FIGURE 4.16 – Évolution de la circulation Γ en fonction de x/h et en fonction du taux de turbulence Tu pour : la structure globale et le tourbillon principal

remarque également que la circulation dans le tourbillon principal (FIG. 4.16(b)) est responsable de la plus grande partie de la circulation de la structure globale.

La structure tourbillonnaire est constamment alimentée en vorticité par le décollement de la couche limite de la face avant tout le long de l'arête latérale et la section du tourbillon principal augmente avec x/h . Il est donc cohérent que la circulation du tourbillon principal augmente longitudinalement.

On note aussi que la turbulence a une influence sur la circulation moyenne du tourbillon principal pour les lignes $L_{1,5}$ et L_2 , où dans le cas $Tu6$, Γ est toujours inférieure aux deux autres taux de turbulence.

4.3.2 Champs de vitesses

Avec les mesures faites par PIV, on dispose des trois composantes de la vitesse et on peut ainsi analyser les champs moyens de chaque composante.

La figure 4.17 représente les champs de vitesse pour les trois plans de mesure, uniquement dans le cas $Tu0$.

D'après la figure 4.17, on note pour la composante \overline{u}_t , un déficit de vitesse au voisinage du cœur moyen repéré sur les champs par une croix, quelque soit le plan de mesure. Un autre déficit de \overline{u}_t est observé en dessous de l'arête, proche de la paroi, à l'emplacement supposé du tourbillon secondaire.

Pour la composante \overline{v}_t , les distributions de vitesses sont semblables entre les différents plans de mesure, avec comme seule différence, la taille du tourbillon. La vitesse \overline{v}_t est bien nulle au cœur moyen.

Les champs de vitesse \overline{w}_t (comme pour les champs de \overline{v}_t) sont semblables quelque soit le plan de mesure et \overline{w}_t est nulle au cœur moyen.

L'ajout de la turbulence ne modifie pas grandement les champs de vitesses \overline{v}_t et \overline{w}_t , pour chaque plan. Les cartographies de ces deux composantes sont représentées en Annexe B, FIG. B.1 et B.2 (pour les différents plans et pour chaque taux de turbulence).

Les champs de vitesse \overline{u}_t pour chaque ligne et pour les taux de turbulence $Tu0$, $Tu3$ et $Tu6$ sont représentés sur la figure 4.18.

Quelque soit le taux de turbulence et le plan de mesure (FIG. 4.18), on observe un déficit de la vitesse \overline{u}_t dans la région du cœur moyen. En observant plus précisément les champs avec la turbulence $Tu3$, on ne note pas une différence notable par rapport au cas $Tu0$, pour L_1 et L_2 . Avec la turbulence $Tu6$, le déficit de vitesse est plus diffus surtout pour les plans $L_{1,5}$ et L_2 . La vitesse \overline{u}_t dans la région du cœur est plus importante en L_1 que pour les autres plans. Selon Gouveia de Moraes (2011) et d'après le chapitre suivant, le tourbillon a un mouvement important avec la turbulence $Tu6$. Ainsi, comme précédemment pour les champs de vorticité, le déficit de vitesse est plus étalé spatialement en raison d'un effet de moyenne ou d'une diffusion plus importante.

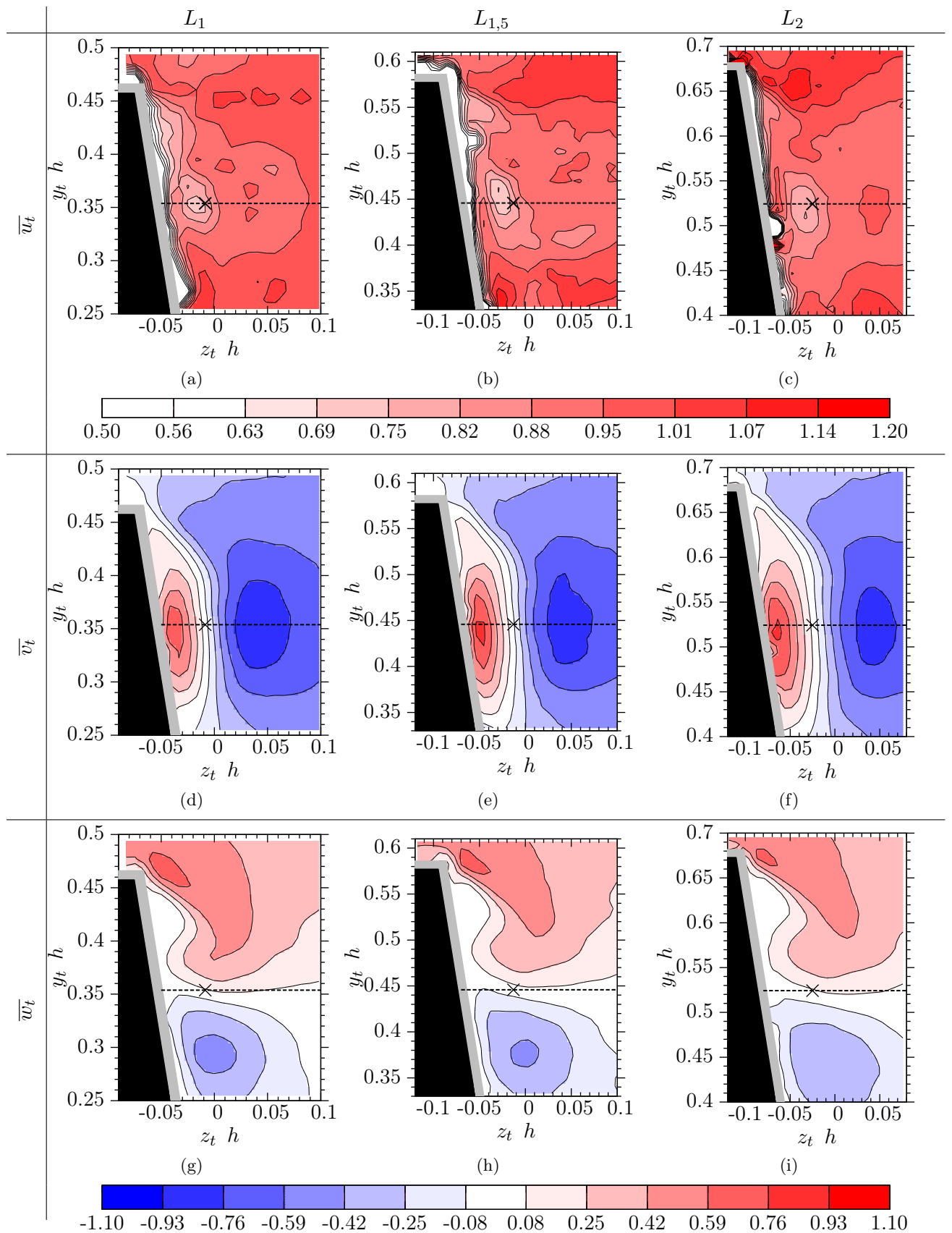


FIGURE 4.17 – Champs de vitesse \bar{u}_t , \bar{v}_t et \bar{w}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , dans le cas Tu_0 ; la croix représente la position du cœur moyen

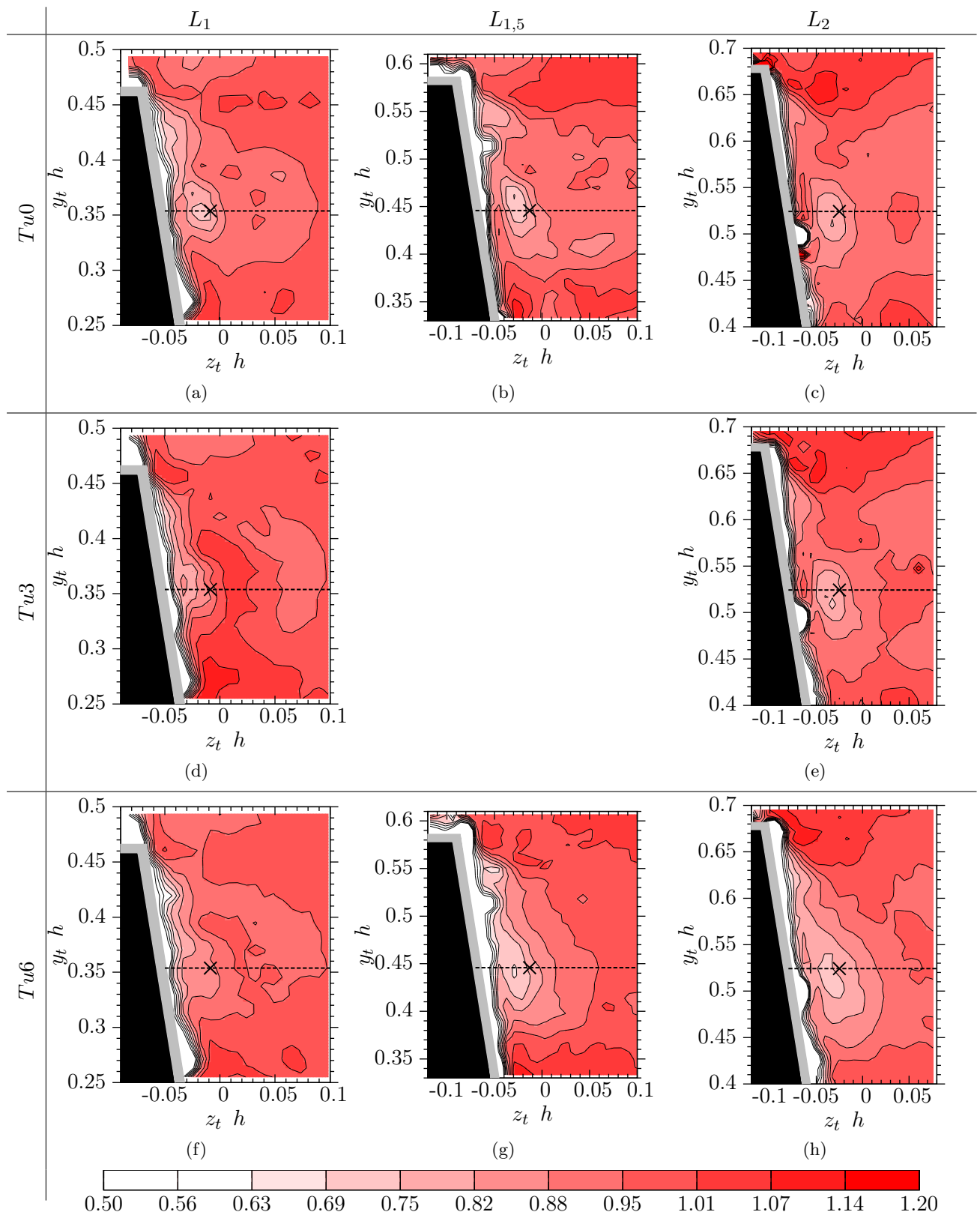


FIGURE 4.18 – Champs de \overline{u}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , en fonction du taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

Les profils horizontaux passant par le cœur moyen (ligne horizontale en pointillés noirs sur les champs de vitesse moyen) sont représentés sur la figure 4.19 pour chaque composante en L_1 , dans les cas $Tu0$, $Tu3$ et $Tu6$. Ces profils permettent de mieux quantifier l'influence de la turbulence de grille sur les trois composantes de vitesse.

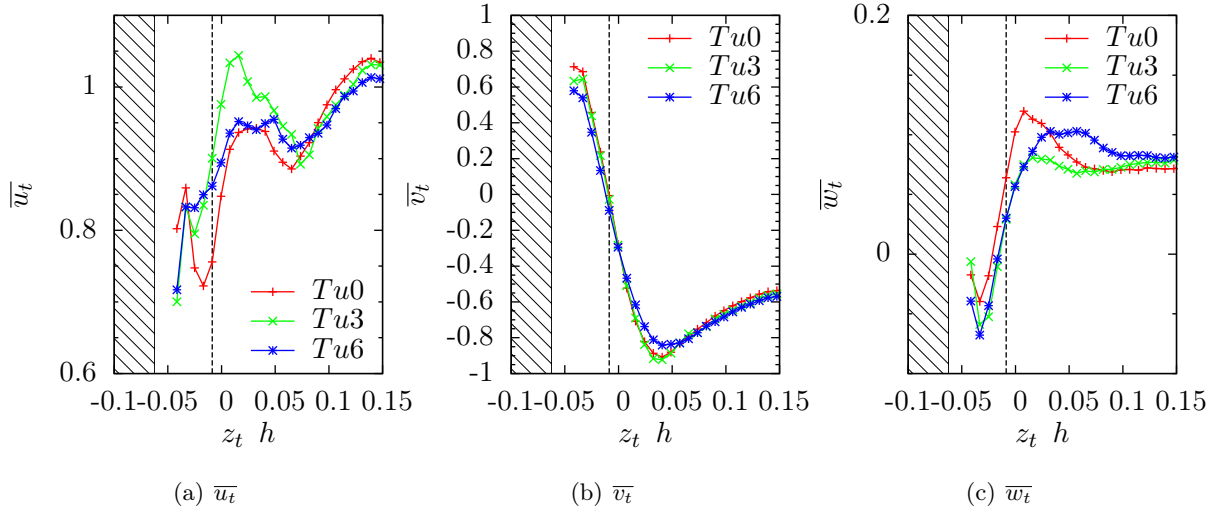


FIGURE 4.19 – Profils de vitesses \bar{u}_t ; \bar{v}_t et \bar{w}_t en L_1 en fonction de Tu ; le trait pointillé noir représente la position z/h du cœur moyen

Pour les profils \bar{u}_t (FIG. 4.19(a)), on voit que la turbulence modifie la vitesse moyenne au cœur moyen, où la vitesse est plus élevée avec l'ajout de la turbulence. De plus, au voisinage du cœur (pour des z/h compris entre 0 et 0,5), la vitesse moyenne à $Tu3$ est plus importante que dans les autres cas. Il en est de même pour les autres plans $L_{1,5}$ et L_2 (Annexes, FIG. B.3, p.160).

Avec ou sans turbulence, on remarque sur les profils horizontaux passant par le cœur moyen en L_1 (FIG. 4.19), que les profils \bar{v}_t sont très proches. Ceci se vérifie également pour les autres plans, mis en Annexe B, FIG. B.3, p.160.

Pour les profils \bar{w}_t (FIG. 4.19(c)), on constate une légère différence en fonction du taux de turbulence, mais en observant également les champs de \bar{w}_t de la figure 4.17 et de la figure B.2 en Annexe B, la vitesse \bar{w}_t n'évolue pas grandement selon les taux de turbulence pour chaque plan.

La figure 4.20 représente l'évolution de la vitesse \bar{u}_t au cœur moyen pour chaque plan et chaque taux de turbulence. On note $\bar{u}_t|_{coeur}$ la vitesse axiale au cœur moyen.

D'après la figure 4.20, la vitesse axiale du cœur $\bar{u}_t|_{coeur}$ est inférieure à U . Sans turbulence, $\bar{u}_t|_{coeur}$ est constante (de l'ordre de $0,8U$). En ajoutant la turbulence de grille, la vitesse axiale en L_1 est supérieure au cas $Tu0$. Elle est de l'ordre de $0,9U$. Lorsque x/h augmente (avec la turbulence), $\bar{u}_t|_{coeur}$ diminue pour atteindre approximativement les mêmes vitesses que le cas $Tu0$ en L_2 .

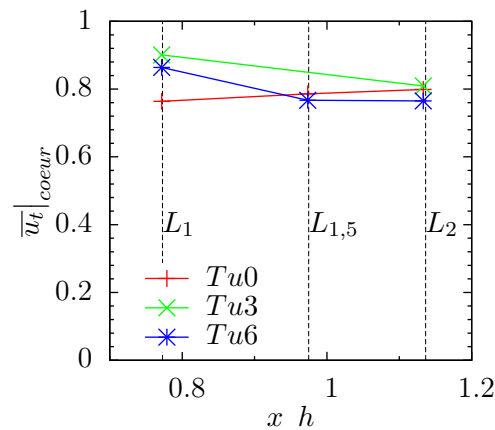


FIGURE 4.20 – Évolution de la vitesse axiale $\overline{u_t}|_{coeur}$ en fonction de x/h et de Tu

4.3.3 Caractéristiques géométriques du tourbillon conique

Avec les données précédentes, on peut déterminer spatialement les dimensions moyennes du tourbillon ainsi que la position des cœurs moyens.

Section du tourbillon

Pour le calcul de la circulation (FIG. 4.16(a)), il a été nécessaire de délimiter la structure du tourbillon. Ainsi, on peut comparer les différentes sections du tourbillon principal moyen en fonction du taux de turbulence Tu et du plan PIV.

La figure 4.21 montre l'évolution longitudinale de la section moyenne $\overline{S_h^*}$ du tourbillon principal, avec S_h^* définie par (4.6)

$$S_h^* = \frac{S}{h^2} \quad (4.6)$$

avec S , la section du tourbillon [m^2]; h , la hauteur de la maquette [m]

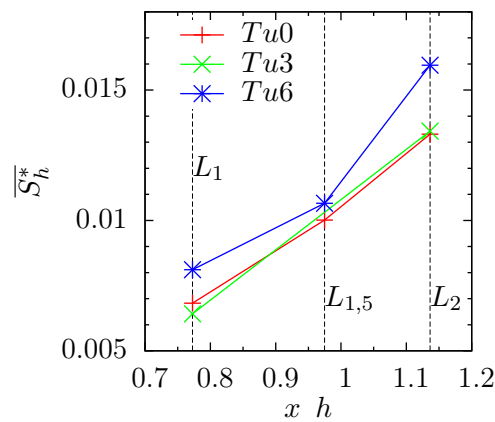


FIGURE 4.21 – Évolution de la section $\overline{S_h^*}$ du tourbillon principal en fonction de x/h pour chaque taux de turbulence

Globalement, la taille du tourbillon principal augmente en fonction de x/h , quelque soit le taux de turbulence, comme vu précédemment sur les figures 4.5; 4.9; 4.1 et 4.13.

Pour le cas $Tu0$, la section augmente quasi linéairement, tandis que pour $Tu6$, elle augmente plus fortement en L_2 en étant toujours supérieure aux autres cas. L'augmentation de la section du tourbillon principal pour le cas $Tu6$ est cohérente avec les profils horizontaux de vorticité, où ceux-ci tendent vers zéro pour un z/h plus grand (FIG. 4.14) c'est-à-dire que la largeur du tourbillon augmente.

Comme l'a montré Gouveia de Moraes (2011), le cœur du tourbillon principal a un mouvement plus important avec une turbulence $Tu6$ en comparaison au cas sans turbulence. Ainsi, l'augmentation de la section à $Tu6$ serait due à un effet de moyenne, augmentant artificiellement la section moyenne du tourbillon principal. Ce possible effet de moyenne sera abordé de nouveau dans le chapitre suivant.

Positions du cœur moyen

Avec ces positions moyennes, il est possible de repérer l'axe moyen du tourbillon principal. En supposant que le tourbillon conique se forme au nez de la maquette, on peut estimer l'angle moyen θ de l'axe du tourbillon, défini sur la figure 4.22. Le point C de la figure 4.22 représente une position du cœur moyen.

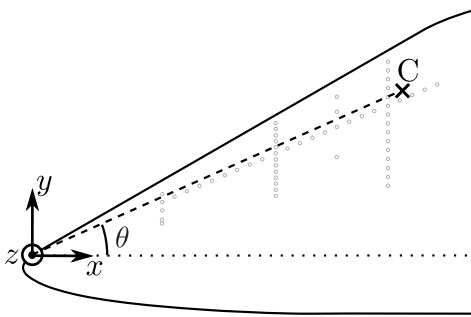


FIGURE 4.22 – Schéma représentant la mesure de l'angle θ

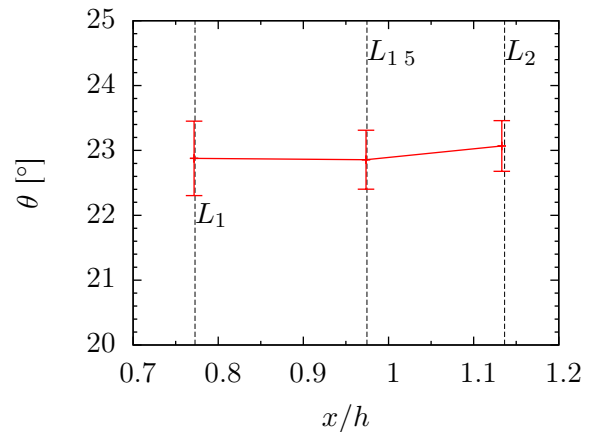


FIGURE 4.23 – Position angulaire θ de chaque cœur moyen

D'après la figure 4.23, on constate que la position en y du cœur moyen (représenté par θ) augmente linéairement, puisque pour chaque plan, θ est quasiment constant ($\approx 23^\circ$). L'évolution de l'angle θ ne dépend pas de l'intensité turbulente puisque la position des cœurs moyens est au même endroit quelque soit le taux de turbulence, sur chaque ligne. Ainsi, l'évolution de θ est valable pour chaque taux de turbulence.

Les barres d'incertitudes sur la figure 4.23 représentent l'erreur faite sur la localisation verticale du cœur moyen dans le plan PIV. En effet, la position du cœur moyen est repérée par le maximum de vorticité, donc cette position est dépendante de la discrétisation de mesure de la PIV. Ainsi, l'incertitude est calculée sur une erreur verticale de plus ou moins une fenêtre d'intégration PIV.

Afin d'évaluer l'évolution du cœur moyen par rapport à la maquette, la distance cœur-paroi a été calculée ci-après.

Distance cœur-paroi

La figure 4.24 représente l'évolution de la distance cœur-paroi, d^* définie par (4.7).

$$d^* = \frac{d}{h} \quad (4.7)$$

avec d , la distance cœur-paroi [m] et h , la hauteur de la maquette [m]

Cette distance semble augmenter lorsque x/h augmente (FIG. 4.24) même si les incertitudes de mesures sont grandes. De même que pour la position verticale du cœur moyen ci-dessus, les barres d'erreurs de la figure 4.24 sont basées sur un décalage de la position horizontale du cœur moyen de plus ou moins une fenêtre d'intégration PIV.

L'augmentation de la distance d^* est due au fait que la section du tourbillon augmente avec x/h .

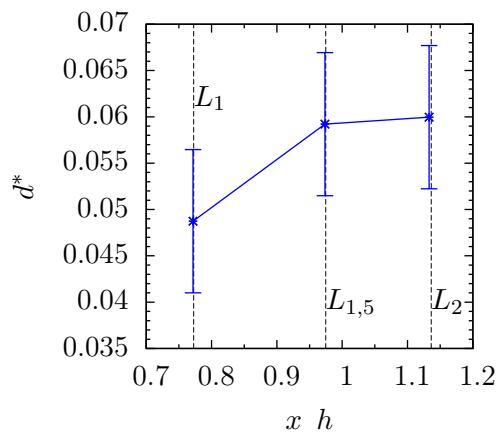


FIGURE 4.24 – Distance d^* entre le cœur et la paroi en fonction de x/h

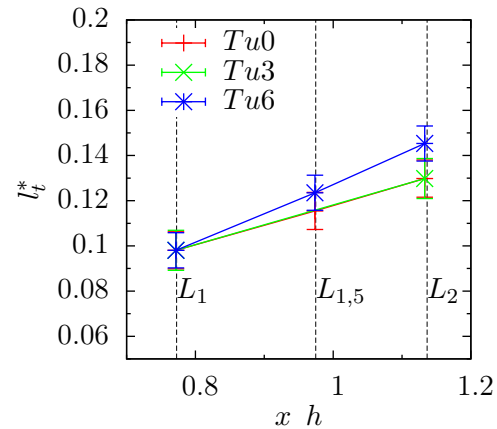


FIGURE 4.25 – Évolution de la largeur l_t^* du tourbillon en fonction de x/h et pour chaque Tu

Largeur du tourbillon

A partir des profils horizontaux de vitesses moyennes passant par le cœur (FIG. 4.19(b)), il est possible d'estimer la largeur moyenne l_t^* du tourbillon définie par (4.8).

$$l_t^* = \frac{l_t}{h} \quad (4.8)$$

avec l_t , la largeur du tourbillon [m] et h , la hauteur de la maquette [m]

La largeur est maximale au droit du cœur moyen, où on définit la distance entre la paroi et le minimum de vitesse \bar{v}_t . Ces distances sont représentées sur la figure 4.25.

On constate que la largeur augmente linéairement en fonction de x/h . Pour les cas $Tu0$ et $Tu3$, les largeurs sont les mêmes en moyenne. Le fait qu'elles soient strictement les mêmes est dû à une localisation du minimum de vitesse \bar{v}_t au même point de discrétisation de la PIV.

L'évolution de la largeur du tourbillon montre que la turbulence $Tu3$ n'a pas d'influence notable sur la largeur du tourbillon moyen, en comparaison avec le cas $Tu0$.

Avec la turbulence $Tu6$, la largeur moyenne du tourbillon augmente linéairement, mais on peut voir que les barres d'erreurs se croisent en $L_{1,5}$ et L_2 avec les deux autres taux de turbulence. L'hypothèse faite précédemment concernant l'augmentation de la taille moyenne du tourbillon ne peut être confirmée avec l'évolution de la largeur de la structure tourbillonnaire. Le fait que le tourbillon conique ait la même largeur moyenne en L_1 quelque soit le taux de turbulence, pourrait être le signe d'un faible mouvement de la structure quelque soit le taux de turbulence en cette position.

Longueur de recollement dans le plan PIV

Il est possible d'estimer les longueurs de recollement à partir des données PIV. Cette longueur de recollement principal L_{rp}^* est déterminée à partir des lignes de courant 2D du champ de vitesse moyen, entre l'arête et le point de séparation des lignes de courant proche de la paroi. La détermination de cette longueur est illustrée sur la figure 4.26.

L'évolution des longueurs de recollement principal est représentée sur la figure 4.27 en fonction de la position du plan PIV. Ces longueurs obtenues sur les champs PIV sont comparées à celles obtenues par visualisation pariétale (pour $Tu0$).

Étant donné que les mesures PIV ont été faites pour les taux de turbulence $Tu0$, $Tu3$ et $Tu6$, il a donc été possible de repérer la longueur de recollement principal L_{rp}^* pour chacun de ces taux de turbulence.

On constate que les longueurs de recollement mesurées par visualisation pariétale et avec les lignes de courant sur le plan PIV sont du même ordre de grandeur. On peut aussi observer une évolution quasi linéaire de L_{rp}^* .

Les mesures PIV sont en accord avec les observations en paroi où la structure tourbillonnaire évolue linéairement en moyenne.

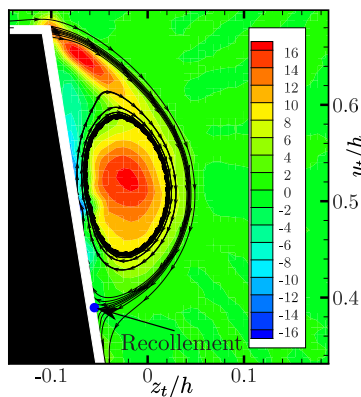


FIGURE 4.26 – Repérage du point de recollement à partir des lignes de courant 2D dans le plan PIV

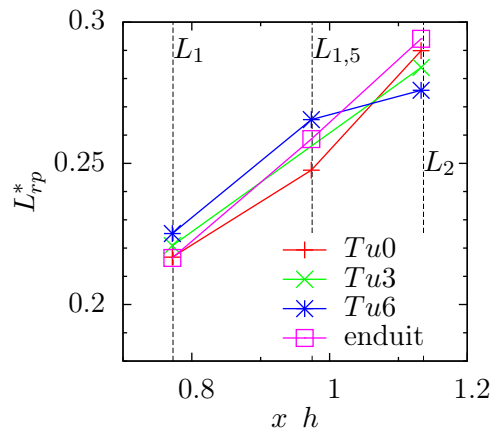


FIGURE 4.27 – Longueurs de recollement L_{rp}^* obtenues par PIV et comparaison avec les longueurs de recollement obtenues par visualisation pariétale

Comparaison entre échelle intégrale et les dimensions du tourbillon principal

La turbulence de grille a été caractérisée et étudiée dans le chapitre 3 dans la veine d'essais dépourvue de maquette et l'évolution de l'échelle intégrale en fonction de la position longitudinale de la veine a été représentée. Il est intéressant de comparer l'échelle intégrale de chaque grille aux différentes dimensions L de la structure tourbillonnaire (FIG. 4.28).

Cette comparaison entre l'échelle intégrale et la largeur de la structure tourbillonnaire est faite à titre qualitatif. En effet, on compare la turbulence de grille (échelle intégrale Λ_f) sans la maquette à l'intérieur de la veine d'essai. La turbulence générée par les différentes grilles va être déformée, distordue par la présence de la maquette (Rockwell, 1998).

Sur la figure 4.28, la longueur de recollement de la structure tourbillonnaire est toujours plus grande que l'échelle intégrale, quel que soit le taux de turbulence et le plan de mesure L_0 ; L_1 ; $L_{1,5}$ ou L_2 .

La largeur de la structure tourbillonnaire est du même ordre de grandeur que l'échelle intégrale des différentes grilles utilisées pour les plans L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 . En prolongeant l'évolution de la

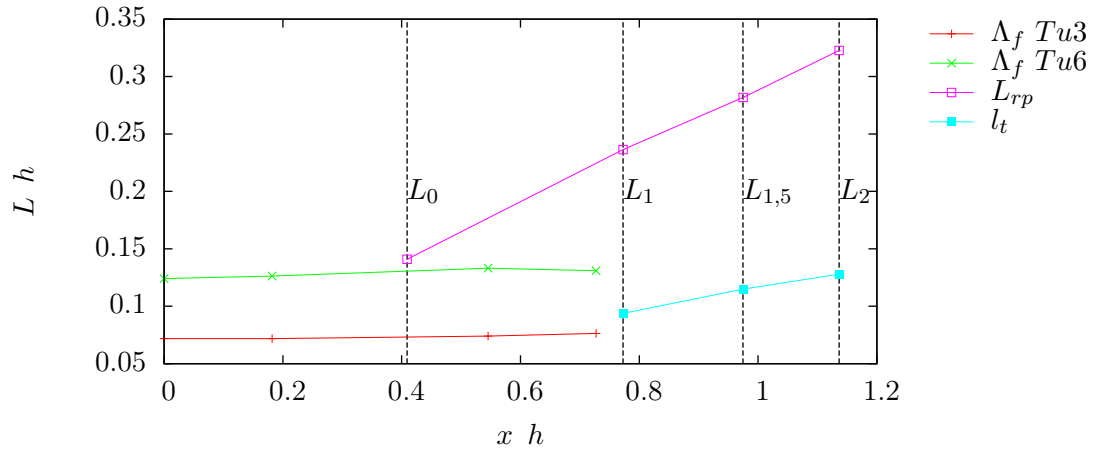


FIGURE 4.28 – Comparaison de l'échelle intégrale (macro-échelle Λ_f) des différentes grilles de turbulence, de la longueur de recollement principal (L_{rp}^*) et de la largeur du tourbillon (l_t^*) en fonction de la distance $x h$ du nez de la maquette

largeur de la structure pour des $x h$ inférieurs à L_0 , on voit que les échelles sont maintenant plus grandes que la largeur l_t^* . La turbulence générée par les grilles aurait une interaction différente avec la structure tourbillonnaire en fonction de la position longitudinale.

4.3.4 Tenseur de Reynolds

4.3.4.1 $\overline{u_t^2}$

L'évolution de $\overline{u_t^2}$ en fonction de $x h$ et de Tu est représentée sur la figure 4.29.

Lorsque $x h$ augmente, $\overline{u_t^2}$ diminue au voisinage du cœur, quelque soit l'intensité turbulente. Pour les plans L_1 et L_2 , on constate que la grandeur $\overline{u_t^2}$ augmente principalement autour du cœur moyen entre le cas $Tu0$ et le cas $Tu3$. Ensuite, avec la turbulence $Tu6$, $\overline{u_t^2}$ rediminue.

La fluctuation de la vitesse axiale diminue lorsque $x h$ augmente. Cependant, comme vu précédemment, on peut dire de façon plus précise que la fluctuation n'évolue pas de façon monotone avec l'augmentation de la turbulence.

Lorsque le paramètre Tu augmente, on peut observer, surtout sur les plans $L_{1,5}$ et L_2 , que les fluctuations u_t^2 sont plus étalées spatialement. Ceci pourrait toujours être dû à l'augmentation du mouvement spatial de la structure globale.

Avec les profils de $\overline{u_t^2}$ passant par le cœur moyen (FIG. 4.30), on peut mieux quantifier l'évolution de $\overline{u_t^2}$ en fonction du plan PIV et de l'intensité de turbulence Tu . Quelque soit le plan PIV et quelque soit Tu , on constate que le maximum de $\overline{u_t^2}$ est bien situé au voisinage du cœur moyen.

En observant uniquement les profils horizontaux en L_1 (FIG. 4.30(a)), on constate que l'évolution de $\overline{u_t^2}$ n'est pas monotone au voisinage du cœur avec l'augmentation de Tu . En effet, lorsqu'on ajoute la turbulence $Tu3$, $\overline{u_t^2}$ augmente au cœur, et avec $Tu6$, $\overline{u_t^2}$ diminue fortement, avec des niveaux inférieurs au cas $Tu0$ au voisinage du cœur moyen.

Cette tendance d'évolution se retrouve globalement pour les plans $L_{1,5}$ (FIG. 4.30(b)) et L_2 (FIG. 4.30(c)).

Cette évolution de $\overline{u_t^2}$ dans la région du cœur pourrait être liée à la taille de l'échelle intégrale par rapport à la largeur de la structure tourbillonnaire. En effet, comme la figure 4.28 le montre, l'échelle intégrale (veine d'essais vide) dans le cas $Tu3$ est inférieure à la largeur l_t de la structure

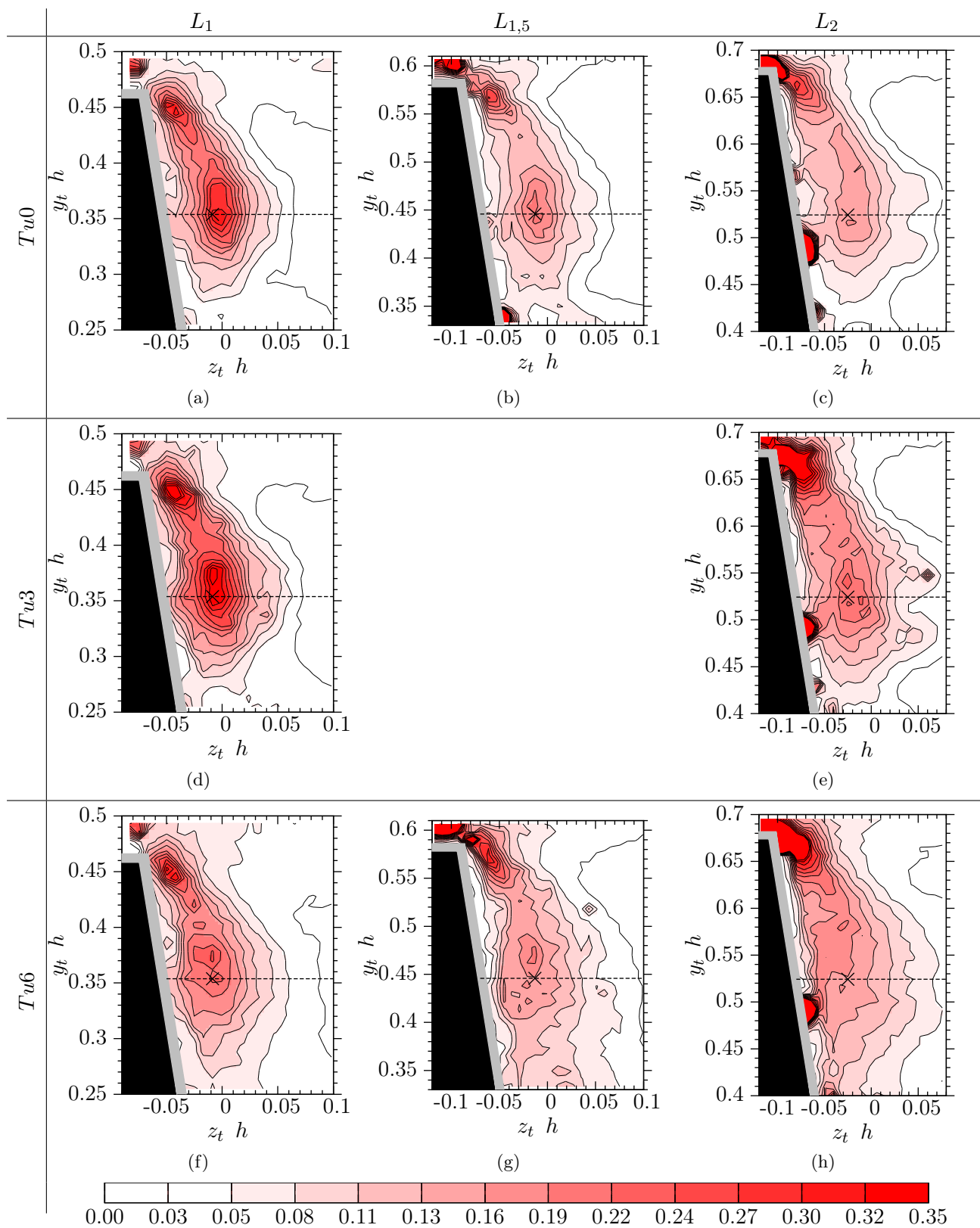


FIGURE 4.29 – Champs de $\overline{u_t^2}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

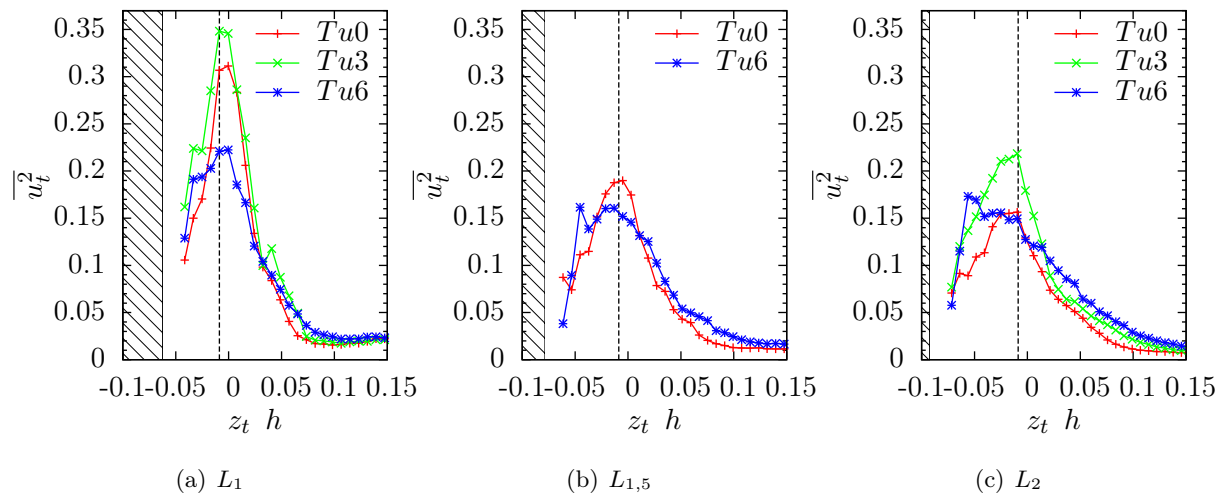


FIGURE 4.30 – Profils horizontaux de $\overline{u_t^2}$ passant par le cœur moyen pour chaque plan et pour chaque taux de turbulence

pour les plans PIV. En revanche, l'échelle intégrale semble être supérieure à la largeur de la structure, au moins pour les plans de mesure, pour le cas $Tu6$.

4.3.4.2 $\overline{v_t^2}$

La figure 4.31 représente l'évolution de $\overline{v_t^2}$ pour chaque plan PIV et pour chaque taux de turbulence.

On peut observer sur la figure 4.31 que le contour de $\overline{v_t^2}$ dessine globalement la forme du tourbillon conique, quelque soit le plan de mesure. Il y a deux maxima locaux dans le cas $Tu0$ pour chaque ligne, l'un au voisinage du cœur et l'autre dans la zone cisailée. Ces maxima locaux diminuent lorsque x/h augmente.

Lorsque l'intensité turbulente Tu augmente, le maximum local au voisinage du cœur augmente et semble englober l'autre maximum présent dans la zone cisailée sans turbulence. Ainsi, il y a un seul maximum dans la région du cœur pour le cas $Tu6$. Cette augmentation est monotone avec l'intensité turbulente.

Cette évolution de $\overline{v_t^2}$ serait le signe d'un mouvement horizontal, augmentant avec le taux de turbulence Tu .

En effet, la figure 4.32 montre le lien entre le mouvement horizontal du tourbillon et la fluctuation de vitesse v_t . En déplaçant le profil de vitesse $\overline{v_t}$ vers la droite, simulant un mouvement du tourbillon vers la droite (par rapport au profil « original »), on constate bien que ce déplacement impose une importante fluctuation de la vitesse v_t .

Afin de mieux observer l'évolution de $\overline{v_t^2}$, les profils horizontaux passant par le cœur moyen sont représentés sur la figure 4.33

Comme observé sur les champs de la figure 4.31, $\overline{v_t^2}$ augmente fortement au voisinage du cœur lorsque Tu augmente, quelque soit le plan.

Au niveau du cœur moyen (ligne pointillées), on peut noter que pour les plans L_1 et L_2 , l'augmentation de $\overline{v_t^2}$ est la même lorsque le taux de turbulence passe de $Tu0$ à $Tu3$ et de $Tu3$ à $Tu6$.

Quelque soit le plan de mesure, $\overline{v_t^2}$ augmente approximativement de 50% entre le cas sans turbulence ($Tu0$) et le cas $Tu6$.

Même si la grandeur $\overline{v_t^2}$ diminue lorsque x/h augmente, l'évolution reste sensiblement la même pour chaque plan au cœur moyen lorsque le taux de turbulence augmente.

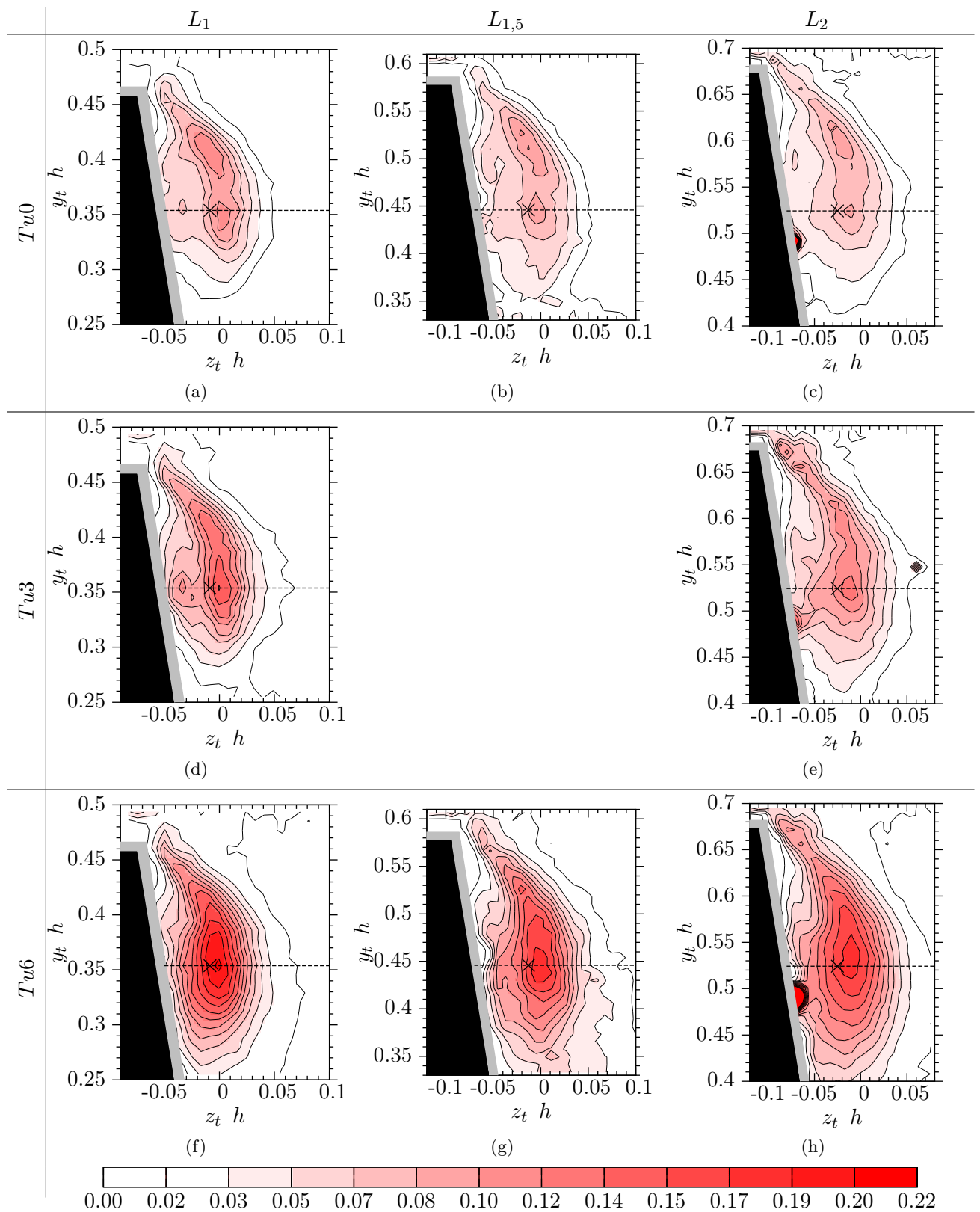


FIGURE 4.31 – Champs de $\overline{v_t^2}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

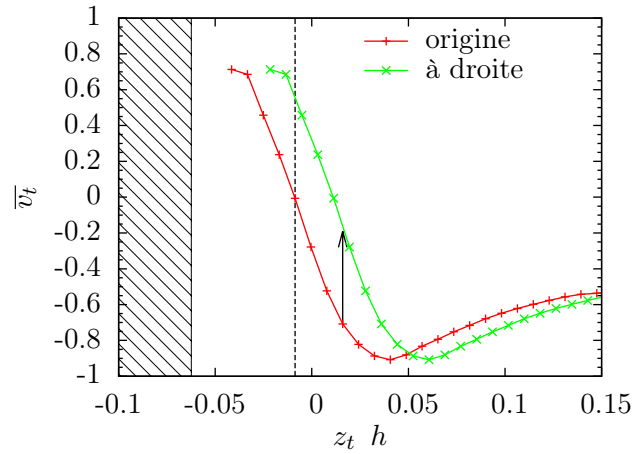


FIGURE 4.32 – Déplacement virtuel du tourbillon vers la droite (vert) par rapport au profil « original » (rouge), en L_1 dans le cas $Tu0$; la flèche représente la fluctuation de vitesse engendrée par le déplacement horizontal du tourbillon

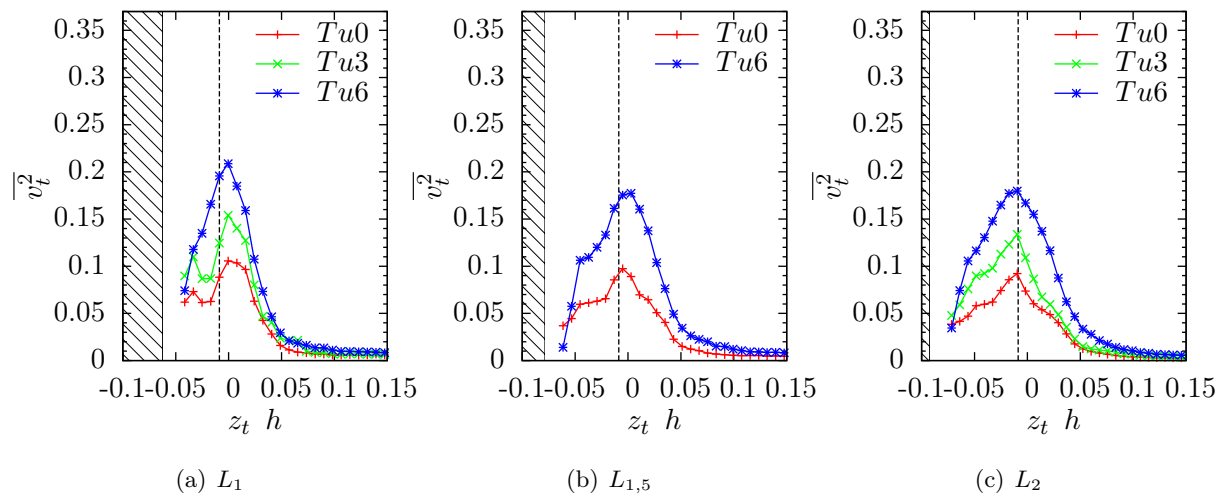


FIGURE 4.33 – Profils horizontaux de $\overline{v_t^2}$ passant par le cœur moyen pour chaque plan, pour chaque taux de turbulence

4.3.4.3 $\overline{w_t^2}$

La figure 4.34 représente l'évolution de $\overline{w_t^2}$ en fonction du plan PIV et du taux de turbulence Tu . On peut noter que cette grandeur augmente lorsque Tu augmente, et diminue lorsque x/h augmente, tout comme $\overline{v_t^2}$.

Par contre, la plage de valeurs de $\overline{w_t^2}$ est très petite devant celles de $\overline{v_t^2}$ et de $\overline{u_t^2}$.

Afin de mieux évaluer les niveaux de $\overline{w_t^2}$, les profils horizontaux passant par le cœur moyen ont été représentés sur la figure 4.35.

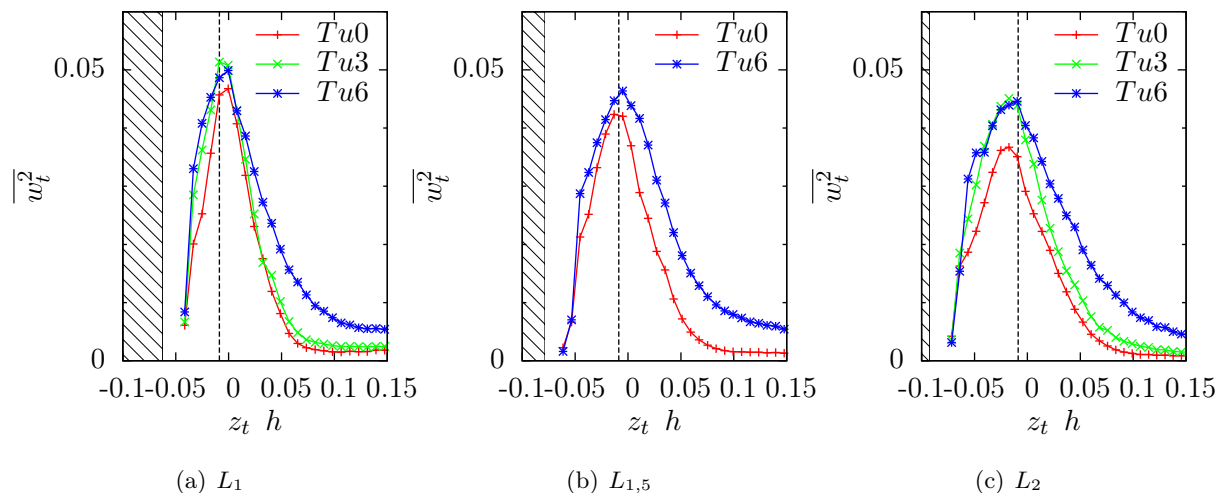


FIGURE 4.35 – Profils horizontaux de $\overline{w_t^2}$ passant par le cœur moyen pour chaque plan et chaque Tu

On constate bien sur la figure 4.35 que $\overline{w_t^2}$ est beaucoup plus petite que $\overline{u_t^2}$ et $\overline{v_t^2}$. Quelque soit le plan, l'ajout de la turbulence augmente la contrainte $\overline{w_t^2}$. Entre la paroi et le cœur, le niveau de $\overline{w_t^2}$ est quasiment le même dans le cas $Tu3$ et $Tu6$.

En suivant l'hypothèse précédente, le déplacement verticale de la structure tourbillonnaire engendrerait une importante fluctuation de la composante de vitesse w_t . Ainsi, les faibles valeurs de $\overline{w_t^2}$ seraient le signe d'un petit déplacement vertical de la région du cœur. Or, d'après l'évolution de la pression fluctuante, la structure tourbillonnaire semble avoir un mouvement vertical important.

L'analyse de la contrainte $\overline{w_t^2}$ telle qu'elle est faite ci-dessus ne permet pas de valider l'augmentation du mouvement verticale de la structure.

En comparant les termes diagonaux du tenseur de Reynolds, on constate qu'au voisinage du cœur moyen, $\overline{u_t^2} > \overline{v_t^2} > \overline{w_t^2}$, quelque soit le taux de turbulence et quelque soit le plan de mesure.

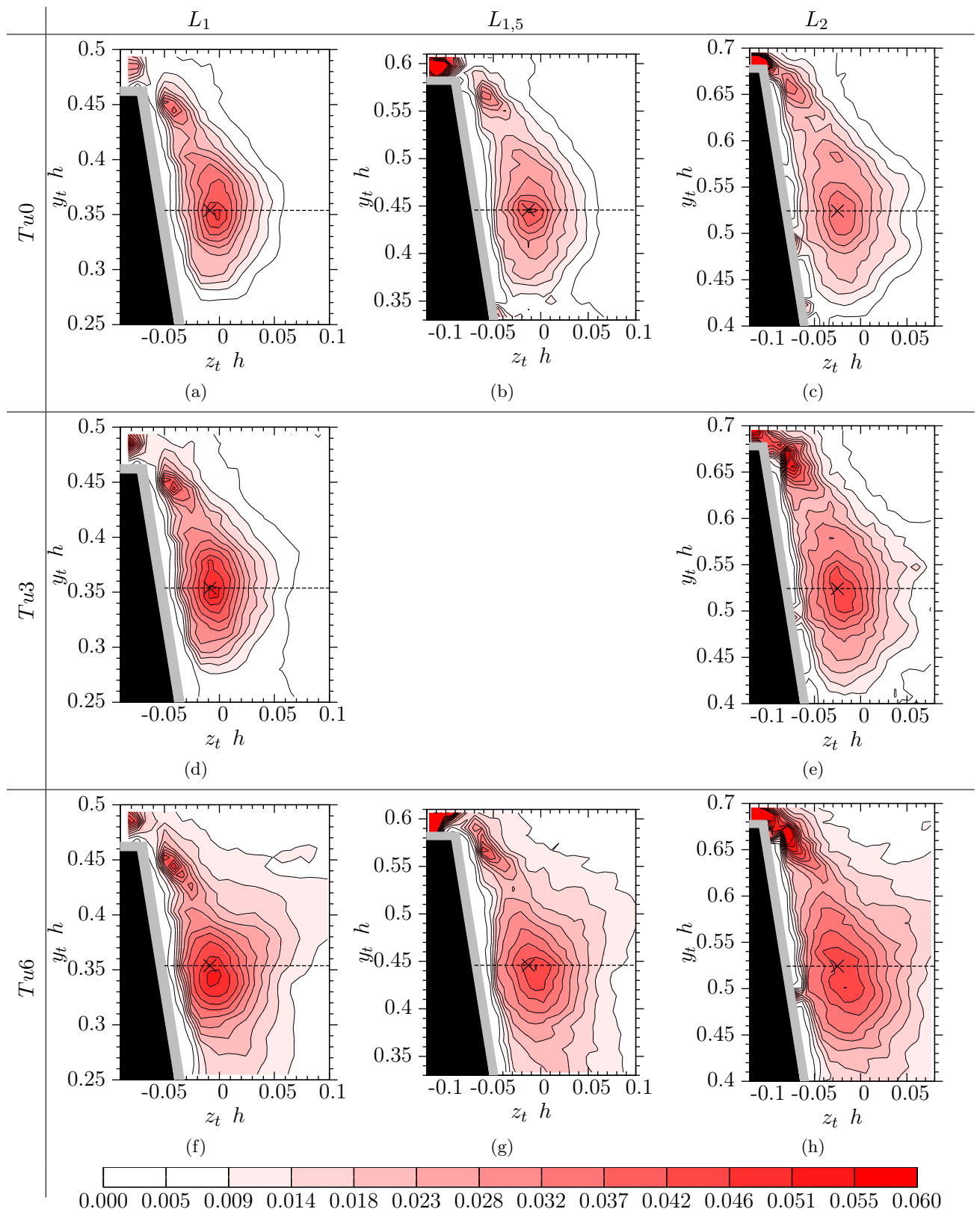


FIGURE 4.34 – Champs de $\overline{w_t^2}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

On s'intéresse maintenant aux termes croisés du tenseur de Reynolds : $\overline{u_t v_t}$; $\overline{u_t w_t}$ et $\overline{v_t w_t}$.

L'évolution des termes $\overline{u_t v_t}$ et $\overline{u_t w_t}$ est mis en annexes B, FIG. B.4 p.161 et FIG. B.5 p.162. Il n'y a pas d'informations capitales sur l'évolution de ces grandeurs lorsque x/h et Tu varient.

Néanmoins, il est intéressant d'observer l'évolution du terme $\overline{v_t w_t}$ sur la figure 4.36.

4.3.4.4 $\overline{v_t w_t}$

D'après la figure 4.36, on constate qu'il y a trois extrema locaux dans le cas sans turbulence, pour chaque plan PIV : dans la zone cisailée où $\overline{v_t w_t} < 0$; un juste en dessous de cette zone négative et un autre au voisinage du cœur moyen.

Toujours pour le cas $Tu0$, on ne note pas d'évolution majeure lorsque x/h augmente.

En augmentant le taux de turbulence, le niveau de la contrainte $\overline{v_t w_t}$ est plus fort dans la zone cisailée, ainsi que dans la région juste en dessous où est localisé le deuxième maximum. Avec la turbulence $Tu6$, il n'y a plus que deux maxima (un dans la zone cisailée, et l'autre au voisinage du cœur), augmentant par rapport au cas $Tu3$.

La zone négative est associée aux petites échelles de la zone cisailée à $Tu0$. Le niveau de la contrainte $\overline{v_t w_t}$ augmente lorsque Tu augmente, car on suppose que le mouvement de la zone cisailée augmente aussi avec Tu . Il s'agirait donc d'une combinaison entre le battement et les petites structures de la nappe cisailée.

On note également que dans la région du cœur moyen, $\overline{v_t w_t}$ augmente avec Tu . Ceci peut être le signe d'un mouvement au voisinage du cœur lorsque Tu augmente, comme vu précédemment sur les champs de $\overline{v_t^2}$ et $\overline{w_t^2}$ (FIG. 4.31 et 4.34).

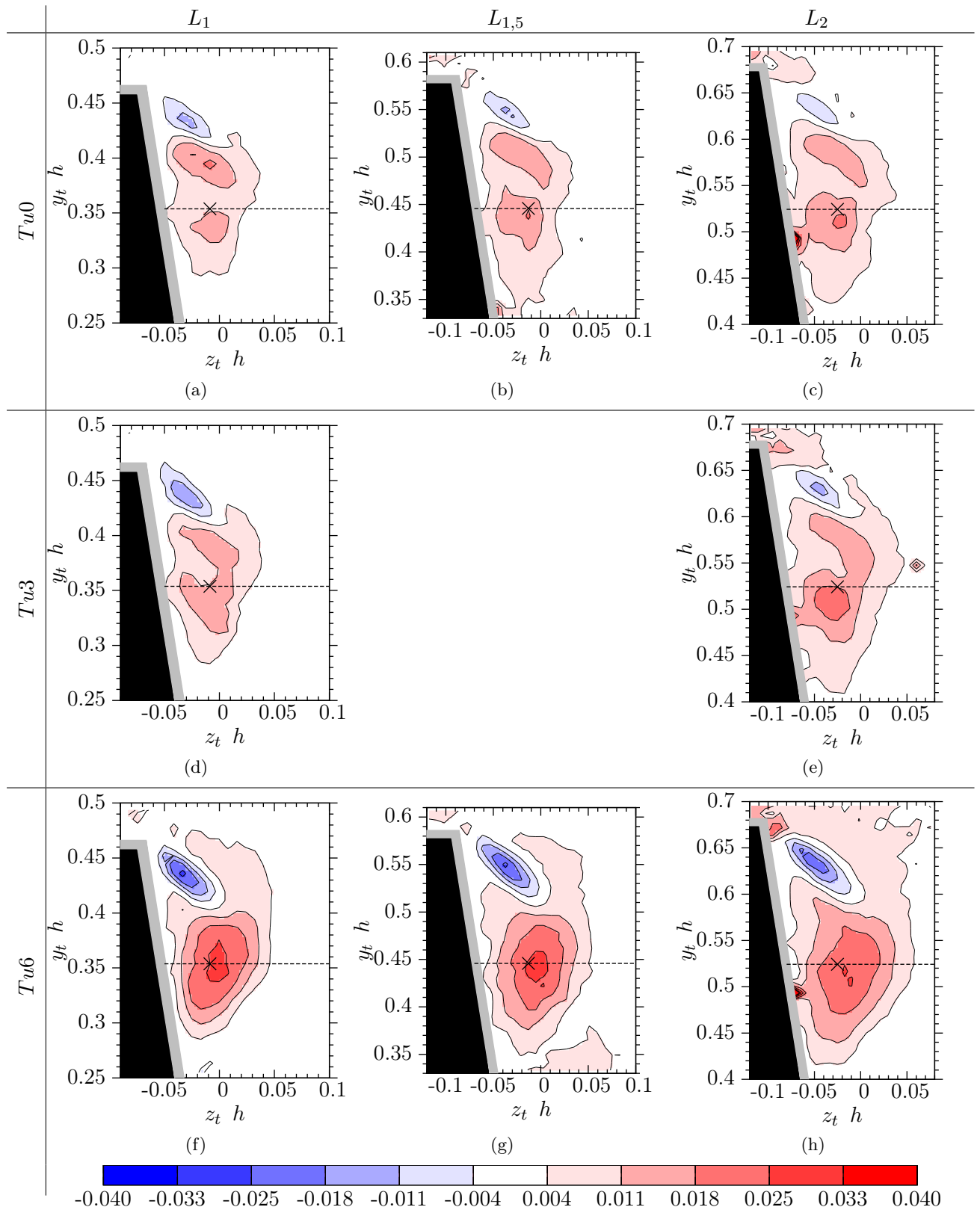


FIGURE 4.36 – Champs de $\overline{v_t w_t}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

4.3.5 Énergie cinétique turbulente

Ayant les termes du tenseur de Reynolds, on peut représenter l'énergie cinétique turbulente k définie en (4.9).

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u_t^2} + \overline{v_t^2} + \overline{w_t^2}) \quad (4.9)$$

En observant l'évolution de k sans turbulence (FIG. 4.37(a); 4.37(b) et 4.37(c)), on constate que l'énergie diminue lorsque x h augmente.

Lorsque le taux de turbulence augmente, l'énergie cinétique turbulente augmente au voisinage du cœur quelque soit le plan observé. Par contre, cette augmentation n'est pas monotone avec l'intensité turbulente puisque k est plus élevée au cœur dans le cas $Tu3$ que dans le cas $Tu6$. Ceci est observable sur les plans L_1 et L_2 des champs d'énergie cinétique turbulente (FIG. 4.37) et de manière plus précise sur la figure 4.38.

Les profils d'énergie cinétique turbulente k sont tracés sur la figure 4.38 afin de mieux quantifier l'évolution de k en fonction du taux de turbulence pour chaque plan PIV. Il est à noter que pour le plan L_1 (fig. 4.38(a)), k sans turbulence est quasiment au même niveau qu'avec la turbulence $Tu6$ et que k est plus élevé au cœur avec la turbulence $Tu3$.

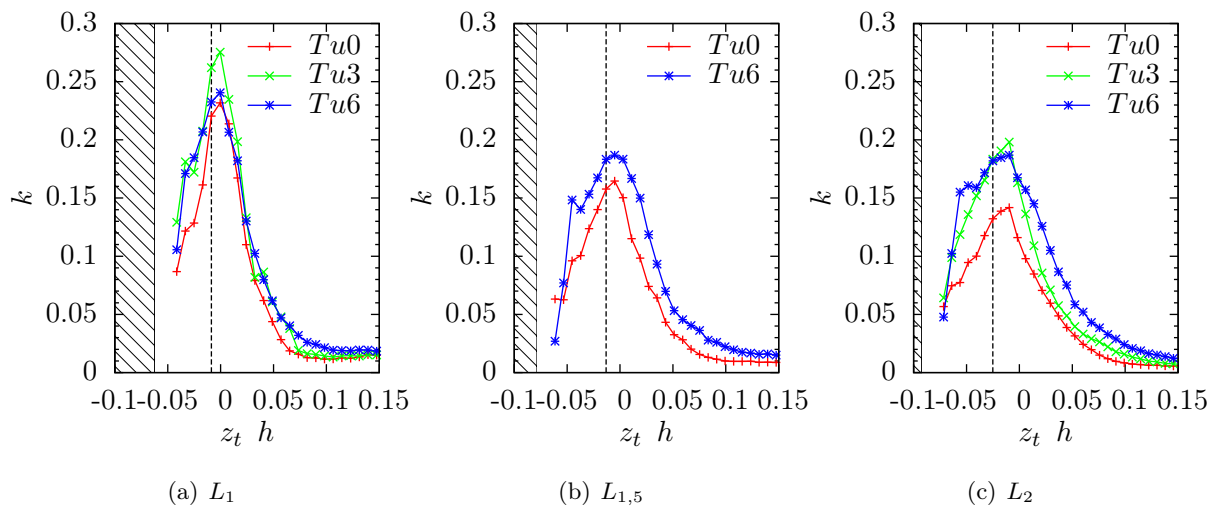


FIGURE 4.38 – Profils horizontaux de k passant par le cœur moyen pour chaque plan et chaque Tu

La figure 4.39 représentant la décomposition de l'énergie cinétique au maximum de k dans le tourbillon principal, permet d'observer l'évolution des trois composantes de l'énergie cinétique.

Sans turbulence, la décroissance longitudinale de l'énergie cinétique turbulente est principalement pilotée par la diminution de $\overline{u_t^2}$.

Avec la turbulence $Tu3$, c'est le même cas que $Tu0$, avec une forte diminution de $\overline{u_t^2}$ en L_2 .

Avec la turbulence $Tu6$, on voit que $\overline{u_t^2}$ diminue également lorsque x h augmente, la différence entre $L_{1,5}$ et L_2 n'est pas notable parce que la différence entre $\overline{u_t^2}$ dans ces deux cas n'est pas grande.

Globalement, pour chaque taux de turbulence, c'est la composante $\overline{u_t^2}$ qui influence la diminution de k en fonction de x h .

Observons maintenant l'évolution du maximum de l'énergie cinétique turbulente dans le tourbillon principal (k_{max}) en fonction de chaque plan et de chaque taux de turbulence. Cette évolution est représentée sur la figure 4.40.

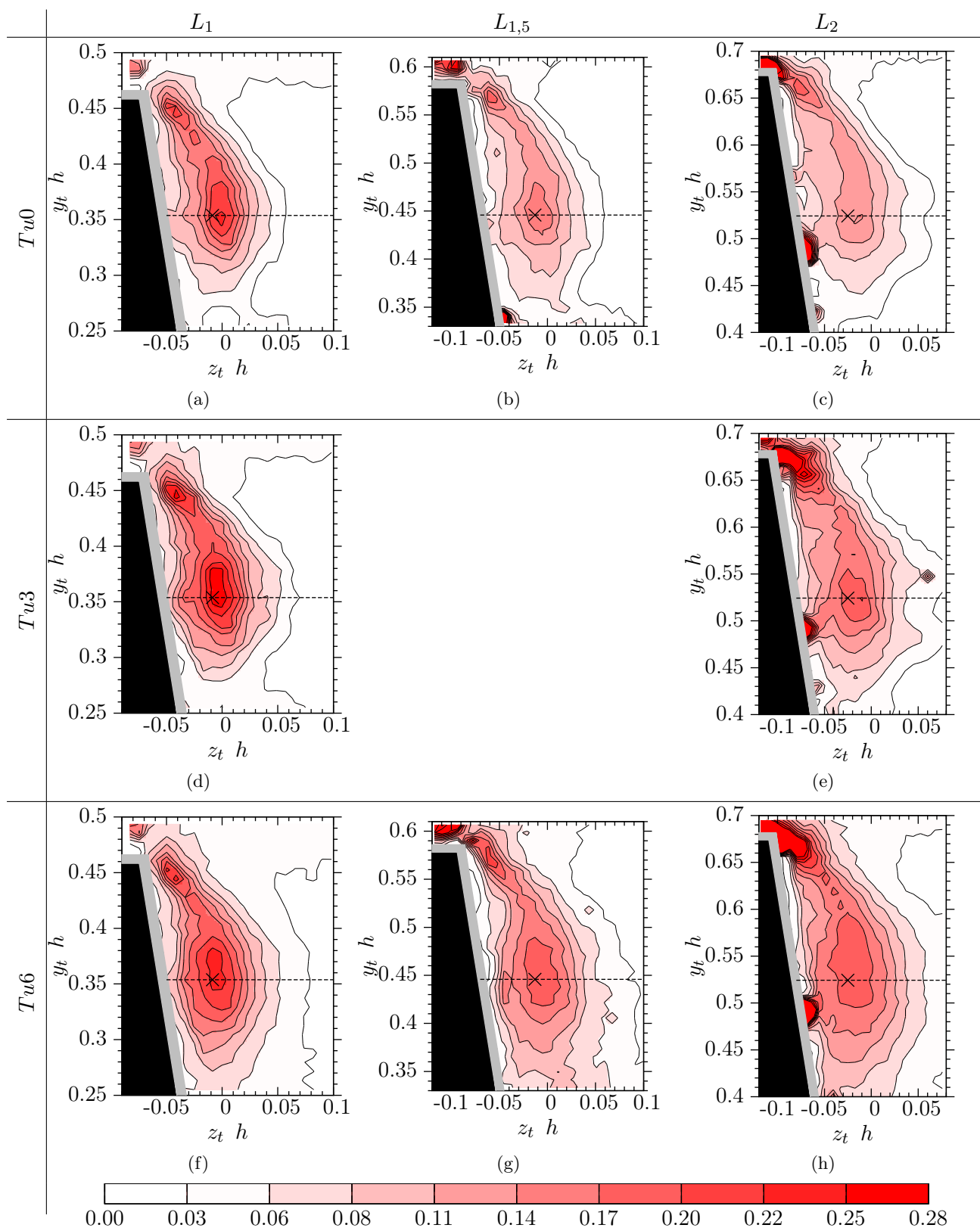


FIGURE 4.37 – Champs de l'énergie cinétique fluctuante k en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

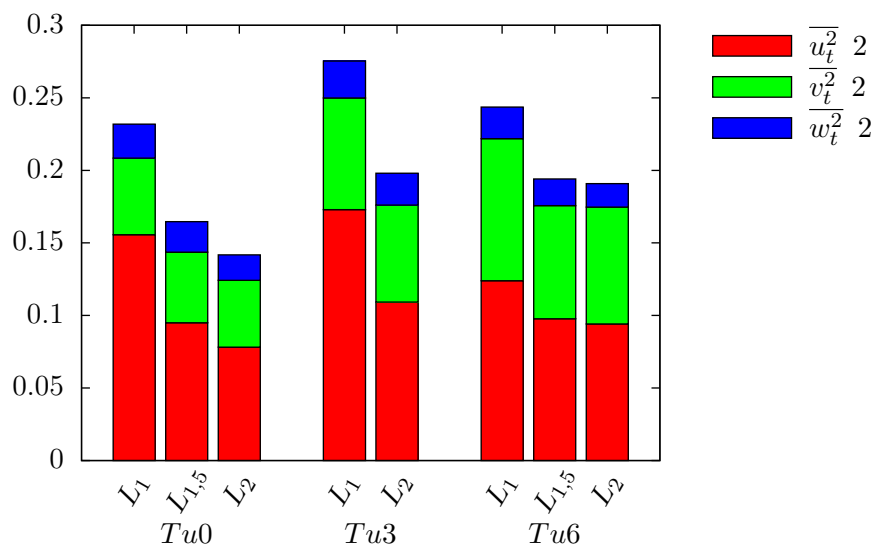


FIGURE 4.39 – Décomposition de l'énergie cinétique turbulente maximale k_{max} dans le tourbillon principal pour chaque cas, en fonction du plan PIV et du taux de turbulence Tu

Quelque soit le plan de mesure, on remarque que k_{max} diminue, pour chaque taux de turbulence. Les niveaux dépendent de Tu . Avec la turbulence $Tu3$, k_{max} est toujours supérieure au cas $Tu6$ qui lui-même est toujours supérieur au cas $Tu0$. Il est difficile de donner une tendance d'évolution de k_{max} en fonction de x/h avec trois plans PIV, mais on peut la comparer à ce qu'ont observé Levy et Brancher (2013) avec huit plans de mesure. Ils ont déduit que k_{max} évoluait comme une fonction en loi puissance. Les mesures de Levy et Brancher (2013) sont également représentées sur la figure 4.40. On voit ainsi que nos mesures sont proches de celles de Levy et Brancher (2013) qualitativement. Quantitativement, il est difficile de faire une comparaison plus approfondie en raison de la différence de maquette.

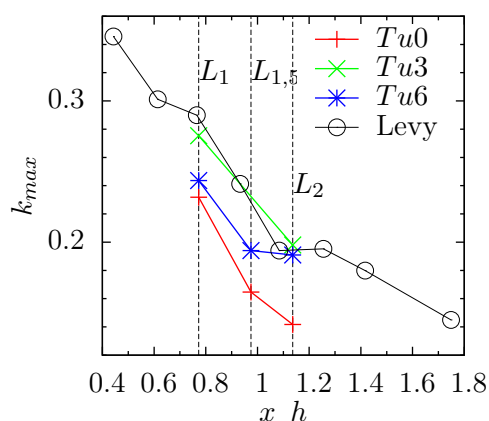


FIGURE 4.40 – Évolution longitudinale de k_{max} pour chaque taux de turbulence ; comparaison avec Levy et Brancher (2013)

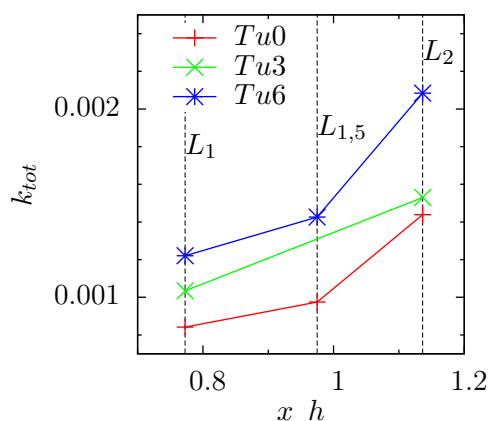


FIGURE 4.41 – Évolution longitudinale de k_{tot} dans le tourbillon principal pour chaque taux de turbulence

Evolution de k à l'intérieur du tourbillon principal

On peut aussi étudier l'évolution de l'énergie cinétique turbulente intégrée sur toute la surface du tourbillon principal défini par (4.10).

$$k_{tot} = \int_S k \, dS \quad (4.10)$$

La figure 4.41 montre une évolution croissante de k_{tot} pour chaque taux de turbulence. Ceci est en accord avec les résultats obtenus par Levy et Brancher (2013).

Comme observé précédemment (FIG. 4.21, p. 71), la taille du tourbillon principal augmente. Ainsi, lorsqu'on calcule k_{tot} , on intègre l'énergie cinétique fluctuante sur un plus grand domaine. Ceci a pour effet d'augmenter la grandeur k_{tot} lorsque x/h augmente.

Intuitivement, on relirait donc l'augmentation de k_{tot} à l'augmentation de la section \bar{S} du tourbillon.

Afin de vérifier la quantité d'énergie dans le tourbillon principal pour chaque plan de mesure, on calcule l'énergie cinétique turbulente moyenne pour chaque plan PIV et pour chaque taux de turbulence. Cette grandeur est appelé k_{moy} et est définie par (4.11).

$$k_{moy} = \frac{1}{S} \int_S k \, dS = \frac{1}{S} k_{tot} \quad (4.11)$$

L'évolution de k_{moy} est représentée sur la figure 4.42. En observant ce qu'il se passe à $Tu0$, on note que k_{moy} diminue puis augmente, mais la valeur en L_2 est inférieure à celle en L_1 . Avec $Tu3$, k_{moy} a aussi diminué, et avec $Tu6$, son évolution est monotone décroissante. Du plan L_1 au plan L_2 , l'énergie cinétique fluctuante moyenne diminue. On retrouve alors le même type d'évolution que k_{max} . Malgré le fait que la section \bar{S}_h^* du tourbillon principal croît avec x/h et le fait que le tourbillon conique est alimenté en permanence par l'écoulement de la face avant, on voit que la perte d'énergie est plus importante que l'apport d'énergie provenant de la face avant.

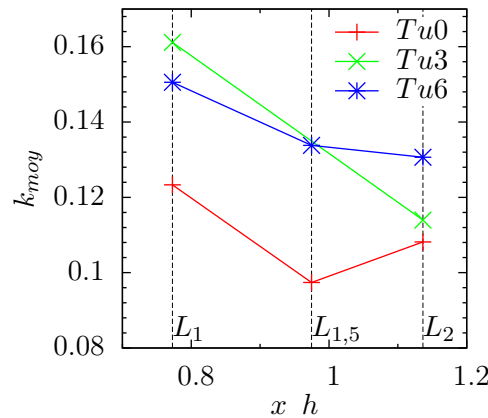


FIGURE 4.42 – Évolution longitudinale de k_{moy} dans le tourbillon principal pour chaque taux de turbulence

4.4 Synthèse

Dans ce chapitre, les grandeurs moyennes et fluctuantes liées à la structure tourbillonnaire conique ont été analysées. Des visualisations par enduit visqueux ont aussi été réalisées en face avant et sur la paroi latérale.

La visualisation pariétale a montré la présence d'une structure tourbillonnaire conique (avec une vitesse axiale) sur le côté de la maquette, où on distingue clairement un recollement principal et un décollement secondaire. Le tourbillon se développe de manière quasi linéaire. Ceci est confirmé par l'évolution de la section du tourbillon principal, de la position moyenne du cœur et de la largeur du tourbillon principal.

Les mesures de pression sur la paroi latérale ont permis de mettre en évidence deux maxima locaux de pression fluctuante dans le cas $Tu0$, correspondant spatialement au décollement secondaire et une zone proche du recollement principal. L'ajout de la turbulence amont a pour effet d'augmenter la fluctuation de pression en ces deux positions. Les maxima locaux de fluctuation de pression correspondent spatialement aux maxima de gradient de pression moyen. L'augmentation de la pression fluctuante avec l'ajout de la turbulence amont serait due à un mouvement de la structure tourbillonnaire de plus en plus important.

L'analyse de la vorticité moyenne montre que celle-ci diminue lorsque x/h augmente et lorsque le taux de turbulence augmente. De plus, la circulation moyenne du tourbillon principal augmente longitudinalement et la position du cœur moyen n'est pas influenc e par l'ajout de la turbulence.

Analyse spatio - temporelle de la structure tourbillonnaire

Dans ce chapitre, l'analyse spatio-temporelle de la structure tourbillonnaire sera faite pour chaque plan PIV. Avec les différentes grandeurs en chaque plan, il sera possible d'avoir une vision longitudinale de ce tourbillon conique, en fonction du taux de turbulence. Tout d'abord, le comportement spatial du tourbillon sera analysé en découpant l'étude en deux zones (la zone cisailée et le tourbillon principal). Ensuite, le contenu fréquentiel de quantités globales sera analysé en fonction du taux de turbulence pour en déduire l'influence de la turbulence sur le contenu fréquentiel de la structure tourbillonnaire. Les fréquences de quelques grandeurs locales seront alors détaillées, avant de conclure par une schématisation dans son ensemble du tourbillon conique.

Sommaire

5.1	Dynamique de la structure dans différents plans de mesure	92
5.1.1	Corrélations spatiales	92
5.1.2	Comportement spatial de la zone cisailée	97
5.1.3	Comportement spatial du tourbillon principal	99
5.2	Contenu fréquentiel de l'écoulement	106
5.2.1	Analyse des instantanés	107
5.2.2	Analyse fréquentielle de la pression à la paroi latérale	112
5.2.3	Contenu fréquentiel de la face avant en paroi	120
5.2.4	Analyse fréquentielle des propriétés intégrales du tourbillon	122
5.2.5	Spectres de vitesse	128
5.2.6	Étude temporelle de la position du cœur	131
5.3	Comportement global de la structure tourbillonnaire	133
5.3.1	Cohérence pression-pression entre L_1 et L_2	133
5.3.2	Lien fréquentiel entre la section et la position horizontale du tourbillon principal	137
5.3.3	Lien fréquentiel entre l'angle de la nappe cisailée et la section du tourbillon principal	139
5.4	Synthèse	142

5.1 Dynamique de la structure dans différents plans de mesure

Dans cette partie, la dynamique de la structure est étudiée en s'appuyant sur les corrélations spatiales en chaque plan et aussi à l'aide de données temporelles propres à chaque zone de la structure du tourbillon conique.

5.1.1 Corrélations spatiales

5.1.1.1 Corrélations pression-pression

A la paroi, la corrélation spatiale pression-pression R_{pp} permet de mettre en évidence les différentes régions de la structure tourbillonnaire. Afin de distinguer ces régions, la prise de référence choisie pour le calcul de corrélation est prise au maximum local de C_p proche du recollement principal ($L_{capt}^* \approx 0.8$) sur chaque ligne verticale.

La corrélation est calculée d'après (5.1) :

$$R_{pp}(x_1, x_2, \tau) = \frac{\overline{p(x_1, t) p(x_2, t + \tau)}}{\sqrt{\overline{p(x_1, t)^2}} \sqrt{\overline{p(x_2, t + \tau)^2}}} \quad (5.1)$$

avec x_1 le premier point de mesure (point de référence); x_2 le deuxième point de mesure et τ le décalage temporel (ici $\tau = 0$).

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 5.1.

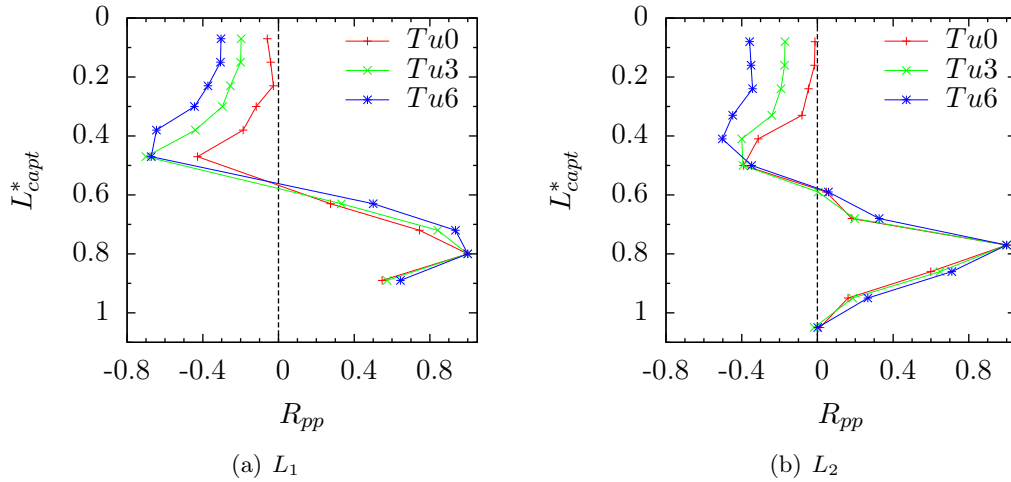


FIGURE 5.1 – Corrélations spatiales pression-pression R_{pp} en prenant le capteur de référence au maximum de C_p proche du recollement principal moyen ($L_{capt}^* \approx 0.8$), pour les lignes verticales L_1 et L_2 , et pour chaque taux de turbulence

Quelque soit la ligne verticale, on constate qu'il y a deux parties, une où la corrélation est positive ($0.6 < L_{capt}^* < 1.1$) et une autre négative ($0 < L_{capt}^* \leq 0.6$). La position $L_{capt}^* \approx 0.6$ correspond au droit du cœur du tourbillon principal.

Une corrélation négative forte est observée avec les prises de pression situées au voisinage de $L_{capt}^* \approx 0.5$ en L_1 ($R_{pp}|_{L_{capt}^* \approx 0.5} \approx -0.7$) et cette corrélation est légèrement plus faible en L_2 (par rapport à L_1) pour chaque taux de turbulence.

Sur la figure 5.2 est représenté un mouvement vertical « virtuel » montant (FIG. 5.2(a)) et descendant (FIG. 5.2(b)) de la structure par le déplacement vertical de la pression moyenne. On peut observer un changement de signe de la fluctuation de la pression (représenté par les flèches) à un L_{capt}^* donnée, quelque soit la direction du mouvement de la structure.

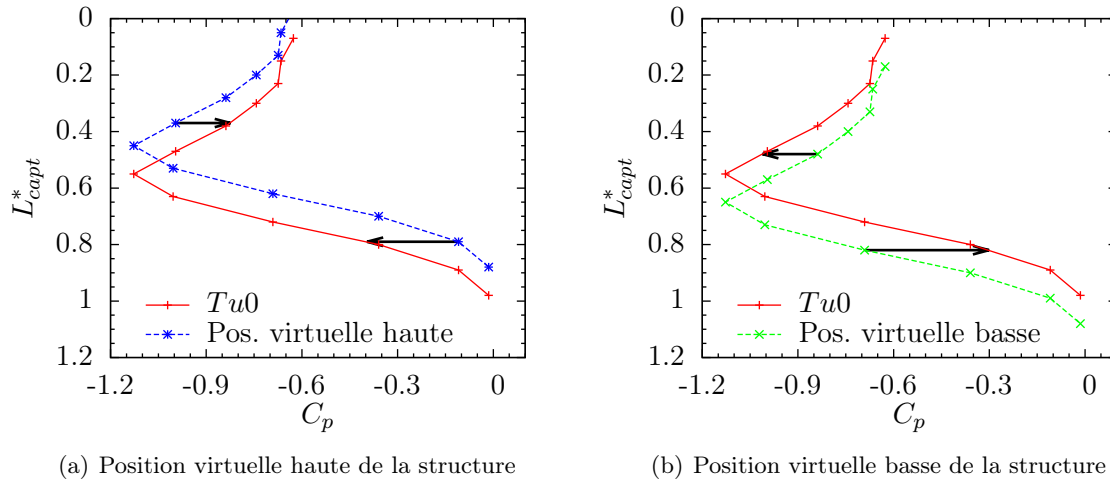


FIGURE 5.2 – Schéma d'un mouvement « virtuel » vertical (ascendant et descendant) de la structure tourbillonnaire par rapport au cas réel, représentation de la pression moyenne le long de L_1 dans le cas $Tu0$; la flèche représente la fluctuation de pression en un L_{capt}^* donné, dont le sens de la flèche indique le signe de la fluctuation

Le signe négatif de la corrélation pour $L_{capt}^* < 0.6$ peut ainsi être expliqué par un mouvement vertical de la structure, schématisé sur la figure 5.2.

En observant le cas $Tu0$ (FIG. 5.1), on remarque qu'il n'y a pas de corrélation avec les trois (resp. quatre) prises situées juste en dessous de l'arête en L_1 (resp. L_2). Cette zone qualifiée « d'eau morte » (Gouveia de Moraes, 2011) n'est donc pas corrélée avec le tourbillon principal. Lorsque la turbulence augmente, la corrélation augmente dans cette région.

Il semblerait donc que la zone située juste en dessous de l'arête (zone d'eau morte, $L_{capt}^* < 0.4$) a sa propre dynamique dans le cas $Tu0$, puisque la corrélation est quasiment nulle. En ajoutant la turbulence amont, R_{pp} augmente dans cette région, ce qui pourrait être le signe d'un mouvement en rapport avec le tourbillon principal et plus précisément avec le maximum de C_p proche du recollement principal. Il y aurait donc un mouvement vertical global de la structure tourbillonnaire en présence de la turbulence amont.

5.1.1.2 Corrélations vitesse-vitesse

Les corrélations spatiales vitesse-vitesse dans cette section permettent d'obtenir des informations complémentaires aux corrélations pression-pression et permettent aussi de distinguer les différentes parties de la structure tourbillonnaire en fonction du taux de turbulence de l'écoulement amont.

Les corrélations vitesse-vitesse de la composante horizontale w_t (resp. la composante verticale v_t) sont notées R_{ww} (resp. R_{vv}). De plus, comme dans le chapitre précédent (CHAP. 4) où les fluctuations de vitesses verticales sont associées à un mouvement horizontal et les fluctuations de vitesses horizontales sont associées à un mouvement vertical, R_{ww} serait le signe d'un mouvement vertical et R_{vv} celui d'un mouvement horizontal.

Deux points de référence ont été choisis, le premier point dans la zone cisailée et le second au cœur moyen du tourbillon principal.

Point de référence dans la zone cisailée

La figure 5.3 représente les corrélations vitesse-vitesse pour chaque taux de turbulence, pour le plan PIV L_1 avec comme référence un point dans la nappe cisailée (au maximum de vorticité

moyenne). Seul le plan L_1 est représenté en raison de la similitude des corrélations avec celles obtenues dans les deux autres plans. Ces deux autres plans $L_{1,5}$ et L_2 sont représentés en Annexes C, FIG. C.1 p.166 et C.2 p.167.

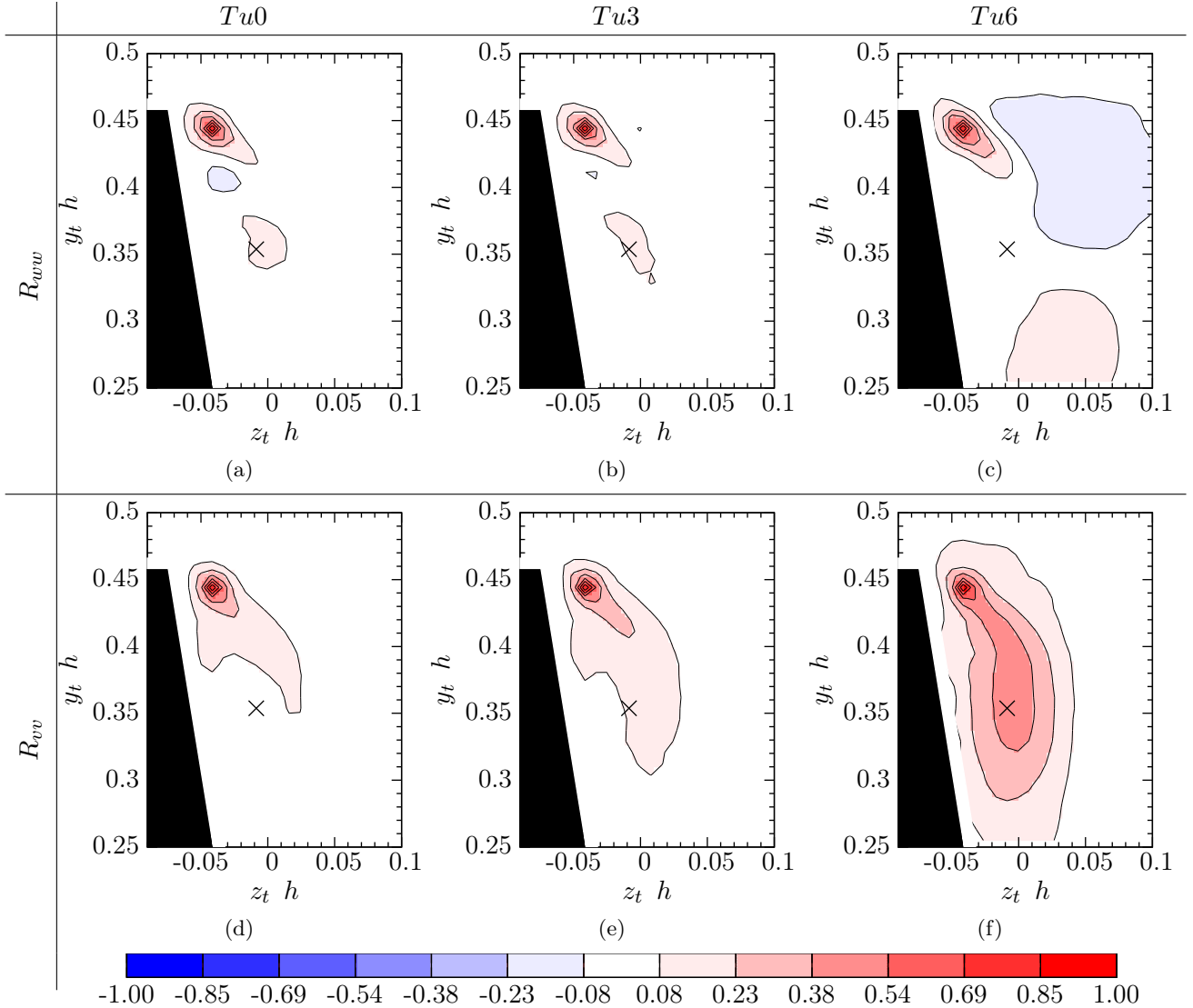


FIGURE 5.3 – Champs de corrélation R_{ww} et R_{vv} en L_1 avec le point de référence au maximum local de vorticité dans la zone cisailée ; la croix représente la position du cœur moyen

Sans turbulence, on note une corrélation importante au voisinage du point de référence, quelque soit la composante de vitesse. La corrélation R_{vv} est faible dans le prolongement de la nappe cisailée (en suivant le sens de l'écoulement) et dans la zone d'eau morte.

Pour R_{ww} , on observe une faible corrélation, diminuant très fortement en s'éloignant du point de référence (dans le prolongement de la nappe cisailée, dans le sens de l'écoulement). On peut également remarquer une faible corrélation avec le voisinage du cœur moyen.

En s'appuyant sur les liens établis entre les fluctuations de vitesse et le déplacement de la structure tourbillonnaire, on pourrait déduire (dans le cas $Tu0$) qu'il y a un lien entre le mouvement vertical de la nappe cisailée et le cœur moyen (FIG. 5.3(a)). En revanche, il ne semble pas y avoir de lien entre le déplacement de la nappe cisailée et le mouvement horizontal du cœur moyen du tourbillon principal (FIG. 5.3(d)).

En ajoutant la turbulence $Tu3$, on note que la corrélation R_{ww} n'a pas beaucoup évolué par

rapport au cas $Tu0$. Cependant, la corrélation R_{vv} s'étale dans la zone cisailée en dessous du point de référence. En comparaison avec le cas sans turbulence, le faible coefficient de corrélation (de 0,1 à 0,2) s'étale également dans la partie extérieure du tourbillon principal et reste le même dans la zone d'eau morte. Ceci pourrait être le signe d'un lien (même faible) entre le mouvement de la nappe cisailée et le déplacement horizontal de la partie externe du tourbillon principal.

Avec l'intensité turbulente $Tu6$, on ne note toujours pas une grande évolution de la corrélation R_{ww} de la structure tourbillonnaire. La seule différence avec les autres cas réside dans une faible corrélation avec l'écoulement en dehors du tourbillon, pour des coefficients de corrélations de plus ou moins 0,1 à 0,2. Pour R_{vv} , l'évolution est monotone avec l'augmentation de la turbulence. Le coefficient de corrélation augmente dans la nappe cisailée par rapport à $Tu3$ et se prolonge jusqu'au voisinage du cœur moyen ($R_{vv} \approx 0.5$). Il y a donc un lien important entre le mouvement de la nappe cisailée et le mouvement horizontal du tourbillon principal.

Lorsque le taux de turbulence augmente, la corrélation R_{ww} diminue entre la nappe cisailée et la région du cœur moyen. Il y a donc un faible lien entre le battement de la nappe cisailée et le déplacement vertical de la région du cœur moyen.

En revanche, la corrélation R_{vv} entre le point choisi dans la nappe cisailée et le voisinage du cœur moyen est nulle à $Tu0$ et augmente avec la turbulence. Plus la turbulence augmente et plus le déplacement de la nappe cisailée et le déplacement horizontal de la région du cœur moyen semblent être liés.

Point de référence au cœur moyen du tourbillon principal

La figure 5.4 représente les corrélations vitesse-vitesse en L_1 pour chaque taux de turbulence avec un point de référence au cœur moyen. Comme précédemment, seul le plan L_1 est représenté en raison de la similitude des corrélations avec celles obtenues dans les autres plans en aval. Ces deux autres plans $L_{1,5}$ et L_2 sont néanmoins représentés en Annexes C, FIG. C.3 et C.4.

Dans le cas $Tu0$, la corrélation est positive dans la région du point de référence et décroît rapidement lorsqu'on s'éloigne de ce point pour R_{ww} et R_{vv} . Cependant, cette corrélation s'étale légèrement plus dans la direction de la composante de vitesse utilisée pour le calcul de la corrélation.

En regardant plus en détail R_{ww} , on remarque une légère corrélation avec la zone cisailée et une légère corrélation négative au dessus et en dessous du cœur. Comme pour l'analyse de la corrélation pression-pression R_{pp} de la section précédente, les zones de corrélation négative montrent un mouvement vertical de la structure. L'augmentation spatiale des zones de corrélation négative dans le cas $Tu6$ serait due à un mouvement vertical de plus grande amplitude que dans le cas $Tu0$ et $Tu3$. De plus, la faible corrélation avec la zone cisailée à $Tu0$ et $Tu3$ devient nulle avec $Tu6$.

Les corrélations R_{vv} évoluent de manière importante lorsque Tu augmente. Plus le taux de turbulence augmente, plus les corrélations augmentent autour du cœur moyen pour occuper la quasi totalité de la structure tourbillonnaire avec $Tu3$. Avec le taux de turbulence $Tu6$, on constate qu'il y a un lien entre le cœur moyen et l'extérieur de la structure tourbillonnaire. Si on associe R_{vv} comme précédemment à un mouvement horizontal de la structure, on pourrait dire que le mouvement du cœur est fortement corrélé avec le mouvement horizontal du reste de la structure. Le fort taux de corrélation au voisinage du cœur moyen est le signe d'un mouvement en bloc du tourbillon principal.

Avec cette analyse des corrélations spatiales, on peut remarquer que le mouvement horizontal (caractérisé par R_{vv}) de la région du cœur moyen est en corrélation forte avec le mouvement de la nappe cisailée dans le cas $Tu6$. Ceci est vérifié quelque soit le point de référence pour le

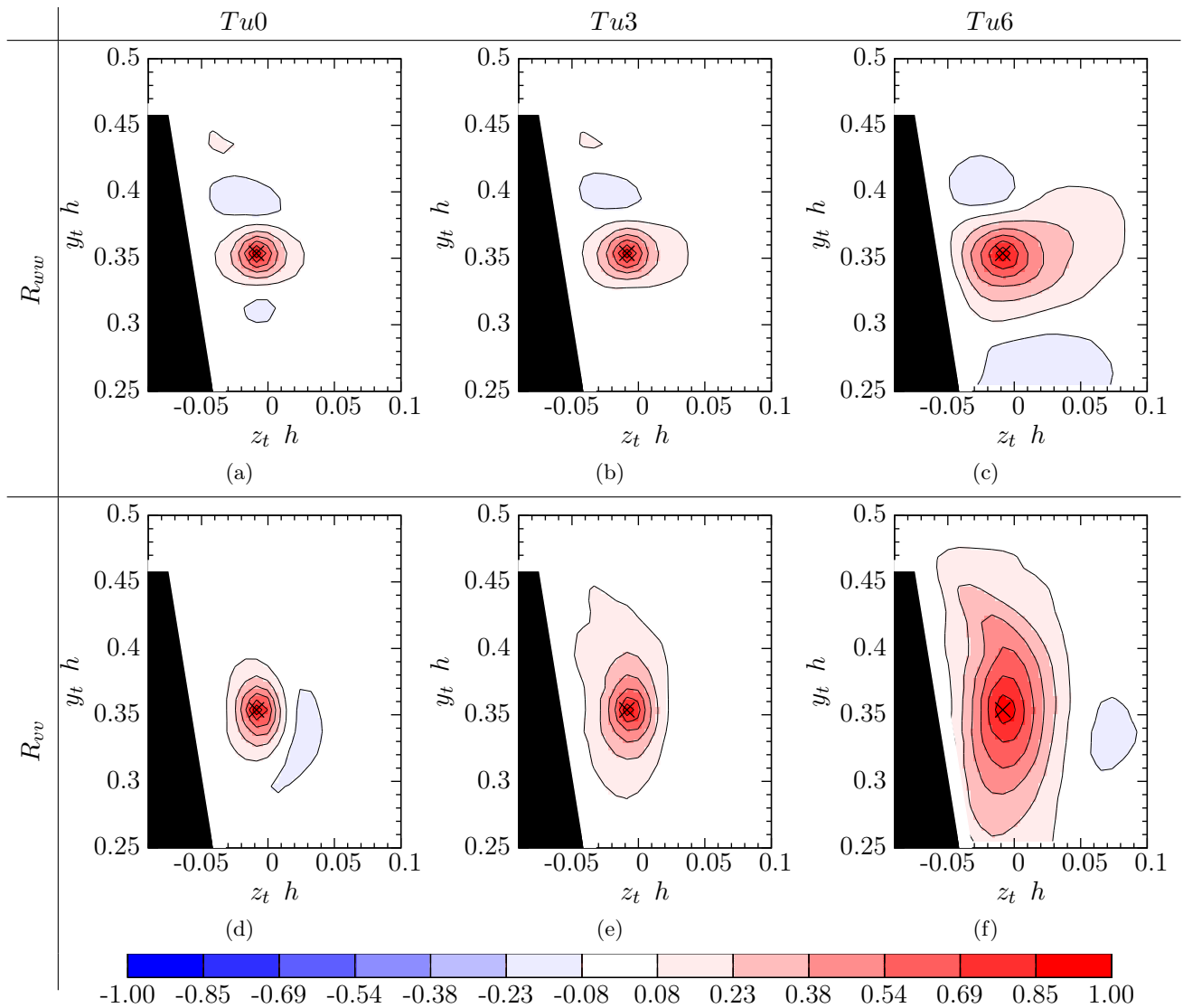


FIGURE 5.4 – Champs de corrélation R_{ww} et R_{vv} en L_1 avec comme point de référence au maximum local de vorticité dans le tourbillon principal (cœur moyen) ; la croix représente la position du cœur moyen

calcul de la corrélation. Sans turbulence ($Tu0$), cette corrélation est nulle, et avec $Tu3$, elle est relativement faible.

Aussi, on note que le mouvement vertical (caractérisé par R_{ww}) de la région du cœur moyen est peu corrélé avec le mouvement de la nappe cisillée dans les cas $Tu0$ et $Tu3$. Avec $Tu6$, cette corrélation est nulle.

L'ajout de la turbulence amont augmente le lien entre le mouvement de la nappe cisillée et le mouvement horizontal de la région du cœur moyen. A l'inverse, l'augmentation de la turbulence semble casser le faible lien entre le mouvement de la nappe cisillée et le mouvement vertical du cœur moyen.

Pour cet écoulement fortement 3D, la forte corrélation R_{vv} mesurée pour $Tu6$ à $\tau = 0$ est notable car les particules fluides ont des histoires très différentes au même instant dans le plan. L'ajout de la turbulence semble donc promouvoir une réponse globale de la structure tourbillonnaire.

5.1.2 Comportement spatial de la zone cisailée

Le tourbillon conique peut être divisé en deux parties (CHAP. 4, section 4.3.1). Tout d'abord la zone cisailée peut être analysée, et plus particulièrement l'angle de la nappe cisailée dans le plan PIV.

La méthode utilisée pour repérer cet angle (détaillée en annexe A.3) utilise les champs de vitesse reconstruits par POD. Le rayon r choisi pour détecter le maximum de vorticité et ainsi avoir la mesure de l'angle de la nappe cisailée a été déterminé dans le plan L_2 , le plan le plus en aval. Le rayon retenu est celui à partir duquel l'histogramme de l'angle à ce rayon ne change quasiment plus lorsque le rayon augmente. On a $r|_{L_2} \approx 12$ mm.

En raison de l'évolution linéaire de la structure, notamment visible avec l'évolution des longueurs de recollement moyennes (voir CHAP. 4), on peut déterminer un rayon adimensionné par la longueur de recollement. Le rayon obtenu dans le plan L_2 sera donc adimensionné par la longueur de recollement dans le plan L_2 . Ainsi, à partir de ce rayon adimensionné, le rayon pour les deux autres plans (L_1 et $L_{1,5}$) peut être déterminé pour le calcul de l'angle. On obtient $r|_{L_1} \approx 9$ mm et $r|_{L_{1,5}} \approx 10$ mm. Les longueurs de recollement sont des grandeurs d'adimensionnement considérées comme une « mise à l'échelle » des différentes sections de la structure tourbillonnaire.

La figure 5.5 représente les rayons utilisés pour le calcul de l'angle de la nappe cisailée pour chaque plan PIV.

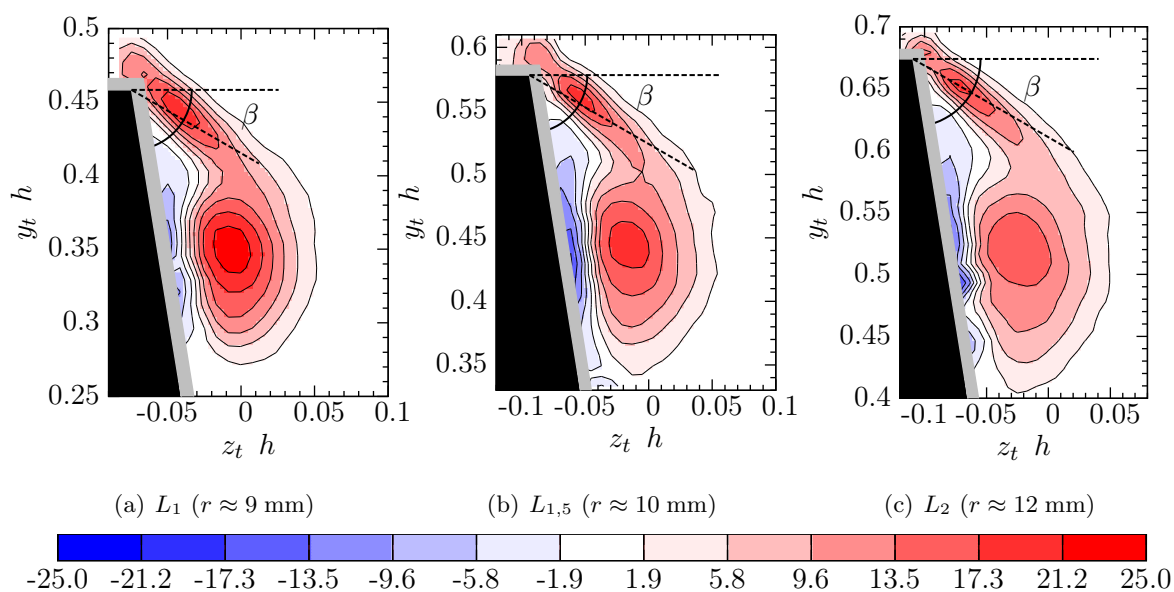


FIGURE 5.5 – Schéma représentatif de l'angle β de la nappe cisailée au rayon respectif choisi; Contours du champs de vorticité moyen dans le cas $Tu0$

Connaissant ainsi l'angle de la nappe cisailée en chaque instant des mesures PIV, il est possible de représenter la Fonction de Densité de Probabilité pour chaque taux de turbulence et chaque plan PIV (FIG. 5.6). Dans la suite de ce chapitre, on utilisera le terme « PDF » (Probability Density Function) pour désigner la fonction de densité de probabilité.

Sur la figure 5.6(a), on constate que la PDF dans le cas $Tu3$ est légèrement plus large à sa base que dans le cas $Tu0$. Le niveau maximal dans le cas $Tu3$ est aussi légèrement inférieur à $Tu0$. Le maximum de ces deux histogrammes est quasiment aux mêmes angles. Il n'y a pas de grandes différences entre ces deux cas en L_1 . Avec la turbulence $Tu6$, la PDF s'élargit encore par rapport à $Tu3$. Le tableau 5.2 montre l'évolution de l'écart-type de l'angle. On voit bien que les PDF s'élargissent lorsque le taux de turbulence augmente en L_1 .

Dans le plan $L_{1,5}$ (FIG. 5.6(b)), la largeur de l'histogramme dans le cas $Tu0$ est plus étroite

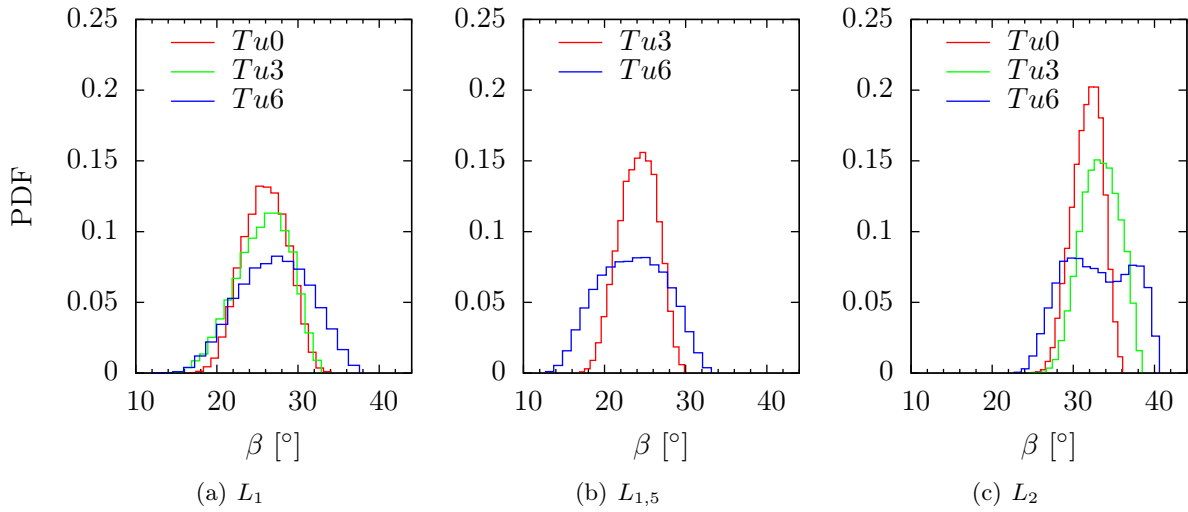


FIGURE 5.6 – Histogramme de l'angle β de la nappe cisailée en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence

	$Tu0$	$Tu3$	$Tu6$
L_1	25,5	25,1	26,4
$L_{1,5}$	23,8		22,9
L_2	31,4	32,9	32,5

TABLE 5.1 – Angles moyens $\bar{\beta}$ [°] pour chaque cas

	$Tu0$	$Tu3$	$Tu6$
L_1	2,7	3,3	4,3
$L_{1,5}$	2,3		4,1
L_2	1,8	2,3	4,1

TABLE 5.2 – Ecart-types σ_β [°] de l'angle β pour chaque cas

que dans le plan L_1 pour le même taux de turbulence (visible avec l'écart-type de l'angle dans le tableau 5.2). Avec la turbulence $Tu6$, la PDF s'élargit mais son maximum est aux mêmes angles qu'à $Tu0$.

En comparant l'évolution des PDF dans le plan L_2 en fonction du taux de turbulence, on constate que les PDF s'élargissent et ne sont pas symétriques. Cette non-symétrie est clairement observable avec le taux de turbulence $Tu6$. La PDF de β dans le cas $Tu6$ a quasiment un plateau. L'angle de la nappe cisailée a la même probabilité d'avoir tous les angles compris entre 28° et 38° .

En se référant au tableau 5.1 résumant les angles moyens en fonction du plan PIV et du taux de turbulence, on voit que l'augmentation du taux de turbulence de $Tu0$ à $Tu6$ n'a pas une grande influence sur l'angle moyen pour chaque plan PIV. On note aussi qu'en chaque plan, l'angle moyen $\bar{\beta}$ n'est pas le même. L'angle moyen n'évolue pas de manière monotone en fonction de x/h , sa moyenne diminue en $L_{1,5}$ puis augmente de nouveau en L_2 , dépassant la valeur moyenne en L_1 .

La figure 5.7 représente l'évolution longitudinale de la fluctuation de l'angle β pour chaque taux de turbulence.

Sans turbulence (FIG. 5.7(a)), la largeur de la PDF diminue de manière monotone lorsque x/h augmente. Cette diminution est aussi valable pour le plan $L_{1,5}$.

Dans le cas $Tu6$, la figure 5.7(c) ne permet pas d'observer une nette évolution de la largeur de la PDF lorsque x/h augmente mais il semble que la PDF est plus resserrée en L_2 . Avec le tableau résumant les différentes valeurs de l'écart-type de l'angle pour chaque cas (TAB. 5.2), on observe aussi une diminution de la largeur de la PDF avec l'augmentation de x/h . De plus, entre le plan $L_{1,5}$ et L_2 , l'écart-type ne diminue pas grandement dans le cas $Tu6$.

L'intensité des fluctuations est calculée dans les différents cas (TAB. 5.3).

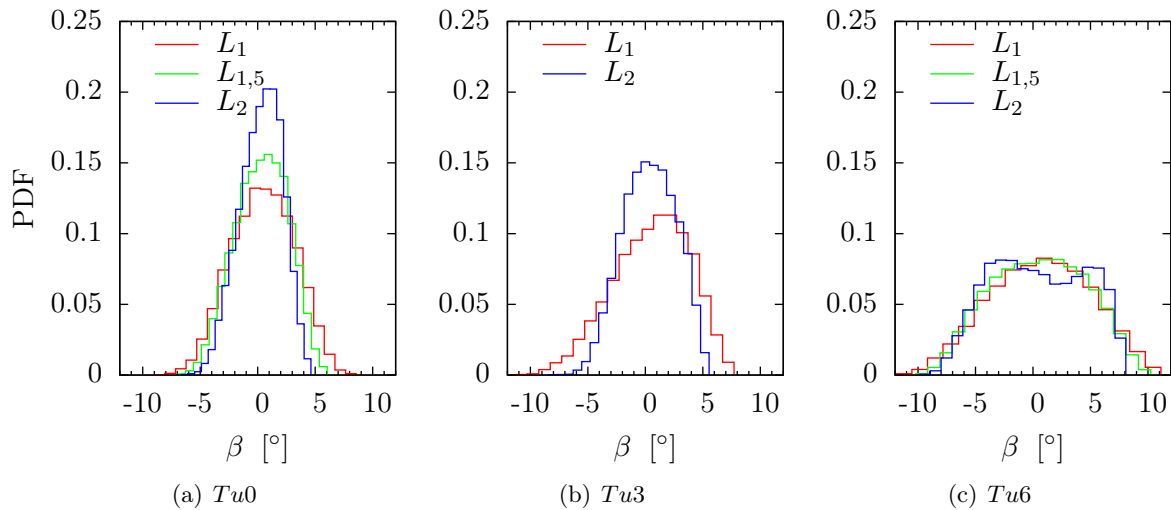


FIGURE 5.7 – Histogramme de la fluctuation de l’angle β de la nappe cisailée pour chaque taux de turbulence, afin de comparer les histogrammes des différents plans pour chaque taux de turbulence

	$Tu0$	$Tu3$	$Tu6$
L_1	0,11	0,13	0,16
$L_{1,5}$	0,10		0,18
L_2	0,06	0,07	0,12

TABLE 5.3 – Intensité de fluctuation ($\sigma_\beta \bar{\beta}$) de l’angle pour chaque cas

D’après le tableau 5.3, l’intensité de fluctuation de l’angle de la nappe cisailée augmente avec l’ajout de la turbulence amont en chaque plan. Cette intensité diminue lorsque x/h augmente, pour chaque taux de turbulence.

Quelque soit le plan de mesure, le taux de turbulence augmente l’amplitude de battement de la nappe cisailée. L’évolution de l’angle moyen $\bar{\beta}$ de la nappe cisailée n’est pas monotone lorsque x/h augmente. Il diminue puis augmente de nouveau. En revanche, l’angle moyen $\bar{\beta}$ reste du même ordre de grandeur quelque soit le taux de turbulence, pour chaque plan.

L’écart-type σ_β de l’angle diminue lorsque x/h augmente quelque soit le taux de turbulence. Ceci peut être lié à la taille de la région décollée : plus celle-ci est petite, plus elle sera « intense ». Aussi, dans le chapitre précédent, on a vu que la vorticité moyenne était plus grande dans la zone cisailée en L_1 qu’en L_2 , pour le même taux de turbulence.

5.1.3 Comportement spatial du tourbillon principal

 volution de la section

L’évolution de la section S du tourbillon principal dans le temps peut également donner une information sur l’influence de la turbulence sur le comportement de celui-ci.

La figure 5.8 représente les PDF de section S_h^* (section S adimensionn e par la hauteur de la maquette, définition (4.6), p. 71) du tourbillon principal.

En première observation, les PDF en L_1 n’ont pas même allure que pour les deux autres plans $L_{1,5}$ et L_2 .

En L_1 , la PDF dans le cas $Tu0$ est quasiment identique à celle de $Tu3$, ainsi la turbulence $Tu3$ n’a pas une grande influence sur la section du tourbillon principal. Par contre, avec la turbulence $Tu6$, on constate que la borne supérieure de l’ensemble des sections augmente légèrement et donc

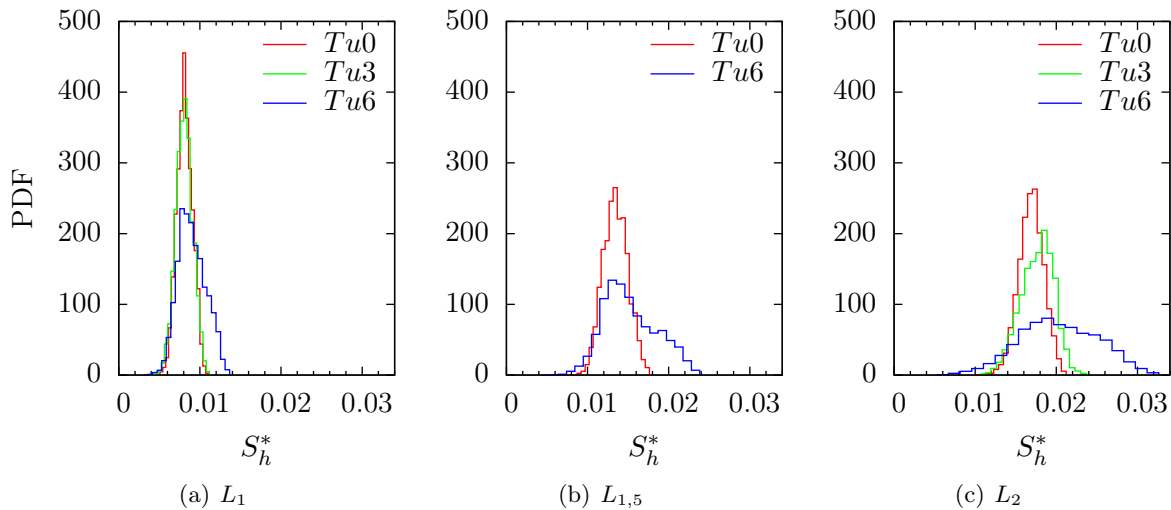


FIGURE 5.8 – Histogramme de la section S_h^* du tourbillon principal en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence

le niveau de la PDF diminue. On peut également noter que la section la plus probable est du même ordre de grandeur quelque soit le taux de turbulence.

En $L_{1,5}$, la PDF dans le cas $Tu0$ s'est décalée vers des sections plus grandes par rapport au plan L_1 . Ce décalage est dû au fait que le tourbillon est conique, sa section augmente lorsque x/h augmente. De plus, comme dans le plan L_1 , l'ajout de la turbulence $Tu6$ a pour effet d'augmenter la gamme des sections du tourbillon principal dont la section S_h^* augmente par rapport au cas $Tu0$. Il semble y avoir quasiment deux maxima locaux dans le cas $Tu6$. Les maxima de PDF restent dans les mêmes sections quelque soit le taux de turbulence.

Au dernier plan L_2 , l'histogramme du cas $Tu3$ est un peu plus étalé vers des sections plus grandes que celui du cas $Tu0$, contrairement à ce qui a été observé en L_1 . Le niveau maximal est aussi légèrement décalé vers des sections plus grandes. Dans ce plan, la turbulence $Tu3$ a déjà une influence sur le comportement du tourbillon principal. Avec la turbulence $Tu6$, la probabilité d'avoir de plus grandes sections augmente notablement.

Même si la structure tourbillonnaire est plus grande en L_2 , il semble que la section du tourbillon principal fluctue beaucoup plus que pour les autres plans amont. La valeur moyenne de la section augmente donc avec $Tu6$. Cependant, la section la plus probable reste du même ordre de grandeur que dans le cas $Tu3$.

Comme pour l'angle, l'intensité de fluctuation est calculée dans chaque cas (TAB. 5.4).

	$Tu0$	$Tu3$	$Tu6$
L_1	0,12	0,13	0,19
$L_{1,5}$	0,11		0,22
L_2	0,09	0,12	0,25

TABLE 5.4 – Intensité de fluctuation : $\sigma_{S_h^*} / \overline{S_h^*}$ pour chaque cas

D'après le tableau 5.4, pour les taux de turbulence $Tu0$ et $Tu3$, l'intensité de fluctuation de la section du tourbillon principal diminue légèrement lorsque x/h augmente. En revanche, pour le cas $Tu6$, l'intensité de fluctuation augmente lorsque x/h augmente.

L'augmentation de la section moyenne $\overline{S_h^*}$ du tourbillon principal avec le taux de turbulence observée dans le chapitre précédent (CHAP. 4, section 4.3.3, FIG. 4.21) se confirme en observant

les histogrammes de la figure 5.8. Il ne s'agit donc pas d'un effet de moyenne des champs comme évoqué précédemment. La section moyenne \overline{S}_h^* augmente bien avec la turbulence.

En comparant les PDF de la section du tourbillon principal à ceux de l'angle de la nappe cisailée, on constate un lien entre eux. En effet, pour l'angle et la section, la largeur de la PDF augmente lorsque Tu augmente, pour chaque plan. L'augmentation de la fluctuation de l'angle semble être liée à l'augmentation de la fluctuation de la section du tourbillon principal.

Les intensités de fluctuation de l'angle et de la section n'évoluent pas de la même façon avec la turbulence $Tu6$. L'intensité de fluctuation diminue pour l'angle lorsque x/h augmente, alors que celle de la section augmente.

Evolution de la circulation

La figure 5.9 représente les histogrammes de la circulation du tourbillon principal dans les différents cas.

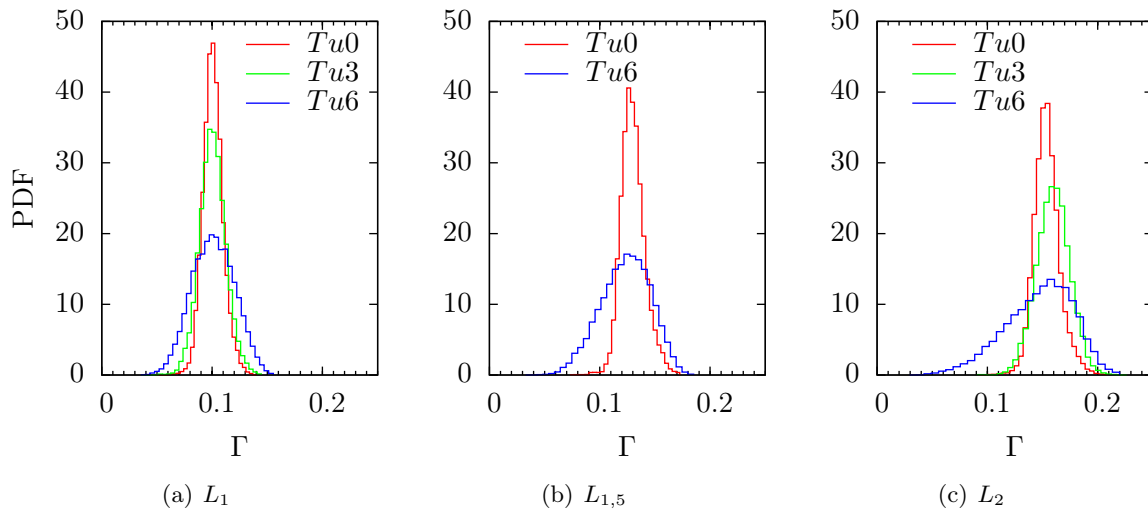


FIGURE 5.9 – Histogramme de la circulation Γ du tourbillon principal en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 pour chaque taux de turbulence

La largeur de la PDF de la circulation Γ en L_1 augmente avec l'ajout de la turbulence. Les histogrammes sont centrés autour de la même valeur. En $L_{1,5}$, les PDF ne sont plus symétriques quelque soit le taux de turbulence, mais leurs maxima sont à la même valeur. En L_2 , comme en $L_{1,5}$, les PDF ont une asymétrie négative. On remarque que l'histogramme dans le cas $Tu6$ est très étalé par rapport au cas $Tu3$, avec des événements rares ayant une très faible circulation. La dynamique tourbillonnaire est très affectée par la turbulence.

Le tableau 5.5 résume l'intensité de fluctuation de la circulation du tourbillon principal pour chaque cas.

	$Tu0$	$Tu3$	$Tu6$
L_1	0,09	0,12	0,19
$L_{1,5}$	0,09		0,19
L_2	0,08	0,10	0,21

TABLE 5.5 – Intensité de fluctuation : $\sigma_\Gamma / \overline{\Gamma}$ pour chaque cas

L'intensité de fluctuation de la circulation augmente avec la turbulence. Cependant, pour une turbulence donnée, cette intensité est sensiblement la même quelque soit le plan de mesure, avec de grandes valeurs dans le cas $Tu6$, quelque soit le plan.

En comparant ces intensités de fluctuation de la circulation à celles de la section du tourbillon principal, on constate qu'elles sont du même ordre de grandeur en chaque cas.

Évolution de la position du cœur

Les champs de vitesse reconstruits par POD permettent aussi de localiser le cœur du tourbillon principal en chaque instant. Le cœur du tourbillon est repéré en faisant le barycentre de vorticité dans le tourbillon principal (la délimitation du contour du tourbillon principal est d taill e en annexe A.2).

La figure 5.10 représente la répartition spatiale (en pourcentage) des positions instantan es du cœur du tourbillon principal pour chaque taux de turbulence, et en chaque plan.

En chaque instant, le cœur du tourbillon principal est repéré par le couple $(z_{bar}; y_{bar})$ dans le repère (x_t, y_t, z_t) du champs PIV.

La flèche sur chaque figure représente la direction privil gi e de déplacement du cœur du tourbillon principal. Cette flèche correspond au vecteur propre de la matrice de covariance (5.2)

$$\begin{pmatrix} \overline{(z_{bar})^2} & \overline{z_{bar}y_{bar}} \\ \overline{z_{bar}y_{bar}} & \overline{(y_{bar})^2} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

associ e à la plus grande valeur propre, λ_{1_h} (5.3), telle que

$$\lambda_{i_h} = \frac{\lambda_i}{h^2} \quad \text{avec } i = 1; 2 \text{ et } h, \text{ la hauteur de la maquette [m]} \quad (5.3)$$

On constate dans le cas sans turbulence en L_1 (FIG. 5.10(a)) que la distribution spatiale du cœur est très resserr e par rapport à la forme globale du tourbillon. Cette répartition se retrouve en $L_{1,5}$ et L_2 . La flèche repr sant la direction privil gi e du déplacement du cœur du tourbillon principal est quasi verticale pour chaque plan PIV. Le cœur se déplace donc principalement suivant y_t .

Lorsque la turbulence de grille $Tu3$ est ajout e à l'écoulement amont, la répartition des positions du cœur augmente spatialement en z h et en y h par rapport au cas $Tu0$. La direction privil gi e de déplacement change et on note également que le vecteur propre associé à la plus grande valeur propre λ_{1_h} est plus inclin e en L_2 qu'en L_1 .

Dans le cas $Tu6$, le cœur se déplace spatialement beaucoup plus qu'avec les autres taux de turbulence et avec une direction privil gi e inclin e.

Lorsqu'on observe l'évolution du déplacement du cœur du tourbillon principal en fonction du taux de turbulence en L_1 , on constate que la direction privil gi e de déplacement s'incline de plus en plus avec l'augmentation de l'intensité turbulente. Ceci est également vrai pour le plan $L_{1,5}$. En revanche, pour le plan L_2 , la turbulence $Tu3$ modifie déjà grandement la direction privil gi e du déplacement du cœur du tourbillon principal, dont la direction du vecteur propre est semblable à celle du cas $Tu6$. L'ajout de la turbulence impose un mouvement oblique du cœur du tourbillon.

La figure 5.10 montre clairement que la turbulence $Tu3$ est un cas intermédiaire dans l'évolution spatio-temporelle du cœur du tourbillon principal.

Pour quantifier plus précisément l'amplitude du mouvement du cœur pour chaque cas, la figure 5.11 représente les valeurs propres λ_{i_h} de la matrice de covariance. λ_{1_h} est la plus grande valeur propre et λ_{2_h} la seconde valeur propre.

En effet, il est intéressant de visualiser l'évolution des valeurs propres en fonction de x h pour chaque taux de turbulence puisque les valeurs propres représentent les variances dans la

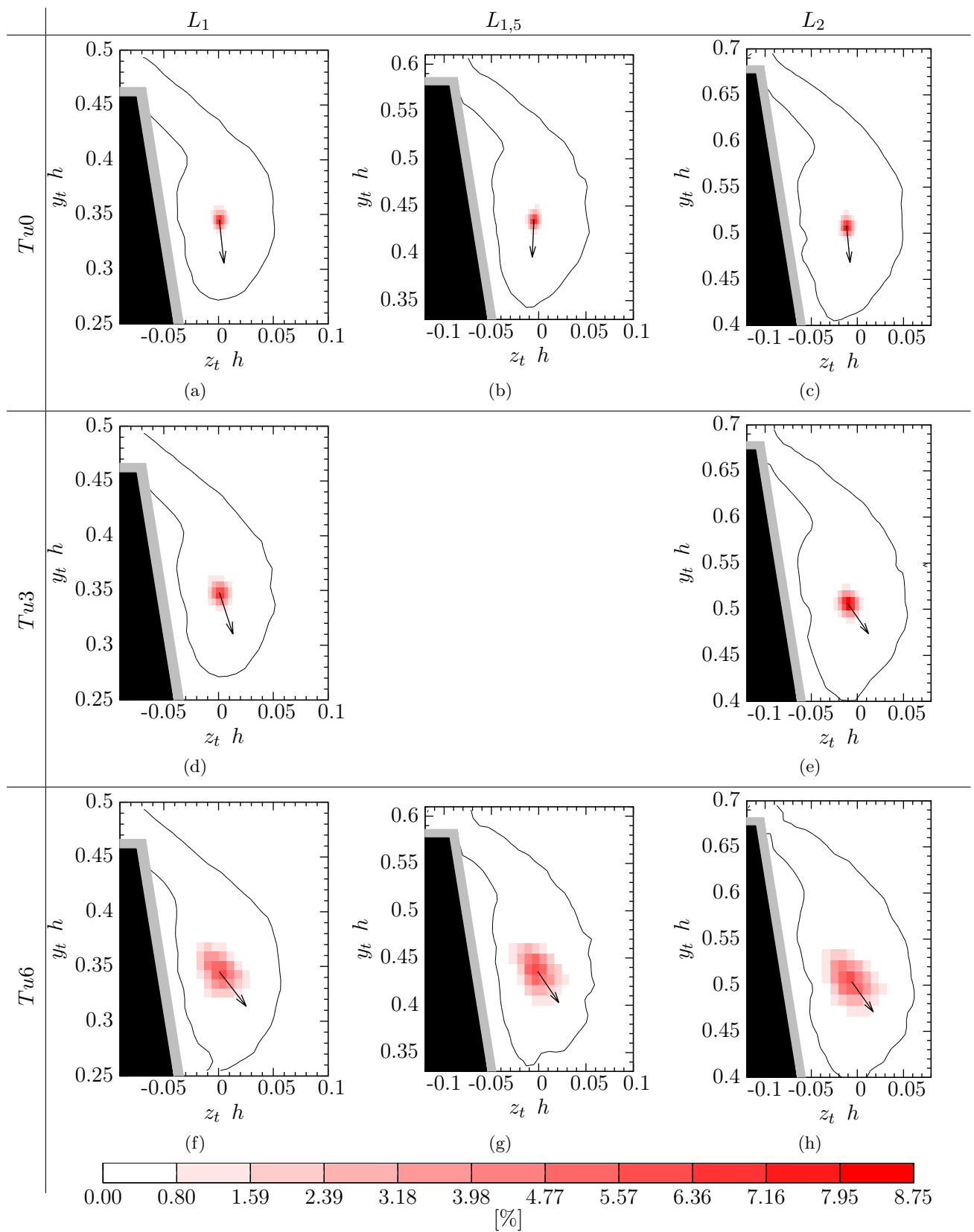


FIGURE 5.10 – Histogramme des positions instantanées du cœur du tourbillon principal en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 pour chaque taux de turbulence ; l'échelle de couleur représente le pourcentage d'occurrence en chaque maille ; le contour représente une isovorticité $\xi_t = 2$; la flèche représente la direction privilégiée de déplacement du cœur

nouvelle base calculée. Ainsi, la plus grande valeur propre λ_{1_h} est la variance de la position du cœur (dans la nouvelle base) suivant le vecteur propre associé à cette plus grande valeur propre, et la seconde valeur propre λ_{2_h} est la variance suivant le second vecteur propre.

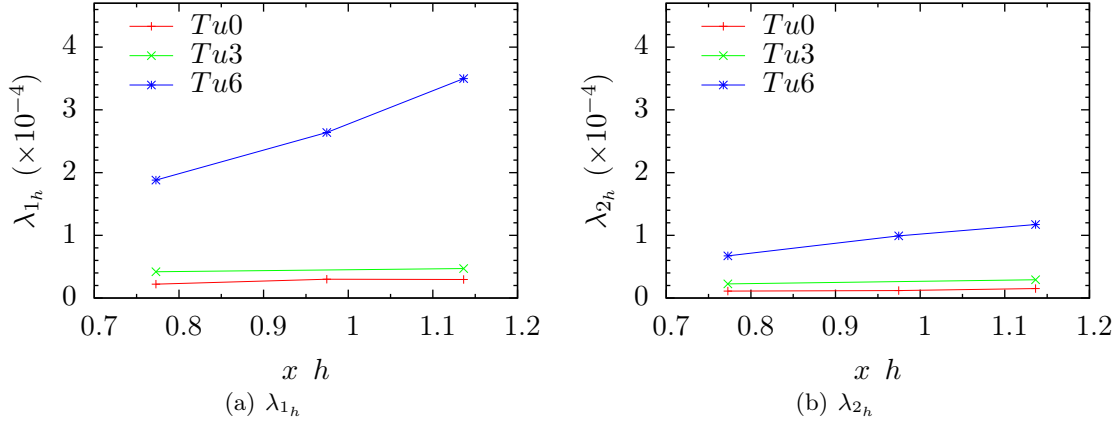


FIGURE 5.11 – Évolution des valeurs propres λ_{i_h} de la matrice de covariance des positions du cœur en chaque plan et pour chaque taux de turbulence

λ_{1_h} dans le cas $Tu0$ est quasi constant lorsque $x h$ augmente (FIG. 5.11(a)). Il en est de même avec $Tu3$. En revanche, avec $Tu6$, λ_{1_h} augmente lorsque $x h$ augmente. On peut également noter que dans le cas $Tu3$, λ_{1_h} est légèrement supérieur au cas $Tu0$, et avec la turbulence $Tu6$, la variance augmente beaucoup plus (environ 3 fois plus par rapport à $Tu3$).

Les mouvements du cœur du tourbillon principal semblent donc être les mêmes quelque soit le plan PIV pour les cas $Tu0$ et $Tu3$. Avec la turbulence $Tu6$, plus $x h$ augmente, plus le déplacement du cœur du tourbillon principal augmente dans la direction de la plus grande valeur propre λ_{1_h} (direction privilégiée de déplacement).

La valeur propre λ_{2_h} a la même évolution qualitative que celle de λ_{1_h} , mais avec des valeurs inférieures.

Dans le chapitre précédent (CHAP. 4), on a vu que la longueur de recollement principal évoluait linéairement en fonction de $x h$. Ainsi, on peut adimensionner les grandeurs étudiées en chaque ligne par la longueur de recollement mesurée dans chaque plan PIV (comme pour l'adimensionnement du rayon pour le calcul de l'angle β à la section 5.1.2).

Précédemment, les valeurs propres λ sont adimensionnées par la hauteur de la maquette (λ_{i_h}). Ci-dessous, λ a été adimensionné par la longueur de recollement (L_{rp}) respective à chaque plan de mesure.

On définit donc $\lambda_{i_{L_{rp}}}$ par (5.4).

$$\lambda_{i_{L_{rp}}} = \frac{\lambda_i}{(L_{rp})^2} \quad (5.4)$$

Avec $i = 1; 2$ et L_{rp} , la longueur de recollement principal associée à chaque plan

La figure 5.12 représente donc les valeurs propres $\lambda_{i_{L_{rp}}}$ pour chaque ligne pour les différents taux de turbulence.

A partir de la figure 5.12, on constate que les valeurs propres adimensionnées par la longueur de recollement associée à chaque plan ($\lambda_{i_{L_{rp}}}$) sont constantes quelque soit le plan dans le cas $Tu6$.

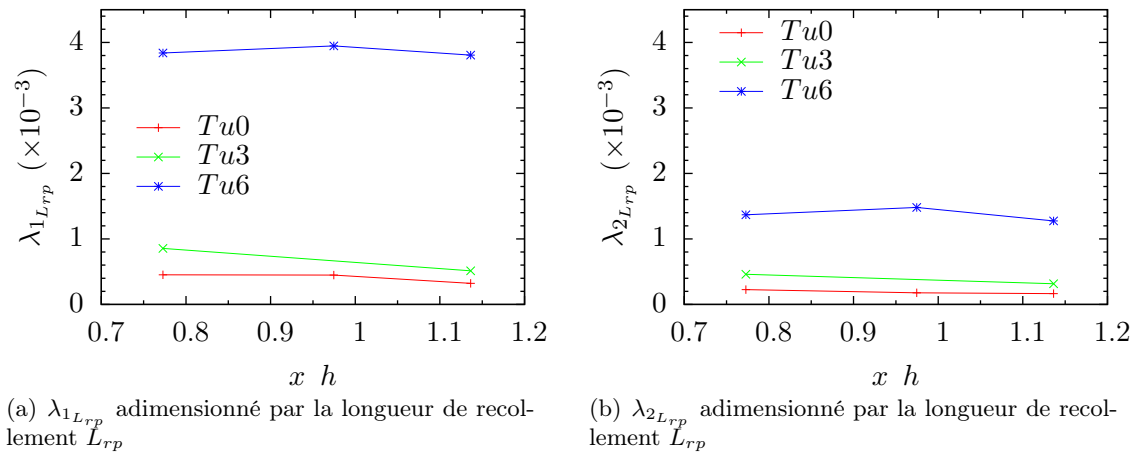


FIGURE 5.12 – Évolution des valeurs propres $\lambda_{iL_{rrp}}$ de la matrice de covariance des positions du cœur, adimensionnées par la longueur de recollement respective de chaque plan, pour chaque taux de turbulence

Lorsqu'on compare les histogrammes des sections et les déplacements du cœur du tourbillon principal, on constate que ces grandeurs sont fortement liées. Pour chaque plan, lorsque le taux de turbulence augmente, les fluctuations des déplacements du cœur du tourbillon principal augmentent et la section S_h^* augmente également. Ceci est observable pour chaque plan PIV.

5.2 Contenu fréquentiel de l'écoulement

Avant de commencer l'analyse fréquentielle du tourbillon conique de type « montant de baie », revenons sur l'écoulement de la structure tourbillonnaire sur l'extrados d'une aile delta en incidence.

Dans la bibliographie détaillée de Mitchell (2000), il a noté d'après des études antérieures, que Payne *et al.* (1988) ont observé par visualisation avec de la fumée, des sous-structures tourbillonnaires issues de la nappe cisailée s'enroulant autour du cœur du tourbillon conique, tout en étant convectées (FIG. 5.13).



FIGURE 5.13 – Visualisation latérale par fumée de l'écoulement tourbillonnaire sur une aile delta de 80° de flèche à $\alpha = 20^\circ$ (Payne *et al.*, 1988)

Mitchell *et al.* (2002) ont mis en évidence des « sous-structures » discrètes de rotationnel à l'intérieur de la nappe de décollement du bord d'attaque, qui s'enroulent dans le tourbillon et ont le même sens de rotation que le tourbillon principal des ailes delta en incidence (ici, 27° d'incidence). Ces « sous-structures » sont spatialement stationnaires autour du tourbillon principal (FIG. 5.14).

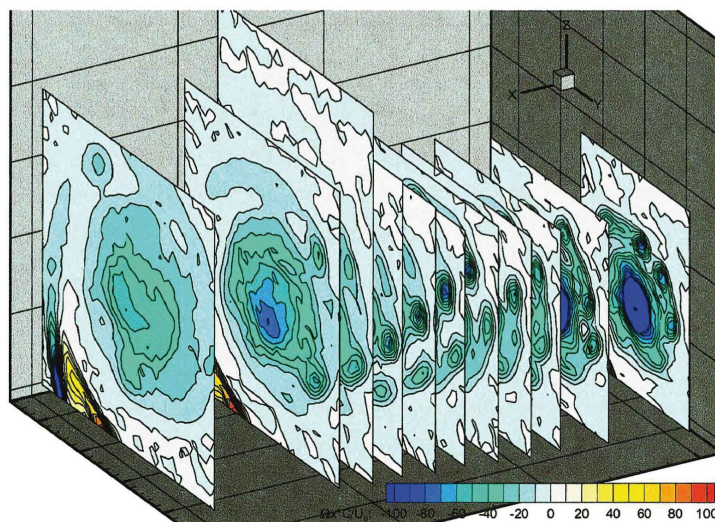


FIGURE 5.14 – Iso-valeurs de rotationnel dans 12 plans perpendiculaires à l'extrados (l'écoulement va de la droite vers la gauche), d'après Mitchell *et al.* (2002)

La figure 5.14 montre clairement que ces sous-structures ont la forme de tourbillons isolés, dont le rotationnel est du même ordre de grandeur que le cœur du tourbillon principal et de même signe. L'intensité de ces sous-structures diminue longitudinalement et ces sous-structures sont convectées par l'écoulement et la rotation du tourbillon principal. Aussi, l'espacement entre les sous-structures reste constant.

5.2.1 Analyse des instantanés

5.2.1.1 Sans turbulence, Tu_0

Observons une série de neuf champs consécutifs de vorticité (x_t) et de critère Q (FIG. 5.15 et 5.16). Sur ces deux figures, la même série d'instantanés est repr sent e.

Sur la figure 5.15, on peut tout d'abord noter la présence du tourbillon secondaire contrarotatif au tourbillon principal (entre la nappe cisillée et le tourbillon principal proche de la paroi) sur tous les champs présentés ici sauf sur les figures 5.15(b) et 5.15(c). Ce tourbillon secondaire n'est en revanche pas visible sur le champ de vorticité moyenne (CHAP. 4, section 4.3.1, FIG. 4.13, p.64).

Sur les figures 5.15(b), 5.15(c), 5.15(d), 5.15(f) et 5.15(i), on peut voir que la nappe cisillée est compos e de plusieurs maxima de vorticité.

De plus, sur quasiment tous les instantanés présentés ici, le tourbillon principal est composé de plusieurs maxima locaux de vorticité.

Sur les figures 5.15(c), 5.15(d) et 5.15(i), on peut voir qu'un ou plusieurs maximum(s) locaux de vorticité se situe(nt) sur le bord extérieur du tourbillon principal.

Pour compléter les champs instantanés de vorticité, les champs instantanés du critère Q sont représentés sur la figure 5.16.

Tout d'abord, le tourbillon secondaire (contrarotatif) identifié sur les champs de vorticité précédents est aussi présent sur les champs de critère Q (FIG. 5.16(d), 5.16(e), 5.16(f), 5.16(g) et 5.16(h)). La zone de vorticité négative juste en dessous de la nappe cisillée est bien une structure secondaire. Ce tourbillon secondaire est uniquement visible sur les instantanés, alors que dans l'étude de Levy et Brancher (2015), Levy et Brancher (2013), Levy (2009) et Levy *et al.* (2008), il est présent sur les champs moyens.

La figure 5.16 montre la présence de sous-structures dans la zone cisillée et dans le tourbillon principal, caract ris es par les maxima de vorticité sur la figure 5.15.

Comme pour la vorticité, on peut voir sur les figures 5.16(c), 5.16(d) et 5.16(i) la présence d'un ou plusieurs maxima de critère Q sur le bord extérieur du tourbillon principal.

Ces sous-structures semblent prendre naissance à l'arête et s'enroulent dans le tourbillon principal comme sur les figures 5.16(d), 5.16(g) et 5.16(h).

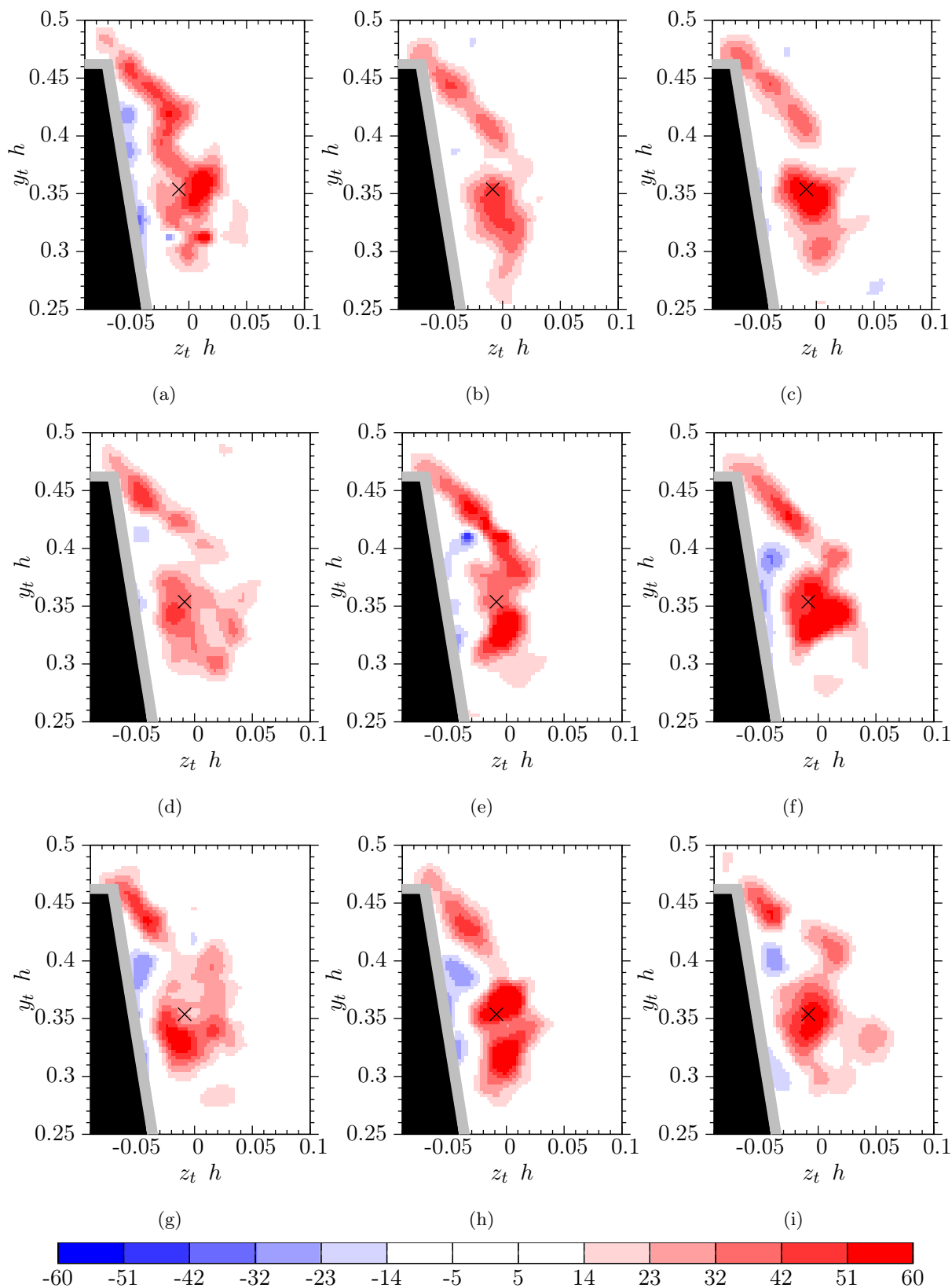


FIGURE 5.15 – Champs instantanés consécutifs de vorticité (x_t) en L_1 dans le cas $Tu0$; la croix noire représente la position du cœur moyen

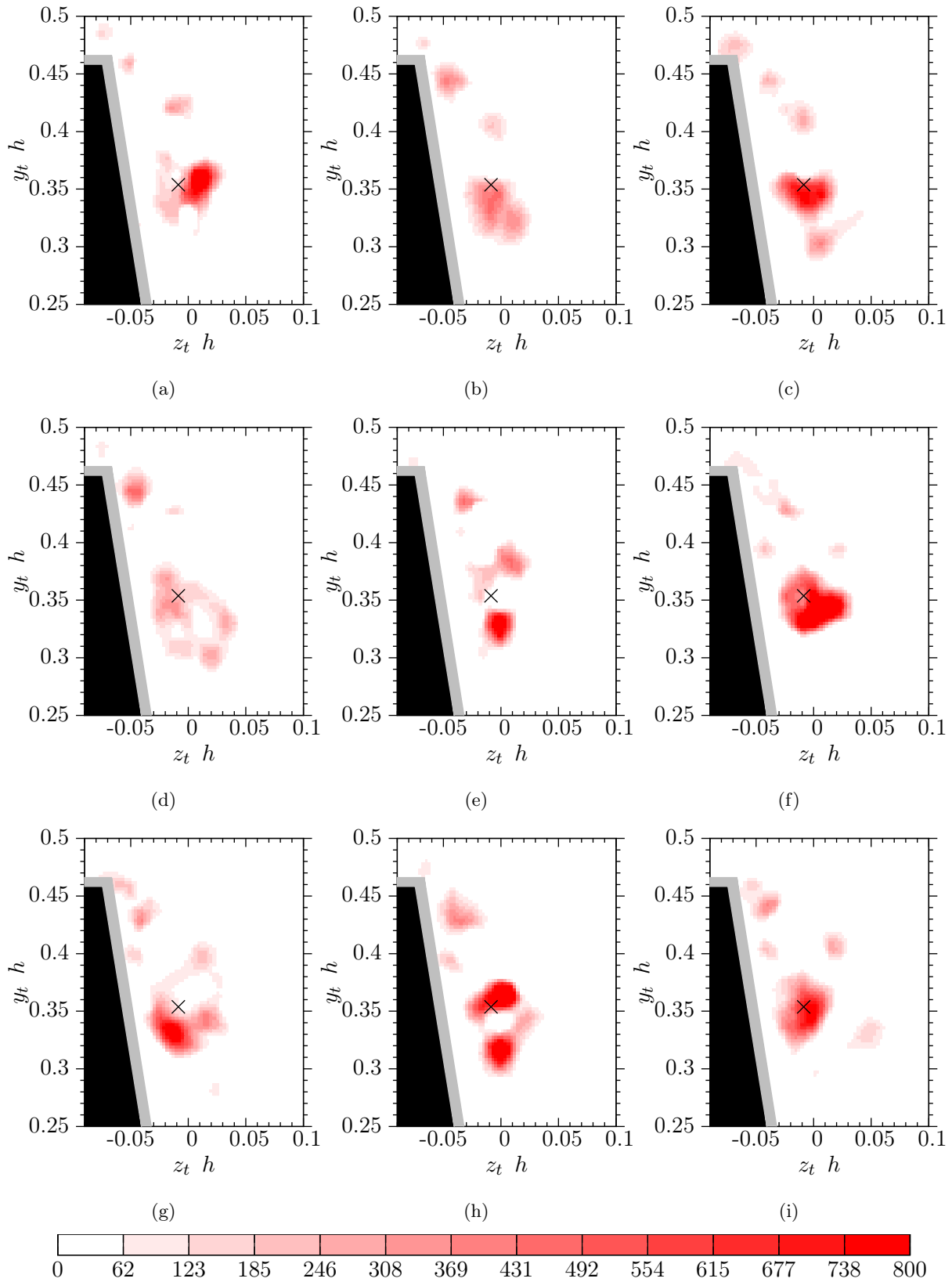


FIGURE 5.16 – Champs instantanés consécutifs du critère Q en L_1 dans le cas $Tu0$; la croix noire représente la position du cœur moyen

5.2.1.2 Avec la turbulence $Tu6$

La figure 5.17 représente le critère Q dans le plan L_1 pour le cas $Tu6$.

Avec le taux de turbulence $Tu6$, on peut voir que des sous-structures sont encore présentes dans la nappe cisailée sur quasiment tous les instantanés de la figure 5.17. Dans le tourbillon principal, des sous-structures sont aussi visibles mais leur intensité est globalement plus faible que dans le cas sans turbulence (FIG. 5.16).

En L_2 sans turbulence (en annexes FIG. C.5, p.170), des sous-structures sont aussi visibles dans la nappe cisailée, et s'enroulent autour du cœur du tourbillon principal sur certains instantanés représentés.

Dans le cas $Tu6$ en L_2 (en annexes FIG. C.6, p.171), des sous-structures dans la nappe cisailée semblent également présentes. En revanche, dans le tourbillon principal, les taches de critère Q sont nombreuses et sont éloignées les unes des autres.

Avec l'analyse de ces champs instantanés, on peut mettre en évidence la présence de sous-structures dans la zone cisailée. La structure tourbillonnaire étant fortement tridimensionnelle (avec une vitesse moyenne au cœur moyen de l'ordre de $0.8U$), ces sous-structures sont convectées et on les retrouve à l'intérieur du tourbillon principal, dans le cas sans turbulence. Les sous-structures semblent s'apparier entre elles dans certains cas et dans d'autres elles s'enroulent autour du cœur du tourbillon principal. On note aussi que ces sous-structures ont le même sens de rotation que le tourbillon principal. Il est également important de remarquer la présence du tourbillon secondaire juste en dessous de la zone cisailée sur certains instantanés.

Avec l'ajout de la turbulence, ces sous-structures sont moins intenses, pour un même plan.

Ces sous-structures ont tout d'abord été observées sur les ailes delta en incidence Mitchell (2000); Mitchell *et al.* (2002), prenant naissance au décollement de la nappe cisailée et sont enroulées à l'intérieur du tourbillon (voir étude bibliographique). Dans l'étude de Mitchell (2000); Mitchell *et al.* (2002), ces sous-structures sont stationnaires spatialement, alors que ce n'est pas le cas dans notre étude puisqu'on ne note pas leur existence sur les champs moyens dans le chapitre précédent.

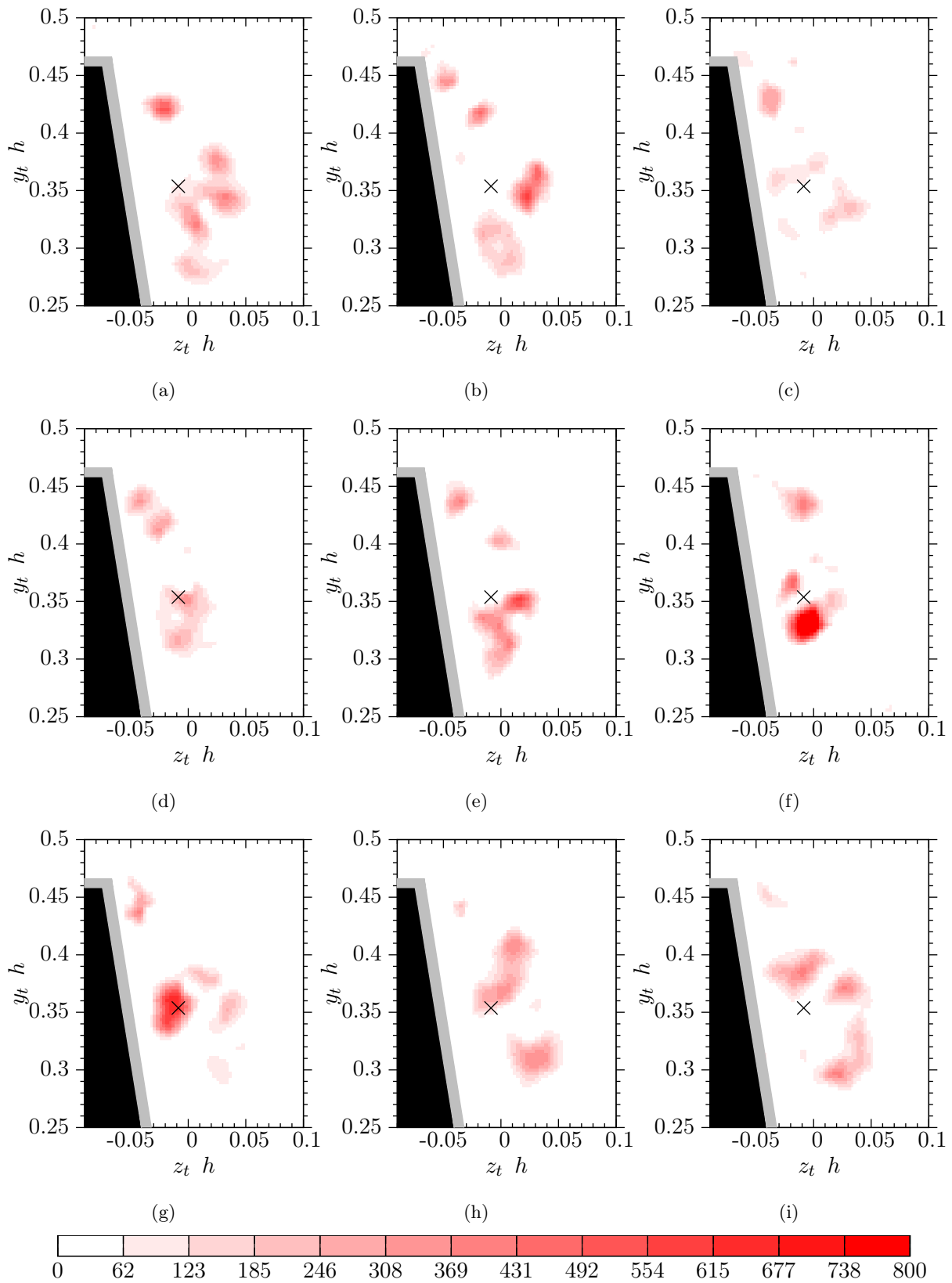


FIGURE 5.17 – Champs instantanés consécutifs du critère Q en L_1 dans le cas $Tu6$; la croix noire représente la position du cœur moyen

5.2.2 Analyse fréquentielle de la pression à la paroi latérale

On définit par f_h^* une fréquence adimensionnée basée sur la hauteur de la maquette et la vitesse infinie amont, telle que

$$f_h^* = \frac{f h}{U} \quad (5.5)$$

avec : f , la fréquence [Hz]; h , la hauteur de la maquette [m]; U , la vitesse infinie amont [m s⁻¹]
ici, $h = 0.22$ m et $U = 30$ m s⁻¹

Sur les lignes verticales

Nous disposons des signaux de pression fluctuante sur la ligne verticale L_1 et L_2 sur le côté de la maquette. Il est donc possible de représenter le spectre de chaque prise de pression pour chaque ligne afin d'analyser le contenu fréquentiel. Ces prises de pression couvrent intégralement la structure tourbillonnaire (voir CHAP. 4).

Les spectres de pression seront dans la suite du manuscrit présentés sous la forme $f \cdot \text{DSP}$ qui permet, dans une représentation semi-logarithmique, de quantifier visuellement les contributions énergétiques par bande de fréquence.

Dans un premier temps, l'évolution des spectres de pression fluctuante pour les différents taux de turbulence est représentée pour trois prises caractéristiques choisies, pour la ligne verticale L_1 (FIG. 5.18) :

- la prise juste en dessous de l'arête ($L_{capt}^* \approx 0.07$), dans la zone d'eau morte
- la prise au maximum de C_p au décollement secondaire L_{d2} ($L_{capt}^* \approx 0.4$)
- la prise au maximum de C_p proche du recollement principal ($L_{capt}^* \approx 0.7$)

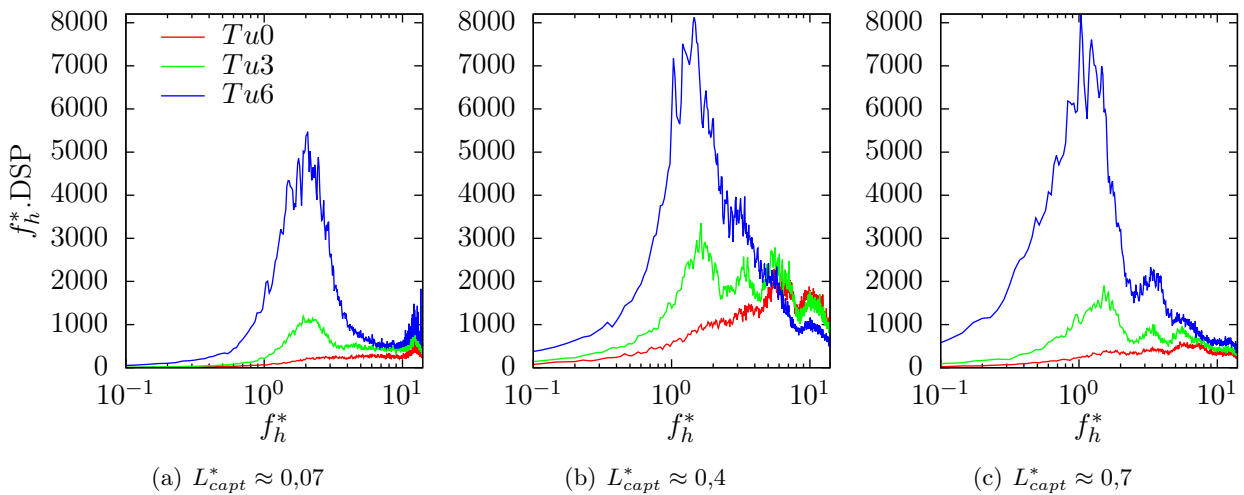


FIGURE 5.18 – Spectres ($f_h^* \cdot \text{DSP}$) de pression L_1 pour les trois prises caractéristiques choisies en fonction de f_h^* , pour chaque taux de turbulence

En L_1 (FIG. 5.18), on peut regrouper l'évolution des spectres pour la prise juste en dessous de l'arête et la prise au maximum de C_p proche du recollement principal (FIG. 5.18(a) et 5.18(c)). Ces spectres ont globalement la même évolution. Dans le cas sans turbulence, le spectre a un faible niveau. Avec l'ajout de la turbulence $Tu3$, le niveau augmente et on peut observer plusieurs fréquences. Avec la turbulence $Tu6$, le niveau augmente de manière significative avec principalement une large bande.

Pour la prise située au décollement secondaire (FIG. 5.18(b)), le niveau du spectre sans turbulence est déjà plus élevé que pour les autres prises dans le même cas et dans le cas $Tu3$.

On peut déjà clairement identifier plusieurs fréquences à $Tu0$. Lorsque le taux de turbulence augmente, le niveau du spectre augmente. Avec la turbulence $Tu6$, il n'y a plus qu'une large bande de même niveau que celle proche du recollement principal, dans le même cas.

L'ajout de la turbulence a un effet important sur le niveau des spectres mais aussi sur le contenu fréquentiel de l'écoulement.

Dans la suite, on analysera plus finement les fréquences pour ces mêmes trois prises caractéristiques, pour les lignes verticales L_1 , L_2 , pour chaque taux de turbulence.

Les figures 5.19 et 5.20 sont des cartographies des spectres de pression fluctuante le long de chaque ligne verticale (L_1 et L_2).

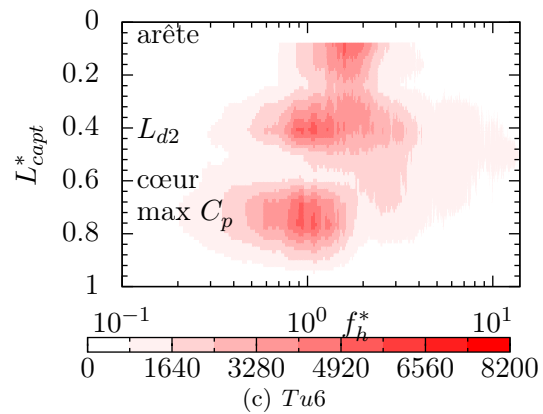
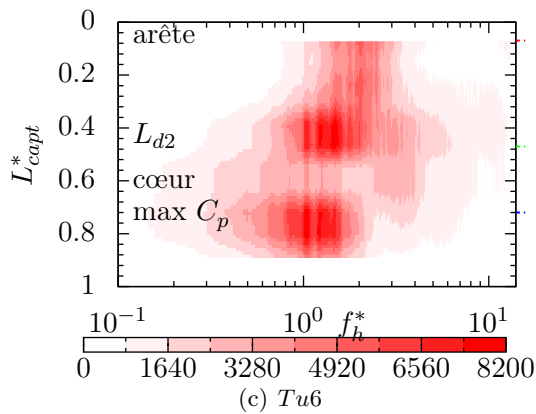
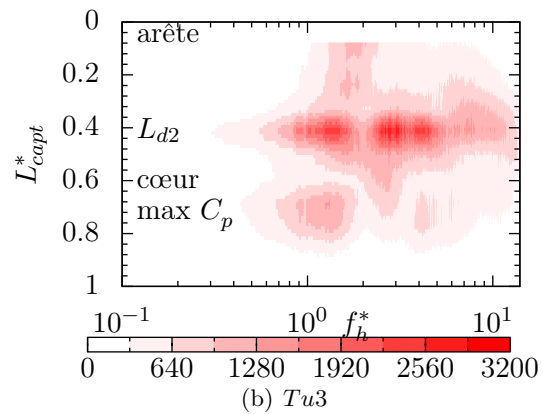
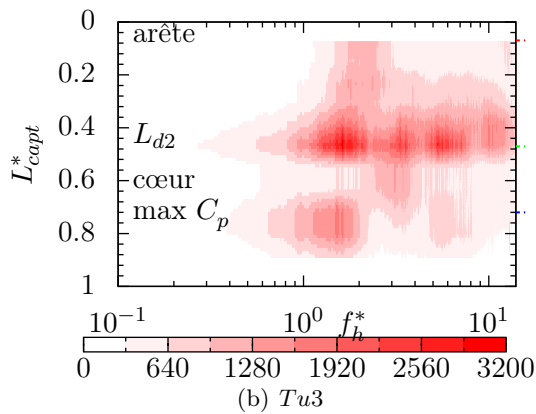
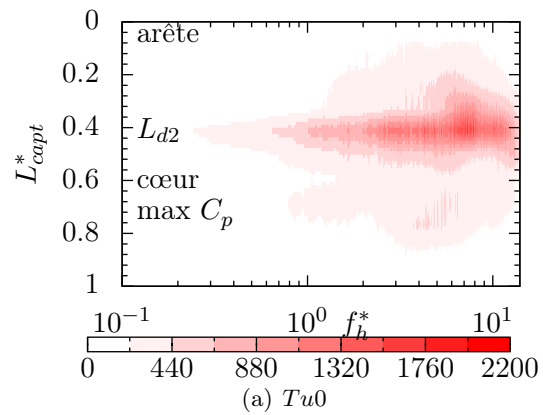
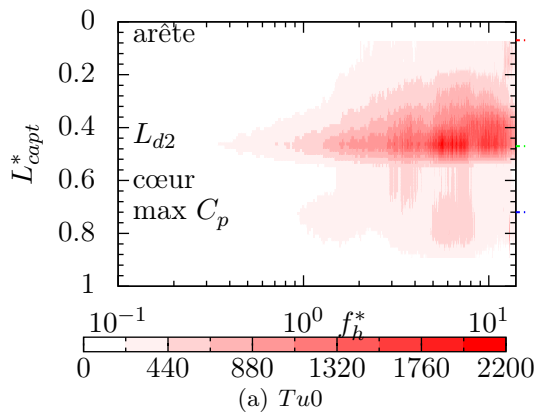


FIGURE 5.19 – Cartographie de f_h^* .DSP de pression le long de la ligne L_1 (repéré spatialement par L_{capt}^*) pour chaque taux de turbulence

FIGURE 5.20 – Cartographie de f_h^* .DSP de pression le long de la ligne L_2 (repéré spatialement par L_{capt}^*) pour chaque taux de turbulence

Avec ces cartographies de pression sur les lignes L_1 et L_2 (FIG. 5.19 et 5.20), on peut voir que les spectres en L_2 ont un niveau inférieur à ceux en L_1 .

On voit clairement qu'une basse fréquence large bande émerge avec l'ajout de la turbulence quelque soit la ligne :

- Avec $Tu0$, il y a principalement de « hautes » fréquences
- Avec $Tu3$, une basse fréquence commence à émerger, et les « hautes » fréquences sont toujours présentes
- Avec $Tu6$, il y a principalement une basse fréquence large bande et les maxima aux fréquences plus hautes ne sont plus détectables sur ces spectres.

Cependant, on peut remarquer que la basse fréquence émergente n'a pas la même fréquence en L_1 et L_2 , avec un décalage vers des fréquences inférieures lorsque x/h augmente.

La basse fréquence se décalant vers des fréquences inférieures lorsque x/h augmente, on va adimensionner la fréquence non plus par la hauteur h de la maquette, mais par la longueur de recollement principal L_{rp} correspondant à l'endroit où est calculé le spectre de pression (voir définition (4.2), p.59, CHAP. 4) et toujours par la vitesse infinie amont.

On définit ainsi $f_{L_{rp}}^*$ par (5.6) :

$$f_{L_{rp}}^* = \frac{f L_{rp}}{U} \quad (5.6)$$

avec : f , la fréquence [Hz]; L_{rp} , la longueur de recollement [m]; U , la vitesse infinie amont [m/s]

Les figures 5.21 et 5.22 permettent de comprendre le contenu fréquentiel à la paroi pour chaque position choisie en L_1 et L_2 , et pour chaque taux de turbulence en fonction de $f_{L_{rp}}^*$.

Lorsque le taux de turbulence augmente, une contribution large bande basse fréquence émerge ($f_{L_{rp}}^* \approx 0.2 - 0.5$) pour les deux lignes verticales. De plus, cette contribution large bande est à la même fréquence dans le cas $Tu3$ et $Tu6$, pour les deux lignes juste en dessous de l'arête. Pour les deux autres prises (proche du recollement principal et au décollement secondaire) et pour un taux de turbulence donné, la basse fréquence est la même. Pour une ligne verticale donnée, lorsque le taux de turbulence augmente, la basse fréquence se décale vers des fréquences inférieures.

L'adimensionnement de la fréquence par la longueur de recollement fait correspondre les fréquences de la contribution large bande en L_1 (resp. en L_2), alors qu'elles sont décalées en adimensionnant par la hauteur de la maquette. L'hypothèse faite par Hoarau *et al.* (2008) sur le décalage de fréquence entre deux positions longitudinales différentes provenant du développement longitudinale de la structure tourbillonnaire est vérifiée ici.

L'ajout de la turbulence amont a un impact important sur le contenu énergétique à basse fréquence, puisque celui-ci est quasiment multiplié par quatre entre le cas $Tu3$ et $Tu6$. La basse fréquence est associée à un phénomène de battement global de la structure tourbillonnaire (Gouveia de Moraes (2011)), s'amplifiant avec l'augmentation de Tu .

D'après l'analyse des instantanés montrant l'existence de sous-structures (de type Kelvin-Helmholtz), la fréquence d'excitation de la nappe cisillée a été calculée à partir de l'épaisseur de vorticité moyenne des champs PIV. Ce calcul est détaillé dans le chapitre 2, section 2.8.5 p.32. Ainsi, on dispose de ces fréquences (not es f_{subs}^* , fréquences des sous-structures adimensionn es par U/L_{rp}) pour chaque taux de turbulence.

La figure 5.23 représente l'évolution longitudinale de la fréquence f_{subs}^* calcul e pour chaque taux de turbulence.

Ces fréquences calcul es donnent un ordre de grandeur de la fréquence de ces sous-structures. En effet, ces fréquences sont calcul es dans un plan, mais l'écoulement formant la structure tourbillonnaire est fortement tridimensionnel.

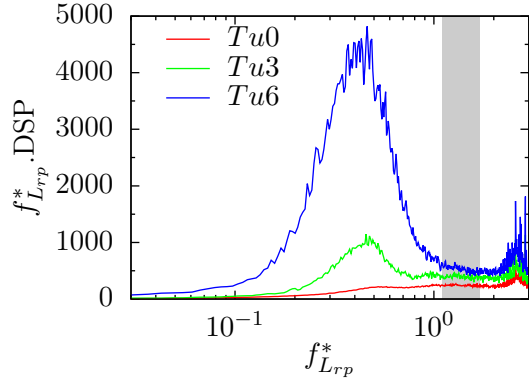
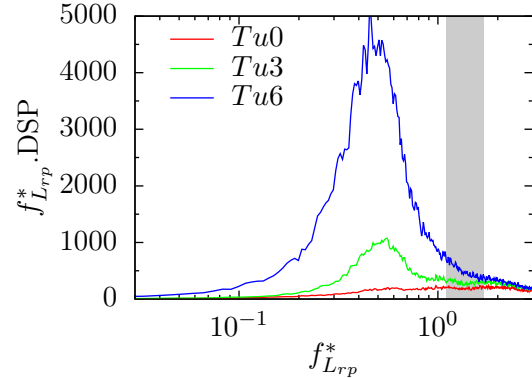
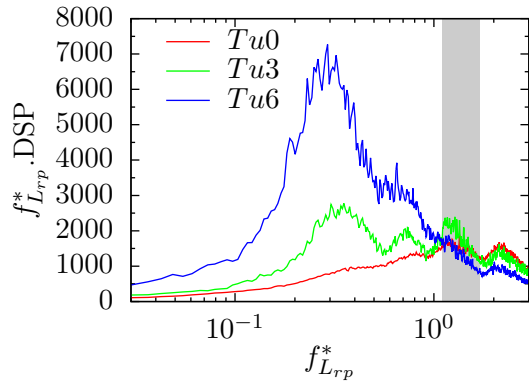
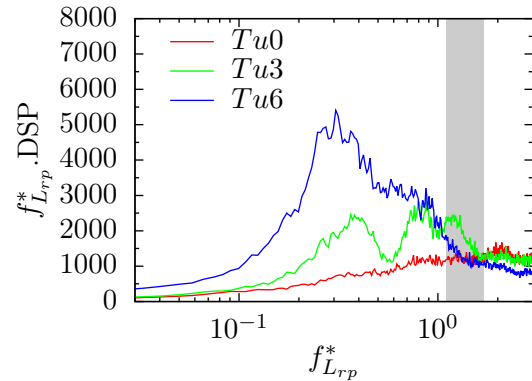
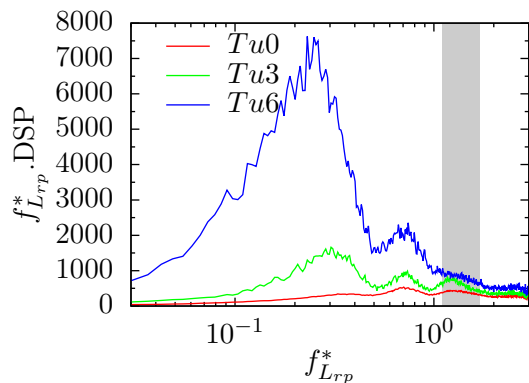
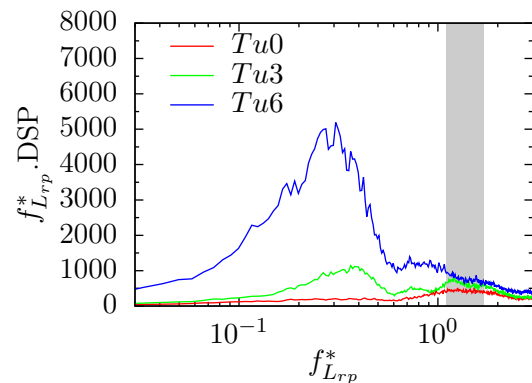
(a) $L_{capt}^* = 0,07$, juste en dessous de l'arête(a) $L_{capt}^* = 0,08$, juste en dessous de l'arête(b) $L_{capt}^* = 0,47$, au décollage secondaire(b) $L_{capt}^* = 0,41$, au décollage secondaire(c) $L_{capt}^* = 0,72$, proche du recollement principal(c) $L_{capt}^* = 0,77$, proche du recollement principal

FIGURE 5.21 – $f_{L_{rp}}^* .DSP$ de pression en 3 points : $L_{capt}^* = 0,07; 0,47; 0,72$ pour chaque taux de turbulence en L_1 ; la bande grise représente l'ordre de grandeur des fréquences calculées des sous-structures

FIGURE 5.22 – $f_{L_{rp}}^* .DSP$ de pression en 3 points : $L_{capt}^* = 0,08; 0,41; 0,77$ pour chaque taux de turbulence en L_2 ; la bande grise représente l'ordre de grandeur des fréquences calculées des sous-structures

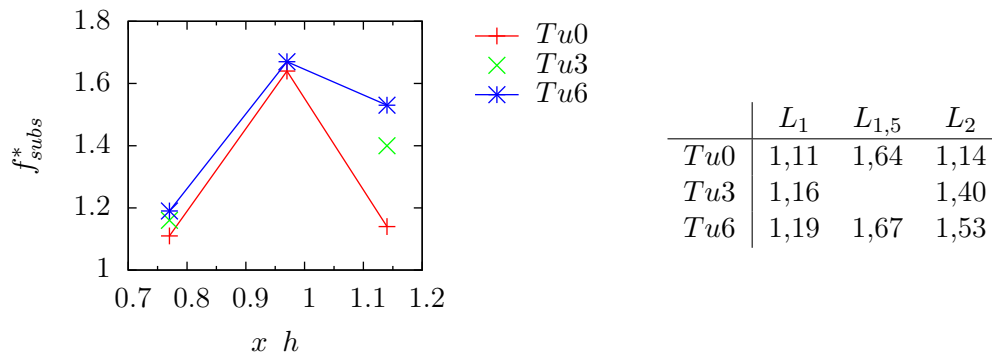


FIGURE 5.23 – Evolution longitudinale de la fréquence f_{subs}^* pour chaque taux de turbulence

Dans le chapitre précédent, on a vu que la vitesse moyenne au cœur moyen est de l'ordre de $0.8U$ (CHAP. 4, section 4.3.2). Ainsi, dans chaque plan PIV, l'écoulement issu de l'arête ira se recoller à la paroi plus loin en aval. De même, d'après les instantanés montrés précédemment, les sous-structures visibles dans le tourbillon principal et proches du cœur, viennent de l'écoulement amont de la structure tourbillonnaire. Toute l'histoire amont du tourbillon signe en paroi.

Dans la suite, les fréquences f_{subs}^* seront donc représentées sur les figures suivantes par une bande grise, avec $1.1 < f_{subs}^* < 1.7$. Cependant, la fréquence calculée de ces petites échelles (sous-structures) est modifiée pendant leur transport à l'intérieur de la structure tourbillonnaire avec des vitesses de convection différentes par rapport à la zone cisailée. Aussi, ces petites échelles vont possiblement s'apparier à l'intérieur du tourbillon principal. Ainsi, on propose donc qu'une bande de fréquence centrée autour de $f_{Lrp}^* \approx 1$ ($0.6 < f_{Lrp}^* < 1.7$) soit considérée dans la suite comme caractéristiques de ces petites échelles.

Pour compléter l'analyse de la figure 5.18 précédente, on peut voir qu'en L_1 juste en dessous de l'arête (FIG. 5.21(a)), aucune fréquence ne correspond à la bande de fréquence des sous-structures. Cependant, quelque soit le taux de turbulence, une très haute fréquence est visible ($f_{Lrp}^* \approx 2.6$). Cette fréquence n'est en revanche pas présente en L_2 à la même position (FIG. 5.22(a)).

Avec le calcul de fréquence des sous-structures dans la zone cisailée, on peut voir que cette gamme de fréquence n'est pas nettement identifiée juste en dessous de l'arête, quelque soient la ligne verticale et le taux de turbulence.

Au décollement secondaire en L_2 dans le cas $Tu3$ (FIG. 5.22(b)), on constate qu'il y a quasiment une large bande centrée autour de $f_{Lrp}^* \approx 1$, avec une partie de cette large bande correspondant à la gamme de fréquence des sous-structures calculée précédemment.

En L_1 et L_2 , au recollement principal et au décollement secondaire (FIG. 5.21(b), 5.21(c), 5.22(b) et 5.22(c)), on identifie donc des contributions en rapport avec ces petites échelles à l'intérieur de la structure tourbillonnaire, quelque soit le taux de turbulence. Les petites échelles qui signent en paroi sont issues de l'écoulement amont de la structure tourbillonnaire.

Sur la ligne inclinée

La pression fluctuante a aussi été mesurée le long de la ligne inclinée, en différents endroits. Ces positions sont repérées sur le schéma de la figure 5.24.

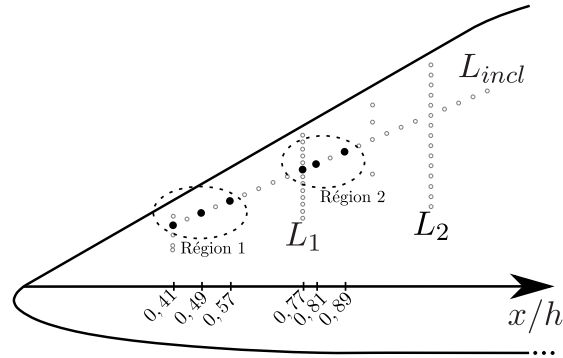


FIGURE 5.24 – Schéma représentant les points de mesure de pression sur la ligne inclinée (L_{incl})

Dans le chapitre précédent (CHAP. 4), la visualisation pariétale a montré que la ligne inclinée (L_{incl}) est située aux environs du décollement secondaire moyen pour les deux régions étudiées ici. Cette observation (visualisation pariétale) a été faite sans l'ajout de la turbulence de grille, c'est-à-dire à $Tu0$.

Les trois premières prises de mesures ($x/h = 0,41; 0,49$ et $0,57$) permettent d'observer l'évolution fréquentielle dans la *région 1* proche de la ligne L_0 et la *région 2* ($x/h = 0,77; 0,81$ et $0,89$) montre l'évolution fréquentielle aux environs de la ligne L_1 .

Les figures 5.25, 5.26 et 5.27 représentent les spectres de pression en chaque région pour chaque taux de turbulence.

Sur chaque figure, une bande de fréquence grise a été ajoutée pour représenter la gamme de fréquence des petites échelles observées. On a vu précédemment que la longueur de recollement semblait être un bon facteur de « mise à l'échelle » entre les lignes L_1 et L_2 . Ainsi, on applique cette « mise à l'échelle » par la longueur de recollement à toutes les prises de pression sur la paroi latérale de la maquette. Ainsi, sur chaque figure et pour chaque prise de pression, la fréquence a été adimensionnée par la longueur de recollement principale ($f_{L_{rp}}^*$) associée à chaque prise.

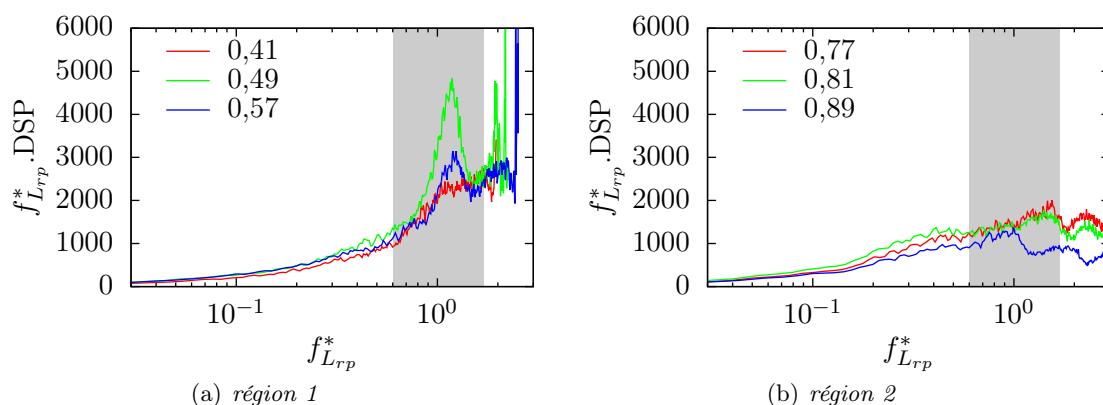


FIGURE 5.25 – $f_{L_{rp}}^* .DSP$ de quelques prises de pression repérées en x/h sur la ligne inclinée dans le cas $Tu0$ en fonction de $f_{L_{rp}}^*$; la zone grise correspond à la gamme de fréquence des sous-structures calculée à partir des plans PIV

Sans turbulence, on constate sur la figure 5.25(a) (*région 1*) qu'un pic important est présent dans la gamme de fréquence associée aux petites échelles (sous-structures). Un pic est également

visible sur la figure 5.25(b) (dans la *région 2*) mais moins prononcé.

On peut voir que dans la *région 1* ce sont des hautes fréquences ($f_{Lrp}^* > 0.7$) qui dominent largement alors que dans la *région 2* ces hautes fréquences ont diminué et qu'une basse fréquence commence à émerger.

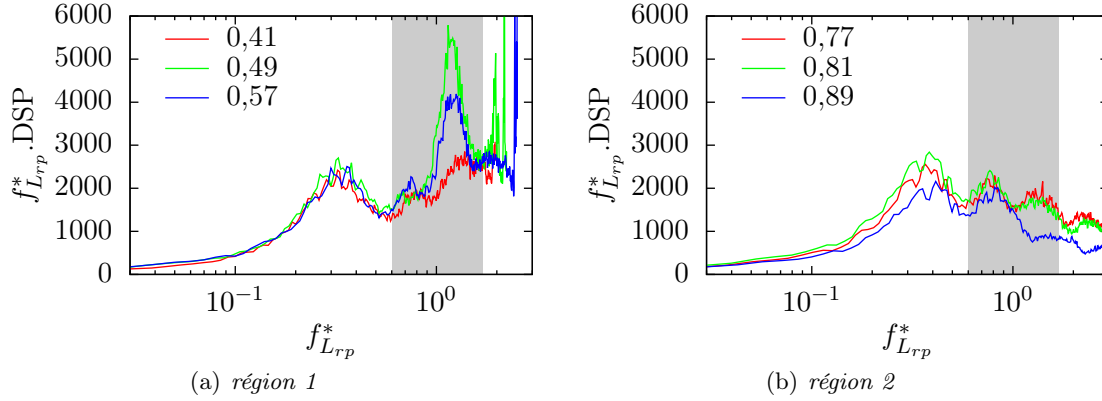


FIGURE 5.26 – $f_{Lrp}^*.DSP$ de quelques prises de pression repérées en x/h sur la ligne inclinée dans le cas $Tu3$ en fonction de f_{Lrp}^* ; la zone grise correspond à la gamme de fréquence des sous-structures calculée à partir des plans PIV

Dans le cas $Tu3$ (FIG. 5.26), la basse fréquence associée au battement de la structure émerge en chaque point de mesure, dans la *région 1* et la *région 2*. Comme dans le cas sans turbulence, une fréquence (dans la gamme de fréquences des sous-structures) domine dans la *région 1* (FIG. 5.26(a)). Dans la *région 2*, cette fréquence a nettement diminué et la fréquence associée au battement de la structure domine (FIG. 5.26(b)).

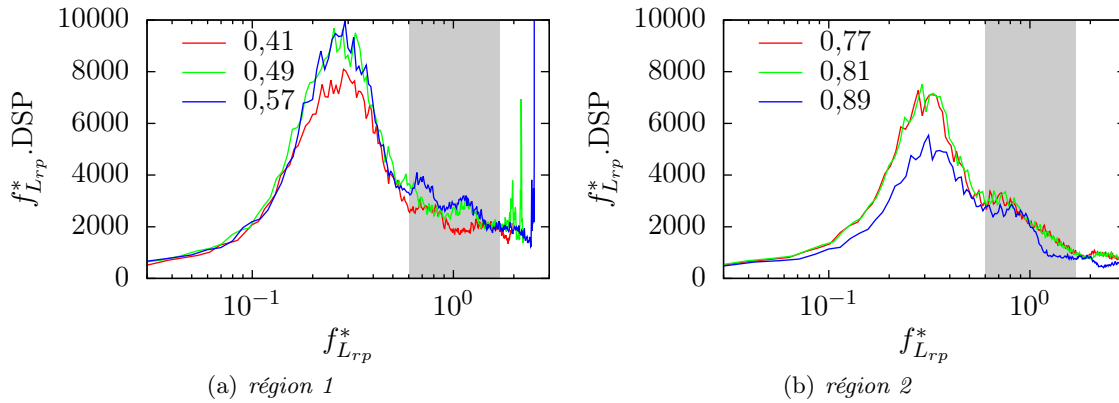


FIGURE 5.27 – $f_{Lrp}^*.DSP$ de quelques prises de pression repérées en x/h sur la ligne inclinée dans le cas $Tu6$ en fonction de f_{Lrp}^* ; la zone grise correspond à la gamme de fréquence des sous-structures calculée à partir des plans PIV

Avec la turbulence $Tu6$, la basse fréquence domine largement quelque soit la région. On note encore que l'adimensionnement par la longueur de recollement permet aussi dans le cas $Tu6$ de faire coïncider les basses fréquences, quelque soit la position en x/h de la prise de pression (FIG. 5.27(a) et 5.27(b)).

Dans la *région 1*, un pic de fréquence est toujours présent dans la gamme de fréquence des sous-structures.

Comme pour l'analyse des spectres de pression sur les lignes verticales L_1 et L_2 , une basse fréquence émerge lorsque Tu augmente, quelque soit le point de mesure sur la ligne inclinée dans

les deux régions d'étude.

Dans la *région 1* pour les cas $Tu0$ et $Tu3$, une fréquence domine nettement les autres et correspond à la gamme de fréquences des sous-structures. La signature fréquentielle de la structure tourbillonnaire à la paroi semble donc être principalement due aux sous-structures issues de la nappe cisailée, mais celles-ci ont fortement été modifiées par l'enroulement de la nappe cisailée et l'écoulement interne du tourbillon principal. Ce qui signe en paroi dans la *région 1* provient du décollement de la nappe cisailée en amont à la *région 1*. Avec la turbulence $Tu6$, la basse fréquence domine largement les autres fréquences dans la *région 1*. Cependant, la fréquence correspondant à la gamme de fréquence des sous-structures est encore visible.

Avec l'adimensionnement de la fréquence par la longueur de recollement, les basses fréquences se superposent. La longueur de recollement est bien un facteur de « mise à l'échelle » des basses fréquences quelque soit la position longitudinale de la prise de pression.

La signature fréquentielle de la structure tourbillonnaire au niveau du décollement secondaire (correspondant au début de la ligne inclinée, donc à ces deux régions) est très différente entre les deux régions étudiées ici. Dans la *région 1*, dans les cas $Tu3$, la fréquence associée aux sous-structures domine alors que ce n'est pas le cas dans la *région 2*. La structure tourbillonnaire n'a pas le même « impact fréquentiel » sur la paroi dans ces deux régions. Dans la première, les sous-structures sont nettement visibles et dominantes, alors que dans la seconde, le niveau de la basse fréquence est plus importante.

La signature importante des sous-structures dans la *région 1* peut être expliquée par une taille plus petite de la structure tourbillonnaire. En effet, les sous-structures repérées dans la *région 1* sont issues de la nappe cisailée en amont de la *région 1*. L'enroulement de la nappe cisailée est plus petit (le parcours des sous-structure est plus court) pour les sous-structures arrivant au décollement secondaire dans la *région 1* par rapport à la *région 2*. Ainsi ces sous-structures sont « moins perturbées » après leur enroulement jusqu'au décollement secondaire dans la *région 1*.

5.2.3 Contenu fréquentiel de la face avant en paroi

A l'image du chapitre précédent (CHAP. 4), décrivant les grandeurs moyennes sur la face avant de la maquette, il est intéressant d'observer le contenu fréquentiel de cette zone.

La figure 5.28 représente les spectres de pression fluctuante en cinq points de la face avant dont l'emplacement est représenté sur la figure 5.28(d).

Au centre de la face avant (FIG. 5.28(a) et 5.28(b)), les spectres aux deux positions sont similaires. Dans le cas $Tu0$, le spectre est à peine visible, son niveau est très bas. Lorsque le taux de turbulence augmente, le niveau du spectre augmente. Une basse fréquence large bande apparaît.

Au trois quart de la face avant (FIG. 5.28(c)), les spectres sont globalement semblables à ceux au centre avec des niveaux plus élevés. La basse fréquence au centre et au 3/4 est la même avec $Tu6$.

Sur le bord (FIG. 5.28(e) et 5.28(f)), le niveau des spectres à $Tu0$ est très faible. Lorsque le taux de turbulence augmente, une basse fréquence émerge. Quelque soit le taux de turbulence et la position de la mesure sur le bord, les basses fréquences sont les mêmes.

Comme sur la paroi latérale, une basse fréquence émerge quelque soit la prise de pression, lorsque le taux de turbulence augmente. La basse fréquence observée aux deux prises sur la face avant proches de l'arête est quasiment la même quelque soit la turbulence de grille, contrairement à ce qui a été observé sur la paroi latérale. Il n'y a ni modulation de cette fréquence en fonction de x/h , ni en fonction du taux de turbulence. La turbulence amont change uniquement le contenu énergétique à basse fréquence pour les prises proches de l'arête, mais pas leur fréquence.

Etant donnée que le point de mesure 5 se situe à la même position longitudinale que la ligne verticale L_2 (même x/h), la fréquence a été adimensionnée par la longueur de recollement de la structure tourbillonnaire en L_2 (FIG. 5.28(g)). On constate que les basses fréquences sur la face avant au même x/h que L_2 et juste en dessous de l'arête sur la ligne verticale L_2 (FIG. 5.22(a)) sont les mêmes ($f_{L_{rp}}^* \approx 0.3 - 0.4$).

Pour les trois autres prises sur la face avant, une basse fréquence apparaît également lorsqu'on ajoute la turbulence de grille, mais cette fréquence est toujours inférieure à celle des prises proches de l'arête.

De plus, on peut comparer la basse fréquence qui émerge en ajoutant la turbulence avec l'advection des grandes échelles turbulentes (Λ_f).

Cette fréquence d'advection (f_{adv}) serait de l'ordre de $f_{adv} \sim \frac{U}{\Lambda_f}$.

Ainsi, la fréquence d'advection de ces plus grandes échelles turbulentes adimensionnée par la hauteur de la maquette (notée f_{adv}^*) serait :

$$f_{adv}^* = \frac{f_{adv} h}{U} = \frac{h}{\Lambda_f} \left(\text{avec } f_{adv} \sim \frac{U}{\Lambda_f} \right) \quad (5.7)$$

On aurait donc $f_{adv}^* \approx 15$ pour la turbulence $Tu3$ et $f_{adv}^* \approx 8$ pour la turbulence $Tu6$. Ces deux fréquences sont bien plus hautes que la basse fréquence émergente. Celle-ci est donc certainement induite par une modification de l'aérodynamique en face avant due à la dynamique des structures tourbillonnaires décollées.

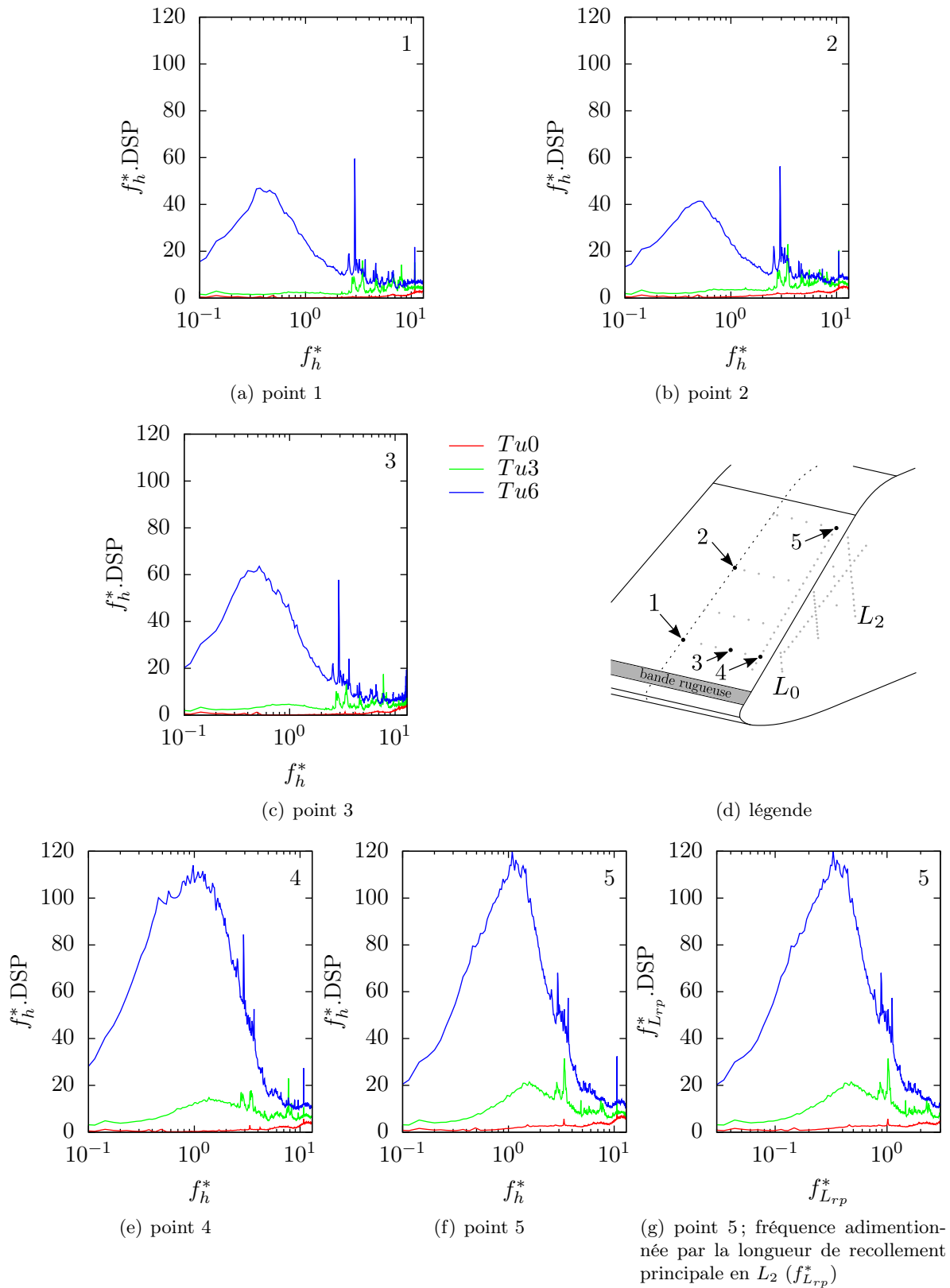


FIGURE 5.28 – Spectres de la pression fluctuante sur la face avant pour chaque taux de turbulence; la légende de l'emplacement des mesures est représentée dans la sous-figure (d)

5.2.4 Analyse fréquentielle des propriétés intégrales du tourbillon

Dans cette section, on va s'intéresser, aux propriétés globales de la structure tourbillonnaire : l'angle de la nappe cisillée, la section et la circulation du tourbillon principal.

5.2.4.1 Spectres de l'angle de la nappe cisillée

Ayant l'angle de la nappe cisillée en chaque instant pour chaque cas, il est possible d'en extraire le contenu fréquentiel. Les DSP de l'angle correspondants à chaque cas sont représentées sur la figure 5.29. Comme précédemment, la fréquence est adimensionnée par la longueur de recollement .

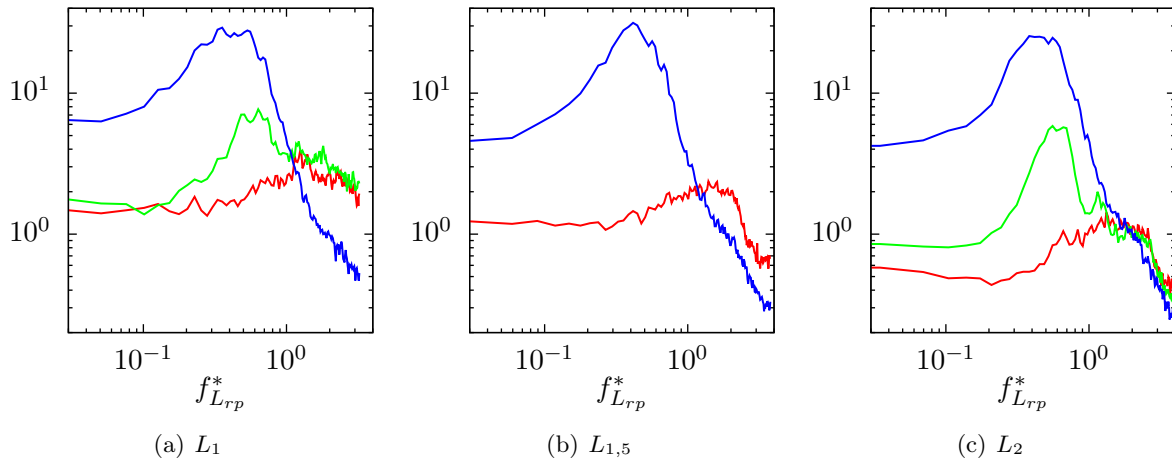


FIGURE 5.29 – Spectres (DSP) de l'angle de la nappe cisillée pour chaque ligne et pour les taux de turbulence (—) : $Tu0$, (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$ en fonction de la fréquence $f_{L_{rp}}^*$

Observons l'influence de la turbulence en L_1 (FIG. 5.29(a)). On constate que pour le cas $Tu0$, il y a une large bande centrée à $f_{L_{rp}}^* \approx 1$. Cette large bande centrée autour de $f_{L_{rp}}^* \approx 1$ se dessine clairement pour les lignes $L_{1,5}$ (FIG. 5.29(b)) et L_2 (FIG. 5.29(c)).

On peut aussi noter que le niveau du spectre dans le cas $Tu0$ diminue lorsque x/h augmente. Ceci est bien en accord avec l'histogramme de l'angle, vu précédemment.

Lorsque le taux de turbulence augmente ($Tu3$), les spectres en L_1 et L_2 sont proches du cas sans turbulence, excepté l'émergence d'une basse fréquence.

Avec la turbulence $Tu6$, il n'y a qu'une basse fréquence large bande qui est la même quelque soit le plan de mesure. Le niveau de cette large bande est sensiblement le même pour les trois plan de mesure.

L'évolution des spectres avec l'ajout de la turbulence est globalement la même que pour celle des spectres de pression, avec principalement de hautes fréquences pour le cas sans turbulence ; l'émergence d'une basse fréquence avec la turbulence $Tu3$ avec toujours de hautes fréquences ; et la présence d'une unique basse fréquence large bande avec la turbulence $Tu6$. La basse fréquence se décale vers des fréquences inférieures entre le cas $Tu3$ et $Tu6$, quelque soit le plan.

Le cas $Tu3$ est un cas intermédiaire dans le contenu fréquentiel de l'angle de la nappe cisillée.

5.2.4.2 Évolution temporelle de la section du tourbillon principal et de la circulation

Afin de repérer le cœur du tourbillon principal en chaque instant, il a été nécessaire de se baser sur un contour pour délimiter le tourbillon principal. Ainsi, pour chaque instant, on a la

section du tourbillon principal (voir CHAP. 2, section A.2, p.154).

La figure 5.30 représente le contenu fréquentiel de la section du tourbillon principal et la figure 5.31, les spectres de la circulation calculée à partir de ces mêmes contours.

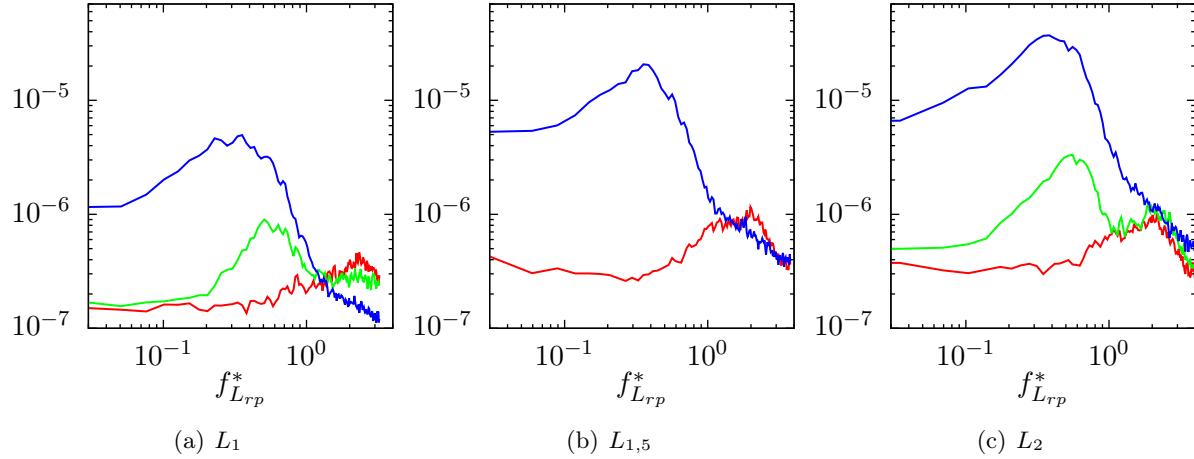


FIGURE 5.30 – Spectres (DSP) de la section S_h^* du tourbillon principal pour chaque ligne et pour chaque taux de turbulence (—) : $Tu0$, (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$ en fonction de la fréquence f_{Lrp}^*

L'évolution des spectres de la section (FIG. 5.30) en fonction du taux de turbulence et en fonction des plans PIV est assez proche de celle de l'angle (FIG. 5.29), avec la présence de hautes fréquences centrées autour de $f_{Lrp}^* \approx 1 - 2$ pour le cas $Tu0$, l'émergence d'une basse fréquence dans le cas $Tu3$ avec de hautes fréquences, et d'une seule large bande dans le cas $Tu6$.

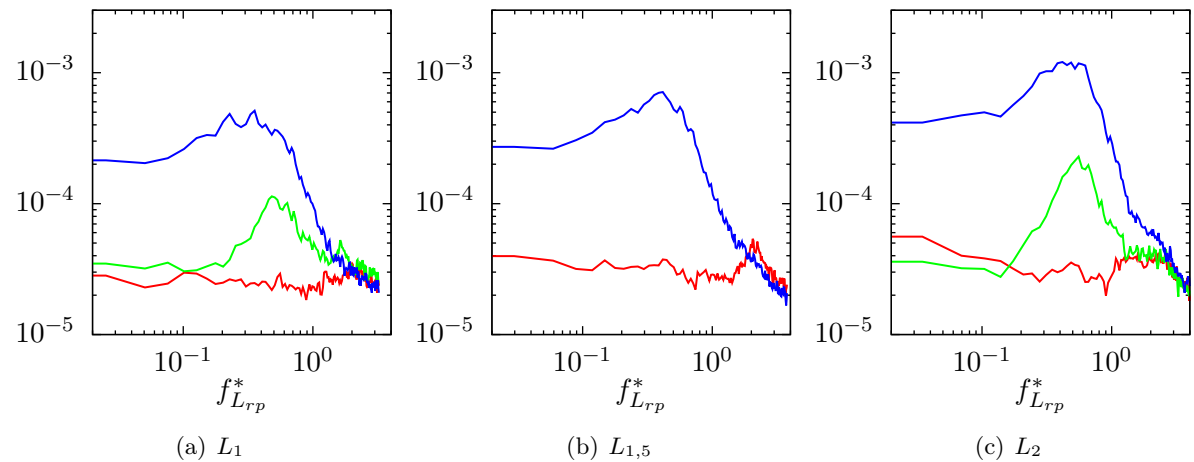


FIGURE 5.31 – Spectres (DSP) de la circulation Γ du tourbillon principal pour chaque ligne et pour les taux de turbulence (—) : $Tu0$, (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$ en fonction de la fréquence f_{Lrp}^*

Le contenu fréquentiel de la circulation (FIG. 5.31) est aussi semblable à celui de l'angle et de la section. Cependant, dans le cas $Tu0$, la large bande hautes fréquences ($f_{Lrp}^* \approx 1 - 2$) est moins marquée que pour l'angle et la section pour les plans L_1 et L_2 . Il y a toujours l'émergence d'une basse fréquence large bande avec l'ajout de la turbulence $Tu3$ tout en gardant de hautes fréquences, et avec la turbulence $Tu6$, une seule basse fréquence large bande.

La basse fréquence se décale aussi vers des fréquences inférieures avec la turbulence $Tu3$ et $Tu6$.

L'ajout de la turbulence modifie le comportement global de la structure tourbillonnaire dans son ensemble, avec une évolution basse fréquence. On pourrait donc associer cela à un battement de la nappe cisailée (basse fréquence), et également une « respiration » basse fréquence du tourbillon principal avec la turbulence $Tu6$.

Que ce soit avec l'angle, la section ou la circulation, la turbulence a un effet global sur le comportement de la structure tourbillonnaire et le décalage de la basse fréquence vers des fréquences inférieures entre la turbulence $Tu3$ et $Tu6$.

5.2.4.3 Lien entre la turbulence amont et le contenu fréquentiel de la structure tourbillonnaire

Afin de comprendre la modulation de la basse fréquence avec l'ajout de la turbulence pour chaque plan, la fréquence ne sera ni adimensionnée par la hauteur h de la maquette, ni par la longueur de recollement de la structure tourbillonnaire. Malgré le fait que la caractérisation de la turbulence de grille a été faite sans maquette dans la veine d'essai, et que la turbulence générée par les grilles soit modifiée par la présence de la maquette, la fréquence sera ici adimensionnée par l'échelle intégrale Λ_f (à l'emplacement du nez virtuel de la maquette) de chaque grille et la vitesse infinie amont (U).

On définit ainsi $f_{\Lambda_f}^*$ par (5.8) :

$$f_{\Lambda_f}^* = \frac{f \Lambda_f}{U} \quad (5.8)$$

avec : f , la fréquence [Hz]; Λ_f , l'échelle intégrale [m]; U , la vitesse infinie amont [m/s]

A la paroi latérale

La figure 5.32 représente les spectres de pression pour les taux de turbulence $Tu3$ et $Tu6$ en fonction de $f_{\Lambda_f}^*$ sur la ligne verticale L_1 .

Juste en dessous de l'arête ($L_{capt}^* = 0.07$, FIG. 5.32(a)), l'adimensionnement par l'échelle intégrale ne fait pas coïncider les basses fréquences des cas $Tu3$ et $Tu6$. En effet, on peut voir sur la figure 5.32(d) que les basses fréquences sont les mêmes en fonction de f_h^* .

Il en est de même pour la prise située au décollement secondaire ($L_{capt}^* = 0.47$), où les basses fréquences sont quasiment à la même fréquence (FIG. 5.32(e)), donc l'adimensionnement par l'échelle intégrale ne fait pas coïncider la basse fréquence pour les deux taux de turbulence $Tu3$ et $Tu6$.

Proche du recollement principal, le décalage de la basse fréquence avec $f_{L_{rp}}^*$ (FIG. 5.32(f)) n'est pas lié aux différentes échelles intégrales de la turbulence puisqu'il y a toujours un décalage avec l'adimensionnement par l'échelle intégrale (FIG. 5.32(c)).

En L_1 , comme en L_2 , la basse fréquence dans les cas $Tu3$ et $Tu6$ proche du recollement principal ne coïncide pas avec l'adimensionnement de la fréquence par l'échelle intégrale.

La modulation de la basse fréquence avec l'ajout de la turbulence ne peut pas être « mis à l'échelle » uniquement avec l'échelle intégrale de la turbulence. Les différents taux de turbulence doivent aussi être un paramètre à prendre en compte. Cependant, l'écoulement proche de la paroi résulte de toute l'histoire (écoulement en amont des prises de pression) de la structure tourbillonnaire.

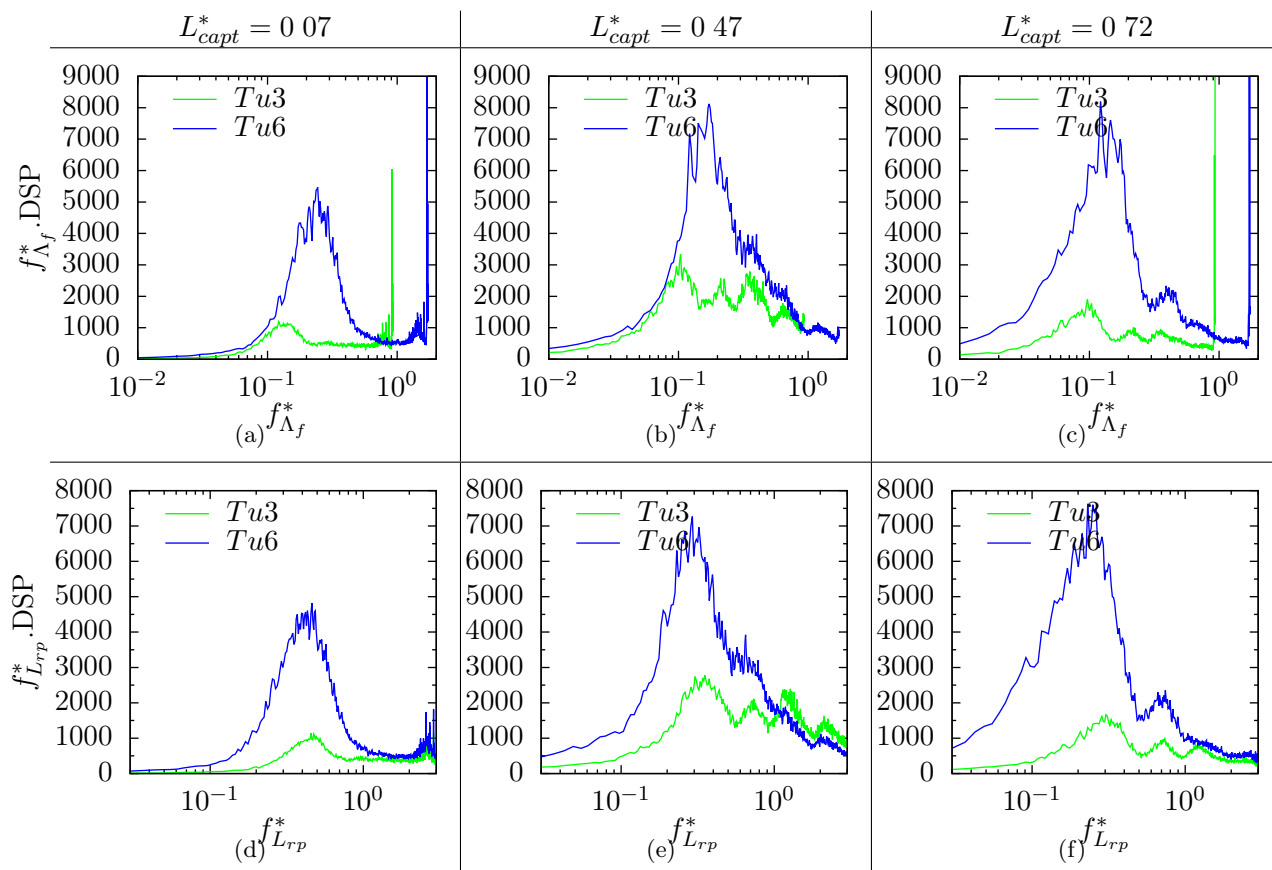


FIGURE 5.32 – Spectres de pression à la paroi latérale en L_1 en fonction de $f_{\Lambda_f}^*$ (haut) et pour rappel, en fonction de $f_{L_{rp}}^*$ (bas), pour les taux de turbulence $Tu3$ et $Tu6$, aux prises caractéristiques $L_{capt}^* = 0.07; 0.47; 0.72$

Dans la nappe cisillée

A l'image des analyses fréquentielles de la pression à la paroi, les spectres de l'angle de la nappe cisillée ont aussi été représentés en fonction de la fréquence adimensionnée par l'échelle intégrale Λ_f correspondant à chaque taux de turbulence (FIG. 5.33).

D'après la figure 5.33(a), les basses fréquences de l'angle coïncident quasiment avec l'adimensionnement de la fréquence par l'échelle intégrale en L_1 .

En L_2 , cet adimensionnement marche moins bien que pour L_1 . Les basses fréquences sont décalées mais cette fois-ci la fréquence augmente avec le taux de turbulence, contrairement à ce qui a été vu précédemment.

La modulation de fréquence avec l'ajout de la turbulence pour le plan L_1 semble avoir un lien avec l'échelle intégrale de la turbulence. Cela ne se vérifie pas en L_2 , mais il faut rappeler que la turbulence amont ajoutée doit être distordue, modifiée par la présence de la maquette et par le tourbillon conique lui-même.

Dans le tourbillon principal

La figure 5.34 représente les spectres de la section du tourbillon principal en fonction de la fréquence adimensionnée par l'échelle intégrale de chaque turbulence.

D'après la figure 5.34(a), on constate que les basses fréquences des cas $Tu3$ et $Tu6$ sont à la même fréquence avec l'adimensionnement par $f_{\Lambda_f}^*$ en L_1 . En L_2 (FIG. 5.34(b)), on note toujours un décalage des basses fréquences comme le rappelle la figure 5.34(d) en fonction de $f_{L_{rp}}^*$.

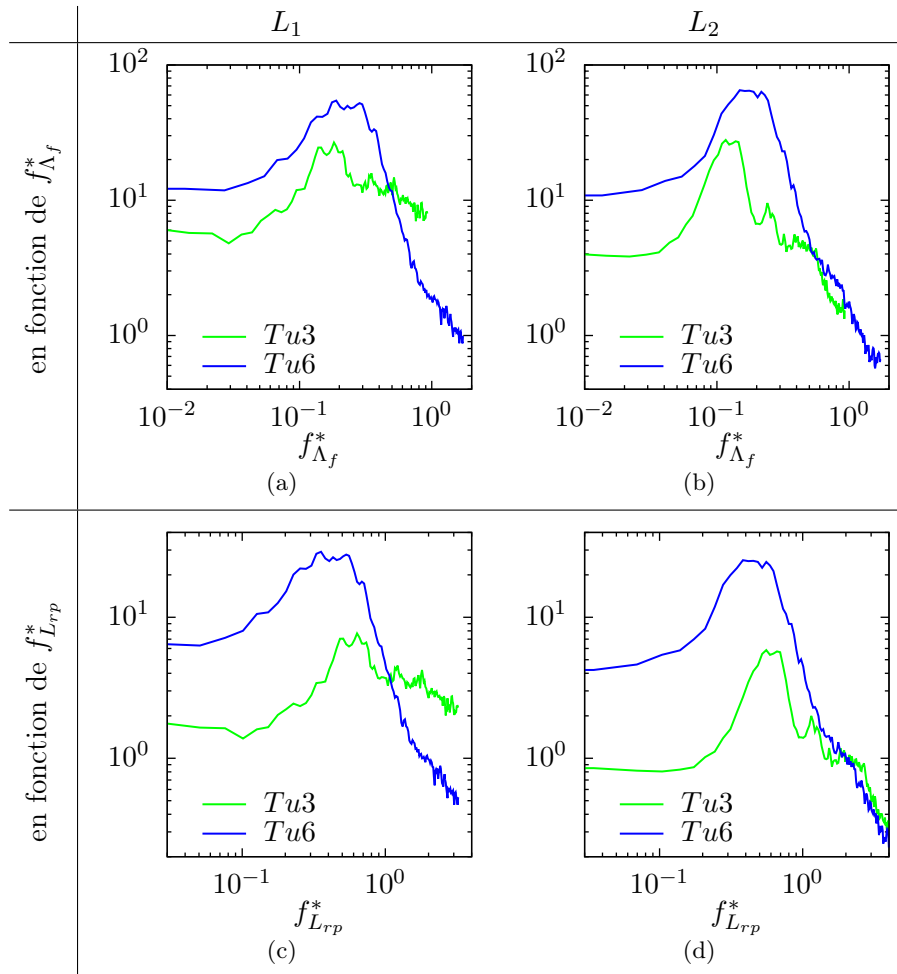


FIGURE 5.33 – Spectres (DSP) de l'angle de la nappe cisailée en fonction de $f_{\Lambda_f}^*$ et $f_{L_{rp}}^*$ (pour rappel sur la deuxième ligne) pour les taux de turbulence $Tu3$ et $Tu6$, en L_1 et L_2

Il semblerait que l'échelle intégrale soit liée à la modulation fréquentielle de la respiration du tourbillon principal avec l'ajout de la turbulence, en L_1 , alors que ce n'est pas le cas en L_2 .

Encore une fois, dans l'analyse de la modulation de fréquence avec l'ajout de la turbulence, on utilise l'échelle intégrale mesurée sans maquette. L'adimensionnement semble être pertinent pour le plan L_1 , mais pas pour L_2 . La turbulence générée par chaque grille doit aussi être modifiée dans le plan L_2 par la présence de la maquette et de la structure tourbillonnaire.

En ajoutant la turbulence amont, la structure tourbillonnaire « avale » les perturbations extérieures de taille semblable à celle de l'échelle intégrale Λ_f non perturbée.

L'échelle intégrale a un impact global direct sur les variables caractéristiques de la structure (angle et section), c'est-à-dire sur la fréquence de battement de la structure.

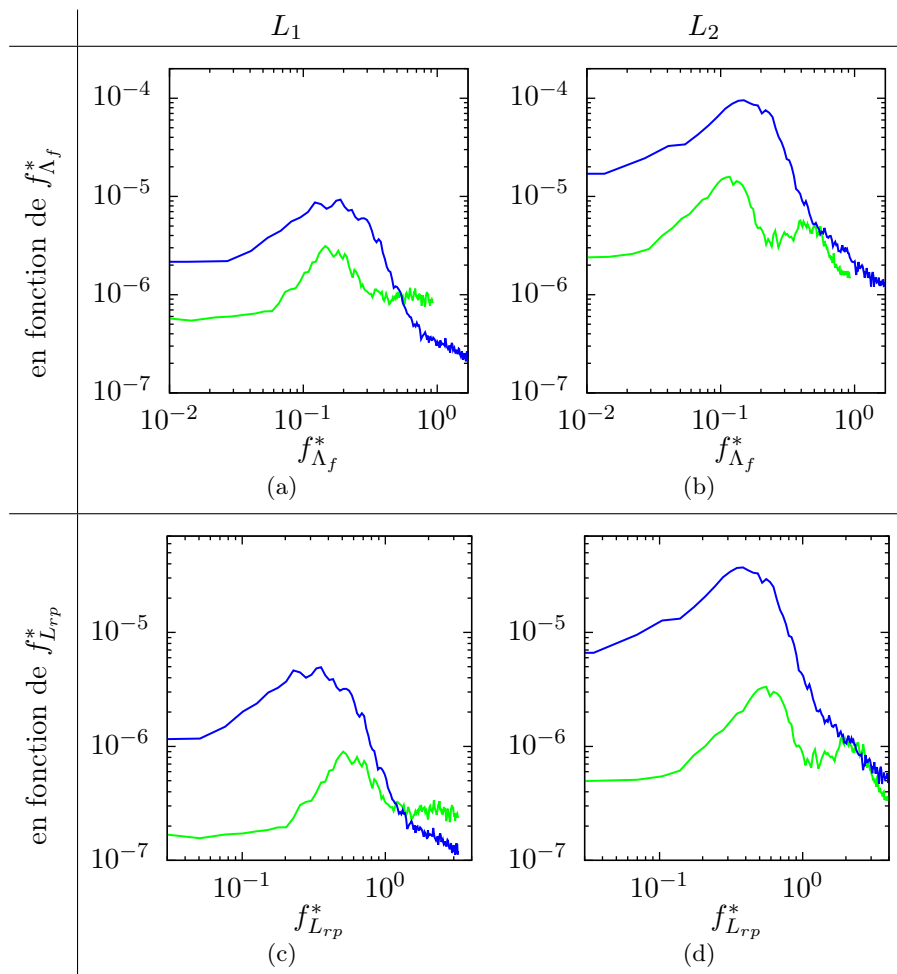


FIGURE 5.34 – Spectres (DSP) de la section S_h^* du tourbillon principal en L_1 et L_2 en fonction de $f_{\Lambda_f}^*$ (haut) et f_{Lrp}^* (sur la deuxième ligne pour rappel), et pour les taux de turbulence (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$

5.2.5 Spectres de vitesse

5.2.5.1 Zone cisailée

Ayant les trois composantes de la vitesse en chaque plan PIV, pour chaque taux de turbulence, on peut calculer la DSP de chaque composante en un point dans la zone cisailée (au maximum de vorticité moyenne). Ces spectres sont représentés sur la figure 5.35.

Les spectres de la composante de vitesse u_t pour les lignes L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 (FIG. 5.35(a), 5.35(b) et 5.35(c)) ont un niveau supérieur aux deux autres composantes. De plus, quelque soit le plan de mesure et pour les taux de turbulence $Tu0$ et $Tu3$, la répartition spectrale est constante. Pour le taux de turbulence $Tu6$, on peut observer l'émergence d'une basse fréquence. On rappelle que u_t est la composante orthogonale au plan PIV. L'erreur de mesure sur u_t est donc plus importante que pour les deux autres composantes (voir le chapitre 2 sur la description de la PIV, section 2.7).

Pour la composante v_t (FIG. 5.35(d), 5.35(e) et 5.35(f)), on peut également observer une répartition spectrale quasi constante pour le cas sans turbulence, quelque soit le plan. Avec l'ajout de la turbulence, une basse fréquence commence à émerger ($Tu3$). Dans le cas $Tu6$, une basse fréquence large bande est clairement visible. On note également que le niveau des spectres diminue lorsque x/h augmente.

Pour la composante w_t (FIG. 5.35(g), 5.35(h) et 5.35(i)), une haute fréquence est présente ($f_{L_{rp}}^* \approx 1 - 2$) dans le cas $Tu0$. Avec l'ajout de la turbulence $Tu3$, une basse fréquence émerge quelque soit le plan, avec toujours une contribution haute fréquence. Dans le cas $Tu6$, il n'y a qu'une contribution large bande basse fréquence, de même fréquence pour la composante v_t à $Tu6$.

Les spectres de v_t et w_t sont globalement semblables. Comme pour les spectres de l'angle de la nappe cisailée dans les différents cas vus précédemment (section 5.2.4.1), un pic basse fréquence émerge avec l'ajout de la turbulence en chaque plan. Cette fréquence est modul e avec l'ajout de la turbulence, pour chaque plan, mais elle est la même quelque soit le plan pour un taux de turbulence donné.

La basse fréquence qui émerge avec l'ajout de la turbulence est proche de celle observ e sur les spectres de pression proche de l'arête, sur la paroi latérale. Comme pour la pression et pour l'angle de la nappe cisailée, ce résultat est associé à un battement basse fréquence de la nappe cisailée.

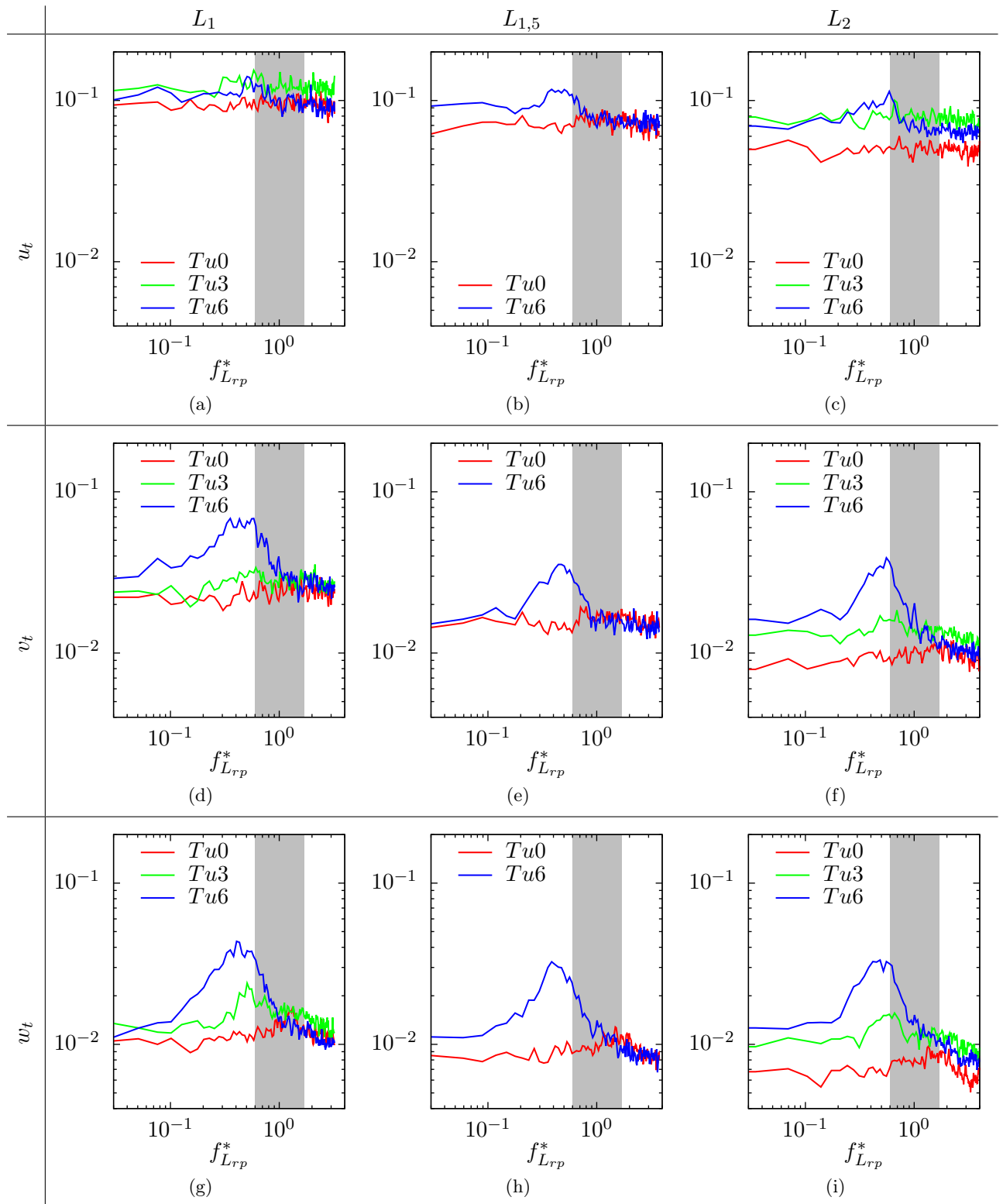


FIGURE 5.35 – Spectres (DSP) des composantes u_t , v_t et w_t dans la zone cisillée en fonction de f_{Lrp}^* pour chaque taux de turbulence; la zone grise correspond à la gamme de fréquence des sous-structures

5.2.5.2 Spectres de vitesse à cœur

La figure 5.36 représente les spectres de chaque composante de vitesse pour chaque plan et pour chaque taux de turbulence.

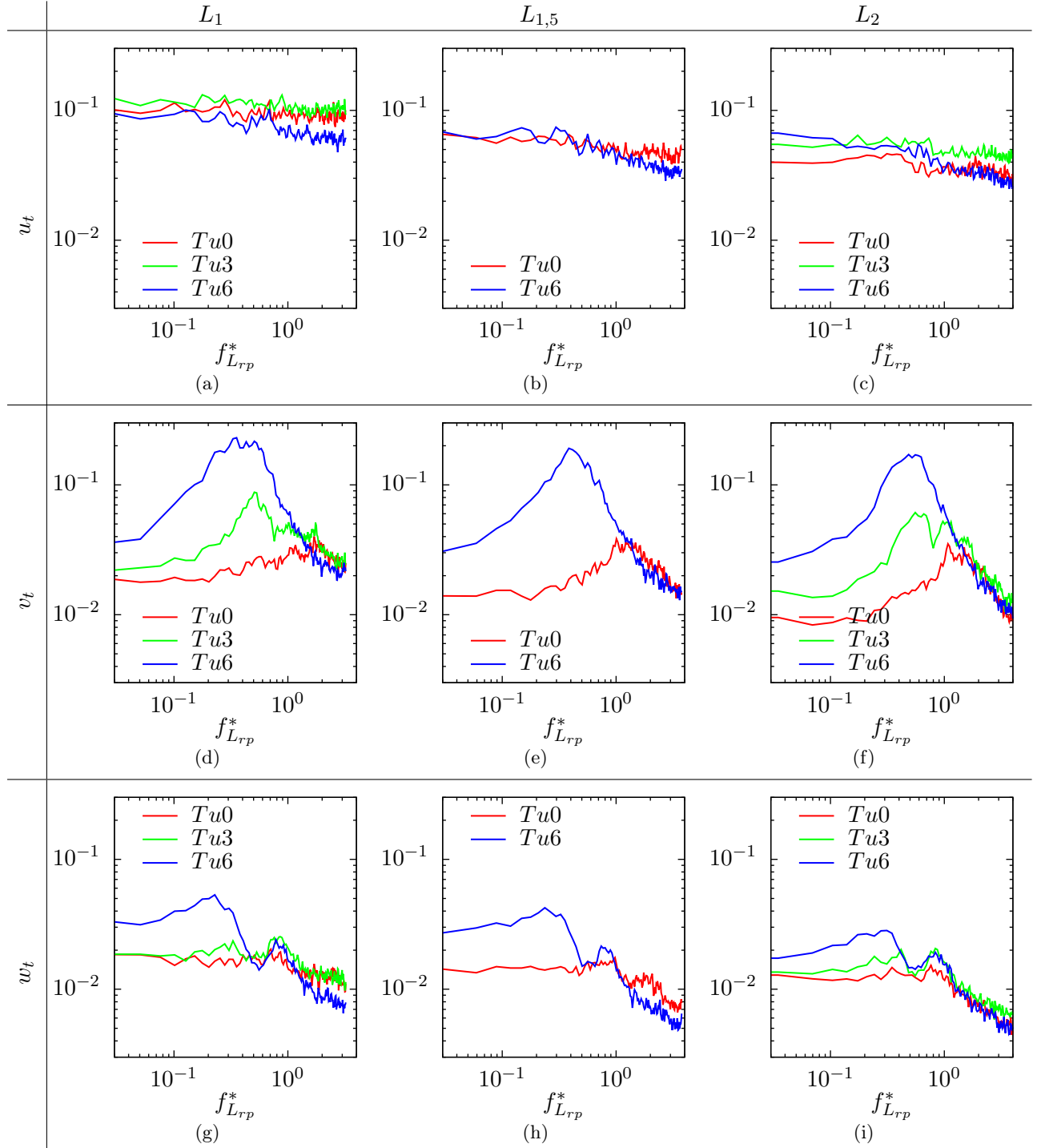


FIGURE 5.36 – Spectres (DSP) de chaque composante de vitesse au cœur moyen du tourbillon principal en chaque plan, et pour chaque taux de turbulence, en fonction de f_{Lrp}^*

Aucune contribution ne ressort sur les spectres de u_t , quelque soient le plan et le taux de turbulence (FIG. 5.36(a), 5.36(b) et 5.36(c)).

Pour la composante v_t (FIG. 5.36(d), 5.36(d) et 5.36(f)), une contribution haute fréquence

est observée dans le cas $Tu0$, centrée autour de $f_{Lrp}^* \approx 1$, pour chaque plan. Plus on s'éloigne du nez de la maquette, plus cette large bande est marquée.

Dans le cas $Tu3$, une basse fréquence large bande émerge et de hautes fréquences subsistent encore.

Avec le taux de turbulence $Tu6$, il n'y a plus qu'une large bande basse fréquence, englobant les hautes fréquences présentes à $Tu0$ et $Tu3$.

On constate aussi que la basse fréquence se décale vers des fréquences inférieures entre $Tu3$ et $Tu6$, comme observé précédemment.

Pour la composante w_t (FIG. 5.36(g), 5.36(g) et 5.36(i)), on note la présence d'une contribution haute fréquence, sans turbulence. Jusqu'à maintenant, lorsque la turbulence $Tu3$ était ajoutée, une basse fréquence émergeait clairement, or ici, elle émerge à peine. C'est la contribution haute fréquence qui augmente.

Avec le taux de turbulence $Tu6$, cette contribution à $f_{Lrp}^* \approx 1$ est bien présente, et note clairement l'émergence d'une basse fréquence, mais de fréquence inférieure de celle observée pour la composante v_t .

Le contenu spectral de la composante de vitesse w_t et son évolution avec l'ajout de la turbulence sont différents du contenu spectral de v_t . La turbulence ne semble pas avoir le même effet sur le mouvement vertical (composante horizontale w_t) et horizontal (composante verticale v_t) du cœur du tourbillon principal.

5.2.6 Étude temporelle de la position du cœur

Comme pour l'angle, la position du cœur du tourbillon principal est connue en chaque instant. Ainsi, l'analyse fréquentielle du déplacement du cœur peut être faite pour chaque direction dans le plan PIV et pour chaque taux de turbulence (FIG. 5.37).

Pour la composante horizontale z_{bar} quelque soit le plan (FIG. 5.37(a), 5.37(b) et 5.37(c)), on peut observer une contribution basse fréquence sans turbulence alors qu'aucune basse fréquence n'a été observée sur le spectre de vitesse v_t au cœur moyen (FIG. 5.36). Une contribution haute fréquence est aussi présente comme pour les spectres de vitesse v_t au cœur moyen.

Lorsque le taux de turbulence augmente, la contribution basse fréquence augmente tout en gardant les hautes fréquences dans le cas $Tu3$. Avec $Tu6$, il n'y a qu'une seule large bande basse fréquence.

Pour la position verticale y_{bar} (FIG. 5.37(d)), il y a une contribution haute fréquence dans le cas sans turbulence, quelque soit le plan.

Dans le cas $Tu3$ en L_1 , il n'y a pas l'émergence d'une basse fréquence aussi marquée que pour z_{bar} . Cette basse fréquence est cependant visible en L_2 .

Dans le cas $Tu6$, la contribution basse fréquence large bande rencontrée pour z_{bar} n'est pas clairement identifiable. Par ailleurs, on note une fréquence $f_{Lrp}^* \approx 0,8$, commune au cas $Tu3$, et la même que celle observée sur les spectres de vitesse w_t au cœur moyen. Les spectres de y_{bar} ont la même allure que ceux de la composante w_t au cœur moyen.

Les spectres des positions du cœur et des composantes de vitesse au cœur moyen sont proches. De plus, les spectres de z_{bar} évoluent globalement de la même manière que ceux de l'angle, excepté à $Tu0$ où une basse fréquence y apparaît déjà pour l'angle.

Les fréquences de la position horizontale z_{bar} pourraient donc être en rapport avec les fréquences de la nappe cisailée, et d'après le chapitre précédent (CHAP. 4), le spectre de la composante de vitesse horizontale v_t (resp. vertical w_t) informe sur le contenu fréquentiel d'un mouvement horizontal (resp. vertical). Lorsque la turbulence augmente, une basse fréquence émerge et se décale vers des fréquences plus basses.

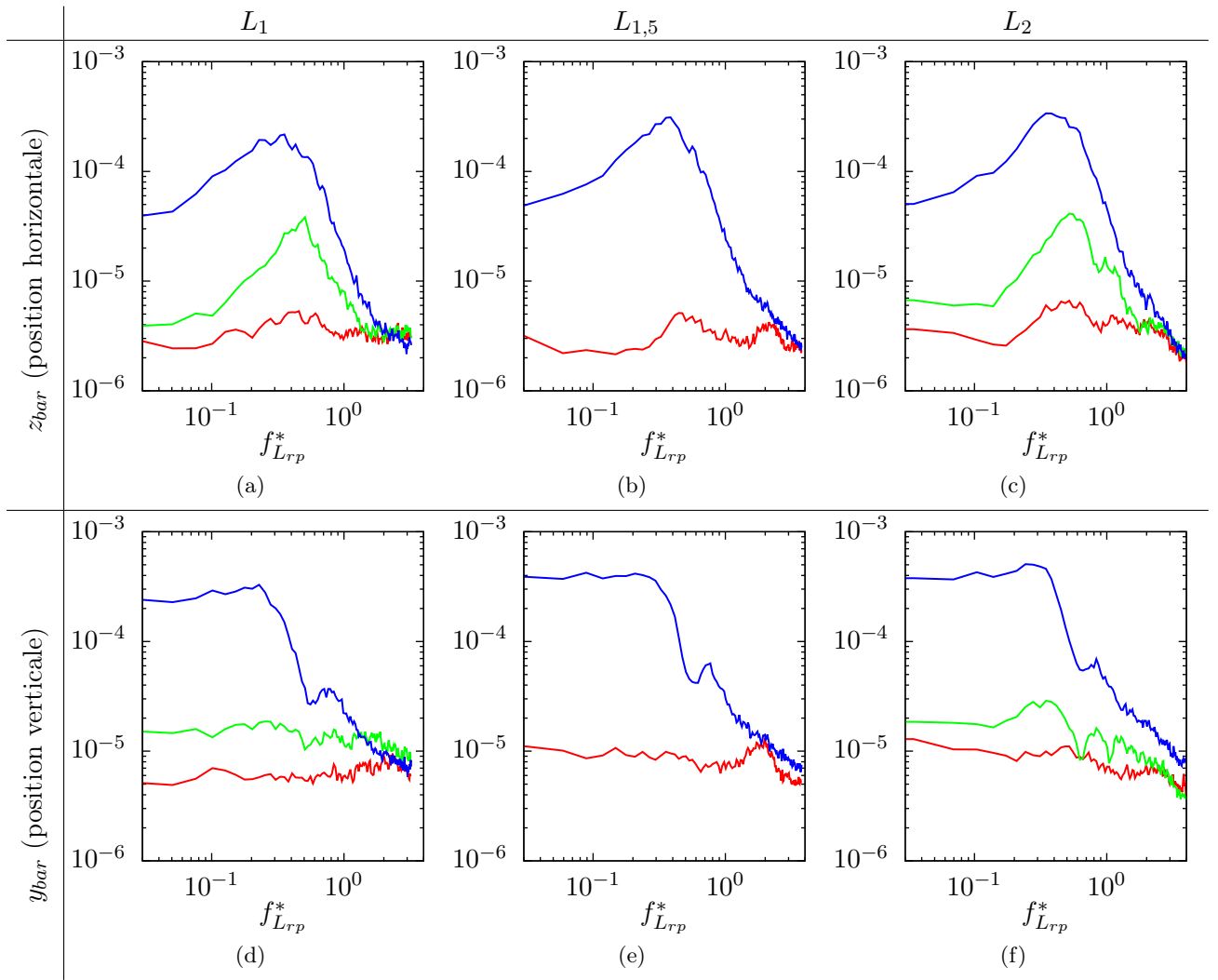


FIGURE 5.37 – Spectres (DSP) des positions du cœur du tourbillon principal en chaque plan, et pour chaque taux de turbulence (—) : $Tu0$; (—) : $Tu3$ et (—) : $Tu6$

Par contre, le contenu fréquentiel de la position verticale du cœur du tourbillon principal y_{bar} n'est ni similaire à celle de l'angle, ni à celle de la position horizontale du cœur, excepté pour le cas $Tu0$ où on observe des fréquences proches de celles des sous-structures. Lorsque le taux de turbulence augmente, les spectres sont proches du contenu fréquentiel de la vitesse w_t . Le pic de fréquence aux environs de $f_{Lrp}^* \approx 0.9$ pour y_{bar} dans les cas $Tu3$ et $Tu6$ (quelque soit le plan), est aussi repéré sur les spectres de pression à la paroi, au décollement secondaire et proche du recollement principal (FIG. 5.21 et 5.22) sur les lignes verticales, mais aussi sur la ligne inclinée dans les *région 1* et *région 2*.

Les spectres de vitesses au cœur moyen et de positions du cœur comportent des fréquences correspondant à la gamme de fréquences des sous-structures calculées précédemment. Même si la présence de sous-structures est visible sur les champs instantanés, il est difficile de relier directement les fréquences dans la gamme des sous-structures sur les spectres de vitesses et de positions dans le tourbillon principal, en raison de la complexité de la dynamique du tourbillon principal. Les sous-structures formées par le décollement à l'arrêt s'enroulent et sont aussi convectées.

5.3 Comportement global de la structure tourbillonnaire

5.3.1 Cohérence pression-pression entre L_1 et L_2

A partir des données de pression fluctuante à la paroi, on peut calculer la fonction de cohérence ainsi que la phase entre deux signaux de pression enregistrés simultanément sur chaque ligne.

Il est judicieux de prendre uniquement les prises de pression caractéristiques de l'écoulement à la paroi, à savoir les prises au recollement principal et celles au décollement secondaire (FIG. 5.38).

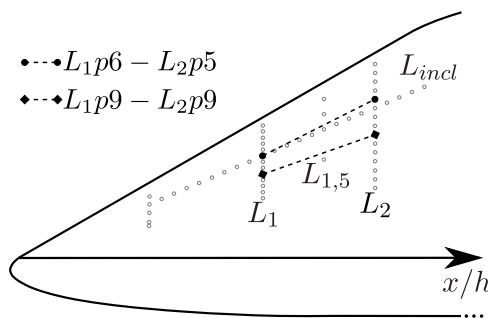


FIGURE 5.38 – Schéma des positions des prises choisies pour le calcul de la fonction de cohérence et la phase

Etant donnée que le calcul de la fonction de cohérence et de la phase ne peut être fait à partir des fréquences adimensionnées par la longueur de recollement associée à chaque ligne, une longueur de recollement moyenne entre L_1 et L_2 (c'est-à-dire approximativement la longueur de recollement en $L_{1,5}$) sera donc considérée pour l'adimensionnement de la fréquence.

Recollement principal

La fonction de cohérence et la phase calculées entre les prises associées au recollement principal en chaque ligne ($L_1p_9 - L_2p_9$) est représentée sur la figure 5.39 pour chaque taux de turbulence.

Sans turbulence amont (FIG. 5.39(a)), on observe une faible cohérence à la fréquence $f_{Lrp}^* \approx 0.4$ (basse fréquence) et une autre sur une gamme de fréquence centrée autour de $f_{Lrp}^* \approx 1$, de même que les spectres des grandeurs intégrales vu précédemment.

Dans le cas *Tu3* (FIG. 5.39(b)), la cohérence à basse fréquence augmente fortement lorsque le taux de turbulence augmente alors que la cohérence à $f_{Lrp}^* \approx 1$ diminue par rapport au cas sans turbulence.

Dans le cas *Tu6* (FIG. 5.39(c)), la cohérence à basse fréquence augmente ($\gamma \approx 1$) et se décale vers les fréquences inférieures avec l'augmentation de la turbulence, ce qui est certainement dû à la diminution de l'échelle intégrale Λ_f .

On note clairement qu'il y a un lien entre le recollement principal de chaque ligne verticale, à la basse fréquence augmentant avec le taux de turbulence, tandis que la cohérence pour des fréquences $f_{Lrp}^* > 0.5$ diminue avec l'augmentation de *Tu*. Cette évolution a également été constatée sur la plupart des spectres étudiés jusqu'ici.

La phase est linéaire dans la gamme de fréquences où il y a la plus forte cohérence dans le cas sans turbulence. Avec une turbulence amont, on constate que l'évolution de la phase avec la fréquence est loin d'être linéaire, en particulier pour $f_{Lrp}^* \geq 0.5$. Toutefois, la phase est également

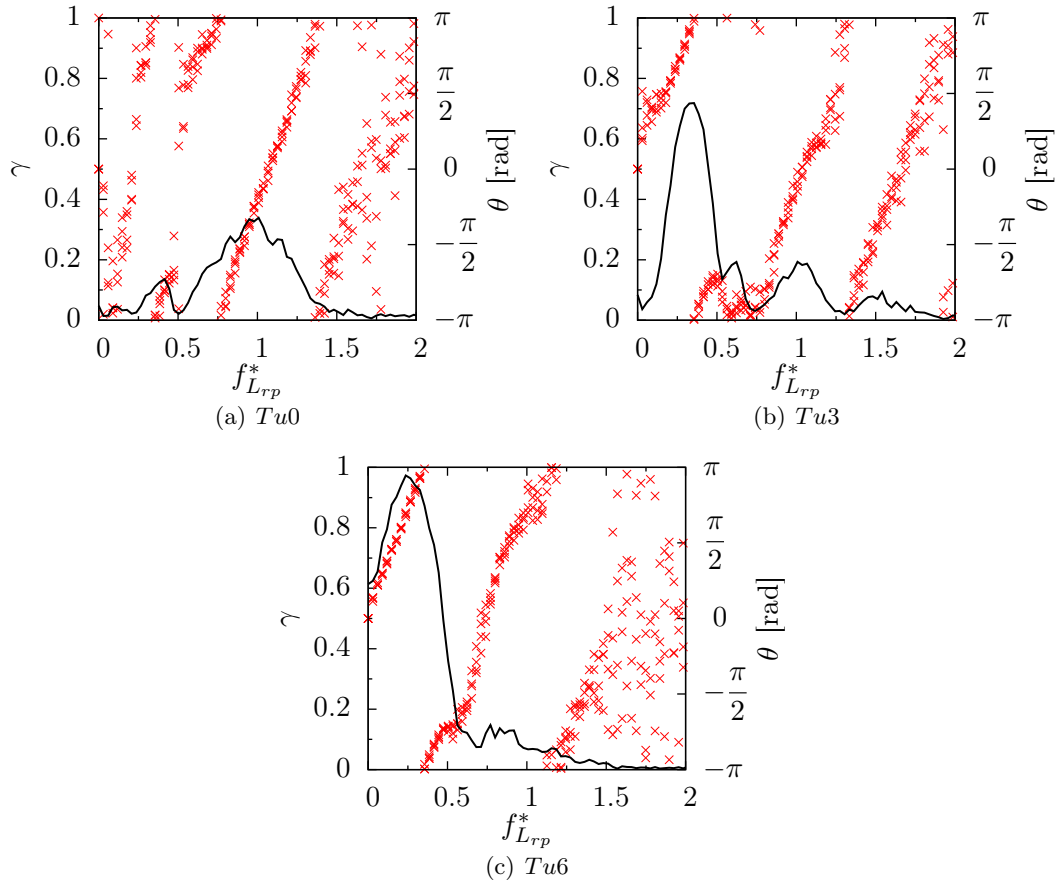


FIGURE 5.39 – Fonction de cohérence (γ , (—)) et la phase (θ , \times) entre les prises $L_{1p9} - L_{2p9}$ au recollement principal pour chaque taux de turbulence, en fonction de f_{Lrp}^*

linéaire pour les gammes de fréquences avec une forte cohérence. Ainsi, on peut déduire une vitesse de phase des perturbations à partir de la pente de la partie linéaire (correspondant à la plus forte cohérence), avec la relation (5.9)

$$\frac{d\theta}{df} = 2\pi \frac{\Delta x}{U_c} \quad (5.9)$$

Avec Δx , la distance entre les deux capteurs et U_c , la vitesse de phase. On a donc (5.10)

$$U_c = \frac{2\pi \Delta x}{\left(\frac{d\theta}{df}\right)} \quad (5.10)$$

Ainsi, à partir des évolutions linéaires de la phase θ , les vitesses de phase (dans la gamme de fréquences à forte cohérence, c'est-à-dire autour de $f_{Lrp}^* \approx 1$) suivantes sont résumées dans le tableau 5.6.

	$Tu0$	$Tu3$	$Tu6$
$U_c \approx$	1	1	1

TABLE 5.6 – Résumé des vitesses de phase U_c pour $L_{1p9} - L_{2p9}$ pour chaque taux de turbulence

Le tableau 5.6 montre que les vitesses de phase U_c sont de l'ordre de U .

À l'aide de cette vitesse de convection, on peut calculer (comme Hoarau (2006)) une distance

de transport longitudinal des perturbations dans l'axe de la structure tourbillonnaire, pour la basse fréquence qui domine en présence de turbulence est :

$$\frac{L_c}{h} = \frac{U_c}{f_{BF} h} \approx \frac{U}{\frac{f_{BF}^* U_\infty}{L_{rp}} h} = \frac{L_{rp}}{f_{BF}^* h} \quad (5.11)$$

avec L_c , la longueur de transport longitudinale associée à la basse fréquence [m]; h , la hauteur de la maquette [m]; U_c , la vitesse de phase calculée [m s]; f_{BF} , la basse fréquence [Hz]; L_{rp} , la longueur de recollement et f_{BF}^* , la basse fréquence adimensionnée par la longueur de recollement

Pour $Tu3$, on obtient $L_c h \approx 0.8$ et pour $Tu6$, $L_c h \approx 1$. On constate que L_c est de l'ordre de grandeur de l'arête inclinée sur laquelle s'appuie le tourbillon. On pourrait penser que la partie conique du tourbillon est un « guide d'onde » et que les bases fréquences sont pilotées par le temps de trajet des perturbations dans le tourbillon.

Décollement secondaire

La figure 5.40 représente la fonction de cohérence et la phase entre les pressions en chaque ligne au décollement secondaire ($L_1p_6 - L_2p_5$), pour chaque taux de turbulence.

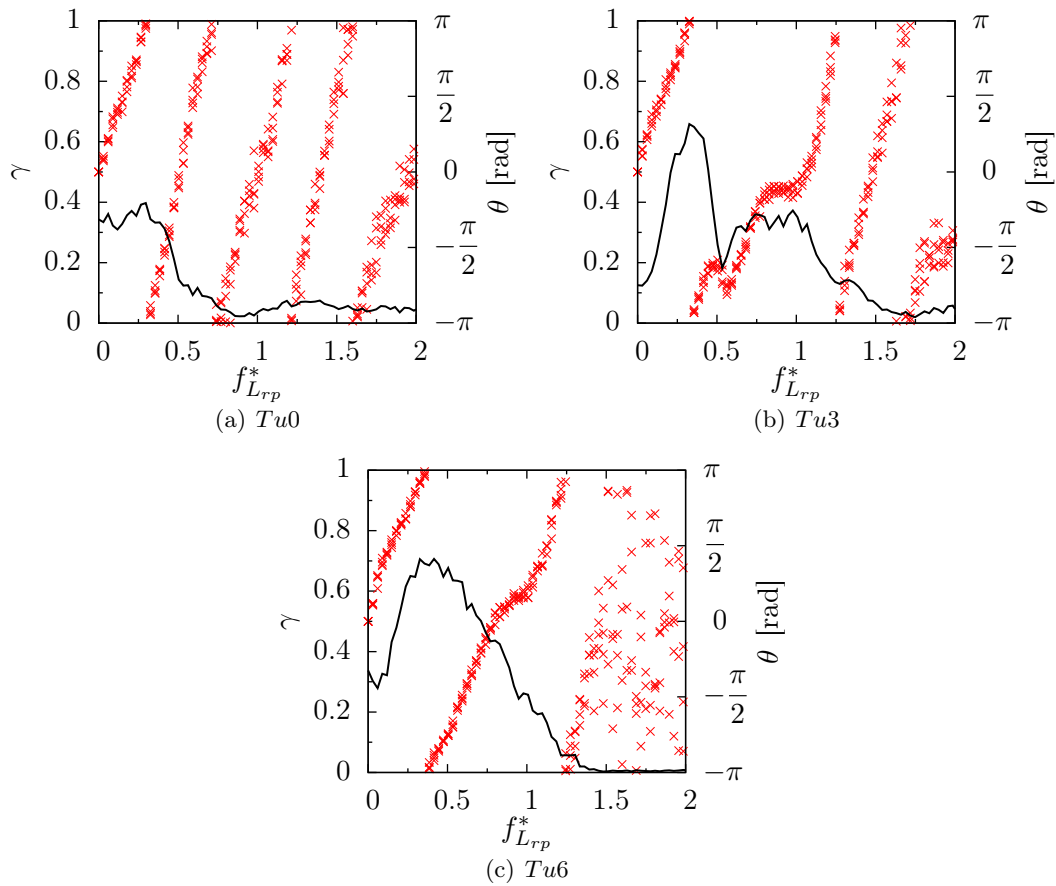


FIGURE 5.40 – Fonction de cohérence (γ , (—)) et la phase (θ , \times) entre les prises $L_1p_6 - L_2p_5$ au décollement secondaire de chaque ligne pour chaque taux de turbulence, en fonction de f_{Lrp}^*

Dans le cas « naturel » (sans turbulence de grille, FIG. 5.40(a)), on observe une cohérence de $\gamma \approx 0.3$ pour des basses fréquences ($f_h^* < 0.5$). La fréquence associée au battement de la structure est clairement identifiée dès le cas $Tu0$, alors qu'on ne note quasiment pas la présence des autres fréquences repérées avec les spectres de pression au décollement secondaire.

Avec la turbulence *Tu3*, la cohérence augmente dans les basses fréquences (associées au battement de la structure), et on remarque aussi l'émergence d'une cohérence centrée autour de $f_{Lrp}^* \approx 0.8$ (FIG. 5.40(b)) alors que cette gamme de fréquence n'est pas présente dans le cas *Tu0*.

Dans le cas *Tu6*, on observe également une cohérence à basse fréquence dont le niveau est sensiblement le même qu'à *Tu3*. La cohérence est large bande et englobe la gamme de hautes fréquences ($f_{Lrp}^* \approx 1$).

On peut voir que la basse fréquence associée au battement de la structure est commune aux deux lignes, mais on note aussi une gamme de fréquence $f_{Lrp}^* < 1$, que l'on retrouve partiellement au recollement principal. On retrouve également ce pic à la fréquence $f_{Lrp}^* \approx 0.8$ sur les spectres de positions du cœur et de vitesse w_t au cœur moyen du tourbillon principal.

D'après l'évolution des phases dans les différents cas (avec ou sans turbulence), il est difficile de déduire une vitesse de phase en raison de la non linéarité des évolutions de phase, surtout dans le cas *Tu3*, où l'on retrouve un phénomène à $f_{Lrp}^* \approx 0.5$ comme précédemment au recollement principal.

Avec l'analyse des cohérences entre L_1 et L_2 , au décollement secondaire et proche du recollement principal, on constate qu'en ces deux positions, une basse fréquence commune à ces deux lignes est déjà présente sans turbulence. Cette cohérence n'est pas très importante proche du recollement principal, mais est élevée au décollement secondaire. En ajoutant la turbulence, la cohérence à cette basse fréquence associée au battement de la structure augmente et domine les autres fréquences, quelque soient le taux de turbulence et la position (décollement secondaire ou proche du recollement principal). Il y aurait donc un léger battement basse fréquence de la structure sans turbulence, surtout au décollement secondaire.

5.3.2 Lien fréquentiel entre la section et la position horizontale du tourbillon principal

Intéressons nous maintenant aux liens fréquentsiels qui peuvent exister entre la position horizontale du cœur du tourbillon principal z_{bar} et sa section S .

Cette analyse permettra de comprendre la déformation du tourbillon principal en fonction du taux de turbulence, à savoir si la position du cœur est directement liée à sa section.

La figure 5.41 représente la fonction de cohérence et la phase de l'inter-spectre entre la section S du tourbillon principal et la position horizontale du cœur z_{bar} pour les lignes L_1 et L_2 , et pour chaque taux de turbulence.

A l'image des analyses de spectres précédents, on peut noter dans le cas $Tu0$, qu'aux deux plans il y a une cohérence pour des hautes fréquences. En effet, en L_1 (FIG. 5.41(a)), la cohérence γ est de l'ordre de 0,3 pour les fréquences $f_{Lrp}^* > 2$. La phase est quasiment nulle, dans cette gamme de fréquences indiquant que le mouvement du tourbillon principal est en phase avec la position horizontale du cœur du tourbillon principal.

Pour le plan L_2 (FIG. 5.41(b)), on observe une cohérence d'environ 0,5 pour la gamme de fréquences $f_{Lrp}^* \gtrsim 2$. Comme en L_1 , les deux signaux sont en phase dans la gamme de fréquence où la cohérence est maximale.

Lorsque le taux de turbulence augmente ($Tu3$), une forte cohérence large bande basse fréquence émerge en L_1 (FIG. 5.41(c)) et en L_2 (FIG. 5.41(d)). En plus de la cohérence élevée, les signaux sont en phase sur la quasi totalité du spectre de fréquence.

Si on compare la fonction de cohérence en L_2 entre les cas $Tu0$ et $Tu3$, on peut y voir la même courbe à l'exception de la large bande basse fréquence.

L'ajout de la turbulence $Tu3$ a fait émerger une basse fréquence (associée au battement de la structure), tout en gardant les hautes fréquences.

Avec le taux de turbulence $Tu6$ (FIG. 5.41(e) et 5.41(f)), la cohérence basse fréquence a encore augmenté et celle des hautes fréquences a diminué par rapport à $Tu3$. Cette évolution se vérifie sur L_1 et L_2 . La cohérence à la fréquence de battement est supérieure à 0,9 et les signaux restent en phase dans la gamme de fréquences où la cohérence est maximale.

Lorsque Tu augmente, la cohérence γ augmente surtout dans la gamme de fréquence associée au battement de la structure ($f_{Lrp}^* \approx 0.5$). Il est clair maintenant que la section du tourbillon principal est directement liée à la position horizontale du cœur.

En effet, l'hypothèse citée précédemment est confirmée, l'éloignement du cœur du tourbillon principal par rapport à la paroi augmente la section du tourbillon. Plus le taux de turbulence augmente, plus le lien entre la position horizontale et la section augmente, et la respiration du tourbillon principal se fait à la fréquence de battement de la structure.

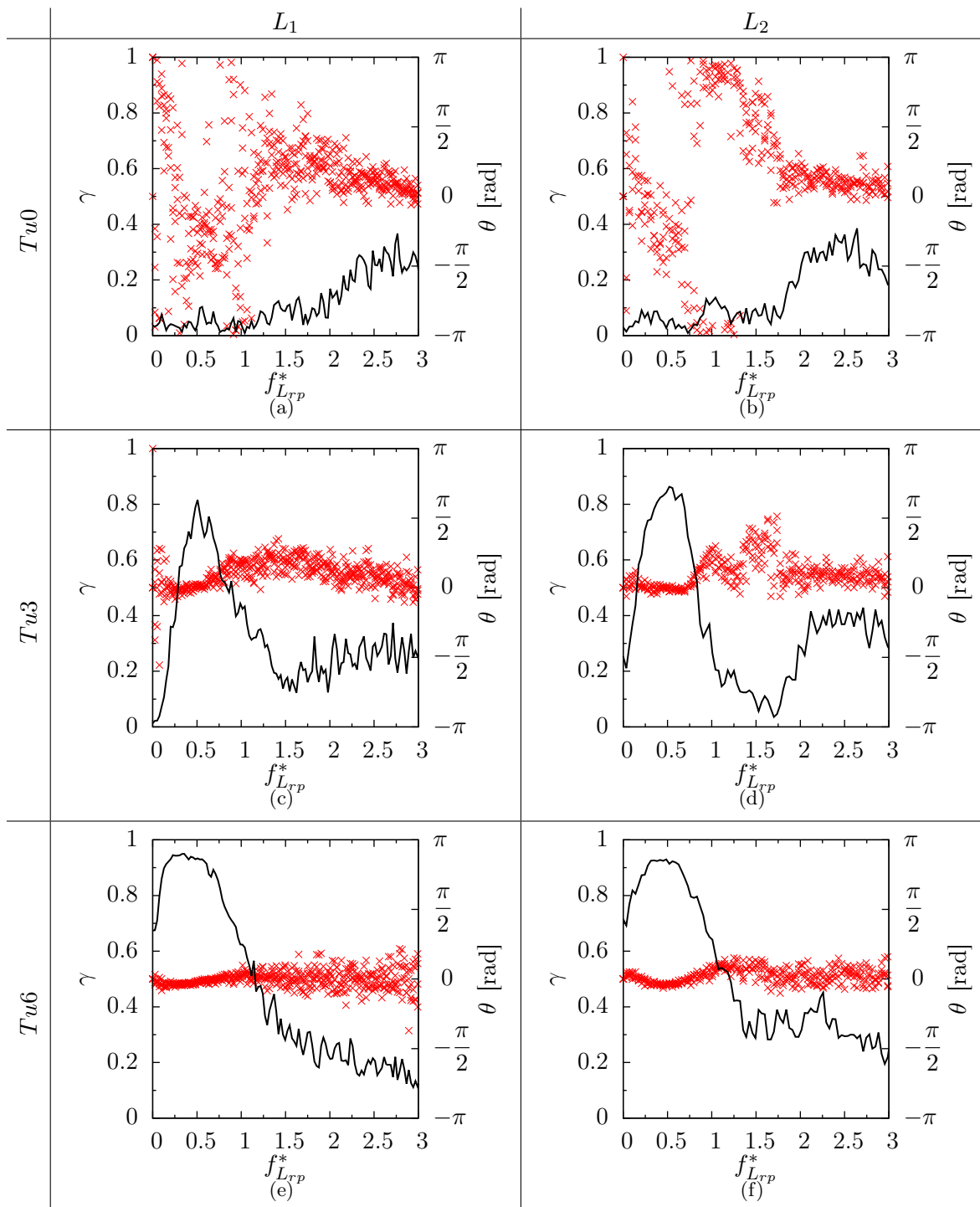


FIGURE 5.41 – Fonction de cohérence (γ , (—)) et la phase (θ , \times) entre la section S et la position horizontale z_{bar} du cœur du tourbillon principal en fonction de f_{Lrp}^* , en L_1 et L_2 , pour chaque taux de turbulence

5.3.3 Lien fréquentiel entre l'angle de la nappe cisillée et la section du tourbillon principal

Faisons à présent le lien fréquentiel entre la nappe cisillée et le tourbillon principal. La figure 5.42 représente la fonction de cohérence et la phase entre l'angle β de la nappe cisillée et la section S du tourbillon principal.

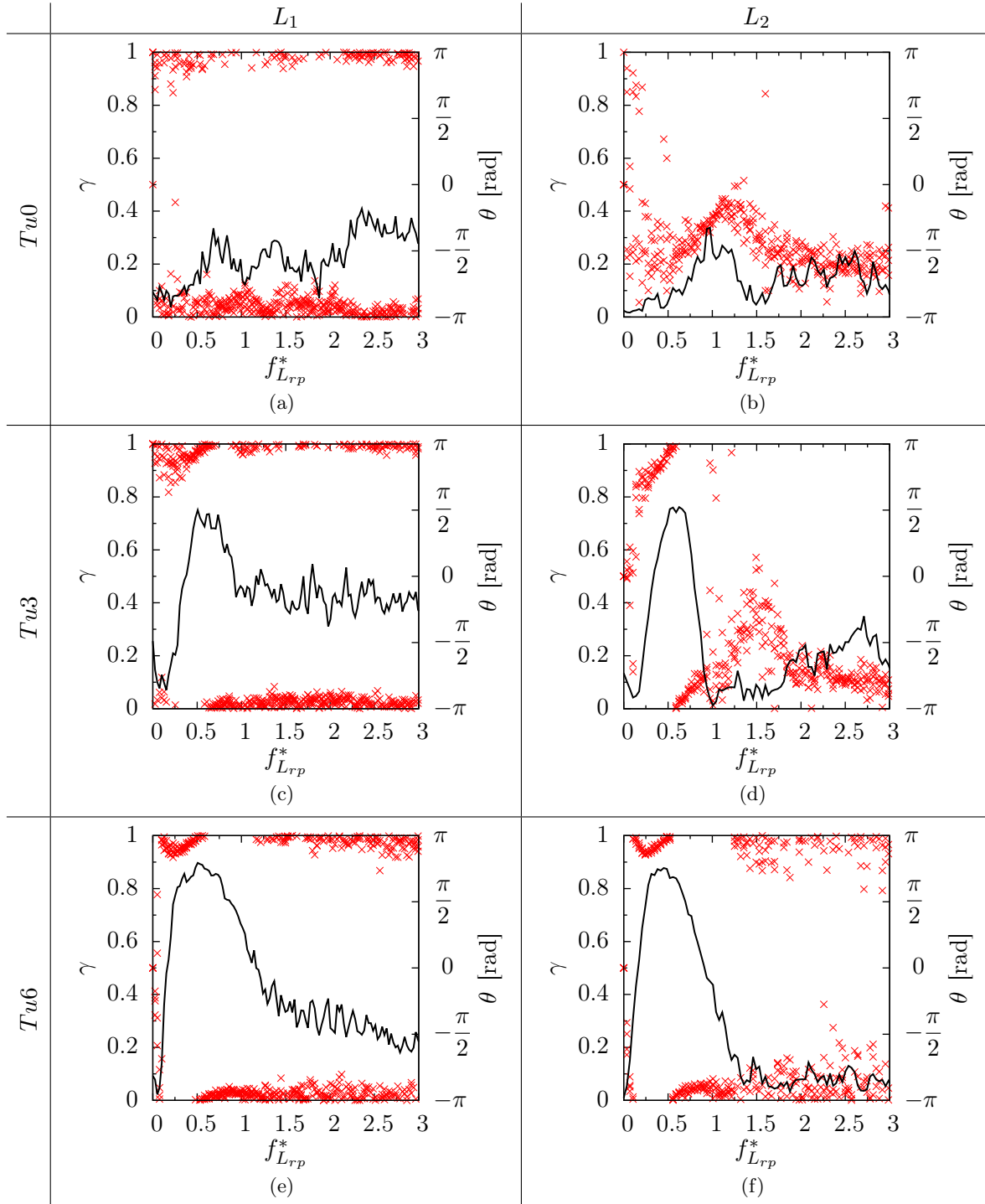


FIGURE 5.42 – Fonction de cohérence (γ , (—)) et la phase (θ , \times) entre l'angle β de la nappe cisillée et la section S du tourbillon principal en fonction de f_{Lrp}^* , en L_1 et L_2 pour chaque taux de turbulence

Dans le cas Tu_0 en L_1 (FIG. 5.42(a)), on constate qu'il y a une cohérence de l'ordre de

0,3 entre les deux signaux pour les fréquences $f_{Lrp}^* \approx 0,7; 1,4; 2,5$. On note la cohérence basse fréquence dans le cas sans turbulence et on retrouve également des hautes fréquences comme dans les cas précédents. Cependant, les signaux sont déphasés. Au plan L_2 (FIG. 5.42(b)), la cohérence ($\gamma \approx 0,3$) est toujours présente à $f_{Lrp}^* \approx 1$, mais la cohérence pour les hautes fréquences ($f_{Lrp}^* > 2$) a baissé. On retrouve le même schéma de distribution de fréquence pour les spectres des différentes grandeurs de la structure, vu précédemment dans ce chapitre.

Lorsque le taux de turbulence augmente en L_1 ($Tu3$, FIG. 5.42(c)), la cohérence basse fréquence augmente. De plus, le niveau de cohérence est quasi constant pour des fréquences $f_{Lrp}^* > 1$. L'angle et la section ont un mouvement principal de battement commun à $f_{Lrp}^* \approx 0,5$, mais sont en déphasage de $-\pi$ ou π sauf pour $f_{Lrp}^* < 0,5$.

Le lien entre l'angle et la section est différent en L_2 (5.42(d)) pour le même taux de turbulence ($Tu3$). En effet, excepté l'augmentation de la cohérence à basse fréquence, il n'y a pas un niveau de cohérence constant pour $f_{Lrp}^* > 1$. On peut y distinguer en ce plan, quasiment les mêmes fréquences que dans le cas $Tu0$.

Avec le taux de turbulence $Tu6$ en L_1 (FIG. 5.42(e)), la cohérence augmente pour atteindre environ 0,9 en étant très large bande, avec toujours une cohérence non négligeable pour $f_{Lrp}^* > 1,5$.

En L_2 (FIG. 5.42(f)), la cohérence est maximale pour la basse fréquence, et la bande de fréquence est moins large qu'en L_1 .

Comme pour les taux de turbulence plus faibles, on note un déphasage de $-\pi$ ou π (sauf pour $f_{Lrp}^* < 0,5$) en L_1 , et de manière moins nette en L_2 .

L'analyse fréquentielle entre l'angle β de la nappe cisailée et la section S du tourbillon principal montre une opposition de phase entre ces deux zones, quelque soit le cas. En effet, lorsque l'angle de la nappe cisailée augmente (« la nappe cisailée se rapproche de la paroi latérale »), la section du tourbillon principal diminue et inversement, lorsque l'angle diminue, la section augmente. L'ajout de la turbulence montre qu'il y a une réponse globale de la structure tourbillonnaire.

Lorsque le taux de turbulence augmente, la fonction de cohérence montre qu'une fréquence commune émerge, associée à celle du battement de la structure.

Le résultat du chapitre précédent (CHAP. 4) montrant une diminution de l'énergie de la structure tourbillonnaire lorsque x/h augmente semble se vérifier ici. On voit que malgré l'émergence de la fréquence de battement de la structure avec l'augmentation du taux de turbulence, on note la présence de fréquences supplémentaires plus hautes, alors que celles-ci sont moins présentes en L_2 , voire quasi inexistantes.

Le déphasage entre les signaux peut s'expliquer par le choix du plan PIV. Ce plan de mesure est un plan perpendiculaire à l'axe moyen du tourbillon principal (CHAP. 2). D'après Gouveia de Moraes (2011) et d'après le chapitre précédent, le cœur tourbillonnaire a une vitesse axiale de l'ordre de $0,8U$. On pourrait donc penser que le décollement au niveau de l'arête dans le plan L_1 (par exemple) s'enroulerait avec une vitesse de convection et recollerait à la paroi plus loin que le plan de mesure L_1 .

Pour des fréquences $f_{Lrp}^* < 0,5$ la phase n'est pas exactement de $-\pi$ ou π , on remarque une légère linéarité.

On peut interpréter cette linéarité sur la figure 5.43 où sont représentés les champs de vorticités x_t (filtrés par POD) sur cinq instantanés consécutifs. Lorsqu'on regarde successivement les champs, on constate que la nappe cisailée se rapproche de la paroi (son angle β augmente par rapport à l'horizontal) et que la largeur du tourbillon principal diminue avec du retard. Ce phénomène ne se vérifie pas que pour cette série.

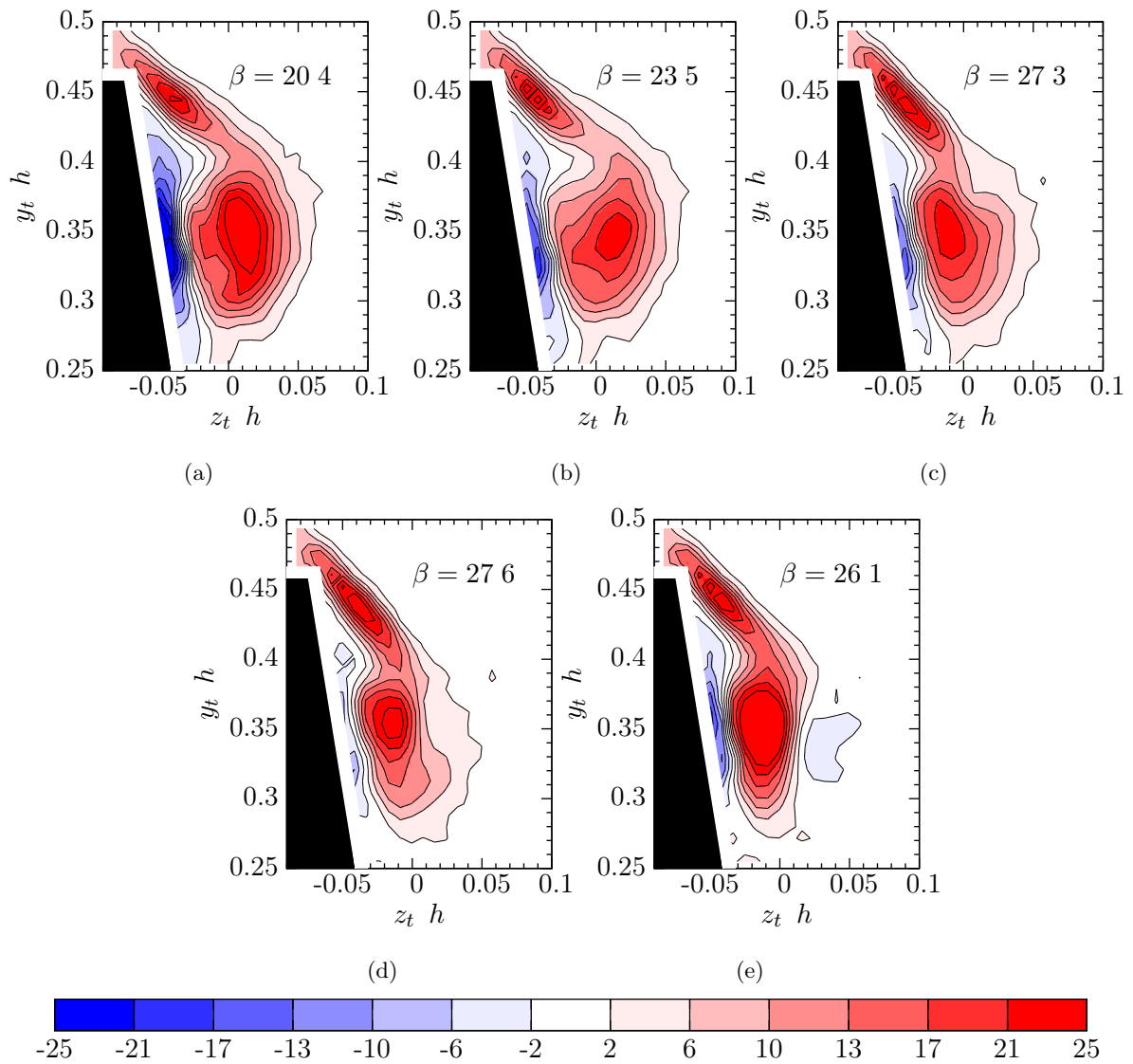


FIGURE 5.43 – Champs de vorticité ω_{x_t} filtré par POD en L_1 , dans le cas $Tu3$ pour 5 instantanés consécutifs

5.4 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons étudié la structure tourbillonnaire d'un point de vue spatio-temporel, en considérant successivement les corrélations pression-pression et vitesse-vitesse ; le comportement spatial de l'angle de la nappe cisailée, de la section du tourbillon principal et de la position du cœur ; les spectres de pression à la paroi latérale ; les spectres des grandeurs intégrales de la structure tourbillonnaire ; les spectres de vitesse et la fonction de cohérence et la phase pour étudier la dynamique global de la structure.

Les corrélations pression-pression et vitesse-vitesse ont permis de mettre en évidence le déplacement vertical de la structure tourbillonnaire. Sans turbulence, le tourbillon principal et la nappe cisailée ne sont pas corrélés alors qu'ils le sont en présence de turbulence amont.

L'amplitude de battement de la nappe cisailée augmente avec le taux de turbulence, mais diminue longitudinalement pour chaque taux de turbulence. Sans turbulence amont, la nappe cisailée a un battement haute fréquence avec peu d'amplitude, et avec l'ajout de la turbulence, elle a un battement basse fréquence de grande amplitude.

Le cœur du tourbillon principal bouge de plus en plus avec l'augmentation du taux de turbulence, quelque soit le plan. De plus, le cœur a une direction de déplacement privilégiée qui s'incline avec l'ajout de la turbulence. L'analyse des spectres des positions du cœur a montré l'émergence d'une basse fréquence large bande en présence d'une turbulence extérieure.

Le tourbillon principal respire à une fréquence proche de celle de l'angle de la nappe cisailée (haute fréquence), sans turbulence amont. En présence d'une turbulence amont, le tourbillon principal a une respiration basse fréquence, de même fréquence que le battement de la nappe cisailée.

La basse fréquence des grandeurs intégrales est modulée vers des fréquences inférieures lorsque le taux de turbulence augmente de $Tu3$ à $Tu6$. En normalisant la fréquence par l'échelle intégrale de la turbulence, les basses fréquences des cas $Tu3$ et $Tu6$ coïncident, mais uniquement pour le plan L_1 . L'échelle intégrale a un impact global direct sur l'angle et la section de la structure tourbillonnaire, c'est-à-dire sur la fréquence associée au battement.

A la paroi latérale, les spectres de pression ont permis de repérer la signature fréquentielle de « sous-structures » (de type Kelvin-Helmholtz), principalement au décollement secondaire dans le cas sans turbulence. En ajoutant la turbulence amont $Tu6$, une basse fréquence émerge juste en dessous de l'arête, au décollement secondaire et proche du recollement principal. Avec la turbulence intermédiaire $Tu3$, on note la présence d'une basse fréquence, mais aussi la signature des petites échelles (associées aux sous-structures). On observe aussi une modulation longitudinale de la basse fréquence, pour un taux de turbulence donné. Cette modulation est liée à l'évolution de la géométrie de la structure tourbillonnaire car l'adimensionnement de la fréquence par la longueur de recollement principal en chaque plan permet de faire coïncider les basses fréquences.

Les spectres de vitesse dans la nappe cisailée sont proches de ceux de l'angle et les fréquences obtenues à partir des signaux de vitesse au cœur moyen du tourbillon principal sont globalement les mêmes que celles observées sur les spectres des positions du cœur.

L'étude de la fonction de cohérence et de la phase des signaux de pression sur la paroi latérale entre L_1 et L_2 proche du recollement principal a permis de mettre en évidence une vitesse de phase des perturbations dans la structure de l'ordre de la vitesse amont (U), quelque soit le taux de turbulence. De plus, la forte cohérence à la fréquence de battement peut être associée à une longueur caractéristique de l'ordre de grandeur de la longueur de l'arête. Le tourbillon conique apparaît comme un « guide d'ondes » et les basses fréquences sont pilotées par le temps de trajet des perturbations à l'intérieur de la structure.

Dans un même plan, la nappe cisailée et la section du tourbillon principal n'ont pas un mouvement en phase, quelque soit le taux de turbulence. En présence du turbulence amont, ces deux régions ont un battement de même basse fréquence, mais la section du tourbillon principal semble être influencée par le battement de la nappe cisailée mais avec du retard.

La figure ci-dessous (FIG. 5.44) résume l'ensemble des échelles de longueur du problème.

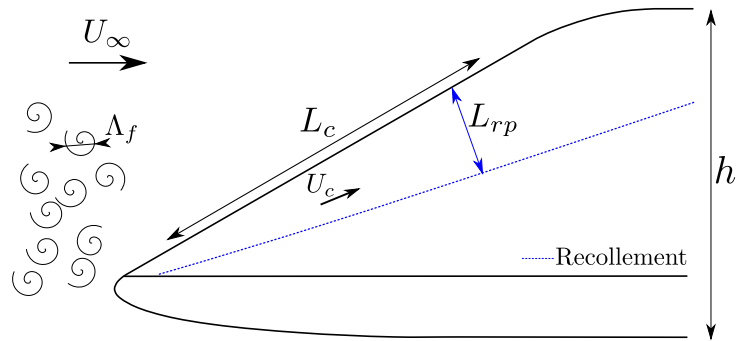


FIGURE 5.44 – Résumé de l'ensemble des échelles de longueur du problème

On a donc,

- Le développement longitudinal du tourbillon est en rapport avec la longueur de recollement principal L_{rp}
- L'échelle intégrale Λ_f joue un rôle sur la fréquence de battement de la structure
- L'étude globale montre que la structure agit comme un « guide d'ondes » où les perturbations sont transportées sur une longueur caractéristique L_c de l'ordre de grandeur de la longueur de l'arête

Conclusions et perspectives

L'écoulement de chaque côté du pare-brise des automobiles est très complexe. Au niveau du montant de baie, il existe une zone décollée qui s'enroule pour former un tourbillon conique tridimensionnel et instationnaire. Ce tourbillon conique a une forte interaction avec la vitre latérale des véhicules et est responsable d'une grande partie du bruit transmis à l'intérieur de l'habitacle. Ce travail avait pour objectif l'analyse physique d'un tourbillon conique générique de type montant de baie, en présence d'une turbulence amont.

Les essais ont été faits en présence de trois taux de turbulence : le premier est l'écoulement « naturel » de la soufflerie et les deux autres ont été générés en plaçant une grille à l'entrée de la veine d'essais. Une caractérisation de la turbulence a été effectuée au préalable pour déterminer le taux de turbulence et l'échelle intégrale générés par chaque grille.

Une maquette de type dièdre a été utilisée pour réaliser les essais et les propriétés spatio-temporelles des champs de vitesse et de pression pariétale ont été étudiées en associant simultanément la mesure de la vitesse par High-Speed-Stereo-PIV à la mesure de pression pariétale fluctuante par capteurs déportés.

Les quantités moyennes et fluctuantes liées à la structure tourbillonnaire conique ont été analysées, grâce à des mesures de pressions pariétales, et de vitesses dans un plan transverse, perpendiculaire à l'axe du tourbillon. Ces mesures ont été complétées par des visualisations pariétales par enduit visqueux.

La visualisation pariétale a montré la présence d'une structure tourbillonnaire de type conique sur le côté de la maquette, où on distingue clairement un recollement principal et un décollement secondaire. La structure tourbillonnaire se développe de manière quasi linéaire. Ceci est confirmé par l'évolution longitudinale quasi linéaire de la section du tourbillon.

Les mesures de pression sur la paroi latérale ont permis de mettre en évidence deux maxima locaux de pression fluctuante sans présence de turbulence externe, correspondant spatialement au décollement secondaire et à une zone proche du recollement principal. L'ajout de la turbulence amont a pour effet d'augmenter la fluctuation de pression en ces deux positions. Les maxima locaux de fluctuation de pression correspondent spatialement aux maxima de gradient de pression moyen. Ceci suggère que l'augmentation de la pression fluctuante avec l'ajout de la turbulence amont est due à un mouvement global de la structure tourbillonnaire.

L'analyse des champs de vitesse montre que la structure tourbillonnaire se compose d'une zone cisailée, d'un tourbillon principal et probablement d'une zone de recirculation (tourbillon secondaire) entre la nappe cisailée et la paroi, juste au dessus du tourbillon principal. La vorticité diminue longitudinalement avec l'augmentation du taux de turbulence, alors que la circulation moyenne du tourbillon principal augmente longitudinalement, probablement du fait de l'augmentation de la section du tourbillon principal. La position du c oeur moyen n'est pas influencée par l'ajout de la turbulence, quelque soit le plan de mesure.

L'énergie cinétique turbulente totale à l'intérieur du tourbillon principal augmente longitudinalement et avec le taux de turbulence, alors que l'énergie cinétique fluctuante moyenne du tourbillon principal diminue, malgré « l'alimentation » permanente de la structure par l'écoulement issu de la face avant.

La dynamique spatio-temporelle de la structure tourbillonnaire a ensuite été étudiée en considérant successivement les corrélations pression-pression et vitesse-vitesse, ainsi que le comportement spatial de l'angle de la nappe cisailée, de la section du tourbillon principal et de la position

du cœur. Les spectres de pression à la paroi latérale, des grandeurs intégrales de la structure tourbillonnaire, de vitesse, complétés par la fonction de cohérence et la phase ont permis d'étudier la dynamique globale de la structure.

Les corrélations pression-pression et vitesse-vitesse ont mis en évidence le déplacement vertical de la structure tourbillonnaire. Sans turbulence, les mouvements du tourbillon principal et de la nappe cisailée ne sont pas corrélés alors qu'ils le sont en présence de turbulence amont, avec un battement global de toute la structure.

L'amplitude de battement de la nappe cisailée augmente avec le taux de turbulence, mais diminue longitudinalement pour chaque taux de turbulence. Sans turbulence amont, la nappe cisailée a un battement haute fréquence, et avec l'ajout de la turbulence, la nappe cisailée bat à basse fréquence.

Le déplacement du cœur du tourbillon principal augmente avec le taux de turbulence, quelque soit le plan. En étudiant les spectres des positions du cœur, on a constaté l'émergence d'une basse fréquence large bande en ajoutant la turbulence amont.

Le tourbillon principal « respire » à une fréquence proche de celle de l'angle de la nappe cisailée (haute fréquence), sans turbulence amont. Avec l'ajout de la turbulence, le tourbillon a une « respiration » basse fréquence, la même que celle du battement de la nappe cisailée dans le même cas.

La basse fréquence des grandeurs intégrales est modulée vers des fréquences inférieures lorsque le taux de turbulence augmente de 3% à 6%. L'échelle intégrale a un impact global direct sur l'angle et la section de la structure tourbillonnaire, c'est-à-dire sur la fréquence associée au battement. La structure tourbillonnaire « avale » les perturbations de l'écoulement amont, modifiant sa dynamique spatio-temporelle en comparaison du cas sans turbulence.

A la paroi latérale, les spectres de pression ont permis de repérer la signature fréquentielle de « sous-structures » (de type Kelvin-Helmholtz), principalement au décollement secondaire et au recollement principal dans le cas sans turbulence. Ces petites échelles lâchées à l'arête par l'écoulement décollé s'enroulent avec la nappe cisailée, viennent en interaction avec la paroi pour ensuite décoller à nouveau (décollement secondaire). En ajoutant la turbulence amont, une basse fréquence émerge juste en dessous de l'arête, au décollement secondaire et proche du recollement principal, signe d'un mouvement global de la structure.

On observe aussi une modulation longitudinale de la basse fréquence, pour un taux de turbulence donné. Cette modulation est liée à l'évolution de la géométrie de la structure tourbillonnaire. L'adimensionnement de la fréquence par la longueur de recollement principal permet de faire coïncider les basses fréquences quelque soit la position longitudinale.

L'étude de la fonction de cohérence et de la phase des signaux de pression sur la paroi latérale proche du recollement principal a permis de mettre en évidence une vitesse de phase des perturbations dans la structure de l'ordre de la vitesse amont (U), quelque soit le taux de turbulence. De plus, la forte cohérence à la fréquence de battement peut être associée à une longueur caractéristique de l'ordre de la longueur de l'arête. Le tourbillon conique apparaît comme un « guide d'ondes » et les basses fréquences sont pilotées par le temps de trajet des perturbations à l'intérieur de la structure.

A une même position longitudinale, la nappe cisailée et la section du tourbillon principal n'ont pas un mouvement en phase, quelque soit le taux de turbulence. En présence de turbulence amont, ces deux régions ont un battement de même basse fréquence, mais la section du tourbillon principal semble être influencée en déphasage, par le battement de la nappe cisailée.

Les perspectives à ce travail sont nombreuses.

Tout d'abord, la base de données qui a été générée lors de ce travail n'a pas encore été exploitée dans sa totalité. En particulier l'exploitation des mesures de vitesses par PIV couplées avec des mesures de pression fluctuante à la paroi latérale peut apporter des informations com-

plémentaires sur la dynamique global de la structure. Aussi, les travaux précédents de Gouveia de Moraes (2011) sur le contrôle passif peuvent être complétés car des mesures de vitesse par High-Speed-Stereo-PIV avec des petites cornières verticales au nez de la maquette, de chaque côté, en l'absence de turbulence amont ont été réalisées.

Des essais avec une autre grille de turbulence peuvent être envisagés en ne faisant varier qu'un seul paramètre de la turbulence, c'est-à-dire en modifiant soit le taux de turbulence, soit l'échelle intégrale par rapport à une grille déjà existante. Cela viendrait compléter l'analyse de cette étude, où nous avons fait varier les deux paramètres en même temps. Ainsi, il serait possible d'observer l'influence d'un seul de ces paramètres sur la dynamique spatio-temporelle du tourbillon conique.

Il serait intéressant d'effectuer des mesures de vitesse dans un plan passant par l'axe moyen de la structure tourbillonnaire (avec et sans turbulence). Ceci pourrait permettre d'observer directement l'évolution longitudinale du tourbillon. Ces plans sont « facilement » réalisables avec la veine d'essais en verre, permettant un accès optique facile.

La zone de décollement à l'arête est importante avec la naissance de sous-structures s'enroulant ensuite à l'intérieur du tourbillon principal. Des essais pourraient être réalisés dans un canal hydraulique en introduisant des marqueurs (colorant ou bulle) pour étudier qualitativement la zone cisailée avec le lâcher de ces structures de type Kelvin-Helmholtz, ainsi que leur évolution longitudinale.

Egalement, une partie numérique de cette étude devrait prochainement venir compléter les données et analyses expérimentales. Des simulations de type DES, sans et avec turbulence amont (de mêmes paramètres que la turbulence générée avec les grilles) sont en cours au laboratoire. La simulation devrait permettre d'avoir une vue globale de la dynamique de la structure tourbillonnaire avec des données obtenues dans un plus grand domaine spatial.

Bibliographie

- F. ALAM, S. WATKINS et G. ZIMMER : Mean and time-varying flow measurements on the surface of a family of idealised road vehicles. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27:639–654, 2003a.
- F. ALAM, G. ZIMMER et S. WATKINS : A study of the a-pillar vortex of a passenger car. *In International Conference on Mechanical Engineering*, December 2003b.
- L. BEAUDET : *Etude expérimentale et numérique du décrochage dynamique sur une éolienne à axe vertical de forte solidité*. Thèse de doctorat, 2014.
- G. BERKOOZ, P. HOLMES et J. L. LUMLEY : The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 25(1):539–575, 1993. URL <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002543>.
- R. BESSIS, Y. GERVAIS, L.-E. BRIZZI et J. LAUMONIER : Noise transmission through a glass window excited by low-speed turbulent flow. *In Acoustics 2012 Nantes Conference*, Nantes, France, 2012.
- L.-E. BRIZZI, J. FISCHER, R. BESSIS, V. VALEAU et Y. GERVAIS : Mesures couplées pression-vitesse pour l'analyse du bruit transmis à l'intérieur d'un habitacle automobile. *In Congrès Français de Mécanique*, Poitiers, France, Avril 2014.
- P. CHASSAING : *Turbulence en mécanique des fluides; Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur*. Collection Polytech, 2000.
- G. COMTE-BELLOT et S. CORRSIN : The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(4):657–682, 1966.
- DANTEC DYNAMICS : *Probes for Hot-wire Anemometry*. Dantec Dynamics, 2015. URL www.dantecdynamics.com.
- J. DÉLERY : Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires. Rap. tech. 121/7078, ONERA, 1999.
- H. E. FIEDLER : *Control of Free Turbulent Shear Flows*. Num. 53. Springer, 1998.
- J. FISCHER, L.-E. BRIZZI, J. LAUMONIER et V. VALEAU : Experimental investigation of the aerodynamic noise radiated by a three-dimensional bluff body. *In Acoustics*, Nantes, France, April 2012.
- L. F. GOUVEIA DE MORAES : *Analyse expérimentale d'un modèle de tourbillon conique et de sa sensibilité à une turbulence amont*. Thèse de doctorat, ENSMA, Juillet 2011.
- S. HARUNA, T. NOUZAWA et I. KAMIMOTO : An experimental analysis and estimation of aerodynamic noise using a production vehicle. 1990.
- C.-M. HO et P. HUERRE : Perturber free shear layers. *Annual Review Fluid Mechanics*, 16:365–424, 1984.
- C. HOARAU, J. BORÉE, J. LAUMONIER et Y. GERVAIS : Unsteady wall pressure field of a model a-pillar conical vortex. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 29:812–819, 2008.
- C. HOARAU : *Mesures multipoints pression-vitesse pour l'analyse de l'aérodynamique d'écoulements décollés instationnaires; Application aux véhicules terrestres*. Thèse de doctorat, 2006.

- J. HOWELL, J. B. FULLER et M. PASSMORE : The effect of free stream turbulence on a-pillar airflow. *In SAE international*, 2009.
- W.-H. HUCHO : *Aerodynamics of Road Vehicles*. SAE International, USA, 4th édn, 1998.
- J. C. R. HUNT, A. A. WRAY et P. MOIN : Eddies, Stream, and Convergence Zones in Turbulent Flows. *Center For Turbulence Research*, Report CTR-S88, 1988.
- H. KAWAI : Local peak pressure and conical vortex on building. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 90:251–263, 2002.
- H. KAWAI et G. NISHIMURA : Characteristics of fluctuating suction and conical vortices on a flat roof in oblique flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 60:211–225, 1996.
- A. KLEBER : Simulation of air flow around an opel astra vehicle with fluent. *Journal articles by FLUENT software users*, (JA132), 2001.
- B. LEHUGEUR, P. GILLIÉRON et A. KOURTA : Experimental investigation on longitudinal vortex control over a dihedral bluff body. *Experiments in Fluids*, 48(1):33–48, 2010.
- B. LEVY, P. BRANCHER et A. GIOVANNINI : Experimental characterization of the velocity and wall pressure fields of an a-pillar vortex. *In AIAA*, 2008.
- B. LEVY : *Analyse et contrôle de l'écoulement de montant de baie*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse III, 2009.
- B. LEVY et P. BRANCHER : Topology and dynamics of the a-pillar vortex. *Physics of Fluids (1994-present)*, 25(3), 2013.
- B. LEVY et P. BRANCHER : Experimental investigation of the wall dynamics of the a-pillar vortex flow. *Journal of Fluids and Structures*, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2015.03.020>, 2015.
- J. L. LUMLEY : The structure of inhomogeneous turbulent flows. *In Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation*, A. M Iaglom and V. I. Tatarski, eds., p. 166–178, Nauka, Moscow, 1967.
- A. M. MITCHELL : *Caractérisation et contrôle de l'éclatement tourbillonnaire sur une aile delta aux hautes incidences*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, Juillet 2000.
- A. M. MITCHELL, S. MORTON et J. FORSYTHE : Analysis of delata wing vortical substructures using detached-eddy simulation, 2002.
- F. M. PAYNE, T. NG, R. C. NELSON et L. B. SCHIFF : Visualization and wake surveys of vortical flow over a delta wing. *AIAA Journal*, 26(2):137–143, 2015/06/23 1988. URL <http://dx.doi.org/10.2514/3.9864>.
- D. ROCKWELL : Vortex-body interactions. *Annual Review Fluid Mechanics*, (30):199–229, 1998.
- T. RUIZ : *Analyse de l'interaction entre un sillage tridimensionnel et une paroi; Détection de structures cohérentes responsables de uctuations de pression pariétale*. Thèse de doctorat, 2009.
- F. SCARANO, L. DAVID, M. BSIBSI et D. CALLUAUD : S-piv comparative assessment : image dewarping+misalignment correction and pinhole+geometric back projection. *Experiments in Fluids*, 39(2):257–266, 2005. ISSN 0723-4864. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-005-1000-x>.

-
- A. THACKER : Détermination des échelles de la turbulence dans des écoulements à complexité croissante à l'aide de trois méthodes expérimentales. Mémoire de D.E.A., Université d'Orléans, 2007.
- C. TROPEA, A. YARIN et J. FOSS, édés. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Num. vol. 1 de Gale virtual reference library. Springer, 2007. ISBN 9783540251415.
- B. WIENEKE : Stereo-piv using self-calibration on particle images. *Experiments in Fluids*, 39 (2):267–280, 2005. ISSN 0723-4864. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-005-0962-z>.

Outils pour l'analyse

A.1 Choix du nombre de modes pour la reconstruction des champs de vitesse

Le choix du nombre de mode a été fait à partir des spectres de vitesse au cœur moyen. Les spectres en cette position ont été calculé avec la composante v_t reconstruit à partir de 5 ; 10 ; 15 et 20 modes et pour deux taux de turbulence (FIG. A.1).

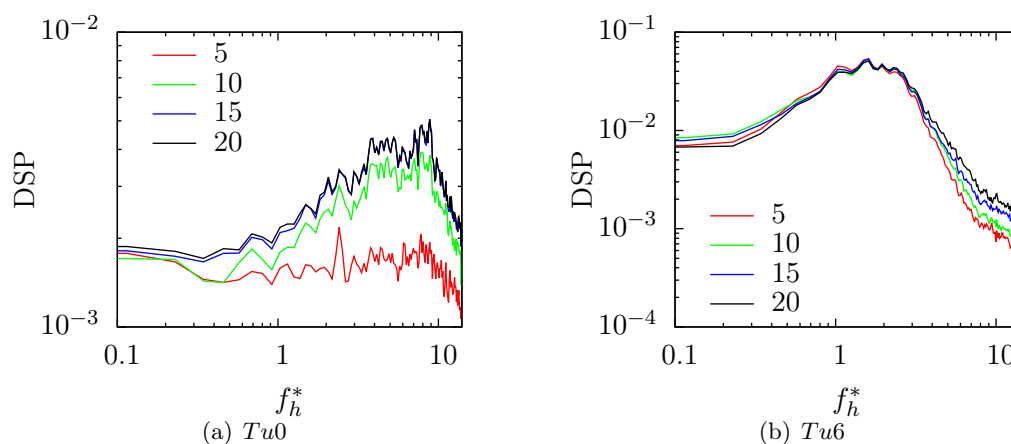


FIGURE A.1 – Spectres de vitesse (composante v_t) au cœur moyen en L_1 reconstruit par POD avec plusieurs nombres de modes (5 ; 10 ; 15 et 20 modes) et pour deux taux de turbulence

La figure A.1 montre qu'avec une reconstruction de champ de vitesse avec 10 modes, le contenu fréquentiel est quasiment similaire à une reconstruction avec 20 modes, que ce soit avec ou sans turbulence.

Quelque soit le nombre de modes choisi, la turbulence semble « simplifier » le contenu fréquentiel de l'écoulement filtré.

Pour les champs de vitesse filtrés par POD, on utilisera 10 modes. Le filtrage sera utilisé pour repérer le contour du tourbillon, le cœur du tourbillon principal et l'angle de la nappe cisailée.

La figure 2.17 compare un champ de vorticité instantané reconstruit par POD (10 modes) et un champ brut.

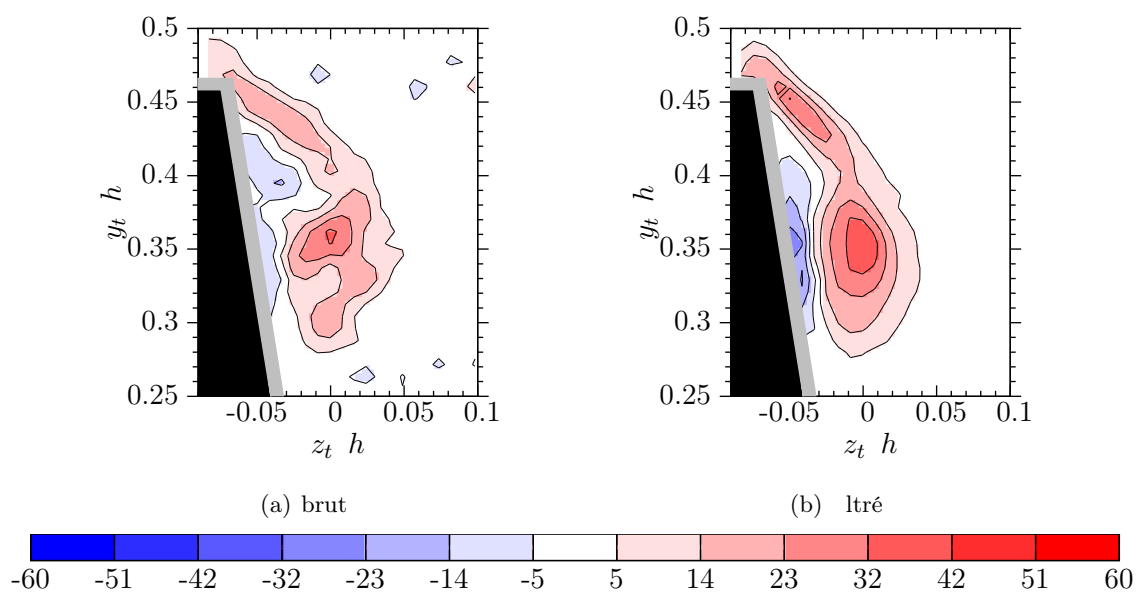


FIGURE A.2 – Comparaison d'un champ de vorticité brut et reconstruit par POD (10 modes), au même instant (en L_1 , sans turbulence amont)

A.2 Détection de contour

La détection de contour de la structure tourbillonnaire et du tourbillon principal est nécessaire pour déterminer la section du tourbillon principal, sa circulation, mais aussi pour repérer le cœur du tourbillon principal.

Le contour est déterminé à partir des champs de vitesse filtrés par POD.

Pour cela, il faut définir un critère de seuil de vorticité pour définir ce contour.

Le seuil a été choisi en observant le contour résultant de ce seuil sur quelques champs de vitesse instantanés.

Cependant, la valeur de ce seuil n'a pas une grande influence sur les résultats, comme le montre la figure A.3, pour les grandeurs dépendantes du contour (la position du cœur repéré par le couple $(z_{bar}; y_{bar})$; la section du tourbillon principale (S) et la circulation (Γ))

Le seuil choisi (en $L_1, Tu0$) est $x_t = 3.5$ (repéré par un trait plein noir sur les spectres, FIG. A.3). Sur les spectres, on voit que le choix de la valeur du seuil n'a pas une grande influence sur le contenu fréquentiel des différentes grandeurs déduites du contour retenu. On observe principalement des niveaux différents selon les seuils.

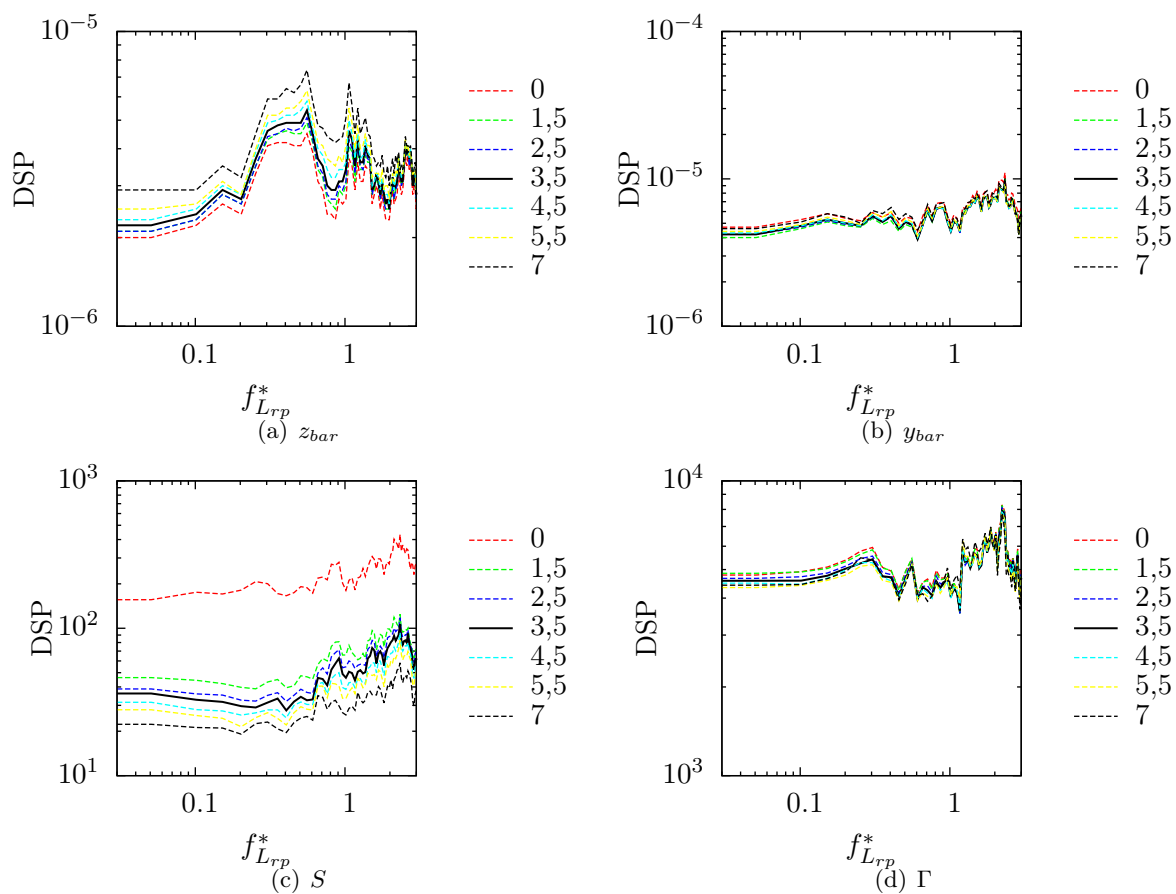


FIGURE A.3 – Sensibilité des spectres en fonction du seuil choisi (en L_1 , dans le cas $Tu0$)

A.3 Mesure de l'angle de la nappe cisailée

L'angle de la nappe cisailée (β) a été repéré à partir des champs de vorticité filtrés (obtenus à partir des champs de vitesse filtrés par POD).

La mesure de l'angle β a été faite à différentes distances de l'arête (c'est-à-dire pour plusieurs rayons). La figure A.4 représente un arc de cercle avec un certain rayon coupant la nappe cisailée.

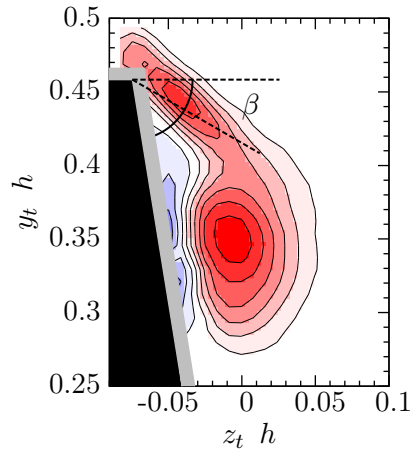


FIGURE A.4 – Schéma représentatif de l'angle β de la nappe cisailée et de l'arc de cercle servant à repérer l'angle, ici pour un rayon ≈ 9 mm ; Contours du champs de vorticité moyen en L_1 dans le cas Tu_0

Par interpolation du champ de vorticité, on obtient la valeur de la vorticité sur l'arc de cercle et on repère le maximum de vorticité sur cet arc de cercle. Ce maximum de vorticité représente une estimation la position du centre de la nappe cisailée pour un rayon donné, et on a ainsi l'angle β de la nappe cisailée pour un certain rayon.

Le choix du rayon servant à calculer l'angle de la nappe cisailée est détaillé lors de l'analyse des résultats, c'est-à-dire dans le chapitre 5.

ANNEXE B

Champs moyens

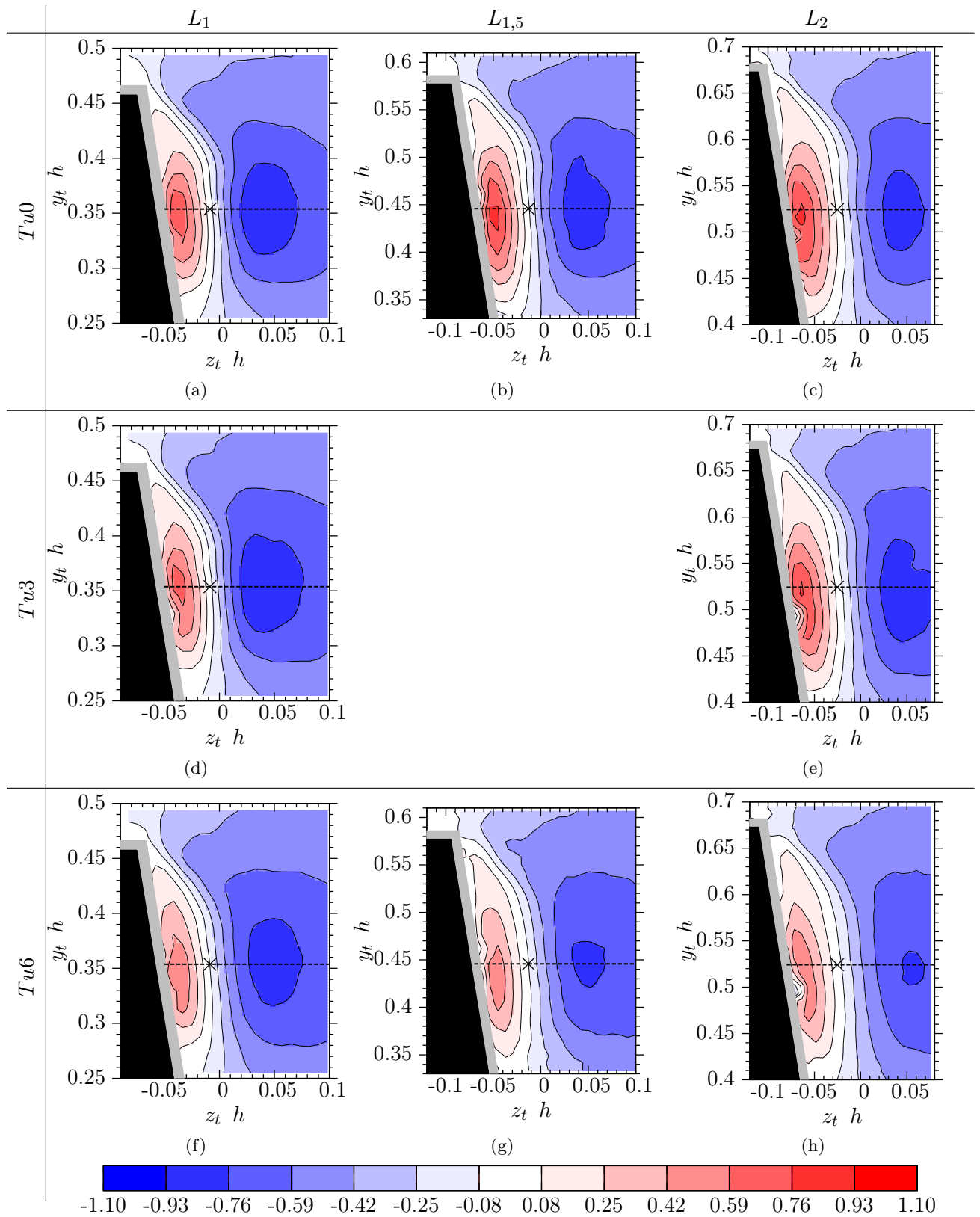


FIGURE B.1 – Champs de vitesse de la composante \bar{v}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

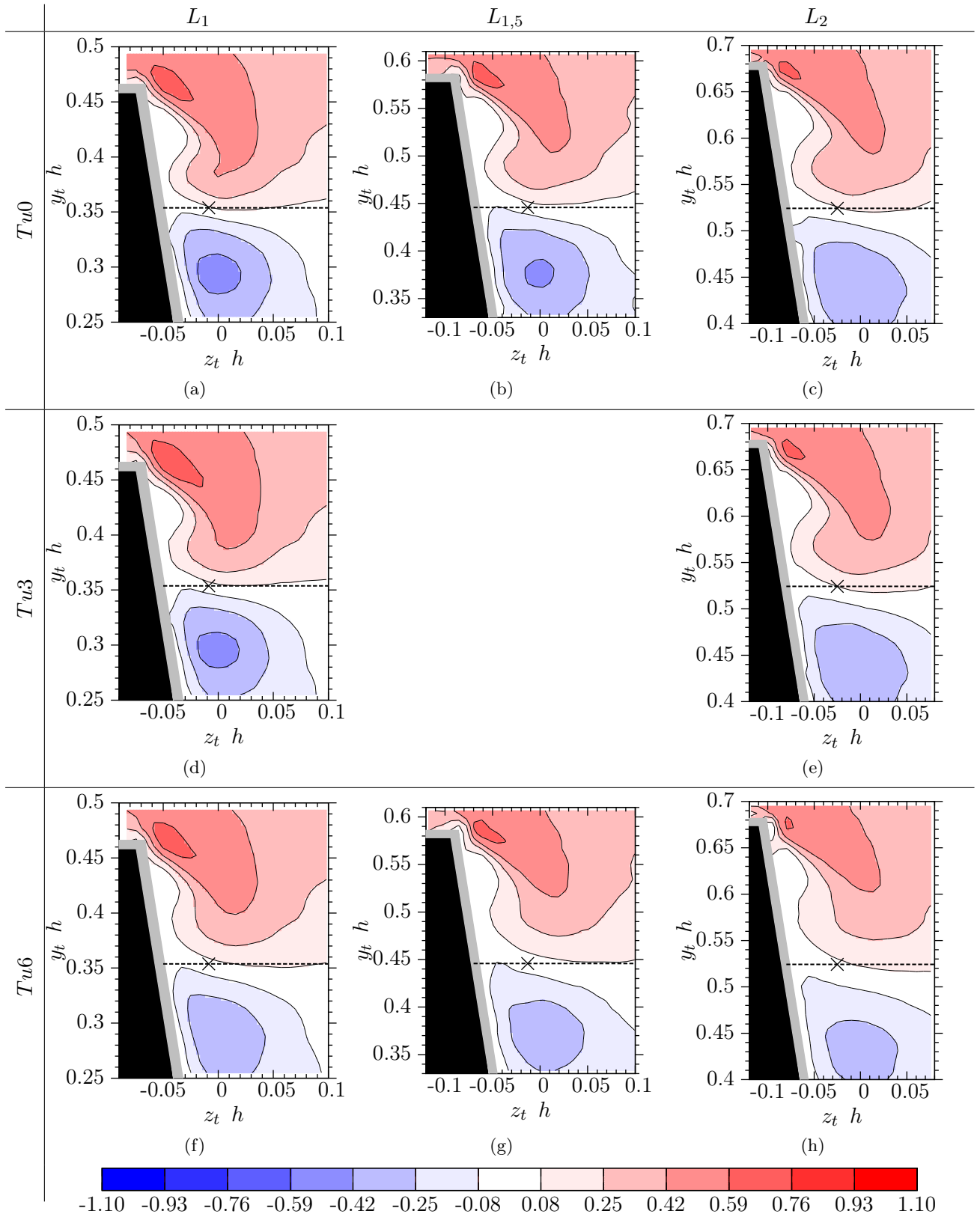
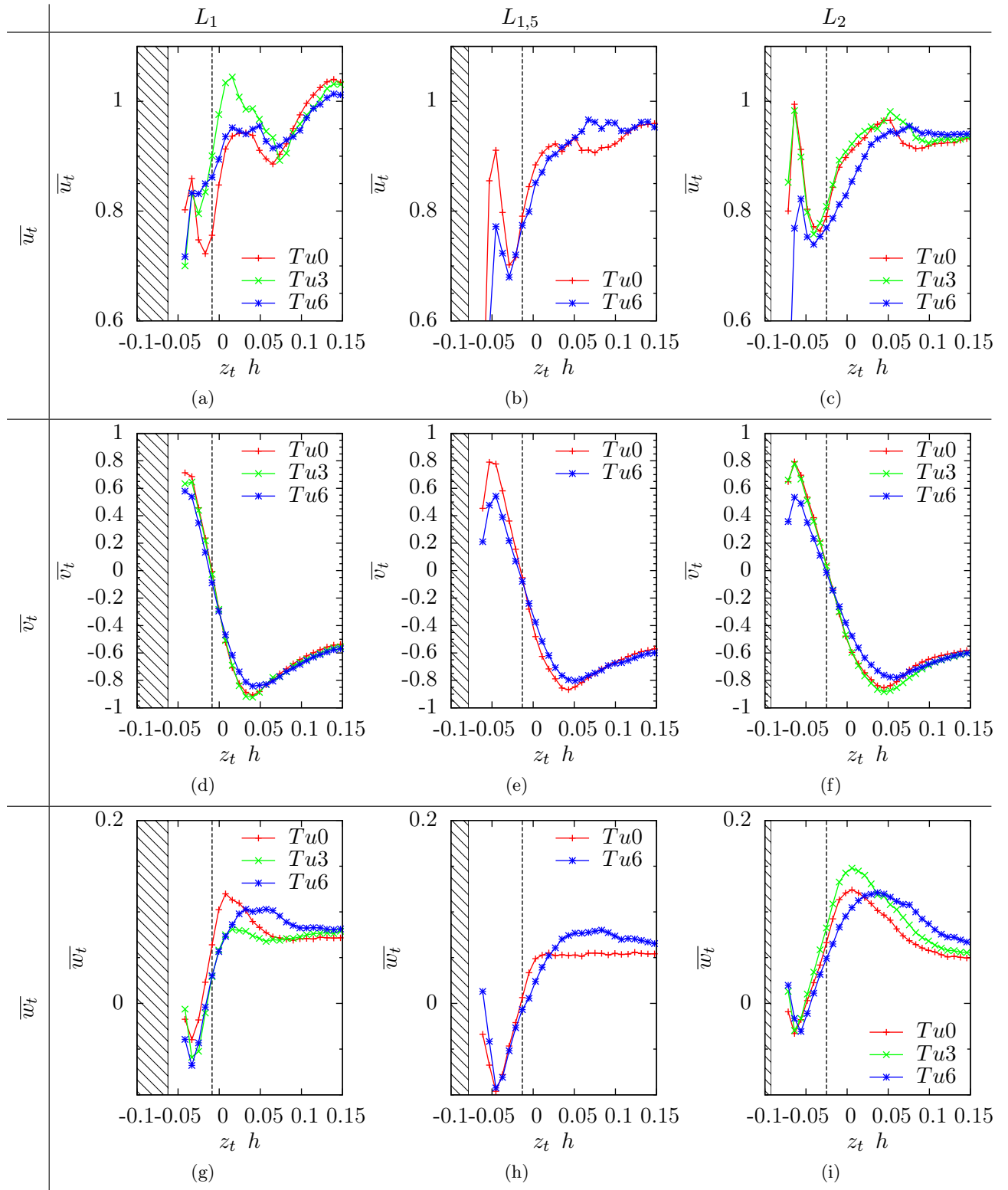


FIGURE B.2 – Champs de vitesse de la composante \bar{w}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

FIGURE B.3 – Profils de vitesses \overline{u}_t ; \overline{v}_t et \overline{w}_t en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence

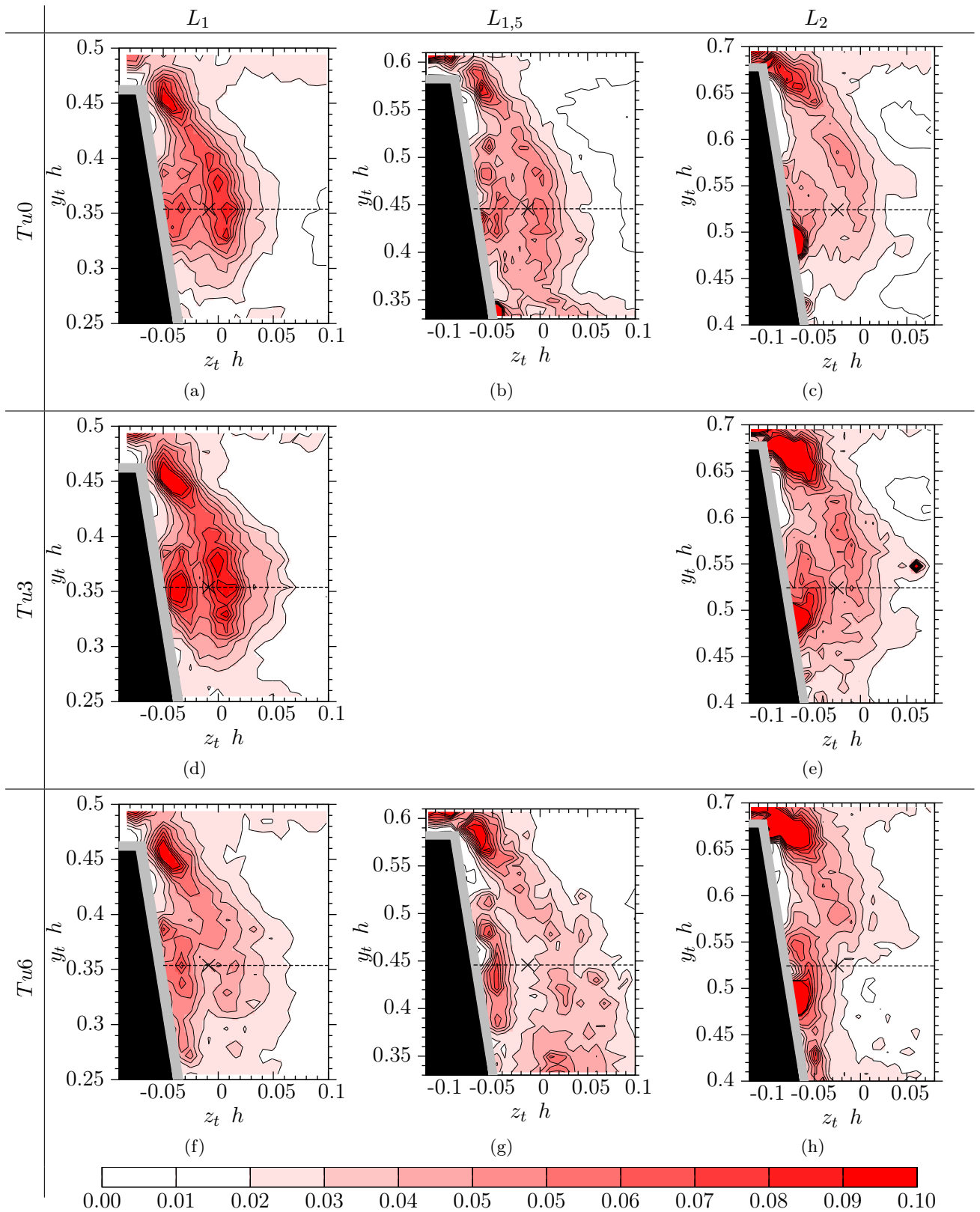


FIGURE B.4 – Champs de $\overline{u_t v_t}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

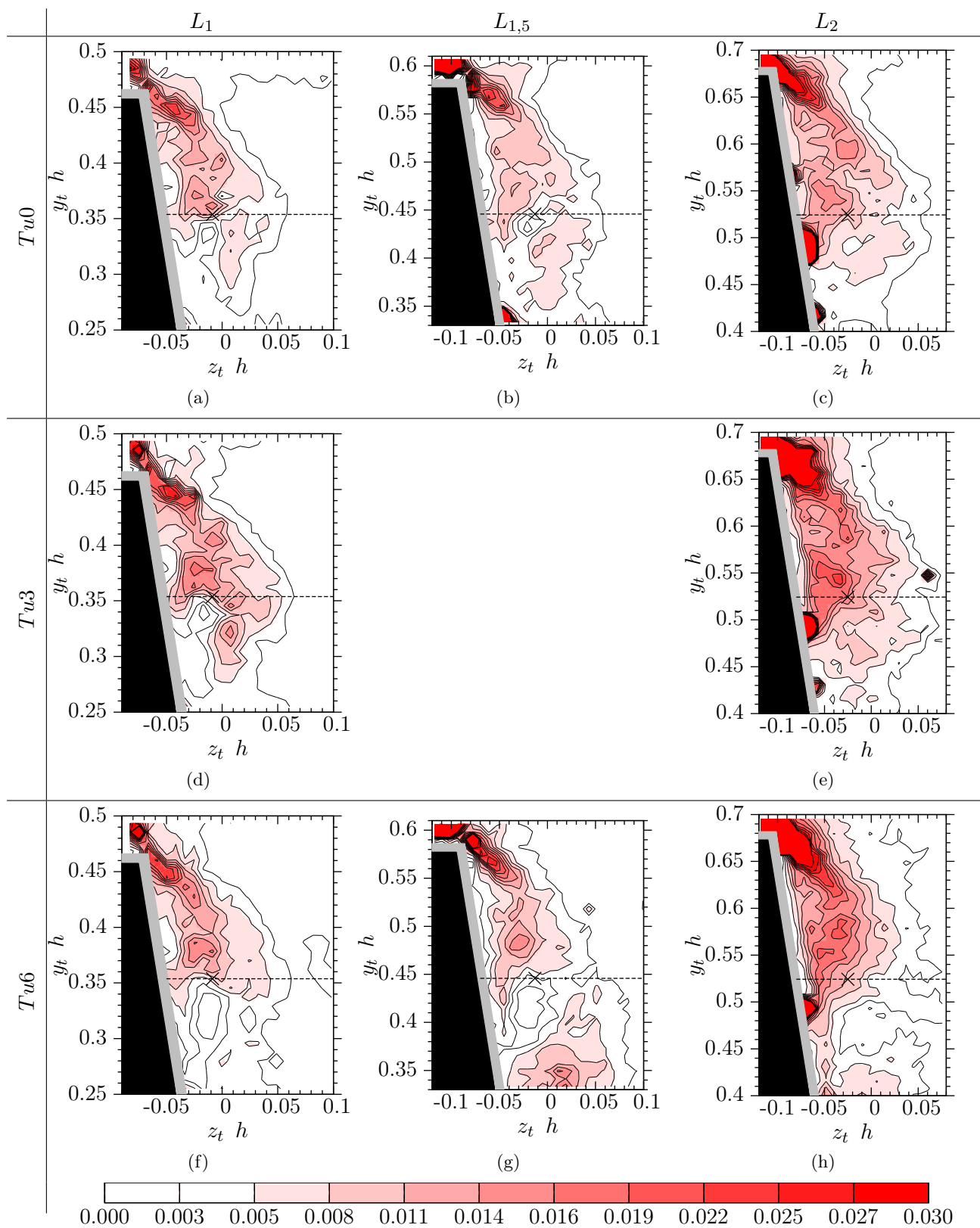


FIGURE B.5 – Champs de $\overline{u_t w_t}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu ; la croix représente la position du cœur moyen

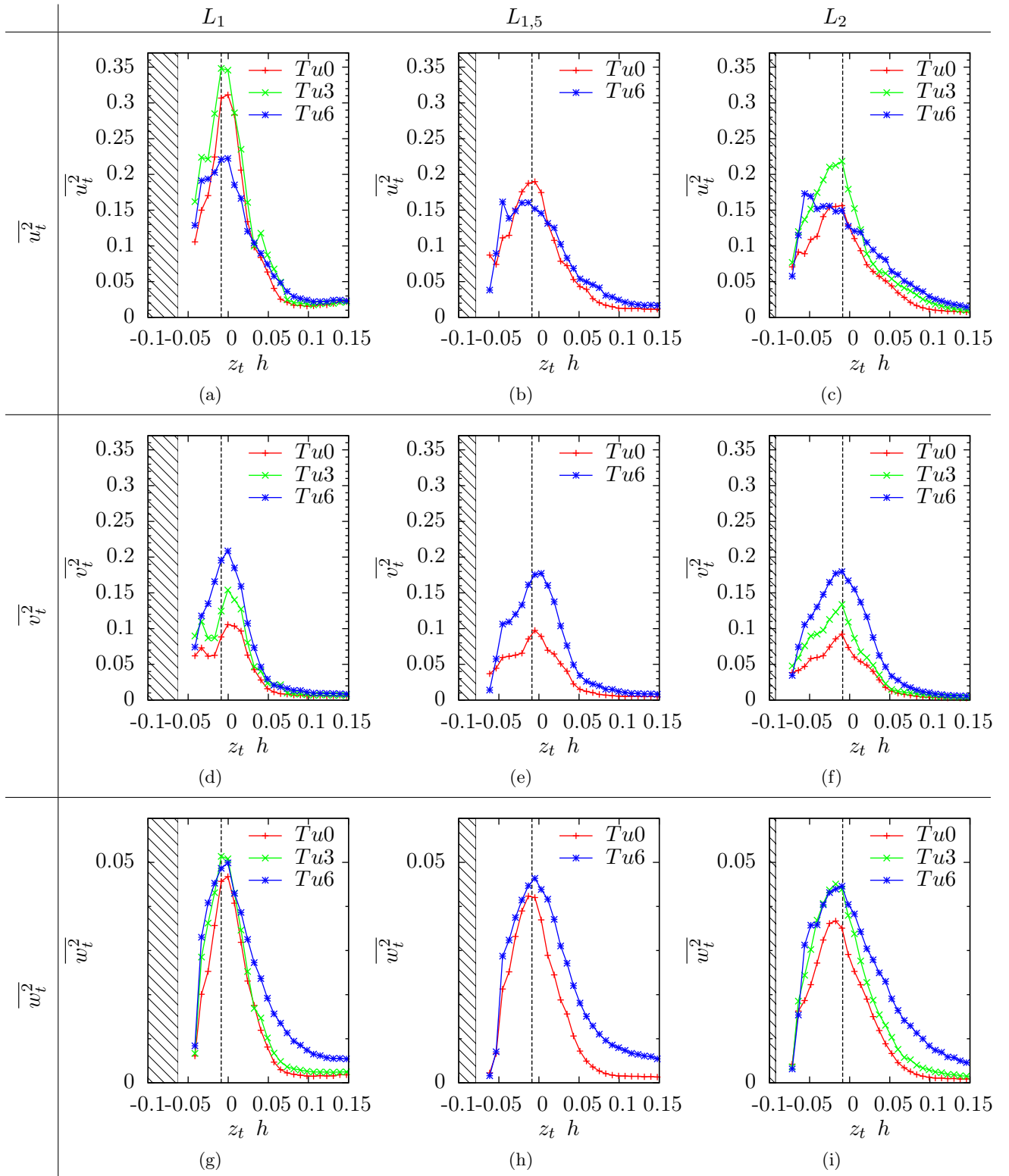


FIGURE B.6 – Profils de vitesses $\overline{u_t^2}$; $\overline{v_t^2}$ et $\overline{w_t^2}$ en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 , pour chaque taux de turbulence Tu

ANNEXE C

Champs de corrélation

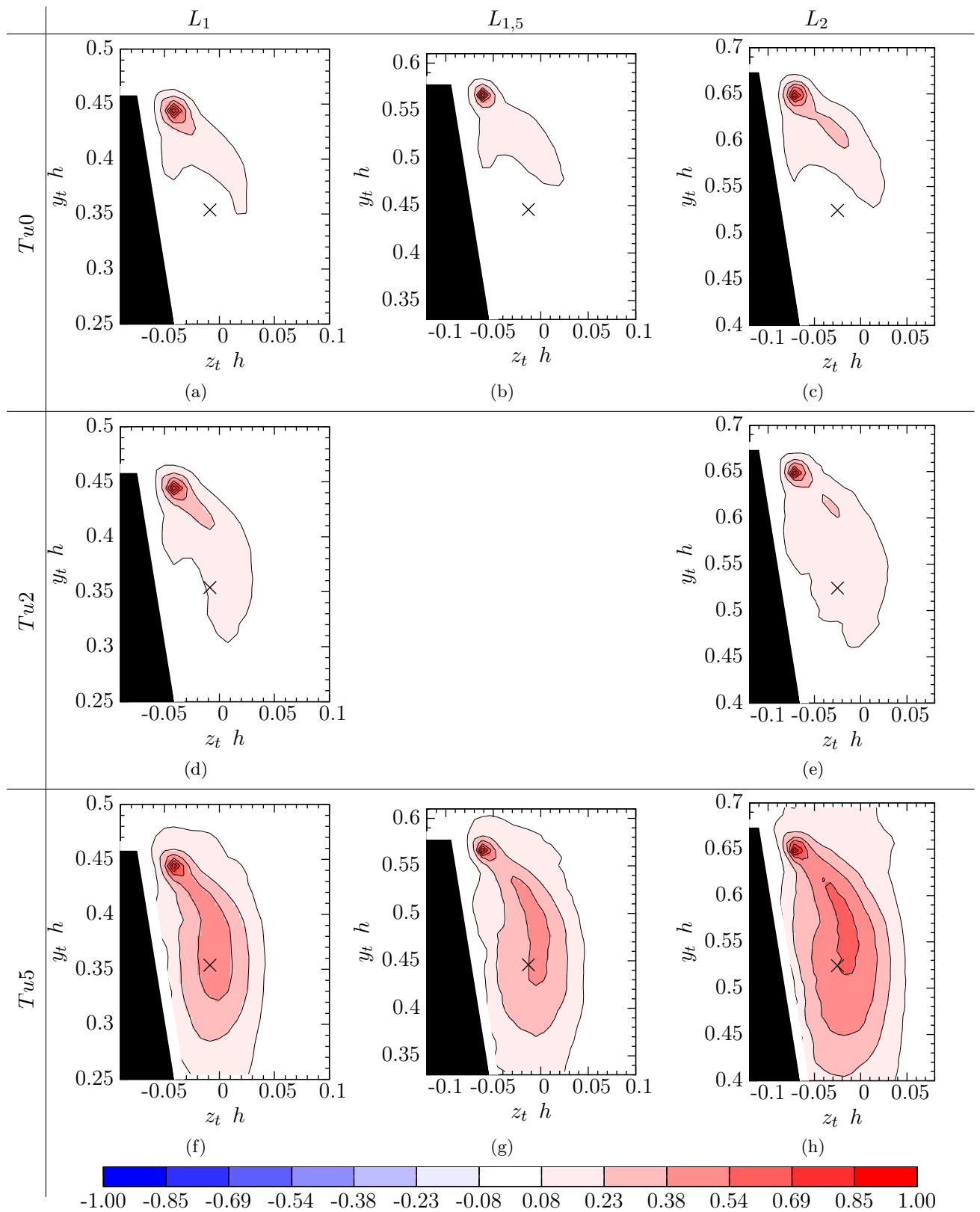


FIGURE C.1 – Champs de corrélation R_{vv} en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 avec le point de référence le maximum local de vorticité dans la zone cisailée; la croix représente la position du cœur moyen

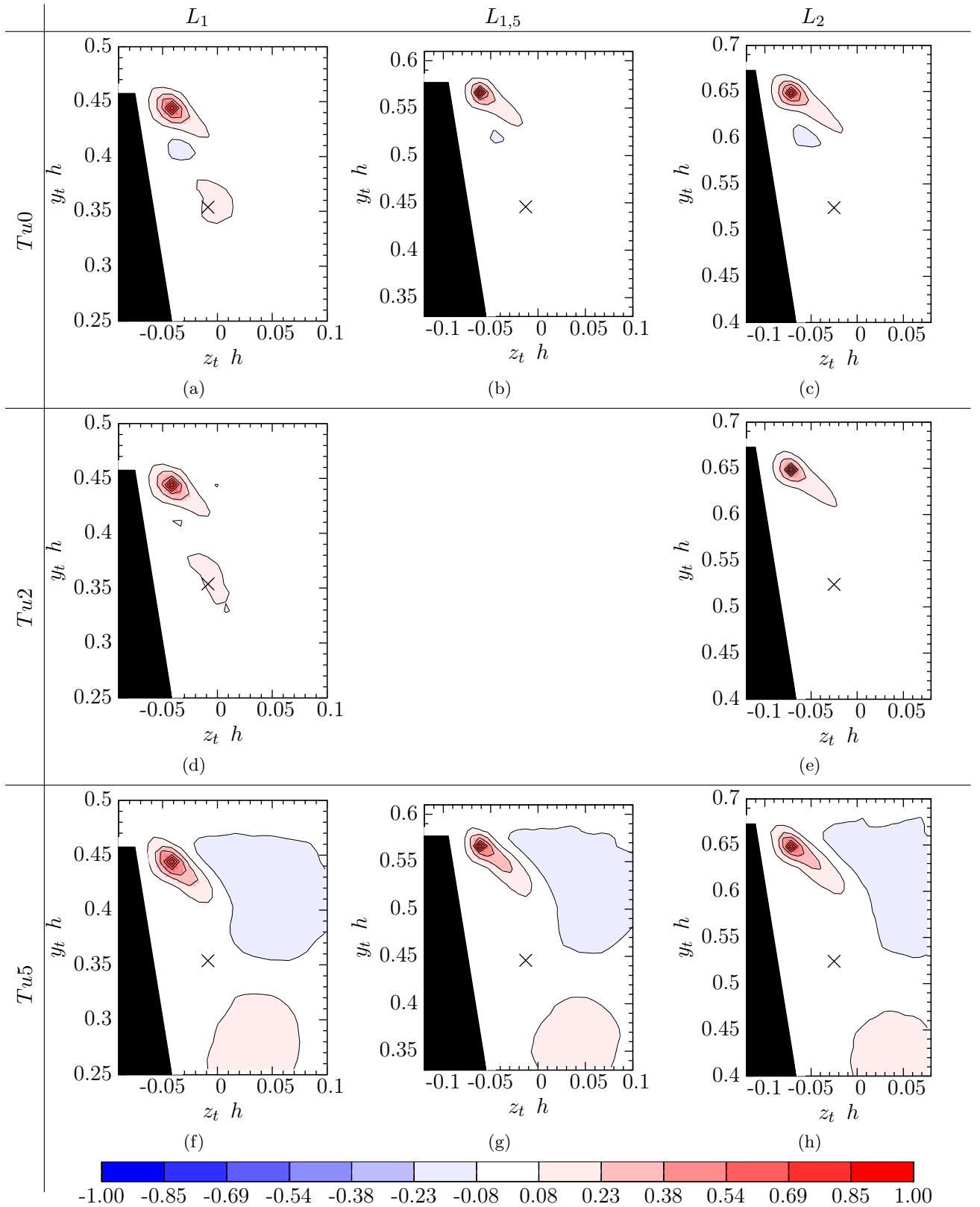


FIGURE C.2 – Champs de corrélation R_{wv} en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 avec le point de référence le maximum local de vorticité dans la zone cisailée; la croix représente la position du cœur moyen

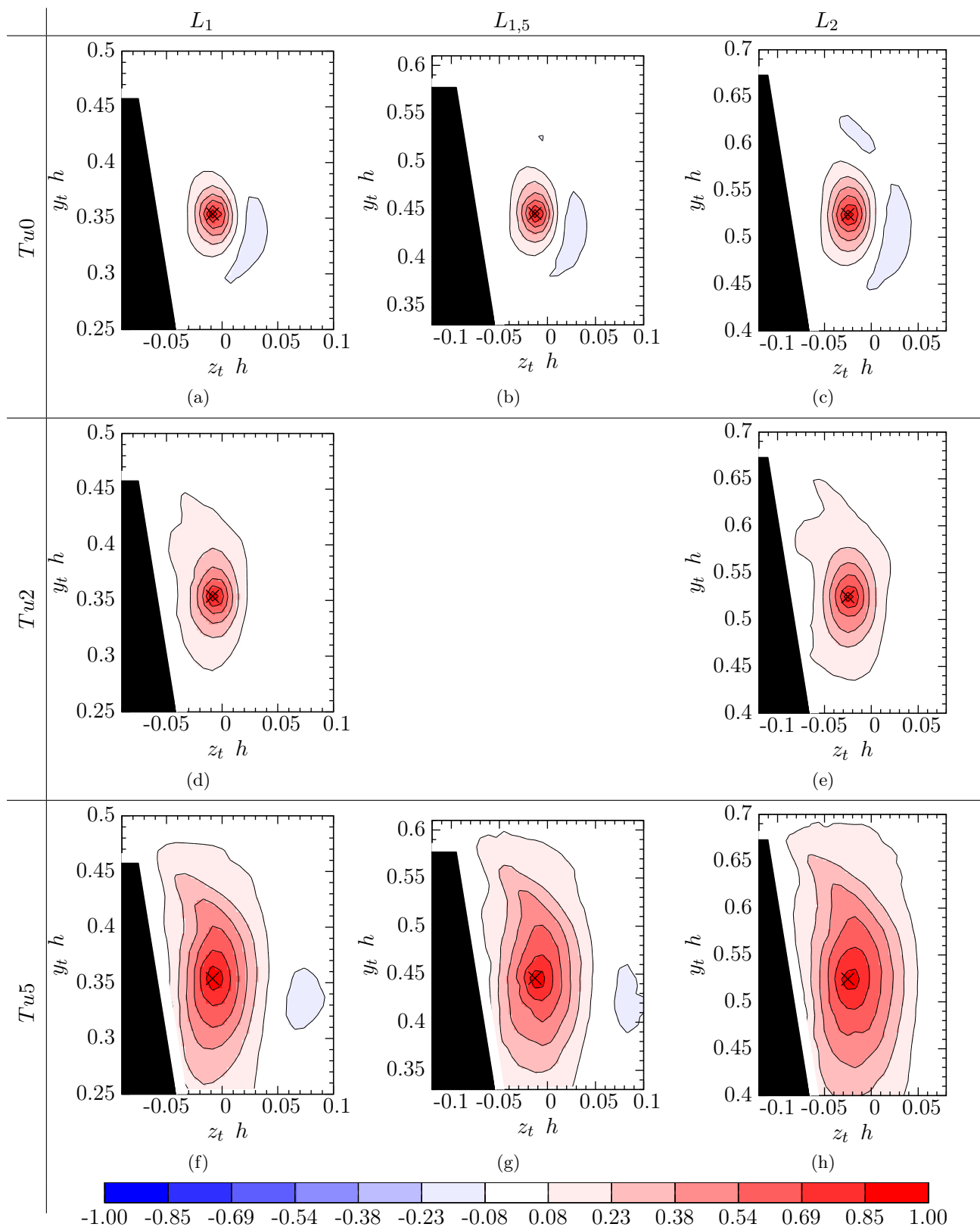


FIGURE C.3 – Champs de corrélation R_{vv} en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 avec le point de référence le maximum local de vorticité dans le tourbillon principal (cœur moyen); la croix représente la position du cœur moyen

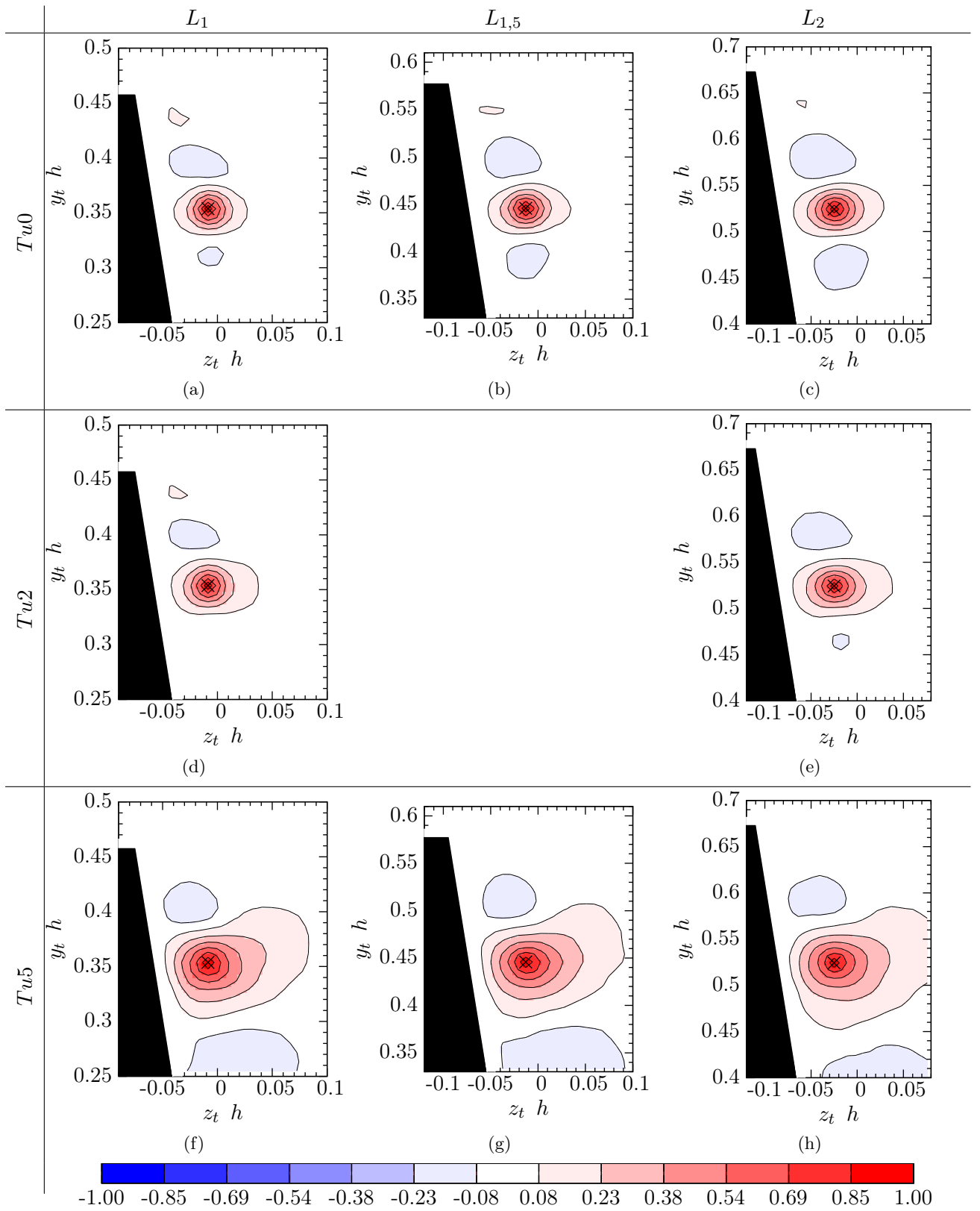


FIGURE C.4 – Champs de corrélation R_{ww} en L_1 , $L_{1,5}$ et L_2 avec le point de référence le maximum local de vorticité dans le tourbillon principal (cœur moyen); la croix représente la position du cœur moyen

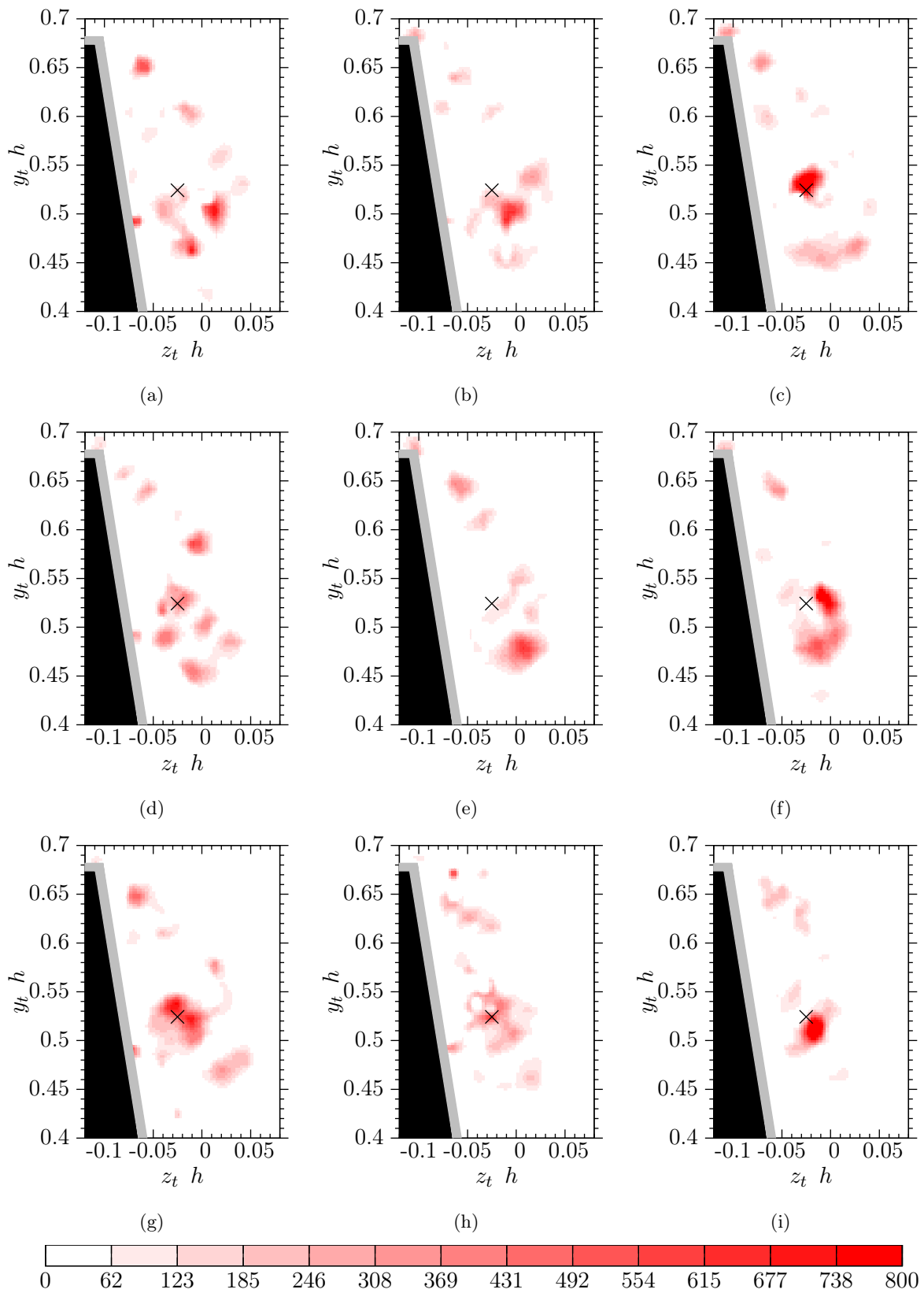


FIGURE C.5 – Champs instantanés consécutifs du critère Q en L_2 dans le cas $Tu0$; la croix noire représente la position du cœur moyen

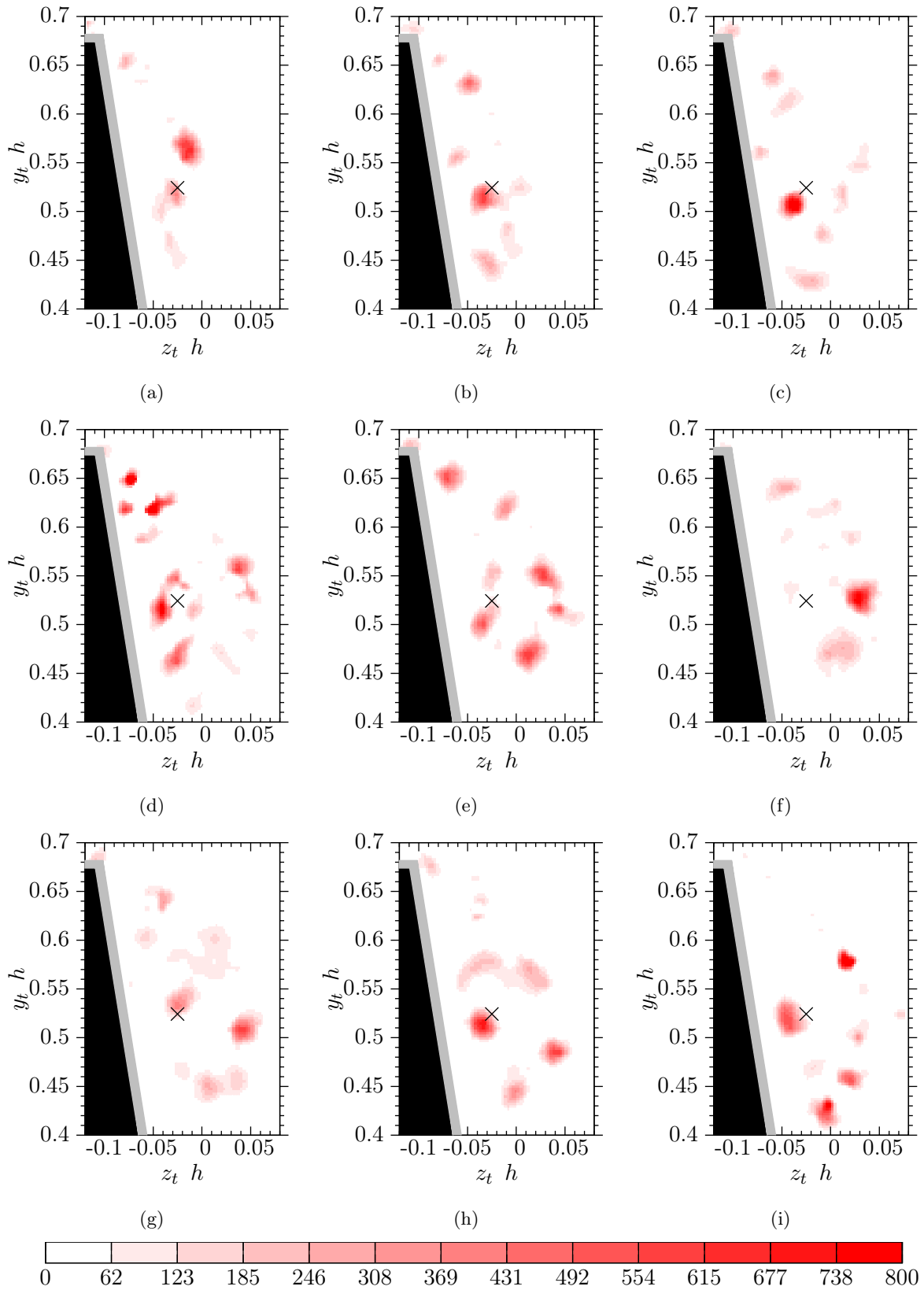


FIGURE C.6 – Champs instantanés consécutifs du critère Q en L_2 dans le cas $Tu6$; la croix noire représente la position du cœur moyen

Résumé : Ce travail a pour objectif l'étude du tourbillon conique engendré à partir d'une maquette générique représentant un montant de baie de véhicule automobile. Cette structure tourbillonnaire est responsable de fortes fluctuations sur les vitres latérales et génère du bruit dans l'habitacle. Ces véhicules étant soumis à des vents turbulents, la sensibilité de la dynamique de cette structure tourbillonnaire à une turbulence amont a été étudiée, en plaçant une grille à l'entrée de la veine d'essais de la soufflerie.

Les propriétés spatiales et temporelles des champs de vitesse et de pression pariétale ont été étudiées en associant simultanément la mesure de la vitesse par Stéréo-PIV haute fréquence à la mesure de pression pariétale fluctuante par capteurs déportés. Nous avons montré qu'un niveau modéré de turbulence amont (intensité : 6%) se traduit par une modification très importante de la dynamique du tourbillon et de la pression pariétale fluctuante associée. Notre conjecture est qu'en l'absence de turbulence externe, la contribution principale au C_p' est liée à l'empreinte du cœur tourbillonnaire et du décollement secondaire induit. Au contraire, en présence de turbulence amont, la forte augmentation du C_p' semble associée à une réponse globale de la structure tourbillonnaire. L'étude de la dynamique spatio-temporelle à partir des corrélations pression-vitesse a permis de mettre en évidence le couplage fort existant entre la dynamique de la nappe cisailée et celle du cœur de la structure tourbillonnaire. Il existe ainsi une modulation de la fréquence de battement de la structure pilotée par la géométrie de la maquette et par les caractéristiques de la turbulence amont (intensité et échelle intégrale).

Mots clés : Tourbillons coniques, montant de baie, aérodynamique, pression fluctuante, PIV, véhicules terrestres, corrélations spatio-temporelles

Title : Experimental and physical analysis of detached and massively three-dimensional flows ; Spatio-temporal structuring and sensitivity to upstream turbulence

Abstract : This work aims to study conical vortices generated from a generic model representing the A-pillar of an automotive vehicle. This vortex structure is responsible of strong fluctuations on the side window and generates noise in the cabin. As these vehicles are subjected to the turbulent wind, the sensitivity of vortex structure dynamics to an upstream turbulence was studied by adding a grid at the test section entrance of the wind tunnel.

The spatial and temporal properties of the velocity fields and the wall pressure were studied by simultaneously combining High Speed Stereo-PIV and wall fluctuating pressure measurements with distant sensors. It is shown that a moderate level of upstream turbulence (6% of intensity) results in a very significant change of the vortex dynamics and the associated wall fluctuating pressure. Our assumption is that in the absence of external turbulence, the main C_p' contribution is linked to the footprint of the vortex core and of the induced secondary separation. On the contrary, in the presence of upstream turbulence, the strong increase of C_p' seems to be associated with a global response of the vortex structure. The study of the spatio-temporal dynamics with pressure-velocity correlations allowed highlighting the strong coupling between the dynamics of the shear layer and of the core of the vortex structure. Thus, there is a modulation of the flapping frequency of the vortex controlled by the geometry of the model and by the characteristics of the upstream turbulence (intensity and integral length scale).

Keywords : Conical vortices, A-pillar, aerodynamic, fluctuating pressure, PIV, ground vehicle, spatio-temporal correlations