

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *L'Institut National Polythechniques de Toulouse*
Discipline ou spécialité : *Dynamique des Fluides*

Présentée et soutenue par *ALOUI Fethi*
Le *13/03/2010*

Titre : *Etude de Contrôle des Ecoulements*

JURY

ALOUI Fethi, Maitre de Conférance Habité à la Faculté des Sciences et des Techniques-Nantes, Rapporteur
Taieb LILI, Professeur à la Faculté des Sciences de Tunis, Rapporteur
Jean-Paul BONNET, Directeur de Recherche CNRS- LEA-Poitiers, Examinateur
Abdelmajid JEMNI, Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Président
Azeddine KOURTA, Professeur à l'Institut Polytechnique d'Orléans, Directeur de thèse
Sassi Ben NASLLAH, Professeur à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Directeur de thèse

---

Ecole doctorale : *M.E.G.E.P*
Unité de recherche : Institut de Mécanique des Fluides (IMFT)
Directeur(s) de Thèse : *Azeddine Kourta / Sassi Ben Nasrallah*
Rapporteurs : Taieb LILI / Fethi ALOUI

Remerciements

J'ai attendu tout au long de la thèse la rédaction de cette dernière page qui en marquerait la fin. En réalité, j'ai eu beaucoup de mal à rédiger cette page et clore définitivement cette étude.

Je tiens à remercier sincèrement Monsieur Sassi BEN NASRALLAH, Professeur à l'École Nationale d'Ingénieurs de Monastir, de m'avoir proposé en tant que candidat pour une thèse de Doctorat ce travail, et pour la confiance qu'il m'a accordée. Je vous remercie également pour tous les conseils et les remarques scientifiques qui ont servi pour l'orientation de ce travail.

Je voudrai remercier et exprimer ma plus profonde gratitude à Monsieur Azeddine KOURTA, Professeur à l'Institut PRISME Polytechnique d'Orléans. Je tiens à vous remercier pour m'avoir encadré et d'avoir mobilisé énormément de votre temps pour l'avancement et l'aboutissement de ma thèse. Je vous remercie à titre personnel, et bien que les mots me manquent d'avoir fait le maximum pour que ce travail aille jusqu'au bout. J'espère que vous garderez un bon souvenir de votre thésard, car je garderai toujours ce souvenir en ce qui me concerne.

J'exprime ma profonde gratitude à Messieurs Fethi ALOUI, Maître de conférence à l'Université de Nantes et Taieb LILI, Professeur à la Faculté des Sciences de Tunis qui ont accepté la lourde tâche d'en être les rapporteurs ainsi que pour les commentaires qu'ils ont formulé à cette occasion.

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur Jean-Paul BONNET, Directeur de Recherche CNRS LEA, Poitiers pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de d'examiner cette thèse et de participer au jury d'examen.

Je remercie également Monsieur le Professeur Abdelmajid JEMNI, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Je tiens finalement à remercier Monsieur, Maher BEN CHIEKH Maître Assistant à l'École Nationale d'Ingénieurs de Monastir, pour l'aide que vous m'avez fourni.

Je remercie aussi bien l'ensemble du personnel administratif et technique de l'IMFT et de LESTE.

J'ai réservé mes pensées les plus sincères à mes ami(e)s qui m'ont comblé par leurs sympathies. Une pensée du coeur à mes parents outre mer, et je leurs dis même si vous n'êtes pas présents physiquement, vous êtes dans mon coeur….

Table des matières

Introduction Générale 1

1 STRUCTURE DE LA COUCHE LIMITE 6

1.1 GENERALITES SUR LES STRUCTURES COHERENTES 8
1.2 DEFINITION D'UNE STRUCTURE COHERENTE 8
1.3 TECHNIQUES DE DETECTION DES STRUCTURES COHERENTES 9
1.4 PHENOMENES PHYSIQUES ET STRUCTURES COHERENTES 10
1.5 STRUCTURE TOURBILLONNAIRE EN FER A CHEVAL 11
1.6 STRIES DE COUCHE LIMITE 14
1.7 PHENOMENE DE *BURSTING* 14
1.8 DESCRIPTION DES STRUCTURES SUIVANT LES REGIONS 15

2 LE PHENOMENE DE DECOLLEMENT DE LA COUCHE LIMITE 16

2.1 LA PHYSIQUE 16
2.2 EFFET DE LA TRANSITION LAMINAIRE / TURBULENT SUR LE DECOLLEMENT 18

3 CONTROLE DE DECOLLEMENT 19

3.1 METHODE DE CONTROLE DU DECOLLEMENT 19
3.2 LE CONTROLE PASSIF 22
3.2.1 Parois rainurées ou ''riblets'' 23
3.2.2 Surfaces viscoélastiques 25
3.2.3 Polymères 26
3.2.3.1 Effet sur le champ moyen 26
3.2.3.2 Effet sur les grandeurs turbulentes 27
3.2.4 Dispositif ''LEBU'' 27
3.2.5 Modification des propriétés mécaniques de la paroi 28
3.3 LE CONTROLE ACTIF 28
3.3.1 Contrôle acoustique 29
3.3.2 Paroi mobile 29
3.3.3 Contrôle thermique 31
3.3.4 Le contrôle électromagnétique 31
3.3.5 Moyens fluidiques actifs 33

4 CONCLUSION 36

1 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT 41

2 LES DIFFERENTS ACTIONNEURS DE JET SYNTHETIQUES 41

3 PARAMETRE DU JET SYNTHETIQUE 43

4 CARACTERISTIQUES D'UN JET SYNTHETIQUE 45

4.1 LA LONGUEUR DE DECHARGE 45
4.2 ECHELLE DE VITESSE 45
4.3 NOMBRE DE REYNOLDS BASE SUR L'ECHELLE DE VITESSE 45
4.4 NOMBRE DE REYNOLDS BASE SUR L'IMPULSION 46
4.5 NOMBRE DE STROUHAL 46
4.6 LE COEFFICIENT DE QUANTITE DE MOUVEMENT 47

5 CRITERES DE FORMATION 47

6 STRUCTURE DE L'ECOULEMENT DE JET SYNTHETIQUE 48

6.1 L'ECOULEMENT EN CHAMP PROCHE 49
6.2 L'ECOULEMENT EN CHAMP LOINTAIN 50

7 INFLUENCE DE L'ARCHITECTURE DE L'ACTIONNEUR 52

7.1 EFFET DE LA GEOMETRIE DE L'ORIFICE D'EMISSION 52
7.2 EFFET DU DESIGN DE LA CAVITE 53

8 SYNTHESE 54

9 CONTROLE DES ECOULEMENTS DECOLLES 56

9.1 LES NOMBRES ADIMENSIONNES DE L'INTERACTION ET LEUR IMPACT DANS LES STRATEGIES DE CONTROLE 56

10 CONTROLE DES ECOULEMENTS PAR JETS SYNTHETIQUES 61

10.1 ECOULEMENT SUR UNE PLAQUE PLANE 62
10.2 ECOULEMENT AUTOUR D'UN OBSTACLE 69
10.3 CONTROLE DU DECOLLEMENT SUR UNE RAMPE 73
10.4 CONTROLE PAR JET PULSE DE L'ECOULEMENT DANS UN DIVERGENT COURT A GRAND ANGLE 75

11 CONCLUSION 76

1 MOYENS D'INVESTIGATION 78

1.1 LA SOUFFLERIE S4 DE L'IMFT 78
1.2 LA SOUFFLERIE DE L'ENIM 78
1.3 LA SOUFFLERIE DE BORJ CEDRIA DE TUNIS 79
1.4 LES CONFIGURATIONS GEOMETRIQUES 80

2 LES MOYENS ET LES TECHNIQUES DE MESURE 84

2.1 VISUALISATIONS D'ECOULEMENT 84
2.2 ANEMOMETRIE A FIL CHAUD 85
2.2.1 Principe 85
2.2.2 Description du dispositif 87
2.2.3 Mesure de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique 88
2.3 VELOCIMETRIE PAR IMAGE DE PARTICULES 90
2.3.1 Principe 90
2.3.2 Capteurs sensibles 91
2.4 MONTAGE DE LA CHAINE PIV 92
2.5 TRAITEMENT DES IMAGES 95

3 POST-TRAITEMENT DES DONNEES 97

3.1 MOYENNE 97
3.1.1 Moyenne temporelle 97
3.1.2 Moyenne de phase 98
3.2 FLUCTUATION DE LA VITESSE ET ENERGIE CINETIQUE 98
3.3 CHAMP DE VORTICITE 98
3.4 CRITERE Q 99
3.5 CRITERE Γ2 99
3.6 DECOMPOSITION ORTHOGONALE EN MODES PROPRES 100
3.6.1 Principe de la POD 101

4 CONCLUSION 103

1 DESCRIPTION DE L'ACTIONNEUR 105

2 CARACTERISATION DE L'ACTIONNEUR 107

2.1 MESURE PAR L'ANEMOMETRIE A FIL CHAUD 107
2.1.1 Réponse de l'actionneur 107
2.1.2 Effet de la fréquence 109
2.1.3 Effet de la tension d'alimentation 111
2.1.4 Décroissance de la vitesse suivant l'axe du jet 112
2.1.5 Analyse spectrale 113
2.2 MESURES PAR PIV 115
2.2.1 Résultats 116
2.2.1.1 Champ de vitesse moyen 116
2.2.1.2 Dynamique des structures 117
- *Effet de la tension d'alimentation sur la dynamique des structures 125*
- *Effet de la fréquence sur la dynamique des structures 125*

2.2.1.3 Profils des vitesses moyennes 126

3 CONCLUSION 130

1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL 133

2 VALIDATION DES MOYENS DE MESURES 134

3 EFFET DE L'ACTIONNEUR SUR L'ECOULEMENT 137

3.1 ANALYSE DE L'ECOULEMENT INSTANTANE AVEC CONTROLE 137
3.2 ANALYSE DES SPECTRES DE LA VITESSE 140
3.3 CHAMP DE VITESSE MOYENNE 144
3.4 ACTION SUR LES PROFILS DE VITESSE DE LA COUCHE LIMITE 146
3.5 FLUCTUATIONS DU CHAMP DE VITESSE 156
3.5.1 Energie cinétique 158
3.5.2 Evolution des u' /U_∞, v' /U_∞, $\overline{uv}/U_\infty^2$ et $\overline{k}/U_\infty^2$ suivant x/e 161

4 CONTROLE PAR JET SYNTHETIQUE EN SYNCHRONISATION DE PHASE 165

4.1 DYNAMIQUES DES TOURBILLONS 165
4.2 CARTOGRAPHIES DE LA VORTICITE EN SYNCHRONISATION DE PHASE 166
4.2.1 Dynamiques des tourbillons dans la couche limite pour α=90° 166
4.2.2 Dynamique des tourbillons dans la couche limite pour α=45° et α=30° 169
4.2.3 Cartographies de vitesse transversale V en synchronisation de phase 171
4.2.4 Trajectoire des centres de tourbillons 173
4.2.4.1 Evolution des profils de la vitesse en fonction de la phase 176
4.3 ANALYSE ET FILTRAGE DES CHAMPS DE VITESSE OBTENUS EN UTILISANT LA POD 184

5 ETUDE DE CONTROLE SUR LA RAMPE 191

6 CONCLUSION 193

Conclusion Générale et Perspectives 194

Références bibliohgraphiques 194

Table des figures

Fig 1. 1- Les différentes zones de la couche limite (Chassaing, 2000). 7
Fig 1. 2 – a)- Concept d'un tourbillon en forme d'épingle à cheveux selon Theodorsen (1952) ; b)- Partie d'un tourbillon en fer à cheval selon Robinson (1991). 12
Fig 1. 3 - Séquences de vortex issue d'un vortex primaire (Zhou et al. 1999). 13
Fig 1. 4 - Mise en évidence de 4 structures en épingles, obtenues par mesure PIV (Adrian et al. 2000). 13
Fig 1. 5 – "Streaks" de couche limite (Corrsin, 1955). 14
Fig 1. 6 – Modèle de production de turbulence près de la paroi (Henze, 1975). 16
Fig 1. 7 - Profils de vitesse lors du décollement (Chassaing, 2000). 17
Fig 1. 8 - Sillage d'un cylindre à Re=105 (Van Dyke, 1982). 18
Fig 1. 9 - Décollement autour d'un profil d'aile d'avion. Visualisations par fumées réalisées à Cornell 18
Fig 1. 10 -Classification des méthodes de contrôle selon les dépenses d'énergie. 20
Fig 1. 11 - Boucle ouverte du contrôle prédéterminé. 20
Fig 1. 12 -Contrôle réactif type feed-back. 21
Fig 1. 13 - Contrôle réactif type feed-forward. 21
Fig 1. 14 - Mécanismes de réduction et d'augmentation du frottement d'après Choi et al. (1994). 24
Fig 1. 15 - «Vortex generators» pour contrôler l'écoulement de lunette arrière (Citroën Air-Lounge® (2004)). 25
Fig 1. 16 - Réduction du frottement par insertion du lamelle Skandaji et al. (1997). 28
Fig 1. 17 - Contrôle de stries pariétales par ondulation de paroi (Konieczny, 2004). 31
Fig 1. 18 - Action d'un forçage parallèle sur une plaque plane en incidence (Weier et al. ,2000). 32
Fig 1. 19 - Visualisation de l'écoulement créé par un vortex générateur fluide pulsé placé dans un écoulement transverse (Dandois, 2005). 33
Fig 1. 20 - Contrôle de la couche limite par soufflage. 34
Fig1. 21 - Contrôle aérodynamique de la couche limite par aspiration Aspects successifs du profil des vitesses R. Comolet, 1994). 34
Fig 1. 22 - L'effet d'aspiration sur Cx et Cz (Comolet, 1994). 35
Fig 1. 23 - Jet synthétique (Glezer, 1999). 36

Fig 2. 1- Principe des jets synthétiques (Glezer et al., 1999). 41
Fig 2. 2 - Actionneur composé d'une membrane piézoélectrique (Ufl, 2004). 42
Fig 2. 3 - Actionneur de Gilarranz et al. (2001). 42
Fig 2. 4 - Actionneur composé d'un haut-parleur (Aloui et al., 2007). 43
Fig 2. 5 - Photographies au microscope d'un réseau de microgénérateurs de jets synthétiques actionnés thermiquement : a) vue de dessus du réseau de cavité ; b) vue de dessus des membranes et orifices équipés des déclencheurs thermiques (Rathnasingham et al., 1997). 43
Fig 2. 6 - Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane électrodynamique. 44
Fig 2. 7 - Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane piézo-électrique. 48
Fig 2. 8 - Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane piézo-électrique. 49
Fig 2. 9 -Visualisation Schlieren d'un jet synthétique à t/T = 0, 0,111, 0,222, 0,481, 0,741 et 0,963 sur une période d'actionnement - f=1140 Hz, Re_{l0} = 18124, Re_{U0} = 383 (Smith et al., 1998). 50
Fig 2. 10 - Comparaison du profil de vitesse longitudinale moyenne entre un jet synthétique et un jet continu turbulent (Smith et al., 2003). 51
Fig 2. 11 - Profils de vitesse (a) longitudinale et (b) transversale pour plusieurs distances à la fente y/d (Smith et al., 2003). 52
Fig 2. 12 - Actionneur jet synthétique proposé par Schaeffer et al. (2003). (a) Détails de la géométrie, (b) Variation de la vitesse avec la fréquence (E1 : orifice elliptique, C1 : orifice circulaire). 53
Fig 2. 13 - Forme des cavités des jets utilisés dans l'étude : (a) cas1 ; (b) cas2 ; (c) cas3 ; (d) cas4 ; (e) cas5. 54
Fig 2. 14 - Contour des vorticités pour les cinq cas étudiés, (a) cas1 ; (b) cas2 ; (c) cas3 ; (d) cas4 ; (e) cas5. 54
Fig 2. 15 - Représentation schématique des grandeurs caractéristiques des écoulements de jet synthétique et aérodynamique en interaction. 57
Fig 2. 16 - Représentation schématique des grandeurs caractéristiques des écoulements de jet synthétique et de couche limite en interaction. 58
Fig 2. 17 -Différentes échelles de fréquence présentes dans un écoulement décollé d'après Mittal et al (2005). 59
Fig 2. 18 - Effet du contrôle par jets synthétiques tangentiels sur le profil à 24° d'incidence pour différents Cμ d'après Mc Cormick et al. (2000). 61
Fig 2. 19 - Schéma du dispositif expérimental utilisé par Park et al. (2001). 63

Fig 2. 20 - Caractérisation numérique du domaine d'interaction : (a) dynamique ; (b) stationnaire entre un écoulement de jet synthétique et de couche limite de Blasius (Mital et al., 2002) et représentation schématique. 64
Fig 2. 21 -Profils des vitesses instantanés avec et sans contrôle sur une plaque plane (McCormick et al., 2000). 65
Fig 2. 22 - Jets synthétiques directionnels (McCormick et al., 2000). 65
Fig 2. 23 – Profils des vitesses pour les configurations étudiées (Tal et al., 2005). 66
Fig 2. 24 - Spectre de puissance mesurée à x/h=30 et à x/h=75 pour différents rapports Up/Ue (Tal et al., 2005). 67
Fig 2. 25 -Dispositif expérimental et système de coordonnées utilisés (Di Cicca et al., 2006). 68
Fig 2. 26 - Champ de vitesse moyen à 110 mm de la fente (f=3,29 Hz, β=0°) (Di Cicca et al., 2006). .. 69
Fig 2. 27 - Champ de vitesse moyen à 110 mm de la fente (f=3,29 Hz, β=16°) (Di Cicca et al., 2006). 69
Fig 2. 28 -Effet de l'actionneur sur les coefficients globaux du cylindre en fonction de sa position azimutale pour les trois nombres de Reynolds d'après Amitay al., 1998). 70
Fig 2. 29 -Effet de l'actionneur placé à 110° sur le coefficient de pression (ronds pleins) - Kp sans contrôle avec transition (ronds vides) - Kp sans contrôle transition naturelle (ligne) d'après Amitay et al., 1998). 70
Fig 2. 30 - Spectre de puissance mesuré à x/D=1 (gauche) et x/D=3 (droite) en aval du cylindre pour le cas sans contrôle transition naturelle (gris clair) - transition déclenchée (gris foncé) et avec contrôle à 110° (noir) d'après Amitay et al. (1998). 71
Fig 2. 31 - Champs de rotationnel avec contrôle durant deux périodes de l'actionneur d'après Getin (2000). 72
Fig 2. 32 -Lignes de courant moyennes autour du profil sans et avec contrôle d'après Getin (2000). . 73
Fig 2. 33 - Écoulement naturel instantané (gauche) et moyenné (droite) sur la rampe, d'après Alfano (2004). 74
Fig 2. 34 -Écoulement instantané sur la rampe avec une aspiration continue, d'après Alfano (2004). 74
Fig 2. 35 -Écoulement instantané (gauche) et moyen (droite) sur la rampe sous l'effet d'un jet synthétique 75
Fig 2. 36 - Dispositif expérimental (Ben Chiekh et al., 2003). 76

Fig 3. 1 – Veine d'essai de la soufflerie S4 de l'IMFT. 78
Fig 3. 2 – Veine d'essai de la soufflerie de l'ENIM à Monastir (dimension en mm). 79
Fig 3. 3 – La soufflerie du CRTEn de Borj Cédria (dimension en mm). 80
Fig 3. 4 – Dimension de la plaque utilisée (dimension en mm). 81
Fig 3. 5 – Emplacement de la plaque dans la veine de mesure de la soufflerie de l'ENIM. 81

Fig 3. 6 – Support de la maquette (dimension en mm)..... 82
Fig 3. 7 – Emplacement de la plaque dans la veine d'essai de la soufflerie du CRTEn. 82
Fig 3. 8 – Dispositif expérimental. 83
Fig 3. 9 – Dispositif expérimental d'alimentation du l'actionneur de jet synthétique et 84
Fig 3. 10 – Dispositif de visualisation par fumée sur la rampe utilisé dans la soufflerie de Borj Cédria de Tunis..... 85
Fig 3. 11 – Limite entre la convection naturelle et forcée d'après Collis et Williams (1959). N= nombre de Nusselt, R_{MC}= nombre de Reynolds à la température moyenne, Tw= Température du fil, G= nombre de Grashof ($gd^3\beta\Delta T/\nu^2$)..... 86
Fig 3. 12 – Montage expérimental réalisé pour l'anémométrie au fil chaud (a) vision d'ensemble, (b) zoom sur la fente de l'actionneur..... 89
Fig 3. 13 – Schéma du post-traitement des résultats issus du fil chaud pour le calcul de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique..... 89
Fig 3. 14 – Arrangement expérimental pour la PIV dans une soufflerie (Raffel et al., 2000). 91
Fig 3. 15 – Chronogramme de synchronisation en phase avec le jet synthétique de la chaîne 94
Fig 3. 16 - Domaine d'intégration pour le critère Γ2..... 100

Fig 4. 1- Dispositif expérimental. 105
Fig 4. 2 – Vue éclatée de l'actionneur du jet synthétique utilisé dans la présente étude (dimension en mm). 106
Fig 4. 3 - Direction des excitations..... 106
Fig 4. 4 -Description du dispositif de mesure par fil chaud. 108
Fig 4. 5 - Réponse des actionneurs à une excitation sinusoïdale à 60 Hz. 108
Fig 4. 6 - Variation de la vitesse en fonction de la fréquence, α=90°, α=45°, α=30°..... 110
Fig 4. 7 - Variation de la quantité injectée en fonction de la fréquence, α=90°, α=45°, α=30°. 110
Fig 4. 8 - Variation de la vitesse en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur : α=90°, α=45°, α=30°. 111
Fig 4. 9 - Variation de la quantité injectée pour α=90°. 112
Fig 4. 10 – Positions de mesure de la vitesse. 112
Fig 4. 11 – Décroissance de la vitesse sur l'axe du jet. 113
Fig 4. 12 - Spectre de puissance de la vitesse au centre à y/e =2..... 114
Fig 4. 13 - Spectre de puissance de la vitesse au centre pour différentes positions de y/e : a) y/e=2 ; b) y/e=50 et y/e=100. 114
Fig 4. 14 - Description du dispositif de la mesure par PIV. 115

Fig 4. 15 – Champ moyen de vitesse pour α=90°. 116
Fig 4. 16 – Champ moyen de vitesse pour α=45°. 117
Fig 4. 17 - Champ moyen de vitesse pour α=30°. 117
Fig 4. 18 - Variation de la vitesse en fonction de la phase, α=90°. 118
Fig 4. 19 - Profil de vitesse à y/e=4 en fonction de x/e à différentes phases angulaires de l'actionneur (phase de soufflage), α=90°. 118
Fig 4. 20 - Profil de vitesse à y/e=4 en fonction de x/e pour différentes phases angulaires de l'actionneur (phase d'aspiration), α=90°. 119
Fig 4. 21 -Moyennes de phases de l'évolution du jet synthétique aux cours d'un cycle : α=90°..... 120
Fig 4. 22 -Moyennes de phases de l'évolution du jet synthétique aux cours d'un cycle : α=45°..... 121
Fig 4. 23 -Moyennes de phases de l'évolution du jet synthétique aux cours d'un cycle : α=30°..... 121
Fig 4. 24 - Positions successives des structures tourbillonnaires au cours d'un cycle : α=90°..... 123
Fig 4. 25 - Evolution de la position du centre du tourbillon au cours d'une période : α=90°. 123
Fig 4. 26 - Positions successives des structures tourbillonnaires au cours d'un cycle : α=45°..... 124
Fig 4. 27 - Evolution de la position du centre du tourbillon au cours d'une période : α=45°. 124
Fig 4. 28 - Positions successives des structures tourbillonnaires au cours d'un cycle : α=30°..... 124
Fig 4. 29– Evolution de la position du centre du tourbillon au cours d'une période : α=30°. 125
Fig 4. 30 - Moyennes de phases pour différentes excitations :a) A=4 $V_{c\text{-}c}$; b) A=8 $V_{c\text{-}c}$; c) A=10 $V_{c\text{-}c}$; d) A=12 $V_{c\text{-}c}$. 126
Fig 4. 31 - Moyennes de phases pour différentes fréquence :a) f=80 Hz ; b) f=100Hz ; c) f=150 Hz ; f=200 Hz 126
Fig 4. 32 – Profils de la vitesse longitudinale, comparaison avec les expériences de Béra et al.(1998). 127
Fig 4. 33 - Profils de la vitesse transversale : α=90°..... 128
Fig 4. 34– Evolution de la demi-largeur de jet. Comparaison avec les résultats de Béra et al. (1998). 128
Fig 4. 35 - Profils de la vitesse longitudinal : α=45°. 129
Fig 4. 36- Profils de la vitesse transversale : α=45°..... 129
Fig 4. 37 - Profils de la vitesse longitudinal : α=30°. 130
Fig 4. 38 - Profils de la vitesse transversale : α=30°..... 130

Fig 5. 1 - Dispositif expérimental. 134
Fig 5. 2 - Détails du dispositif expérimental. 134
Fig 5. 3 - profil de vitesse : a) x=909 mm ; x=923 mm ; x=934 mm ; $u/U=(y/\delta)^{(1/n)}$: b) comparaison des valeurs expérimentales avec la loi théorique. 135
Fig 5. 4 - Comparaison des profils de vitesse expérimentale et théorique pour x=909 mm. 135
Fig 5. 5 - profil de vitesse, x=909 mm (profil en vert obtenu par PIV et le profil en noir obtenu par anémométrie à fil chaud). 136
Fig 5. 6 - Structures cohérentes dans la couche limite sans contrôle. 137
Fig 5. 7 - Signaux de vitesse instantanée pour α=90° et x/e = 0 ;a) y/e=0,5 ;b) y/e =4 ; c) y/e =10,5 ; d) y/e =20,5 ; e) y/e =26,5. 138
Fig 5. 8 - Signaux de vitesse instantanée pour α=90° et x/e = 20 ; a) y/e=0,5 ; b) y/e= 4 ; c) y/e= 10,5 ; d) y/e =20,5 ; 139
Fig 5. 9 - Signaux de vitesse instantanée pour α=45° et x/e = 0 ; a) y/e=0,5 ; b) y/e =10,5. 139
Fig 5. 10 - Signaux de vitesse instantanée pour α=30°, x/e = 0, y/e=0,5 et 10,5. 139
Fig 5. 11- Spectres des fluctuations v en x/e = 0, α=90°. 141
Fig 5. 12 - Spectres des fluctuations v en x/e = 20, α=90°. 142
Fig 5. 13 - Spectres des fluctuations v en x/e = 0, α=45°. 142
Fig 5. 14 - Spectres des fluctuations v en x/e = 20 , α=45°. 143
Fig 5. 15 - Spectres des fluctuations v en x/e = 0, α=30°. 143
Fig 5. 16 - Spectres des fluctuations v en x/e = 20, α=30°. 144
Fig 5. 17 - iso-contours de la vitesse moyenne (α=90°, r=2). 146
Fig 5. 18 - iso-contours de la vitesse moyenne (α=90°, r=3). 146
Fig 5. 19 - iso-contours de la vitesse moyenne (α=45°, r=2). 146
Fig 5. 20 - iso-contours de la vitesse moyenne (α=30°, r=2). 146
Fig 5. 21 - Profils de vitesse horizontale (r2, α=90°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en noir profil contrôlé). 149
Fig 5. 22 - Profils de vitesse horizontale (r=3, α=90°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé). 150
Fig 5. 23 - Profils de vitesse horizontale (r=2, α=45°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé). 151
Fig 5. 24 - Profils de vitesse horizontale (r=2, α=30°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé). 152
Fig 5. 25 - Profils de vitesse verticale (r=2, α=90°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en noir profil contrôlé). 153

Fig 5. 26 - Profils de vitesse verticale (r=3, α=90°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé). 154
Fig 5. 27 - Profils de vitesse verticale (r=2, α=45°): a) x/e=-5; b) x/e=0; c) x/e=5; d) x/e=7; e) x/e=10; f) x/e=15; g) x/e=20; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé)..... 155
Fig 5. 28 - Profils de vitesse verticale (r=2, α=30°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé). 156
Fig 5. 29 - Iso-contours du champ d'intensité turbulente : a) u'/U$_\infty$; b) v'/U$_\infty$ (r=2, α=90°). 157
Fig 5. 30 - Iso-contours du champ d'intensité turbulente : a) u'/U$_\infty$; b) v'/U$_\infty$ (r=3, α=90°). 157
Fig 5. 31 - Iso-contours du champ d'intensité turbulente : a) u'/U$_\infty$; b) v'/U$_\infty$ (r=2, α=45°). 158
Fig 5. 32 - Iso-contours du champ d'intensité turbulente : a) u'/U$_\infty$; b) v'/U$_\infty$ (r=2, α=30°). 158
Fig 5. 33 - Iso-contours du champ $\overline{U}^2$ (r=2, α=90°). 159
Fig 5. 34 - Champ d'énergie cinétique moyenne $\overline{E_k}$ (r=2, α=90°). 159
Fig 5. 35 - Champ d'énergie cinétique moyenne $\overline{E_k}/U_\infty^2$ (r=2, α=45°). 159
Fig 5. 36 - Iso-contours du champ $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=90°). 160
Fig 5. 37 - Iso-contours du champ $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=3, α=90°). 160
Fig 5. 38 - Iso-contours du champ $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=45°). 160
Fig 5. 39 - Iso-contours du champ $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=30°). 160
Fig 5. 40 - Evolution des fluctuations suivant x/e: a) u'/U_∞ ; b) v'/U_∞ (r=2, α=90°). 161
Fig 5. 41 - Evolution, suivant x/e, de : a) $\overline{k}/U_\infty^2$; b) $\overline{uv}/U_\infty^2$ (α=90°, r=2)..... 162
Fig 5. 42 - Evolution des fluctuations suivant x/e : a) u'/U_∞ ; b) v'/U_∞ (r=3, α=90°). 162
Fig 5. 43 - Evolution, suivant x/e, de : a) $\overline{k}/U_\infty^2$; b) $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=3, α=90°)..... 163
Fig 5. 44 - Evolution des fluctuations suivant x/e de : a) u'/U_∞ ; b) v'/U_∞ (r=2, α=45°). 163
Fig 5. 45- Evolution, suivant x/e, de :a) $\overline{k}/U_\infty^2$; b) $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=45°)..... 164
Fig 5. 46 - Evolution des fluctuations suivant x/e de : a) u'/U_∞ ; b) v'/U_∞ (r=2, α=30°). 164
Fig 5. 47 - Evolution, suivant x, de : a) $\overline{k}/U_\infty^2$; b) $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=30°). 164
Fig 5. 48 - Moyennes de phase : lignes de courant (r=2, α=90°). 165
Fig 5. 49 - Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=90°)..... 168
Fig 5. 50 - Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=3, α=90°)..... 168
Fig 5. 51 - Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=45°)..... 170
Fig 5. 52 - Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=30°)..... 171
Fig 5. 53 - Cartographies synchronisées de V dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=90°). 172

Fig 5. 54 - Cartographies synchronisées de V dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=45°). 173
Fig 5. 55 - Cartographies synchronisées de V dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=30°). 173
Fig 5. 56 - Centre de tourbillon pour r=2, α=90°..... 174
Fig 5. 57 - Centre de tourbillon pour r=3, α=90°..... 175
Fig 5. 58 - Centre de tourbillon pour r=2, α=45°..... 176
Fig 5. 59 - Profils de vitesse durant un cycle (α=90° et r=2) 179
Fig 5. 60 - Profils de vitesse durant un cycle (α=90°, r=2). 179
Fig 5. 61 - Profils de vitesse durant un cycle (α=45°, r=2). 180
Fig 5. 62 - Profils de vitesse durant un cycle (α=30°, r=3). 181
Fig 5. 63 - Profils moyens de vitesse dans la couche limite en synchronisation de phase (ϕ= 0° et ϕ = 180°, relevés à x/e=5 de la fente) : a) :α=90° et r=2 ; b) :α=90° et r=3..... 182
Fig 5. 64 - Profils moyens de vitesse dans la couche limite en synchronisation de phase (ϕ= 0° et ϕ = 180°, relevés à 5 mm de la fente) : a) α=45° et r=2 ; b) :α=30° et r=2. 183
Fig 5. 65 - Profils moyens de vitesse dans la couche limite en synchronisation de phase (ϕ= 90° et ϕ = 270°, relevés à x/e=5 de la fente) : a) α=90° et r=2 ; b) :α=90° et r=3..... 183
Fig 5. 66 - Profils moyens de vitesse dans la couche limite en synchronisation de phase (ϕ= 90° et ϕ = 270°, relevés à x/e=5 de la fente) : a) α=45° et r=2 ; b) :α=30° et r=2..... 183
Fig 5. 67 - Énergie relative à chaque mode. 187
Fig 5. 68 - Modes 1 de l'analyse POD..... 187
Fig 5. 69 - Modes 2,3 et 4 de l'analyse POD. 188
Fig 5. 70 - Coefficients $a_1$et a_2 associées aux deux premiers modes. 188
Fig 5. 71 - Variation de a_2 en fonction de a_1. 188
Fig 5. 72 - Représentation des nuages des points dans le plan $\left(\frac{a_i}{\sqrt{a_i^2+a_{i+1}^2}},\frac{a_{i+1}}{\sqrt{a_i^2+a_{i+1}^2}}\right)$ i=1 ou 3..... 189
Fig 5. 73 - Évolution des coefficients a_1 et a_2 en fonction de la phase ϕ. 189
Fig 5. 74 - Modes 1 de l'analyse POD..... 190
Fig 5. 75 - Modes 2,3 et 4 de l'analyse POD. 191
Fig 5. 76 - a) écoulement sans contrôle ; b) Ecoulement contrôle' à f= 70 Hz et r=1. 192
Fig 5. 77 - a) Ecoulement contrôlé à f= 70 Hz et r=1,5 ; b) Ecoulement contrôlé à f= 70 Hz et r=2. . 192
Fig 5. 78 - Ecoulement contrôlé à f=110 Hz et r=1. 192

Nomenclature

$A(t)$	*Tension de forçage de la membrane (V).*
A_0	*Amplitude de la tension de forçage de la membrane (V).*
$b(x)$	*Demi largeur locale du jet correspondant à mi-vitesse centrale locale (m).*
$\underline{C}$	*Matrice de corrélation temporelle* $\underline{C}(t,t') =< u_t(x,y)u_{t'}(x,y) >= \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} a_k(t)a_k(t')$.
C_f	*Coefficient de frottement pariétal.*
C_μ	*Coefficient de quantité de mouvement* $C_\mu = \frac{\rho_{jet}\, e}{\rho_\infty D}\left(\frac{V_{max}}{U_\infty}\right)^2$.
$\overline{E_k}$	*Energie cinétique moyenne* $\overline{E_k} = \frac{1}{2}\left(\overline{U}^2 + \overline{V}^2\right)$ (J).
e	*La largeur de la fente (m).*
f	*Fréquence d'excitation de la membrane (Hz).*
H	*Hauteur de la cavité (m).*
I_0	*Quantité de mouvement moyenne impulsée par unité de largeur durant la phase de soufflage (Kgs-1):* $I_0 = \rho e \int_0^{T/2} u_0^2(t)\,dt$
$\overline{k}$	*Energie cinétique turbulente (J)* $: \overline{k} = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2}\right)$.
L_0	*Longueur de décharge (m).*
Q	*Critère Q de Hunt et al. (s-2).*
r	*Rapport de vitesse (V_j/U_∞).*
S	*Surface de sortie de la fente (m²).*
Sr	*Nombre de Strouhal :* $Sr = \frac{f\,e}{U_0} = \frac{e}{L_0}$.
St	*Nombre de Stokes :* $St = \sqrt{w\,e^2/\nu}$.
T	*Période d'actionnement (s).*
$u\,(t)$	*Vitesse au centre de la fente (m/s).*
$\overline{U}$	*Vitesse moyenne du jet (m/s) :* $\overline{U} = 2U_0$.
U_0	*Vitesse moyenne du jet synthétique durant la phase de soufflage (m/s).*
u'	*Fluctuation longitudinale de vitesse (m/s).*
U_∞	*Vitesse de l'écoulement incident (m/s).*

$\overline{U}$	*Vitesse longitudinale (m/s).*
u^*	*Vitesse de frottement (m/s).*
$\overline{uv}$	*Tension croisée de Reynolds (m²/s²).*
v'	*Fluctuation transversale de vitesse (m/s).*
V_{max}	*Vitesse maximale du jet (m/s).*
$\overline{V}$	*Vitesse transversale (m/s).*
Re_{U_0}	*Nombre de Reynolds basé sur la vitesse du jet :* $Re_{U_0} = \frac{U_0\, e}{\nu}$.
$Re_{\overline{U}}$	*Nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne durant la phase de soufflage :* $Re_{\overline{U}} = \frac{\overline{U}\, e}{\nu}$.
Re_{Io}	*Nombre de Reynolds basé sur l'impulsion :* $Re_{Io} = I_0/\mu\, e$.
Re_x	*Nombre de Reynolds local.*
x, y	*Coordonnées cartésiennes (m).*
W	*Hauteur de la cavité (m).*
ω_r	*Pulsation naturelle de résonance (rad/s).*
$\vec{\omega}$	*Champs de vorticité (s⁻¹) :* $\vec{\omega} = \frac{1}{2}\left(\vec{\nabla} \wedge \vec{V}\right)$.
ϕ	*Déphasage entre les tirs laser et le signal de contrôle (rad/s).*
δ	*Épaisseur de la couche limite (m).*
δ_1	*Épaisseur de déplacement (m).*
δ_2	*Épaisseur de quantité de mouvement (m).*
α	*Inclinaison de la fente (degré).*
ν	*Viscosité cinématique (m² s⁻¹).*
ρ	*Masse volumique (Kgm⁻³).*
μ	*Viscosité dynamique (kg m⁻¹ s⁻¹).*
Φ	*Phase angulaire (rad/s)*
λ	*Valeurs propres*
Γ_1	*Critère* Γ_1 *de Michard et al.*
Γ_2	*Critère* Γ_2 *de Grafitiaux et al.*

Introduction

Les écoulements rencontrés dans les applications industrielles ont souvent un caractère tridimensionnel instationnaire. Généralement, ces écoulements sont turbulents et souvent couplés à d'autres phénomènes physiques. Le nombre de degrés de liberté nécessaire à une description fine de leur dynamique est donc très important. Ces écoulements peuvent être manipulés afin d'améliorer les performances aérodynamique: réduire la traînée, le coefficient de frottement, créer ou augmenter la portance et le transfert de chaleur on parle ainsi, de contrôle des écoulements.

Le contrôle d'écoulements consiste à manipuler l'écoulement afin de l'amener dans un état souhaité. C'est un défi important en aérodynamique, car les enjeux techniques et économiques du contrôle d'écoulement sont multiples et interviennent dans de nombreux domaines, notamment dans l'industrie aéronautique et l'industrie automobile.

Diverses méthodes de contrôle ont été envisagées afin de contrôler le décollement, et qui peuvent être classées en deux classes : les méthodes passives (le changement de l'état de surface, l'utilisation de corps profilé) et les méthodes actives (le soufflage, l'aspiration, les MEMS (Micro Electro Mechanical Systems), les jets synthétiques).

Les moyens de contrôle passifs sont généralement des générateurs de tourbillons. Ils consistent en des ailettes fixées à la paroi avec un angle de dérapage par rapport à l'écoulement incident. Ces ailettes ont une taille de l'ordre de l'épaisseur de la couche limite. Elles créent des tourbillons longitudinaux qui favorisent le mélange de quantité de mouvement avec l'extérieur de la couche limite. Ces générateurs de tourbillons permettent de supprimer les décollements si celui-ci est décollé. Cependant, ils augmentent la traînée si l'écoulement n'est pas décollé.

Les premiers moyens de contrôle actifs étaient stationnaires et consistaient en un soufflage ou une aspiration continue. Le soufflage ou l'aspiration continue permettent de supprimer les décollements mais ils sont trop complexes et coûteux du point de vue rendement. Le soufflage continu permet également pour des forts débits et une fois que l'écoulement est attache de contrôler la circulation autour d'un profil (Joslin et Jones (2006)).

Les jets synthétiques consistent en une surface oscillante au fond d'une cavité dont la paroi supérieure est percée. Actuellement, au vu des différents travaux expérimentaux portant sur le contrôle ou la manipulation du décollement de couche limite, ce type de contrôle actif introduisant une fréquence dans l'écoulement s'avère

particulièrement efficace. Les jets synthétiques apparaissent comme les plus efficaces, notamment grâce au fait qu'ils produisent plusieurs actions cumulées dans le sens d'une réduction du décollement.

La technique des jets synthétiques a consisté, à ses débuts, à combiner les effets complémentaires du soufflage et de l'aspiration de façon à améliorer les rendements énergétiques en réduisant les débits d'injection. Les soufflages, dans ce cas pulsés au lieu d'être continus se révèlent être efficaces dans le contrôle du décollement de la couche limite.

Le jet synthétique est généré par des actionneurs de type électrodynamique (haut-parleurs) ou piézo-électriques qui sont placés dans une cavité pour générer une succession de soufflage et d'aspiration engendrée par le mouvement de la membrane de l'actionneur. Une paire de tourbillons contra-rotatifs est générée à l'orifice lors de la phase de soufflage. Sous certaines conditions de fréquence et de vitesse, cette paire de tourbillons n'est pas réingérée lors de la phase d'aspiration. Le jet moyen ainsi créé est à débit moyen nul, il n'apporte pas de fluide supplémentaire à l'écoulement, d'où sa dénomination de jet synthétique (Bera et al., 1998; Smith et Glezer, 1998).

Actuellement, le contrôle fluidique se concentre principalement sur des géométries académiques. Elles permettent de mieux comprendre les phénomènes physiques et les effets associés au contrôle des décollements, mais un travail important reste à réaliser avant de les appliquer dans des cas réels. Néanmoins, il est à noter que la commercialisation d'actionneurs de contrôle d'écoulements et de leur production de masse n'a pas encore été franchie autant du coté des constructeurs automobiles que des industries de construction aéronautique.

Vu l'intérêt scientifique de ce sujet, le Laboratoire d'études des Système Thermiques et Energétiques de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir et le groupe "Ecoulement Monophasique Transitionnel et Turbulent" (EMT2) de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT) ont démarré un projet intitulé «Développement des techniques de contrôle des écoulements décollées» en 2005.

La mission des deux groupes de recherche est de comprendre les phénomènes physiques liés au décollement et de fournir des protocoles de contrôle efficaces et pratiques s'appuyant sur des problématiques industrielles.

L'objectif de cette thèse est de :

- Réaliser un actionneur électrodynamique capable de modifier les performances aérodynamiques d'un écoulement.

- Caractériser l'écoulement créé par l'actionneur dans un milieu au repos puis analyser l'influence de la géométrie de la fente.
- Analyser l'effet induit par l'actionneur sur un écoulement extérieur.

Le présent travail a commencé par la réalisation de différentes configurations d'actionneurs des jets synthétiques. Ensuite, nous avons entamé la phase de caractérisation de l'écoulement induit par l'actionneur (telles que la topologie de l'écoulement, la vitesse, etc.), et par la suite nous avons commencé l'analyse de l'interaction entre l'écoulement créé par l'actionneur et un écoulement extérieur, dit écoulement naturel. Les mesures seront réalisées par anémométrie à fil chaud et par PIV.

Ce travail est développé suivent le plan suivant :

Le premier chapitre commence par quelques notions de base en mécanique des Fluides, afin d'exposer la problématique du contrôle d'écoulements. En effet, ce manuscrit débute par un rappel des principes généraux de la couche limite, la dynamique des différentes structures qui cohabitent la couche limite, ainsi que les techniques de détection des structures cohérentes. La dynamique des différentes structures cohérentes de la couche limite turbulente est aussi exposée, afin d'éclaircir les mécanismes d'action des processus de contrôle. De plus, la physique de décollement de la couche limite et la stratégie de contrôle ont été présentées.

Au cours du deuxième chapitre, une étude bibliographique approfondie du jet synthétique sera présentée. Le principe de fonctionnement et les paramètres clés qui caractérisent le comportement du jet dans un environnement au repos ou en présence d'un écoulement externe seront aussi mis en évidence. Les effets de la géométrie du jet sur son fonctionnement seront discutés ainsi que l'influence des principaux paramètres (vitesse, fréquence, amplitude, etc.).

Une attention particulière a été ensuite portée aux outils d'investigation, qu'ils soient théoriques ou expérimentaux. C'est pour cela que le chapitre 3 reflète une volonté de maîtriser les différentes étapes des techniques de mesures.

Dans le quatrième chapitre, nous présenterons l'étude expérimentale d'un jet synthétique dans un environnement au repos. Cette étude fera appel à deux techniques de mesure : l'anémométrie à fil-chaud et la PIV. Une comparaison du comportement du jet synthétique avec d'autres études bibliographiques sera effectuée.

Le chapitre 5 présente l'interaction de ce jet avec une couche limite turbulente, se développant sur une plaque plane. La topologie et la dynamique de l'écoulement sont décrits, et l'influence de certains paramètres du soufflage (vitesse débitante) et géométriques (l'inclinaison de la fente) sont étudiées. A la fin de ce chapitre, nous avons traités l'interaction du jet crée par l'actionneur (α=45°) par visualisation.

Le présent mémoire s'achève par une conclusion résumant les contributions de la thèse et présentant les perspectives à court terme qui en découlent.

Chapitre 1

Couche limite et stratégie de contrôle

APERÇU

1 STRUCTURE DE LA COUCHE LIMITE 6

1.1 GENERALITES SUR LES STRUCTURES COHERENTES 8
1.2 DEFINITION D'UNE STRUCTURE COHERENTE 8
1.3 TECHNIQUES DE DETECTION DES STRUCTURES COHERENTES 9
1.4 PHENOMENES PHYSIQUES ET STRUCTURES COHERENTES 10
1.5 STRUCTURE TOURBILLONNAIRE EN FER A CHEVAL 11
1.6 STRIES DE COUCHE LIMITE 14
1.7 PHENOMENE DE *BURSTING* 15
1.8 DESCRIPTION DES STRUCTURES SUIVANT LES REGIONS 15

2 LE PHENOMENE DE DECOLLEMENT DE LA COUCHE LIMITE 16

2.1 LA PHYSIQUE 16
2.2 EFFET DE LA TRANSITION LAMINAIRE / TURBULENT SUR LE DECOLLEMENT 18

3 CONTROLE DE DECOLLEMENT 19

3.1 METHODE DE CONTROLE DU DECOLLEMENT 19
3.2 LE CONTROLE PASSIF 23
3.3 LE CONTROLE ACTIF 28

4 CONCLUSION 36

La notion de couche limite a été introduite pour la première fois par Prandtl en 1904. C'est une notion importante, car elle permet d'expliquer de nombreux phénomènes de mécanique observés avec les fluides visqueux ; comme la résistance aérodynamique ou la formation de sillage. On définit la couche limite comme une région de faible épaisseur produite par l'écoulement d'un fluide visqueux en présence d'un obstacle. Une couche limite est qualifiée de laminaire, quand la valeur du nombre de Reynolds Re_x (ordre de grandeur du rapport des forces d'inertie sur les forces visqueuses) est inférieur à une valeur critique seuil. Par exemple, dans le cas d'une plaque plane, l'écoulement est laminaire (turbulent) lorsque Re_x inférieur (supérieur) à 3.10^5.

1 Structure de la couche limite

Les premières mesures effectuées dans la couche limite turbulente (Townsend, 1951 ; Klebanoff, 1954 ; Laufer, 1954 ; Kovaszney, 1967) ont permis de distinguer différentes régions, décrites par des grandeurs cinématiques caractéristiques différentes (Fig 1.1).

Dans la région de proche paroi, les grandeurs cinématiques sont généralement reliées aux paramètres internes de la couche limite ; à savoir, la vitesse de frottement à la paroi u_τ et la viscosité cinématique du fluide ν. On définit ainsi les grandeurs adimensionnelles telles que la vitesse moyenne $\overline{U}^+$ et la distance y^+ par : $\overline{U}^+ = \dfrac{\overline{U}}{u_\tau}$ et $y^+ = \dfrac{y u_\tau}{\nu}$.

Dans la région externe, d'autres paramètres peuvent intervenir comme δ l'épaisseur de la couche limite, et U_∞ la vitesse de l'écoulement à l'extérieur. Ainsi, le profil de vitesse moyenne dans la couche limite turbulente permet de distinguer trois régions :

- La sous-couche visqueuse, valable pour $0 \le y^+ \le 5$, où la contrainte visqueuse est supérieure à la contrainte turbulente. Dans cette région, le profil de vitesse moyenne est linéaire,

$$\overline{U}^+ = y^+ \qquad \textbf{(1. 1)}$$

- Une deuxième région, où la production et la dissipation de l'énergie cinétique turbulente sont dominantes. Elle se compose d'une "zone tampon" appelée aussi "buffer layer" valable pour $5 \le y^+ \le 30$, et d'une zone logarithmique définie par :

$$\overline{U}^{+} = \frac{1}{\chi} ln\, y^{+} + B \qquad \textbf{(1. 2)}$$

valable pour $30 \le y^{+} \le 200$. χ étant la constante universelle de *von Kármán* et B une constante voisine de 5. La sous-couche visqueuse et cette deuxième région, constituent la région interne de la couche limite turbulente qui correspond à la zone $y \le 0.2\,\delta$.

- Une région externe où la structure de l'écoulement est entièrement contrôlée par la turbulence. Elle est valable pour $\frac{y}{\delta} \ge 0.2$. Dans cette région, on parle de loi de vitesse déficitaire qui est donnée par :

$$\frac{U_{\infty} - U}{u_{\tau}} = \Phi\left(\frac{y}{\delta}\right) \qquad \textbf{(1. 3)}$$

Où $U_{\infty} - \overline{U}$, représente le déficit de vitesse par rapport à la vitesse extérieure.

La fonction Φ, n'est pas universelle car elle peut être influencée par de nombreux paramètres comme le gradient de pression, le nombre de Reynolds ou les conditions de développement de la couche limite en amant de l'abscisse *x*.

Notons que la transition entre ces différentes régions nécessite un recouvrement des profils de vitesses valables dans deux régions voisines.

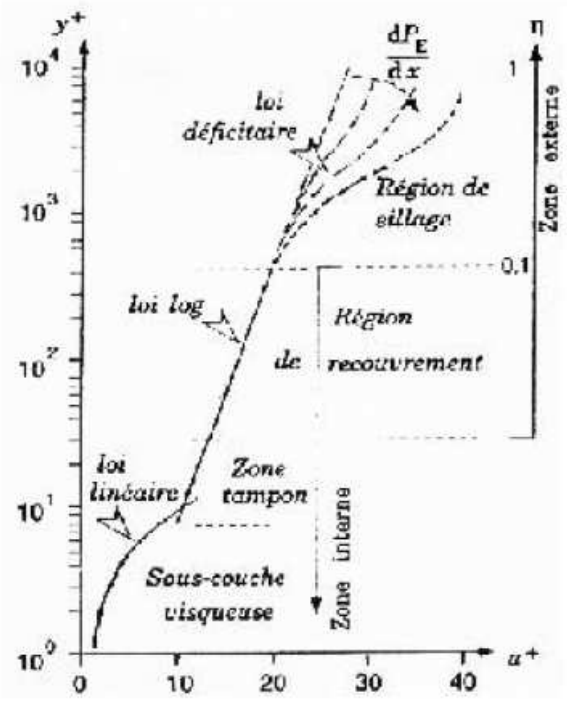


Fig 1. 1- Les différentes zones de la couche limite (Chassaing, 2000).

Plusieurs études ont prouvé que la couche limite est peuplée de diverses structures organisées et quasi-répétitives qui se développent et se régénèrent dans la région de proche paroi. Dans la suite, on consacrera une partie pour présenter brièvement l'état actuel des connaissances acquises sur les structures majoritaires qui cohabitent dans la couche limite.

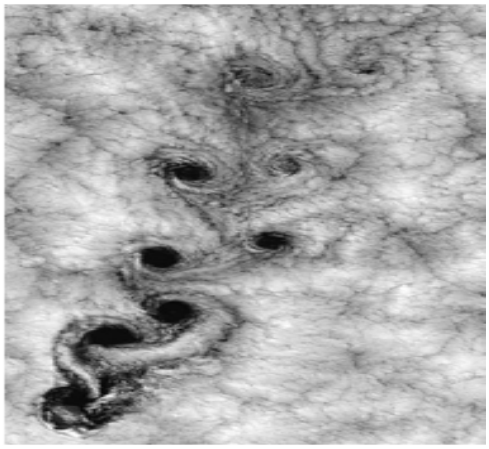
1.1 Généralités sur les structures cohérentes

Les premières visualisations des écoulements turbulents ont mis en évidence la présence, dans plusieurs cas de ces écoulements, des structures organisées et ordonnées. Ces structures présentent une grande concentration de vorticité, une géométrie quasi-répétitive et une durée de vie plus au moins longue par rapport au temps caractéristique de l'écoulement étudié. Ces structures sont dites «structures cohérentes ».

1.2 Définition d'une structure cohérente

Vu qu'il n'existe pas, jusqu'ici, une définition objective de structure cohérente, les mécaniciens des fluides se sont amenés à utiliser plusieurs techniques et approches pour identifier ces structures qui jouent un rôle très important dans les mécanismes de transferts de masse et de chaleur, de l'interaction fluide - structure et dans le domaine de contrôle des écoulements fluides.

En 1986, Fazle Hussain proposa la définition suivante : *" une structure cohérente est un domaine où le rotationnel instantané présente un fort niveau de corrélation spatiale". Robinson (1991) préfère définir une structure cohérente d'une manière plus générale comme un espace tridimensionnel de l'écoulement sur lequel au moins l'une des ses grandeurs caractéristiques (composantes de vitesse, masse volumique, température, etc.) présente une forte corrélation avec elle-même ou une autre grandeur, sur un intervalle spatial et temporel plus grand que les plus petites échelles locales de l'écoulement.*



Allées de von Kármán (îles Juan Fernandez. Chili).

Bien que ces définitions mettent le point sur la notion de cohérence spatio-temporelle d'une variable de l'écoulement, elles ne donnent pas d'approches tout à fait explicites sur la notion de structures cohérentes. Il est à noter aussi que le choix des moyens d'investigations expérimentales est prédéterminant sur la nature des résultats obtenus ainsi que sur les structures reconstituées.

1.3 Techniques de détection des structures cohérentes

Les structures cohérentes diffèrent suivant la nature du problème étudié. Ainsi, il n'y a pas de critères universels de détection. Pour cela, les chercheurs en mécanique des fluides sont amenés à utiliser plusieurs techniques et approches pour l'identification de ces structures.

Généralement, l'identification de ces structures est très dépendante de la technique et des moyens de traitement. Ces techniques ont connu un essor particulièrement important ces dernières années en raison des progrès réalisés dans le domaine de l'électronique, l'optique et de l'informatique.

Sans faire un inventaire complet des différentes techniques permettant l'observation ou la détection des structures cohérentes, on peut se contenter de citer seulement ceux qui font intervenir :

- La visualisation ;
- La mesure des composantes de la vitesse ;
  - Méthodes optiques,
  - Méthodes conditionnelles,

- Mesures du frottement à la paroi.

- Les simulations numériques.

Dans ce paragraphe, nous allons nous référer à l'étude conduite par Scarano en 2002 qui donne de manière brève et précise, une description de certaines techniques permettant l'observation ou la détection des structures cohérentes. En effet, l'auteur note que l'utilisation des techniques telles que l'anémométrie à fil chaud ou l'Anémométrie Laser Doppler (LDA) permet d'obtenir des résultats de corrélations spatio-temporelles qui fournissent, sous l'hypothèse de Taylor, une reconstitution spatiale de ces structures. Par contre, ces mêmes méthodes peuvent donner des résultats de reconstitution distordus surtout si les investigations concernent des écoulements de transition ou des sillages turbulents derrière des obstacles. Dans ce cas, seules les méthodes conduisant à l'élaboration de cartes instantanées de vitesse (de température, etc.) permettent de reconstituer avec fidélité la réorganisation de l'écoulement. Les récents développements de codes de simulations numériques (LES, DNS) et expérimentaux (PIV stéréoscopique) permettent d'obtenir un outil d'investigation quantitative des structures cohérentes et leur organisation dans les écoulements de fluides. En se basant sur les résultats récoltés grâce à ces outils, il est aujourd'hui possible d'observer l'évolution instantanée des structures cohérentes et la réorganisation de l'écoulement.

Dans la suite (3ème chapitre), on consacrera une partie pour présenter les outils de base du post-traitement usuellement utilisés pour détecter les structures cohérentes et leurs répartitions énergétiques.

1.4 Phénomènes physiques et structures cohérentes

De nombreuses études ont mis en évidence l'existence de différents types de structures turbulentes dans un écoulement de couche limite. La présence de telles structures a été repérée par la détection de phénomènes d'éjection («burst») et de balayage («sweep») de fluide dans la couche limite. En effet, leur identification résulte du fait qu'elles sont responsables d'un fort gradient de vitesse à la paroi et contribuent fortement à la traînée de frottement de la couche limite turbulente (Willmarth et Lu, 1972).

Dans le cadre de cette étude, on se propose de développer et de tester, à l'échelle du laboratoire, un actionneur qui pourra modifier l'écoulement de paroi et qui sera destiné à

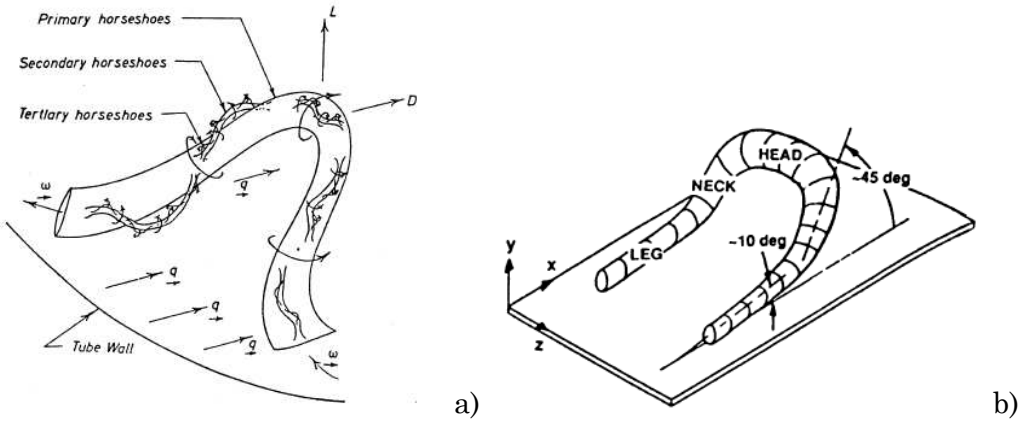
contrôler les décollements. En particulier, on évaluera l'impact des actionneurs de contrôle fluidique instationnaire sur les structures cohérentes dans une optique d'augmenter le mélange prés de la paroi.

Dans la suite, la stratégie adoptée pour la description des structures cohérentes principales est présentée suivant la chronologie de leur découverte. Cette même stratégie a été adoptée par exemple par R.L. Panton (2001).

1.5 Structure tourbillonnaire en fer à cheval

Les structures en fer à cheval ou en épingle à cheveux semblent avoir été postulées pour la première fois par Theodorsen (1952). Afin de décrire l'évolution spatio-temporelle de ces structures, plusieurs modèles ont été proposés. Ceux-ci ont pour base commune l'idée de Theodorsen selon laquelle, dans les écoulements turbulents cisaillés, les structures dominantes sont des tourbillons en forme de fer à cheval inclinées vers l'aval d'un angle de 45° par rapport à la direction de l'écoulement moyen (Fig 1.2 a). Cette hypothèse a été confirmée par l'observation de ces tourbillons dans différents types d'écoulement cisaillés. Dans le cas de la couche limite, les visualisations effectuées par Head et Bandypadhay (1981) dans un plan perpendiculaire à l'écoulement et incliné de ± 45° par rapport à la paroi montrent que la formation d'un tourbillon en fer à cheval dépend du nombre de Reynolds. En effet :

- Pour des nombres de Reynolds élevés ($Re_\theta \geq 2000$), les tourbillons en forme d'épingles à cheveux naissent à la paroi et s'étendent sur une grande partie de l'épaisseur de la couche limite. Ils sont dans la plupart du temps inclinés de 40° à 45° par rapport à la direction de l'écoulement moyen;
- Pour des faibles nombres de Reynolds, les tourbillons en forme d'épingles à cheveux sont beaucoup mois allongés et sont mieux décrits par des tourbillons en forme de fer à cheval ou en forme de boucle pour les nombres de Reynolds les plus faibles.



a) b)

Fig 1. 2 – a)- Concept d'un tourbillon en forme d'épingle à cheveux selon Theodorsen (1952) ; b)- Partie d'un tourbillon en fer à cheval selon Robinson (1991).

* *Génération des tourbillons en fer à cheval*

Actuellement, avec le développement de nouveaux moyens de détection, les mécanismes donnant naissance à ces tourbillons sont *parfaitement* connus. De manière expérimentale la génération est assurée en plaçant un simple élément de rugosité d'une taille appropriée dans une couche limite laminaire. Ce dernier, déclenche la formation d'un tourbillon en fer à cheval, qui est une perturbation dépendante du nombre de Reynolds formé sur la hauteur de la rugosité et la vitesse locale à son extrémité. Plus généralement, un obstacle de forme quelconque est suffisant pour générer ces tourbillons (Morkovin, 1989). Cette formation pourrait être liée au phénomène périodique de lâcher de tourbillons de type von Kármán par l'obstacle.

Zhou et *al.* (1999) ont étudié l'évolution d'une seule structure en épingle à cheveux pour un écoulement turbulent à faible nombre de Reynolds. La Fig 1.3 montre l'évolution du vortex primaire, noté PHV (Primary Hairpain Vortex), et les vortex générés, au cours de l'évolution temporelle, pour le temps $t^+=297$.

A côté de cette étude numérique, Adrian et *al.* (2004) ont réalisé une investigation expérimentale pour localiser les structures en épingle à cheveux dans une couche limite turbulente. La soustraction d'une vitesse de convection de 0.8 U_∞ permet de faire apparaître les structures convectées à cette vitesse (Fig 1.4). Les quatre tourbillons en forme d'épingles à cheveux sont indiqués par les lettres A, B, C et D. Autour de la structure B, il est possible d'observer une zone de balayage (Q_4), située au-dessus de la structure et une zone d'éjection

(Q_2), située en dessous de cette structure. Entre ces deux évènements, une couche de cisaillement est visible. Il peut être également noté sur cette Fig 1.4, qu'encore les zones Q_4 et Q_2 une tridimensionnalisation de l'écoulement vient sans doute alimenter les jambes de la structure B. De plus, la forme propre d'une structure en épingle à cheveux semble permettre d'autoentretenir la régénération de la turbulence, cf. Acalar et Smith (1987), Zhou et *al.*(1999).

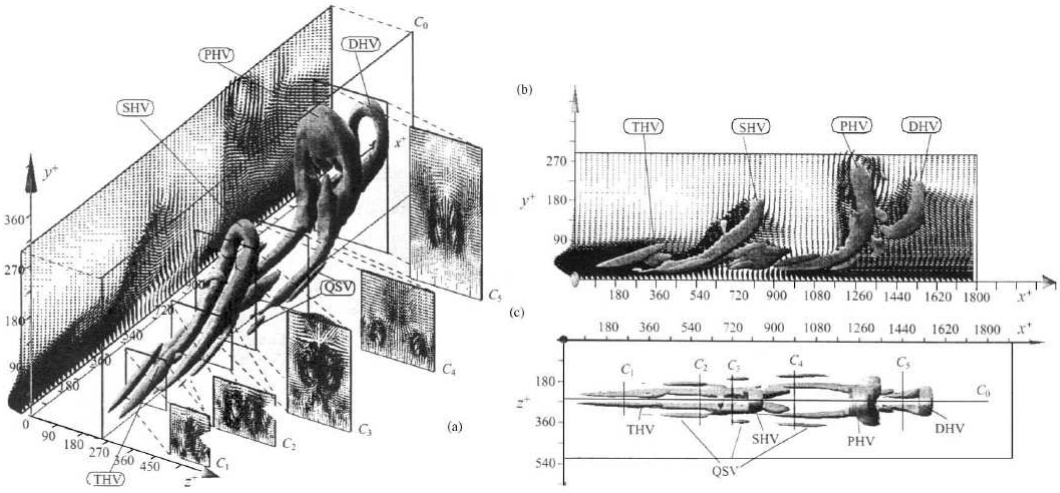


Fig 1. 3 - Séquences de vortex issue d'un vortex primaire (Zhou et *al.* 1999).

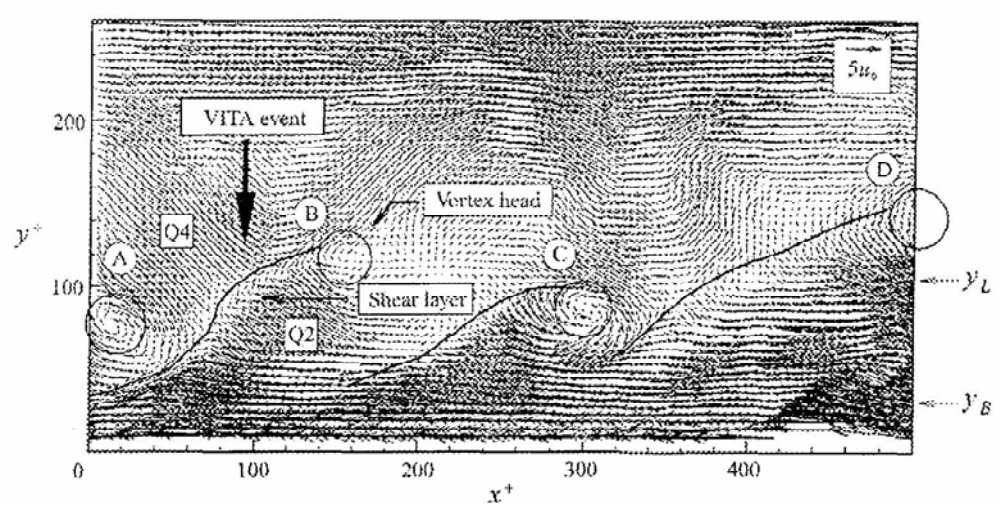


Fig 1. 4 - Mise en évidence de 4 structures en épingles, obtenues par mesure PIV (Adrian et *al.* 2000).

La position et le comportement des structures cohérentes dans la région de proche paroi ont été étudiés numériquement par plusieurs auteurs. On peut citer par exemple Bernard et *al.* (1993) et Brook et Hanratty (1993). Ces études numériques offrent des réponses sur la dynamique et la production des vortex. En effet, à partir de leurs résultats,

deux hypothèses sont formulées. La première suggère que les vortex se régénèrent eux-mêmes par un processus qui semble faiblement dépendant de l'écoulement externe. La seconde indique que les balayages dominent les contraintes de Reynolds près de la paroi et apparaissent alors comme une manifestation du procédé de régénération par le biais duquel les tourbillons sont crées dans l'écoulement.

Quoiqu'il en soit, toute tentative de recherche des origines et des processus de génération, et de régénération de ces structures cohérentes est rendue difficile par la complexité de l'écoulement à l'intérieur d'une couche limite turbulente.

1.6 Stries de couche limite

Depuis les travaux de Kline et *al.* (1967), il a été montré l'existence, à la paroi, de structures longitudinales d'aspect filiforme correspondant à des régions de fluide accéléré ($u \geq 0$) et décéléré ($u \leq 0$). Ces structures ont été dénommées respectivement ("High Speed Streaks " en anglais *(HSS)*) et (" Low Speed Streaks" *(LSS)*). L'observation des *LSS* à partir des visualisations est facile vue que les traceurs injectés dans l'écoulement s'accumulent dans les régions à faible vitesse. Ils sont caractérisés par une dimension spatiale, exprimée en terme d'échelle de paroi $\frac{\nu}{u_\tau}$, de l'ordre de 1000 dans la direction de l'écoulement et de 20 à 80 dans la direction transversale. Ces structures sont espacées en moyenne de 100 échelles de paroi dans la direction transversale.

Les *HSS* sont moins allongées que les *LSS*, par contre elles ont une taille plus importante dans la direction transversale (Δz^+=40 à 110).

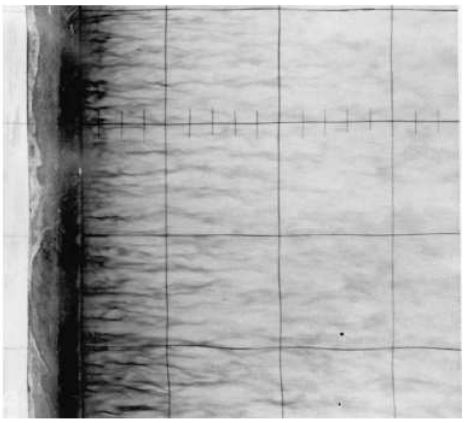


Fig 1. 5 – "Streaks" de couche limite (Corrsin, 1955).

1.7 Phénomène de *bursting*

La plupart de l'énergie turbulente d'une couche limite est liée aux mécanismes de balayage et d'éjection. Ces mécanismes sont associés à des fortes fluctuations de vitesse et aussi à une augmentation du frottement. Leur association quasi-cyclique, communément nommée "burst", est intimement liée au processus de régénérescence de la turbulence. Mais cette notion de "burst" et des mécanismes s'y rattachant restent flous. Une instabilité est-elle à l'origine ? Le rôle et le processus de génération des diverses structures ou encore la dynamique inhérente à ces structures soulèvent autant d'interrogations.

Les visualisations (Bogard et Tiederman, 1987) ont apporté quelques éléments de réponse à ces questions. En effet, ces auteurs découvrirent que plusieurs éjections de fluide peuvent intervenir entre deux tubes tourbillonnaires de la zone tampon. Cependant, les tourbillons transversaux ou en épingle à cheveux, à force de croître et s'élever (Fig 1.6), vont alors éclater et générer de fortes projections de fluide, notamment en direction de la paroi. Ainsi le processus du bursting se termine alors par cet événement violent qui conduit à ce balayage (sweep). Le processus du bursting, perçu comme tel, serait la manifestation et la réponse forcée au passage de paquets de tourbillons en épingle à cheveux (Adrian et *al.*, 2000), l'éjection étant alors associée au mouvement induit par la tête ou le cou d'un tourbillon en épingle à cheveux.

1.8 Description des structures suivant les régions

La Fig 1.6, extraite de Henze (1975), résume de manière synthétique les différents processus et structures présents dans une couche limite. Dans la région de proche paroi ($y^+ \leq 40$), le champ de vitesse axiale s'organise en allées alternées de hautes et basses vitesses (strie). De plus, la production de la majorité de la turbulence est créée de façon intermittente dans la région tampon durant les éjections des faibles vitesses et les balayages des hautes vitesses. Egalement, sur la Fig 1.6 sont rapportées les principales phases de la déformation du profil des vitesses. Durant la phase d'éjection, on note la présence d'une zone de fort cisaillement très instable et durant la phase de balayage, il existe un autre type d'instabilité qui donne lieu à la zone tourbillonnaire de la Fig 1.6.

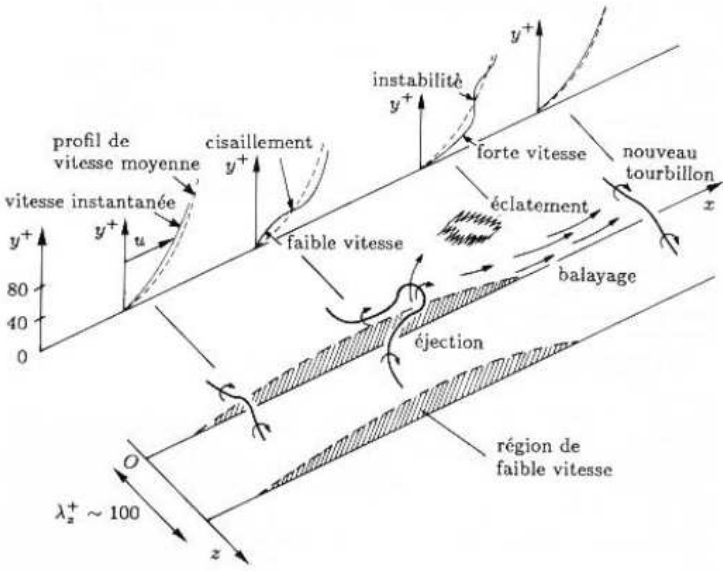


Fig 1. 6 – Modèle de production de turbulence près de la paroi (Henze, 1975).

2 Le phénomène de décollement de la couche limite

2.1 La physique

Lorsqu'un écoulement suit le bord d'une paroi concave (c'est à dire, qui augmente sa section apparente de passage), la conservation de débit sur un ensemble de lignes de courant implique que l'écoulement est ralenti. Ainsi, plus la courbure de la paroi est forte, plus le gradient de pression adverse sera intense et sera susceptible de provoquer le décollement. Comme on peut le voir sur la Fig 1.7, qui représente un écoulement le long d'une paroi courbée, au fur et à mesure que la paroi s'incline, la courbure du profil de vitesse évolue en perdant de sa concavité jusqu'à un point critique sur lequel sa tangente à l'origine est verticale et correspond à $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0} = 0$: c'est le point de décollement.

En ce lieu, la contrainte pariétale $\tau_p = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}$ s'annule. En aval du point de décollement, le gradient de pression induit un écoulement à contre-courant, l'épaisseur de la couche limite augmente notablement et les filets fluides quittent la paroi (Fig 1.7).

En y = 0, la condition d'adhérence à la paroi (Schlichting et Gersten, 2000) s'écrit :

$$\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)_{y=0} = \frac{\partial p}{\partial x} \qquad \textbf{(1. 4)}$$

Le décollement est donc purement un phénomène dû à la compétition entre le gradient de pression qui tend à déstabiliser l'écoulement, et les effets visqueux qui tendent à le stabiliser.

D'un point de vue énergétique, il y a alors conversion de l'énergie cinétique des particules en énergie potentielle de pression. L'énergie cinétique est trop faible pour compenser le gradient de pression et les forces pariétales de frottement. Dans cette zone de fluide mort, les particules ont tendance à décoller, car elles sont aspirées par la dépression située au dessus de l'extrados et n'ont plus l'énergie cinétique suffisante pour rester au voisinage de la paroi. La couche visqueuse se détache alors de la paroi, et la couche limite décolle (Maskell, 1955). On observe alors la formation d'un sillage et l'approximation de couche limite n'est plus valable.

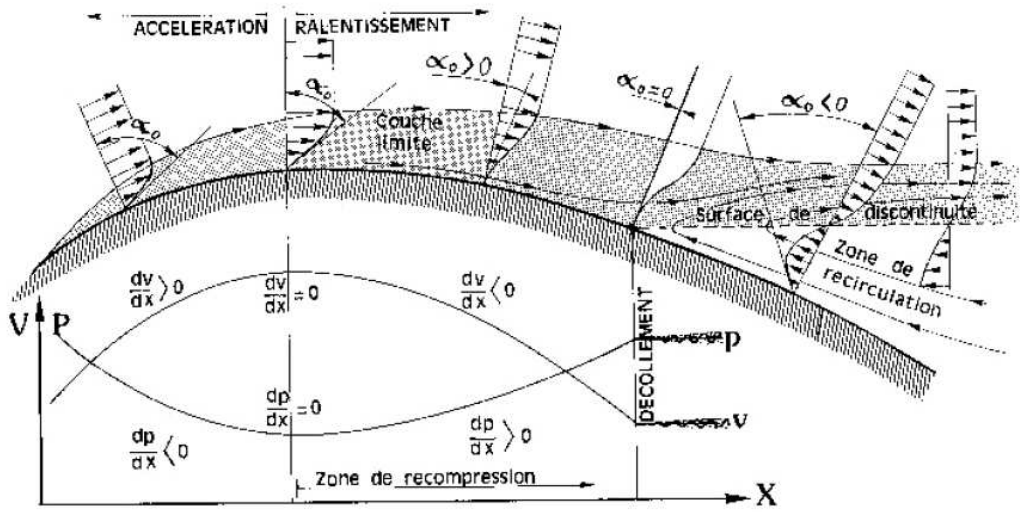


Fig 1. 7 - Profils de vitesse lors du décollement (Chassaing, 2000).

Le décollement est généralement accompagné par le développement d'instabilité de l'écoulement. Très souvent, des tourbillons se forment dans la région décollée. Ainsi, dans le cas d'un cylindre placé dans un écoulement uniforme, on observe pour certaines gammes de nombre de Reynolds, un lâché tourbillonnaire alterné (Fig 1.8).



Fig 1. 8 - Sillage d'un cylindre à Re=105 (Van Dyke, 1982).

Un autre cas important de décollement est celui que l'on observe pour un profil d'aile sous une forte incidence (Fig 1.9). En effet, l'augmentation de l'incidence augmente le gradient de pression qui existe sur l'extrados du profil. Une fois l'incidence atteint une valeur critique (environ 15°), le gradient de pression entraîne le décollement de la couche limite avec la formation de tourbillon et d'un sillage épais. Dans cette situation, qui correspond au décrochage, la portance du profil diminue brutalement et la traînée augmente.

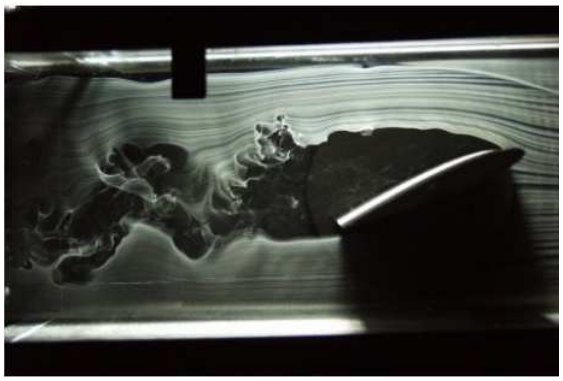


Fig 1. 9 - Décollement autour d'un profil d'aile d'avion. Visualisations par fumées réalisées à Cornell University, New York. http://instruct1.cit.cornell.edu/courses/mae427/.

2.2 Effet de la transition laminaire / turbulent sur le décollement

Nous avons vu au paragraphe précédent que le décollement est un phénomène résultant de la compétition entre le gradient de pression adverse et les effets visqueux. Dans un écoulement turbulent, le terme des tensions de Reynolds vient s'ajouter aux équations moyennées de quantité de mouvement. D'un point de vue macroscopique, ce tenseur est

associé aux tensions visqueuses et est appelé « tenseur de viscosité turbulente ». Il joue le même rôle stabilisateur sur le décollement que la viscosité. Bien que ce tenseur s'annule en très proche paroi (sous-couche visqueuse), il apporte à la couche limite une énergie cinétique bien supérieure à celle du régime laminaire. C'est pourquoi, d'une manière générale, une couche limite turbulente est plus riche en énergie cinétique et résiste beaucoup mieux au décollement qu'une couche limite laminaire, celui-ci se fait donc beaucoup plus tardivement. Cette observation établit la base du contrôle passif du décollement.

3 Contrôle de décollement

L'aspect contrôle dans les écoulements est apparu d'une manière plus imposante à partir des années soixante sous l'incitation des industriels. Les domaines d'activités sont aussi divers que nombreux suivant l'application et la fonctionnalité de celui-ci. Le contrôle peut trouver son utilité pour réduire le frottement pariétal, retarder le décollement ou la transition, accroître le mélange, les transferts de chaleur ou de masse, diminuer les nuisances sonores ou les vibrations.

Comme déjà précisé dans le paragraphe précédent, le décollement s'accompagne en général d'une détérioration des performances aérodynamiques. En effet, en aérodynamique externe par exemple, il influence les performances en provoquant l'augmentation de la traînée. De plus, le décollement s'accompagne de l'apparition de structures tourbillonnaires organisées qui conduisent à des problèmes de stabilité. Ce phénomène touche donc plusieurs domaines d'application (aéronautique, automobile, train, moteur, génie des procédés, etc.). Pour une amélioration des performances, et pour réaliser un fonctionnement optimal, il est primordial de bien prédire ces mécanismes et de trouver un moyen pour agir sur eux en les contrôlant soit par une légère modification de la géométrie du système lui-même soit par une injection d'énergie dans celui-ci.

3.1 Méthode de contrôle du décollement

On distingue deux classes de méthodes de contrôle : les méthodes passives où une légère modification de la géométrie du système est effectuée, soit en changeant un peu les propriétés du fluide pour améliorer le phénomène considéré (ex. : générateurs passifs de tourbillons, additif de polymères...) et les méthodes actives (Hernandez, 1996) pour lesquelles on ajoute de l'énergie à l'écoulement, comme l'injection pariétale instationnaire.

La Fig 1.10 illustre une classification basée sur l'énergie utilisée et le type de boucle de contrôle.

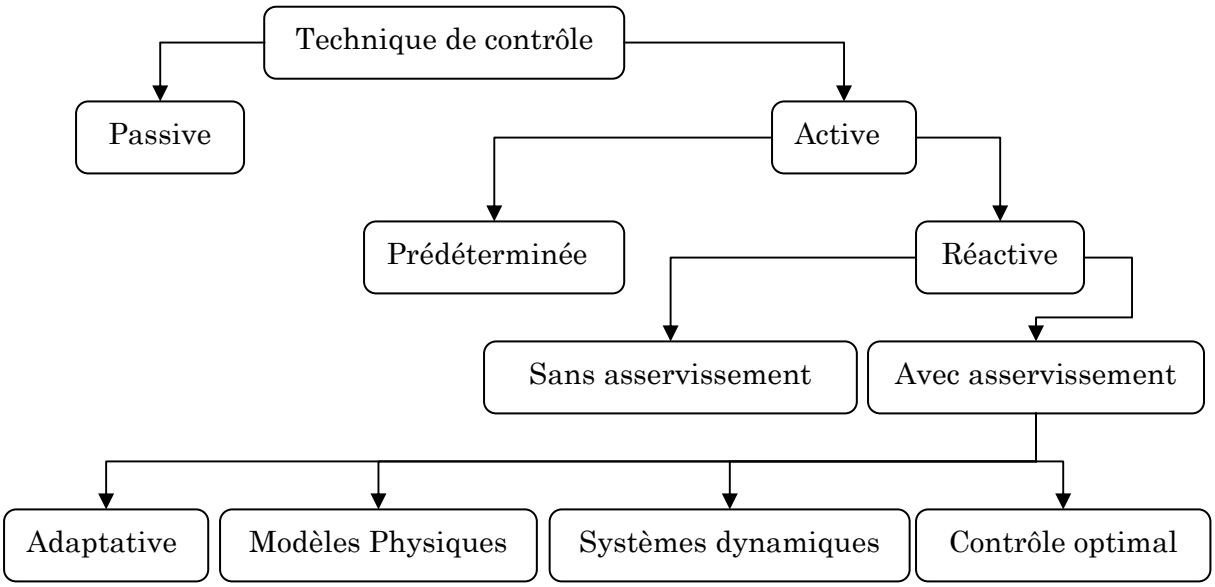


Fig 1. 10 -Classification des méthodes de contrôle selon les dépenses d'énergie.

Le contrôle actif est divisé en prédéterminé ou réactif. Le contrôle prédéterminé (Fig 1.11) fournit à l'entrée du système de l'énergie en préjugeant par avance de l'état particulier de l'écoulement. La boucle de commande dans ce cas est ouverte et aucun capteur n'est exigé.

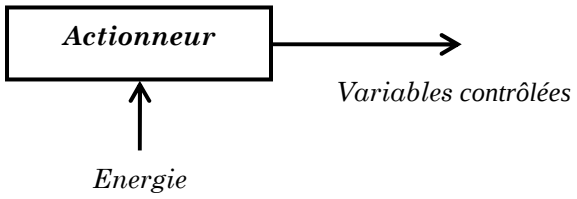


Fig 1. 11 - Boucle ouverte du contrôle prédéterminé.

Le contrôle réactif est une classe particulière de contrôle actif où l'entrée du contrôle est ajustée de façon continue. La boucle de commande dans ce cas peut être fermée (boucle d'asservissements : feed-back) ou ouverte (alimentation amont feed-forward). La distinction entre les deux asservissements est particulièrement importante lorsqu'on étudie le contrôle des structures d'un écoulement.

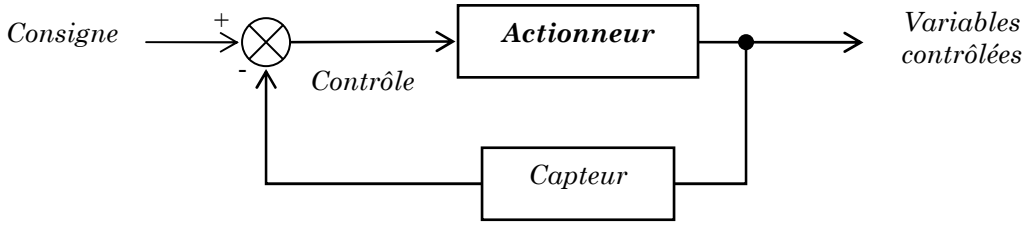


Fig 1. 12 -Contrôle réactif type feed-back.

Dans le contrôle de type feed-forward (Fig 1.13), la variable mesurée et la variable contrôlée sont différentes. Par contre, le contrôle de type feed-back (Fig 1.12) nécessite que la variable contrôlée soit mesurée en aval et comparée avec une entrée de la référence.

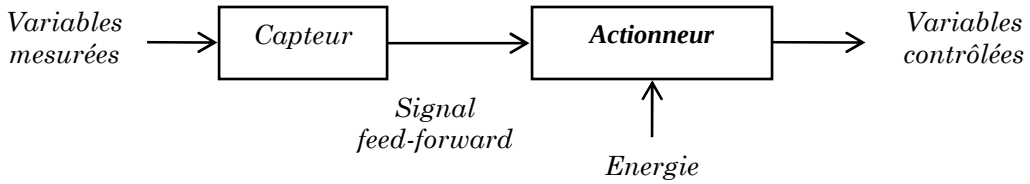


Fig 1. 13 - Contrôle réactif type feed-forward.

* *Boucle fermée de contrôle*

Le cas du contrôle en boucle fermée constitue une méthode intéressante à étudier plus en détail. En effet, cette méthode apporte au fluide ce qu'il faut, quand et comme il faut. Le développement d'un système de contrôle sous cette optique nécessite d'appréhender les points suivants : recourir à la mise en place de récepteur de l'information de l'écoulement et élaborer un système traitant cette information et commandant en sortie une action appropriée du fluide.

Les capteurs

Les capteurs utilisés pour caractériser l'état instantané de l'écoulement en vue d'appliquer l'action adaptée au contrôle souhaité doivent être résistants et de préférence non intrusifs. Ces capteurs doivent aussi avoir une réponse fréquentielle adaptée au problème traité. En effet, dans le cas d'une couche limite turbulente, les capteurs sont essentiellement destinés à la détection des structures dans la zone de proche paroi. On le trouve souvent sous la forme de film chaud ou fil chaud de paroi (Alfredsson et *al.* 1998). La fonction principale de ces capteurs est de mesurer les contraintes pariétales, ou de détecter les fluctuations de pression (capteur de pression, microphones…). Il est cependant difficile, sans

modifier sensiblement l'écoulement, de placer des capteurs dans l'écoulement en nombre suffisant pour arriver aux informations nécessaires au contrôle (Naguib, 2002).

Les actionneurs

Le développement des actionneurs de contrôle n'a de limite qu'avec la technologie et l'imagination des ingénieurs chercheurs. Sans faire une revue détaillée de tous les systèmes testés afin de réduire le frottement pariétal, on peut se contenter de citer ceux faisant intervenir des oscillations de paroi de l'aspiration ou du soufflage, des jets synthétiques et bien évidemment les MEMS dans toute leur diversité (nous présentons des exemples d'actionneurs plus loin).

Les contrôleurs

Le point fondamental du contrôle repose sur la façon d'agir et sur l'instant auquel cette action doit être opérée. Pour permettre cela, une connaissance de la dynamique du cycle s'impose et toutes les études citées en première partie sur la dynamique des structures cohérentes deviennent légitimes, jusqu'à l'élaboration d'un modèle simplifié. Les techniques de Décomposition Orthogonales en modes Propres (Proper Orthogonal Decomposition, POD) semblent une voie prometteuse pour l'obtention de ces modèles (Tang, 1996). Une autre manière d'obtenir cette boucle de contrôle peut également reposer sur l'utilisation de réseau de neurones (Fujisawa, 1997) ou (Suzuki, 1997), ou encore d'algorithmes évolutionnaires (Koumoutsakos, 1998).

Remarque :

La question de la nécessité d'une boucle de contrôle fermée reste cependant ouverte. Il est en effet possible qu'un contrôle en boucle ouverte suffise pour obtenir l'effet souhaité, ou que l'apport de contrôle en boucle fermée ne soit pas significatif. L'état actuel des connaissances n'est pas encore suffisant pour déterminer précisément l'influence du type d'actionneurs envisagés (jets synthétiques) sur l'écoulement considéré (plaque plane/rampe). Il n'est donc pas possible pour l'heure de statuer sur cette question.

3.2 Le contrôle passif

Plusieurs travaux de recherche se sont intéressés aux contrôles passifs qui modifient l'écoulement sans dépense d'énergie externe. Les techniques de contrôle passives incluent le façonnement géométrique pour manipuler le gradient de pression, l'usage de générateurs de tourbillons mécaniques fixes pour le contrôle du décollement, et le placement de rainures longitudinales, dites aussi riblets, sur une surface pour réduire la traînée. Les manipulateurs dits externes comme les "LEBU", placés dans la zone externe de la couche limite, l'utilisation des parois viscoélastiques ou l'injection de solutions de polymères dans l'écoulement, constituent également deux moyens de contrôle passif de la couche limite.

Le paragraphe suivant présente une revue des différents types d'actionneurs passifs de contrôle du décollement.

3.2.1 Parois rainurées ou "riblets"

Plusieurs études ont été menées afin de mettre en évidence les modifications de la couche limite engendrées par des rainures longitudinales de différentes formes (lamelles fines verticales, dents de scie, etc.). La plupart de ces études ont été réalisées en régime turbulent. Cependant, quelques études ont été effectuées dans le cas de l'écoulement laminaire afin de déterminer si les effets visqueux sont en partie responsables de la réduction de la traînée de frottement. Elles ont montré que la réduction du frottement était possible dans ce cas d'écoulement malgré les très fortes augmentations de la surface (Djenidi *et al.* ,1989)

Les premières études développées par Walsh (1983) sur la réduction du frottement turbulent en présence de "riblets" ont abouti à une réduction maximale de 8%, pour une hauteur $h^+ \approx 12$ et un rapport de forme de 1 à 3. Malgré ces résultats intéressants, la façon d'agir des "riblets" sur la couche limite reste encore floue.

Les développements récents des Simulations Numériques Directes (DNS) de l'écoulement turbulent en canal ont permis d'étudier l'action des "riblets". La première étude est celle de Chu & Karniadakis (1993). Dans cette étude, la paroi inférieure du canal est munie de "riblets" triangulaires. Une réduction des intensités turbulentes ainsi que des tensions de Reynolds a été observée.

Simultanément à cette étude, Choi *et al.* (1994) ont utilisé des simulations numériques de type DNS pour étudier l'effet de l'espacement, s+, de "riblets" triangulaires. Pour un

espacement transversal $s^+ = 20$, une réduction des intensités turbulentes, des valeurs RMS de vorticité, des tensions de Reynolds ainsi que du frottement turbulent a été observée ; alors que pour $s^+ = 40$, toutes ces quantités augmentent. Ces réductions sont similaires à celles trouvées par Chu et Karniadakis (1993).

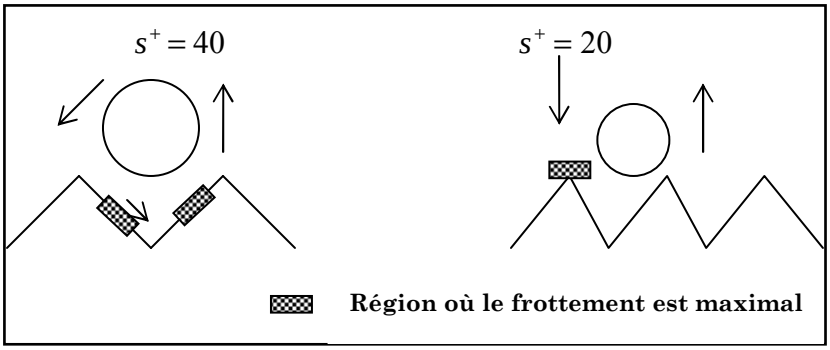


Fig 1. 14 - Mécanismes de réduction et d'augmentation du frottement d'après Choi *et al.* (1994).

Amplificateurs de turbulence passifs

La couche limite étant plus résistante au décollement en régime turbulent qu'en régime laminaire, le principe simple de ces dispositifs appelés *turbulators* est de forcer la transition dans la couche limite. Ainsi, des éléments solides prenant la forme de rugosités dentelées, striées ou saillantes, placées dans la zone du bord d'attaque d'un profil, sont capables de générer des perturbations non linéaires provoquant une transition «bypass». Il est aussi envisageable de déclencher un mécanisme de lift-up, par génération d'un tourbillon en fer à cheval, en plaçant de fines rugosités dans l'écoulement, perpendiculairement au profil. Les travaux de Howard et Goodman (1988) ont en effet permis de réduire le décollement en plaçant des cannelures transversales à l'écoulement et des cannelures en forme de «V» placées longitudinalement. Par ailleurs, une étude expérimentale réalisée par Van Ingen (1956) a montré qu'il était possible de diminuer la taille d'un bulbe de décollement laminaire en utilisant un revêtement strié à la paroi. De nombreuses techniques peuvent être utilisées afin de provoquer la transition, mais le juste choix de la forme des éléments solides déclencheurs reste très délicat. Un simple fil, des rugosités calibrées, des fines pellicules autocollantes ou des bandes de scotch ont été par

exemple utilisées avec succès pour provoquer une transition de la couche limite. Le choix est par conséquent fortement dépendant de la configuration expérimentale étudiée, et d'une certaine dose d'empirisme. . .

Ce type de contrôle est très utilisé actuellement en aéronautique ainsi qu'en aérodynamique automobile (Fig 1.15). À ce sujet, les derniers «concept-cars» présentés par Peugeot et Renault en France, incluent des générateurs de tourbillons pour contrôler le décollement s'effectuant au niveau de la lunette arrière, dans le but de contrôler la traînée de forme, bien supérieure à la traînée visqueuse dans le cas de l'aérodynamique automobile.

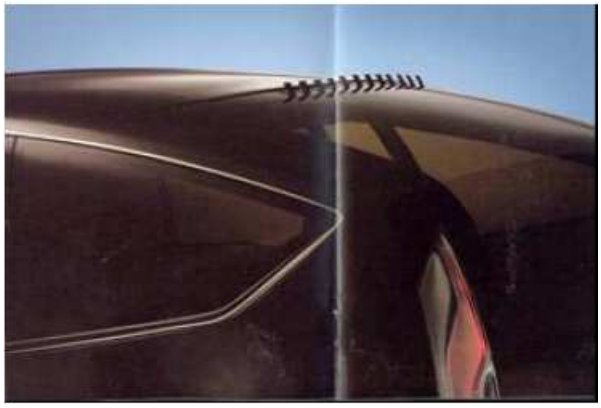


Fig 1. 15 - «Vortex generators» pour contrôler l'écoulement de lunette arrière (Citroën Air-Lounge® (2004)).

3.2.2 Surfaces viscoélastiques

Des études expérimentales et théoriques montrent que le développement d'un écoulement turbulent sur une surface viscoélastique peut créer une large gamme d'interactions solide/liquide qui produisent une réduction de la traînée (Bushenell *et al.* ,1977) ; Gad-El-Hak *et al.* ,1984). Cependant, l'interaction entre la surface viscoélastique et l'écoulement produisant cette réduction reste encore mal comprise. Un début d'explication due à Bushenell *et al.* (1977) concernant une possible modification du mécanisme de "bursting" liée à la modulation de la pression par la déformation de la surface. La diminution du nombre de "burst" produit ainsi une réduction de la traînée. Plus récemment, Lee *et al.* (1993) ont étudié les effets des ondulations, de faibles amplitudes d'une surface viscoélastique, sur les structures turbulentes d'une couche limite. Les résultats les plus importants fournis par cette étude sont les suivants :

- Epaississement de la sous-couche visqueuse avec déplacement vertical de la loi logarithmique,
- Diminution de l'intensité longitudinale de turbulence,
- Réduction du coefficient de frottement local et de la tension de Reynolds $\overline{uv}$,
- Augmentation de l'espacement transversal des "streaks".

3.2.3 Polymères

L'addition de faibles quantités de polymères en solution dans un écoulement turbulent de paroi constitue un moyen efficace pour réduire le frottement. Il ne s'applique que pour les écoulements de liquides. Cette réduction dépend fortement de la manière d'introduire le polymère dans l'écoulement. Il peut être soit en solution dans le liquide, soit injecté dans l'écoulement. Si l'injection est située à la paroi, la réduction du frottement se produit immédiatement. Par contre, si elle est située au centre de la conduite, la réduction n'est observée que lorsque le polymère atteint la paroi (Wells et Spangle, 1967). La réduction est donc le résultat de l'interaction du polymère avec la structure de proche paroi. Tiederman *et al.* (1985) montrent en plus que si le polymère reste confiné dans la sous-couche visqueuse, la réduction du frottement ne se produit pas ; prouvant ainsi que la sous-couche visqueuse à un rôle passif dans ce processus de réduction. D'après ces auteurs, les effets de l'injection du polymère sur la structure de l'écoulement se manifestent essentiellement dans la zone $10 < y^+ < 100$.

3.2.3.1 Effet sur le champ moyen

Le profil de vitesse moyenne, en présence de polymères, montre un élargissement de la "buffer layer" et un épaississement de la sous-couche visqueuse. La pente de la loi logarithmique est inchangée, cependant la constante B de cette loi augmente en fonction de la réduction du frottement. Cette constante dépend essentiellement de différents paramètres tels que la nature du polymère et sa concentration. Par ailleurs, il existe une limite à la nature du polymère et se traduit au niveau du profil de vitesse moyenne par :

$$\overline{U}^+ = 11.7\,ln\left(y^+\right) - 17 \qquad \textbf{(1. 5)}$$

Lumley (1969) explique la présence et le maintien de la loi logarithmique, du moins pour les faibles réductions, par le fait que ces additifs n'ont pas d'effets considérables sur les

gros tourbillons porteurs de l'énergie. Or les mesures effectuées par Walker et Tiederman (1990) et Wei et Willmarth (1992) montrent une importante réduction de l'énergie cinétique et sa production, quantités associées aux grandes échelles de turbulence. La persistance de cette loi apparaît plutôt liée au fait qu'il existe toujours un équilibre entre production et dissipation.

3.2.3.2 Effet sur les grandeurs turbulentes

Les mesures des grandeurs statistiques turbulentes en présence de polymères montrent :

- Une réduction des RMS de la fluctuation de la vitesse longitudinale, u', près de la paroi $y^+ < 10$. Au dessus de cette position u' augmente et son maximum, normalement situé à $y^+ = 12$, se déplace vers l'extérieur.
- Une réduction des valeurs de la fluctuation de la vitesse verticale, v' et de la tension de Reynolds $\overline{u\,v}$. Au voisinage de la paroi, ces réductions sont beaucoup plus importantes que celles de u'.
- Une réduction de la production de l'énergie cinétique turbulente.

A partir des mesures de concentration de polymère dans un tourbillon généré dans un tube vertical, Hoyer *et al. (*1996) montrent que les réductions peuvent être liées à l'interaction entre les molécules de polymère et les tourbillons. Ils ont, en effet, mesuré des concentrations élevées dans le centre du tourbillon. Ceci pourrait expliquer la grande efficacité des polymères, sous forme très diluée, à réduire le frottement puisqu'ils se concentrent au niveau des structures tourbillonnaires à l'origine du frottement.

3.2.4 Dispositif "LEBU"

Cette méthode consiste à insérer des lamelles dans la partie extérieure de la couche limite turbulente pour casser les grosses structures tourbillonnaires de l'écoulement extérieur en réduisant les fluctuations de vitesse verticales. Il s'agit de créer une rugosité à la surface pour modifier les structures cohérentes ce qui assure une modification de la structure de la couche limite turbulente (Fig 1.16).

Corke *et al.* (1996) ont observé, lors d'une visualisation, la disparition des structures tourbillonnaires et une réorganisation des structures tourbillonnaires plus fines dans la

direction des lamelles. Ils supposent alors que le manipulateur modifie le mécanisme de production de turbulence. Il produirait de nouvelles structures qui interagiraient avec les structures déjà existantes pour rompre les communications entre les parties externes et internes de la couche limite. Corke *et al.* (1996) supposent que les tourbillons de tailles importantes formeraient des tourbillons de circulation opposée, empêchant alors la communication entre les deux parties de la couche limite.

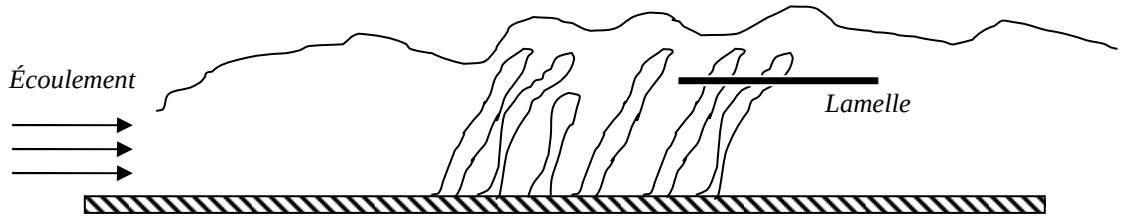


Fig 1. 16 - Réduction du frottement par insertion du lamelle Skandaji et *al.* (1997).

3.2.5 Modification des propriétés mécaniques de la paroi

Des études expérimentales ont été menées afin de déformer le profil de vitesse à la paroi, en utilisant une paroi poreuse laissant s'écouler le fluide ralenti de proche paroi dans une cavité interne au profil. Ce contrôle, de type aspiration passive ou transpiration, testé par Bauer et Hernandez (1988) en écoulement subsonique et supersonique, annonce des résultats intéressants en terme de diminution de la traînée et de retardement du décollement. Par ailleurs, de nombreuses recherches sont menées sur l'utilisation d'un revêtement déformable à la paroi pour contrôler l'écoulement de proche paroi. Ainsi, des études théoriques de stabilité linéaire décrivent l'influence des mouvements de la paroi sur les ondes de Tollmien-Schlichting (Davies et Carpenter (1997); Carpenter et Garrad (1985, 1986)). Ces études ont été comparées avec succès aux données expérimentales obtenues par l'équipe de Babenko (1973a). Cette idée de paroi compliante, inspirée des propriétés mécaniques de la peau des dauphins, exploite le couplage fluide-structure entre la paroi ondulante et les ondes d'instabilités du fluide offrant ainsi des possibilités de manipulation d'instabilités et de structures cohérentes pariétales.

3.3 Le contrôle actif

Le contrôle actif se caractérise par l'injection, dans le système, d'une quantité d'énergie externe à l'écoulement, devant idéalement être la plus faible possible pour obtenir

un bon rendement entre l'énergie fournie et le gain énergétique résultant. Actuellement, ces techniques remportent le plus de succès au vu du nombre considérable des recherches dans ce domaine. Un panorama des différentes techniques de contrôle actif est présenté ci-dessous.

3.3.1 Contrôle acoustique

Ce type de contrôle repose sur l'utilisation des ondes sonores qui vont interagir avec la couche limite. Dans ce cadre, on peut citer les expériences de Collins (1979) qui a généré ces ondes grâce à des hauts parleurs placés à l'extérieur de la couche limite et à des fréquences particulières permettant ainsi de faire déplacer le point de décollement vers l'aval en favorisant le mélange ou en excitant des instabilités intrinsèques à l'écoulement. Les expériences de Zaman *et al.* (1987) par exemple, ont montré que les fréquences les plus efficaces sont celles qui excitent les modes de résonance correspondants à leur configuration de soufflerie propre. Cette étude a prouvé qu'il est possible d'intégrer cette méthode à d'autres configurations. Cependant, les niveaux acoustiques nécessaires sont très élevés; ce qui en fait une technique de contrôle assez difficilement implémentable en situation réelle.

3.3.2 Paroi mobile

Cette méthode consiste à apporter de la quantité de mouvement à l'écoulement en assurant un mouvement de la paroi. Le mécanisme de contrôle de ce type de solution dépend alors naturellement du mouvement imposé à la paroi, et en particulier de l'amplitude de ce mouvement. Deux mécanismes distincts de contrôle sont alors identifiés selon l'amplitude du mouvement de la paroi et la localisation du contrôle. Une simple vibration permet de contrôler les instabilités qui se développent dans une couche limite et ainsi modifier la structure de cette couche limite. Un mouvement plus amplifié permet de modifier directement la topologie des structures tourbillonnaires macroscopiques. Dans ce dernier cas, il s'agit de conduire l'écoulement et donc de profiler artificiellement la géométrie.

Par ailleurs, de nombreuses expériences ont porté sur des cylindres à parois mobiles suivant l'axe du cylindre. De cette manière, le décollement a pu être supprimé dans la région latérale du cylindre où le mouvement de la paroi se fait dans le même sens que l'écoulement. Sur l'autre côté du cylindre, la couche limite est décollée mais de façon moins importante que dans le cas non contrôlé. Bien que cette méthode de contrôle rencontre peu

de succès dans le domaine de la conception d'actionneurs, les travaux de Modi *et al.* (1989) ont démontré leur efficacité, à la fois dans le cas d'un profil d'aile, mais aussi dans la réduction du décollement autour d'un profil de camion. Sur le profil d'aile, des cylindres rotatifs ont été placés au niveau du bord de fuite et du bord d'attaque d'un profil (Ericsson, 1993) et les résultats ont mis en relief une augmentation de 200% de la portance et un recul de l'angle de décrochage. Notons qu'un autre effet produit par la mise en mouvement de la paroi est la production d'une couche de glissement pariétal qui permet de rendre la couche limite plus résistante au gradient de pression défavorable et ainsi retarder le décollement.

La modification directe de la forme géométrique du profil pour qu'il s'adapte aux conditions de l'écoulement constitue une méthode très intéressante. Le principe est de compenser le gradient de pression défavorable par une paroi dite adaptative. A cet effet, les expériences de Munday et Jacob (2001) ont mis en relief un contrôle efficace d'un bulbe de décollement laminaire en modifiant dynamiquement la cambrure de la paroi par des actionneurs piézoélectriques. Des visualisations par fumée ont permis de montrer que le phénomène de bulbe laminaire pouvait être supprimé, pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 10^4, pour certaines fréquences particulières de battement des actionneurs. Il est, cependant, nécessaire de réaliser des mesures par PIV pour accéder à des données plus précises et surtout quantitatives de l'effet de l'actionneur.

Il serait aussi souhaitable de produire un tel contrôle à des nombres de Reynolds plus élevés pour des applications éventuelles aux conditions réelles de vol. Par ailleurs, d'autres études expérimentales ont testé l'influence des mouvements harmoniques ondulatoires de la paroi sur les stries pariétales (Konieczny, 2004), ou encore des matériaux à mémoire de forme capable de modifier la courbure du profil et ainsi retarder le décollement (Pinkerton et Moses, 1997). Là encore, les futurs progrès technologiques passeront par l'utilisation de nouveaux matériaux, plus légers et ayant des propriétés électrodynamiques permettant d'atteindre des amplitudes de mouvement supérieures à celles obtenues actuellement (de l'ordre du millimètre). De nouveaux matériaux piézo-électriques, piézocéramiques et plus généralement les MEMS ouvrent en ce sens des perspectives très intéressantes d'exploitation à des fins de contrôle. Sur la Fig 1.17, est présentée une utilisation intéressante d'une succession de petits bras actionneurs en piézocéramique, capables d'imprimer à une paroi latex les recouvrant, divers types d'ondulations.

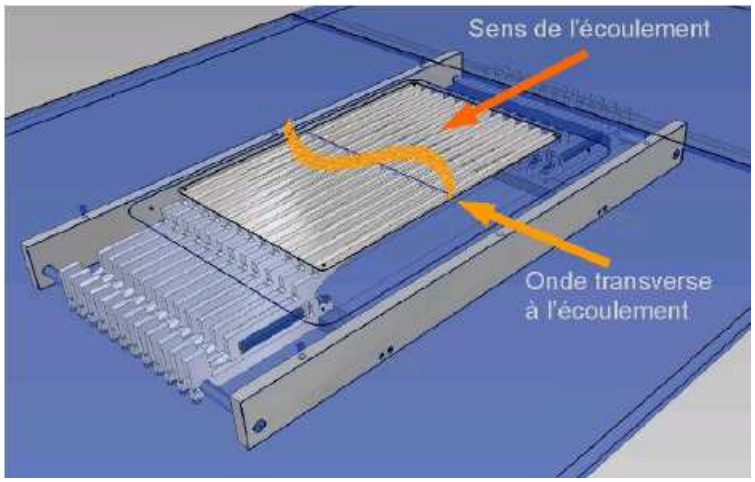


Fig 1. 17 - Contrôle de stries pariétales par ondulation de paroi (Konieczny, 2004).

3.3.3 Contrôle thermique

Il est possible de contrôler le décollement en utilisant des actionneurs thermiques. Ces derniers fournissent de la chaleur dans la zone proche de la paroi et produisent ainsi une force sur l'écoulement externe due au changement de densité du fluide (cas d'un gaz) ou de viscosité du fluide (cas d'un liquide) ; ce qui entraîne un profil plus «plein» en proche paroi et une augmentation de la quantité de mouvement près de la proche paroi rendant la couche limite plus résistante au décollement (Chang, 1976). Les recherches de Cassel (2001) mettent en évidence les effets bénéfiques de ce type de contrôle sur le décollement instationnaire de la couche limite. Cependant, le temps de réponse de ce type de contrôle est relativement élevé et bien évidemment très gourmand en énergie. Ainsi, leur utilisation pour le contrôle en aérodynamique est difficilement applicable avec les technologies actuelles.

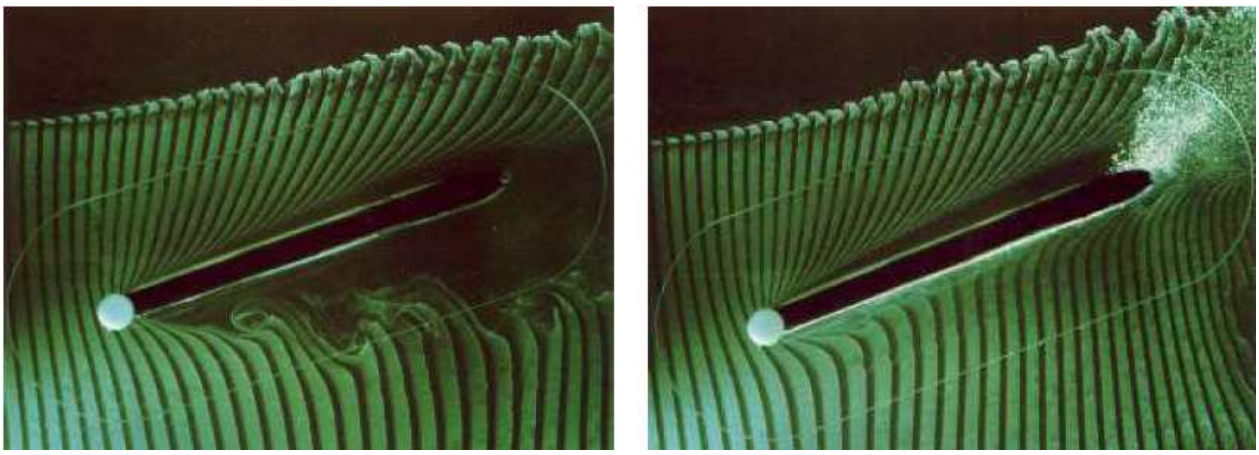
3.3.4 Le contrôle électromagnétique

Le contrôle électromagnétique est un mode d'action qui permet d'appliquer directement au sein d'un écoulement, et dans des régions choisies de celui-ci, des forces volumiques locales. Pour cela, des actionneurs pariétaux composés d'une paire d'aimants permanents affleure à la paroi et d'une paire d'électrodes pariétales sont utilisés. La conjugaison d'un champ magnétique ($\boldsymbol{B}$) et d'un champ électrique ($\boldsymbol{E}$) crée des fores volumiques de Lorentz-Laplace ($\boldsymbol{f_{EM} = j \wedge B}$, où $\boldsymbol{j}$ est la densité de courant dérivant directement du champ électrique $\boldsymbol{E}$). Ces dernières ont la particularité, suivant la géométrie

des actionneurs, d'avoir un rotationnel non nul qui apporte des sources de vorticité alternées à l'écoulement. Au sein d'une couche limite turbulente, ceci conduit à une restructuration du champ vorticitaire et affecte donc les structures cohérentes responsables de la production turbulente. Aussi le champ de forces est "tridimensionnel" et présente une très grande variabilité près de la paroi (Rossi et Thibaut, 2002).

L'importance de ce type de contrôle réside dans son mode de fonctionnement. En effet, les forces ***EM*** sont actives uniquement lorsqu'une tension aux bornes des électrodes est imposée. Ainsi, des possibilités très variées, de contrôle en boucle ouverte suivant un cycle d'activation, mais aussi en boucle fermée sont permises. Une large gamme d'utilisation est donc offerte se rapprochant des techniques d'aspiration-soufflage, oscillation de paroi, détection-soufflage...

Weier *et al.* (1993) ont montré, par des simulations et des expériences, qu'un forçage ***EM*** parallèle, axial à la surface d'un cylindre, peut modifier les allées tourbillonnaires de von Kármán et réduire la traînée. L'utilisation de tels actionneurs permet aussi de contrôler le décollement de la couche limite de profil en incidences (gouvernail, plaques planes inclinées (Weier *et al.* ,2000). Le décollement de la couche limite se produit à des incidences plus élevées, augmentant ainsi la portance et diminuant la traînée. La Fig 1.18 montre clairement la prévention du décollement. Dans le cas d'une plaque plane, équipée d'actionneurs ***EM*** parallèles, mise en incidence par rapport à l'écoulement, allant de la gauche vers la droite. Par ailleurs, ce type d'actionneur peut être utilisé, dans le cas d'écoulement autour d'obstacles, pour le contrôle de sillage.



(a) Sans contrôle. **(b) Avec contrôle.**

Fig 1. 18 - Action d'un forçage parallèle sur une plaque plane en incidence (Weier *et al.* ,2000).

3.3.5 Moyens fluidiques actifs

Méthodes continues soufflage/d'aspiration

Les premiers moyens fluidiques actifs ont été développés avec l'objectif de limiter la traînée du système quand celle-ci n'est pas nécessaire. Pour cela, des systèmes appelés "VGJ" (Vortex Generator Jets) ont été développés. Ces systèmes fonctionnent exactement comme les générateurs de tourbillons évoqués précédemment, sauf que la création des tourbillons longitudinaux résulte de l'influence d'un jet fluide perpendiculaire ou presque à la paroi. Plusieurs études (Raghunathan *et al.*, 1999 ; Henry *et al.*, 1994 ; Peake *et al.*, 1999 ; Lin et *al.,* 1994) ont permis de définir les paramètres de fonctionnement optimal de ce type de systèmes. L'inconvénient majeur de celui-ci est le niveau élevé de débit nécessaire, ainsi que la complexité du système des tuyauteries associées.

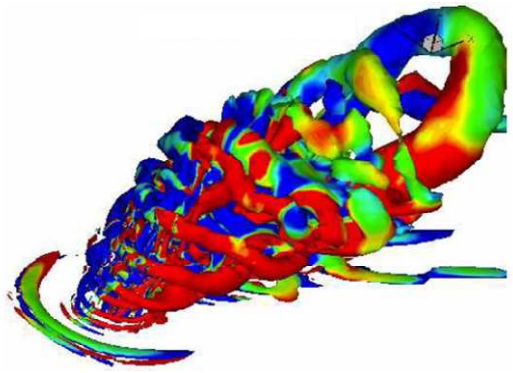


Fig 1. 19 - Visualisation de l'écoulement créé par un vortex générateur fluide pulsé placé dans un écoulement transverse (Dandois, 2005).

Le soufflage, c'est le fait d'injecter normalement ou tangentiellement du fluide à grande vitesse dans la couche limite, pour l'accélérer et l'empêcher de décoller.

Actuellement, tous les avions de transport modernes sont équipés de volets à fentes aussi bien au bord d'attaque qu'au bord de fuite des ailes (Kandil et *al.*, 1997). Ces volets sont déployés à l'atterrissage. Pour des raisons de sécurité, l'atterrissage doit s'effectuer à la vitesse la plus faible possible.

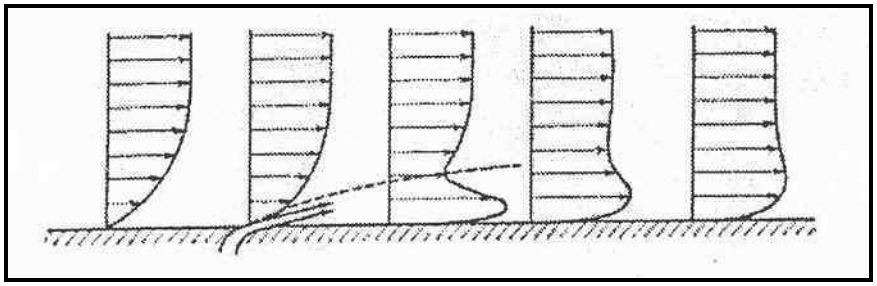


Fig 1. 20 - Contrôle de la couche limite par soufflage.

Le principe de l'aspiration consiste à aspirer le fluide de faible vitesse, voisin de la paroi ; ce qui permet de conserver une vitesse plus importante à la paroi, et donc d'éviter l'apparition d'un gradient inverse. Une aspiration du fluide perpendiculairement à la paroi, avec une composante pariétale indépendante de x, peut engendrer une couche limite d'épaisseur constante. Ceci traduit le fait qu'au bord de la couche limite, on a équilibre entre les termes de transport convectif et diffusif de la vorticité. Plus les fentes d'aspiration sont placées vers l'arrière du profil, plus le coefficient de portance augmente. L'effet sur le décollement sera meilleur si l'aspiration s'effectue à l'endroit où l'écoulement décolle (Fig 1.22). La Fig 1.21 illustre l'effet de l'aspiration sur le profil de vitesse dans la couche limite.

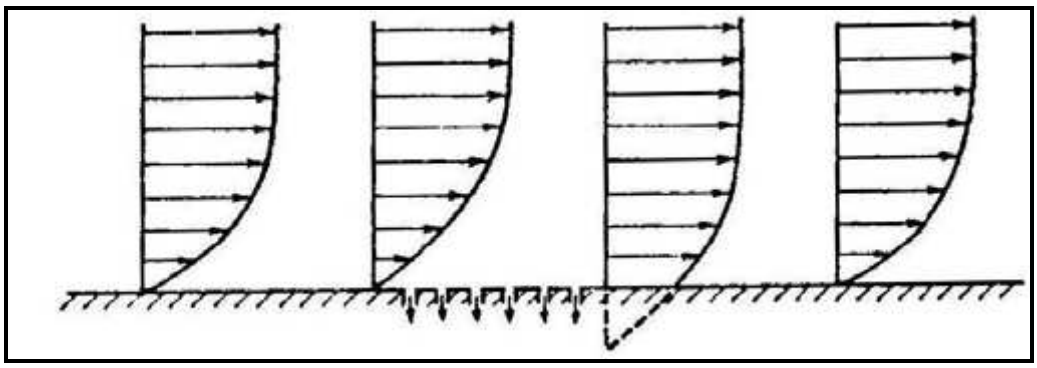
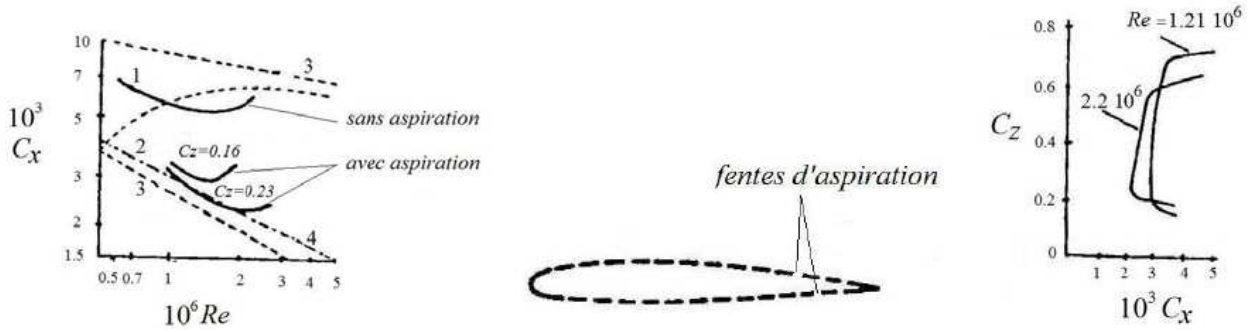


Fig1. 21 - Contrôle aérodynamique de la couche limite par aspiration Aspects successifs du profil des vitesses R. Comolet, 1994).



(a) **(b)**

Fig 1. 22 - L'effet d'aspiration sur Cx et Cz (Comolet, 1994).

a) Variation de *Cx* en fonction de *Re* : 1- profil sans aspiration, 2- pour le même profil avec aspiration, 3- pour une plaque plane horizontale sans aspiration, 4- pour plaque plane horizontale avec aspiration

b) Polaire d'une aile avec aspiration de la couche limite.

Jets pulsés, jets synthétiques

Actuellement, au vu des différents travaux expérimentaux portant sur le contrôle ou la manipulation du décollement de couche limite, ce type de contrôle actif introduisant une fréquence dans l'écoulement s'avère particulièrement efficace. Cette technique, beaucoup plus récente a fait évoluer les méthodes de soufflage pour permettre d'économiser sur l'énergie des actionneurs, en réduisant les débuts d'injection. Les soufflages continus sont ainsi devenus alternatifs ou pulsés, avec pour principal objectif d'application, le contrôle du décollement des couches limites. Les jets pulsés ne servant pas à apporter de la vorticité transversale, mais à apporter de la quantité de mouvement dans les couches limites au niveau du point de décollement.

Les jets synthétiques utilisent des actionneurs, de type électrodynamique (haut-parleurs) ou piézo-électriques, placés dans une cavité pour générer une succession de phases de soufflage et d'aspiration. Le jet moyen qui en résulte a, alors, la particularité de ne pas apporter de fluide supplémentaire c'est-à-dire que son débit moyen est nul.

Actuellement, les jets synthétiques sont largement testés expérimentalement dans des configurations très diverses (Wygnanski, 1997 ; Bera *et al.*, 1999 ; McCormick, 2000). Des actionneurs de type électrodynamique (haut-parleurs) ou piézo-électriques sont placés dans une cavité pour générer une succession de soufflage et d'aspiration engendrée par le mouvement de la membrane de l'actionneur (Fig 1.23). Le jet moyen ainsi créé est à débit moyen nul, il n'apporte pas de fluide supplémentaire à l'écoulement, d'où sa dénomination de jet synthétique (Bera *et al.*, 1998; Smith et Glezer, 1998).

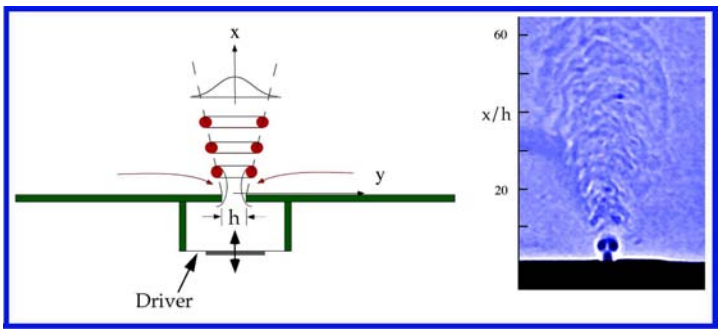


Fig 1. 23 - Jet synthétique (Glezer, 1999).

Ce type d'actionneur constitue l'objet de la présente étude expérimentale, dont les résultats seront comparés à d'autres études similaires.

Notons les perspectives prometteuses liées aux récents progrès de miniaturisation des actionneurs qui ont orienté les recherches vers l'utilisation de la technologie MEMS (Micro Electro-Mechanical System) afin de concevoir des actionneurs générant des jets synthétiques performants et très facilement embarquables sur des ailes d'avions. Les mécanismes de transferts d'énergie qui permettent de déplacer le point de décollement sont, pendant la phase de soufflage du jet, la génération de structures tourbillonnaires périodiques qui restent longtemps attachées à la paroi et pendant la phase d'aspiration, la suppression du fluide lent de proche paroi faisant recoller la couche limite. Ces conclusions proviennent d'études à la fois sur des cas d'études simples et bien documentés tels que le cylindre circulaire ou la plaque en incidence, mais aussi sur des profils d'ailes à haut Reynolds (Bernard et *al.*, 1999).

Cependant, il est très difficile d'accéder à la configuration la plus efficace de manière empirique en raison des multiples paramètres qui entrent en jeu : position de l'actionneur, débit, fréquence, orientation.

4 Conclusion

L'étude bibliographique proposée dans ce chapitre présente une brève synthèse bibliographique sur le principe de contrôle des écoulements, les méthodes usuelles de contrôle des écoulements et certains actionneurs de contrôle. Pour arriver à cet objectif, nous avons exposés d'abord quelques définitions et termes de la mécanique des fluides afin

d'introduire le principe de contrôle des écoulements. Ensuite, en présentant quelques actionneurs usuels en aérodynamique, nous avons expliqué certaines méthodes de contrôle et comment agir sur l'écoulement pour pouvoir le contrôler.

Chapitre 2

Jet Synthétique – Etude bibliographique

Aperçu

A- Jet synthétique seul

1 Principe de fonctionnement 41

2 Les différents Actionneurs de jet synthétiques 41

3 Paramètre du jet synthétique 43

4 Caractéristiques d'un jet synthétique 45

4.1 LA LONGUEUR DE DECHARGE 45
4.2 ECHELLE DE VITESSE 45
4.3 NOMBRE DE REYNOLDS BASE SUR L'ECHELLE DE VITESSE 45
4.4 NOMBRE DE REYNOLDS BASE SUR L'IMPULSION 46
4.5 NOMBRE DE STROUHAL 46
4.6 LE COEFFICIENT DE QUANTITE DE MOUVEMENT 47

5 Critères de formation 47

6 Structure de l'écoulement de jet synthétique 48

6.1 L'ECOULEMENT EN CHAMP PROCHE 49
6.2 L'ECOULEMENT EN CHAMP LOINTAIN 51

7 Influence de l'architecture de l'actionneur 53

7.1 EFFET DE LA GEOMETRIE DE L'ORIFICE D'EMISSION 53
7.2 EFFET DU DESIGN DE LA CAVITE 53

8 Synthèse 55

9 Contrôle des écoulements décollés 56

9.1 LES NOMBRES ADIMENSIONNES DE L'INTERACTION ET LEUR IMPACT DANS LES STRATEGIES DE CONTROLE 56

10 Contrôle des écoulements par jets synthétiques 61

10.1 ECOULEMENT SUR UNE PLAQUE PLANE 62
10.2 ECOULEMENT AUTOUR D'UN OBSTACLE 69
10.3 CONTROLE DU DECOLLEMENT SUR UNE RAMPE 73
10.4 CONTROLE PAR JET PULSE DE L'ECOULEMENT DANS UN DIVERGENT COURT A GRAND ANGLE 75

11 Conclusion 76

Dans le contrôle des écoulements, on s'intéresse essentiellement à deux phénomènes de la mécanique des fluides; à savoir le frottement pariétal et le décollement de la couche limite.

Le frottement pariétal résulte de l'étirement de la vorticité transversale à la paroi, près des points de stagnations crées par les balayages (sweeps) qui sont induits par les tourbillons quasi-longitudinaux majoritaires dans la couche interne. Le contrôle des paramètres de l'écoulement est lié à la connaissance des structures tourbillonnaires présentes dans la zone interne d'une couche limite turbulente, et de l'interaction intermittente de celles-ci avec l'écoulement près de la paroi.

La manipulation de ces tourbillons, soit en diminuant leur intensité, soit en les éloignant de la paroi, permet de réduire le frottement pariétal. Quant au décollement des couches limites, il se produit en présence d'un gradient de vitesse défavorable. Il y a alors conversion de l'énergie cinétique des particules en énergie potentielle de pression. L'énergie cinétique est trop faible pour compenser le gradient de pression et les forces pariétales de frottement. Le contrôle de décollement de la couche limite consiste à injecter des structures tourbillonnaires pour augmenter la traînée de façon intermittente, et retarder ainsi la séparation ou le décollement.

Comme nous l'avons présenté précédemment, parmi les solutions fluidiques préconisées, on peut citer l'utilisation d'actionneur de jets synthétiques (qui sont bien connu actuellement). Sans apport de masse, ces actionneurs aspirent, dans la couche limite, une certaine quantité de fluide à faible quantité de mouvement et rejètent cette même quantité de matière avec une quantité de mouvement plus grande. Le jet ainsi créé agit sur les structures de l'écoulement et permet son contrôle.

Ce chapitre sera divisé en deux parties. La première partie sera consacrée à l'état de l'art de l'écoulement généré par le jet synthétique en absence d'écoulement externe. La deuxième partie sera dédiée à l'étude de l'interaction du jet synthétique avec un écoulement transverse à partir des exemples tirés de la bibliographie.

Partie A- Jet synthétique seul

1 Principe de fonctionnement

Ces dernières années, le jet synthétique a attiré, beaucoup, l'attention des chercheurs en raison de ses applications potentielles en tant que dispositif actif de contrôle d'écoulement. Le dispositif a été décrit la première fois d'une façon assez détaillée par Ingard (1930), mais il a été redécouvert, développé et appliqué aux problèmes de contrôle d'écoulement par Glezer et *al*. (1999).

Le concept de jet synthétique est une évolution des systèmes de soufflage/ aspiration stationnaire. Le jet synthétique est généré par une succession de phases de soufflage et d'aspiration. Le jet moyen qui en résulte a la particularité de ne pas apporter de fluide supplémentaire, c'est-à-dire que son débit moyen est nul. Le volume et la géométrie de la cavité ont un effet très important sur la dynamique du jet synthétique. Par contre la forme et la dimension de l'orifice ont une influence majeure sur les caractéristiques du jet (nous reviendrons sur ça plus loin).

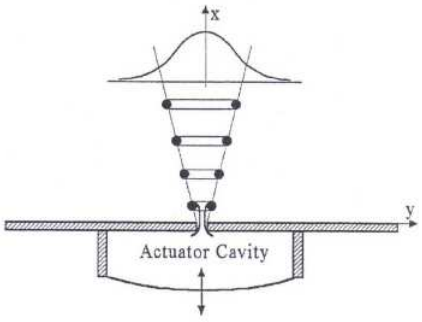


Fig 2. 1- Principe des jets synthétiques (Glezer et al., 1999).

2 Les différents Actionneurs de jet synthétiques

Dans la littérature scientifique, on trouve des exemples abondants de solutions techniques permettant de générer un écoulement de type jet synthétique. Dans la plupart des cas, les solutions reposent sur la variation du volume d'une cavité par l'intermédiaire de systèmes mécaniques (Rao *et al.*, 2000 ; Gilhome ,2002), de systèmes acoustiques (McCormick, 2001 ; Seeley *et al.,* 2006), de systèmes électromécaniques (Mallinson *et al.,* 1999 ; Chen et al., 2002) ou encore de systèmes thermique (Rathnasingham *et al.*, 1997). La variation du volume est périodique avec des fréquences comprises entre quelques dizaines de Hertz et plusieurs kilos Hertz (Nae *et al.*, 2000). Les dispositifs pilotés de manière

piézoélectrique (Fig 2.2), électrostatique, thermique ou acoustique peuvent être de dimension assez petite pour être logés à l'intérieur du corps contrôlé et avoir une action très localisée, mais les membranes qui génèrent la variation du volume ont dans ce cas des amplitudes maximales limitées, en particulier lorsqu'elles sont activées à des fréquences loin de leur fréquence de résonance. Cependant, l'utilisation de pistons (système moteur électrique/piston ou piston/ressort) peut offrir des amplitudes plus grandes et une vitesse de sortie très élevée (plus de 80 m/s) pour une fréquence de quelques centaines de Hz (Gilarranz *et al.*, 2001) (Fig 2.3). Leur poids et leur encombrement (centimétrique) sont cependant des facteurs limitant pour des actions localisées. L'actionneur type est alors comparable à un haut-parleur ou un diaphragme piézoélectrique vibrant à une fréquence fixée par l'utilisateur (Fig 2.4). Il faut cependant relativiser ce dernier concept, la technologie actuelle ne permettant pas d'obtenir des vitesses d'excitation suffisantes au contrôle de décollement en condition de vol, par ce moyen.

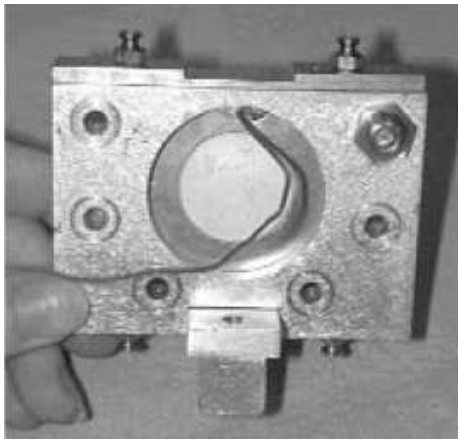


Fig 2. 2 - Actionneur composé d'une membrane piézoélectrique (Ufl, 2004).

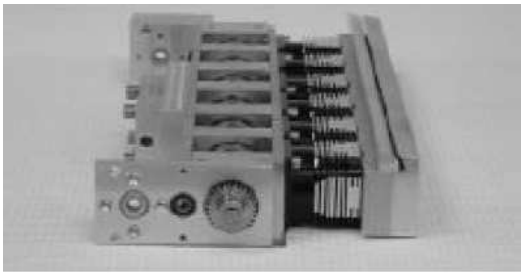


Fig 2. 3 - Actionneur de Gilarranz et *al.* (2001).

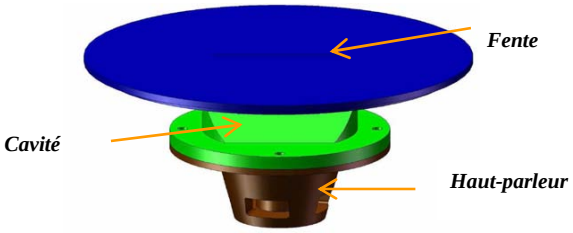


Fig 2. 4 - Actionneur composé d'un haut-parleur (Aloui et *al.*, 2007).

Le développement connu dans le domaine des microtechnologies a donné naissance à de nouveaux actionneurs miniaturisés. La multiplication des domaines d'application de ces systèmes développés en MEMS (Fig 2.5) porte cette technologie sur le devant de la scène scientifique.

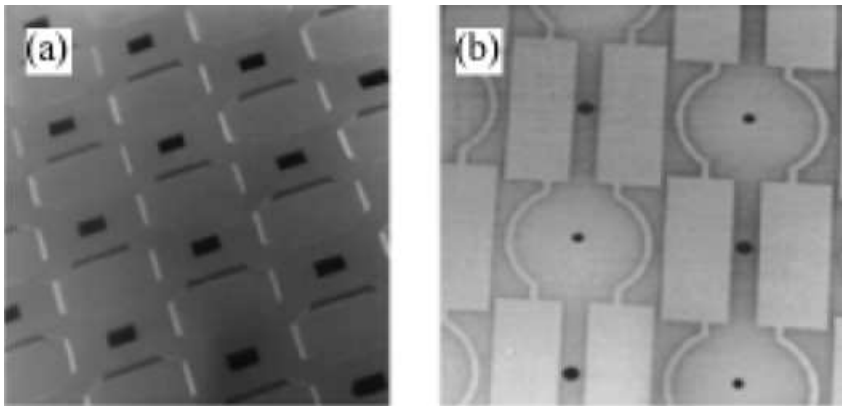


Fig 2. 5 - Photographies au microscope d'un réseau de microgénérateurs de jets synthétiques actionnés thermiquement : a) vue de dessus du réseau de cavité ; b) vue de dessus des membranes et orifices équipés des déclencheurs thermiques (Rathnasingham et *al.*, 1997).

3 Paramètre du jet synthétique

Le jet synthétique est un écoulement à débit moyen nul généré par la variation périodique du volume (V) d'une cavité. À travers une fente de largueur e et de surface S, la cavité échange du fluide avec le milieu extérieur. La cavité est de hauteur H et de largeur W. Durant la phase d'aspiration, la membrane commence à se déplacer vers le bas et le fluide entre dans la cavité à travers la fente. Durant la phase de soufflage, la membrane se met à monter et l'air quitte alors la cavité. De cette façon, le volume déplacé, au cours d'une

demi période T/2, par le système mécanique est noté ΔV. La membrane est animée d'un mouvement alternatif et régulier à une fréquence (*f*). Ainsi, le volume ΔV dépend de *f*.

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \qquad \textbf{(2. 1)}$$

ω est la pulsation d'excitation de la membrane.

Dans le cas des actionneurs électrodynamiques tel que notre actionneur, la membrane possède de plus une pulsation naturelle de résonance ω_r qui est fonction des dimensions et des matériaux qui la composent. Un repère orthonormé direct (O, x, y, z) est positionné au centre de la section de sortie S, x suivant la largeur, z suivant la longueur et y suivant la sortie de la fente.

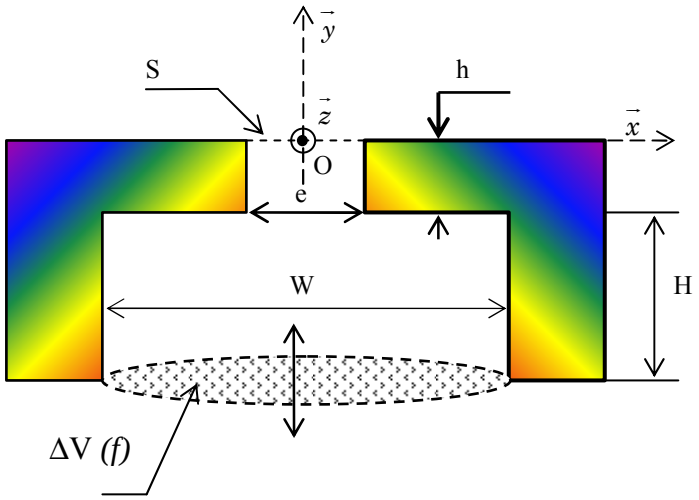


Fig 2. 6 - Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane électrodynamique.

Comme on l'a précise dans le paragraphe précédent, une fois que l'actionneur est alimenté par une tension alternative et sinusoïdale A(t), de la forme :

$$A(t) = A_0 \, sin(\omega t) \qquad \textbf{(2. 2)}$$

où A_0 est l'amplitude de la tension d'alimentation de l'actionneur.

L'évolution temporelle de la vitesse u (t) au centre de la surface de sortie S est aussi sinusoïdale de la forme:

$$u(t) = V_{max} \, sin(\omega t + \Phi) \qquad \textbf{(2. 3)}$$

avec V_{max} est la vitesse maximale du jet, et Φ est le déphasage avec le signal électrique.

Pour caractériser l'instant du cycle du jet synthétique, la phase angulaire Φ, comprise entre 0 et 360°, est définie de telle manière que Φ=0° corresponde à la phase angulaire pour laquelle la vitesse en sortie d'orifice est nulle avec une pente positive.

4 Caractéristiques d'un jet synthétique

Selon Smith et *al.* (1998), un jet synthétique est caractérisé par un certain nombre de paramètres :

4.1 La longueur de décharge

$$L_0/e = \frac{1}{e}\int_0^{T/2} u(t)\,dt = \frac{1}{e}\int_0^{T/2} V_{\max}\sin\left(2\pi f t + \Phi\right)dt = \frac{V_{\max}}{e\,\pi\,f} \qquad \textbf{(2. 4)}$$

où e est la largeur de la fente (ou le diamètre de l'orifice),

Cette longueur est égale à la distance parcourue par le fluide pendant la phase de soufflage. Smith et Glezer (1998) ont défini le temps T/2 comme temps de décharge. La longueur de décharge permet de souligner le rôle de la paire de vortex contrarotatifs dans l'évolution du jet synthétique.

4.2 Echelle de vitesse

Smith et Glezer (1998) ont choisi une échelle de vitesse pour le jet synthétique. En effet, la vitesse moyenne du jet synthétique durant la phase de soufflage U_0 est définie par :

$$U_0 = f\,L_0 = f\int_0^{T/2} u_0(t)\,dt \qquad \textbf{(2. 5)}$$

u_0 (t) est la vitesse au centre de la fente.

4.3 Nombre de Reynolds basé sur l'échelle de vitesse

Le nombre de Reynolds basé sur la vitesse du jet et la largeur de la fente.

$$Re_{U_0} = \frac{U_0\,e}{\nu} \qquad \textbf{(2. 6)}$$

avec ν est la viscosité cinématique du fluide.

Le nombre de Reynolds du jet peut être défini en se basant sur la vitesse moyenne durant la phase de soufflage (Glezer, 1998).

$$Re_{\overline{U}} = \frac{\overline{U}\, e}{\nu} \qquad \textbf{(2. 7)}$$

$\overline{U}$ est la vitesse moyenne du jet issu de la fente.

$$\overline{U} = \frac{2}{T}\frac{1}{S}\int_S \int_0^{T/2} u(t,x)\, dt\, dS = 2f \int_0^{T/2} u(t)\, dt \qquad \textbf{(2. 8)}$$

S est la surface de la fente d'injection, et x est l'ordonnée suivant l'axe des abscisses.
Dans le cas d'un profil de vitesse uniforme à la surface de sortie de l'orifice de section S, les vitesses moyennes U_0 (2.5) et $\overline{U}$ (2.8) sont liées par la relation :

$$\overline{U} = 2U_0 \qquad \textbf{(2. 9)}$$

4.4 Nombre de Reynolds basé sur l'impulsion

$$Re_{I_0} = I_0/\mu e \qquad \textbf{(2. 10)}$$

Avec :

$$I_0 = \rho e \int_0^{T/2} u_0^2(t)\, dt \qquad \textbf{(2. 11)}$$

ρ et μ sont respectivement la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide.

4.5 Nombre de Strouhal

Le nombre de Strouhal compare la fréquence d'excitation au temps de la convection du fluide à partir de l'orifice. Il est défini par :

$$Sr = \frac{f\, e}{U_0} = \frac{e}{L_0} \qquad \textbf{(2. 12)}$$

En outre, on note que $L_0/e = U_0/f\, e$ est étroitement lié à l'inverse du nombre de Stokes par l'intermédiaire de :

$$\frac{1}{Sr} = \left(L_0/e\right)/\pi = \overline{U}/\omega e = \left(\overline{U}\, e/\nu\right)/\left(\omega e^2/\nu\right) = Re/St^2 \qquad \textbf{(2. 13)}$$

St est le nombre de Stokes, donné par $St = \sqrt{w\, e^2/\nu}$.

Les grands nombres de Strouhal, indiquent que l'actionneur fait plusieurs cycles avant qu'un élément fluide traverse la région de la fente.

4.6 Le coefficient de quantité de mouvement

Ce coefficient est défini par :

$$C_{\mu} = \frac{\rho_{jet}\, e}{\rho_{\infty}\, D}\left(\frac{V_{max}}{U_{\infty}}\right)^2 \qquad \textbf{(2. 14)}$$

U_{∞}, la vitesse moyenne de l'écoulement extérieur, ρ_{jet} et ρ_{∞} désignent respectivement la masse volumique du jet synthétique et de l'écoulement extérieur, et D la longueur caractéristique de la configuration étudiée.

5 Critères de formation

Le jet synthétique est caractérisé par l'émission périodique de structures tourbillonnaires. Toutefois, tous les actionneurs reposant sur le principe de variation du volume d'une cavité ne permettent pas d'obtenir cette dynamique de jet. En effet, il est possible, d'une part que l'amplitude des mécanismes de déplacement ne soient pas suffisante pour que les structures tourbillonnaires se détachent de la fente et d'autre part, que les structures éjectées pendant la phase de soufflage soient aspirées au cycle suivant par le jet. Wu et Breuer (2003) ont défini un critère de formation du jet synthétique basé sur le nombre de Reynolds Re_{U_0}. Ainsi, l'actionneur sera totalement inefficace si ce nombre est inférieur à 50 (régime de Stokes). En effet, l'écoulement devient réversible ; ce qui implique que toute structure sortant de la fente pendant la phase de soufflage y retournera lors de la phase d'aspiration. Ceci met en évidence l'existence d'un seuil sur la longueur de décharge L_0/e au-dessous de laquelle le jet ne peut pas se former. Cette grandeur est estimée à $\frac{L_0}{e} \geq \frac{4}{\sqrt{\pi}} \approx 2{,}3$ par Smith et Swift (2001). Pour des fréquences d'actionnement comprises entre 10 et 110 Hz, ce critère devient indépendant de la géométrie de l'orifice dans la mesure où la hauteur h de l'orifice est au moins deux fois plus grande que sa largeur (Fig 2.7) :

$$h \geq 2e \qquad \textbf{(2. 15)}$$

Une étude approfondie effectuée par Holman et *al.* (2005) montre que les vortex générés à la sortie de l'orifice lors de la phase d'éjection sont capables de se détacher pour former un jet synthétique si le critère suivant est respecté :

$$\frac{1}{Sr} = \frac{Re}{St^2} > \frac{32\,c^2\,D_v}{k\,\pi^2\,e} = K \qquad \textbf{(2. 16)}$$

où c est le rapport des vitesses moyennes temporelles sur S et au centre O :

$$c = \frac{\overline{U}}{U_0} \qquad \textbf{(2. 17)}$$

et

$$D_v = e\left(1+\varepsilon\right)^p \qquad \textbf{(2. 18)}$$

Dv est la distance qui sépare les centres tourbillonnaires de la paire de tourbillons qui se forment au cours du soufflage (Fig 2.7),

ε et p sont des constantes fonctions des rayons de courbure des parois à la sortie de l'orifice,

K est une constante qui dépend du rapport entre le rayon du coeur des structures tourbillonnaires et leur espacement.

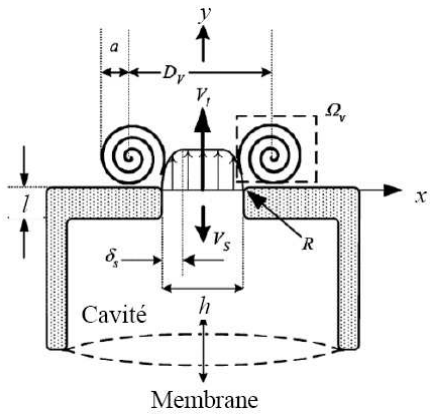


Fig 2. 7 - Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane piézo-électrique.

Ces travaux expérimentaux et numériques de Holman et *al.* (2005) montrent que les valeurs de K pour un jet bidimensionnel sont d'un ordre de grandeur de 0,16 pour le jet 2D et pour un jet axisymétrique de l'ordre de 0,5.

6 Structure de l'écoulement de jet synthétique

L'étude expérimentale de Smith et *al.* (2002) a prouvé que le domaine fluide extérieur du jet est composé de deux régions distinctes. La première région est nommée champ proche et le second est appelé champ lointain. Ces deux champs sont mis en évidence par

cette équipe en traçant les lignes de courant dans le plan de symétrie du jet synthétique pour la phase angulaire Φ_3=270°, aspiration maximale (Fig 2.8).

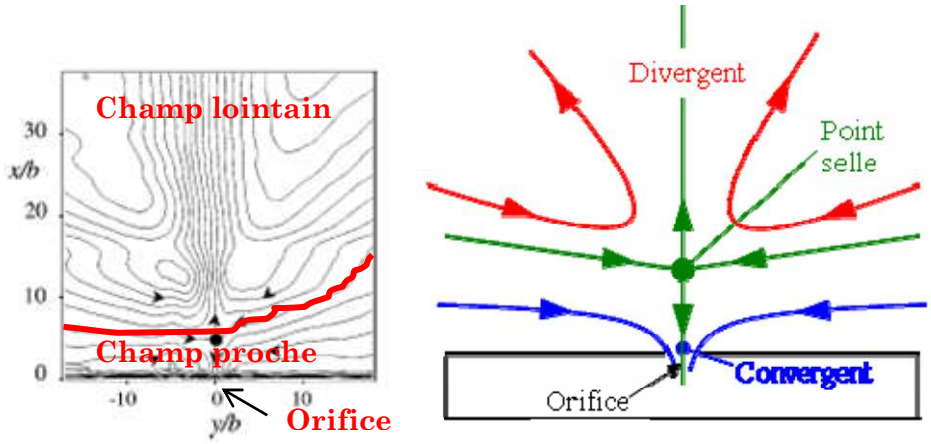


Fig 2. 8 - Représentation schématique d'un actionneur de jet synthétique équipé d'une membrane piézo-électrique.

Un point singulier, de type point de stagnation se trouve sur l'axe de symétrie de l'orifice à environ cinq largeurs d'orifice. Les lignes de courant issues de ce point séparent l'espace en deux zones fluides :

- Dans le champ proche, situé entre l'orifice et le point de stagnation, la dynamique du jet est dominée par la formation périodique et l'advection des structures tourbillonnaires initialement laminaires puis turbulentes.
- Dans le champ lointain, situé entre le point de stagnation et l'aval, la transition laminaire/turbulent est suivie par la formation d'un jet turbulent pleinement développé qui est comparable à un jet continu conventionnel.

6.1 L'écoulement en champ proche

Ce paragraphe présente les résultats typiques des jets synthétiques expérimentaux rencontrés dans la littérature. Une des premières études expérimentales complètes a été réalisée par Smith et *al.* (1998) qui ont visualisé le jet par images Schlieren[1]. Ces visualisations, présentées sur la Fig 2.9, permettent d'illustrer le processus de formation du

[1] *Les images Schlieren, aussi appelées strioscopiques, sont utilisées pour visualiser les fluides compressibles autour d'objets. Le système de base utilise de la lumière issue d'une source monochromatique. Pour un écoulement uniforme, l'image est régulière et toute trace de turbulence se traduit par un effet de miroir comparable aux "mirages" visibles sur les surfaces chaudes.*

jet. Nous rappelons que T est la période du mouvement de la membrane et que la séquence commence par le mouvement du diaphragme vers l'orifice à $t/T = 0$.

- Pour t/T = 0,11, le fluide expulsé par l'orifice vers l'extérieur forme une paire de tourbillons.

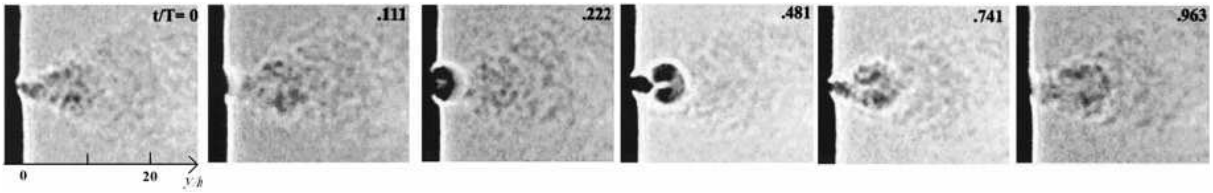


Fig 2. 9 -Visualisation Schlieren d'un jet synthétique à t/T = 0, 0,111, 0,222, 0,481, 0,741 et 0,963 sur une période d'actionnement - f=1140 Hz, Re_{l0} = 18124, Re_{U0} = 383 (Smith et *al.*, 1998).

- Pour 0,15 < t/T < 0,41, la nouvelle paire de vortex continue à s'enrouler. Par contre les traces de l'ancienne paire disparaissent. Cette nouvelle paire de tourbillons finit de s'enrouler tout en étant advectée vers l'aval.

Les tourbillons et le fluide éjecté dans leur sillage apparaissent ici comme étant laminaires (t/T = 0,407).

- Pour t/T = 0,5, les centres de tourbillon, dont la vitesse de déplacement diminue, se mettent à montrer de petits mouvements caractéristiques d'une transition à la turbulence. Les auteurs ont montré, par visualisation du jet dans des plans perpendiculaires à son axe, que le processus de transition vers la turbulence commence avec une amplification rapide de l'instabilité dans la direction transversale dans chaque tourbillon, ce qui mène à la formation de nouvelles paires de tourbillons dans cette direction. Les paires secondaires s'enroulent autour des tourbillons principaux et finalement mènent à l'échelonnement des tourbillons principaux.
- Pour 0,67 < t/T < 1, la paire de tourbillon apparaît comme turbulente et sa vitesse d'advection est fortement ralentie alors qu'elle se dissipe en aval dans le jet turbulent.

Nous constatons donc qu'après le processus de formation de la paire principale de tourbillon, les tourbillons avancent avec une vitesse presque constante. Après la transition à la turbulence (0,5 < t/T < 0,8) la vitesse diminue jusqu'à une valeur minimum pour t/T ≈ 0,8 et augmente ensuite jusqu'à la dissipation des tourbillons dans l'écoulement du jet.

6.2 L'écoulement en champ lointain

La dissipation des tourbillons marque le début d'un second domaine dans lequel le jet est turbulent et pleinement développé. Afin de caractériser cet écoulement, les chercheurs s'intéressent à l'écoulement moyen et le comparent à un jet continu turbulent conventionnel (Smith et *al*., 2003).

Les profils de vitesse moyenne $U_y(x)$ et U_x (x) dans le plan de symétrie de la fente sont reportés pour différente distance de la fente. La vitesse est adimensionnée par la vitesse axiale locale sur la ligne centrale et la position par la distance à l'axe b(x) à laquelle la vitesse est égale à la moitié de la vitesse sur l'axe.

Pour l'ensemble des distances considérées, on note une parfaite superposition des profils de vitesse (Fig 2.10) pour les jets continus et pour les jets pulsés. La propriété des profils auto-semblables caractéristique des écoulements de jet turbulents pleinement développés est vérifiée pour les jets synthétiques. L'écoulement moyen dans le champ lointain est donc comparable à un écoulement de jet 2D continu, turbulent, pleinement développé (Fig 2.11).

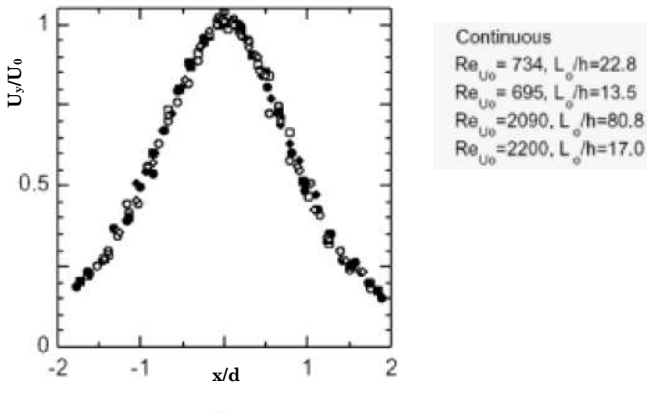


Fig 2. 10 - Comparaison du profil de vitesse longitudinale moyenne entre un jet synthétique et un jet continu turbulent (Smith et *al*., 2003).

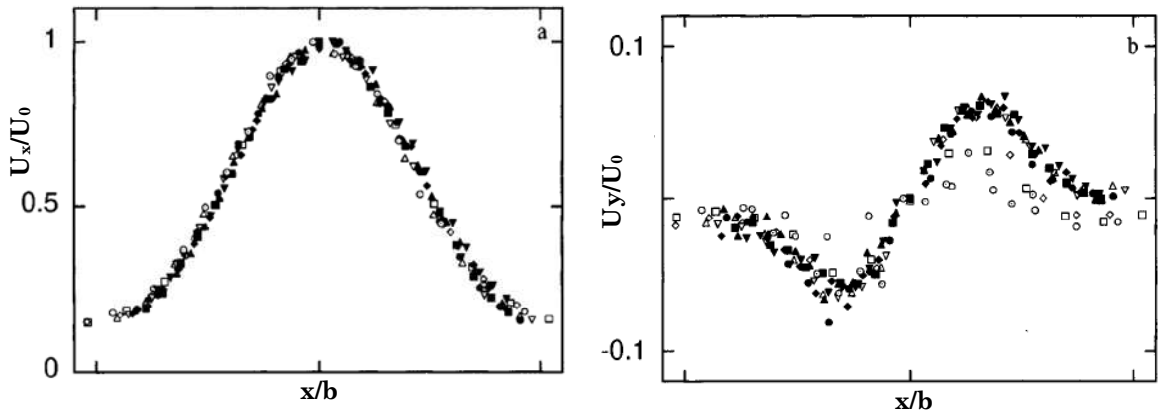


Fig 2. 11 - Profils de vitesse (a) longitudinale et (b) transversale pour plusieurs distances à la fente y/d (Smith et al., 2003).

Smith et *al.* (2003) proposent une interpolation de ces profils sous la forme :

$$U_y(x,y) = U_0\left(1 - tanh\left(\chi\frac{x}{y}\right)\right) \qquad \textbf{(2. 19)}$$

χ : Paramètre d'interpolation

Bien que les profils de vitesse soient comparables, l'évolution des caractéristiques de l'écoulement en fonction de la distance à la paroi y d'un jet continu (Gutmark et Wygnanski, 1976) et synthétique sont différentes. Les principales différences sont résumées dans le Tableau II.2.

Grandeur comparée	***Jet synthétique***	***Jet turbulent continu***
Hauteur du jet pleinement turbulent	y=10d	y=40d
Vitesse longitudinale au centre U_y	$(y)^{-0,58}$ pour y<80d $(y)^{-0,25}$ pour y ≥80d	$(y)^{-0,5}$
Epanouissement du jet $\frac{db(y)}{dy}$	$(y)^{-0,88}$	y

Tableau II.2 : Comparaison de l'évolution des grandeurs caractéristiques de jet synthétique dans le champ lointain et turbulent continu en fonction de la distance à la paroi.

7 Influence de l'architecture de l'actionneur

La géométrie de l'actionneur détermine la dynamique de l'écoulement. Les paramètres géométriques les plus étudiés et les plus influants sont :

- La géométrie de l'orifice,
- Le design de la cavité.

7.1 Effet de la géométrie de l'orifice d'émission

Schaeffer et *al.* (2003) ont comparé le comportement de deux actionneurs (Fig 2.12-a) ne différant que par la géométrie de l'orifice (cylindrique ou elliptique). Les résultats présentés sur la Fig 2.10-b montrent une augmentation de la vitesse d'émission sur l'axe pour le jet elliptique à des fréquences voisines de 1750 Hz.

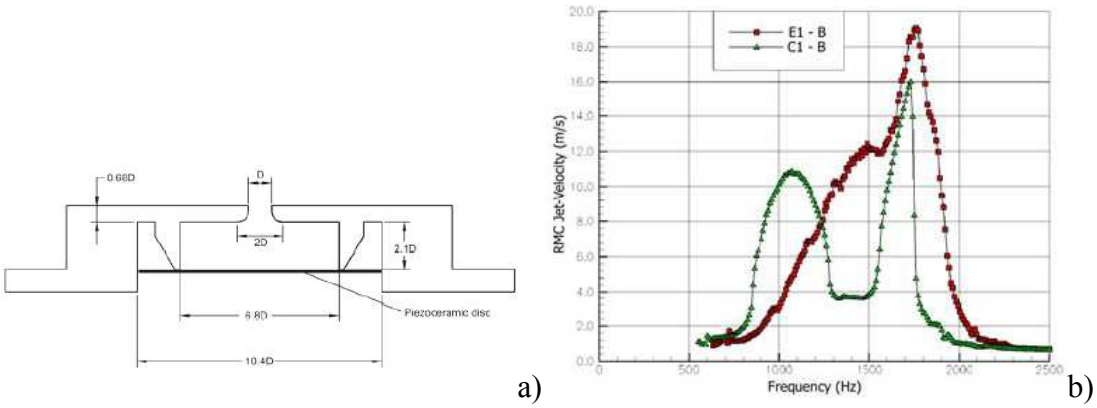


Fig 2. 12 - Actionneur jet synthétique proposé par Schaeffer et *al.* (2003). (a) Détails de la géométrie, (b) Variation de la vitesse avec la fréquence (E1 : orifice elliptique, C1 : orifice circulaire).

7.2 Effet du design de la cavité

Des études numériques ont été menées par Utturkar et *al.* (2002) pour examiner l'influence du design de la cavité sur le comportement de la cellule piézoélectrique. L'algorithme utilisé permet la simulation d'un écoulement visqueux incompressible et instationnaire avec la prise en compte d'un mouvement complexe des frontières. Ainsi, cinq formes de cavité ont été considérées et leur comportement respectif a été analysé. Cette étude montre les effets de la modification de la géométrie des cavités acoustiques sur les structures tourbillonnaires générées par les différents jets. Les champs de vorticité ont été obtenus après que l'écoulement ait atteint un état stationnaire et fournissent ainsi une vue qualitative des effets des diverses configurations. Ainsi, en dépit des différences

significatives dans le design des cavités, tous les cas produisent le même écoulement, excepté le cas (b). Les comportements observés pour le cas (b) sont liés à la dissymétrie de l'arrangement des cellules par rapport au plan vertical perpendiculaire au plan externe. Pour tous les autres cas, les comportements observés restent similaires avec une déviation de 7% du coefficient de quantité de mouvement calculé en sortie du jet. Néanmoins, il ne faut pas perdre de vue que pour une configuration avec plusieurs diaphragmes, les amplitudes respectives ont été réduites pour que la comparaison soit possible.

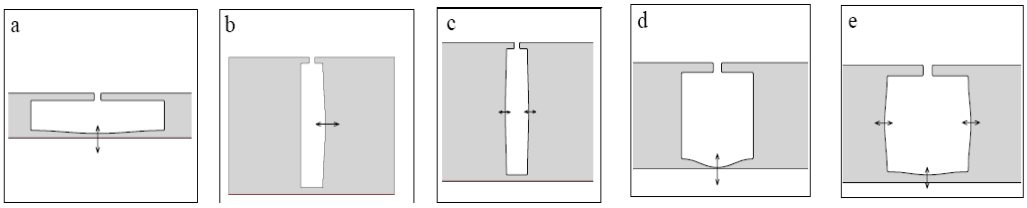


Fig 2. 13 - Forme des cavités des jets utilisés dans l'étude : (a) cas1 ; (b) cas2 ; (c) cas3 ; (d) cas4 ; (e) cas5.

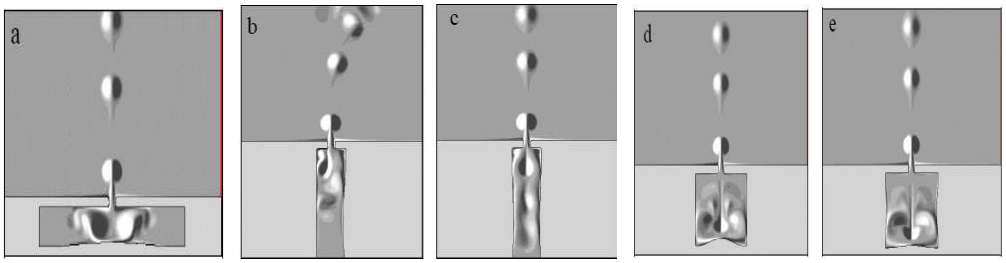


Fig 2. 14 - Contour des vorticités pour les cinq cas étudiés, (a) cas1 ; (b) cas2 ; (c) cas3 ; (d) cas4 ; (e) cas5.

Rizzetta et *al*. (1999) ont traité numériquement l'écoulement à l'intérieur de la cavité et l'écoulement près de l'orifice de sortie. Pour des simulations numériques, les auteurs ont employé les équations de Navier-Stokes instationnaires compressibles. Les simulations bidimensionnelles ont été réalisées en fixant soit le nombre de Reynolds, soit la hauteur de la cavité. Durant la phase d'aspiration, une paire de tourbillons contre-rotatifs est formée aux bords intérieurs de l'orifice, affectées par la paroi opposée et se dissipe près du centre de la cavité avant que le cycle de soufflage suivant ne commence. Pour un nombre de Reynolds donné, la force des paires de tourbillons qui sont formées augmente en diminuant la hauteur de la cavité (comme a été confirmée dans la publication de Lee et Goldstein (2001). Les simulations bidimensionnelles et tridimensionnelles montrent un bon accord avec les mesures de Smith et Glezer (1998). En effet, cette comparaison rapporte un accord raisonnable près de la ligne centrale du jet.

8 Synthèse

Il ressort de cette étude bibliographique que dans un milieu au repos:

- ☑ Le jet synthétique est caractérisé par l'émission périodique de structures tourbillonnaires émises sous réserve du respect d'un critère de formation (2.16).
- ☑ Le jet synthétique est comparable à un écoulement de jet "turbulent" continu pleinement développé dans le champ lointain et possédant des caractéristiques énergétiques avantageuses.

Cependant, la géométrie de l'actionneur:

- ☑ Les dimensions de l'orifice influencent peu l'écoulement dès lors que sa hauteur h est deux fois plus grande que sa largeur d,
- ☑ Les dimensions de la cavité n'influencent pas l'écoulement, mais la réponse dynamique de l'actionneur,
- ☑ La symétrie de variation du volume de la cavité agit sur la symétrie de l'écoulement.

Partie B- Jet synthétique en interaction avec un écoulement

Dans la partie précédente on a montré que le jet synthétique représente une source pariétale de quantité de mouvement pour laquelle les échelles caractéristiques de longueur et de temps sont contrôlées. Cette particularité est remarquable dans la perspective de réaliser du contrôle d'écoulement puisqu'il devient possible de combiner l'influence de deux grandeurs physiques pour modifier l'écoulement à contrôler : le coefficient de quantité de mouvement C_μ et la fréquence réduite F^+.

9 Contrôle des écoulements décollés

Il est possible pour retarder le décollement d'injecter de la quantité de mouvement dans la couche limite. L'une des solutions consiste à placer un écoulement de jet synthétique en amont du décollement naturel pour qu'il interagisse avec l'écoulement principal. Si en outre la fréquence d'oscillation de l'actionneur est proche de celle des grandes structures cohérentes instables de la région pleinement turbulente, cette injection peut favoriser le mélange à la frontière de la couche limite et augmenter ainsi la quantité de mouvement apportée à celle-ci ; ce qui a pour effet de retarder d'autant plus efficacement le décollement. Le contrôle effectué peut être dans ce cas caractérisé par des nombres adimensionnels. Ces nombres adimensionnés caractéristiques de l'interaction sont tout d'abord définis (dans le paragraphe suivent).

9.1 Les nombres adimensionnés de l'interaction et leur impact dans les stratégies de contrôle

Quand on place un corps de longueur caractéristique D_∞ dans un écoulement de vitesse infinie amont U_∞, l'écoulement qui se développe dans le sillage de ce corps est animé lâchés de structures tourbillonnaires alternatives, qui caractérisent l'instabilité de von Kármán (Fig 2.15). L'échelle de temps caractéristique du sillage est définie par :

$$t_w = \frac{D_\infty}{U_\infty} = \frac{1}{f_w} \qquad \textbf{(2. 20)}$$

où f_W est la fréquence de lâchés des structures tourbillonnaires, associée au temps caractéristique t_W. La caractérisation de l'interaction entre le jet synthétique et l'écoulement transverse repose sur le rapport des échelles de temps caractéristiques (Glezer et *al.*, 2005):

$$F_w^+ = \frac{t_w}{T} = \frac{f}{f_w} \qquad \textbf{(2. 21)}$$

Ainsi, la fréquence réduite de l'interaction F_w^+ représente le rapport entre la fréquence d'émission des structures tourbillonnaires issues de l'actionneur de jet synthétique et la fréquence de formation naturelle des structures tourbillonnaires qui prennent naissance dans le sillage de l'obstacle suite au décollement des couches limites. En revanche, les structures générées par l'actionneur de jet synthétique agissent essentiellement en proche paroi, dans une zone dont l'échelle caractéristique est celle de la couche limite. En considérant comme échelle de longueur de la nappe de cisaillement deux fois l'épaisseur de la couche limite δ_∞ qui se développe sans contrôle à la surface du corps et comme échelle de vitesse la vitesse de l'écoulement incident U_∞ sur deux (Fig 2.16), une échelle de temps correspondante est définie par :

$$t_H = \frac{4\delta_\infty}{U_\infty} = \frac{1}{f_H} \qquad \textbf{(2. 22)}$$

où f_H est la fréquence associée à t_H (Huerre ,1985). Cette échelle de temps, plus petite que tw, est alors représentative des instabilités de Kelvin-Helmholtz dans la nappe de cisaillement, issue du décollement des couches limites. La fréquence réduite correspondante est définie par :

$$F_H^+ = \frac{t_H}{T} = \frac{f}{f_H} \qquad \textbf{(2. 23)}$$

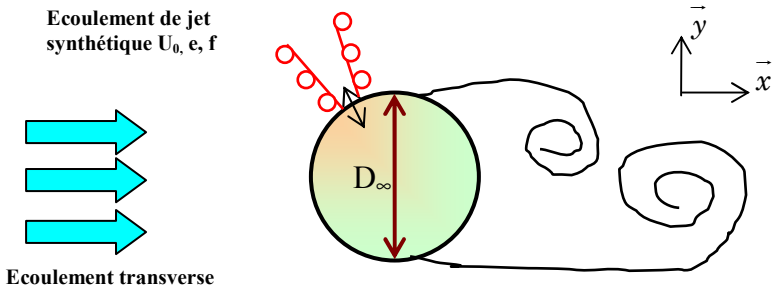


Fig 2. 15 - Représentation schématique des grandeurs caractéristiques des écoulements de jet synthétique et aérodynamique en interaction.

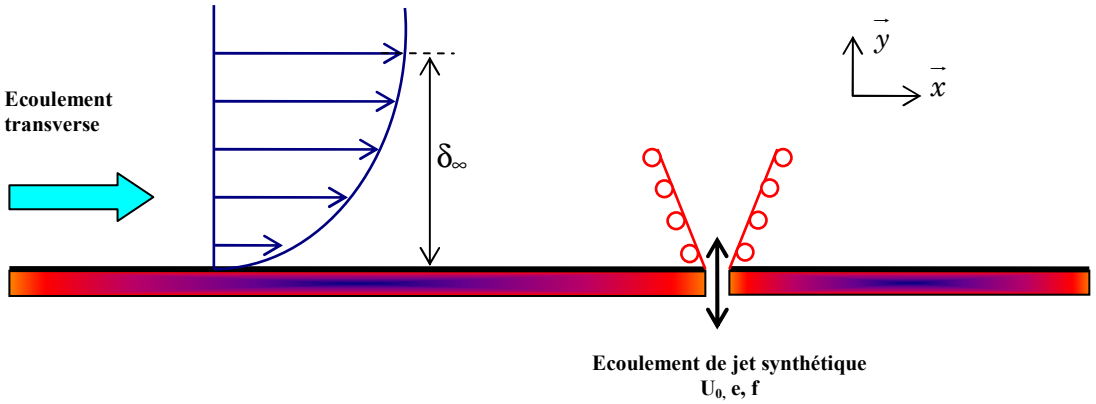


Fig 2. 16 - Représentation schématique des grandeurs caractéristiques des écoulements de jet synthétique et de couche limite en interaction.

L'étude expérimentale de Tian et *al.* (2006) illustre l'existence de ces deux fréquences dans le mécanisme de décollement des couches limites et de formation des structures tourbillonnaires dans le sillage d'un profil d'aile. Dans le même contexte d'idée Mittal et *al.* (2005) ont tenté de caractériser les différentes échelles de fréquences pouvant intervenir dans la physique du contrôle de décollement par actionneurs instationnaires. En effet, ils remarquent que la plupart des publications montrent une relation directe de l'efficacité du contrôle avec la vitesse d'excitation, alors que la sensibilité en fréquence est plus complexe. Trois types d'écoulements où interviennent les fréquences:

- Profil à faible incidence ne présentant pas de décollement : dans ce cas, la fréquence d'instabilité de sillage est le phénomène instationnaire dominant. On l'adimensionne d'après Roshko par $f_{wake} = \frac{U_\infty}{W_{wake}}$ avec W_{wake} la largeur de la nappe du sillage (Fig 2.17-A).
- Profil fortement décollé dès le bord d'attaque sans rattachement sur l'extrados : deux échelles de fréquences excitent alors l'écoulement. La couche de cisaillement créée par le point de décollement au niveau du bord d'attaque présente une génération de tourbillons de Bloor-Gérard à une fréquence $f_{sl} = \frac{\overline{U}}{\theta}$ avec θ l'épaisseur de quantité de mouvement. Les lâchés périodiques de grosses structures correspondent à un mode de sillage f_{wake} de corps épais de type cylindre, basés sur une longueur $\boldsymbol{W_{wake}} = \boldsymbol{c}.\sin\alpha$, avec α l'incidence.

- Profil présentant un bulbe de décollement au bord d'attaque suivi d'un rattachement sur l'extrados : en plus des deux échelles de fréquences précédemment évoquées, un mode f_{sep} basé sur la longueur de corde décollée intervient. Un adimensionnement de cette fréquence permet d'écrire : $\frac{f_{sep} L_{sep}}{U_\infty} = 0,27$ où L_{sep} correspond à la distance entre le point moyen de décollement et le centre du bulbe.

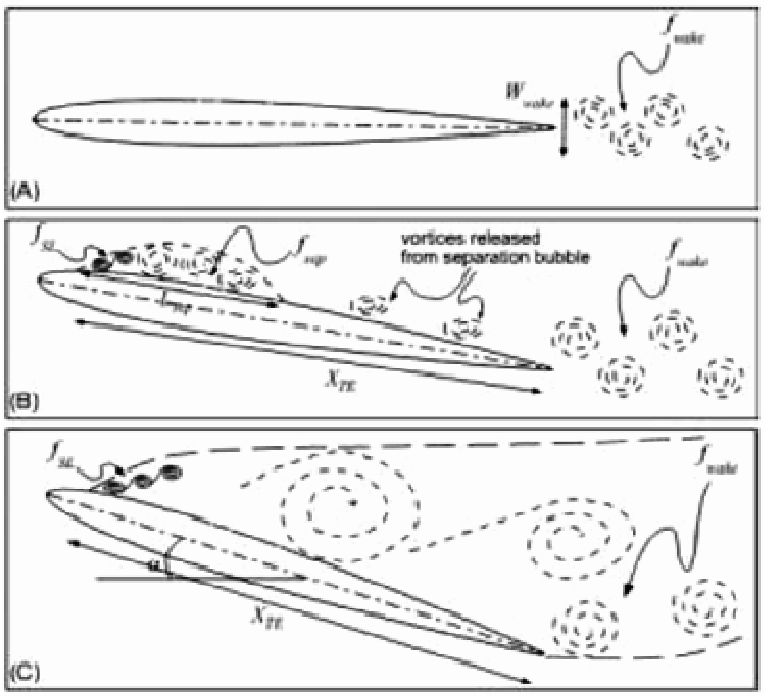


Fig 2. 17 -Différentes échelles de fréquence présentes dans un écoulement décollé d'après Mittal et *al* (2005).

Dans le cas où plusieurs niveaux d'excitation interviennent ensemble, chacune va interagir avec l'autre. En effet, le transport dans le bulbe de perturbations dues aux lâchés de structures turbulentes par la zone décollée induit une harmonisation de f_{sep} et f_{SL}. De même dans le cas de profil fortement décollé ou simplement d'écoulement de cylindre, Kourta et *al*. (1987) montrent que l'on peut écrire : $f_{SL} = 0,024.Re^{0.67}.f_{wake}$ avec Re un nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement θ.

Les paramètres d'efficacité du contrôle dépendent fortement de l'échelle de référence prise en compte. En effet, si on prend comme adimensionnement $F^+ = \frac{f_{wake}\, c}{U_\infty}$ l'intervalle de

fonctionnement du contrôle varie comme $0,5< F^{+}<5$ environ, alors que celui-ci devient $0,75< F^{+} <2$ en prenant $F^{+} = \frac{f_{sep} L_{sep}}{U_{\infty}}$.

Influence du coefficient de quantité de mouvement C_{μ}

Une fois que la fréquence réduite de fonctionnement du jet synthétique est fixée, la plupart des publications montrent une relation directe de l'efficacité du contrôle avec l'accroissement du coefficient de quantité de mouvement Cμ (Seifert et *al.*, 1993, 1996 et 1999 ; Glezer et *al.*, 2002 ; Mital et *al.*, 2002). À partir d'une valeur seuil de Cμ, les performances aérodynamiques se dégradent à nouveau. Il semble, alors, que la perte d'efficacité du contrôle soit liée au fait que le jet "transperce" de part en part la couche limite de l'écoulement incident.

Mc Cormick et *al.* (2000) publient les résultats d'une campagne expérimentale de contrôle de décollement sur une section 2D d'un profil par un système de jets synthétiques tangentiels en transition naturelle. La fente de l'actionneur est inclinée de 20° par rapport à la surface du profil et située en amont du point de décollement. L'actionneur fonctionne à une fréquence telle que F_{w}^{+}=1,3, soit proche de la fréquence naturelle des lâchés des structures tourbillonnaires de l'instabilité de von Kármán. Le nombre de Reynolds de l'expérience est de $2,5x10^{5}$. McCormick distingue plusieurs topologies sur l'extrados du profil d'aile en fonction du coefficient de quantité de mouvement :

Ainsi, de gauche à droite, on observe :

- ☑ ***C_{μ}* = 0 :** l'écoulement est clairement décollé depuis le bord d'attaque pour un forçage nul,
- ☑ ***C_{μ}* = 0,5% :** l'effet de contrôle est nettement visible avec un écoulement attaché au profil pour un niveau de forçage faible. On distingue trois structures tourbillonnaires accrochées à la fréquence de forçage. Dans ce cas, il y a enroulement et advection des structures le long de l'extrados,
- ☑ ***Cμ* = 1,5% :** l'écoulement est complètement attaché au profil. Aucune structure cohérente n'est visible. Il y a suppression du décollement via une énergisation de la couche limite. La vitesse de soufflage du jet synthétique est de l'ordre de grandeur de la vitesse de l'écoulement amont U_{∞}.

☑ ***Cμ* = 6.5% :** pour un niveau de forçage supérieur, les structures tourbillonnaires réapparaissent. En effet, il y a enroulement des structures tourbillonnaires de manière contrarotative, comme si le jet synthétique était seul (Fig 2.18).

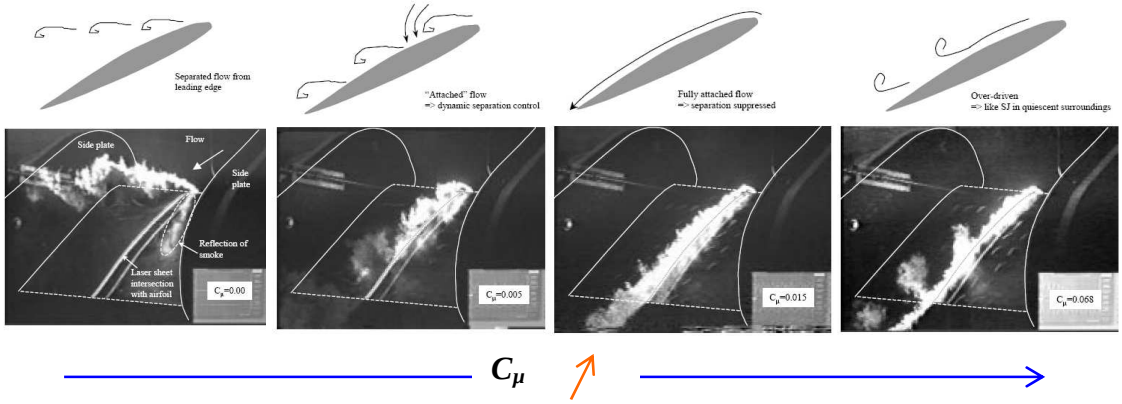


Fig 2. 18 - Effet du contrôle par jets synthétiques tangentiels sur le profil à 24° d'incidence pour différents Cμ d'après Mc Cormick et *al.* (2000).

Remarque

Il est donc difficile dans l'état actuel des recherches de concevoir un réseau d'actionneurs unique capable de contrôler l'ensemble des paramètres aérodynamiques d'une aile ou d'un aileron. Si l'on veut utiliser des micro-dispositifs de même conception (par exemple des jets synthétiques gravés sur silicium avec actionnement piézo-électrique), il faut être en mesure d'agir sur la fréquence et l'amplitude d'oscillation des membranes, la vitesse et l'orientation des jets et cela en tenant compte d'une puissance génératrice limitée.

10 Contrôle des écoulements par jets synthétiques

Dés que Crow et Champagne (1971) ont étudié la structure ordonnée des jets turbulents, la dynamique des jets pulsés a attiré les scientifiques. Dans des applications industrielles, les jets pulsés ont été largement utilisés dans des moteurs à combustions internes pour améliorer le mélange entre le carburant et le comburant. Plus récemment, des jets pulsés ont été utilisés comme des actionneurs efficaces pour le contrôle d'écoulement. Le décollement de la couche limite sur des cylindres ou des ailes d'avion pourraient être retardé, produisant de la portance avec des actionneurs placés à la paroi au-dessous de l'écoulement. Finalement, cette approche permettrait l'amélioration du vol d'avion sans changements de la géométrie du profil de l'aile. Pour des cylindres, le cas de couche limite laminaire a été étudié par Amity et *al.* (2001), et le cas de séparation turbulent par Béra et

al. (2000). Pour des ailes d'avions, la plupart des recherches ont été faite par Seifert et *al*. (1993). Des travaux sur le contrôle d'écoulement dans des diffuseurs à faibles et grands angles ont été réalisés par Ben Chiekh et *al*. (2003) pour augmenter le mélange, lever le rétablissement de la pression moyenne et réduire ses oscillations. La compréhension des mécanismes physiques impliqués dans les interactions entre des jets pulsés et l'écoulement externe a aussi été un objectif principal. La visualisation des anneaux de tourbillons se développant sur une plaque plane en interaction avec un écoulement par Chang et Vaski (1998), fournit les premiers éléments de compréhension de la formation des tourbillons à des vitesses extrêmement faibles. Pour des grandes vitesses, Wygnansski (2000) a suggéré que la séparation pourrait être retardée sur un volet quand des tourbillons actifs, qui sont présentes dans l'écoulement, sont capables de manipuler des couches de cisaillement libres. En employant la PIV, Béra et *al*. (2000) ont montré que des jets pulsés affectent le décollement d'écoulement sur un cylindre en atteignant la couche décollée en produisant une forte vorticité de même signe que le cisaillement produit par l'écoulement externe, et apportent du fluide près de la paroi du cylindre.

10.1 Ecoulement sur une plaque plane

L'interaction des jets synthétiques avec un écoulement se développant sur une plaque plane a été étudiée par plusieurs équipes de recherche. Plusieurs paramètres ont été testés : l'effet de l'inclinaison et l'effet de l'orientation de la fente en faisant varier le coefficient de quantité de mouvement injecté dans la couche limite.

Jets synthétiques normaux

La majorité des études expérimentales et/ou numériques se sont intérissées à ce type de jets. Dans ce cadre vient l'étude expérimentale réalisée par Park et *al*. (2001). Cette étude concerne le contrôle d'une couche limite turbulente, et suite à cette étude, Park et *al*. (2001), ont montré que le jet synthétique augmente le facteur de forme de la couche limite et réduit le frottement pariétal suite au changement observé au niveau du profil de vitesse transversale. La réduction du frottement paraît être liée à l'augmentation de la fréquence d'excitation. Des mesures synchronisées avec le signal d'excitation ont révélé la génération

de structures cohérentes par le contrôle, dont la taille est inversement proportionnelle à la fréquence d'excitation.

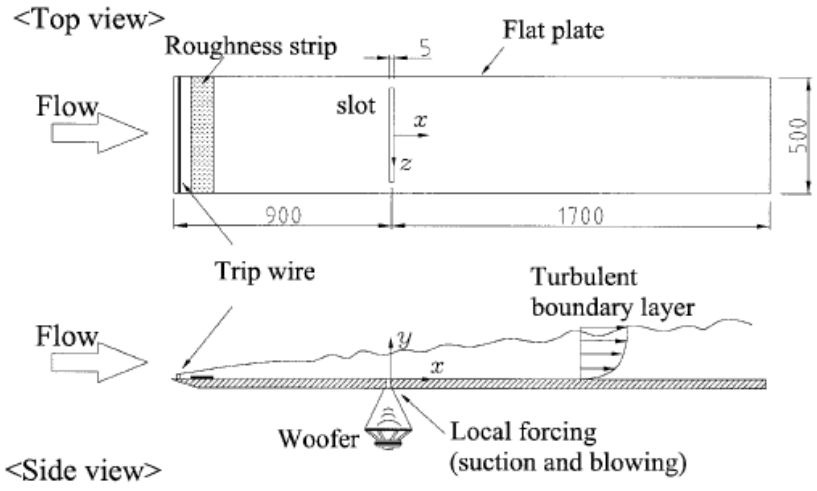


Fig 2. 19 - Schéma du dispositif expérimental utilisé par Park et *al.* (2001).

Dans le cas de l'interaction d'un jet synthétique normale à une couche limite, certaines études se sont intéressées à la nature du domaine formé suite à cette interaction. Dans ce cadre, vient l'étude numérique de Mital et *al.* (2002). Dans cette publication, les auteurs mettent en évidence l'existence de deux formes de domaines d'interaction (Fig 2.20). En fonction du produit entre la fréquence réduite et le coefficient de quantité de mouvement (Honohan et *al.*, 2001), le domaine est qualifié de dynamique ou stationnaire.

Le domaine d'interaction dynamique : Il est obtenu lorsque les échelles de temps caractéristiques des deux écoulements sont suffisamment proches, $F_w^+ \approx 1$. Ce domaine est caractérisé par l'émission et l'advection des structures tourbillonnaires issues du jet synthétique en aval de l'écoulement incident (Fig 2.20.a).

Le domaine d'interaction stationnaire : Il est obtenu lorsque la fréquence d'émission des structures tourbillonnaires par le jet synthétique est au moins un ordre de grandeur plus élevé que celle de l'écoulement incident (Mital et *al.*, 2002). Ce domaine est caractérisé par la formation d'un bulbe de recirculation immédiatement en aval de l'orifice du jet synthétique (Fig 2.20.b). La longueur de la zone de recirculation L_r est directement liée au coefficient de quantité de mouvement $C\mu$ avec l'épaisseur de couche limite comme échelle de longueur de l'écoulement amont, par la relation :

$$\log\left(\frac{L_r}{d}\right) \approx 1,03\log\left(C_\mu\right) - 1,05 \qquad \textbf{(2. 24)}$$

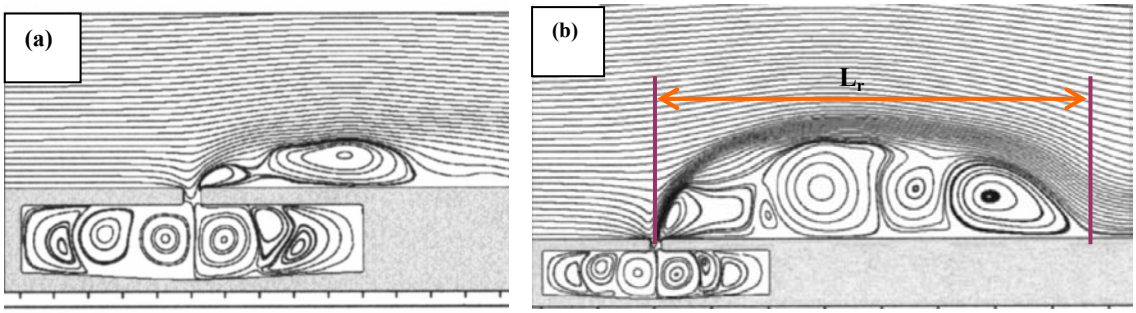


Fig 2. 20 - Caractérisation numérique du domaine d'interaction : (a) dynamique ; (b) stationnaire entre un écoulement de jet synthétique et de couche limite de Blasius (Mital et *al.*, 2002) et représentation schématique.

Jets synthétiques tangentiels

Mc Cormick (2000) a développé un actionneur dont la fente du jet est orientée tangentiellement au profil dans le sens de l'écoulement. De ce fait, l'actionneur aspire le fluide de faible quantité de mouvement en amont de l'orifice, et éjecte ensuite le fluide ré-accéléré en aval (Fig 2.21). On peut voir ainsi l'effet du contrôle sur le profil de vitesse et on comprend bien que, à la fois la phase d'aspiration et la phase de soufflage du fluide augmentent la résistance de la couche limite au phénomène de décollement (Fig 2.22). En effet:

- pendant la phase de soufflage, le jet injecte de la quantité de mouvement dans la couche limite directement dans le sens de l'écoulement,
- pendant la phase d'aspiration, l'épaisseur de la couche limite dans laquelle la vitesse est déficitaire est éliminée de la couche limite.

Dans ce cas le jet synthétique modifie ainsi le facteur de forme de la couche limite en proche paroi, et favorise sa résistance au décollement par rapport à un actionneur de jet synthétique équipé d'un orifice droit.

Mc Cormick a suggéré également la possibilité de distribuer spatialement son concept, éventuellement via micro-fabrication. L'intérêt est évident : quand la couche limite s'affaiblit et s'approche du décollement, on place un autre jet synthétique directionnel pour ré-énergiser la couche limite. Ainsi, le fluide accéléré éjecté par le premier actionneur est aspiré par le suivant (ceci, bien entendu, via un travail sur la phase entre les différents jets).

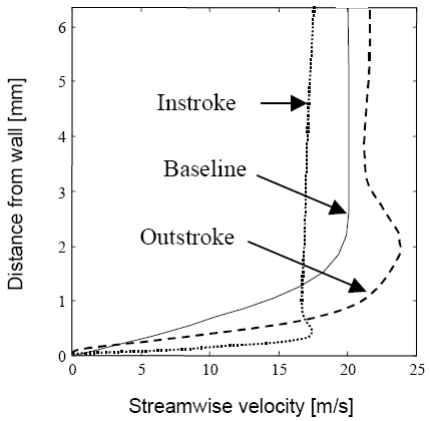


Fig 2. 21 -Profils des vitesses instantanés avec et sans contrôle sur une plaque plane (McCormick et *al.*, 2000).

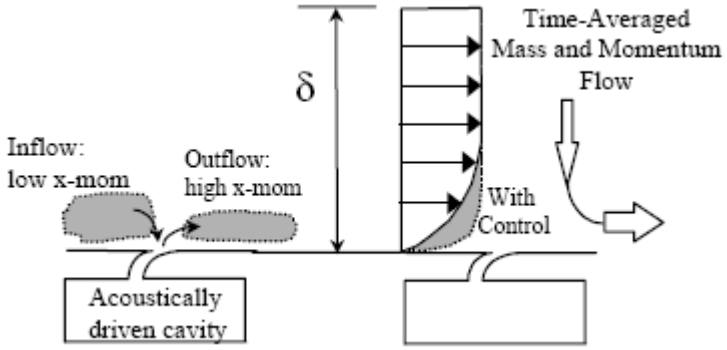


Fig 2. 22 - Jets synthétiques directionnels (McCormick et *al.*, 2000).

L'inclinaison de la fente

Tal et *al.* (2005) ont publié des mesures expérimentales concernant l'interaction d'un jet synthétique bidimensionnel avec une couche limite laminaire. Les auteurs ont comparé l'effet de l'inclinaison (trois inclinaisons : β=30°, 90° et 150°) de la fente sur la couche limite. Ils ont utilisé une fente rectangulaire de largeur h (h=1 mm pour β = 90° et h= 2mm pour β= 30° et 150°) munie d'un disque piézo-électrique excité à la résonance (*f* =1,06 kHz et *f*= 1,04 kHz respectivement pour β = 90° et β= 30° et 150°) pour créer un jet synthétique d'air.

Pour évaluer la transition vers la turbulence, Tal et *al.* (2005) ont représenté les profils des vitesses pour différentes positions x/h (x/h = 30, 75 et 110) et ceci pour deux vitesses transverses (U_e= 5,5 et 10,5 m/s). Ils ont constaté que la transition vers la turbulence est plus rapide pour β =30° et 150°. En effet, pour β=90° la transition vers la turbulence est possible si le rapport U_p/U_e >2 ; cependant, ce rapport est de l'ordre de l'unité pour β=30°.

Sur la Fig 2.23, les auteurs comparent les profils des vitesses à x/h=75 pour les différentes inclinaisons considérées. Pour β=90° et β=150° ; les profils de vitesses ressemblent à des profils de vitesse turbulents avec un facteur de forme H=1,37±0,02 indiquant une couche limite turbulente non équilibrée. En effet, elle présente une sous-couche visqueuse et une région logarithmique qui est une particularité d'une couche limite turbulente.

L'analyse spectrale montre que les spectres sont dominés par la fréquence d'excitation et ses harmoniques. Cependant, pour β=150°, la fréquence d'excitation n'a pas été identifiée pour les différents rapports U_p/U_e étudiés. La distribution spectrale des fluctuations de vitesse inclut une bande de fréquence ayant une pente de -3/2. Les auteurs montrent que les crêtes décroissent de manière significative en passant de x/h=30 à x/h=75. Ils montrent également des sous-harmoniques de la fréquence d'excitation (*f*=1040 Hz) situé à *¼ f, ½ f* et *¾ f*. Ces sous-harmoniques indiquent des mécanismes secondaires qui favorisent la transition vers la turbulence.

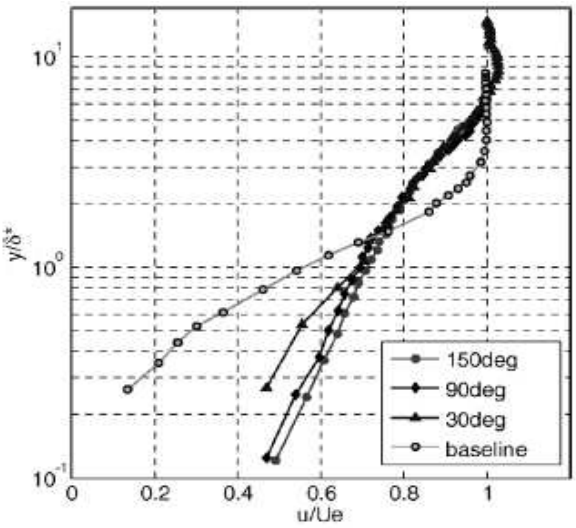


Fig 2. 23 – Profils des vitesses pour les configurations étudiées (Tal et al., 2005).

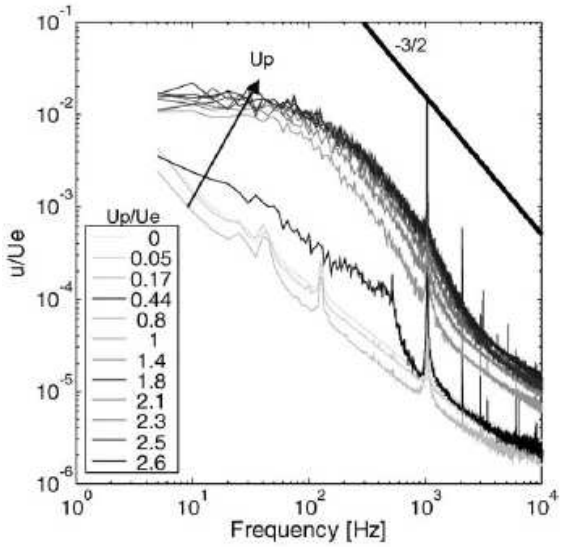


Fig 2. 24 - Spectre de puissance mesurée à x/h=30 et à x/h=75 pour différents rapports Up/Ue (Tal et al., 2005).

Pour finir avec cet exemple, les auteurs ont conclu que β impose le signe des vortex formés, la vitesse débitante impose la circulation de chaque tourbillon et sa pénétration dans la couche limite et que les spectres de vitesse sont typiquement des spectres d'une couche limite turbulente développée.

L'effet de l'orientation de la fente

Amanda et *al.* (2001) ont étudié l'effet de l'orientation de la fente sur une couche limite turbulente. Le jet synthétique a été généré par deux disques piézoélectriques de diamètre 50 mm montés sur deux parties opposées de la cavité. L'orifice de l'actionneur rectangulaire est de dimension 50×0,51 mm². Toutes les mesures sont obtenues avec une vitesse nominale de l'écoulement libre égale à 17m/s. Pour tous les cas étudiés, la couche limite en amant de l'actionneur est turbulente et d'épaisseur δ_0=9,7 mm. Les auteurs ont étudié trois orientations : β =0°, β =10° et β =20°.

Pour β =0°, ils ont prouvé l'existence d'une paire de tourbillons contra-rotatifs dans la couche limite. Cette structure est devenue une caractéristique régulière de l'écoulement dont sa position dans la couche limite varie avec la fréquence de l'actionneur.

Pour β =10°, les profils des vitesses moyennes montrent la formation d'un seul vortex dans la couche limite. Ce tourbillon tourne dans le sens des aiguilles d'une montre en injectant des quantités de mouvement importantes vers la paroi pour z/h<0, et élimine le fluide freiné par la paroi.

Pour β =20°, une structure similaire peut être présente, mais une inspection des profils de la vitesse moyenne n'est pas concluante.

Pour toutes les valeurs de β, des niveaux élevés de l'intensités de turbulence sont observés dans la couche limite sous l'effet du jet synthétique, et non pas à la redistribution de la turbulence par des structures secondaires présentes dans la couche limite.

La compagne de mesure, par PIV haute cadence, de Di Cicca et *al.* (2006) vient compléter l'étude d'Amanda et *al.* (2001). De plus, cette étude donne une idée meilleure sur la topologie de l'écoulement. Les mesures ont été effectuées sur une plaque plane dont la transition a été imposée par un fil placé au niveau du bord d'attaque de la plaque. Le jet synthétique est assuré par l'oscillation sinusoïdale d'un piston dont la fréquence est réglable. Ils ont utilisé une fente rectangulaire de dimension 123×5 mm².

- Pour β=0°, les auteurs ont représenté le champ de vitesse moyenne. Ils ont remarqué l'existence d'une paire de tourbillons contra-rotatifs. Ces structures apparaissent symétriques et localisées dans la couche limite (l'épaisseur de la couche limite est de 30 mm) (Fig 2.27).
- Pour β=16°, la couche de cisaillement engendre un vortex tournant dans le sens des l'aiguille d'une montre. Ce vortex sera intensifié par l'écoulement moyen, l'interaction du jet synthétique, et la couche limite (Fig 2.28). Dans cette configuration, les auteurs ont représenté le profil de vitesse moyen pour une fréquence de 3,29 Hz. Ils ont montré que la vitesse décroît dans les régions supérieures de l'écoulement. Dans la région inférieure de l'écoulement, quand $y^+ \approx 60$, on note l'augmentation de la vitesse moyenne.

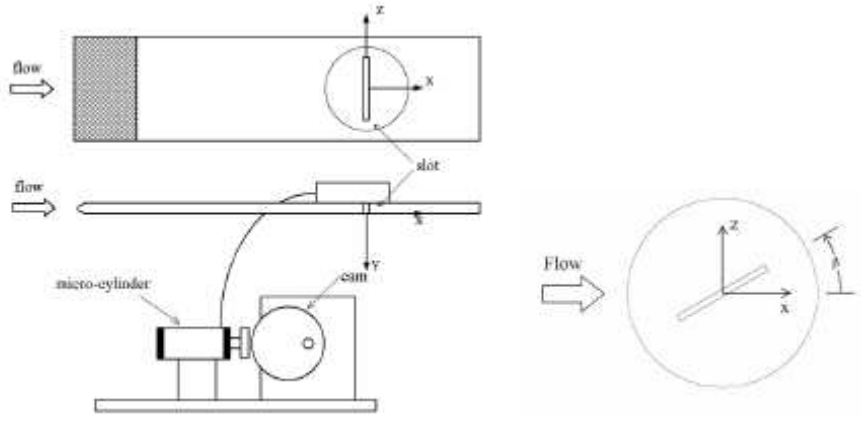


Fig 2. 25 -Dispositif expérimental et système de coordonnées utilisés (Di Cicca et al., 2006).

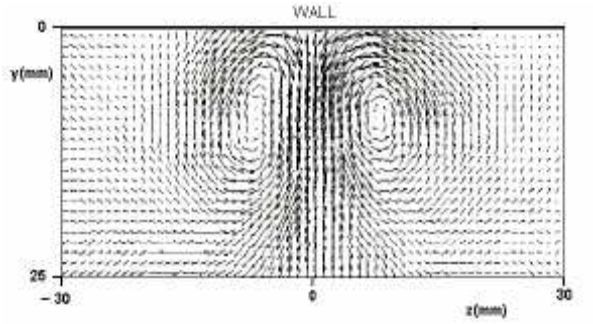


Fig 2. 26 - Champ de vitesse moyen à 110 mm de la fente (f=3,29 Hz, β=0°) (Di Cicca et al., 2006).

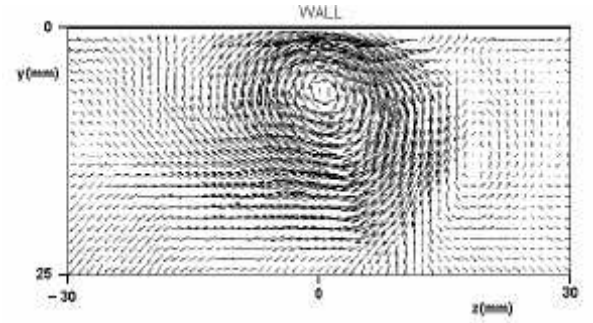


Fig 2. 27 - Champ de vitesse moyen à 110 mm de la fente (f=3,29 Hz, β=16°) (Di Cicca et al., 2006).

10.2 Ecoulement autour d'un obstacle

Le contrôle des écoulements autour d'obstacles est une préoccupation majeure en aérodynamique (Magnus, 1853 ; Prandtl, 1904). Le but, le plus souvent recherché du contrôle, est l'amélioration des performances aérodynamiques. Pour la réduction de la traînée, les jets synthétiques sont des moyens efficaces.

Une étude expérimentale du contrôle par jet synthétique de l'écoulement autour d'un cylindre a été réalisée par Amitay et al. (1998). Un changement de la position de l'actionneur sur l'extrados du cylindre est effectué sans imposer de transition. A un nombre de Reynolds de 75500, le point de décollement naturel est fixé à 85° du bord d'attaque. Entre une position azimutale γ=45° à 90°, le jet synthétique fait apparaître une décroissance importante des coefficients de pression pariétale (K_p) en amont et en aval de sa position, repoussant le décollement sur l'extrados jusqu'à 125° et créant ainsi une portance positive. Une position plus en arrière du jet synthétique ne produit plus d'effet sur l'extrados, mais provoque une transition et donc un recollement turbulent sur l'intrados du cylindre créant une portance négative.

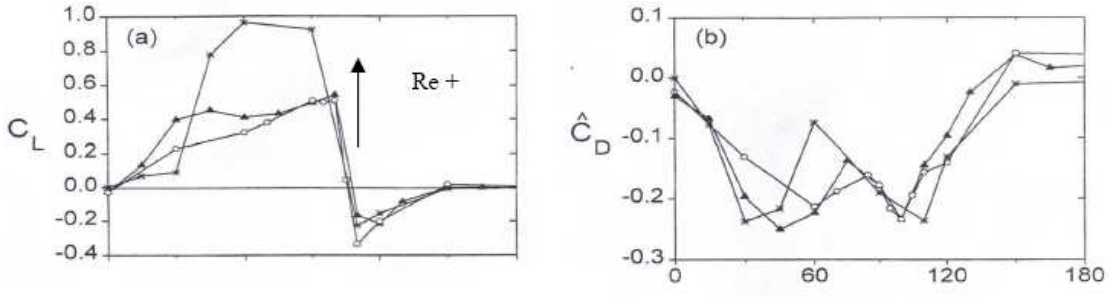


Fig 2. 28 -Effet de l'actionneur sur les coefficients globaux du cylindre en fonction de sa position azimutale pour les trois nombres de Reynolds d'après Amitay *al.*, 1998).

Afin d'éviter les effets néfastes de la transition naturelle qui peuvent fausser les résultats de contrôle par un recollement turbulent provoqué par l'actionneur, Amitay et *al.* (1998), placent ensuite une transition déclenchée à un azimut de 35°. Le décollement naturel passe alors de 85° à 120°. Pour une position optimale de l'actionneur à 110°, le décollement est repoussé sur l'extrados jusqu'à 140°. Les paramètres de l'actionneur sont fixes : $C\mu=10^{-4}$ et f=740Hz.

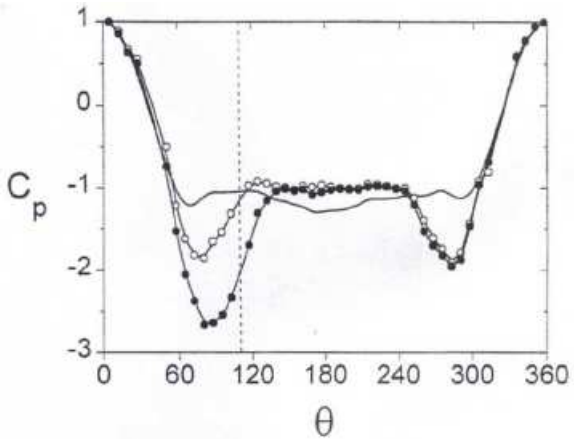


Fig 2. 29 -Effet de l'actionneur placé à 110° sur le coefficient de pression (ronds pleins) - Kp sans contrôle avec transition (ronds vides) - Kp sans contrôle transition naturelle (ligne) d'après Amitay et *al.*, 1998).

Une étude spectrale dans la nappe en aval du cylindre avec contrôle montre un glissement des harmoniques vers les petites échelles permettant une dissipation plus rapide que dans le cas de l'écoulement naturel. Le pic de fréquence de l'actionneur apparaît très distinctement en aval du cylindre et disparaît rapidement (Fig 2.30). L'actionneur agit donc en plus comme un "stabilisateur" de la nappe, lissant le pic de lâché des tourbillons de von Kármán.

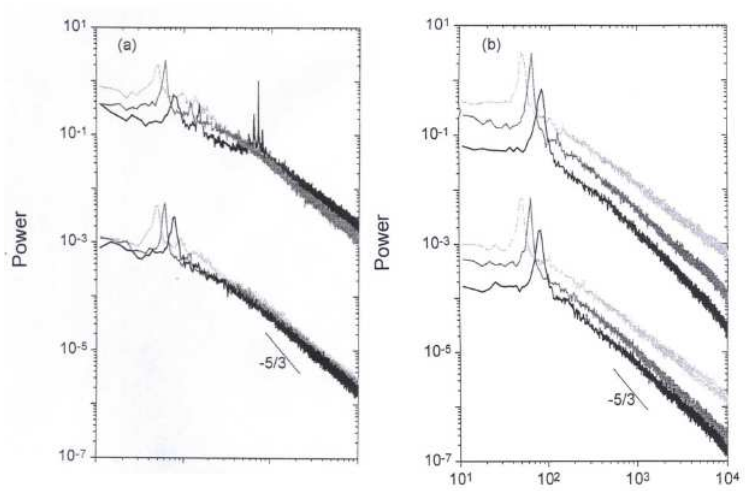


Fig 2. 30 - Spectre de puissance mesuré à x/D=1 (gauche) et x/D=3 (droite) en aval du cylindre pour le cas sans contrôle transition naturelle (gris clair) - transition déclenchée (gris foncé) et avec contrôle à 110° (noir) d'après Amitay et *al.* (1998).

Getin (2000) effectue une simulation numérique 2D instationnaire en URANS du contrôle par jet synthétique sur un cylindre. Le nombre de Reynolds est légèrement supérieur à celui utilisé par Amitay et *al.* (1998), 98000 au lieu de 75500 précédemment et il compare à une expérience menée par Béra et *al.* (1998) (f = 750Hz et Cμ = 0,9%). Le point de contrôle optimal est trouvé pour θ=110°, mais l'efficacité observée en moyenne est plus faible. En effet, si Amitay et Béra observent un point moyen de décollement avec contrôle reculé de 20° (de 120° à 140°), Getin ne relève que 4° de recul sur l'extrados, et 2,2° d'avancée sur l'intrados. Le pic de Kp créé par l'actionneur est donc plus faible et plus étroit en numérique.

L'observation de l'écoulement autour du cylindre montre la création de vortex transverses en aval de l'actionneur éliminant la dynamique naturelle de von Kármán qui ne se retrouve qu'à l'intrados. Un fort taux de turbulence est observé lors de l'interaction des tourbillons extrados avec l'allée de von Kármán.

L'action des jets synthétiques engendre un meilleur attachement à la paroi de la couche limite excitée, et une amélioration du mélange entre l'écoulement principal et la zone morte de sillage.

La caractérisation de l'écoulement sans et avec contrôle a été réalisée par PIV alors que l'effet global des jets synthétiques sur les efforts aérodynamique a été déterminé par des mesures de pression pariétale et de force résultante.

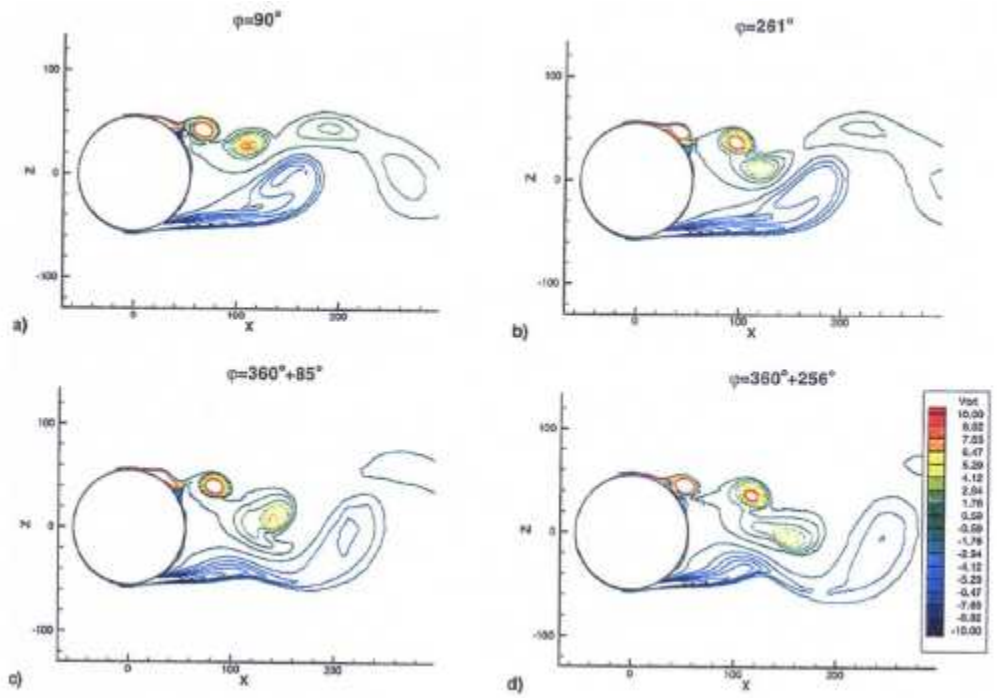


Fig 2. 31 - Champs de rotationnel avec contrôle durant deux périodes de l'actionneur d'après Getin (2000).

Avec l'utilisation de l'actionneur, le nombre de Strouhal des signaux de portance et de traînée augmente, comme observé expérimentalement. Ce comportement peut être relié, comme dans le cas du passage sub-critique à critique en écoulement non contrôlé, à la diminution de l'épaisseur de la nappe tourbillonnaire derrière le cylindre.

Les lignes de courant moyennes de l'écoulement autour du cylindre font apparaître un champ de vitesse non-symétrique et un allongement de la bulle de recirculation qui passe de 0,54D à 0,77D. Les centres des tourbillons sont également décalés avec un tourbillon extrados plus proche de la peau que le tourbillon extrados. Une troisième structure est présente au niveau du point de décollement moyen extrados.

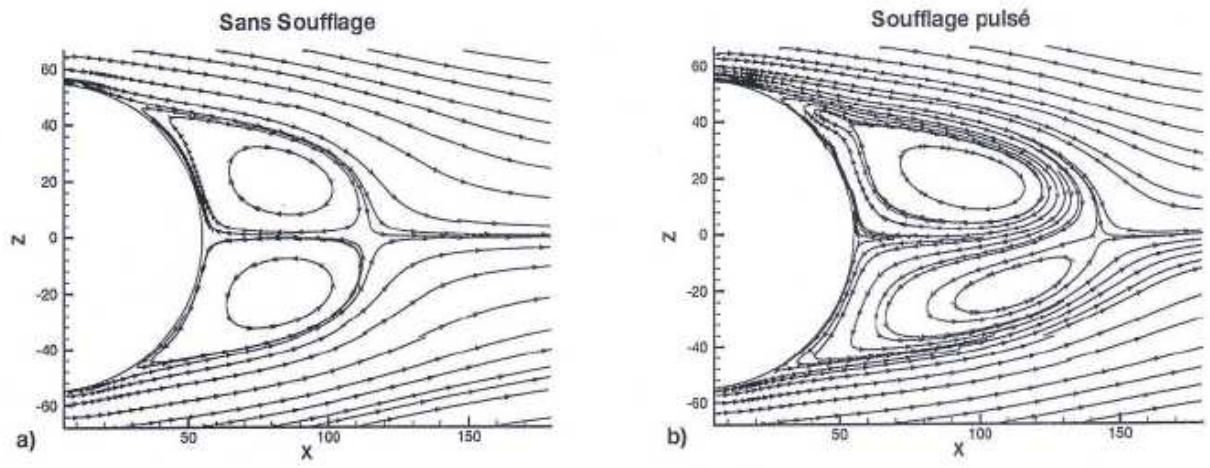


Fig 2. 32 -Lignes de courant moyennes autour du profil sans et avec contrôle d'après Getin (2000).

10.3 Contrôle du décollement sur une rampe

Dans cette configuration, le décollement est de type ‘’*stationary separation line*”. En effet, le point de décollement est fixé par la cassure de la pente. L'étude numérique de Hernandez (1996) s'inscrit dans ce cadre. Il propose une étude numérique paramétrique d'un contrôle par jet synthétique sur une rampe inclinée de 18° en boucle ouverte et boucle fermée. Dans cette étude, Hernandez a placé l'actionneur légèrement en amont de la cassure (5d) en faisant varier la fréquence et la vitesse du jet. Pour une excitation à une fréquence proche des fréquences de l'apparition des instabilités de Kelvin-Helmotz créées dans l'écoulement de rampe, Hernandez constate que les fluctuations de pression en aval de la cassure de pente sont extrêmement réduites, et que la longueur de recollement sur la rampe est diminuée. Il constate aussi, que les fréquences inférieures amplifient et désorganisent ces instabilités alors que les fréquences supérieures n'ont aucun effet apparent. Concernant le débit injecté dans l'écoulement, une bonne efficacité semble être très faible pour une vitesse d'excitation importante. En fin, la position optimale de l'actionneur est le lieu de création des instabilités.

Dans le but d'optimiser les paramètres de contrôle, la vitesse du jet, la fréquence et la position de la fente, Alfano et *al.* (2004) effectuent une optimisation numérique par algorithme génétique des différents paramètres sur une rampe inclinée de 10° (Fig 2.33).

La maximisation de la poussée du plan inclinée (par la réduction de la taille de la recirculation moyenne) et la minimisation de l'énergie dépensée pour le contrôle définissent

la fonction objective. Entre autres, il a effectué une comparaison avec une aspiration constante. Dans ce cas, une solution qui combine l'efficacité et le bas coût en aspiration continue est obtenue pour une action au niveau et juste en aval de la cassure pour un débit de 4,5% du flux extérieur (Fig 2.34). En fixant ainsi ces choix, l'écoulement est totalement recollé derrière la cassure permettant l'obtention d'une solution stationnaire. C'est là, la majeure différence avec l'utilisation des jets synthétiques. En effet, l'efficacité moyenne en terme de poussée est similaire pour les deux actionneurs. Cependant, les solutions de type jet jets synthétiques présentent toujours un caractère instationnaire. La fréquence naturelle des tourbillons de Kelvin-Helmholtz est forcée par une plage de fréquence optimale trouvée de 2 à 3 fois cette dernière. On observe un train de tourbillons sur la rampe créant en moyenne un écoulement recollé partout sur la rampe à l'exception d'une zone de recirculation à l'aval de l'actionneur (Fig 2.35). C'est la zone de basse pression que l'on observe aussi en moyenne lors des simulations de Getin (2000) ou Kral (1998) sur la plaque plane.

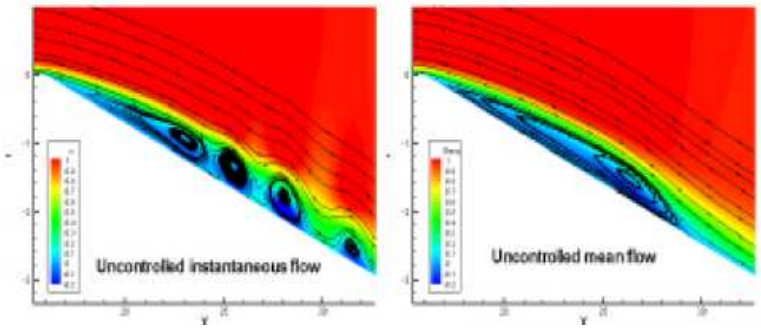


Fig 2. 33 - Écoulement naturel instantané (gauche) et moyenné (droite) sur la rampe, d'après Alfano (2004).

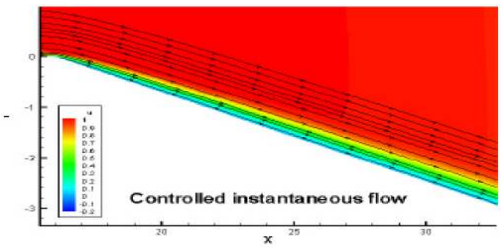


Fig 2. 34 -Écoulement instantané sur la rampe avec une aspiration continue, d'après Alfano (2004).

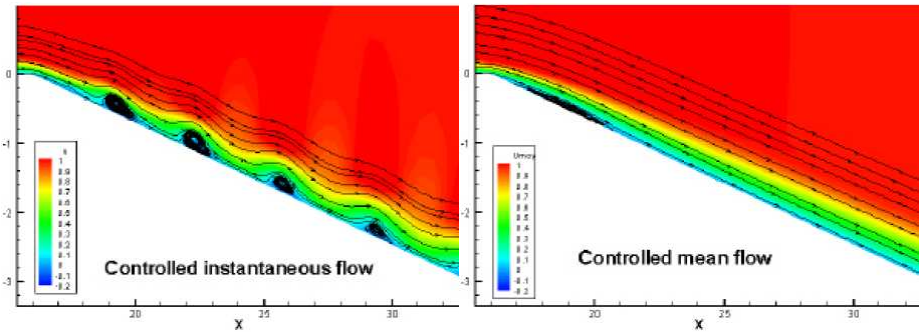


Fig 2. 35 -Écoulement instantané (gauche) et moyen (droite) sur la rampe sous l'effet d'un jet synthétique d'après Alfano (2004).

L'exemple de la rampe permet de décrire quelques caractéristiques de l'effet d'un jet synthétique lorsqu'il est efficace :

- le jet synthétique permet de forcer l'écoulement en fréquence. Les instabilités naturelles s'effacent devant la prédominance des effets instationnaires de l'actionneur.
- ce forçage en fréquence vient de la création et de la convection de vortex transverses affectant les coefficients pariétaux.
- la topologie de l'écoulement moyen présente les caractéristiques d'un écoulement recollé sauf à l'aval de l'actionneur.
- l'amplitude des oscillations des coefficients pariétaux dépend du couple fréquence/vitesse du jet synthétique.

10.4 Contrôle par jet pulsé de l'écoulement dans un divergent court à grand angle

Les travaux de Ben Chiekh et *al.* (2003) sur le contrôle de l'écoulement dans un divergent brusque au moyen de jets synthétiques pariétaux ont permis une augmentation de 50% de la section débitante. La structure de l'écoulement contrôlé s'avère dominée par des modes, qui exercent une action globale et génèrent des zones d'entraînement privilégiées près de la buse. À ce mécanisme, s'ajoute un effet de vectorisation qui élargit encore la zone de mélange du côté bas, vers lequel le jet non manipulé avait une inclinaison naturelle de 5°. Ces deux mécanismes sont mis en évidence par l'étude des effets du contrôle exercé unilatéralement sur chaque côté du jet. Le contrôle bilatéral résulte de la superposition des deux mécanismes: il est presque neutre en terme de vectorisation, alors que la largeur globale du jet s'accroît sous l'effet du mécanisme modal.

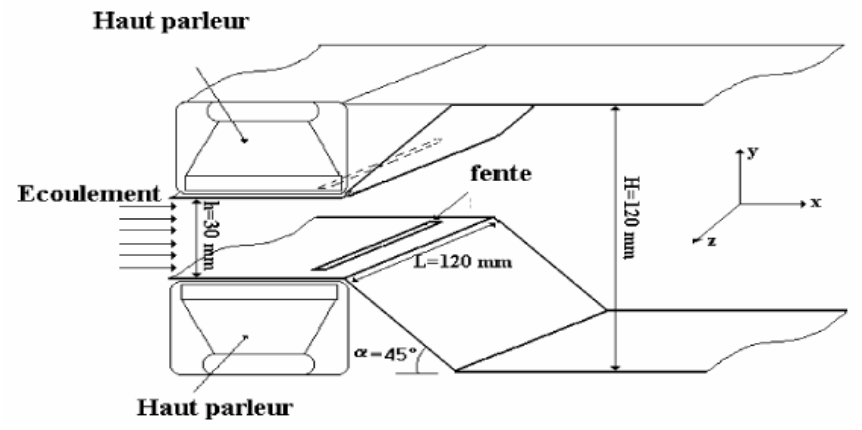


Fig 2. 36 - Dispositif expérimental (Ben Chiekh et al., 2003).

11 Conclusion

Cette étude bibliographique a permis de mettre en évidence qu'une grande partie des études publiées sur les jets synthétiques sont de natures expérimentales. La plupart des expériences ont consisté à contrôler des décollements sur des profils. De plus, ces études se sont focalisées sur l'amélioration des performances aérodynamiques avec en général peu d'explications sur le choix des paramètres de contrôle comme la fréquence et la vitesse du jet synthétique. En effet, ces publications ont surtout pour intérêt d'avoir démontrer l'efficacité des jets synthétiques à supprimer les décollements sur des configurations variées. Mais la compréhension physique de l'effet des paramètres de contrôle a beaucoup moins progressé. La raison est que le nombre de paramètres est très important et ils sont souvent interdépendants. Parmi ceux-ci, on peut citer : la fréquence, l'amplitude, les distributions temporelles et spatiales du forçage, la forme de l'orifice, l'effet du nombre de Reynolds, du nombre de Mach, de la courbure, de l'angle d'attaque, de la position de l'actionneur, etc. Trois de ces paramètres seront étudies dans le chapitre 4 : la fréquence, l'amplitude de forçage et l'inclinaison de la fente. De même, la compréhension physique de l'effet local du jet synthétique sur la couche limite est peu abordée. C'est pourquoi dans le chapitre 5, l'effet d'un jet synthétique sur une couche limite turbulente sera étudié.

Chapitre 3

Dispositif expérimental et moyen de mesures

APERÇU

1 MOYENS D'INVESTIGATION 78

1.1 LA SOUFFLERIE S4 DE L'IMFT 78
1.2 LA SOUFFLERIE DE L'ENIM 79
1.3 LA SOUFFLERIE DE BORJ CEDRIA DE TUNIS 79
1.4 LES CONFIGURATIONS GEOMETRIQUES 80

2 LES MOYENS ET LES TECHNIQUES DE MESURE 84

2.1 VISUALISATIONS D'ECOULEMENT 84
2.2 ANEMOMETRIE A FIL CHAUD 85
2.3 VELOCIMETRIE PAR IMAGE DE PARTICULES 90
2.4 MONTAGE DE LA CHAINE PIV 92
2.5 TRAITEMENT DES IMAGES 95

3 POST-TRAITEMENT DES DONNEES 97

3.1 MOYENNE 97
3.2 FLUCTUATION DE LA VITESSE ET ENERGIE CINETIQUE 98
3.3 CHAMP DE VORTICITE 98
3.4 CRITERE Q 99
3.5 CRITERE Γ2 99
3.6 DECOMPOSITION ORTHOGONALE EN MODES PROPRES 100

4 CONCLUSION 103

Dans ce chapitre, on s'intéresse à la mise en place de deux dispositifs expérimentaux permettant l'étude de l'interaction d'un écoulement turbulent avec un jet synthétique.

Les différents outils expérimentaux sont présentés ci-après :

- les techniques de mesure et d'investigation
- les trois souffleries utilisées :
    - la soufflerie S4 de l'IMFT,
    - la soufflerie de l'ENIM de Monastir,
    - la soufflerie de Borj Cedria de Tunis.

1 Moyens d'investigation

1.1 La soufflerie S4 de l'IMFT

La veine d'essai de la soufflerie S4 (Fig 3.1) est de dimension : 0, 7 m de haut et 1, 8 m de large. Elle a été utilisée pour la mesure de l'écoulement sur une plaque plane dans le but d'étudier l'effet du jet synthétique sur l'écoulement en modifiant la vitesse débitante et l'inclinaison de la fente. Il s'agit d'une soufflerie à veine rectangulaire fermée et à circuit fermé. De ce fait, elle est régulée en température et son intensité de turbulence naturelle est très faible, inférieure à 0,1%.

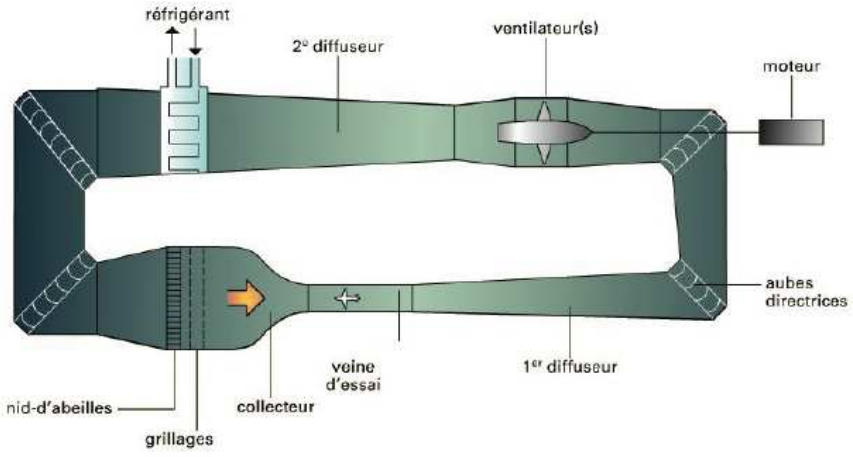


Fig 3. 1 – Veine d'essai de la soufflerie S4 de l'IMFT.

1.2 La soufflerie de l'ENIM

La soufflerie de l'ENIM de Monastir est également utilisée pour étudier l'influence de l'actionneur développé sur l'écoulement se développant sur une plaque. Les mesures menées dans la soufflerie sont des mesures par PIV. Cette soufflerie est une soufflerie subsonique à circuit ouvert. L'écoulement incident est créé par soufflage en amont de la section utile. La section d'entrée comprend un cloisonnage en nid d'abeille destiné à régulariser en amont les filets fluides. L'intensité turbulente est de l'ordre de 0,1%. Il s'agit d'une soufflerie à veine rectangulaire de dimensions 0,7 m de large et 0,7 m de haut, facilitant ainsi l'accès optiques.

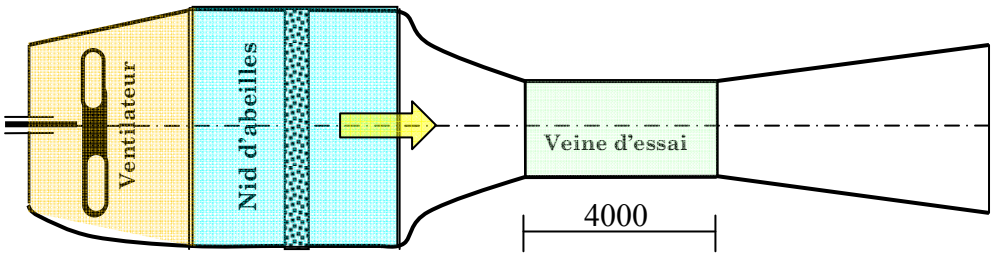


Fig 3. 2 – Veine d'essai de la soufflerie de l'ENIM à Monastir (dimension en mm).

1.3 La soufflerie de borj cedria de Tunis

Les visualisations ont été réalisées dans la soufflerie du Centre de Recherches et des Technologies de l'Energie (CRTEn) de Borj Cedria (Fig 3.3). C'est une soufflerie subsonique à recirculation qui possède les caractéristiques suivantes :

- Un moteur à courant continu à vitesse variable d'une puissance de 22 kW;
- Un asservissement de la vitesse de rotation du moteur ;
- Un convergent de rapport de contraction 4 ;

La soufflerie possède une veine rectangulaire de dimension 1 m de largeur et 0,8 m de hauteur. La chambre de tranquillisation contient des filtres anémométriques et des grillages. Ces grillages ont été agencés de façon à générer un écoulement le plus homogène possible avec un taux de turbulence très faible.

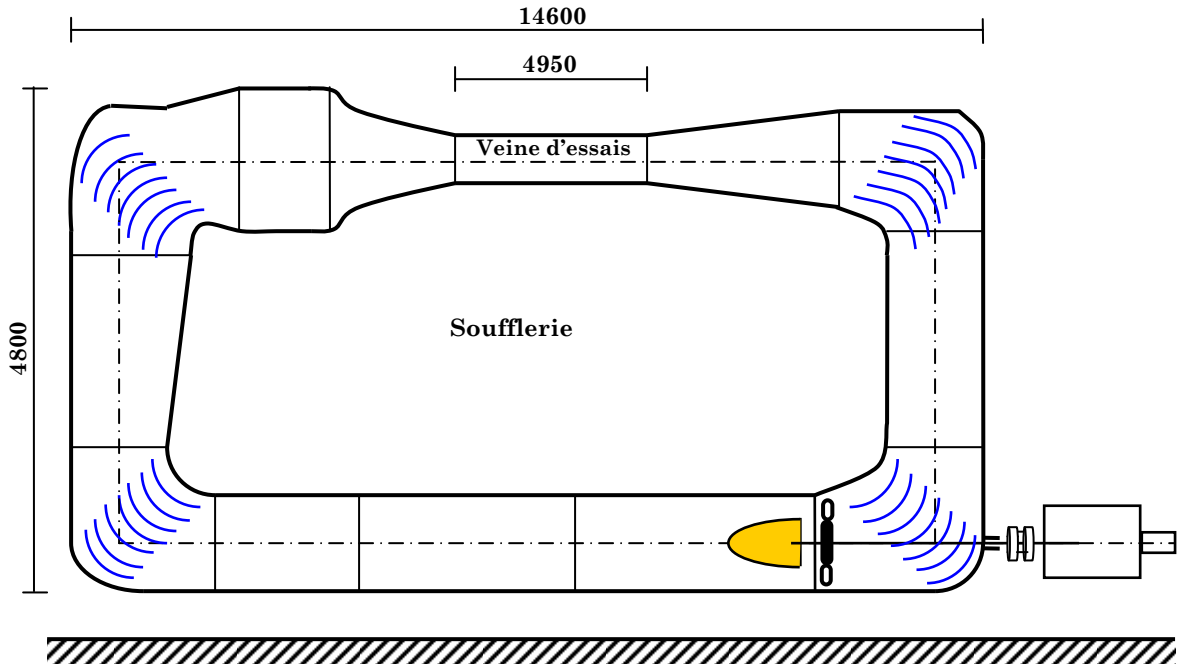


Fig 3. 3 – La soufflerie du CRTEn de Borj Cédria (dimension en mm).

1.4 Les configurations géométriques

La première configuration géométrique étudiée est une plaque plane dont les dimensions sont indiquées sur la Fig 3.4. Cette plaque peut accueillir un actionneur de jet synthétique dont la fente peut être inclinée de trois angles différents. Les caractéristiques géométriques seront présentées dans le chapitre 4. La plaque est positionnée au centre de la veine de la soufflerie sur un support (Fig 3.5). Ce support permet de contrôler le gradient de pression tout le long de la plaque. Les mesures ont été principalement effectuées pour une vitesse en amont de 5 m/s. la couche limite en amant de l'actionneur est turbulente. L'axe x longitudinal est la direction de l'écoulement incident. L'axe y représente la direction transverse à l'écoulement et normale à la paroi. L'origine du repère se situe au centre de la fente.

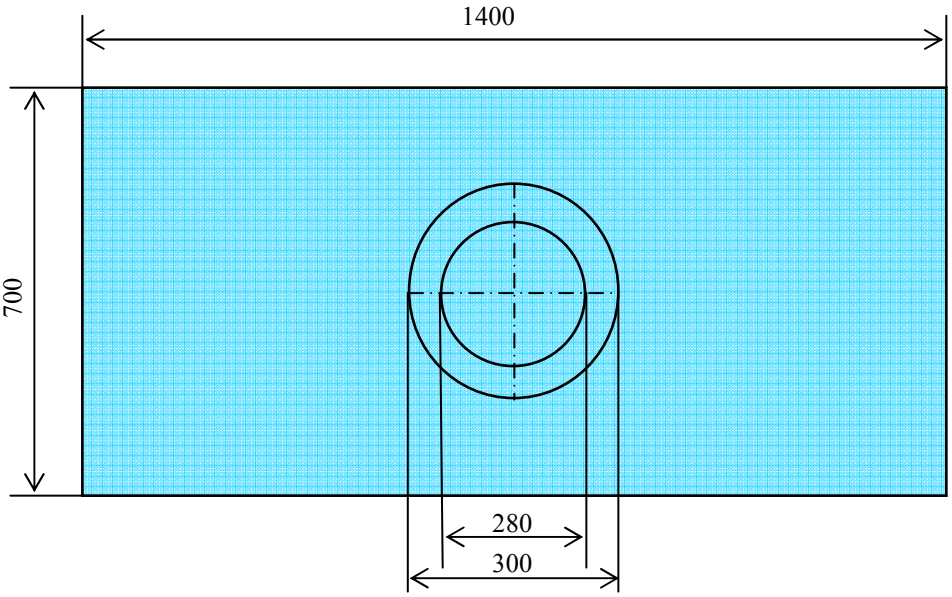


Fig 3. 4 – Dimension de la plaque utilisée (dimension en mm).



Fig 3. 5 – Emplacement de la plaque dans la veine de mesure de la soufflerie de l'ENIM.

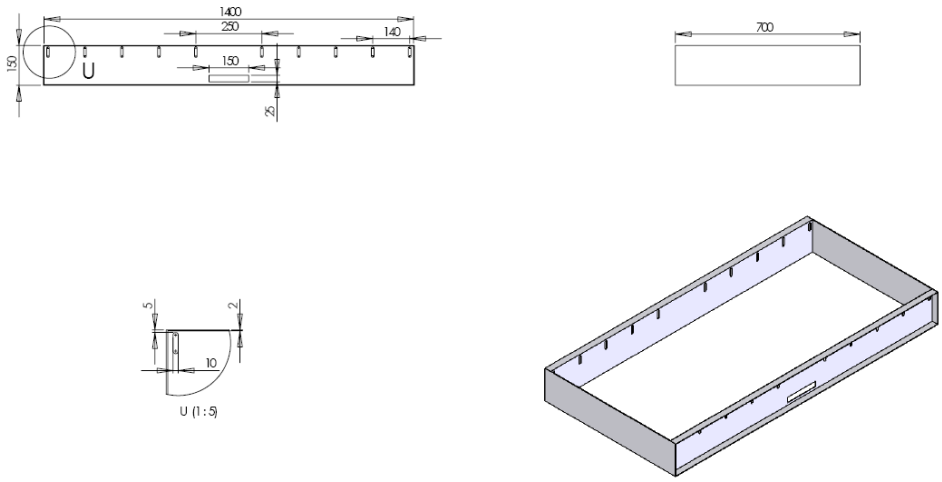


Fig 3. 6 – Support de la maquette (dimension en mm).

La deuxième configuration est constituée de deux plaques planes. Le bord d'attaque de la première plaque est profilé de manière à s'affranchir de la présence éventuelle d'un bulbe de décollement susceptible de modifier l'état de la couche limite au bord de fuite. La partie centrale de la plaque, d'épaisseur constante, a une longueur de 1000 mm. La deuxième plaque est de longueur 220 mm, et forme un angle γ variable avec l'horizontale. Dans le cas de cette étude, on a fixé cette dernière à 25° (Fig 3.7). Cette configuration peut accueillir un actionneur de jet synthétique. Le jet est situé en amont du point de décollement de 5mm.

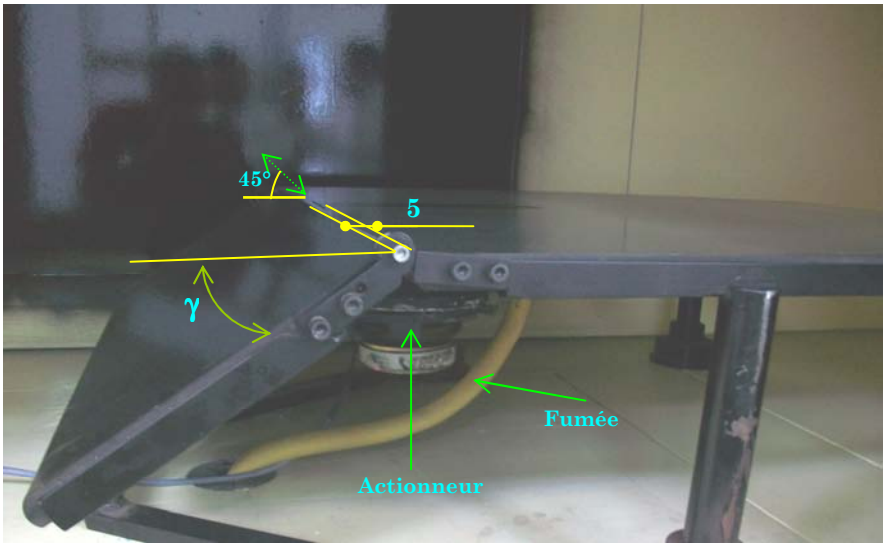


Fig 3. 7 – Emplacement de la plaque dans la veine d'essai de la soufflerie du CRTEn.

L'actionneur est placé au milieu de la plaque plane. Il produit un jet périodique par l'intermédiaire d'une fente de 1 mm de largeur et 100 mm de longueur, usinée dans une plaque circulaire d'aluminium de diamètre 300 mm (Fig 3.8).

Le jet synthétique est obtenu par un actionneur électrodynamique (haut-parleur) placé dans une cavité munie d'une fente rectangulaire. La variation du volume de la cavité est assurée à l'aide de la membrane du haut-parleur. La membrane est alimentée par un système électronique composé d'un générateur de fonction et d'un amplificateur de puissance (Fig 3.9) qui délivre le signal souhaité. Le générateur de fonction est également utilisé pour synchroniser les moyens de mesures. La synchronisation en phase de la PIV est réalisée à partir d'un signal carré (TTL), tandis que la synchronisation des systèmes de mesure instationnaires est effectuée à partir du signal sinusoïdal d'excitation de la membrane avant amplification. Le TTL est calibré pour que le front montant soit délivré pour une tension nulle avec une pente positive.

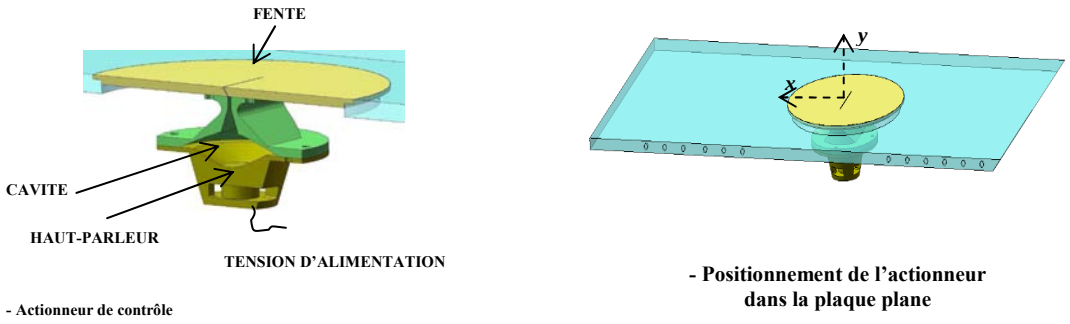


Fig 3. 8 – Dispositif expérimental.

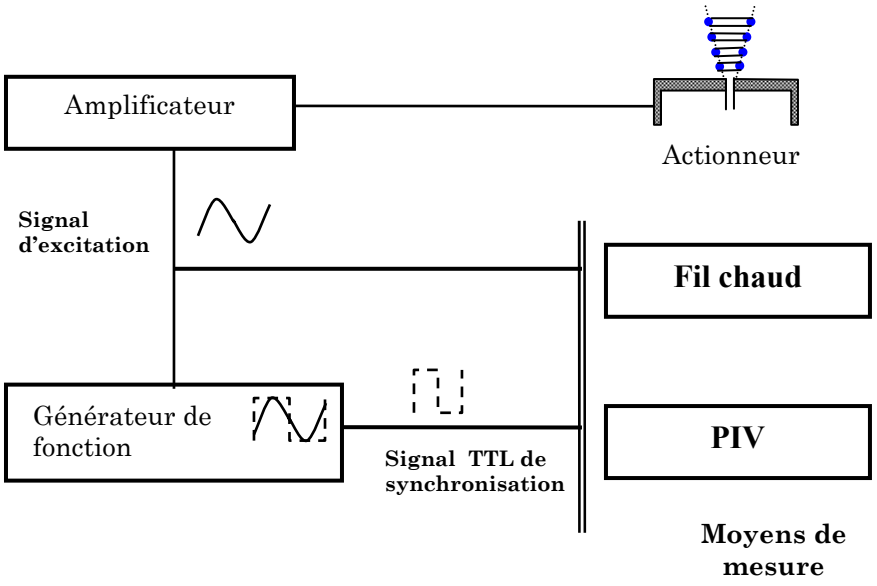


Fig 3. 9 – Dispositif expérimental d'alimentation du l'actionneur de jet synthétique et des moyens de mesure synchronisés.

2 Les moyens et les techniques de mesure

Les moyens de mesure utilisés au cours de ce travail permettent:

- ☑ De caractériser l'écoulement décollé sur la rampe par des visualisations par fumée ;
- ☑ D'étudier le jet synthétique en absence/présence d'un écoulement transverse par des mesures par fil chaud et des mesures par PIV.

2.1 Visualisations d'écoulement

Des visualisations par fumées ont été mis en oeuvre pour étudier l'écoulement sur la rampe et mettre en évidence, de façon qualitative, l'effet du contrôle. Pour générer de la fumée avec une densité de particules adaptée aux exigences de la visualisation, une chambre de combustion a été fabriquée pour concentrer la fumée d'encens, afin de la rendre plus dense avant qu'elle ne soit dirigée vers la fente d'injection. Le combustible utilisé est du papier de cellulose, et la circulation d'air est régulée par un mécanisme de vanne qui permet d'entretenir la combustion. Une fente d'injection placée dans la paroi de la plaque (Fig 3.10) permet de contrôler le débit de fumée arrivant sur la plaque de telle sorte que la vitesse d'éjection soit négligeable devant la vitesse de l'écoulement amont. L'écoulement est alors filmé à l'aide d'une caméra numérique. Pour obtenir des films de bonne qualité afin de

reproduire au mieux les fluctuations turbulentes très rapides, il est nécessaire d'avoir des temps d'obturation très courts de la caméra. En conséquence, il faut disposer d'un éclairage puissant pour compenser le manque de luminosité induit par la fermeture de l'objectif. À cet effet, un projecteur halogène d'une puissance de 1500 W a été utilisé de manière à produire une nappe de lumière affleurant la surface de la rampe et d'intensité suffisante.

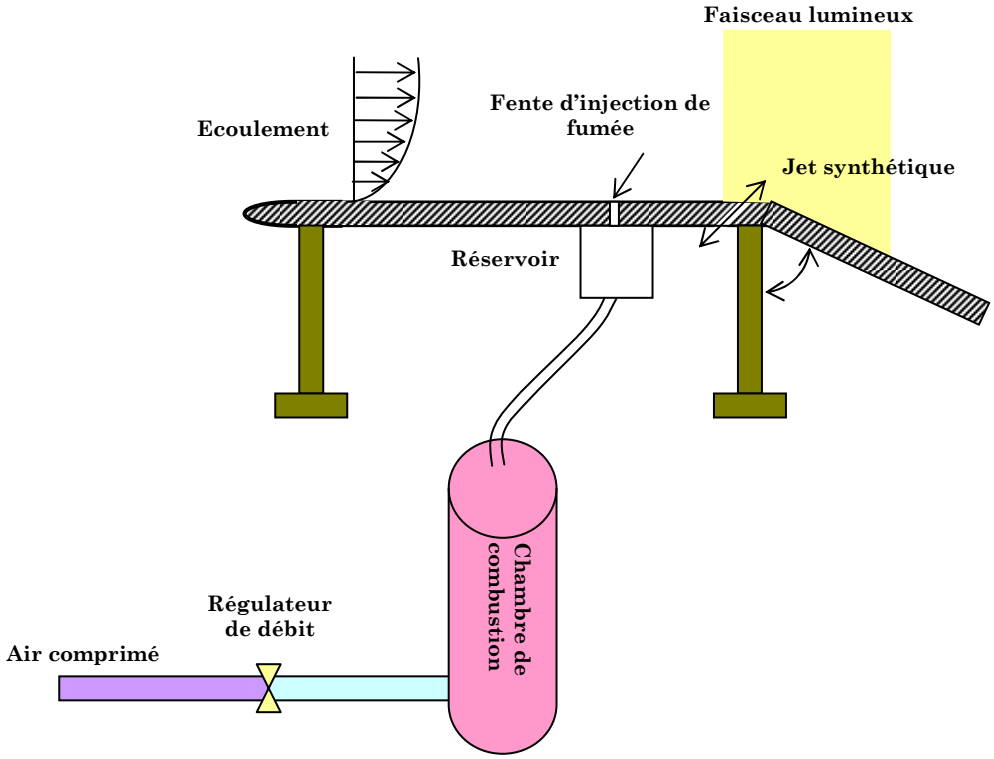


Fig 3. 10 – Dispositif de visualisation par fumée sur la rampe utilisé dans la soufflerie de Borj Cédria de Tunis.

2.2 Anémométrie à fil chaud

2.2.1 Principe

Le principe de l'anémométrie à fil chaud consiste à placer un fil fin, chauffé électriquement, dans un écoulement. Il est placé dans une branche d'un pont de Wheatstone, la température du fil étant maintenue constante par un asservissement (CTA Constant Température Anemometry). La puissance nécessaire pour la régulation est liée aux transferts de chaleur par convection autour du fil, et donc à la vitesse de l'écoulement normal à celui-ci. Selon l'étude de Collis et Williams (1959), le nombre de Nusselt d'un fil chauffé, placé perpendiculairement à la direction de l'écoulement, s'écrit, lorsque la convection forcée est prédominante :

$$N_u \left(\frac{T_f}{T_\infty} \right)^{-0,17} = A + B.R_e^n \qquad \textbf{(3. 1)}$$

où A, B et n sont des constantes, T_f est la température de film ($T_f = (T_w + T_\infty)/2$), T_w et T_∞ sont respectivement la température du fil et la température ambiante.

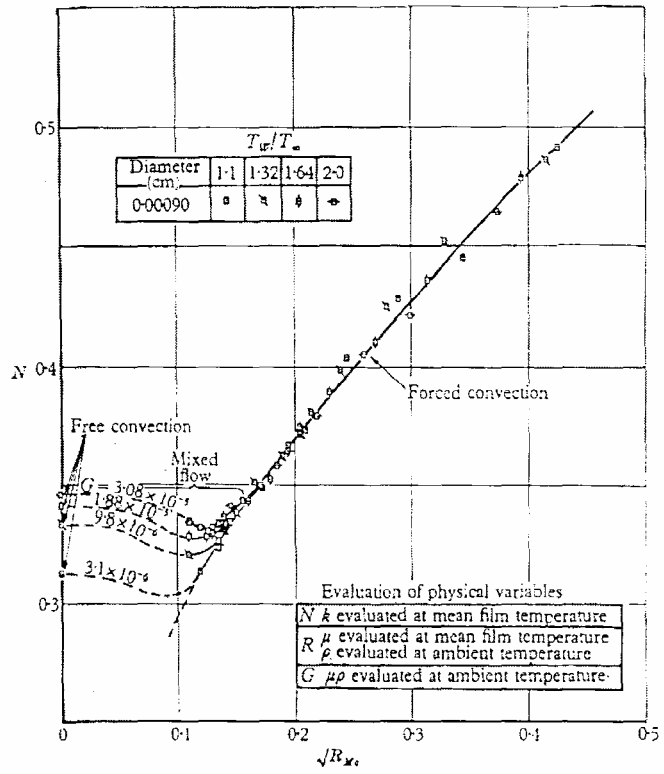


Fig 3. 11 – Limite entre la convection naturelle et forcée d'après Collis et Williams (1959). N= nombre de Nusselt, R_{MC}= nombre de Reynolds à la température moyenne, Tw= Température du fil, G= nombre de Grashof ($gd^3\beta\Delta T/\nu^2$).

L'effet de la convection naturelle se traduit par un écart du nombre de Nusselt par rapport à celui prédit par la formule 3.1 pour les faibles nombres de Reynolds (Fig 3.7). Cette augmentation du transfert de chaleur par rapport à ce qui est prévu par la formule 3.1 est due à la vitesse induite par la force de flottabilité de l'air chauffé adjacent au fil. Le critère du nombre de Reynolds pour lequel la convection naturelle devient négligeable vis-à-vis de la convection forcée est donné par la relation suivante :

$$Re_c = 1.85 G^{0.39} \left(\frac{T_f}{T_\infty} \right)^{0.76} \qquad \textbf{(3. 2)}$$

Afin d'avoir la vitesse critique, on doit tenir compte du coefficient de surchauffe a (Jorgensen, 2002) pour le calcul de Tw ainsi que des paramètres du Tab 3.1.

$$a = \frac{R_w - R_0}{R_0} = \alpha_0 \left(T_w - T\infty\right) \qquad \textbf{(3. 3)}$$

d=diamètre du fil	5 µm
a: coefficient de surchauffe	0,8
T_∞	297 K
α_0= coefficient de température de résistance de fil à T_∞	0,36% °C
β	$1/T_\infty$

Tableau 3.1 – Tableau des paramètres pour l'évaluation de la vitesse de la relation (3.3).

R_w est la résistance du fil à la température de surchauffe, et R_0 est la résistance du fil à la température ambiante T_∞. La température de surchauffe est environ 515 K pour a=0,8. Les propriétés physiques de l'air sont obtenues à la température du film T_f. Avec les relations 3,3 et 3,4, nous obtenons une vitesse de 0,064 m/s au-dessus de laquelle la convection naturelle est négligeable. Nous pouvons ainsi négliger l'effet de la convection naturelle dans la plupart des cas considérés.

2.2.2 Description du dispositif

Nous utilisons une sonde droite à fil chaud de type DANTEC 55P11 et une sonde coudée de type DANTEC 55P15 à proximité de la paroi. Le fil est en tungstène plaqué de platine, de diamètre 5µm et de longueur 1,25 mm. La sonde est connectée à un anémomètre à température constante de type A.A.LAB SYSTEMS LTD par l'intermédiaire d'un porte sonde de type DANTEC 55H21 et un prolongateur. La longueur de câble BNC est 5 m (1 m pour le porte sonde, et 4 m pour le câble) (Jorgesen, 2002). Cette longueur est recommandée par le fabricant de l'anémomètre afin d'obtenir une bande passante maximum tout en évitant le bruit. Le signal issu de l'anémomètre est amplifié puis filtré, ensuite numérisé sur ordinateur via une carte d'acquisition 12 bits NI PCI6024E de National Instruments Corporation.

L'étalonnage d'une sonde est effectuée à l'aide de la soufflante de type DISA 55D90. Cette dernière génère un jet de buse avec une intensité turbulente très faible. Le débit est contrôlé par un mano-détendeur et une vanne pointeau. La sonde est positionnée à une

distance de 0,5 D de la sortie de la buse (Bruun, 1996). L'axe du fil est positionné perpendiculairement à l'écoulement. Les deux broches de la sonde sont : soit orthogonales, soit parallèles à l'écoulement selon les utilisations futures. Lors d'une mesure de la vitesse, la sonde est positionnée dans l'écoulement avec la même orientation que lors de l'étalonnage. La vitesse est déduite de l'équation de Bernoulli avec la différence de pression mesurée en amont et en aval de la buse de la soufflante, à la température de l'écoulement. La pression est mesurée à l'aide des manomètres de type Furness controls Ltd. FC014 et FC031. La température est mesurée à l'aide d'un thermocouple de type K et un thermomètre EIRELEC LTD Beta 014/4 dont la résolution est de 0.1 °C. La densité de l'air est calculée à partir de la pression ambiante et de la température de l'écoulement. Les tensions de la sonde sont mesurées en faisant varier la vitesse de l'écoulement et sont enregistrés sur ordinateur par la carte d'acquisition. Le signal de sortie de l'anémomètre est amplifié avec un gain et un offset optimal, afin de bénéficier de la gamme de tension totale de la carte d'acquisition. Pour l'acquisition des signaux, un programme est réalisé sous MATLAB®.

2.2.3 Mesure de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique

L'étalonnage du fil chaud est réalisé entre 0 et 35 m/s. Il est monté sur un support à trois degrés de liberté qui permettent d'ajuster la position de la sonde par rapport à la fente (Fig 3.12).

Une vue générale du traitement des signaux réalisés est reportée sur la Fig 3.12. L'acquisition du signal instantanée de la vitesse à la sortie de la fente et le signal d'alimentation de l'actionneur du jet synthétique sont enregistrés simultanément. Les deux signaux sont ensuite décomposés en cycle d'actionnement et moyennés en synchronisation de phase pour obtenir l'évolution moyenne de la vitesse pendant un cycle $V(\phi)$. La vitesse maximale de soufflage V_{max} est déduite puis corrigée en fonction du nombre de Stokes de l'écoulement du jet synthétique afin de calculer la vitesse spatiale moyenne de soufflage du jet synthétique V_{max}. Cette vitesse est ensuite utilisée pour calculer la vitesse moyenne pendant la phase de soufflage, puis pour calculer la quantité de mouvement injectée par l'actionneur $\overline{I}_j$ par la relation (3.4).

$$\overline{I}_j = \frac{2}{T}\rho_j e l \int_0^{T/2} \left(V_{\max}\sin(2\pi f t)\right)^2 dt = \frac{\rho_j e l \overline{U}_j^2}{2} \qquad \textbf{(3. 4)}$$

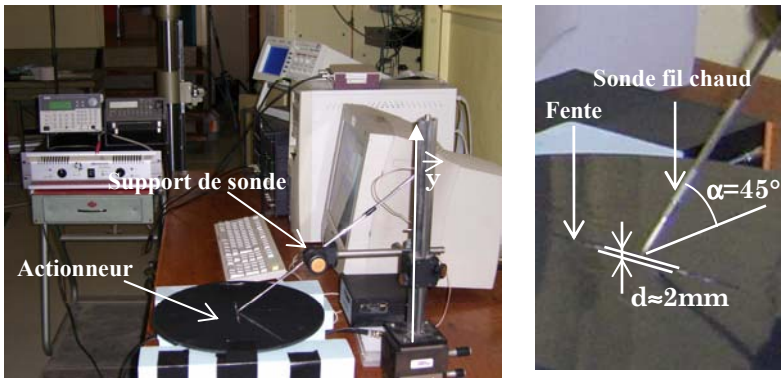


Fig 3. 12 – Montage expérimental réalisé pour l'anémométrie au fil chaud (a) vision d'ensemble, (b) zoom sur la fente de l'actionneur.

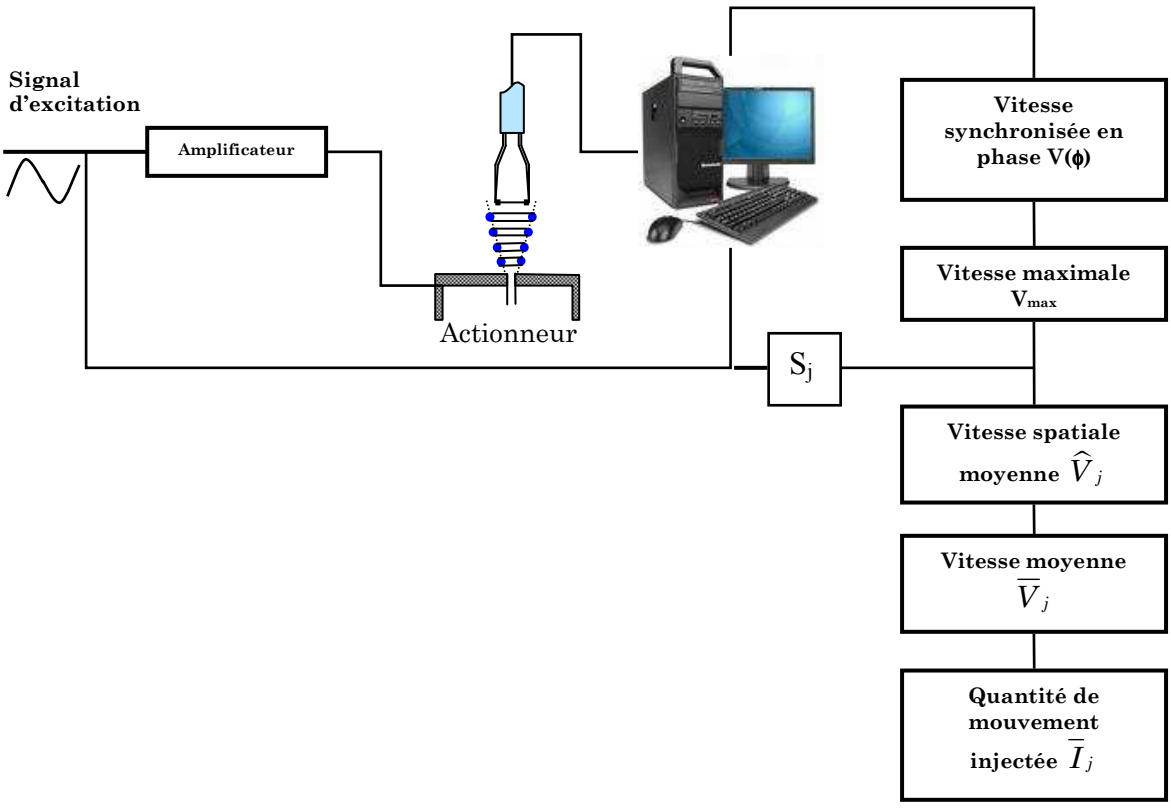


Fig 3. 13 – Schéma du post-traitement des résultats issus du fil chaud pour le calcul de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique

2.3 Vélocimétrie par Image de Particules

La Vélocimétrie laser par Images de Particules (PIV) a été utilisée en soufflerie de l'ENIM de Monastir comme moyen d'investigation et de caractérisation du dispositif de contrôle. Cette technique sera présentée dans ce qui suit.

2.3.1 Principe

La PIV est une technique de mesure non intrusive et indirecte (à partir de particule d'ensemencement). Son principe de base est l'évaluation d'un mouvement Eulérien de fluide à partir d'un mouvement Lagrangien de particules d'ensemencement. Pour un déplacement ($\vec{d}$) d'un ensemble de particules d'ensemencement pendant un temps (Δt), la vitesse de l'écoulement ($\vec{U}(x,y,t)$) est assimilée au mouvement des particules (Fig 3.14).

$$\vec{U}(x,y,t) = \frac{\vec{d}}{\Delta t} \qquad \textbf{(3. 5)}$$

La mise en oeuvre de la PIV repose sur les éléments suivants :

- Les propriétés des particules sont un paramètre fondamental, car la lumière qu'elles diffusent conditionne la qualité de la mesure. De plus, il est nécessaire qu'elles suivent fidèlement l'écoulement et qu'elles se mélangent au fluide sans produire de perturbations.
- L'utilisation des lasers, comme source de lumière continue ou pulsée pour les mesures PIV, se justifie par une forte intensité lumineuse que doivent recevoir les particules, et aussi par le fait qu'une nappe de lumière s'obtient assez facilement avec un jeu de lentilles.
- Les deux images sont stockées, avec un intervalle temporel de Δt, sur le capteur d'une caméra. La caméra est positionnée avec un angle de 90° par rapport à la nappe laser.

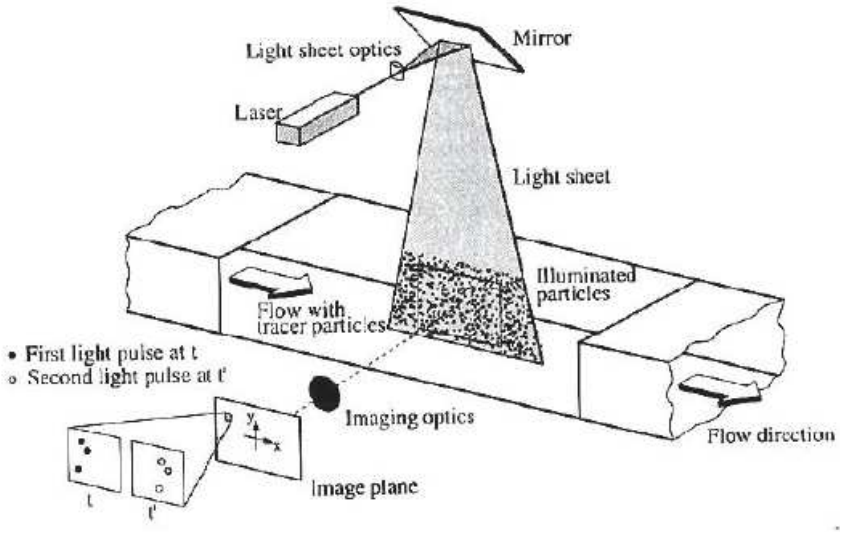


Fig 3. 14 – Arrangement expérimental pour la PIV dans une soufflerie (Raffel et al., 2000).

2.3.2 Capteurs sensibles

Les particules contenues dans le plan laser diffusent la lumière vers des capteurs sensibles (caméras à films, appareils photos, cameras CCD ...) qui enregistrent les 2 "images" de particules nécessaires à la détermination de la vitesse. Les principales qualités requises sont :

– Un domaine de mesure large et précis (résolution spatiale importante),

– Une cadence d'acquisition ou résolution temporelle suffisante.

Les appareils photos (film ou numériques) ont été utilisés au début de la PIV. Ces dernières techniques conduisent à des traitements longs et laborieux. Ils ont été rapidement remplacés par des cameras CCD (Willert et Gharib, 1991) qui s'inscrivent classiquement dans des chaînes d'acquisition automatique du champ de vitesse (à part l'ensemencement). Le progrès croissant dans le domaine des capteurs CCD a permis aux mesures PIV de progresser considérablement en terme de discrétisation spatiale, et d'atteindre actuellement 2048×2048 à 4096×4096 lignes pour les résolutions les plus fines. Les fréquences d'acquisition ont été aussi nettement améliorées et les cadences les plus rapides permettent maintenant d'enregistrer 10000 images par seconde, et ainsi obtenir un suivi temporel de certaines configurations complexes d'écoulement à haut nombre de Reynolds.

2.4 Montage de la chaîne PIV

- **Caméra :** La caméra principalement utilisée est une Kodak Megaplus ES1.0 de résolution 1008x1018 à 8 bits de dynamique qui est fixée sur un support inclinable. Le temps maximal d'exposition de la première image est de 250 µs. Le capteur CCD est exposé à la première image. Les cellules sensibles sont transférées et vidées, avant la deuxième exposition de la totalité du capteur. En plus, on a utilisé un objectif Nikon à focale fixe de 60 mm avec une ouverture variable de 2,8 à 32, définie en fonction des caractéristiques de l'écoulement.

Le positionnement de la caméra est très important : il convient d'éviter les erreurs de parallaxes qui peuvent générer des biais systématiques sur la mesure des vitesses. Il faut s'assurer que la caméra soit située dans un plan parfaitement normal à la nappe lumineuse. L'étape suivante est la calibration entre l'image et la zone de mesure par conversion des pixels en millimètres. Pour cela, on place souvent une mire millimétrique (papier millimétré) dans le domaine de mesure, tangent à la nappe laser. Ensuite, on procède à la prise d'images à la lumière du jour en utilisant le laser à faible puissance. Deux points de l'image de la mire obtenue en mode image seront considérés dans la zone de visualisation, et ainsi la calibration est effectuée par conversion des pixels en distance.

- **Laser :** Le laser utilisé pour réaliser le plan lumineux dans l'écoulement est un NEW-WAVE Reserch Nd-Yag pulsé de chez Dantec. Les deux impulsions lumineuses proviennent de deux cavités indépendantes, ce qui leur garantit une énergie maximale et indépendante, quelque soit l'écart temporel entre les impulsions. Le tableau 3.2 donne les principales caractéristiques techniques du laser utilisé :

Longueur d'onde	532 nm
Durée de l'impulsion	6-10 ns
Energie maximale de l'impulsion	15 mJ
Fréquence de répétition du laser	10 Hz

Tableau 3.2. Caractéristiques du laser utilisé dans nos expériences.

Une des principales conditions nécessaires à la réalisation des mesures par PIV est de fonctionner avec une nappe laser issue des deux cavités du laser de même intensité

énergétique. De plus, les deux nappes lasers doivent être parfaitement superposables transversalement et longitudinalement.

- **Synchronisation :** Pour coordonner les différents éléments de la chaine PIV, un logiciel permet de contrôler un boîtier de synchronisation qui gère les décalages entre les pulses laser et les retards de la caméra de manière automatique. Les erreurs liées aux retards de synchronisation sont mineures ; ce qui est parfaitement vérifié par la qualité des calculs de corrélation.

- **Ensemencement :** Pour nos compagnes de mesures, on a utilisé comme particules d'ensemencement l'huile de paraffine qui a l'avantage d'avoir une densité proche de celle de l'air. Le diamètre des particules est de 2 à 3 µm. L'ensemencement est réalisé dans l'air soufflé par le ventilateur de la soufflerie, pour ensuite se répandre dans la soufflerie, en particulier dans le caisson de tranquillisation ; ce qui permet de garantir un ensemencement homogène de l'écoulement.

- **L'intervalle de temps Δt :** Le choix de l'intervalle de temps Δt entre les tirs laser est un paramètre important pour la qualité des résultats. En effet, plus Δt est important, plus la mesure effectuée est différente de la valeur réelle de la vitesse. A l'inverse, plus que l'intervalle de temps est petit, plus que la mesure des déplacements dans les zones de recirculation à faible vitesse est difficile. Le déplacement est ainsi évalué à partir des fenêtres de corrélation 32 × 32 pixels² pour 50% de recouvrement. Les images des particules sont définies sur 2 à 3 pixels comme préconisé par Westerweel (2000). Ceci permet de limiter l'effet du "peak-locking" de l'algorithme "sub-pixel" (interpolation gaussienne) du processeur Flowmap. Les pas de temps sont compris entre 30 et 60 µs pour les plans de mesure.

- **Synchronisation en phase des mesures :** Afin d'assurer la synchronisation, les mesures sont déclenchées à l'aide du signal de "Trigger" délivré par le générateur de fonction qui alimente l'actionneur. Le signal de "trigger" est un signal carré (TTL) pour lequel le front montant correspond au passage de zéro de la sinusoïde A(t) avec une pente positive. Ce front est utilisé comme top de déclenchement par un générateur de délais qui synchronise ensuite l'ensemble de la chaîne d'acquisition PIV. La Fig 3.15 présente le chronogramme de synchronisation.

On interprète le chronogramme de la façon suivante (Fig 3.15). Le générateur de délais déclenche la synchronisation de la chaîne d'acquisition au premier top du front montant du signal de "Trigger". Le premier tir du laser et la première ouverture de la caméra sont déclenchés avec un délai (Φi-$\Delta t/2$) par rapport au top et le second tir laser et l'exposition du capteur sont déclenchés après un intervalle de temps Δt. De cette manière, les deux tirs lasers sont centrés de part et d'autre de la phase Φi considérée. De plus, comme la fréquence de l'actionneur f est supérieure à la fréquence d'acquisition de la caméra f_{cam} (f_{cam}=5 Hz), la caméra limite la cadence d'enregistrement des paires d'images PIV. Un délai supplémentaire, égal à $1/f_{cam}$, est donc introduit pour préparer la caméra à l'acquisition de la seconde paire d'image. Lorsque ce délai est passé, le front montant suivant du signal de "trigger" déclenche un top de synchronisation de la chaîne PIV.

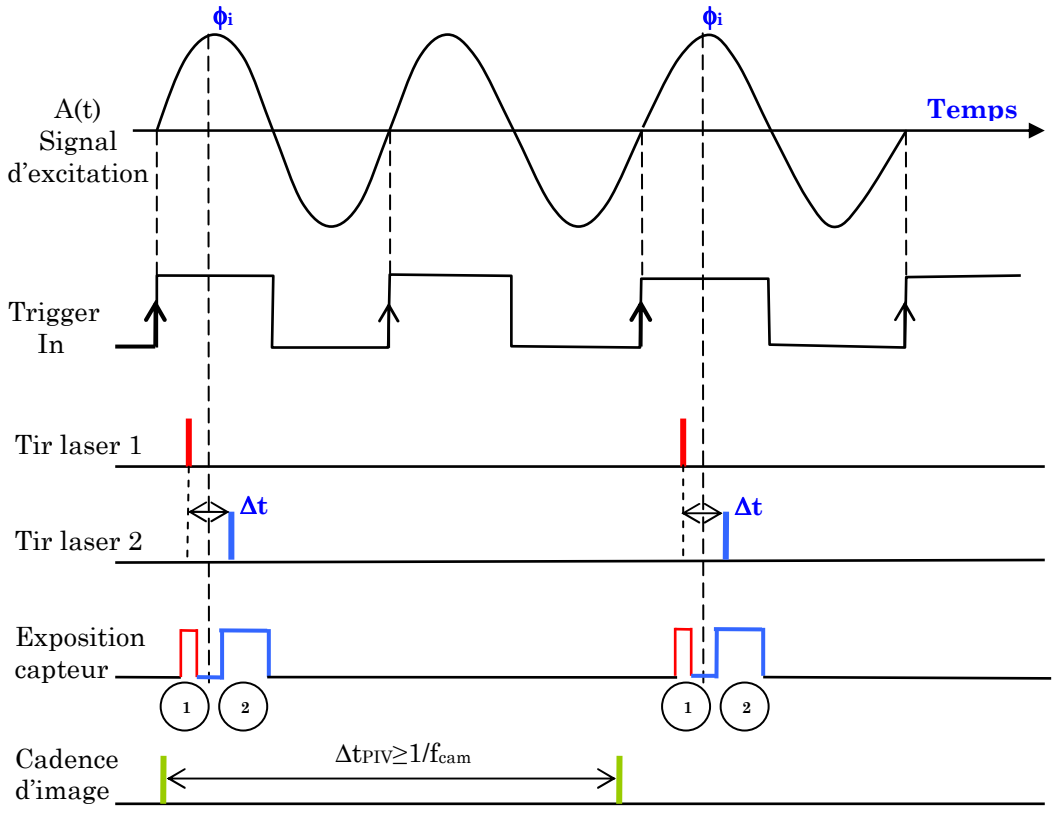


Fig 3. 15 – Chronogramme de synchronisation en phase avec le jet synthétique de la chaîne d'acquisition PIV.

2.5 Traitement des images

Une fois les images acquises, on doit déterminer le champ de déplacement des particules pendant l'intervalle de temps Δt. Pour ce faire, nous avons utilisé le logiciel commercial de Dantec FlowMap. En effet, lorsque les deux images ont été prises par la caméra, elles sont transmises à un ordinateur qui les traite pour en déduire le champ des déplacements et par conséquent le champ des vitesses. Plusieurs algorithmes d'intercorrélation fonctionnant sous l'environnement Flowmap de Dantec ont été utilisés dans ce travail.

Après l'obtention des champs instantanés de vitesse, il est nécessaire de filtrer ces champs afin d'éliminer les éventuels vecteurs faux. Il existe beaucoup de facteurs qui peuvent être à l'origine de ces derniers :

- Densité locale d'ensemencement trop faible ou au contraire trop élevée ;
- Taille de la zone d'interrogation inadaptée aux gradients locaux de vitesses;
- Intervalle de temps entre les deux impulsions lumineuses inadéquat ;
- Mauvais réglage des paramètres de la caméra (ouverture, profondeur,…) ;
- Intensité de la nappe laser mal adaptée ;
- Présence de réflexions lumineuse parasites ;
- Présence de bruits électroniques dus au processeur du calcul, à la caméra, au laser.

Le logiciel Flowmap permet d'utiliser trois filtres en cascade pour valider les vecteurs. Ces filtres sont basés respectivement sur :

  - La hauteur des pics de corrélation,
  - La gamme de vitesse étudiée,
  - La vérification de la continuité du champ de vitesse.

- **Validation par la hauteur des pics de corrélation :** La validation par la hauteur des pics de corrélation consiste à valider ou à rejeter des vecteurs, en se basant sur les valeurs maximales dans le plan de corrélation là où le déplacement du vecteur a été mesuré. Le processeur localise, à partir des hauteurs, les deux plus hauts pics dans le plan de corrélation. Ceux-ci peuvent être utilisés pour évaluer la qualité du vecteur mesuré. Dans cette opération, on peut compter sur un certain nombre de critères : plus les particules sont homogènes, plus une vitesse sera sûre et plus le pic de corrélation mesuré sera plus haut. La hauteur du pic dépend non seulement du nombre de particules, mais aussi de l'intensité de la lumière dans la zone d'interrogation. En fait, si on éclaire la zone de mesure d'une

façon non uniforme, ceci ne pourra plus être considéré comme un bon critère. L'efficacité de cette méthode est principalement liée à la qualité des données d'entrée. Si ces derniers sont d'une bonne qualité, nécessairement la crête du signal devrait être plus haute que celle du bruit. Ainsi, pour que le vecteur soit validé, le rapport de la hauteur du premier pic par la hauteur du second doit être supérieure à une valeur limite imposée par l'utilisateur.

- **Validation par la gamme des vitesses :** La validation par la gamme de vitesses consiste à éliminer les vecteurs qui sont en dehors d'un certain intervalle. Généralement, la gamme des vecteurs des vitesses d'écoulement est connue à l'avance. En employant la validation de la gamme de vitesse, ceux qui sont en dehors de cette gamme seront automatiquement rejetés. Mais aucun d'eux ne sera substitué sauf si en travaillant avec une autre méthode de validation et les vecteurs rejetés peuvent être remplacés.

Chaque vecteur du champ de vitesse est soumis à la contrainte suivante :

$$v_{min} \le \|v\| \le v_{max} \quad \textbf{(3. 6)}$$

avec $\|v\| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$, $v_{\min} = 1$ m/s et $v_{\max} = 12$ m/s

$$v_{x_{min}} \le \|v_x\| \le v_{x_{max}} \quad \textbf{(3. 7)}$$

$$v_{y_{min}} \le \|v_y\| \le v_{y_{max}} \quad \textbf{(3. 8)}$$

Le vecteur ne sera validé que s'il satisfait respectivement les équations (3.6), (3.7) et (3.8), sinon, il sera rejeté.

- **Vérification de la continuité du champ de vitesse :** La méthode consiste à valider ou à rejeter des vecteurs en se basant sur la comparaison entre les vecteurs voisins. Les vecteurs rejetés peuvent être remplacés par des vecteurs estimés à partir des valeurs aux points voisins. On suppose qu'il doit y avoir une continuité entre le vecteur considéré et ses proches voisins, tant sur le plan de la direction du vecteur que sur leur norme.

Dans un voisinage rectangulaire d'un vecteur, la moyenne des vecteurs est calculée et comparée à ce vecteur. Si on considère un vecteur situé à la position (x,y), et si le voisinage est de taille (m,n), la moyenne est alors calculée par la formule suivante :

$$\bar{v}(x,y) = \frac{1}{m.n} \sum_{i=m-\frac{n-1}{2}}^{m+\frac{n-1}{2}} \sum_{j=m-\frac{n-1}{2}}^{m+\frac{n-1}{2}} v(i,j) \quad \textbf{(3. 9)}$$

le vecteur est rejeté si :

$$\left\| v(x,y) - \bar{v}(x,y) \right\| > k \quad \textbf{(3. 10)}$$

k est un réel déterminé par :

$$k = \left\| v(x,y) - \bar{v}(x,y) \right\| \quad \textbf{(3. 11)}$$

si k est supérieur à α.

α est le facteur d'acceptation qui est un réel compris entre 0 et 1 (α=0,3).

L'idée derrière cette approche est que le champ de vitesse change lentement de sorte qu'il n'y ait pas trop de changement d'un vecteur par rapport à ses voisins. En d'autres termes, il y a une corrélation entre les vecteurs voisins, ainsi, si un vecteur dévie trop de ses voisins il sera éliminé (pour plus d'informations le lecteur peut se référer à *" Flow Map Particle image velocimetry instrumentation. Installation & User's guide. Vol 1 et vol 2").*

3 Post-traitement des données

L'un des soucis majeurs est l'identification des structures cohérentes dans les écoulements turbulents. Un nombre important de travaux récent se rapporte à ce problème. L'analyse de la vorticité a été, pendant longtemps, l'une des seules techniques de post-traitement. Comme elle présente l'inconvénient de ne pas faire la distinction entre cisaillement et tourbillon, des méthodes alternatives qui se basent essentiellement sur le tenseur gradient de vitesse sont proposées. On cite le critère Q proposé par Hunt et *al.* (1988), le critère lamda2 proposé par Jeong et Hussain (1995), et le critères Γ_1 et Γ_2 proposés par Michard et *al.* (1997).

3.1 Moyenne

Les mesures par PIV permettent de déterminer la projection des vitesses instantanées, dans le plan de mesures, du vecteur déplacement.

Les mesures réalisés sont de deux types: des mesures aléatoires et des mesures synchronisé avec la phase du signal de contrôle. On distingue deux types de moyen : la moyenne temporelle et la moyenne de phase.

3.1.1 Moyenne temporelle

Pour un écoulement plan, les composantes de vitesse $\overline{U}$ et $\overline{V}$ sont définies par :

$$\begin{cases} \overline{U}(x,y) = \dfrac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} u_i(x,y) \\ \overline{V}(x,y) = \dfrac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} v_i(x,y) \end{cases} \quad \textbf{(3. 12)}$$

u_i, v_j sont les composantes de vitesses instantanées,

N est le nombre de réalisation du champ de vitesse instantané.

3.1.2 Moyenne de phase

Un système auxiliaire délivrant un signal TTL de synchronisation permet de régler le déphasage ϕ entre les tirs laser et le signal de contrôle. ϕ varie entre 0 et 360° avec un pas constant. Ainsi, on peut suivre l'évolution de l'écoulement au cours d'une période de contrôle (voir § 2.4).

3.2 Fluctuation de la vitesse et énergie cinétique

La fluctuation de la vitesse par rapport à la vitesse moyenne est obtenue à partir des vitesses moyennes instantanées.

$$\begin{cases} u' = u - \overline{U} \\ v' = v - \overline{V} \end{cases}$$

u et v sont les composantes de vitesses instantanée.

L'énergie cinétique massique du mouvement fluctuant est définie par:

$$\overline{k} = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2}\right) \quad \textbf{(3. 13)}$$

3.3 Champ de vorticité

La vorticité est un vecteur utilisé pour mesurer le taux de rotation de l'écoulement.

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2}\left(\vec{\nabla} \wedge \vec{V}\right) \quad \textbf{(3. 14)}$$

$\vec{V}$ est le vecteur vitesse, $\vec{\nabla}$ est l'opérateur rotationnel et $\wedge$ désigne le produit vectoriel.

Pour un écoulement 2D, la vorticité est définie par :

$$w(x,y) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v(x,y)}{\partial x} - \frac{\partial u(x,y)}{\partial y}\right) \quad \textbf{(3. 15)}$$

avec u et v composantes de la vitesse moyenne dans le plan de mesure.

3.4 Critère Q

Hunt et al. (1988), proposent de définir un tourbillon comme une région du second invariant Q positif. Ce critère qui représente un équilibre local entre contrainte de cisaillement et vorticité est défini par :

$$Q = \left(\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}\right) \quad \textbf{(3. 16)}$$

Avec, $S_{ij} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)$ et $\Omega_{ij} = \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i}\right)$ sont respectivement les tenseurs symétriques et antisymétriques du tenseur gradient de vitesse. Les zones de l'espace où les valeurs de Q sont importantes et positives désignent des zones où la rotation est dominante sur le cisaillement. Il est à noter que les zones de l'espace caractérisé par un cisaillement important ne sont pas détectées par le critère Q ; ce qui lui confère une aptitude pour la détection des structures cohérentes en proche paroi ou en présence d'un confinement.

Il existe une relation étroite entre le critère Q et la pression P de l'écoulement. Celle-ci peut être établie à partir de l'équation de Poisson pour la pression P ; ce qui aboutit, tout calcul fait, à :

$$\Delta P = 2\rho Q \quad \textbf{(3. 17)}$$

avec ρ et Δ désignent respectivement la masse volumique du fluide et l'opérateur Laplacien.

Il est à noter que le critère Q est bien adapté dans la détection pour tourbillons de type épingle à cheveux dans des zones fortement cisaillées prés des parois.

3.5 Critère Γ2

Le critère Γ_2 est défini en chaque point P du maillage spatiale par :

$$\Gamma_2(P) = \frac{1}{N}\sum_{M\in S} \frac{\left(\overrightarrow{PM} \wedge \left(\vec{U}_M - \vec{U}_p\right)\right)\vec{z}}{\left\|\overrightarrow{PM}\right\|.\left\|\vec{U}_M - \vec{U}_p\right\|} \quad \textbf{(3. 18)}$$

N est le nombre de nœuds de la surface d'intégration qui entourent le point P.

La Fig 3.16 donne un exemple de domaine d'intégration utilisé pour calculer la fonction Γ_2 au centre du domaine (P) à partir des valeurs du champ de vitesse $\vec{U}_M$ aux nœuds M qui entourent le point P.

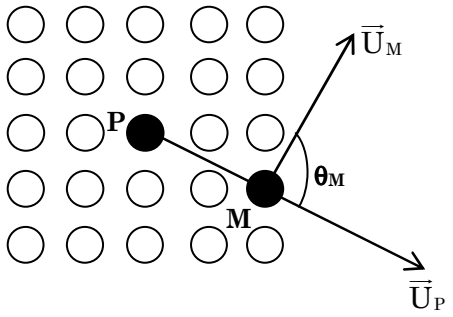


Fig 3. 16 - Domaine d'intégration pour le critère Γ_2.

Le schéma permet de simplifier l'expression du critère à l'expression :

$$\Gamma_2 = \frac{1}{N}\sum_{M\in S} sin(\theta_M) \qquad \textbf{(3. 19)}$$

θ_M : l'angle entre $\overrightarrow{PM}$ et le vecteur $\left(\vec{U}_M - \vec{U}_p\right)$.

3.6 Décomposition orthogonale en modes propres

L'importance des structures cohérentes pour la compréhension et la modélisation des écoulements turbulents sont maintenant clairement reconnues (Bonnet et Delville, 2002). En effet, d'un point de vue énergétique, la contribution des structures cohérentes à l'énergie totale de l'écoulement varie selon les cas (de 10% couche limite, jet lointain à 25% couche de mélange, sillage, jet en champ proche). La proposition faite par Lumley en 1967 d'extraire les structures cohérentes d'un écoulement turbulent par POD est très attractive. La POD est une décomposition modale, au même titre que la décomposition de Fourier, optimale au sens de l'énergie :

$$u(x,t) = \sum_n a^{(n)}\Phi^{(n)}\left(x,t\right) \qquad \textbf{(3. 20)}$$

Où $\Phi^{(n)}$ sont les fonctions propres (ou déterministes) et $a^{(n)}$ les coefficients de projection. La première application de cette décomposition POD est expérimentale, et a été réalisée par Payne et Lumley (1967). Sirovich (1987), a introduit la notion de Snapshot POD qui est réalisée classiquement à partir de données possédant une résolution spatiale importante et une résolution temporelle plus faible, de type simulation numérique directe (DNS) ou mesures par PIV.

3.6.1 Principe de la POD

On considère un processus vectoriel aléatoire à énergie finie u(X). On rappelle que X = X (x,y, z, t). La décomposition orthogonale propre consiste à rechercher les fonctions f(X) qui "ressemblent le plus aux réalisations de u(X) en moyenne". Dans ce contexte, on cherche à trouver une base de projection {Φ} dénombrable appartenant à l'espace des applications linéaires à carrés intégrables ($L^2(D)$) où le produit scalaire est défini par :

$$(f,g)=\int_D f(x).g^*(x)dx \qquad \textbf{(3. 21)}$$

où . * désigne le conjugué.

Les fonctions ϕ recherchées sont ainsi les fonctions qui maximisent leur produit scalaire normalisé avec u(X) :

$$\max_{\Phi\in D}\frac{\left\langle\left|(u,\phi)\right|^2\right\rangle}{(\phi,\phi)} \qquad \textbf{(3. 22)}$$

L'opérateur $\langle\bullet\rangle$ est défini comme une moyenne spatiale ou temporelle, et $|\bullet|$ désigne le module.

Cela revient à résoudre un problème aux valeurs propres, dont le noyau est le tenseur des corrélations en deux points :

$$\int_D\left\langle u_i(X)u_j^*(X')\right\rangle\phi_j(X')=\lambda\phi_i(X) \qquad \textbf{(3. 23)}$$

On note $R_{ij}(X,X')$ le tenseur des corrélations spatiales en deux points $R_{ij}(X,X')=\langle u_i(X)u_j(X')\rangle$. Si D est borné, ce problème admet une infinité dénombrable de solutions. Les valeurs propres λ_k sont ordonnées tel que $\lambda_{k+1}>\lambda_k$. Ce tenseur étant symétrique et positif, il possède donc des valeurs propres réelles, positives, dénombrables λ_k et leurs vecteurs propres associés sont $\phi^{(k)}(X)$ orthonormaux. Du fait de l'orthogonalité des modes, chaque réalisation de u(X) accepte la décomposition modale :

$$u(X)=\sum_k a_k\phi^{(k)}(X) \qquad \textbf{(3. 24)}$$

où les coefficients aléatoires a_k sont la projection de u sur le mode k déterministe :

$$a_k = \int_D u_i(X)\phi_i^{(k)*}(X)dX \quad \textbf{(3. 25)}$$

Ces coefficients sont décorrélés et l'on a :

$$\langle a_k a_{k'} \rangle = \delta_{kk'}\lambda_k \quad \textbf{(3. 26)}$$

Ainsi, chaque valeur propre représente l'énergie sur le domaine D du mode qui lui est associé. L'énergie totale sur D peut ainsi être décomposée en une contribution de chaque mode :

$$E = \int_D \langle |(u,u^*)| \rangle dx = \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k \quad \textbf{(3. 27)}$$

Dans le cadre de la thèse, la méthode des snapshots introduite par Sirovich (1987) est utilisée et le calcul des modes POD se fait donc en déterminant d'abord les vecteurs singuliers droits de la matrice des snapshots A. le tenseur des corrélations de dimensions $N_t \times N_t$ s'écrit alors :

$$C(t,t') = \frac{1}{T}\int_D u(x,t)u(x,t')dx \quad (3. 28)$$

Les $a_n(t)$ sont les vecteurs propres de $C(t, t_0)$:

$$\int_T C(t,t')a^{(n)}(t')dt' = \lambda^{(n)}a^{(n)}(t) \quad (3. 29)$$

- La plupart du temps, l'intégrale en temps est remplacée par une somme discrète car les snapshots sont échantillonnés à intervalle régulier dans le temps.
- L'intégrale en espace s'exprime de façon discrète par $\int_D f(X)dX = \sum_i f(X_i)M_i$, où

M_i représente l'aire d'une maille de discrétisation élémentaire. Matriciellement, le calcul fait intervenir une matrice de masse M qui est diagonale et dont chaque élément représente l'aire de la maille correspondante. Dans le cas de champs issus de mesures PIV où le maillage est équiréparti, cette matrice est simplement omise (posée égale à la matrice identité).

- **Construction numérique de la base POD :** En utilisant la méthode des snapshots, le codage se fait à l'aide du logiciel Matlab:

1. Construction de la matrice des snapshots A à partir des données expérimentales. On considère une famille d'observations discrètes $u(x,t_k)\big|_{k\in[1,N]}$ prises à des instants t_k.

2. Construction de la matrice des corrélations $C=\frac{1}{N_t}A^tMA$, M étant la matrice de masse relative au maillage.

3. Calcul des éléments propres $a_i(t)$ et λ_i à l'aide de la routine **eig**.

4. Calcul des ϕ à partir des vecteurs propres temporels par projection : $\phi(X)=A^t a_i(t)$.

4 Conclusion

Dans ce premier chapitre nous avons présenté le montage expérimental et les différentes techniques de mesures utilisées dans la suite de cette étude pour caractériser la topologie de l'écoulement avec et sans contrôle. Ces techniques permettent une caractérisation de l'écoulement induit par l'actionneur en absence et en présence d'un écoulement extérieur.

La maquette représente une plaque plane pouvant accueillir un actionneur de jet synthétique bidimensionnel. Les montages disponibles permettent d'évaluer l'influence de l'inclinaison de la fente sur la couche limite se développant sur la plaque plane.

Des moyens de post-traitement des mesures (analyse statistique, identification des structures tourbillonnaires, trajectoires, etc.) sont présentés. De plus, un post-traitement basé sur la décomposition en modes propres orthogonaux (POD) est développé pour mettre en évidence les structures cohérentes dans la couche limite.

Compte tenue de la non linéarité du système, le chapitre suivant débute par la caractérisation de la réponse dynamique de l'actionneur au signal d'alimentation des membranes. Cette étude permet de définir à priori les régimes de fonctionnement de l'actionneur pour le contrôle. Les propriétés temporelles puis spatiales de l'écoulement du jet synthétique de l'actionneur sont ensuite comparées aux résultats bibliographiques.

Chapitre 4

Caractérisation de l'actionneur dans un environnement au repos

APERÇU

1 DESCRIPTION DE L'ACTIONNEUR 105
2 CARACTERISATION DE L'ACTIONNEUR 107
2.1 MESURE PAR L'ANEMOMETRIE A FIL CHAUD 107
2.2 MESURES PAR PIV 115
3 CONCLUSION 130

Afin de déterminer les caractéristiques de l'actionneur utilisé pour nos expériences, nous allons tout d'abord l'étudier seul, c'est-à-dire positionné sur la plaque, mais sans interaction avec un écoulement extérieur. L'évolution temporelle et spatiale de l'écoulement du jet est analysée et comparée aux résultats de la bibliographie.

1 Description de l'actionneur

On a mis au point un actionneur modulable fonctionnant à l'aide d'un dispositif pneumatique (Fig 4.1). Un haut-parleur électrodynamique alimenté par une tension sinusoïdal de fréquence et d'amplitude réglable engendre des fluctuations de pression dans une cavité. La tension appliquée au haut-parleur permet de régler l'amplitude de la composante fluctuante de la vitesse en sortie du jet. La cavité forme un convergent aérodynamique avant que le fluide ne débouche sur une fente rectangulaire de 10 cm d'envergure et de 1 mm de largeur. La fente est inclinée d'un angle α (α=30°, α=45° et α=90°) (Fig 4.3). Les caractéristiques de ces fentes sont regroupées dans le tableau 4.1.

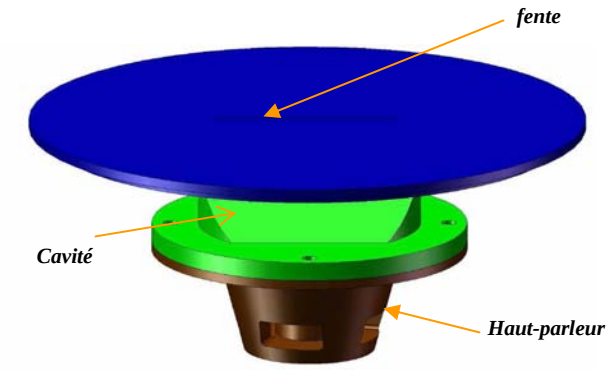


Fig 4. 1 - Dispositif expérimental.

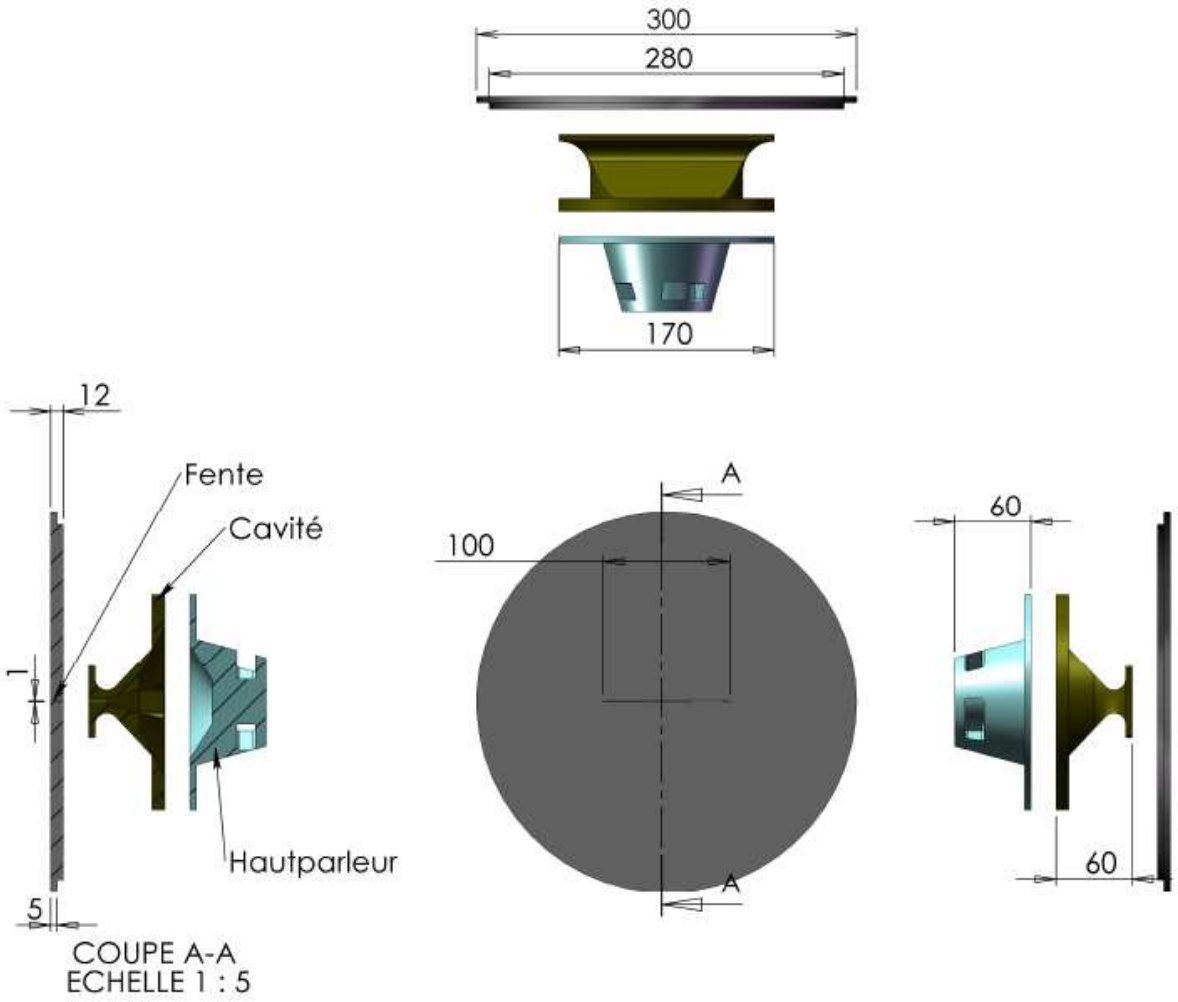


Fig 4. 2 – Vue éclatée de l'actionneur du jet synthétique utilisé dans la présente étude (dimension en mm).

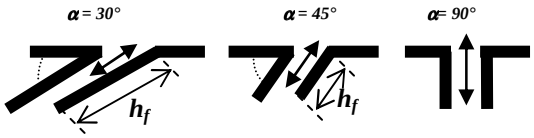


Fig 4. 3 - Direction des excitations

Cas N°	Angle α	e (mm)	h_c (mm)	h_f(mm)
1	90°	1	60	10
2	45°	1	60	14.14
3	30°	1	60	20

Tableau 4.1- Dimension des fentes utilisées.

2 Caractérisation de l'actionneur

La mesure de la vitesse est effectuée par l'anémométrie à fil chaud et par PIV. L'anémométrie à fil chaud est utilisée pour mesurer la vitesse au centre de la fente, afin de déterminer la vitesse maximale (V_{max}) ainsi que les grandeurs statistiques de la turbulence. La PIV est utilisée pour déterminer les champs instantanés des vecteurs de la vitesse de façon non intrusive.

2.1 Mesure par l'anémométrie à fil chaud

Pour limiter l'intrusion du fil chaud dans l'écoulement, particulièrement pendant la phase d'aspiration, la sonde est positionnée à environ 2 mm de la fente. La vitesse maximale de soufflage du jet synthétique est évaluée à partir de 8.10^4 échantillons de mesure relevés à la fréquence d'acquisition f_a=4 kHz. La durée d'acquisition de la mesure est alors égale à T_a=20s. Le signal d'alimentation des membranes A(t) est enregistré parallèlement à l'acquisition de la vitesse en sortie de la fente. Ce signal permet de définir précisément les temps de début et de fin des cycles, et ainsi de décomposer le signal de vitesse en périodes synchronisées sur le cycle de la membrane.

2.1.1 Réponse de l'actionneur

Une sonde à fil chaud simple est utilisée pour mesurer la vitesse. Le signal du fil chaud est enregistré sur un ordinateur par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition 12 bits NI PCI6024E de National Instruments Corporation, et d'un programme réalisé sous MATLAB®. L'actionneur est fixé sur une table. Le porte sonde du fil chaud est fixé sur un système manuel de déplacement micrométrique suivant les axes x et y. Une binoculaire équipée d'une échelle graduée (précision de l'ordre de 50 µm) est utilisée pour mesurer la distance entre le fil chaud et la fente pour le positionnement de la sonde près de la paroi au début de chaque série de mesure (Fig 4.4). Pour des raisons pratiques, il n'était pas possible de faire des mesures avec la sonde à fil chaud très près de la fente. La Fig 4.5 montre le signal mesuré en fonction du temps à la sortie de l'actionneur soumis à une excitation sinusoïdale d'amplitude 20 $V_{c\text{-}c}$, et une fréquence de 60 Hz. Ces mesures ont été réalisées pour les différentes configurations étudiées. Pour une alimentation sinusoïdale de l'actionneur, on mesure à la sortie de la fente un écoulement sinusoïdal redressé de même fréquence que le signal d'alimentation. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus par

Smith & Glezer (1998). Par ailleurs, la vitesse maximale du jet est réglable par l'intermédiaire de la tension appliquée au haut-parleur. Celle-ci peut ainsi atteindre plus de 29 m/s.

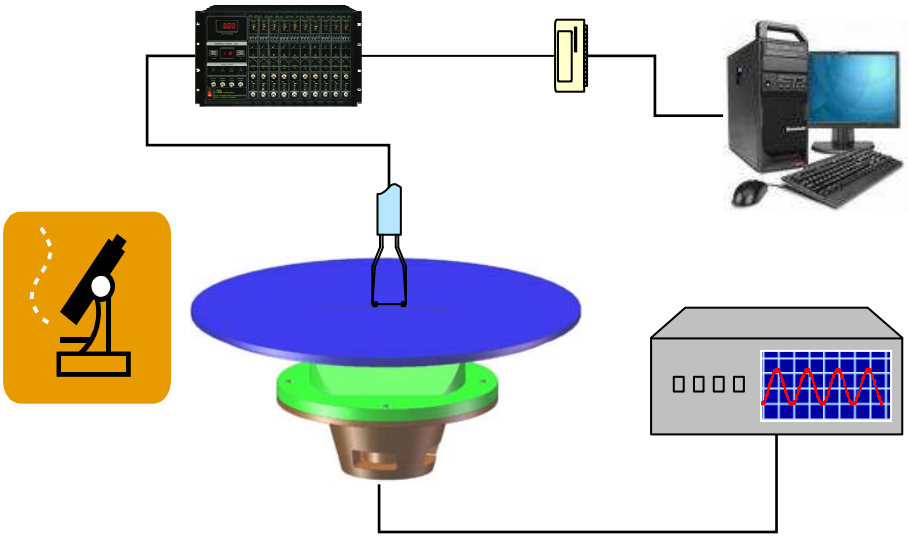


Fig 4. 4 -Description du dispositif de mesure par fil chaud.

Ces mesures montrent que la phase de soufflage comporte des vitesses plus élevées que la phase d'aspiration. L'écart entre les crêtes de vitesse est estimé de 51%. Ceci est dû au fait que cette vitesse n'est pas mesurée au niveau même de la fente, mais un peu au-dessus (à 2 e). Il n'est donc pas surprenant que la vitesse moyenne ne soit pas nulle. Ceci confirme les résultats de la simulation d'un actionneur du même type obtenu par Rizzeta et *al*. (2000) qui montrent qu'en moyenne une aspiration du fluide extérieur a lieu sur les cotés du jet proches des parois, tandis qu'au milieu du jet, le fluide est légèrement refoulé.

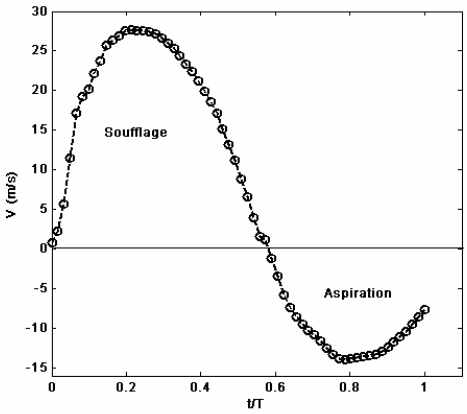


Fig 4. 5 - Réponse des actionneurs à une excitation sinusoïdale à 60 Hz.

2.1.2 Effet de la fréquence

La réponse dynamique de l'actionneur est étudiée en fonction de la fréquence d'excitation f et de la tension d'alimentation A_0 de la membrane du haut-parleur. Cette caractérisation permet de connaître et de quantifier les performances aérodynamiques de l'actionneur pour le contrôle.

L'évolution de la vitesse de soufflage V_{max} au centre de la fente est ici relevée pour différentes fréquences ($0<f\leq400$ Hz) et $A_0=20$ $V_{c\text{-}c}$ (Fig 4.6). Les résultats montrent une évolution non linéaire de la vitesse, à la sortie de la fente, en fonction de la fréquence pour une tension constante. L'évolution non linéaire est marquée par l'obtention de vitesse significative pour une fréquence particulière. Le pic de vitesse identifié pour des fréquences comprises entre 40Hz et 90Hz, est associé à la fréquence de résonance f_r. Cette fréquence est la fréquence pour laquelle le volume déplacé par la membrane est maximum.

Les résultats reportés sur la Fig.4.6 montrent l'évolution de la vitesse de soufflage V_{max} pour les différentes configurations étudiées. A titre d'exemple, pour $\alpha=90°$ on dégage les remarques suivantes:

- Pour $0<f\leq80$ Hz, les vitesses V_{max} croient avec l'augmentation de la fréquence f.
- Un maximum est atteint pour f d'environ 80 Hz.
- Au dessus de f=90 Hz, les vitesses diminuent.

Les résultats reportés sur la Fig 4.6 mettent en évidence l'émergence du pic de la vitesse à des fréquences qui croient avec l'inclinaison α de la fente de l'actionneur. Cette fréquence est de l'ordre de 80 Hz pour $\alpha=90°$, de 70 Hz pour $\alpha=45°$ et de 50 Hz pour $\alpha=30°$.

Par ailleurs, les mesures montrent que l'amplitude des vitesses à la fréquence de résonance décroît avec l'inclinaison de la fente. En effet, la vitesse de l'ordre de 29,5 $m.s^{-1}$ pour $\alpha=90°$ n'est plus que de l'ordre de 21$m.s^{-1}$ pour $\alpha=30°$ (Fig 4.6).

Si on regarde plus en détail sur la Fig 4.6, la réponse de l'actionneur est similaire jusqu à 200 Hz. En effet, pour $\alpha=45°$ et $\alpha=30°$, on remarque un comportement plus complexe, à coté du pic ordinaire qui apparaît respectivement à 70Hz et 50 Hz, on note la présence d'autres maximums qui sont localisés respectivement au voisinage de 360 Hz et 270 Hz. Si on compare la Fig 4.6 et la Fig 4.7, on remarque que les phénomènes deviennent plus prononcés.

En terme de quantité de mouvement I_j injectée par le jet synthétique (Fig 4.7), la variation en fonction de α reste la même que pour les vitesses de soufflage. L'évolution de la

quantité de mouvement Ij injectée par le jet synthétique en fonction de f est déduite des mesures de Vmax (Fig 4.7). Pour 0≤f≤400 Hz, les valeurs de I_j sont du même ordre de grandeur pour α=45° et α=90°. En revanche, pour α=30°, les valeurs de la quantité de mouvement sont beaucoup plus faibles. La quantité de mouvement délivrée par les fentes α=45° et α=90° est 2 fois plus importante que celle délivrée par la fente pour α=30°.

Ces fréquences particulières d'obtention du pic de vitesses sont utilisées dans le paragraphe suivant pour examiner la réponse dynamique en tension de l'actionneur.

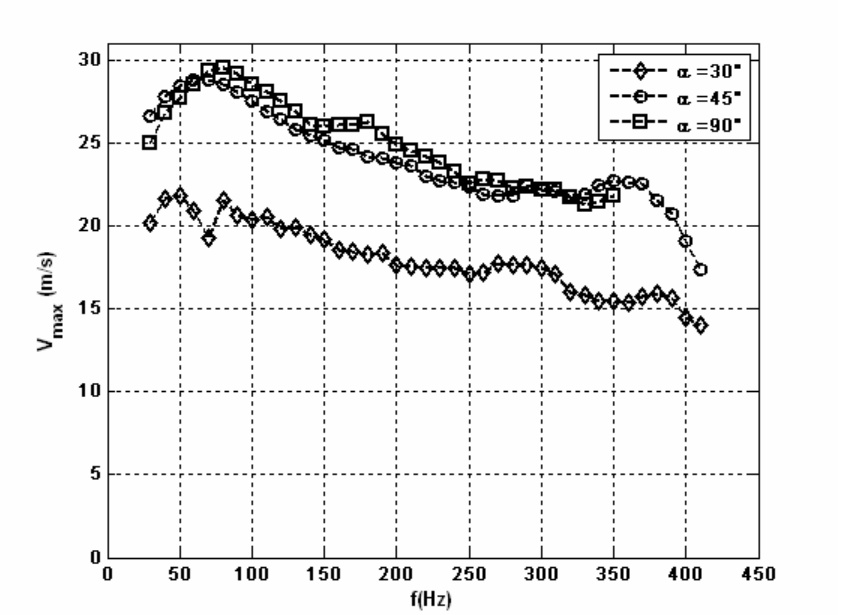


Fig 4. 6 - Variation de la vitesse en fonction de la fréquence, α=90°, α=45°, α=30°.

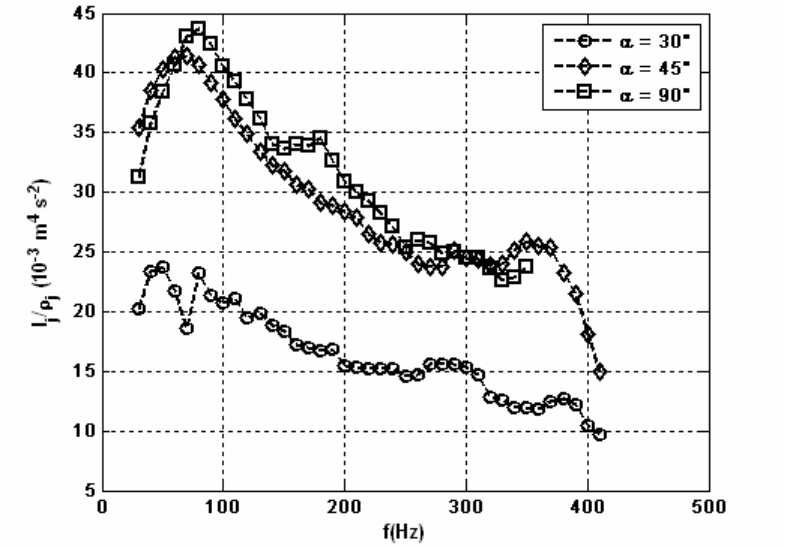


Fig 4. 7 - Variation de la quantité injectée en fonction de la fréquence, α=90°, α=45°, α=30°.

2.1.3 Effet de la tension d'alimentation

Les résultats reportés sur la Fig 4.8 ($3 \leq A_0 \leq 12$ $V_{c\text{-}c}$) montrent que la vitesse maximale V_{max} de soufflage à la sortie de la fente croît avec la tension A_0. Elle est directement liée au fait que la déformation de la membrane du haut-parleur est proportionnelle à la tension A_0. Pour α=90°, la vitesse V_{max} peut être approchée par la relation suivante :

$$V_{max} = 1{,}16\, A_0 + 7.52 \qquad \textbf{(4. 1)}$$

Par la suite, les vitesses non mesurées sont évaluées par interpolation linéaire des mesures disponibles. La tension A_0 permet ainsi de piloter, à fréquence f constante, la vitesse de soufflage de l'actionneur. La gamme de vitesse couverte par l'actionneur à f=80 Hz et α=90° est comprise entre 6 et 29,5 ms^{-1}.

L'évolution linéaire de la vitesse de soufflage en fonction de la tension d'alimentation est également valable pour α=45° et α=30°. Pour α=30°, les vitesses de soufflage du jet augmentent linéairement, mais sont plus faibles.

L'efficacité d'un actionneur du jet synthétique n'est pas seulement fonction de la vitesse du jet en sortie d'orifice, mais dépend également de sa capacité d'injecter de la quantité de mouvement dans l'écoulement transversal.

A partir de l'évolution de la vitesse maximale au centre de la fente, l'évolution de la quantité de mouvement I_j délivrée par le jet synthétique est calculée en fonction de la tension d'alimentation des membranes (Fig 4.9).

L'étude de la réponse dynamique à la tension d'alimentation A_0 montre que pour la fréquence de résonance de l'actionneur f_r, l'évolution des vitesses est proportionnelle à la tension d'alimentation A_0. Cette évolution linéaire se traduit par une évolution parabolique de la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique.

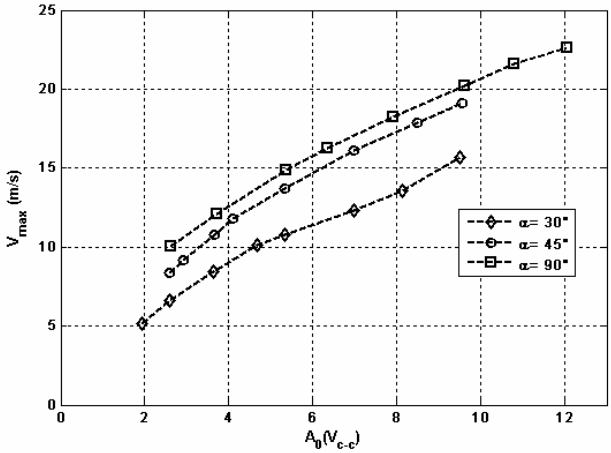


Fig 4. 8 - Variation de la vitesse en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur, α=90°, α=45°, α=30°.

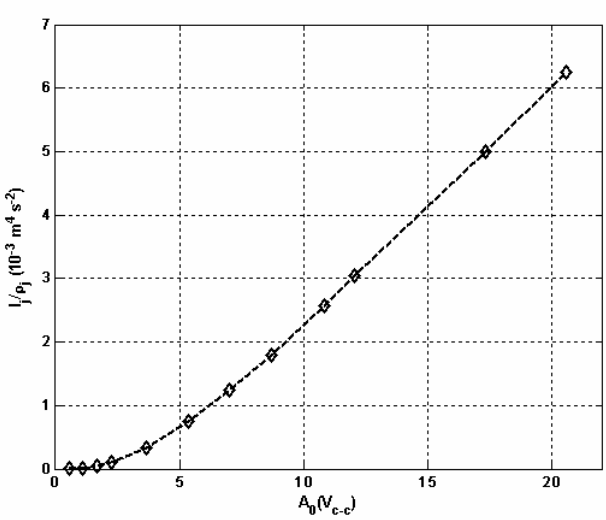


Fig 4. 9 - Variation de la quantité injectée pour α=90°.

2.1.4 Décroissance de la vitesse suivant l'axe du jet

On reporte sur la Fig 4.11 la décroissance de la vitesse axiale au centre du jet. Les points de mesure sont reportés sur la Fig 4.10. Ces mesures sont réalisées pour une fréquence de 60 Hz et pour une tension d'alimentation de 20 V_{c-c} (pour α=90°).

Le déplacement le long de l'axe de jet est adimensionné par la largeur e de la fente. Les résultats trouvés (Fig 4.10) montrent que la vitesse axiale sur la ligne centrale du jet décroît comme $y^{-0,58}$ pour y/e≤80 et comme $y^{-0,25}$ pour y/e≥80. Ces résultats sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Glezer (1999). En effet, Glezer a prouvé que la décroissance de la vitesse débitante sur le centre du jet évolue comme $y^{-0,58}$ pour le champ proche et comme $y^{-0,25}$ pour le champ lointain. Ces résultats ont été prouvés et retrouvés par d'autres équipes. On peut citer ainsi en particulier Smith (1998) et kral (2001). Ainsi, l'évolution spatiale de l'écoulement de jet est comparée aux résultats bibliographiques et son régime de fonctionnement est validé dans la perspective du contrôle.

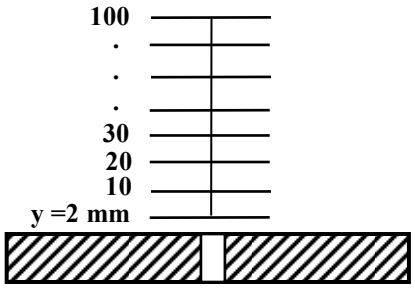


Fig 4. 10 – Positions de mesure de la vitesse.

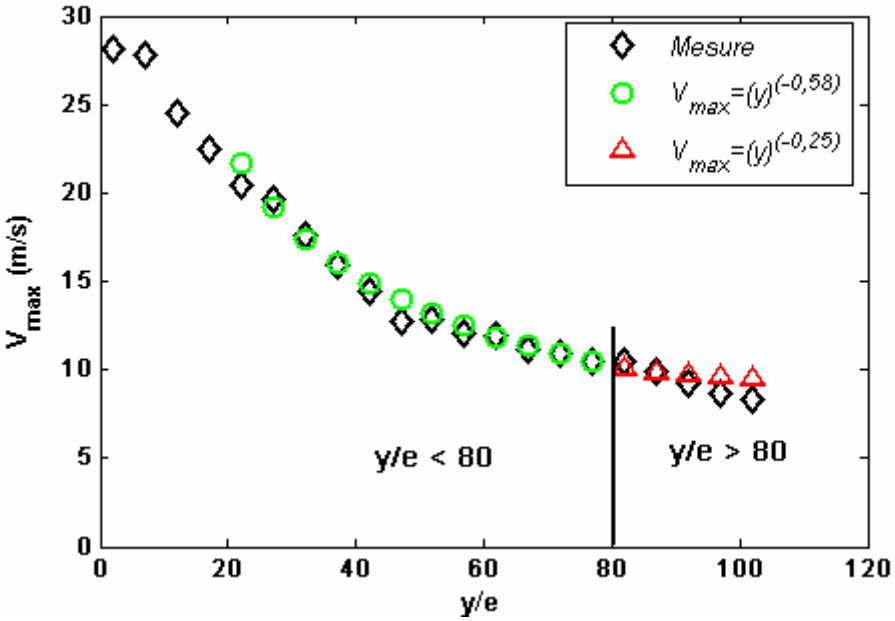


Fig 4. 11 – Décroissance de la vitesse sur l'axe du jet.

2.1.5 Analyse spectrale

Rappelons que la fréquence d'acquisition est de 4kHz et que la durée d'une série temporelle est de 20s. Ces spectres ont été estimés en utilisant la méthode du périodogramme moyenné de Welch sans recouvrement. Afin de limiter l'influence des lobes secondaires dus à la troncature temporelle, nous avons appliqué un fenêtrage (Hamming) aux segments considérés. Les densités spectrales de puissance (DSP) sont mesurées pour une tension d'alimentation A_0=20 $V_{c\text{-}c}$ et une fréquence d'excitation f=60 Hz. Les densités spectrales de puissance relevées dans un milieu au repos (Fig 4.12) mettent en évidence une concentration de l'énergie du jet synthétique et de ses harmoniques. Cette observation est consistante avec la nature sinusoïdale du signal d'alimentation de la membrane. Les spectres de la vitesse de la ligne centrale sont représentés sur la Fig 4.13 (mesuré à y/e= 2, 50 et 100) prés du plan de sortie du jet.

Les spectres présentent classiquement une pente -5/3 correspondant à la zone inertielle d'un écoulement turbulent.

Le spectre est dominé par la fréquence de formation (f_e) du jet et ses harmoniques. Les harmoniques de la fréquence de formation sont rapidement atténués avec la distance à la fente. Pour y/e= 100, seule le fondamental est détecté. L'atténuation rapide du spectre

d'énergie indique une dissipation rapide à l'intérieur du jet et une réduction de l'énergie turbulente totale.

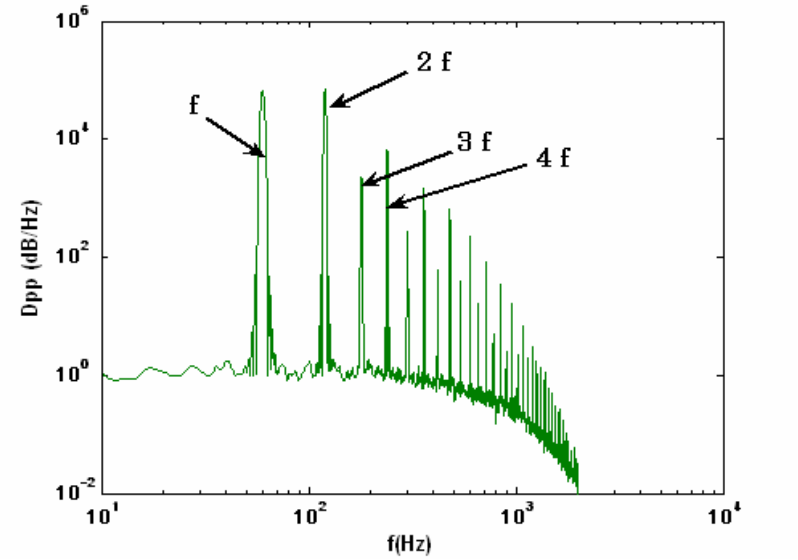


Fig 4. 12 - Spectre de puissance de la vitesse au centre à y/e =2.

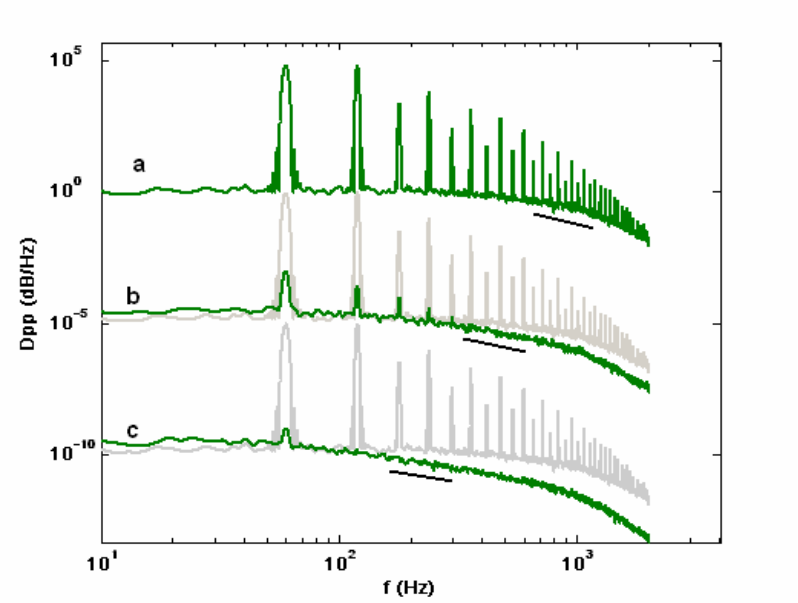


Fig 4. 13 - Spectre de puissance de la vitesse au centre pour différentes positions de y/e : a) y/e=2 ; b) y/e=50 et y/e=100.

2.2 Mesures par PIV

La Fig 4.14 présente l'installation utilisée pour les mesures par PlV. Le plan de vue est perpendiculaire à la fente. Le système d'acquisition et de traitement est un système commercial de marque Dantec.

Deux sources laser YAG couplées (2x15 mJ) fournissent deux nappes laser séparées d'un délai fixé (20µs). Les particules d'ensemencement sont des gouttelettes d'huile de paraffine d'environ un micromètre de diamètre produites par un générateur de fumée. La lumière diffusée par les traceurs est enregistrée par une caméra Kodak Megaplus 2.0 (1008x1018 pixels).

La méthode de corrélation adaptative est employée pour traiter les images et accéder aux champs de vitesses. De plus, l'écoulement est analysé par recouvrement de cellules d'interrogation à 50% afin d'améliorer la résolution spatiale des champs de vitesse. Les images sont subdivisées en fenêtres d'interrogation rectangulaires de taille 32×32 pixels, c'est-à-dire que la plus petite fenêtre est de taille 1,9×1,9 mm² dans un champ de 60×60 mm². Les champs instantanés de vitesse obtenus possèdent 62×62 vecteurs. Les mesures sont synchronisées avec le signal d'excitation. Le déphasage Φ entre les tirs laser et le signal d'alimentation du haut-parleur est réglé par un système auxiliaire délivrant un signal TTL de synchronisation. La moyenne de phase est obtenue en calculant la moyenne sur 100 champs instantanés. Le cycle total est représenté par 36 phases régulièrement espacées.

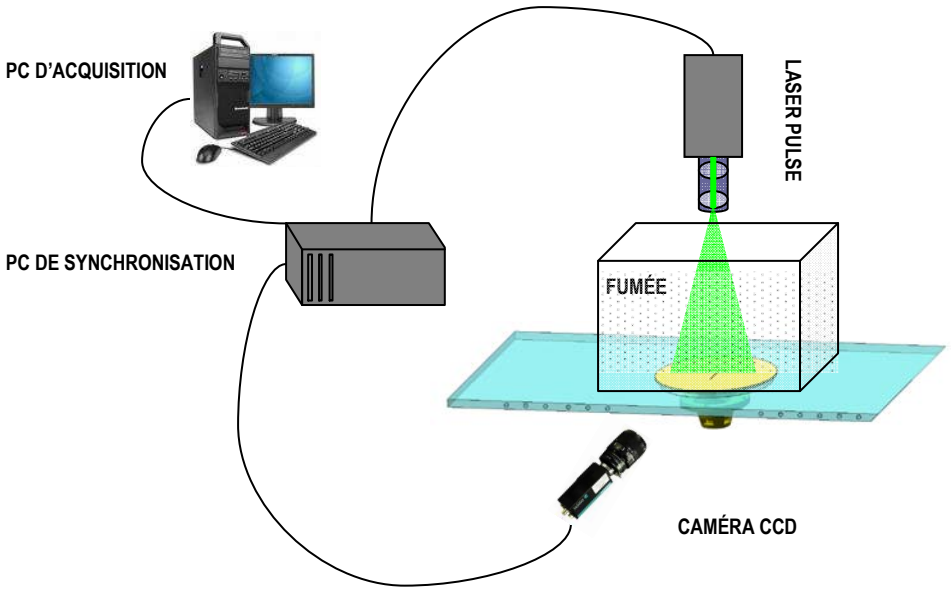


Fig 4. 14 - Description du dispositif de la mesure par PIV.

2.2.1 Résultats

2.2.1.1 Champ de vitesse moyen

Le champ de vitesse moyenne, pour les configurations considérées, montre un écoulement moyen en aval de la fente (Fig 4.15, Fig 4.16, Fig 4.17). En effet l'actionneur génère un jet moyen avec un début massique nul. La variation de l'inclinaison de la fente induit une variation au niveau de la structure du champ de vitesse moyen. On reporte respectivement sur les Figs 4.15, 4.16 et 4.17 le champ de vitesse moyen pour α=90°, α=45° et α=30°. Le fluide advecté loin de la fente, pendant la phase de soufflage, peut s'échapper pendant la phase d'aspiration. L'écoulement moyen au centre du jet présente un point selle situé a y/e≅ 3 pour α=90° et à y/e≅ 1 pour α =45° où l'effet moyen d'aspiration est compensé par l'effet moyen du soufflage. Au dessus de ce point l'écoulement est analogue à un écoulement moyen de jet classique pour α=90°. Pour α=45° au dessus de ce point, du coté de la paroi, l'écoulement est confiné, les lignes de courant montrent une zone de recirculation en aval de la fente et du coté libre les lignes de courant montrent la formation d'un vortex. Pour α =30°, la structure de l'écoulement est différente des deux autres cas. En effet, le champ moyen ne présente aucun point selle, l'écoulement est accéléré du coté de la paroi et un vortex est formé du coté libre. De plus, un écoulement tangentiel à la paroi est visible du coté libre de l'écoulement.

Pour α=90°, on reporte un bon accord avec les résultats de Béra (2001) qui montre également la formation d'un point selle sur la ligne centrale de l'écoulement situé à y/e=2.

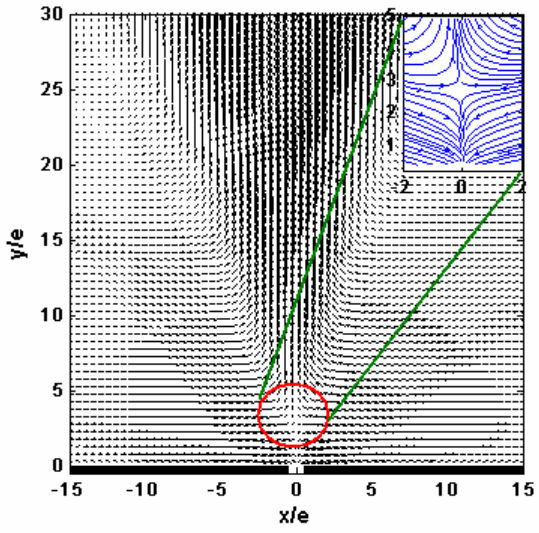


Fig 4. 15 – Champ moyen de vitesse pour α=90°.

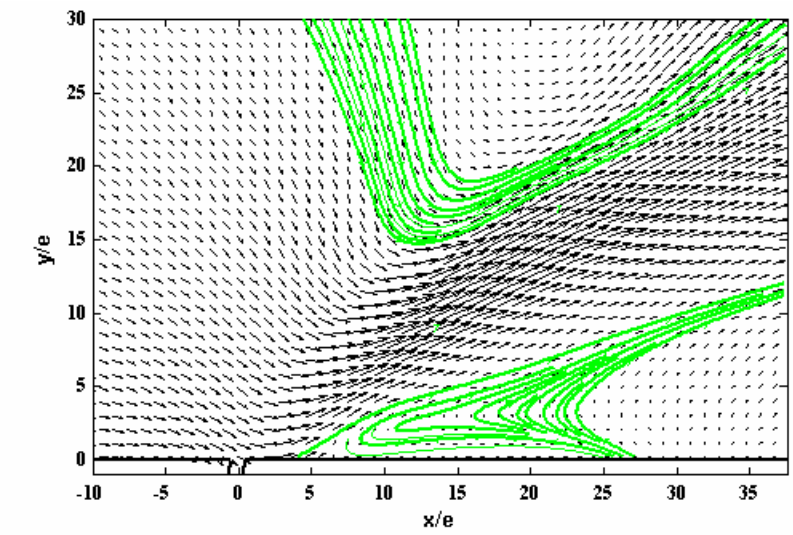


Fig 4. 16 – Champ moyen de vitesse pour α=45°.

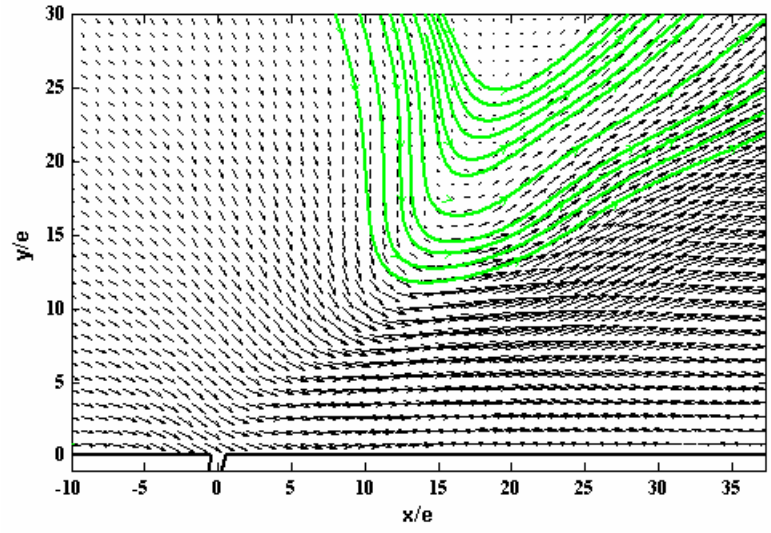


Fig 4. 17 - Champ moyen de vitesse pour α=30°.

2.2.1.2 Dynamique des structures

La Fig 4.18 montre l'évolution de la vitesse u(ϕ) à y/e =4. Elle présente une forme proche d'un sinus. La phase de soufflage comporte des vitesses plus élevées que la phase d'aspiration. La vitesse est maximale pour ϕ=90° et minimale pour ϕ=270°. Cette figure montre aussi que les durées des phases d'aspiration et de soufflage sont comparables. Avec les mesures par PIV, la phase de soufflage se situe entre ϕ=0° et 170° et la phase d'aspiration se situe entre 170° et 330°.

Sur la Fig 4.19 on reporte les profils de vitesse mesurés à y/e=4. Ces profils sont symétriques par rapport à la ligne centrale du jet. Nous notons une différence dans la forme des profils durant un cycle. La vitesse est environ 3,5 m/s pour ϕ=90° ; c'est-à-dire quand le

soufflage est maximal. Par contre, cette vitesse n'est que de l'ordre de 1,5 m/s quand la phase d'aspiration est maximale, ϕ=270°. La forme et les tendances des profils de vitesse montrent un accord qualitatif avec les profils de vitesse à la sortie de la fente dans les simulations numériques de Mittal et *al.* (2001).

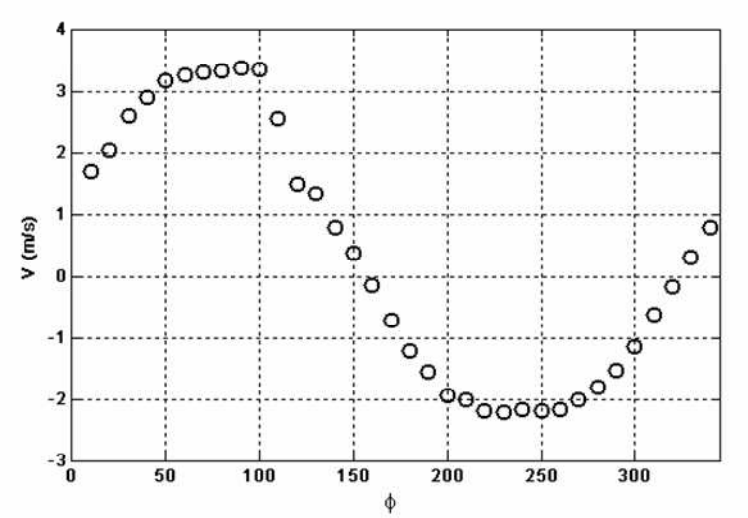


Fig 3. 18 - Variation de la vitesse en fonction de la phase, α=90°.

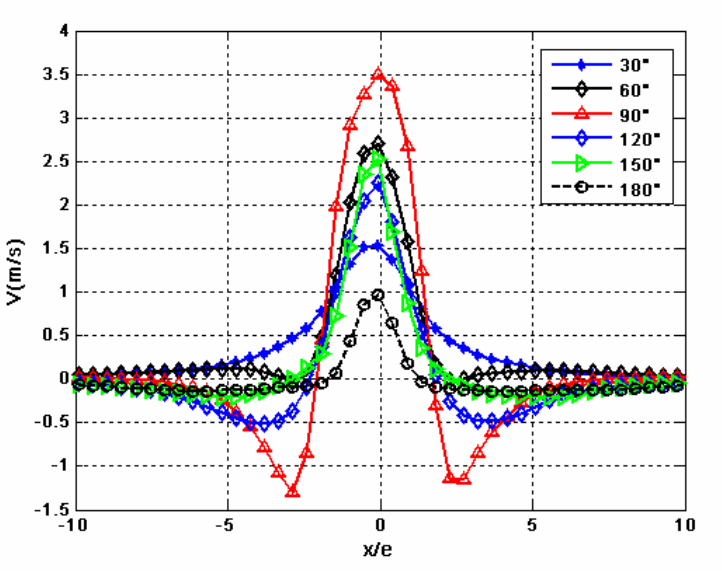


Fig 4. 19 - Profil de vitesse à y/e=4 en fonction de x/e à différentes phases angulaires de l'actionneur (phase de soufflage), α=90°.

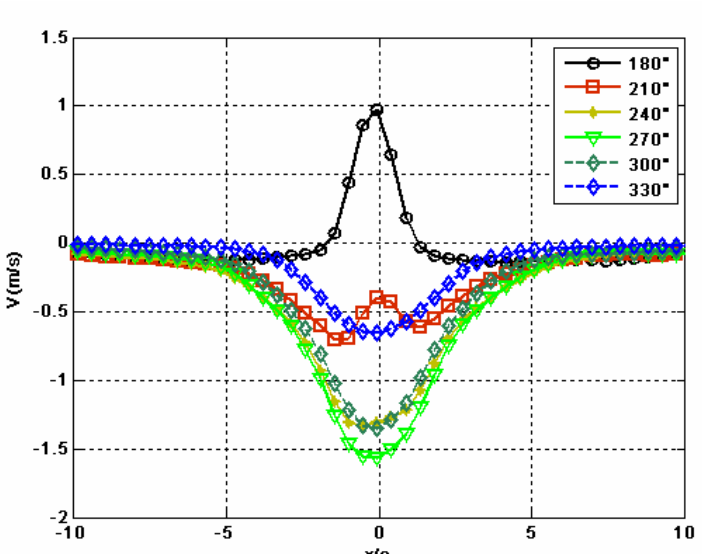


Fig 4. 20 - Profil de vitesse à y/e=4 en fonction de x/e pour différentes phases angulaires de l'actionneur (phase d'aspiration), α=90°.

La tension d'alimentation de la membrane A_0 est égale à 8 $V_{c\text{-}c}$, et la fréquence d'excitation f est égale à 80Hz. Les mesures PIV sont réalisées dans les plans de symétrie $\left(O,\vec{x},\vec{y}\right)$ de la fente pour trente six phases angulaires définie par : $\phi_i = 10i$ où $i \in [1,36]$.

Le centre des structures tourbillonnaires est caractérisé par des pics de circulation dont l'amplitude est supérieure à $|\Gamma_1|$=0,7 . La circulation est positive lorsque les structures tourbillonnaires tournent dans le sens trigonométrique, et négative dans le sens horaire.

Pour différentes phases du signal d'excitation, la visualisation du champ moyen de vitesse superposé aux cartes du critère Γ_1 est représentée sur la Fig 3.12 (α =90°). Au début de la phase de soufflage (Fig 4.21-a, Fig 4.21-b, Fig 4.21-c), le fluide est expulsé de la cavité selon l'axe du jet. Le soufflage et l'aspiration alternée favorisent le décollement des structures formées et leur advection. Pour α =90°, pendant la phase de soufflage, il se forme une couche de cisaillement entre les fluides sortant et environnant. Cette couche tourbillonnaire s'enroule pour former une paire de tourbillons contra-rotatifs de même taille (Fig 4.21-b). Ces tourbillons se retrouvent à y/e = 7, lorsque la phase d'aspiration commence (Fig 4.21-d). Le début de la phase d'aspiration est clairement marqué par un point selle située en aval de la fente d'injection à y/e =3 (Fig 4.21-d). Sur la Fig 4.21-d, on note la présence d'une ligne horizontale à y/e =3. Cette ligne délimite la zone inférieure où le fluide

est aspiré par la fente et la zone supérieure où l'écoulement est gouverné par une paire de tourbillons contrarotatifs.

Pour α =45°, la Fig 4.22 montre la formation d'une paire de tourbillons. Le début de la phase d'aspiration correspond à la Fig 4.22-c. Cette phase montre la formation de deux tourbillons contra-rotatifs de tailles différentes. Celui qui tourne dans le sens des aiguilles d'une montre a la taille la plus importante. Dans cette configuration, le fluide éjecté par la fente devient proche de la paroi. Ceci provoque l'étirement de ce tourbillon, et par conséquent l'augmentation de sa taille.

Pour α = 30° (Fig 4.23), les visualisations mettent en évidence la formation d'un seul tourbillon qui tourne dans le sens trigonométrique. Le fluide devient très proche de la paroi et le frottement avec la paroi empêche la formation de l'autre tourbillon.

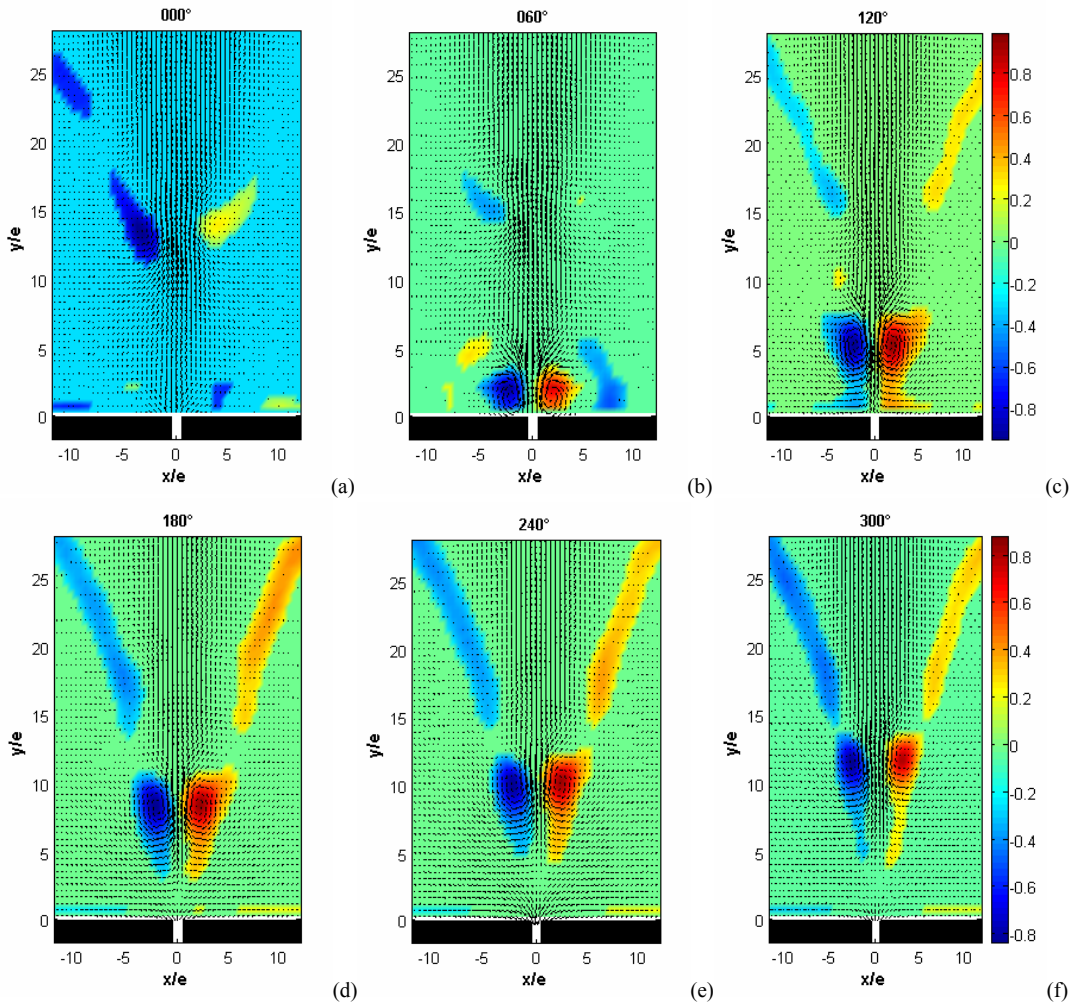


Fig 4. 21 -Moyennes de phases de l'évolution du jet synthétique aux cours d'un cycle : α=90°.

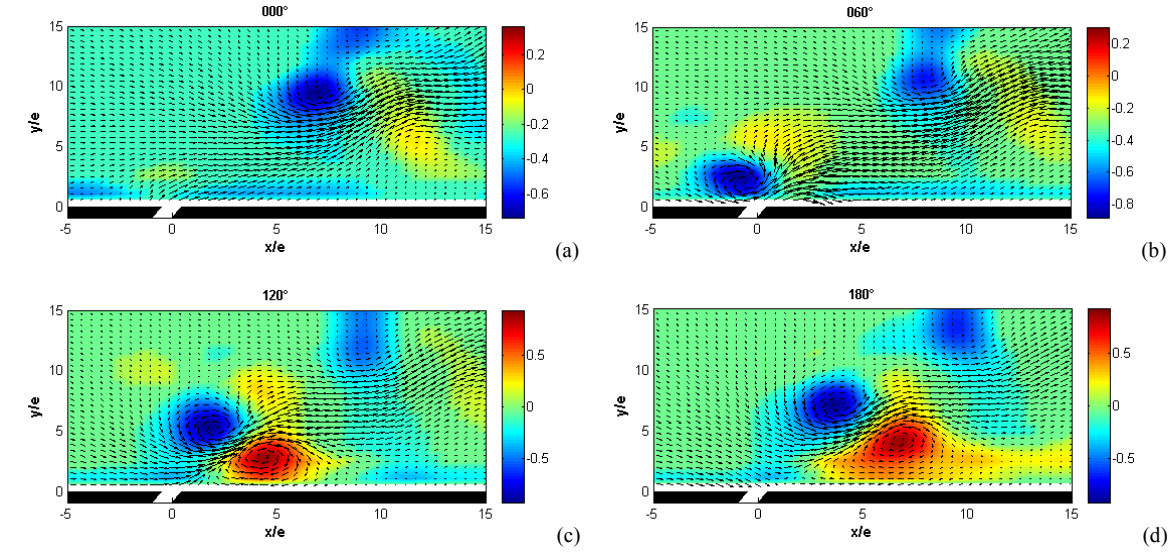


Fig 4. 22 -Moyennes de phases de l'évolution du jet synthétique aux cours d'un cycle : α=45°.

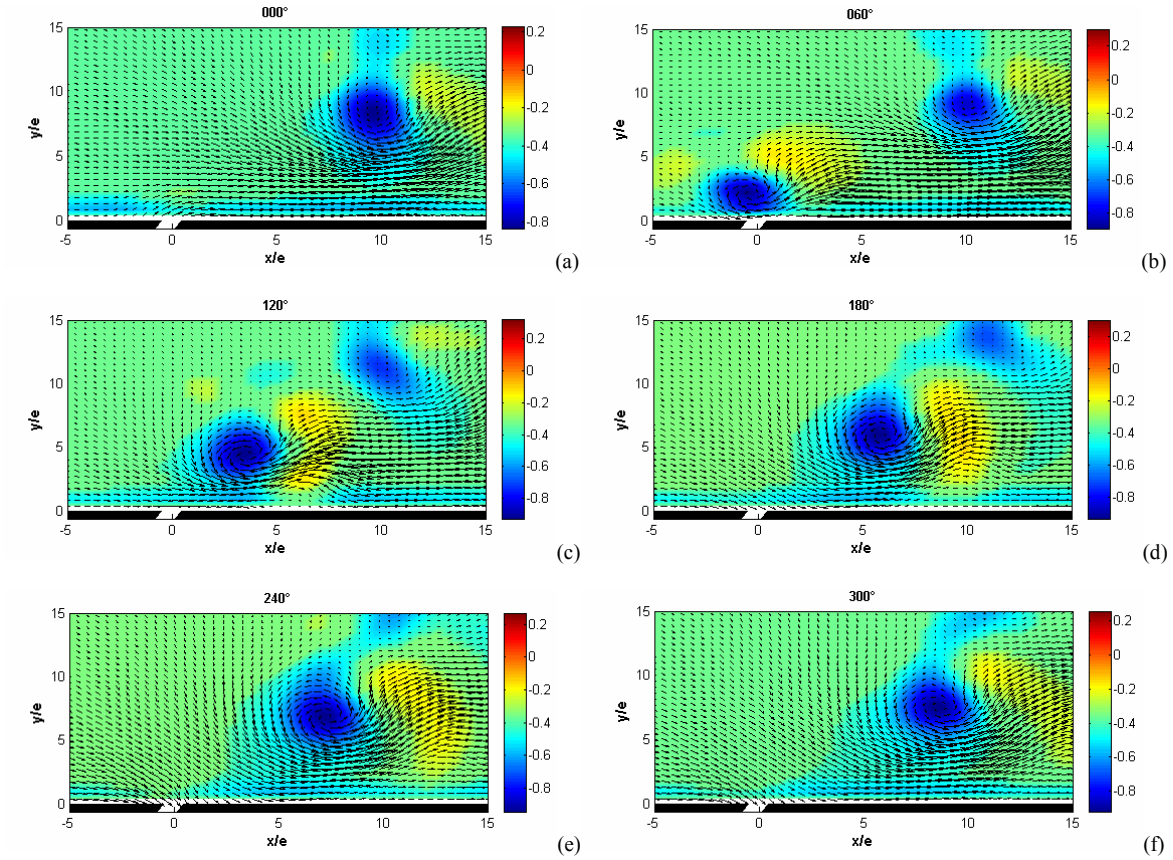


Fig 4. 23 -Moyennes de phases de l'évolution du jet synthétique aux cours d'un cycle : α=30°.

Les positions successives des deux tourbillons sont reportées en fonction de la phase angulaire (Fig 4.24). Cette figure montre que pour α=90°, le développement de la paire de tourbillons est symétrique par rapport au plan $\left(O,\vec{y},\vec{z}\right)$ de la fente.

La Fig 4.25 montre l'expansion du jet en fonction de la phase. L'expansion peut être effectuée en deux étapes. La première étape s'étend de ϕ=0° à ϕ=200°, et la seconde s'étend sur le reste du cycle. Durant la première étape, la vitesse de convection est plus grande. Durant la seconde étape, les paires de vortex sont affaiblies par diffusion turbulente. En conclusion, la force du jet diminue et atteint sa limite à environ 12 ~ 13e (~ 12-13 mm) de la sortie.

Les positions successives des deux structures tourbillonnaires sont également tracées pour α =45° (Fig 4.26). Cette figure montre que le développement de la paire de structure tourbillonnaire n'est pas symétrique par rapport au plan de symétrie de la fente. En effet, la paire de structures tourbillonnaires dévie légèrement du coté de la paroi au cours de son déplacement dans le domaine fluide. Cependant, cette dissymétrie n'affecte pas le déplacement des structures tourbillonnaires suivant l'axe du jet qui reste symétrique. En fonction de la phase angulaire, les positions occupées par les deux tourbillons sont comparables (Fig 4.27). Par ailleurs, la durée de vie du tourbillon contrarotatif (CR) est plus importante que le tourbillon co-rotatif (CO). Les résultats montrent de plus que le déplacement de la paire de tourbillon en fonction du temps est linéaire. Pour cette configuration on a aussi deux étapes : la première est comprise entre 0° et 150° ($0° \leq \phi \leq 150°$) avec un coefficient directeur plus grand. Pour la seconde étape, comme dans le cas précédant, les paires de vortex sont affaiblies par diffusion turbulente et la force du jet diminue et atteint sa limite à environ 11 ~ 12e (~ 11-12 mm) de la sortie.

Les positions successives des structures tourbillonnaires pour α=30° (Fig 4.28), présentent quelques différences avec les cas précédents. En effet, il y a formation d'un seul tourbillon. Celui-ci présente une forme beaucoup plus allongée. Les résultats reportés sur la Fig 4.29 montrent que le déplacement du tourbillon est loin d'être linéaire. Cette figure montre également que le tourbillon formé se dissipe à environ 12e.

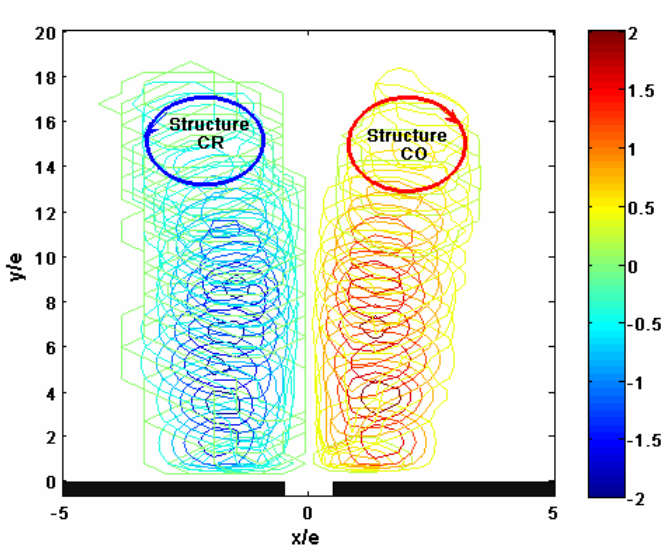


Fig 4. 24 - Positions successives des structures tourbillonnaires au cours d'un cycle : α=90°.

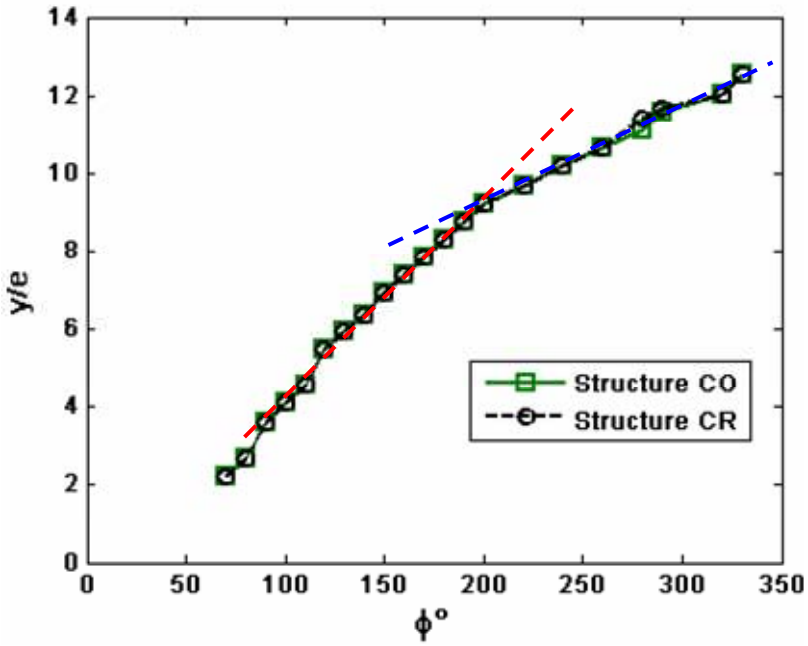


Fig 4. 25 - Evolution de la position du centre du tourbillon au cours d'une période : α=90°.

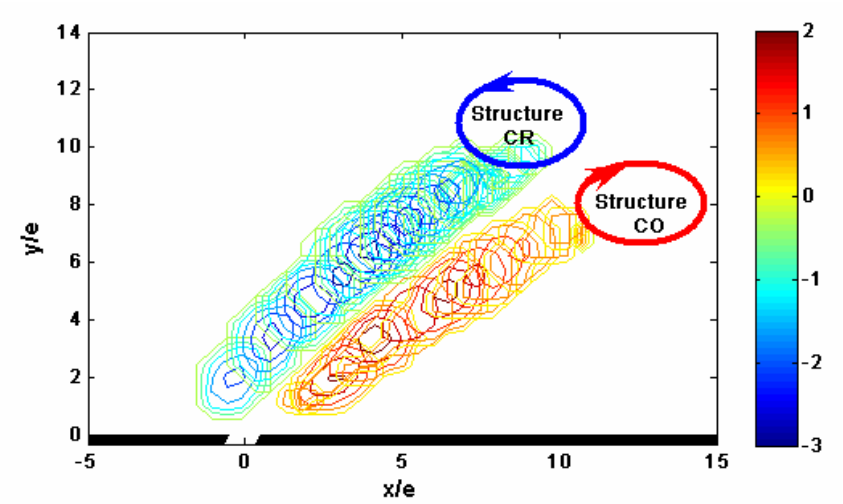


Fig 3. 26 - Positions successives des structures tourbillonnaires au cours d'un cycle : α=45°.

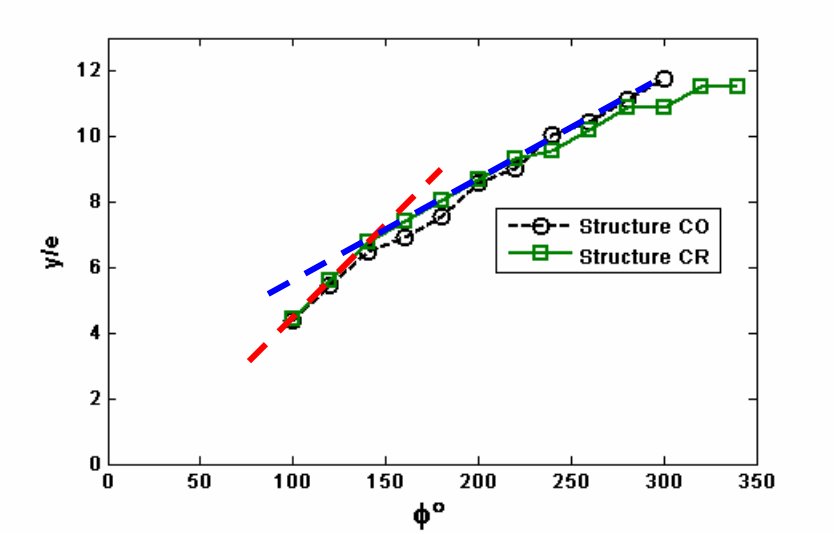


Fig 3. 27 - Evolution de la position du centre du tourbillon au cours d'une période : α=45°.

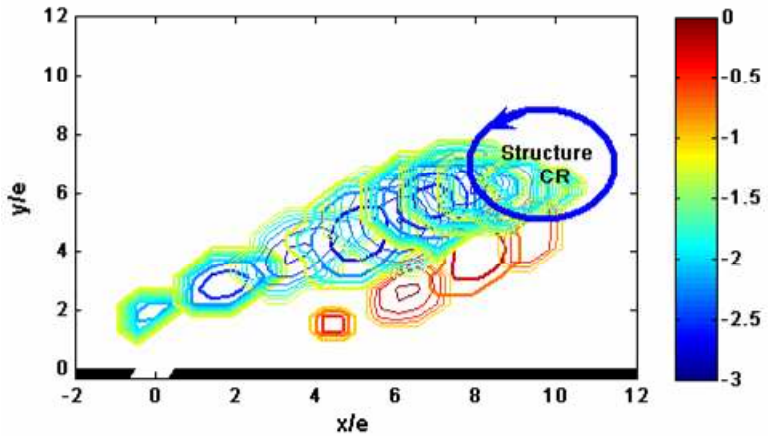


Fig 3. 28 - Positions successives des structures tourbillonnaires au cours d'un cycle : α=30°.

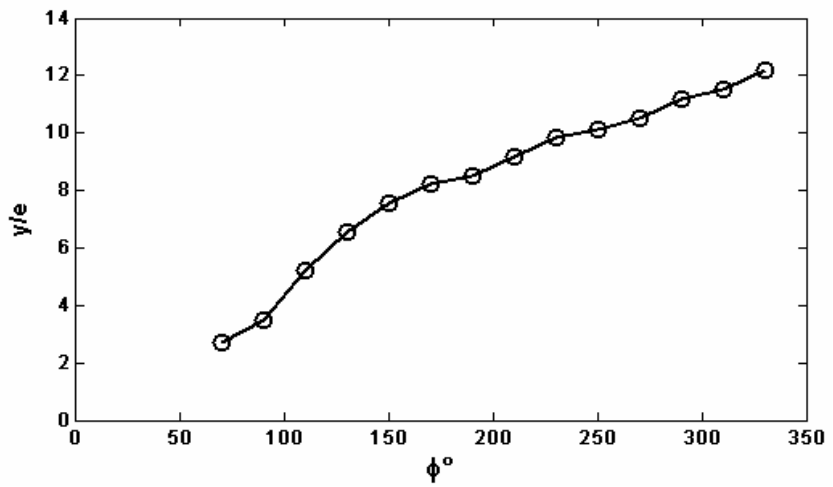


Fig 3. 29 – Evolution de la position du centre du tourbillon au cours d'une période : α=30°.

▪ ***Effet de la tension d'alimentation sur la dynamique des structures***

Dans le paragraphe § 1.3, on a montré que la vitesse de soufflage V_{max} à la sortie de la fente croît linéairement avec l'augmentation de la tension A_0. Dans cette partie, on a mis l'accent sur l'influence de la tension A_0 sur la dynamique de la paire des tourbillons. Pour la fente (α=90°), les mesures sont réalisées pour une fréquence un peu plus élevée que la fréquence de résonance de l'actionneur, f=100 Hz pour des tensions d'alimentation comprises entre $3 \leq A_0 \leq 10$ $V_{c\text{-}c}$, et pour une phase angulaire ϕ =120° (Fig 4.30). Cette figure montre que l'augmentation de la tension A_0 permet aux tourbillons générés de s'éloigner d'avantage de la fente. En effet, les centres des tourbillons passent de $y/e \cong 3$ pour A_0 =3 $V_{c\text{-}c}$ à $y/e \cong 8$ pour A_0 =8 $V_{c\text{-}c}$.

▪ ***Effet de la fréquence sur la dynamique des structures***

L'effet de la fréquence sur la position des paires de tourbillons est également étudié à tension constante et pour ϕ =120°. L'évolution de la position du paire de tourbillons est ici relevée pour les fréquences ($0 < f \leq 400$ Hz et A_0=10 Vc-c, Fig 4.31). La Fig 4.31 montre que les tourbillons s'éloignent de la fente pour les basses fréquences. En conclusion, les actionneurs réalisés ont un bon fonctionnement pour les basses fréquences. Les impératifs du débit pour le jet de contrôle peuvent être respectés pour ces fréquences.

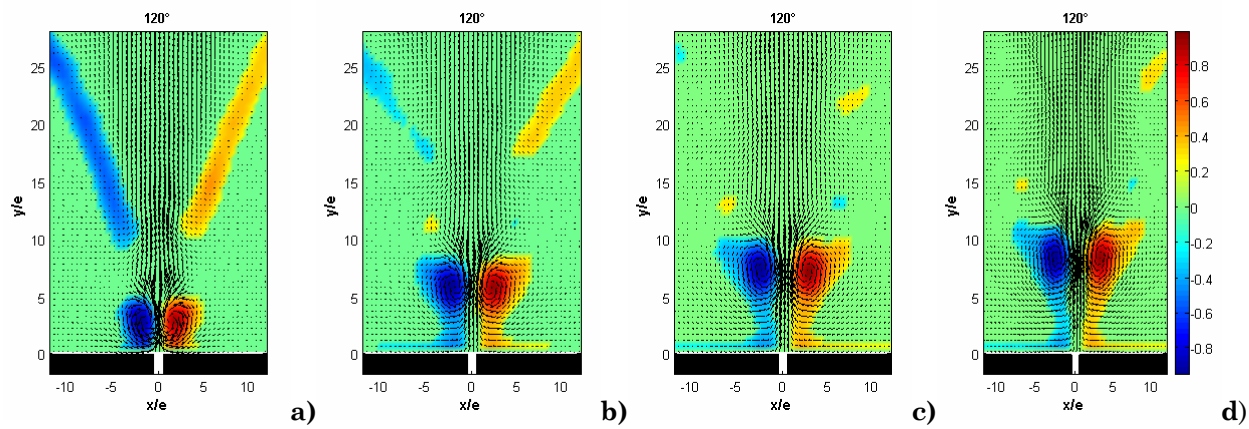


Fig 4. 30 - Moyennes de phases pour différentes excitations :a) A=4 $V_{c\text{-}c}$; b) A=8 $V_{c\text{-}c}$; c) A=10 $V_{c\text{-}c}$; d) A=12 $V_{c\text{-}c}$.

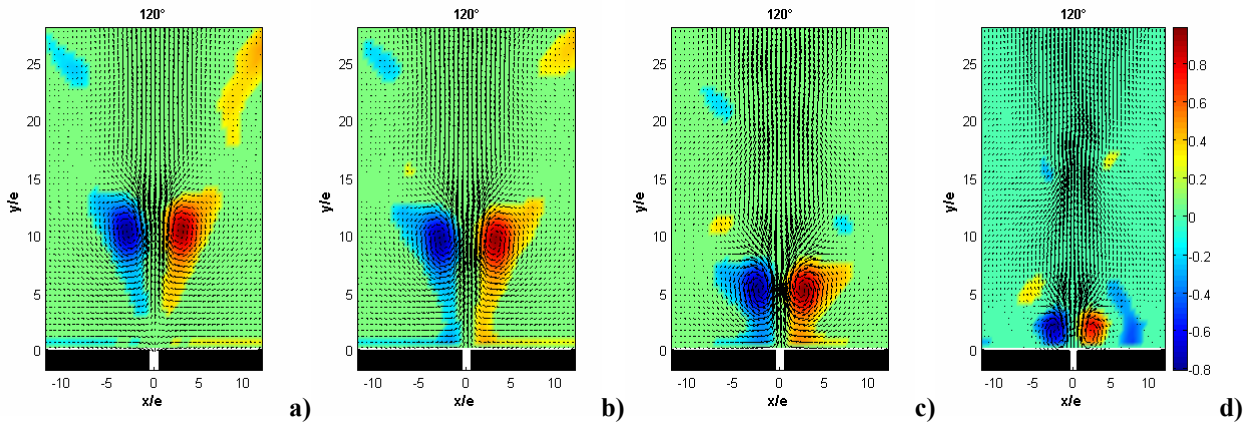


Fig 4. 31 - Moyennes de phases pour différentes fréquence :a) f=80 Hz ; b) f=100Hz ; c) f=150 Hz ; f=200 Hz .

2.2.1.3 Profils des vitesses moyennes

Les profils des vitesses moyennes transversales sont représentés sur la Fig 4.32-a pour différentes positions y/e. La coordonnée transversale x est adimensionnée par la demi-largeur locale du jet b(x), et la vitesse par la vitesse maximale locale de la section étudiée.

Ces profils sont similaires à ceux à la sortie de la fente. Un aspect spécifique du jet synthétique est la présence des vitesses négatives pour $|x/e| \geq 2$. Prés de la fente, on note l'existence d'une zone négative. Elle est due à l'existence des écoulements secondaires et aux effets d'entraînement du fluide. La comparaison avec les expériences de Béra et *al.* (1998) est concordante. En particulier, le niveau d'aspiration sur les côtes du jet est identique entre nos résultats et l'expérience de Béra.

Pour repérer automatiquement la demi-largeur du jet à chaque niveau à partir des mesures par PIV, on a mis en place un post-traitement des champs moyens à l'aide du logiciel MATLAB. Sur la Fig 4.34 on montre le résultat dans le cas du jet normal à la paroi. L'évolution de la demi-largeur du jet est comparée à celle obtenue par Béra et *al.* (1998) sur

la Fig 4.34. Pour x/e<15, l'écart entre nos résultats et celles de Béra reste très faible alors que pour des valeurs de x/e plus élevées, cet écart devient plus important. Cet écart est principalement du au taux d'ouverture du jet dans notre cas.

Pour α =45°, les profils de la vitesse longitudinale ne sont pas symétriques par rapport à la ligne centrale de l'écoulement. De plus, du coté libre du jet, pour x/e $\geq$ 2 de valeur négative on note le même comportement que le cas précédent. Cependant, du coté confiné on a des vitesses légèrement négatives dans certains plans de mesure (y/e <10), qui sont liées au phénomène d'entraînement du fluide ambiant par les vortex du jet synthétique.

Dans le dernier cas, pour α =30°, les profils de vitesse sont loin d'être symétriques. Du coté confiné on remarque une expansion du jet plus importante, et du coté libre du jet on note la disparition complète de cette zone négative qui a été présente dans les deux cas précédents.

Pour les différents cas, les profils de vitesses transversales sont similaires et montrent un effet d'entraînement.

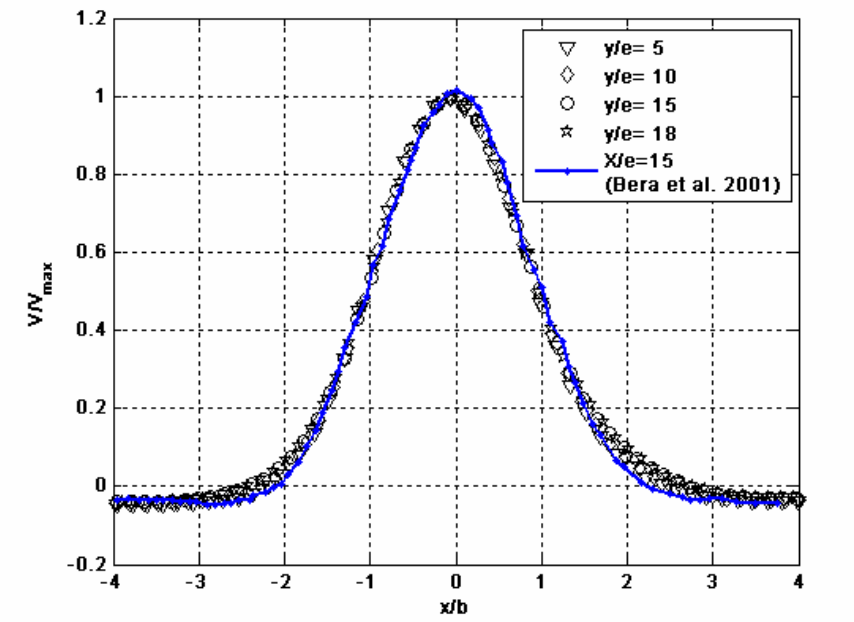


Fig 4. 32 – Profils de la vitesse longitudinale, comparaison avec les expériences de Béra et *al.*(1998).

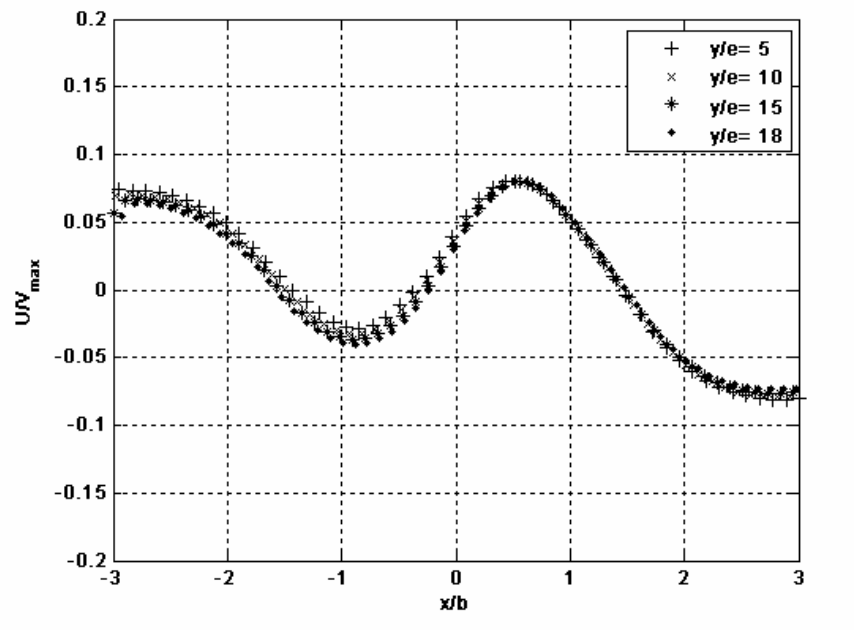


Fig 4. 33 - Profils de la vitesse transversale : α=90°.

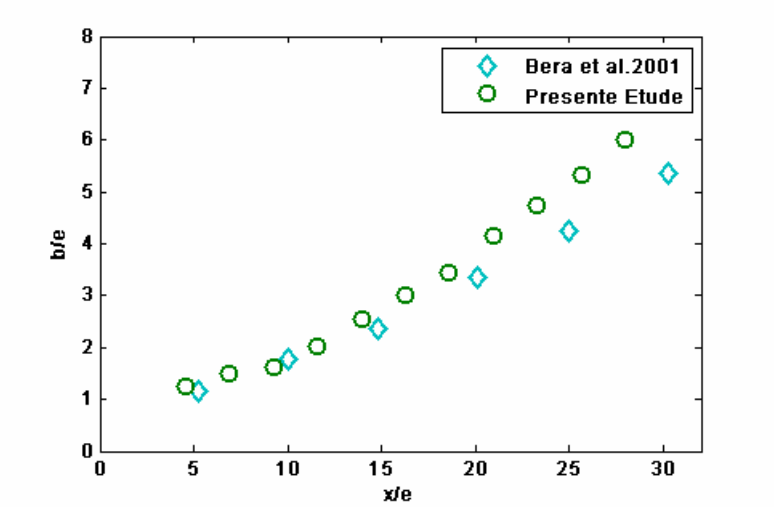


Fig 4. 34 – Evolution de la demi-largeur de jet. Comparaison avec les résultats de Béra et *al.* (1998).

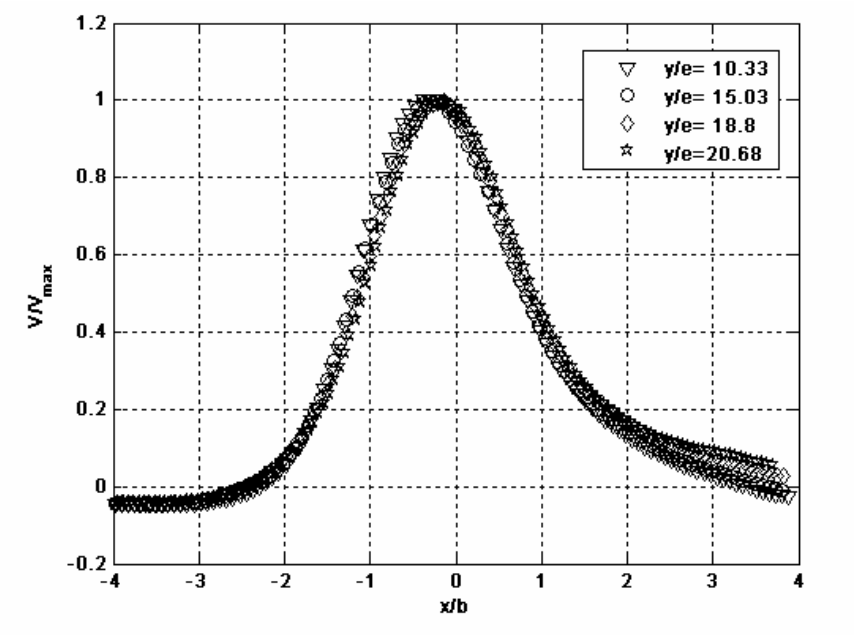


Fig 4. 35 - Profils de la vitesse longitudinal : α=45°.

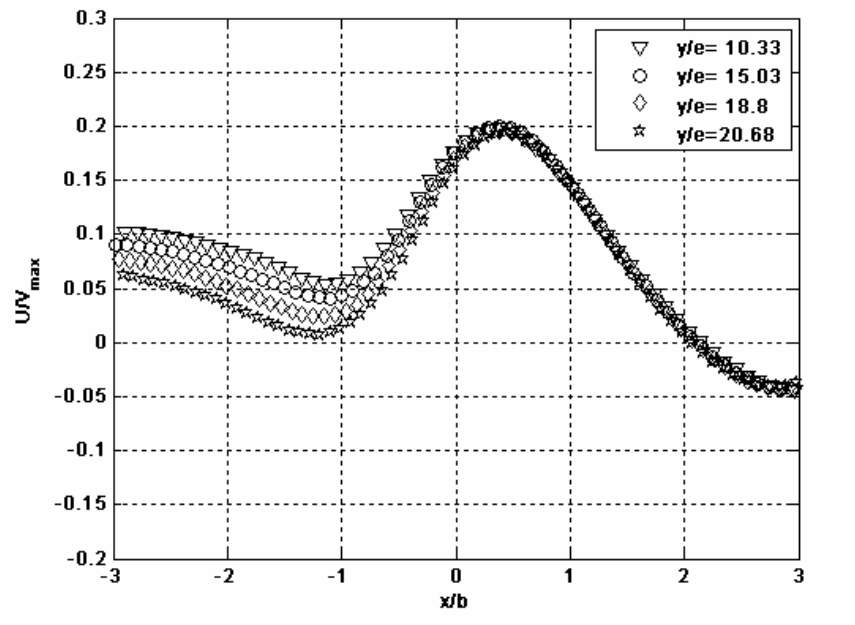


Fig 4. 36 - Profils de la vitesse transversale : α=45°.

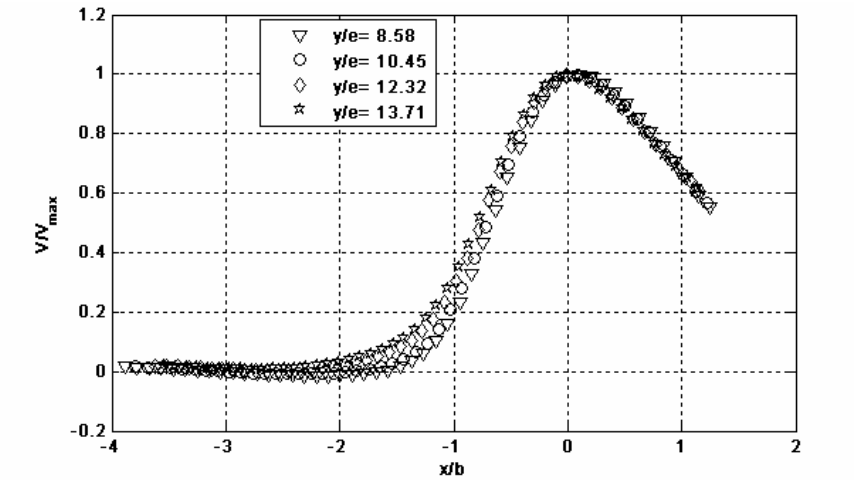


Fig 4. 37 - Profils de la vitesse longitudinal : α=30°.

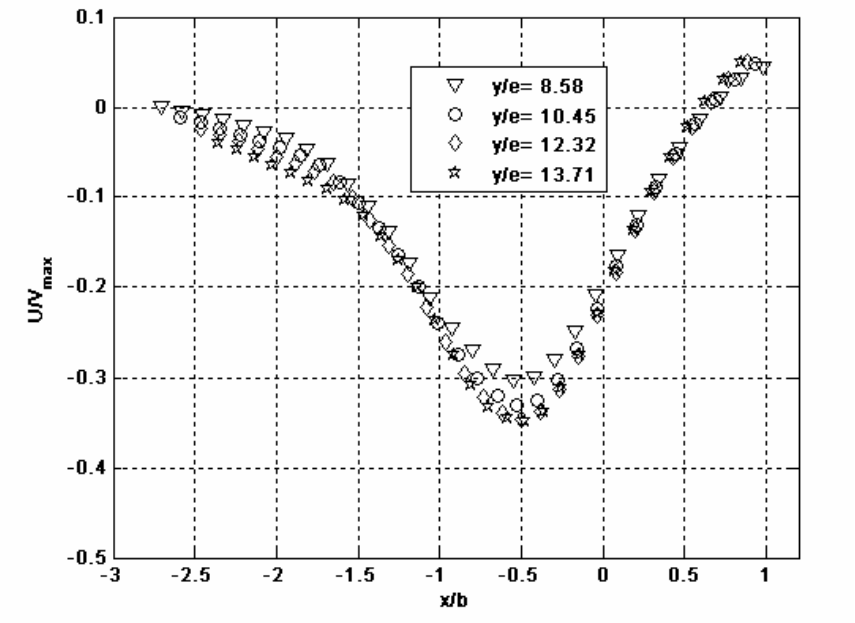


Fig 4. 38 - Profils de la vitesse transversale : α=30°.

3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté des études sur l'actionneur développé avec des configurations différentes. Pour caractériser l'actionneur dans un milieu en repos, nous avons effectué des expériences en utilisant deux techniques de mesure ; à savoir l'anémométrie à fil chaud et la PIV.

Les mesures instationnaires montrent que la réponse dynamique au signal d'alimentation du haut-parleur (fréquence et tension) a été étudiée. L'actionneur fournit des vitesses de soufflage maximales autour des fréquences de résonance de la cavité. On

rappelle que la fréquence de résonance est de 80 Hz, 70 Hz et 50 Hz respectivement pour α=90°, α=45° et α=30°. A ces fréquences, l'amplitude de la vitesse de soufflage au centre de la fente croit linéairement avec la tension d'alimentation. Elle est maximale et comprise entre 21 et 29 $m.s^{-1}$ en fonction de la l'inclinaison de la fente (resp. 30° et 90°). Ainsi, l'analyse a montré que l'écoulement résultant de jet synthétique dépend de l'architecture de l'actionneur qui lui donne naissance. En terme de vitesse de soufflage (et donc de la quantité de mouvement), l'actionneur répond aux besoins dans le cas de contrôle.

Les mesures en synchronisation de phase montre un comportement de type jet synthétique avec formation et éjection périodique de structures tourbillonnaires. Ses propriétés dans le plan transversal sont en adéquation avec les résultats bibliographiques. Cependant, ces mesures montrent la formation d'un seul tourbillon qui tourne dans le sens trigonométrique pour α=30°.

Chapitre 5

Étude Expérimentale de l'interaction couche limite- jet synthétique

APERÇU

1 DISPOSITIF EXPERIMENTAL 133

2 VALIDATION DES MOYENS DE MESURES 134

3 EFFET DE L'ACTIONNEUR SUR L'ECOULEMENT 137

3.1 ANALYSE DE L'ECOULEMENT INSTANTANE AVEC CONTROLE 137
3.2 ANALYSE DES SPECTRES DE LA VITESSE 140
3.3 CHAMP DE VITESSE MOYENNE 144
3.4 ACTION SUR LES PROFILS DE VITESSE DE LA COUCHE LIMITE 146
3.5 FLUCTUATIONS DU CHAMP DE VITESSE 156

4 CONTROLE PAR JET SYNTHETIQUE EN SYNCHRONISATION DE PHASE 165

4.1 DYNAMIQUES DES TOURBILLONS 165
4.2 CARTOGRAPHIES DE LA VORTICITE EN SYNCHRONISATION DE PHASE 166
4.3 ANALYSE ET FILTRAGE DES CHAMPS DE VITESSE OBTENUS EN UTILISANT LA POD 184

5 ETUDE DE CONTROLE SUR LA RAMPE 191

6 CONCLUSION 193

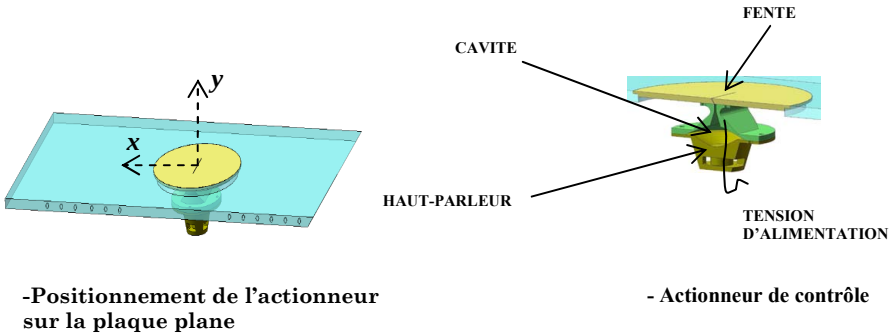
Ce chapitre présente les résultats expérimentaux et les analyses de l'écoulement avec et sans contrôle. L'étude expérimentale est effectuée avec le nombre de Reynolds local basé sur l'abscisse x ($Re_x=3.10^5$) au niveau de la fente. Les mesures de vitesse sont réalisées à l'aide de l'anémométrie à fil chaud et la vélocimétrie par image de particules (PIV). Près de la paroi, les mesures de vitesse sont réalisées à partir d'une hauteur de 0,5 mm de la paroi dans le cas de l'anémométrie à fil chaud et de 2 mm dans le cas de la PIV.

Les profils de vitesse au cours du temps, le spectre des fluctuations de vitesse, les tensions de Reynolds ainsi que l'énergie cinétique turbulente et sa production seront présentés et analysés dans la suite.

1 Dispositif expérimental

Les différentes compagnes de mesures ont été réalisées sur une plaque plane placée dans la soufflerie (voir chapitre 3). La plaque est ajustée de façon à avoir un gradient de pression nul sur toute sa longueur. La configuration expérimentale ainsi que le système de coordonnées choisi dans lequel seront exprimés tous les résultats sont présentés sur la Fig 5.1. L'axe des abscisses est l'axe longitudinal suivant la direction de l'écoulement incident. L'origine du repère se situe au centre de la fente (Fig 5.2). L'actionneur placé au milieu de la plaque plane produit un soufflage/aspiration périodique à travers une fente de 1 mm de largueur et 100 mm de longueur usinée dans une plaque circulaire en aluminium de diamètre 300 mm (Fig 5.2).

On rappelle que le jet synthétique est généré par l'actionneur qui est déjà caractérisé au chapitre 4. La membrane du haut parleur est excitée par un signal sinusoïdal de fréquence et d'amplitude réglable. Ce signal périodique produit l'oscillation de la membrane du haut-parleur qui est placée au fond de la cavité. Ainsi, ce mouvement sinusoïdal provoque la variation périodique du volume de la cavité. Par conséquent, l'air dans la cavité sera comprimé et expulsé à travers la fente et on assiste ainsi à la formation du jet synthétique qui entre en interaction avec la couche limite qui se développe sur la plaque plane.



-Positionnement de l'actionneur sur la plaque plane

- Actionneur de contrôle

Fig 5. 1- Dispositif expérimental.

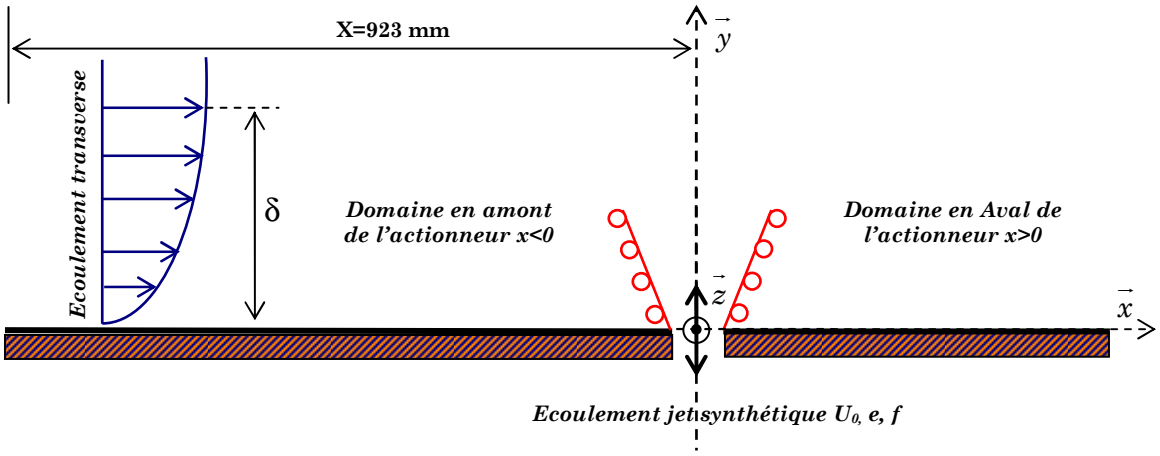


Fig 5. 2- Détails du dispositif expérimental.

2 Validation des moyens de mesures

Avant d'étudier expérimentalement l'effet du contrôle sur un écoulement de couche limite, il est nécessaire de vérifier la validité des mesures effectuées. Pour cela, nous déterminons, les caractéristiques de l'écoulement de couche limite non contrôlé, qui sont bien connues et bien documentées. La validité des mesures sera vérifiée par comparaison entre les résultats obtenus et ceux de la littérature. Pour cela, trois profils de vitesse sont tracés pour différentes positions (Fig 5.3). Le premier profil est tracé en amont de la fente et situé à 11 mm de celle ci. Le second profil est situé au niveau de la fente. Le dernier profil est localisé en aval de la fente de 11 mm.

Les profils de vitesse relevés pour les positions indiquées précédemment sont reportés sur la Fig 5.3, ces profils montrent un bon accord avec la loi de puissance $(y/\delta)^{(1/n)}$ (n=6,34). De plus, pour x=909 mm, le profil de vitesse tracé avec des variables adimensionnels u^+ en

fonction de y^+ montre l'existence d'une région logarithmique (Fig 5.4). Enfin, les comparaisons entre les grandeurs caractéristiques théoriques et expérimentales d'une couche limite ont été présentées au Tableau 5.1. Il est à remarquer que les valeurs mesurées pour x=923 mm et x=934 mm ont étés comparées aux valeurs trouvées dans la littérature mais ne sont pas mentionnées ici, vue que ces valeurs ne présentent pas une grande différence par rapport aux valeurs calculées pour x=909 mm. Par conséquent, l'existence de la fente en absence de contrôle n'a pas d'effet sur l'écoulement. De plus, les valeurs expérimentales trouvées en amont et en aval de la fente présentent un bon accord avec les valeurs classiques d'une couche limite turbulente. Ainsi, dans la suite de ce travail on va assister à un écoulement turbulent non décollé.

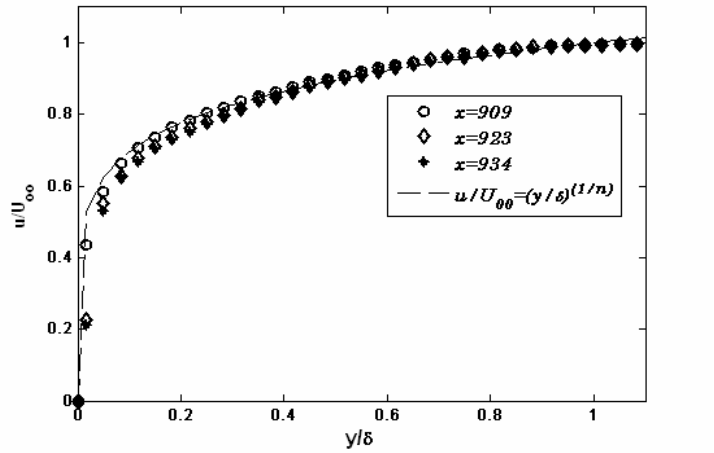


Fig 5. 3- profil de vitesse : a) x=909 mm ; x=923 mm ; x=934 mm ; $u/U=(y/\delta)^{(1/n)}$: b) comparaison des valeurs expérimentales avec la loi théorique.

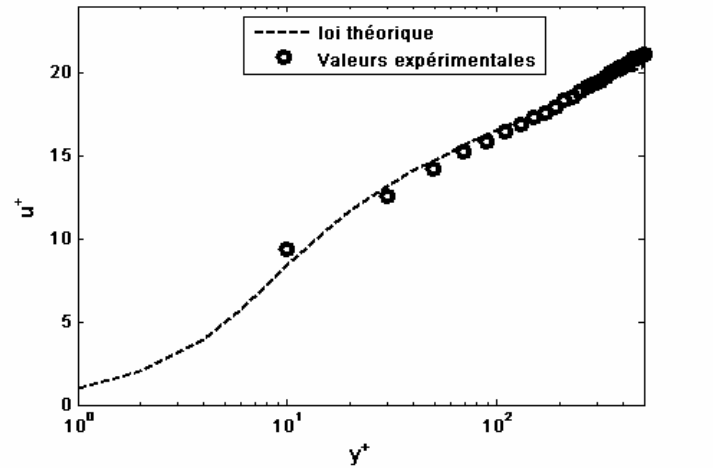


Fig 5. 4- Comparaison des profils de vitesse expérimentale et théorique pour x=909 mm.

Grandeurs caractéristiques	Calcul	Expérience
Épaisseur δ (mm)	$\delta = \frac{0,38x}{Re_x^{0,2}}$ =26,68	$\delta(x) = y\left(\frac{u}{U_\infty} = 0,99\right)$ =25
Épaisseur de déplacement δ_1 (mm)	$\delta_1 = \frac{0,045x}{Re_x^{0,2}}$ =3,15	$\delta_1(x) = \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy$=2,107
Épaisseur de quantité de mouvement δ_2 (mm)	$\delta_2 = \frac{0,037x}{Re_x^{0,2}}$ =2,59	$\delta_2(x) = \int_0^\delta \frac{u}{U_\infty}\left(1 - \frac{u}{U_\infty}\right) dy$=1,60
Facteur de forme H	$H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$ =1,21	$H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$ =1,31
Coefficient de frottement pariétal C_f	$C_f = \frac{0,058}{Re_x^{0,2}}$ =0,0044	Diagramme de Clauser (C_f=0,0045)
Vitesse de frottement u^* (m/s)	$u^* = U_\infty\sqrt{\frac{C_f}{2}}$ =0,283	$u^* = U_\infty\sqrt{\frac{C_f}{2}}$ =0,298

Tableau.5. 1. Grandeurs caractéristiques théoriques et expérimentales d'une couche limite à x=909 mm.

La comparaison entre les résultats obtenus par les deux techniques de mesure utilisées montre une bonne cohérence des résultats trouvés. Cependant, pour y/δ<0,1 des écarts entre les mesures apparaissent. La différence est probablement due aux mesures PIV, vu que d'une part on n'a pas une bonne résolution spatiale du système utilisé, et d'autre part les mesures ont été réalisées à 2 mm de la paroi (Fig 5.5). Il est à noter que cet écart reste faible, et par conséquence il n'aura pas une influence majeure sur le reste des résultats.

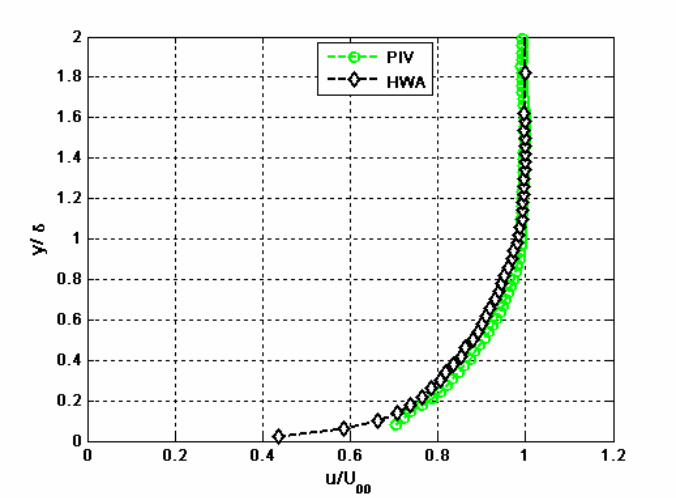


Fig 5. 5- profil de vitesse, x=909 mm (profil en vert obtenu par PIV et le profil en noir obtenu par anémométrie à fil chaud).

La Fig 5.6 montre les structures cohérentes détectées dans l'écoulement sans contrôle. En effet, la soustraction d'une vitesse de convection de 0,8 U_∞ fait apparaître les structures convectées à cette vitesse. Cette figure qui est une carte instantanée de champ de vitesse, montre quatre têtes d'épingles à cheveux localisées aux points A ,B, C et D, et qui sont situées dans la sous-couche visqueuse. De plus, la région entre B et C montre la formation d'une couche de cisaillement. Ainsi, cette carte de vitesse confirme le caractère chaotique de la couche limite.

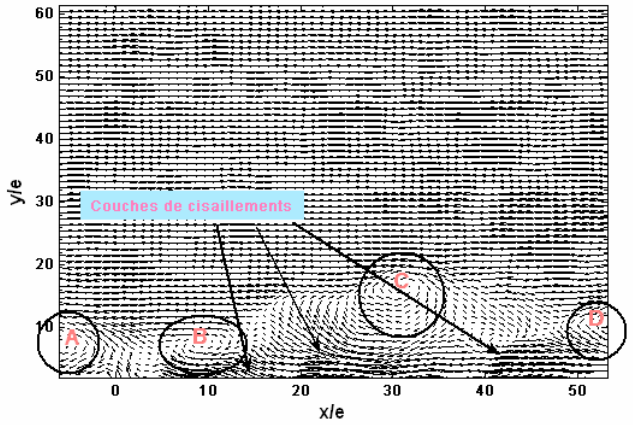


Fig 5. 6- Structures cohérentes dans la couche limite sans contrôle.

En conclusion, les techniques de mesure sont validées et confirment le caractère turbulent de la couche limite.

3 Effet de l'actionneur sur l'écoulement

On présente dans ce paragraphe, les résultats obtenus pour le cas U_∞ =6m/s et A_0=20 V_{c_c}.

3.1 Analyse de l'écoulement instantané avec contrôle

Nous avons effectué des mesures de la vitesse par fil chaud à la sortie de la fente (x/e=0) et à différentes ordonnées.

A y/e = 0,5, on a un signal périodique (Fig 5.7). Quand on s'éloigne de la fente, les passages irréguliers des structures tourbillonnaires semblent plus fréquents. Le signal devient irrégulier et son amplitude diminue. On observe l'apparition de fluctuations de hautes fréquences, qui reflètent une turbulence de petite échelle.

La Fig 5.8 présente la vitesse instantanée mesurée pour différentes ordonnées loin de la fente à l'abscisse x/e = 20. Pour les différentes positions, l'amplitude est faible et on observe des fluctuations de hautes fréquences, qui reflètent le caractère turbulent et la présence de petites échelles.

Nous n'observons pas de différence notable entre les différentes configurations étudiées pour les différentes positions. En effet, comme pour le cas où la fente est normale à l'écoulement, ces signaux présentent une forte composante périodique liée aux lâchés tourbillonnaires et à cette composante se superposent des hautes fréquences de plus faibles amplitudes correspondant à l'état turbulent de l'écoulement (Fig 5.8, Fig 5.9 et Fig 5.10). Lorsque le point considéré s'éloigne de la fente, les fluctuations aléatoires sont plus importantes.

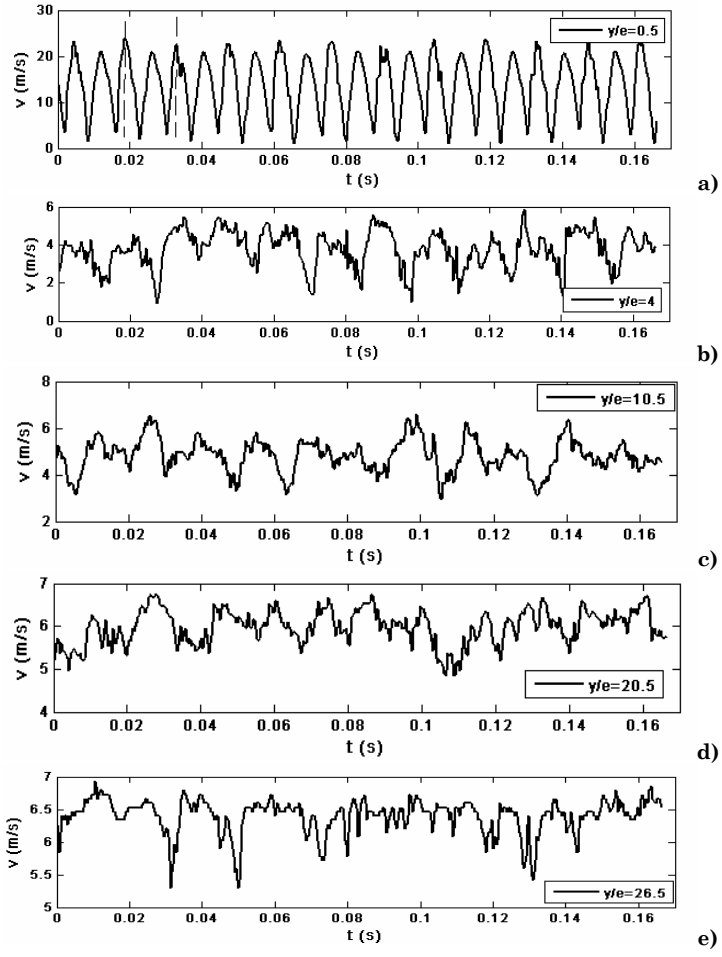


Fig 5. 7- Signaux de vitesse instantanée pour α=90° et x/e = 0 ;a) y/e=0,5 ;b) y/e =4 ; c) y/e =10,5 ; d) y/e =20,5 ; e) y/e =26,5.

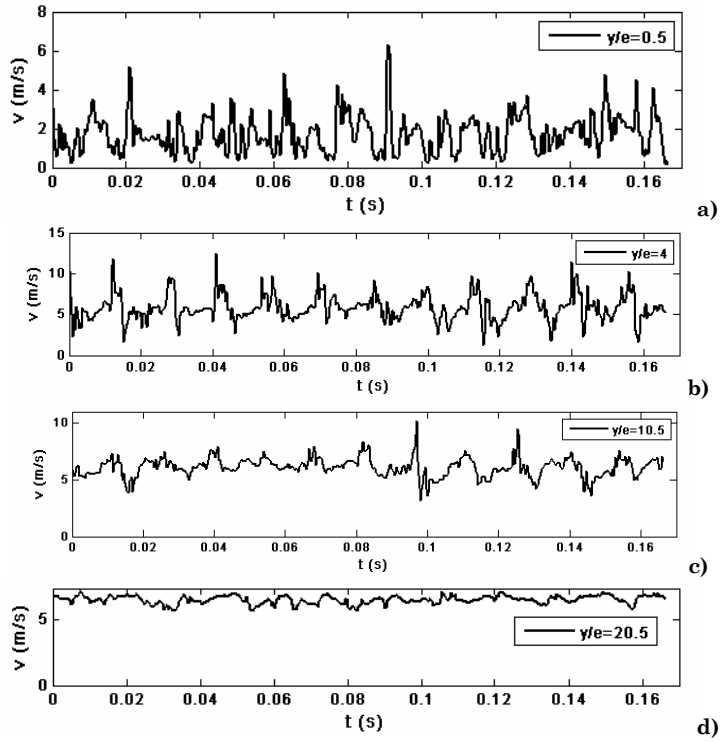


Fig 5. 8- Signaux de vitesse instantanée pour α=90° et x/e = 20 ; a) y/e=0,5 ; b) y/e= 4 ; c) y/e= 10,5 ; d) y/e =20,5 ; e) y/e= 26,5.

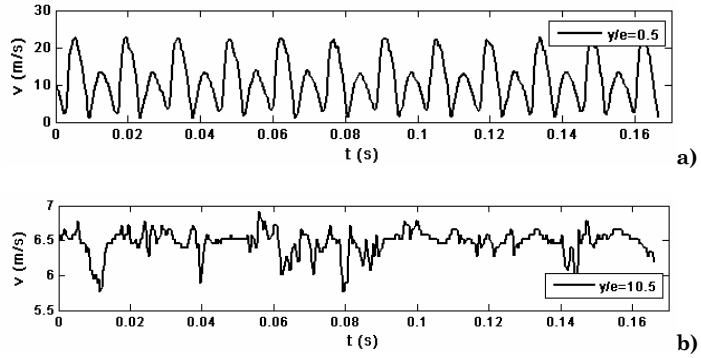


Fig 5. 9- Signaux de vitesse instantanée pour α=45° et x/e = 0 ; a) y/e=0,5 ; b) y/e =10,5.

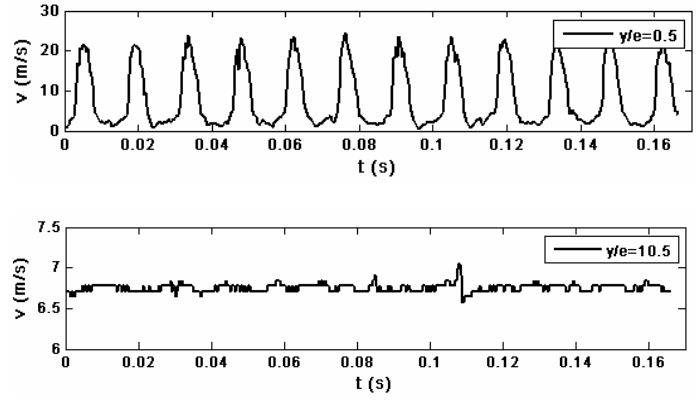


Fig 5. 10- Signaux de vitesse instantanée pour α=30°, x/e = 0, y/e=0.5 et 10.5.

3.2 Analyse des spectres de la vitesse

Rappelons que la fréquence d'acquisition est de 3kHz, et que la durée d'une série temporelle est de 10s. Ces spectres ont été estimés en utilisant la méthode du périodogramme moyenne de "Welch" sans recouvrement. Les spectres des fluctuations de la vitesse sont tracés en plusieurs ordonnées sur la Fig 5.11, à l'abscisse x/e = 0 et pour α=90°. Nous voyons en premier lieu qu'en chaque point, les spectres présentent un pic important correspondant à la fréquence d'excitation de l'actionneur. La densité de puissance à la fréquence de ce pic est plus important 100 fois qu'au niveau moyen du spectre continu qui correspond aux fluctuations chaotiques (y/e=0,5). Il montre également une harmonique du fondamental (f=70 Hz) située à 2 f. La densité de puissance à ce pic est supérieure à celle du fondamental. La valeur de ce pic diminue quand on s'éloigne de la fente et le pic du fondamental, dans le spectre, devient la plus grande à partir de y/e=10. La partie continue des spectres correspond aux fluctuations turbulentes. Nous constatons que, dans les hautes fréquences, les spectres présentent classiquement une pente -5/3 correspondant à la zone inertielle.

La Fig 5.12 montre les spectres de puissance des fluctuations de vitesse pour x/e=20. Les points considérés sont les mêmes que sur la Fig 5.11. Quant à la pente et aux harmoniques, nous constatons les mêmes tendances.

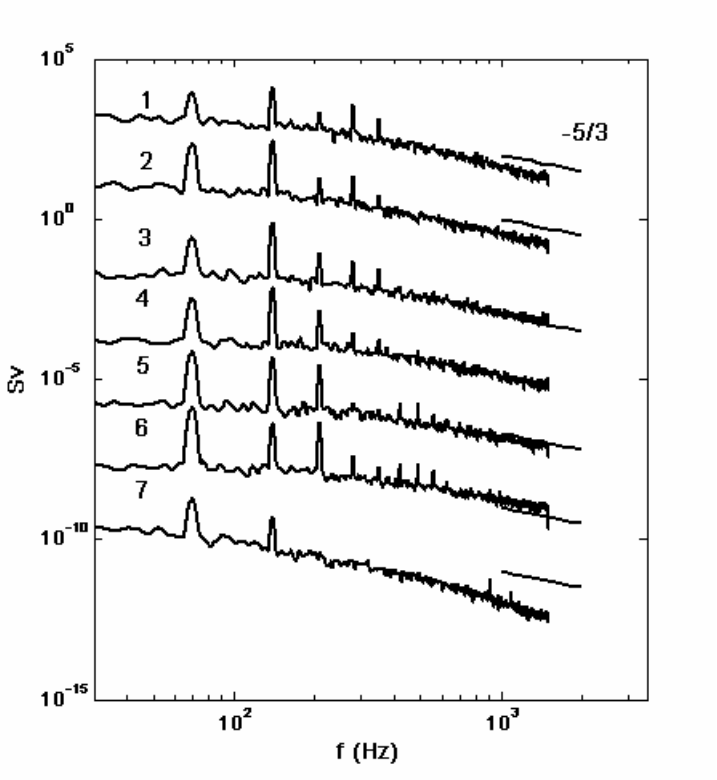
La Fig 5.13 et la Fig 5. 14 montrent les spectres de puissance des fluctuations de vitesse pour α=45° respectivement pour x/e=0 et x/e=20. Les points considérés sont les mêmes que sur la Fig 5.11. Quant à la pente et aux harmoniques, nous constatons les mêmes tendances. Cependant, pour x/e=0, le fondamental et ses harmoniques s'atténuent à partir de y/e= 4 (Fig 5.13). Pour x/e=20, la principale évolution des spectres, quand y/e augmente, est la diminution de l'amplitude du pic du fondamental.

La Fig 5.15 et la Fig 5.16 montrent les spectres de puissance des fluctuations de vitesse pour α=30°, respectivement pour x/e=0 et x/e=20.

L'analyse spectrale montre que les spectres sont dominés par la fréquence d'excitation et ses harmoniques. Pour x/e=0, la fréquence d'excitation n'a pas été identifiée à partir de y/e=5. Cependant, pour x/e=20 le fondamental et ses harmoniques s'atténuent entre y/e= 4 et y/e= 20,5 puis réapparaissent pour y/e = 26,5 (Fig 5.16).

En conclusion, la valeur de ce pic diminue quand on s'éloigne de la fente, quelque soit l'angle α considéré. En effet, à x/e=0, on constate que le pic est 4 fois moins important à y/e=5 qu'à y/e=20.5. Egalement, à y/e=4, on remarque que le pic est 6 fois plus important à x/e=0 qu'à x/e=20.

Enfin, nous avons quantifié, à partir de ces spectres, la contribution énergétique du mouvement organisé correspondant au pic à la fréquence de 70 Hz et la contribution du mouvement aléatoire qui correspond à la partie continue du spectre.



Point	y/e
1	0,5
2	4
3	5
4	10
5	12
6	20,5
7	26,5

Fig 5. 11- spectres des fluctuations v en x/e = 0, α=90°.

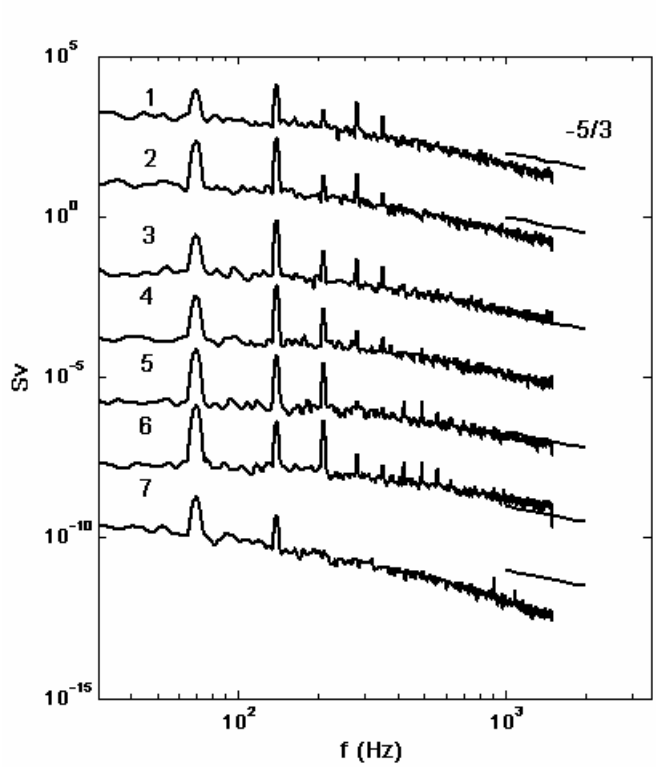


Fig 5. 12- spectres des fluctuations v en x/e = 20, α=90°.

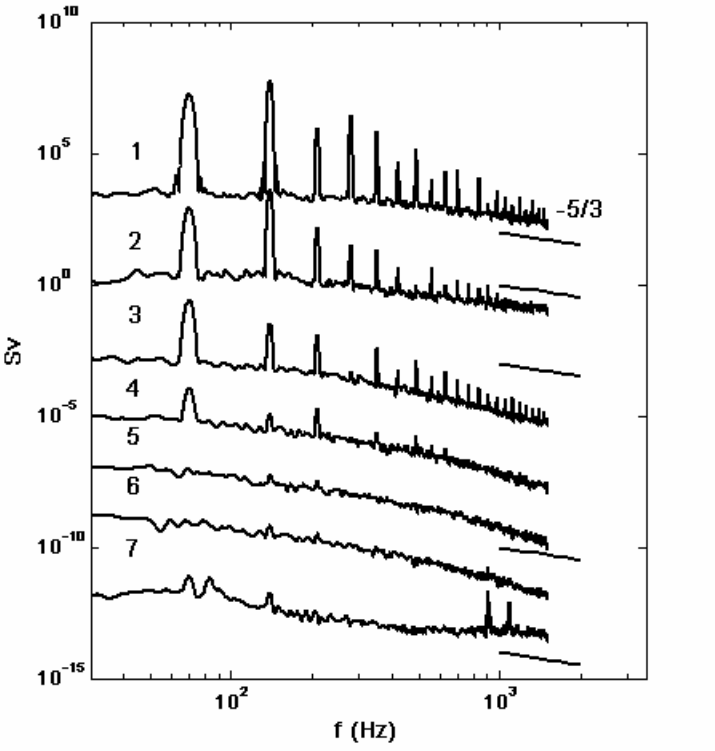


Fig 5. 13- spectres des fluctuations v en x/e = 0, α=45°.

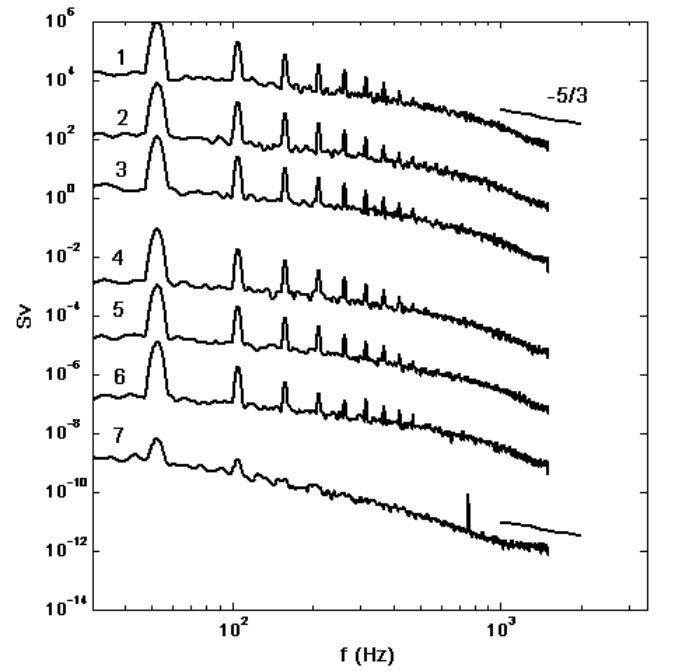


Fig 5. 14- spectres des fluctuations v en x/e = 20 , α=45°.

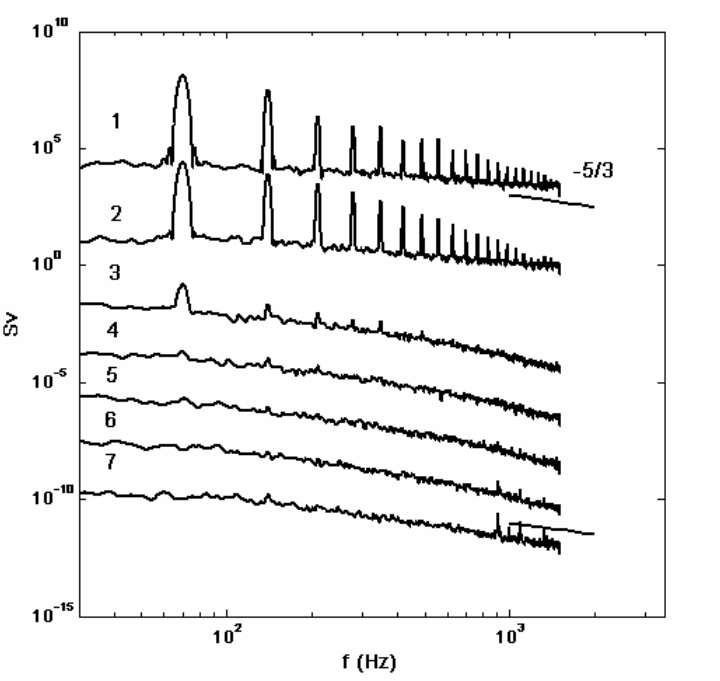


Fig 5. 15- spectres des fluctuations v en x/e = 0, α=30°.

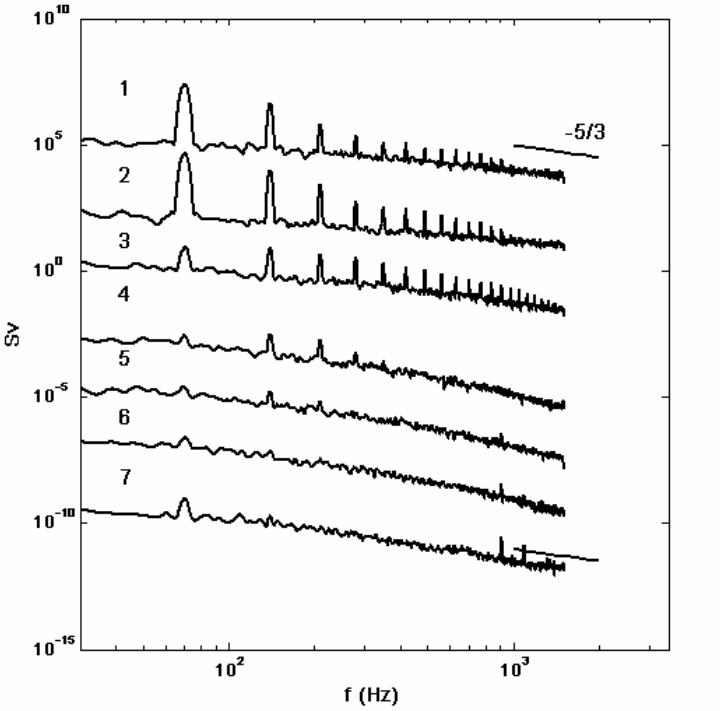


Fig 5. 16- spectres des fluctuations v en x/e = 20, α=30°.

3.3 Champ de vitesse moyenne

Pour les différents cas étudiés, le champ de vitesse moyen montre qu'en dehors de la région du jet, l'allure est celle qui est caractéristique d'une couche limite. Dans le cas où l'injection est normale à la paroi (α=90°), le domaine d'interaction est caractérisé par la formation d'un bulbe de recirculation située immédiatement en aval de la fente de l'actionneur (Fig 5.17.a). Cependant, la zone de recirculation est formée en amont de la fente de l'actionneur en faisant incliner la fente dans le sens de l'écoulement de 45° (Fig 5.19) ou de 30° (Fig 5.20). Dans ce cas le bulbe, est incliné dans le sens de l'écoulement et sa taille décroît avec l'inclinaison.

Dans la suite, le rapport de vitesse du jet synthétique (V_j) et la vitesse de l'écoulement incident (U_∞) sera noté r ($r=V_j/U_\infty$). Pour α=90° et r=2, la longueur de la zone de recirculation est de l'ordre de 15 e. Par ailleurs, la zone de recirculation est beaucoup plus large lorsque la vitesse débitante est plus importante (r=3) (Fig 5.18.a).

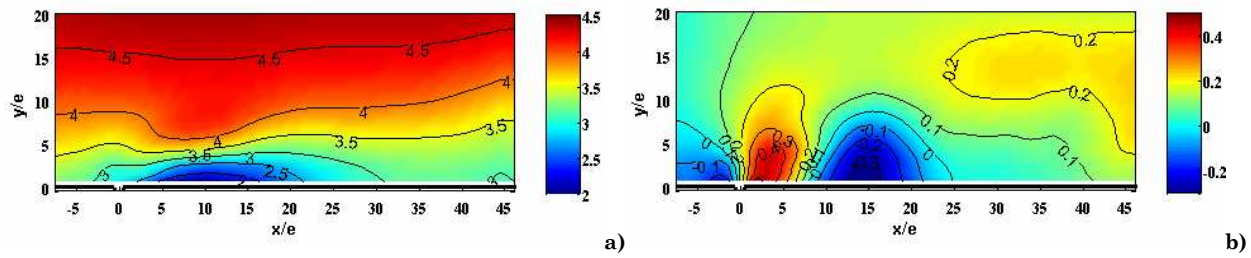
Par conséquent, la vitesse débitante apparaît donc comme le paramètre de contrôle de la longueur du bulbe de recirculation qui est d'autant plus importante lorsque la vitesse débitante croît.

Dans le cas où on incline la fente d'injection dans le sens de l'écoulement (α=45° (Fig 5.19) ou α=30° (Fig 5.20)) on assiste à la formation d'une zone de survitesse qui se forme en aval du jet. Pour α=45°, cette zone commence à partir du point d'abscisse x/e=15 et s'accentue de plus en plus en s'éloignant de la fente. On note les mêmes constatations pour α=30°. Ainsi, en inclinant la fente dans le sens de l'écoulement, le fluide freiné pour α=90° sera accéléré dans ce cas. Par conséquent, dans l'optique de contrôle de décollement, c'est ce cas qui sera plus favorable à recoller un écoulement décollé ou sur le point de décoller.

L'allure du champ de vitesse transversal diffère sensiblement de celle observée en absence d'un écoulement incident (Fig 5.17.b). Le profil de "jet moyen", observé dans le cas du jet seul, est maintenant incliné dans le sens de l'écoulement. Pour l'injection normale, (α=90° et r=2) le champ moyen montre la formation de trois zones. La première zone formée correspond à une zone de faible décollement qui est située en amont du jet (x/e<0). La seconde zone est située entre x/e=1 et x/e=3 ($1 \leq x/e \leq 3$) et correspond à une zone de survitesse. Pour la zone située entre x/e =10 et x/e=20, on assiste à la formation d'une zone de décollement assez importante. Cette zone de perturbations prouve que le jet débite dans la couche limite une quantité de mouvement mais loin de la paroi et par conséquent, il laisse derrière lui une région de retour qui est formée suite à l'existence du jet. Pour α=90° et r=3, on note les mêmes constations sauf que les régions décrites auparavant sont plus importantes, et la zone de sillage est plus importante (Fig 5.18.b).

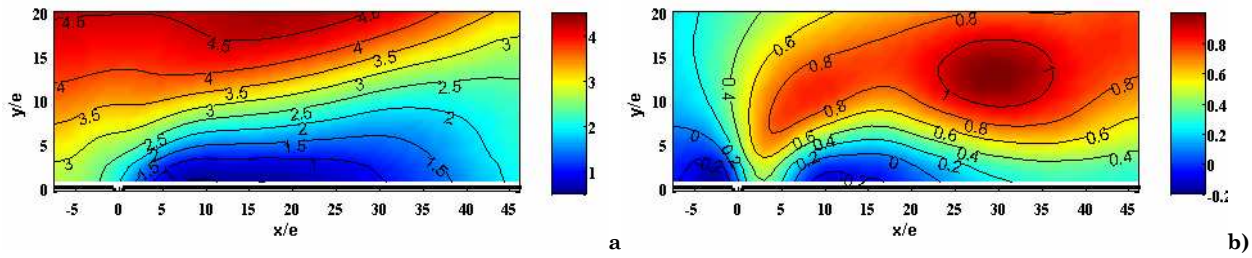
En inclinant le jet de 30° ou de 45°, on note la formation de deux zones de signes opposés. Pour α=45°, la première zone est une zone de faible décollement, s'étendant de x/e=-7 à x/e=10 (Fig 5.19.b), et pour α=30° cette zone s'étend de x/e=-5 à x/e=5 (Fig 5.20.b). La deuxième zone est une zone de survitesse, elle est située à x/e > 10 pour α=45° et à x/e > 5 pour α=30°.

Les constatations présentées dans le paragraphe précédant seront analysées plus en en détails en traçant les profils de vitesse moyenne extraits pour quelques abscisses : 5 mm en amont du jet, au niveau de la fente puis, 5, 7, 10, 15, 20 et 30 mm en aval du jet. Ces profils seront comparés à ceux obtenus avec un écoulement sans contrôle.



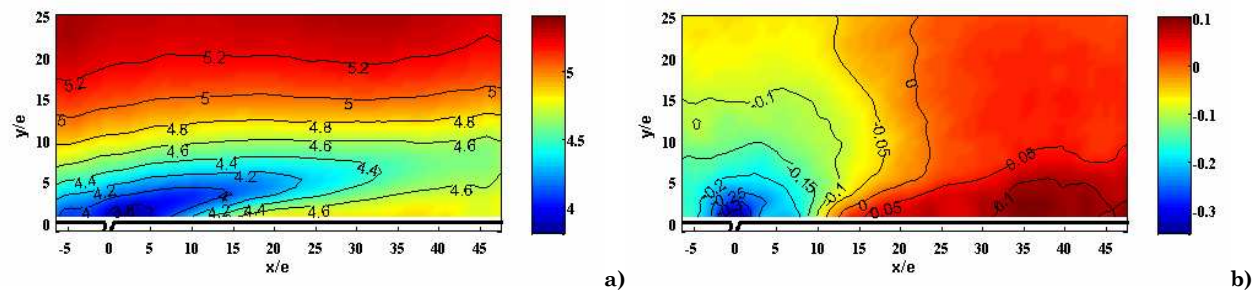
a) *Vitesse longitudinale* $\overline{U}$, b) *Vitesse transversale* $\overline{V}$

Fig 5. 17- iso-contours de la vitesse moyenne (α=90°, r=2).



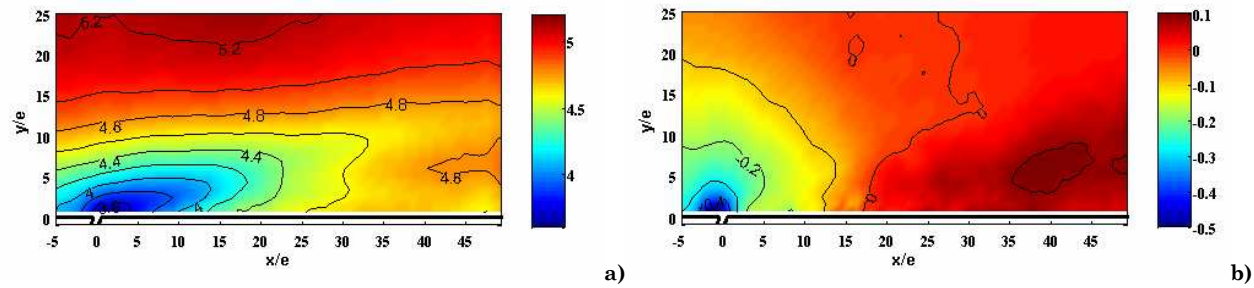
a) *Vitesse longitudinale* $\overline{U}$, b) *Vitesse transversale* $\overline{V}$

Fig 5. 18- iso-contours de la vitesse moyenne (α=90°, r=3).



a) *Vitesse longitudinale* $\overline{U}$, b) *Vitesse transversale* $\overline{V}$

Fig 5. 19- iso-contours de la vitesse moyenne (α=45°, r=2).



a) *Vitesse longitudinale* $\overline{U}$, b) *Vitesse transversale* $\overline{V}$

Fig 5. 20- iso-contours de la vitesse moyenne (α=30°, r=2).

3.4 Action sur les profils de vitesse de la couche limite

Pour préciser l'influence de la vitesse débitante et l'effet de l'inclinaison de la fente sur l'écoulement, les profils de vitesse sont tracés pour plusieurs abscisses.

Pour α=90° et r=2, le profil de U en amont du jet est peu affecté par le jet synthétique. En revanche, au niveau de la fente (Fig 5.21.b), le profil de U est "moins plein" que celui sans contrôle et en proche de la paroi, le gradient de vitesse est plus élevé. En aval du jet (Fig 5.21.c-f), le profil de U est nettement moins plein que le profil obtenu sans contrôle. Egalement, ce profil présente une zone quasi-linéaire qui correspond à la combinaison d'un tourbillon et de la couche limite. Cet effet s'estompe progressivement (Fig 5.21.h) pour disparaître vers x/e=30.

En revanche, l'évolution des profils de vitesse entre x/e=-5 et x/e =30 indique que lorsque la vitesse débitante augmente, l'effet créé par le jet synthétique est transmis plus haut à l'écoulement (Fig 5.22.c). En effet, pour r=2 les profils de vitesse relevés à x/e=5 se croissent à y=0,25δ (Fig 5.21.c) ; cependant pour r=3 les profils se rencontrent à y≈δ (Fig 5.22.c).

L'écoulement du jet synthétique au dessus de la fente est composé d'un jet classique et d'une paire de structures tourbillonnaires contrarotatives. De plus pour r=3, les profils sont nettement moins pleins que ceux pour r=2. Entre outre, on constate la persistance de la zone quasi-linéaire mentionnée pour r=2. Il est à noter aussi que le gradient de vitesse dans ce cas est nettement plus important (Fig 5.22.g). Si l'effet du jet est amorti pour r=2 à x≈30 e, pour r=3 l'effet du jet persiste encore à x=30 e et affecte ainsi plus loin l'écoulement en aval de la fente.

En considérant l'inclinaison (α=45° (Fig 5.23) ou α=30° (Fig 5.24)), les profils de vitesse ne sont pas affectés par la présence de l'actionneur sur une distance assez importante en aval de la fente. En effet, les profils de vitesse de l'écoulement contrôlé et non contrôlé restent confondus dans le domaine compris, entre –5≤ x/e≤5 (Fig 5.24.c). Pour x/e> 5, (Fig 5.24.e) les profils de vitesse de l'écoulement contrôlé deviennent plus "plein" près de la paroi que ceux de l'écoulement non contrôlé, et une zone de survitesse commence à apparaître et s'accentue d'avantage en s'éloignant de l'actionneur. Dans cette zone, l'actionneur contribue à l'apport d'énergie prés de la paroi, 0<y/δ<0,3, en réduisant la zone de vitesse déficitaire. Cette augmentation de l'énergie de la couche limite par soufflage/aspiration alternés permet de retarder ou supprimer le décollement de la couche limite.

Dans le cas où α=90°, l'actionneur contribue à l'apport d'énergie dans la partie supérieure de la couche limite (Fig 5.21). Cet apport est transmis plus loin en augmentant le

rapport de vitesse (Fig 5.22). En revanche, juste en inclinant la fente et en gardant la même vitesse débitante et la même fréquence d'actionnement, l'actionneur devient un générateur d'énergie au voisinage de la paroi (Fig 5.23, Fig 5.24).

Les profils de la composante verticale montrent des maximums qui traduisent l'approche d'un décollement (Fig 5.25.e-f). Pour $\alpha=90°$ et r=2 le maximum est localisé à $y/\delta\approx0,2$. En augmentant le rapport de vitesse ($\alpha=90°$ et r=3), ce maximum se déplace à $y/\delta\approx0,45$ (Fig 5.26.d). Ces profils montrent la présence d'une zone de recirculation suivie par une zone de recollement (Fig 5.25.h).

En considérant l'inclinaison de la fente, les profils verticaux mettent en évidence une zone de faible décollement située en aval de la fente puis un recollement, respectivement sur les Fig 5.27.b-h et Fig 5 28.b-h.

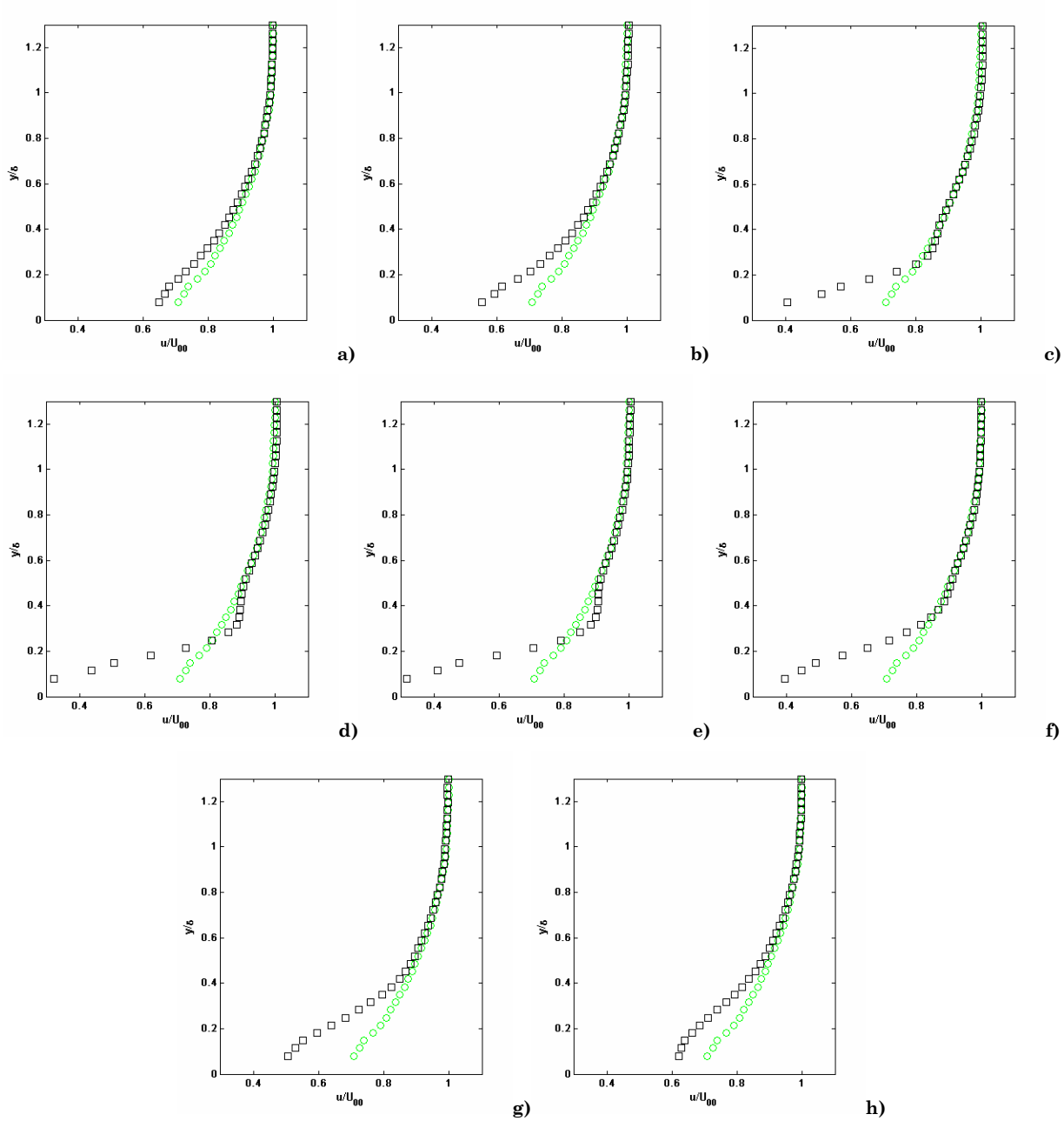


Fig 5. 21- Profils de vitesse horizontale (r2, α=90°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en noir profil contrôlé).

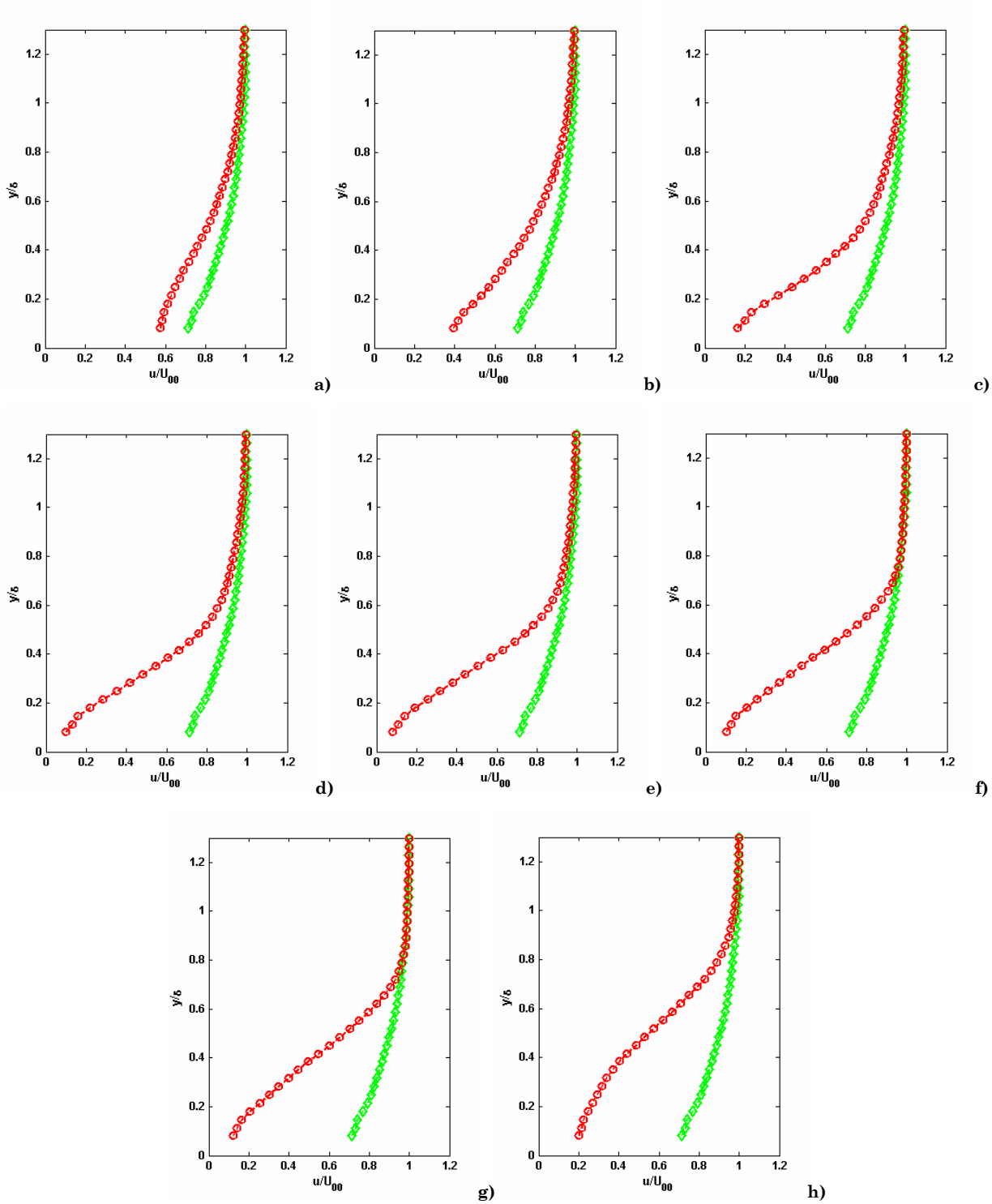


Fig 5. 22- Profils de vitesse horizontale (r=3, α=90°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé).

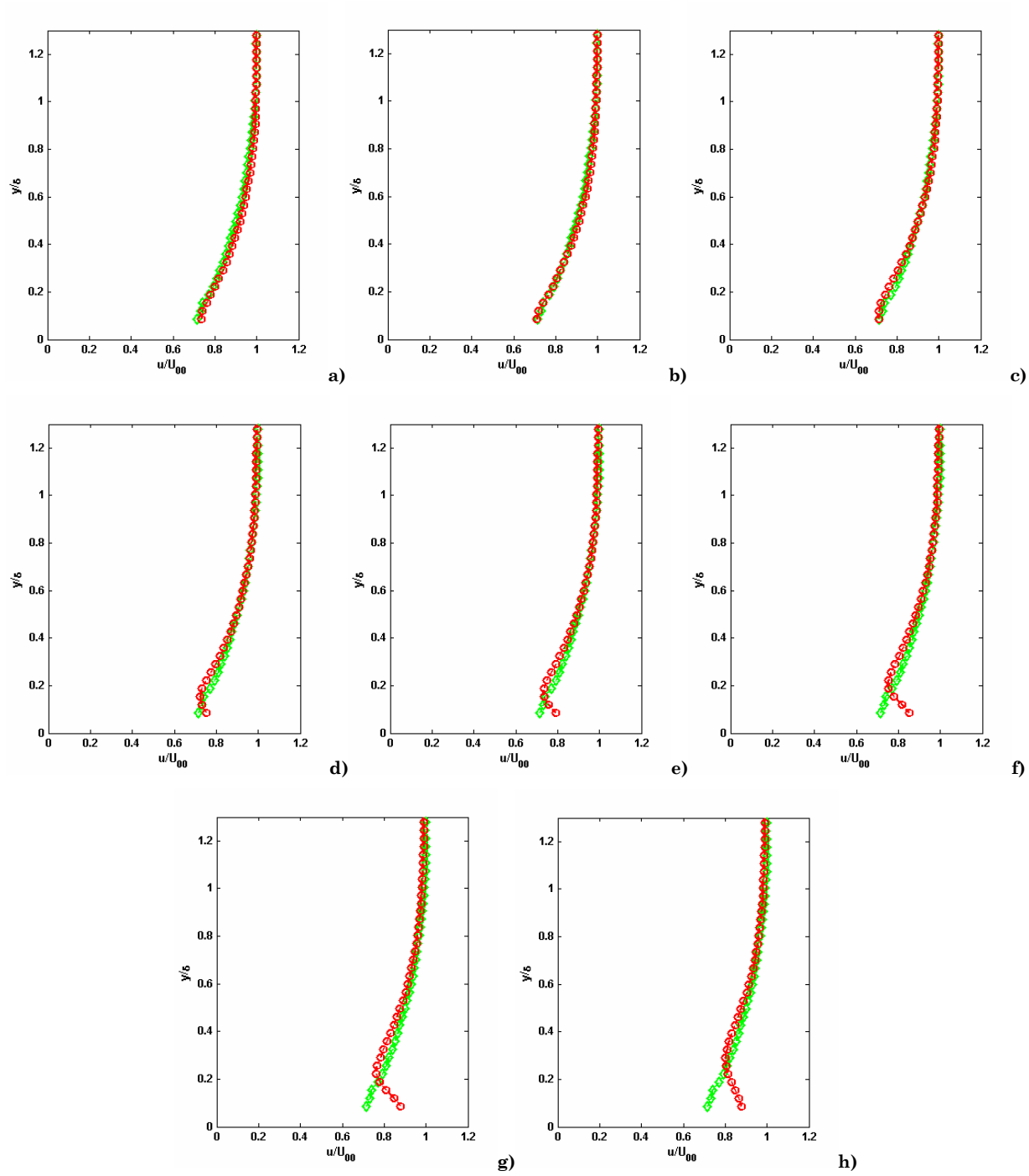


Fig 5. 23- Profils de vitesse horizontale (r=2, α=45°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé).

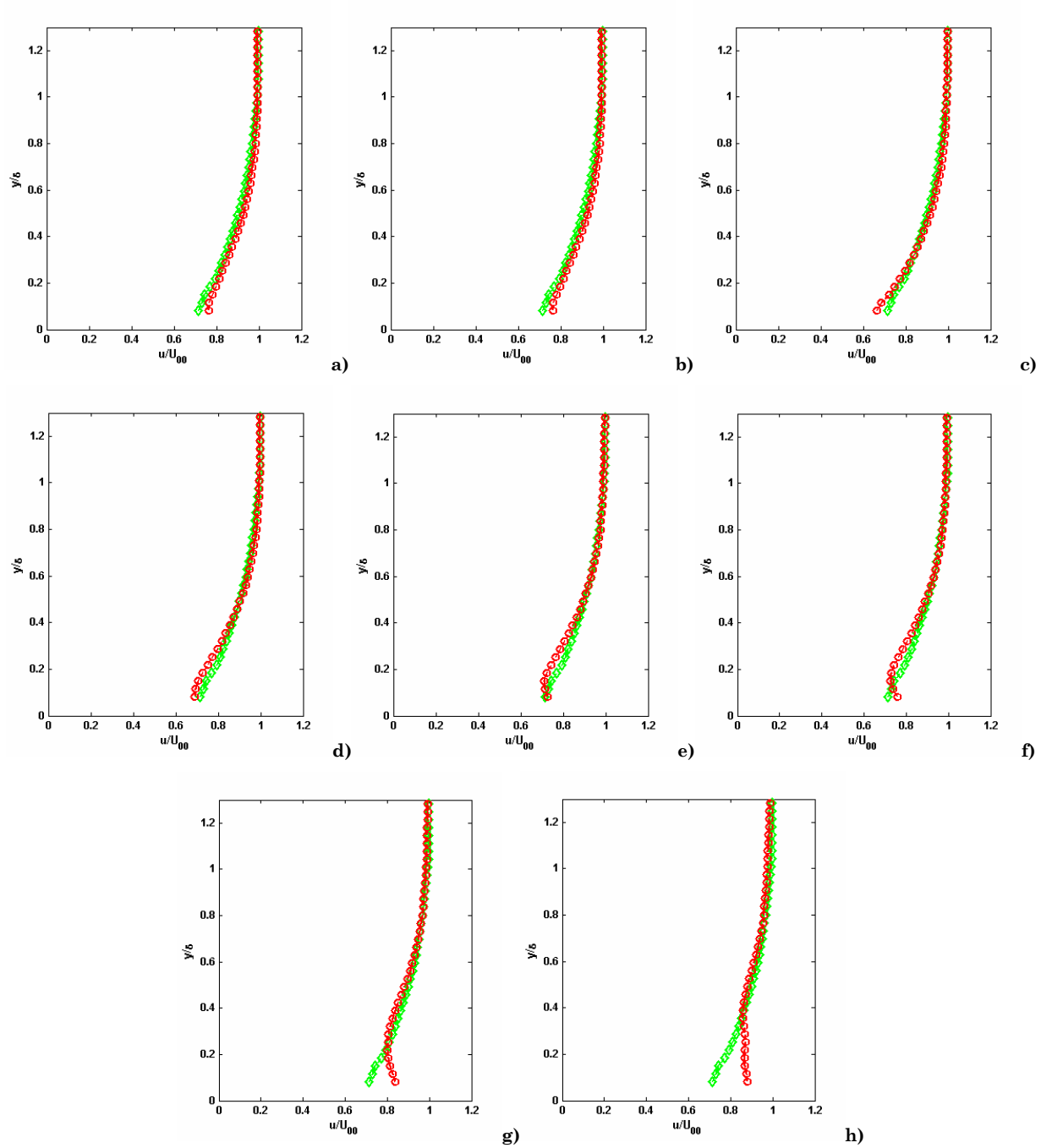


Fig 5. 24- Profils de vitesse horizontale (r=2, α=30°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé).

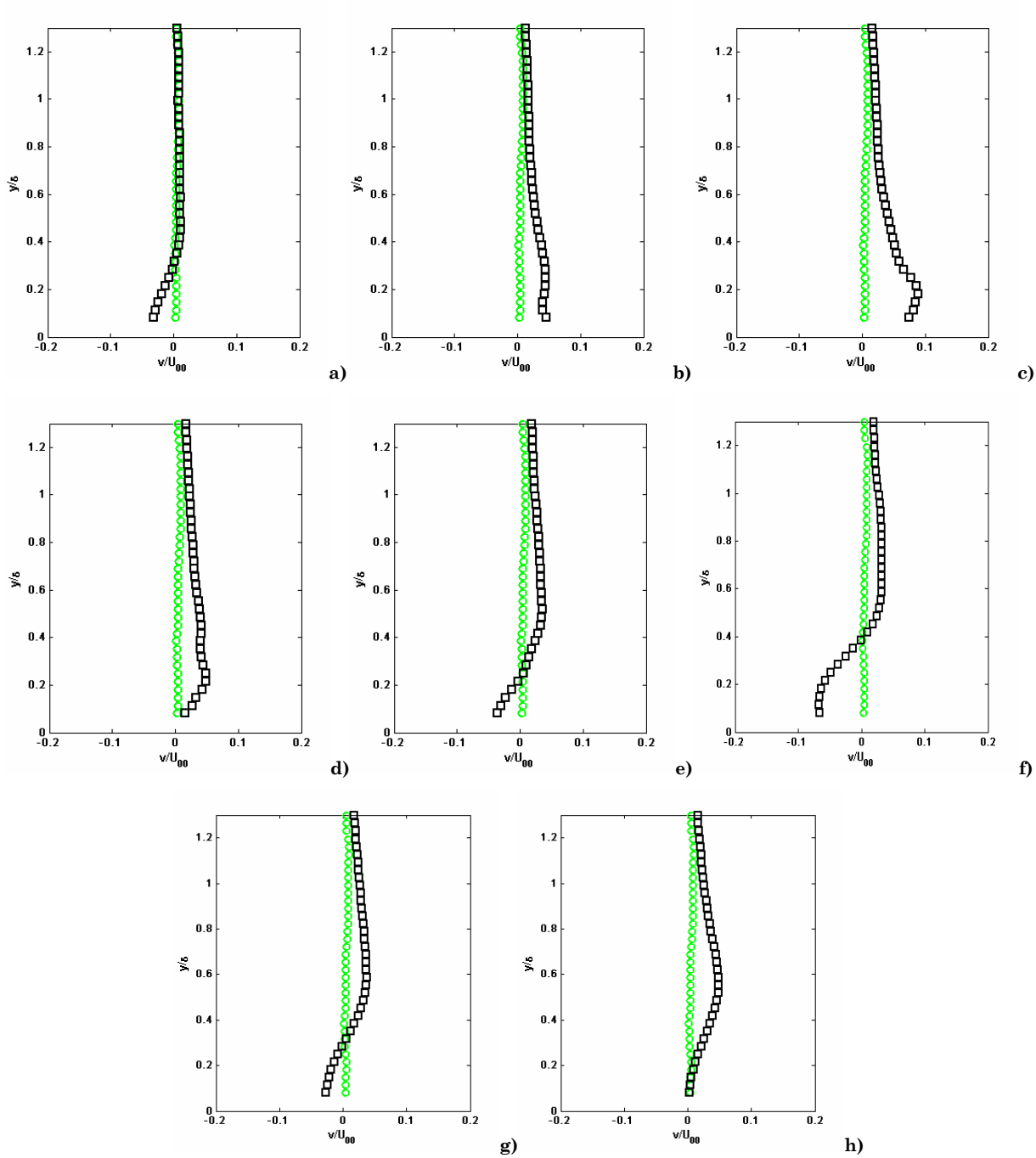


Fig 5. 25- Profils de vitesse verticale (r=2, α=90°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en noir profil contrôlé).

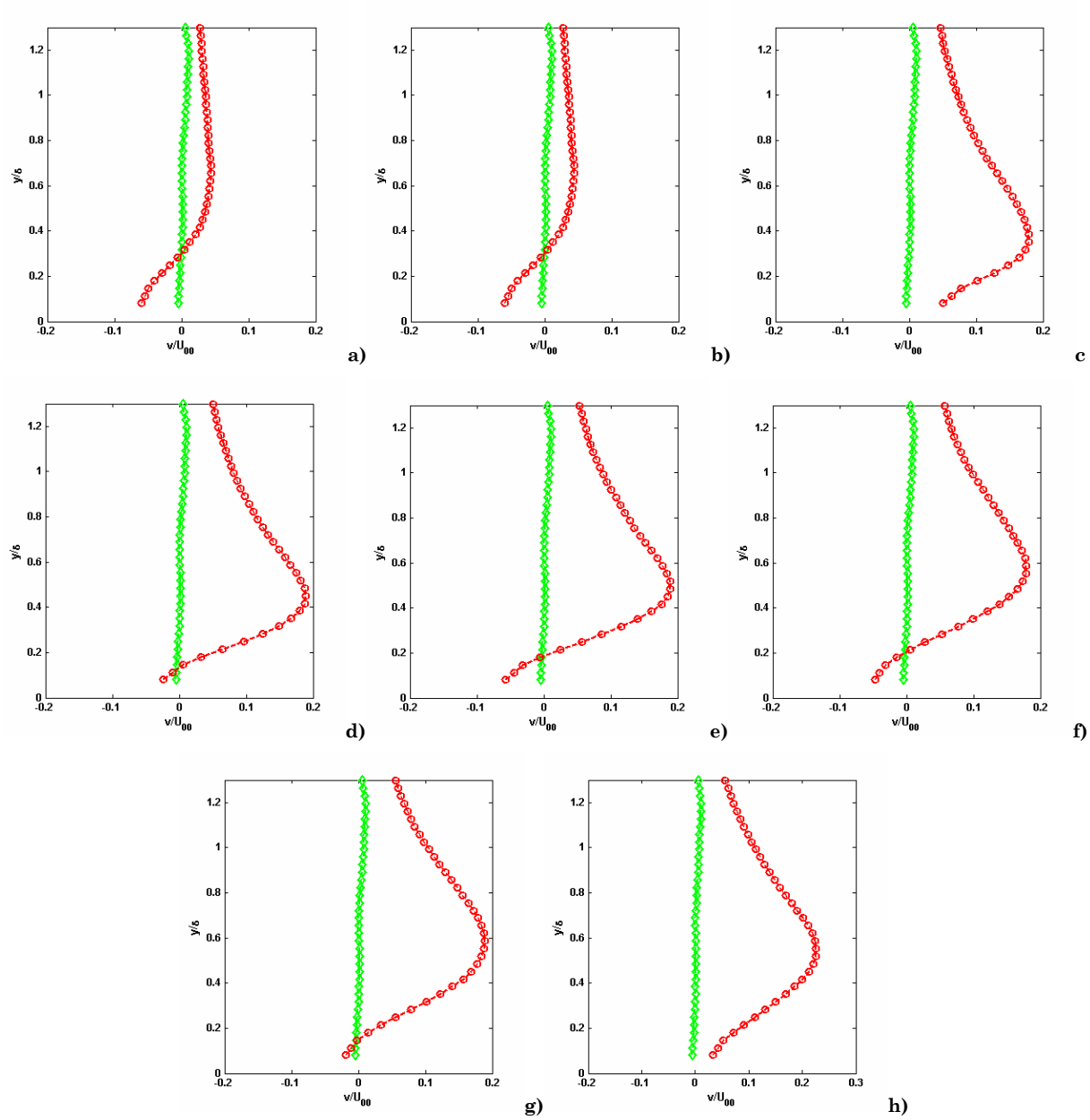


Fig 5. 26- Profils de vitesse verticale (r=3, α=90°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé).

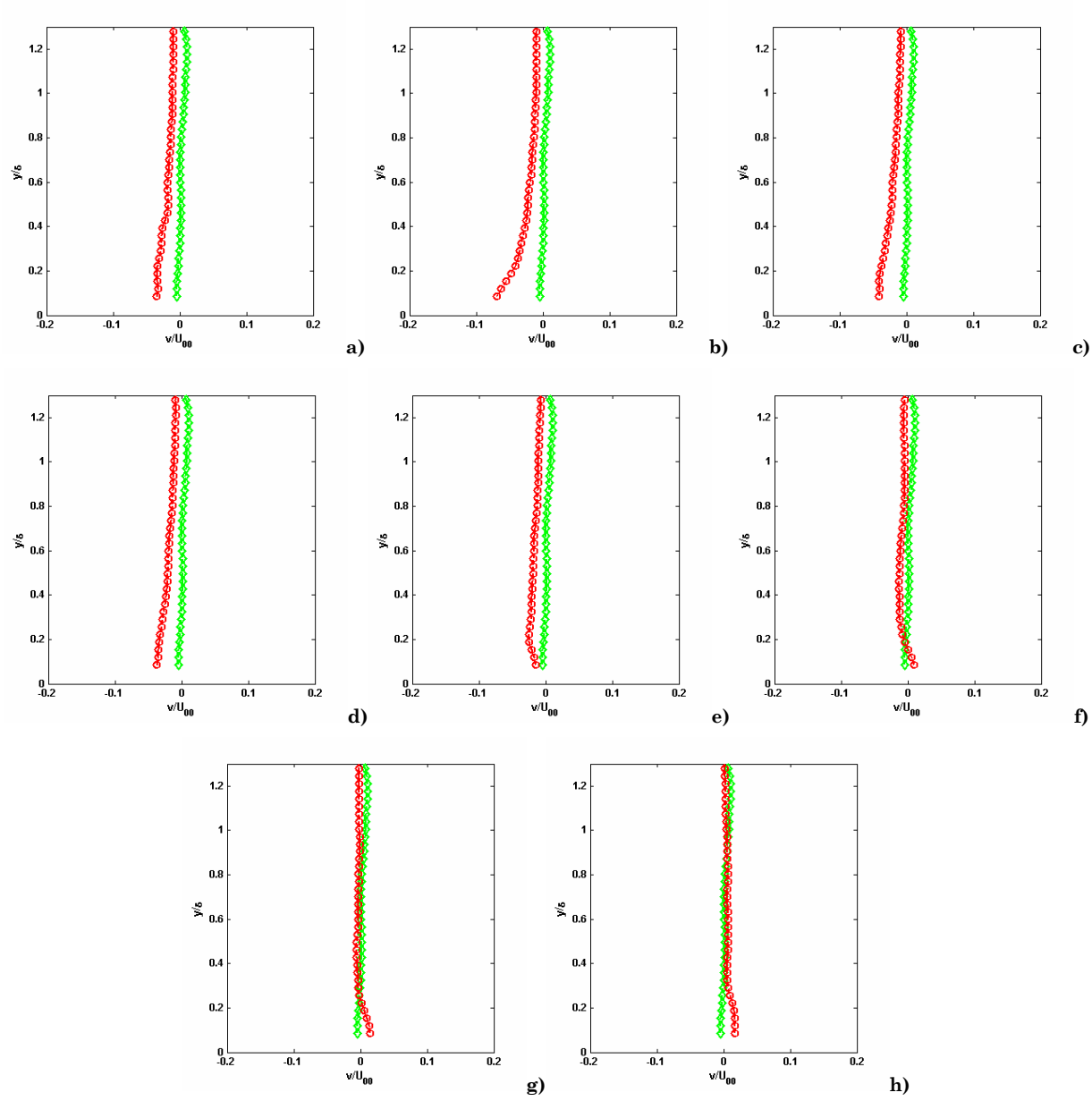


Fig 5. 27- Profils de vitesse verticale (r=2, α=45°): a) x/e=-5; b) x/e=0; c) x/e=5; d) x/e=7; e) x/e=10; f) x/e=15; g) x/e=20; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé).

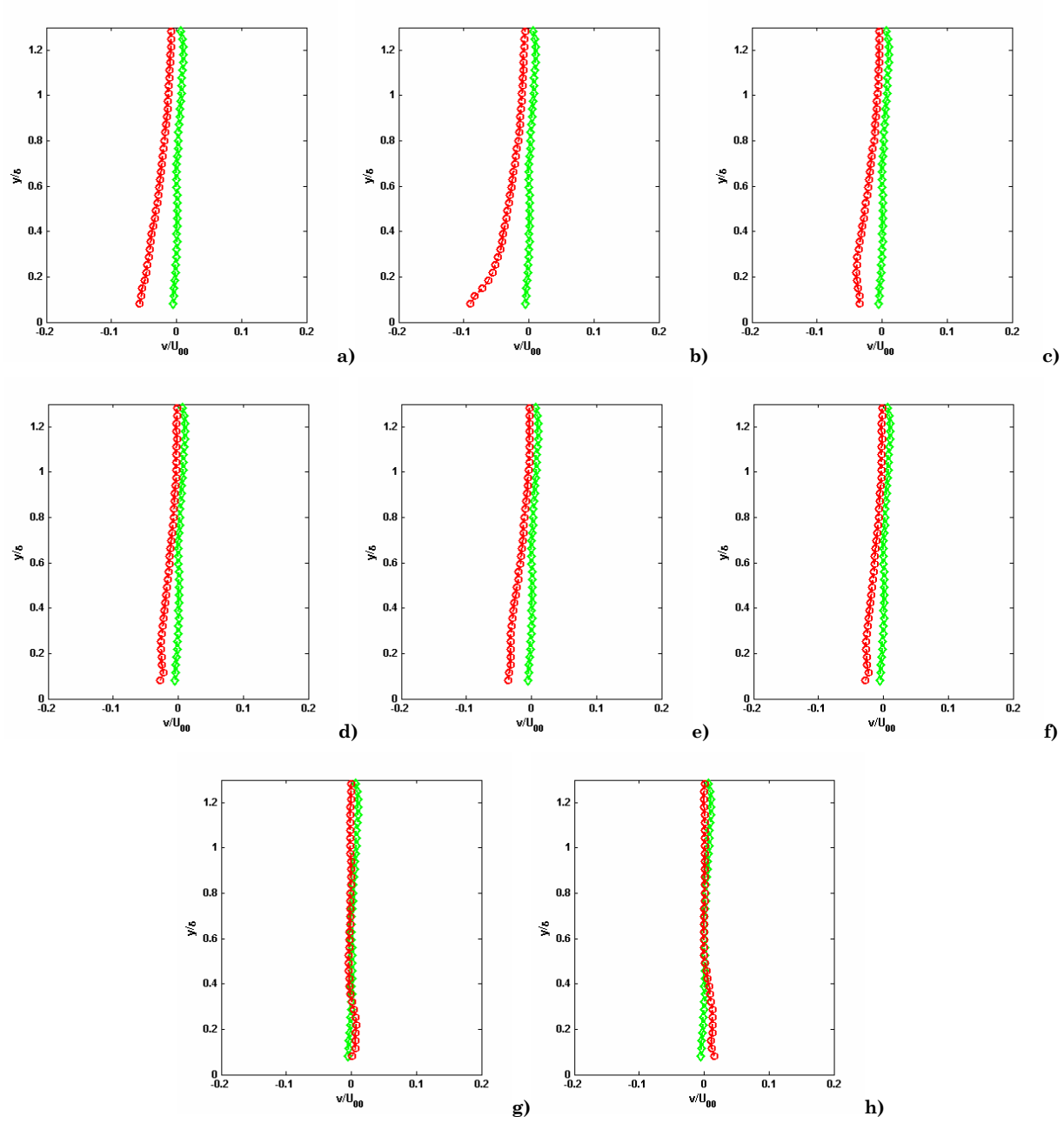


Fig 5. 28- Profils de vitesse verticale (r=2, α=30°) : a) x/e=-5 ; b) x/e=0 ; c) x/e=5 ; d) x/e=7 ; e) x/e=10 ; f) x/e=15 ; g) x/e=20 ; h) x/e=30 (en vert profil non contrôlé, en rouge profil contrôlé).

3.5 Fluctuations du champ de vitesse

Pour α=90° et r=2 (Fig 5.33), les fluctuations du champ de vitesse existent juste en aval du jet. L'intensité turbulente est relativement importante dans le domaine compris

entre 2<x/e<17 (Fig 5.29.a). La valeur maximale de u' se trouve au point de coordonnées x/e=10 et y/e=7 (Fig 5.29.a). Cependant, v' montre essentiellement que le jet synthétique est "couché" sous l'influence de l'écoulement incident et qu'elle est plus importante que u', près de la paroi (Fig 5.29.b). L'analyse quantitative des deux grandeurs va être détaillée plus tard.

En augmentant la vitesse débitante, nous noterons l'existence de deux régions où les fluctuations de u' sont importantes. Une région près de la paroi qui s'étend de x/e=2 à x/e=17, et une autre loin de la paroi située entre x/e=25 et x/e=40 (Fig 5.30). De même, comme dans le cas précédent (α=90° et r=2), v' montre un jet couché sous l'influence de l'écoulement incident. De plus, la fluctuation transversale est plus importe que la fluctuation longitudinale (Fig 5.30.b).

En considérant maintenant l'effet de l'inclinaison, par exemple pour α=45°, les fluctuations de u' sont localisées dans une région située entre x/e =10 et x/e =40 (Fig 5.31.a). Cette région est localisée dans la sous-couche visqueuse. Cependant, les fluctuations transversales sont situées au voisinage immédiat de la fente et plus loin en aval dans une région qui s'étend entre x/e=45 et y/e=5. Dans ce cas, on note que la fluctuation longitudinale est beaucoup plus importante que la fluctuation transversale (Fig 5.31).

Pour α=30°, les fluctuations sont localisées au voisinage de la paroi et demeurent très faibles si on les compare au cas précédent (Fig 5.32).

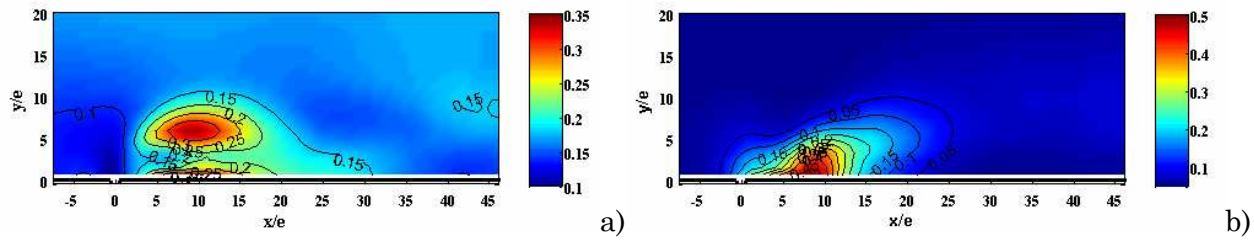


Fig 5. 29 - Iso-contours du champ d'intensité turbulente : a) u'/U∞ ; b) v'/U∞ (r=2, α=90°).

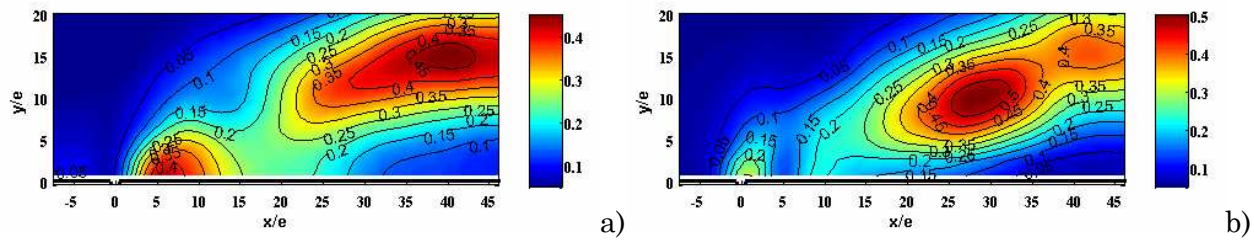


Fig 5. 30 - Iso-contours du champ d'intensité turbulente : a) u'/U∞ ; b) v'/U∞ (r=3, α=90°).

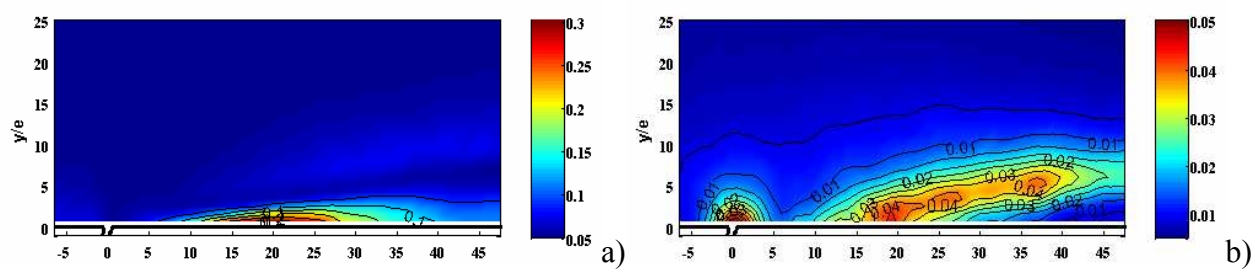


Fig 5. 31 - Iso-contours du champ d'intensité turbulente : a) u'/U∞ ; b) v'/U∞ (r=2, α=45°).

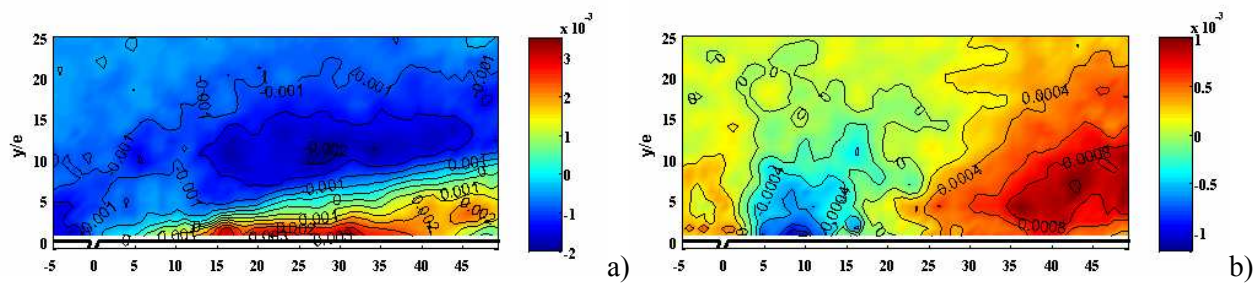


Fig 5. 32 - Iso-contours du champ d'intensité turbulente : a) u'/U∞ ; b) v'/U∞ (r=2, α=30°).

3.5.1 Energie cinétique

On rappel qu'en écoulement bidimensionnel, l'énergie cinétique moyenne et l'énergie cinétique turbulente sont définies par :

$$\overline{E_k} = \frac{1}{2}\left(\overline{U}^2 + \overline{V}^2\right) \qquad \textbf{(5. 1)}$$

$$\overline{k} = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2}\right) \qquad \textbf{(5. 2)}$$

Pour α=90° et r=2, la carte de l'énergie cinétique moyenne $\overline{E_k}$ (Fig 5.34) montre la même tendance que $\overline{U}^2$ (Fig 5.33), qui montre à son tour la même tendance que $\overline{U}$ (Fig 5.17.a), qui est discuté dans le paragraphe 3.3. Les mêmes constatations restent valables pour les différents cas étudiés. En effet, nous avons représentés la carte de l'énergie cinétique pour α=45° qui montre la même tendance que $\overline{U}$. Les figures sont tracées respectivement sur la Fig 5.35 et la Fig 5.18.a.

La tension croisée de Reynolds $\overline{uv}$ correspond physiquement au cisaillement turbulent. Les mesures relatives au cas où α=90° et r=2 sont reportées sur la Fig 5.36, cette figure montre qu'au voisinage de la fente de l'actionneur, cette quantité est importante et positive. En effet, l'éjection de la quantité de mouvement dans l'écoulement incident est accompagnée de tourbillon de signe positif dans la couche limite (u>0 et v>0). L'injection du

fluide (entraînement) vers la couche limite produit aussi $\overline{uv}$ positif (u<0 et v<0). En aval du jet, la quantité $\overline{uv}$ est visiblement négative. Cette quantité devient assez importante en augmentant la vitesse débitante (Fig 5.37).

En changeant la géométrie de la fente, on note également un effet d'éjection de la quantité de mouvement dans l'écoulement incident. Ceci est accompagné par l'émission de structures tourbillonnaires de signe positif dans la couche limite, près de la fente. La Fig 5.38 et 5.39 montrent la carte de $\overline{uv}$ pour α=45° et α=30°, et mettent en évidence l'existence d'une région positive en aval du jet de taille plus importante pour α=30°.

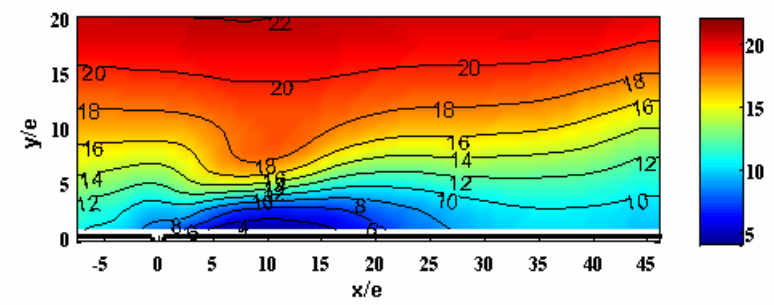


Fig 5. 33- Iso-contours du champ $\overline{U}^2$ (r=2, α=90°).

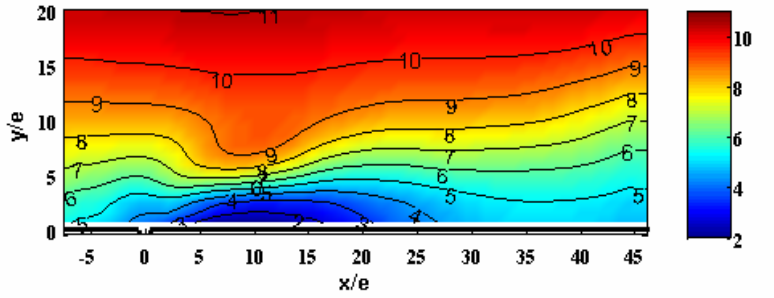


Fig 5. 34- Champ d'énergie cinétique moyenne $\overline{E_k}$ (r=2, α=90°).

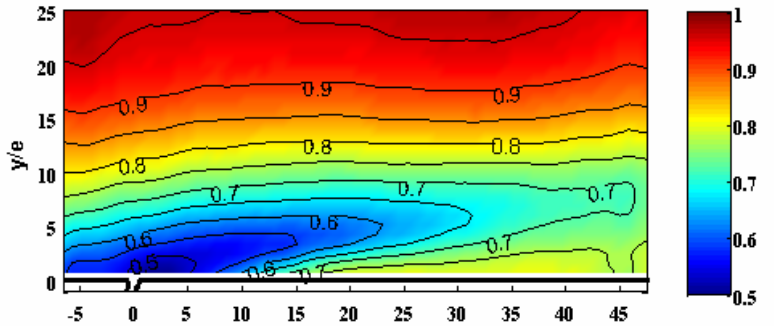


Fig 5. 35- Champ d'énergie cinétique moyenne $\overline{E_k}/U_\infty^2$ (r=2, α=45°).

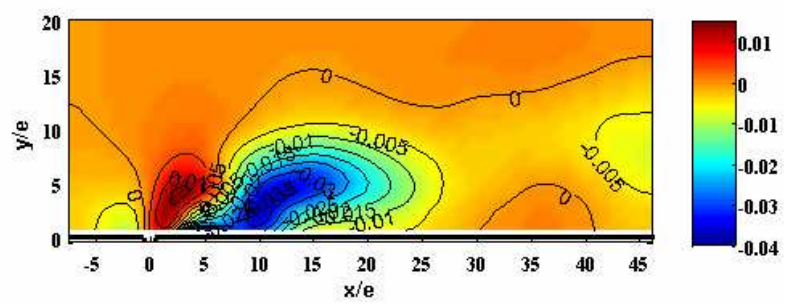


Fig 5. 36- Iso-contours du champ $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=90°).

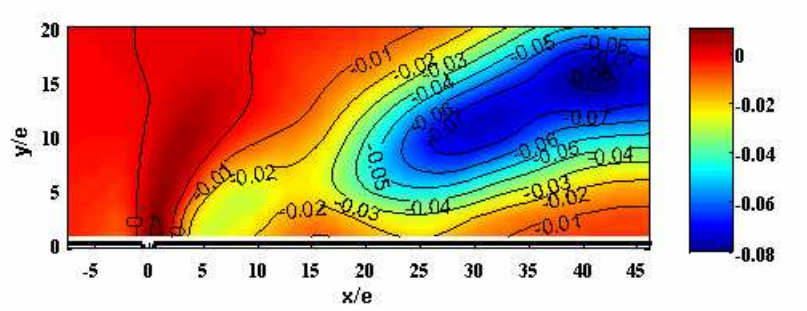


Fig 5. 37- Iso-contours du champ $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=3, α=90°).

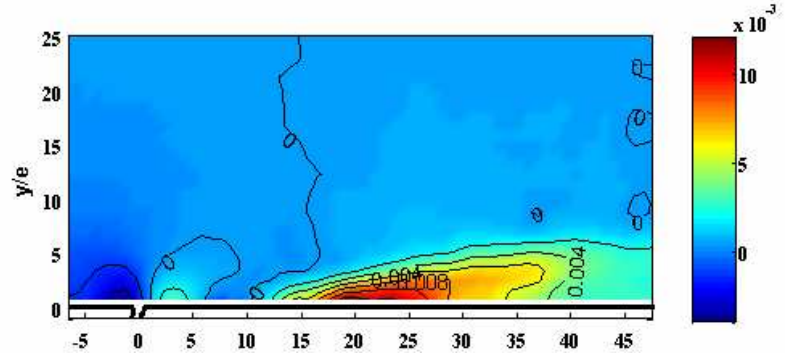


Fig 5. 38- Iso-contours du champ $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=45°).

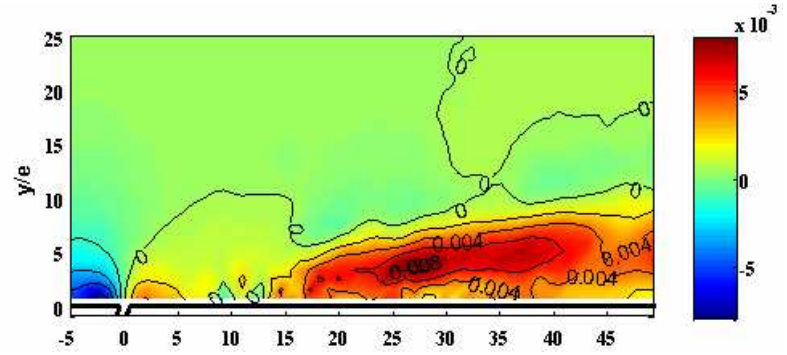


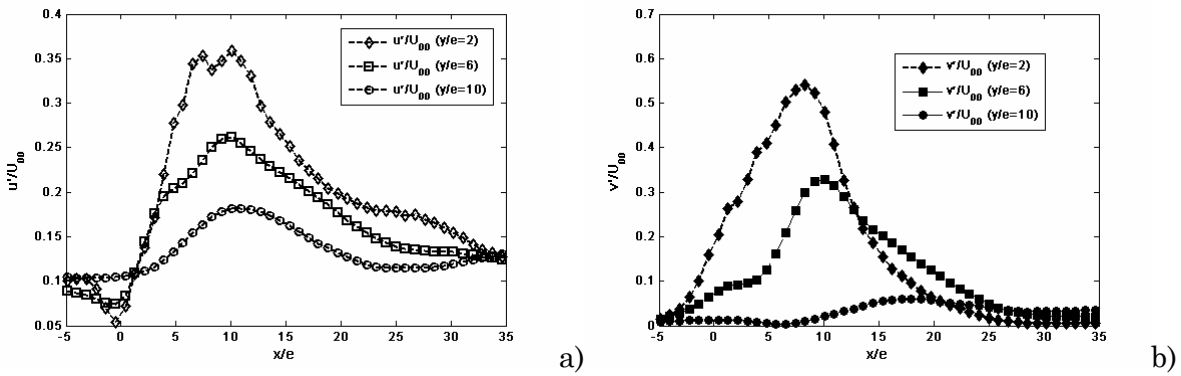
Fig 5. 39- Iso-contours du champ $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=30°).

3.5.2 Evolution des u' /U∞, v' /U∞, $\overline{uv}/U_\infty^2$ et $\overline{k}/U_\infty^2$ suivant x/e

Les profils de u'/U∞, v'/ U∞, $\overline{uv}/U_\infty^2$ et $\overline{k}/U_\infty^2$ sont relevés pour y/e=2, y/e=6 et y/e=10 ($u' = \sqrt{\overline{u'^2}}$ et $v' = \sqrt{\overline{v'^2}}$). Les évolutions de u'/U∞ et v'/U∞ suivant x/e sont tracées respectivement sur la Fig 5.40.a et la Fig 5.40.b pour α=90° et r=2. On remarque que u'/U∞ et v'/U∞ diminuent avec y/e depuis la sortie du jet. Cela signifie que l'écoulement incident est peu affecté loin de la fente. A la position x/e=7 et y/e=2, u'/U∞, v'/U∞ et $\overline{uv}/U_\infty^2$ atteignent leurs maxima. On constate aussi que pour y/e=10, v'/U∞ devient très faible dans la région située entre x/e=-5 et x/e=10. Cependant, pour y/e=6, v'/U∞ présente des valeurs qui sont faibles dans la régions située entre x/e=25 et x/e=35.

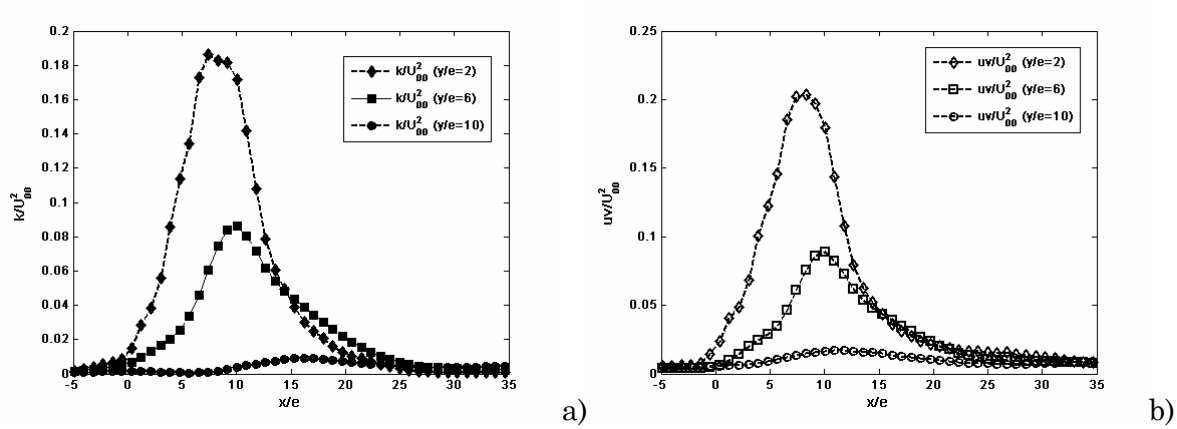
L'évolution de $\overline{uv}/U_\infty^2$, pour y/e=2, montre une valeur importante dans la zone située entre x/e=5 et x/e =10 par rapport au cas y/e=6 (Fig 5.41.a). L'évolution de l'énergie cinétique montre la même tendance que v'/U∞. En outre, au-delà de x/e>15, l'énergie cinétique diminue progressivement. Les profils reportés sur la Fig 5.41.b montrent qu'on n'a pas une différence significative entre les différentes postions étudiées.

Enfin, les agitations turbulentes pour y/e=2 sont particulièrement importantes à x/e=7.



a) b)

Fig 5. 40- Evolution des fluctuations suivant x/e: a) u'/U_∞ **; b)** v'/U_∞ **(r=2, α=90°).**

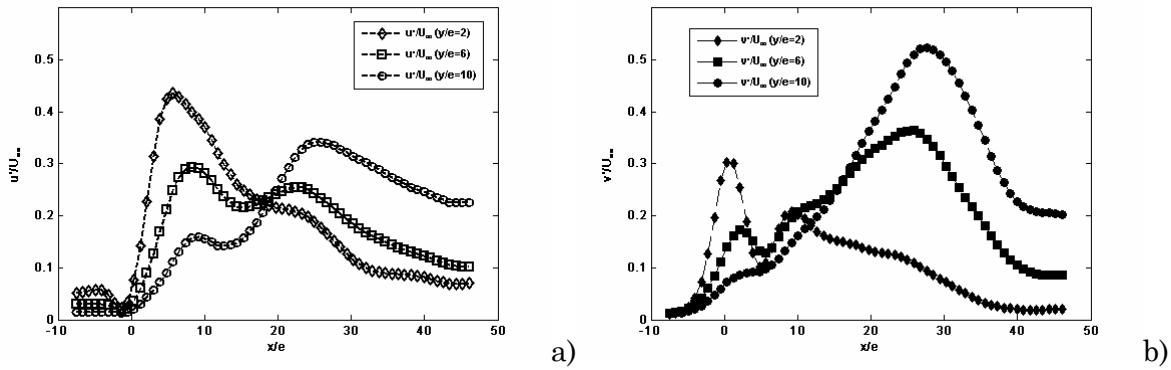


a) b)

Fig 5. 41- Evolution, suivant x/e, de : a) $\overline{k}/U_\infty^2$ **; b)** $\overline{uv}/U_\infty^2$ **(α=90°, r=2).**

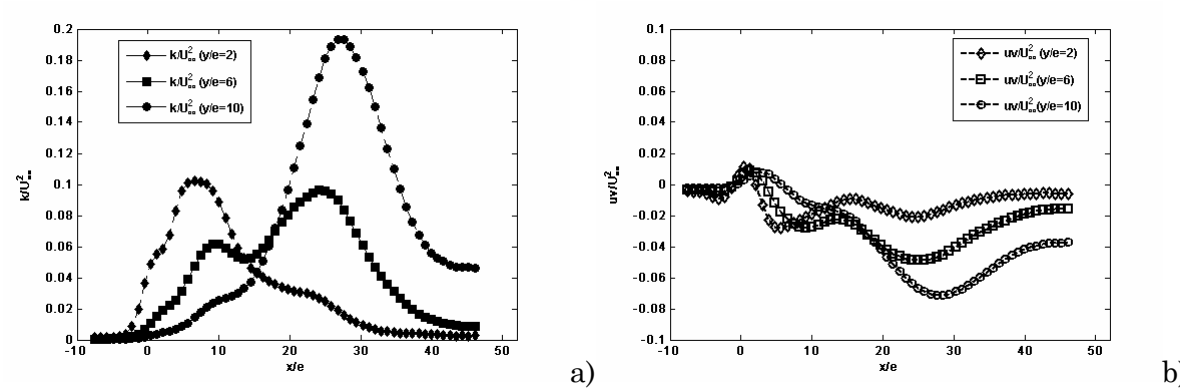
En augmentant la vitesse débitante, les profils de u'/U$_\infty$ montrent un maximum pour y/e=2 situé à x/e=8 (Fig 5.42.a). En s'écartant un peu de la paroi, la fluctuation de u'/U$_\infty$ diminue considérablement. En effet, pour y/e=2, u'/U$_\infty$≈0,5 et pour y/e=6, u'/U$_\infty$=0,29. Donc, en passant de 2 mm de la paroi à 6 mm de la paroi, on note une diminution de l'agitation ou de l'homogénéisation de 35%. En revanche, v'/U$_\infty$ présente un maximum situé à y/e=10, qui est de l'ordre de 0,5. Ainsi, en augmentant la vitesse débitante, l'agitation est ressentie par l'écoulement même loin de la paroi (Fig 5.42.b).

Pour les différentes positions étudiées, l'évolution de $\overline{uv}/U_\infty^2$ en fonction de x/e montre la formation d'une région négative qui commence à x/e=0 (Fig 5.43.b). Comme a été déjà indiquée, l'évolution de l'énergie cinétique montre la même tendance que v'/U$_\infty$ (Fig 5.43.a).



a) b)

Fig 5. 42- Evolution des fluctuations suivant x/e : a) u'/U_∞ **; b)** v'/U_∞ **(r=3, α=90°).**

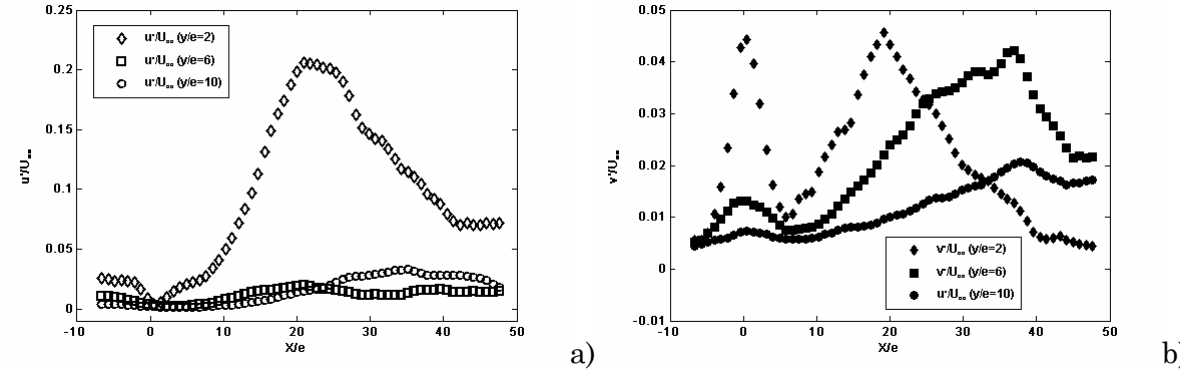


a) b)

Fig 5. 43- Evolution, suivant x/e, de : a) $\overline{k}/U_\infty^2$ **; b)** $\overline{uv}/U_\infty^2$ **(r=3, α=90°).**

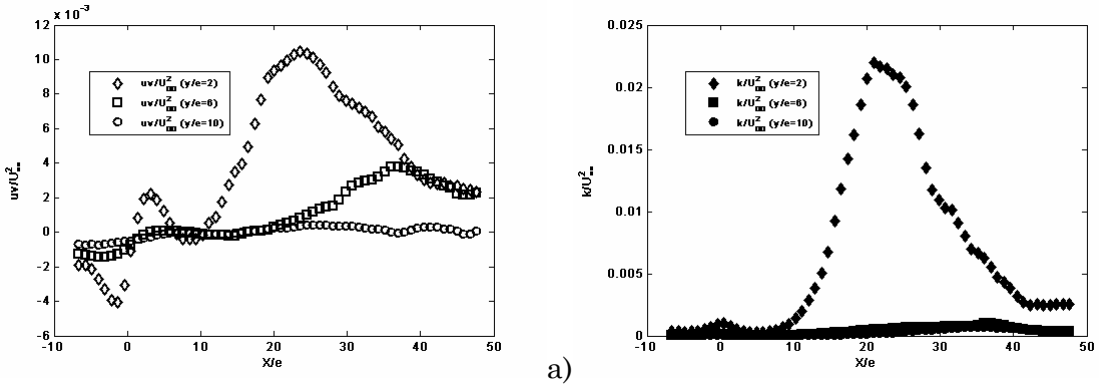
En inclinant la fente, la fluctuation de v'/U∞ devient très importante par rapport à la fluctuation de u'/U∞ (Fig 5.44). L'homogénéisation est maximale pour y/e=2, et chute brusquement en s'éloignant de la paroi. On constate que la variation de l'énergie cinétique reste toujours fidèle à celle de v'/U∞ (Fig 5.45.a). En revanche, les tensions de Reynolds restent toujours faibles et ne dépassent pas les 1% pour x/e≈25 et y/e=2.

Pour α=30° et r=2, nous constatons que la fluctuation transversale, la fluctuation longitudinale et les tensions de Reynolds deviennent très faibles par rapport aux autres cas (Fig 5.46 et Fig 5.47).



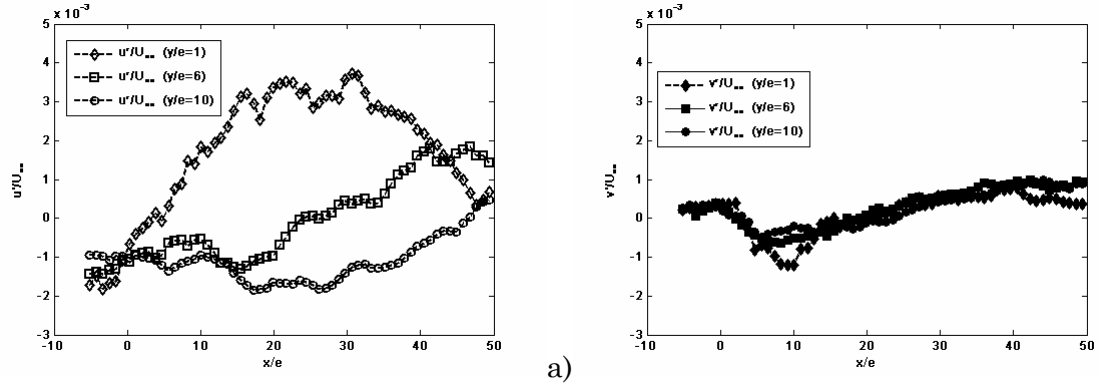
a) b)

Fig 5. 44- Evolution des fluctuations suivant x/e de : a) u'/U_∞ **; b)** v'/U_∞ **(r=2, α=45°).**



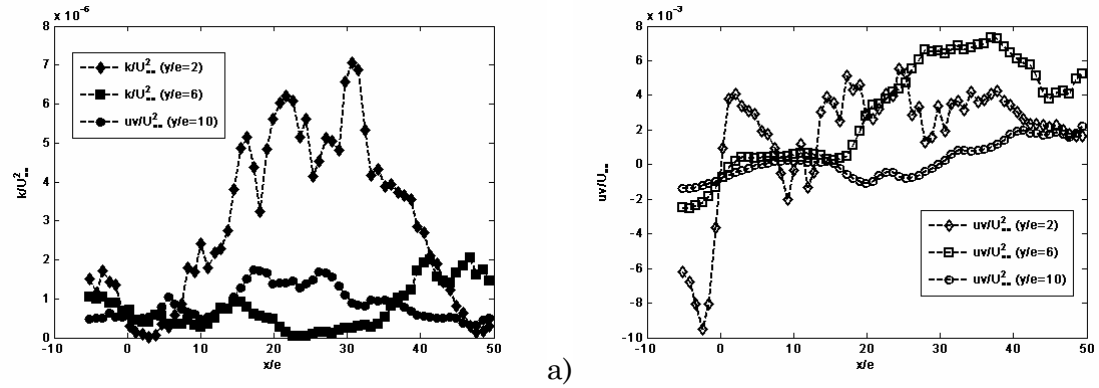
a) b)

Fig 5. 45- Evolution, suivant x/e, de :a) $\overline{k}/U_\infty^2$; b) $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=45°).



a) b)

Fig 5. 46- Evolution des fluctuations suivant x/e de : a) u'/U_∞ ; b) v'/U_∞ (r=2, α=30°).



a) b)

Fig 5. 47- Evolution, suivant x, de : a) $\overline{k}/U_\infty^2$; b) $\overline{uv}/U_\infty^2$ (r=2, α=30°).

Pour les différents cas étudiés, on a constaté que:

- Pour α=45°/30° l'homogénéisation apportée par l'actionneur est prés de la paroi.
- Pour α=90° et r=2 l'homogénéisation est prés de la paroi. Mais, les fluctuations des vitesses sont assez importantes par rapport au cas α=45°/30°.
- Pour α=90° et r=3, l'actionneur devient capable d'augmenter le mélange un peu plus loin de la paroi.

4 Contrôle par jet synthétique en synchronisation de phase

4.1 Dynamiques des tourbillons

Dans cette partie on va se limiter à présenter les lignes de courant pour quelques phases (α=90° et r=2). Ainsi, le but est de comprendre l'évolution de la topologie de l'écoulement, en particulier celle de la dynamique des tourbillons.

Pour ϕ=30°, le jet synthétique commence à souffler dans une couche limite attachée (Fig 5.48). Celle-ci décolle alors localement, en formant un tourbillon assez intense, situé juste en aval de la fente.

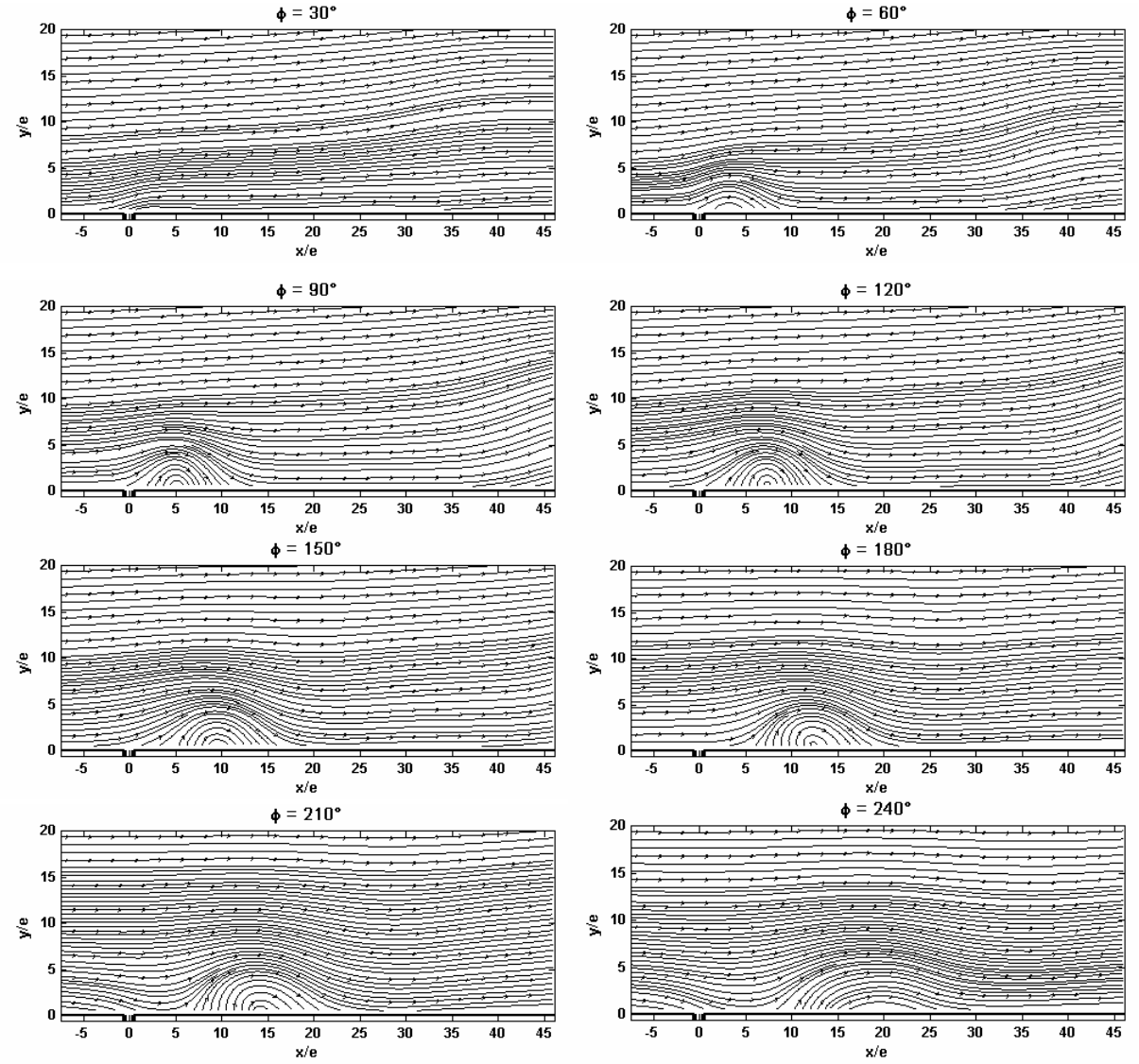


Fig 5. 48- Moyennes de phase : lignes de courant (r=2, α=90°).

A mesure que le jet intensifie son soufflage, ce tourbillon, dont le centre s'éloigne à mesure qu'il grossisse, atteint une taille correspondant à plus que 10 fois e de longueur, et 4e de hauteur. Une zone de très fort cisaillement est visible a l'amont du jet, où l'écoulement plonge vers la paroi juste avant d'être projeté vers le haut sous l'influence du jet. Pour ϕ=180°, les tourbillons continuent de s'éloigner de la fente du jet tandis que l'entraînement dû au fluide extérieur tend à l'étirer, tout en restant " rampant" à la paroi. Pour ϕ=240°, ce tourbillon est dissipé lors du passage à la phase d'aspiration du jet. La phase d'aspiration se caractérise par un recollement de la couche limite en aval du jet. L'élément prédominant de cet écoulement est donc le tourbillon "principal", qui est à la fois le plus gros et celui dont la durée de vie est la plus longue. Il se dissipe ensuite lentement à l'intérieur de la couche limite à une distance supérieure à 32 fois e en aval du jet. Cette topologie d'écoulement est semblable à celle observée dans les expériences effectuées par Park et *al*. (1999).

4.2 Cartographies de la vorticité en synchronisation de phase

Les cartographies obtenues par PIV sur la vorticité, relevées dans le plan longitudinal médian en synchronisation de phase, permettent tout d'abord de décrire la dynamique de l'écoulement durant un cycle. Les résultats sont présentés pour α=90°, pour les deux valeurs du rapport de vitesse du jet synthétique : r=2 (Fig 5.49) et r=3 (Fig 5.50), et pour les deux inclinaisons de la fente: α=45° (Fig 5.51) et α=30° (Fig 5.52) à r=2. Ces cartographies sont tracées pour huit phases angulaires pour α=90°, α=45° et α=30° à r=2, et quatre phases angulaires pour α=90° pour un rapport r=3.

Pour localiser les structures cohérentes générées par l'actionneur pour les différents cas, nous avons utilisé le critère Q proposé par Hunt et *al*. (1988), qui correspond au second invariant du tenseur des gradients de vitesse (voir chapitre 3). Nous avons calculé cette quantité à partir des vitesses en moyenne de phase.

4.2.1 Dynamiques des tourbillons dans la couche limite pour α=90°

Les résultats reportés sur la Fig 5.49 montrent qu'au début de la phase de soufflage (ϕ=0°), un tourbillon de la paire de tourbillons précédente est visible en aval de l'orifice situé à x/e=37 et y/e=5. Pour ϕ=50°, on observe, comme dans le cas du jet sans écoulement incident, une paire de tourbillons qui se forme juste à la sortie de la fente. La paire de tourbillons dans ce cas est inclinée dans la direction de l'écoulement incident. Sous

l'influence de l'écoulement, la paire de tourbillons commence à être convectée en aval. Le tourbillon qui tourne dans le sens contraire des aiguilles d'une montre (CCW) semble être plus faible (ϕ=90°). De plus, ce tourbillon est exposé à l'écoulement libre, donc il sera convecté en aval rapidement. En outre, ce tourbillon sera neutralisé par la couche limite plus loin. Cependant, le tourbillon qui tourne dans le sens des aiguilles d'une montre (CW), se rapproche de la paroi, et il sera par conséquent ralentit. Ce tourbillon, entraîne le fluide de la couche limite et de l'écoulement libre, et sa taille augmente tout en se déplaçant vers l'aval. De plus, un autre petit tourbillon qui tourne dans le sens contraire des aiguilles d'une montre est formé et traîne derrière le tourbillon principal (ϕ=180°, ϕ=200°). Pour, ϕ=250°, le tourbillon principal décolle de la paroi. En outre, cette figure montre la formation d'un petit tourbillon qui tourne dans le sens des aiguilles d'une montre devant le tourbillon principal. Le reste du cycle montre que le tourbillon principal est convecté loin de la fente tout en s'éloignant de la paroi (ϕ=300°) sans qu'il ne pénètre dans l'écoulement libre.

Il est à signaler que bien que la vitesse du jet synthétique soit beaucoup plus importante que la vitesse de l'écoulement incident (r=3) (Fig 5.51), la dynamique de la formation du jet est significativement affectée par l'écoulement incident. L'entraînement du fluide libre vers la couche limite par ces tourbillons est une caractéristique importante, puisque cela rend la couche limite résultante plus résistante au décollement. En effet, La formation de plus qu'un tourbillon par cycle indique la présence d'un composant "superharmonique" fort dans le jet synthétique. Cela a des implications pour le contrôle de décollement, puisqu'il implique que le jet synthétique est capable de fournir une perturbation significative à deux fois la fréquence du diaphragme. De plus, il est à noter que l'augmentation de la vitesse débitante engendre un accroissement de la cohérence et de l'organisation des structures tourbillonnaires, qui sont marquées par une identification des structures d'une façon plus nette.

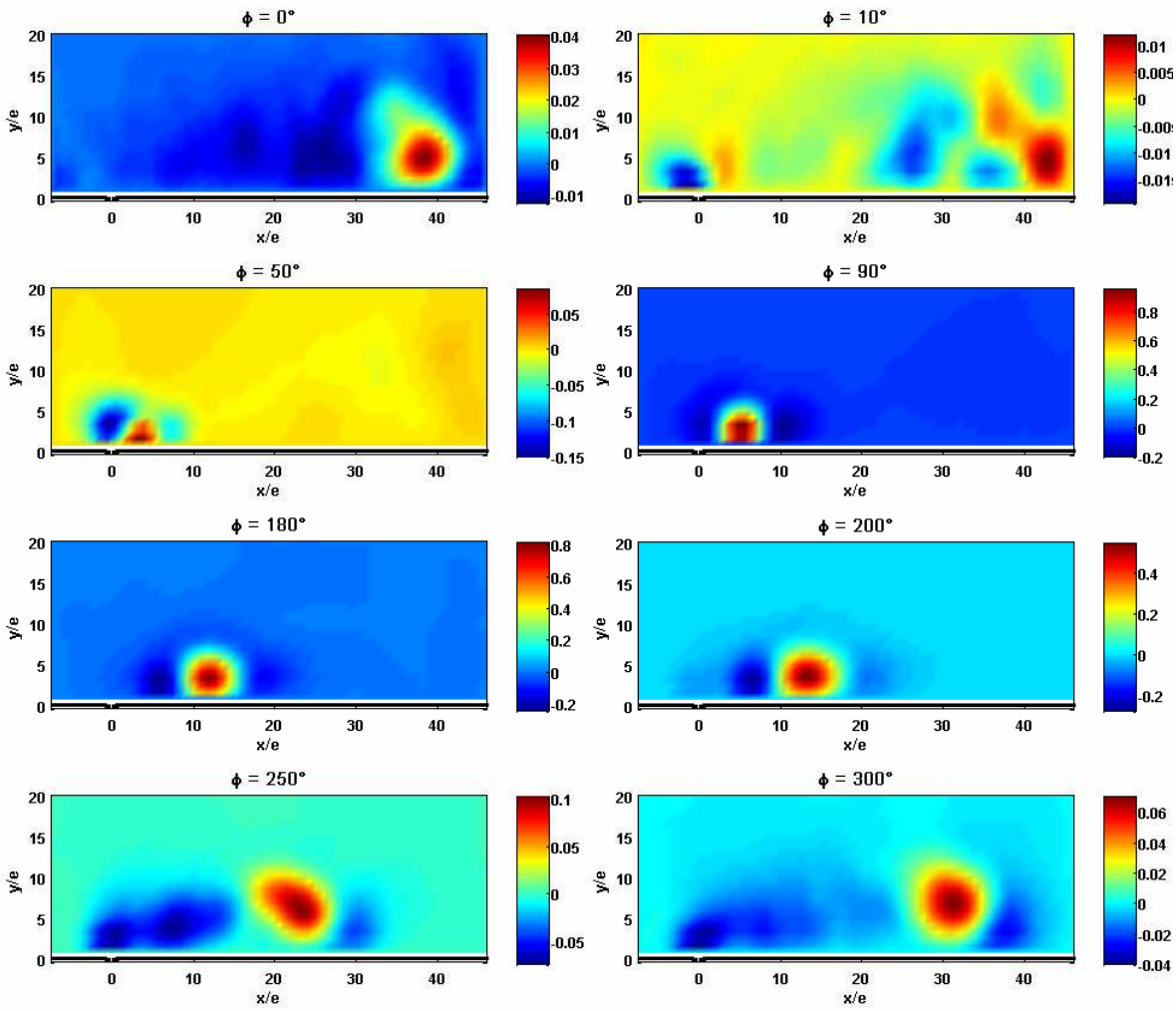


Fig 5. 49- Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=90°).

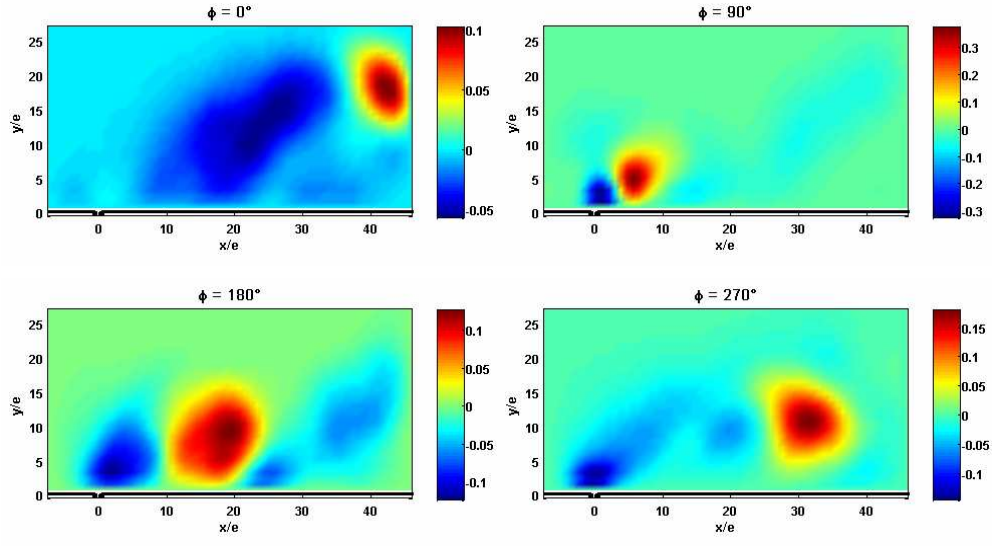


Fig 5. 50- Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=3, α=90°).

4.2.2 Dynamique des tourbillons dans la couche limite pour α=45° et α=30°

La Fig 5.51 montre les structures cohérentes générées par l'actionneur dans la couche limite. Pour α=45° et r=2, dans ce cas, l'injection tangentielle du fluide dans la couche limite donne lieu à la formation d'un tourbillon. En effet, les visualisations des écoulements ont permis d'identifier des tourbillons en épingle à cheveux, dans la couche limite.

Pour ϕ=30°, les visualisations montrent la formation d'un tourbillon pour x/e≈10. Ce tourbillon commence à se déplacer dans la couche limite et commence à s'allonger (ϕ=60°). Robinson (1991), en décrivant ces tourbillons, on parle de têtes ou de pattes ; tandis que la tête est élevée, les pattes restent au niveau de la zone tampon à la paroi. Dans notre cas, le tourbillon tend à s'élever pour ϕ=100°. Un tourbillon peut apparaître en aval du tourbillon primaire (ϕ=150°). En effet, la vitesse induite par le fort balayage de fluide de la tête du tourbillon primaire interagit avec celle induite par l'éjection des structures longitudinales pour former une zone intense de cisaillement. Ce cisaillement produit sur cette zone un enroulement de fluide formant un tourbillon transverse qui se reconnecte avec les lanières longitudinales du premier tourbillon : un tourbillon est alors formé en amont du premier de façon rapide. Cette vorticité est de signe opposé à celle du tourbillon primaire. Il est à noter que ce tourbillon traîne derrière lui des lanières de vortex longitudinal (ϕ=100-180°).

Pour produire des structures cohérentes prés de la paroi, Haidari et smith (1994) injectent des paquets de fluide par une fente à la paroi. Ils remarquent qu'en faisant varier la vitesse d'injection et le temps d'émission, que la production d'épingle à cheveux s'effectue au dessus d'un certain seuil de vitesse, en dessous, le fluide injecté diffuse simplement. Par contre, pour un niveau plus élevé de vitesse, le premier tourbillon, peut produire trois tourbillons en épingle à cheveux. L'existence d'un seuil dans ce processus révèle l'importance de la non-linéarité lors de la création des structures en épingle à cheveux.

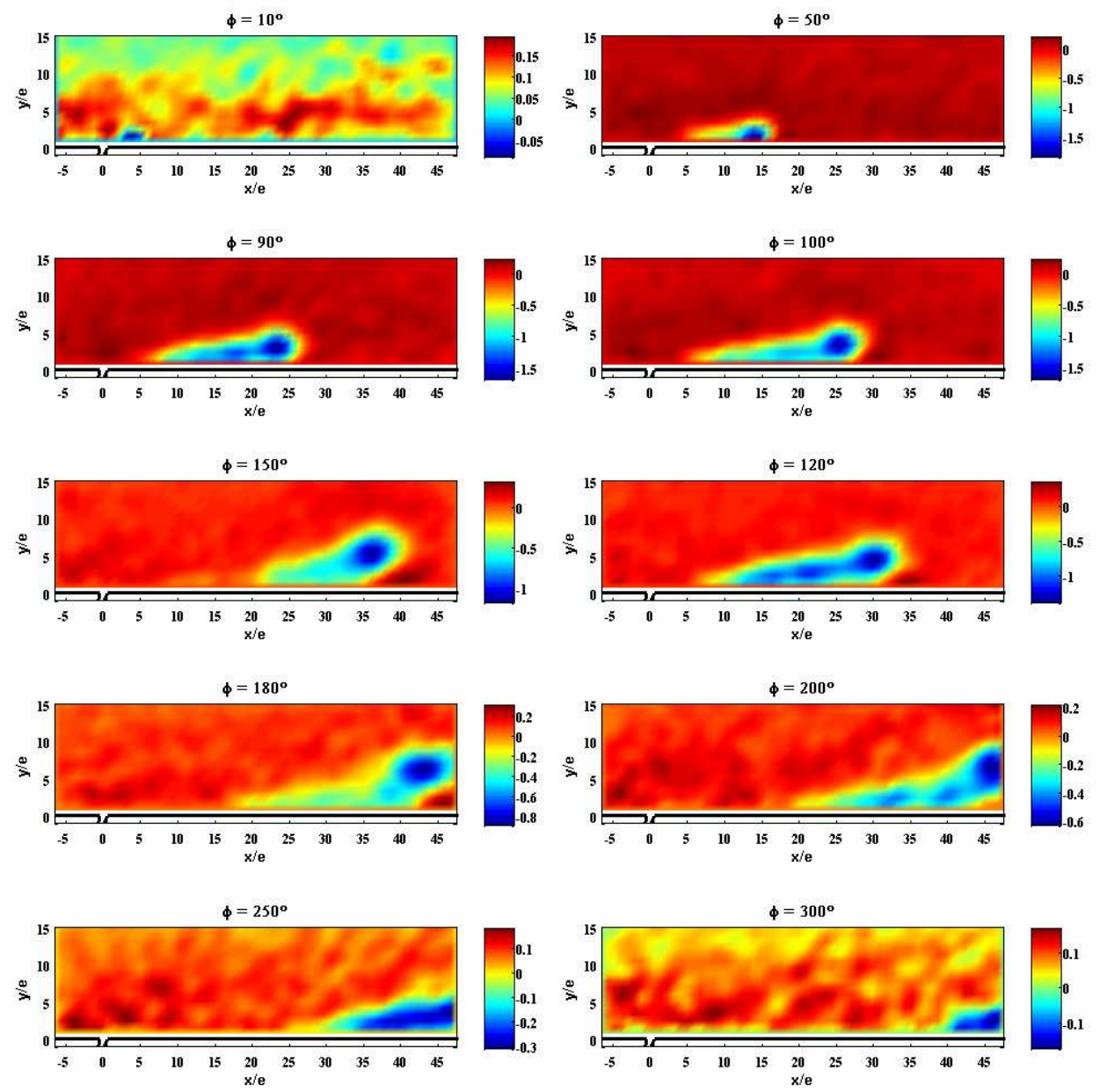


Fig 5. 51- Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=45°).

Pour α=30° et r=2 (Fig 5.52), on ne note pas une grande différence par rapport à α=45°. On rappelle que la vorticité du tourbillon formé dans le cas où α=90° est de signe positif alors qu'en inclinant la fente, la vorticité du tourbillon formé devient négative. Par conséquent, on peut conclure que l'orientation de la fente détermine le signe de la vorticité formée.

Ainsi, pour α=90°, l'actionneur alimente la couche limite par un fluide de vitesse plus importante provenant de l'extérieur. En augmentant la vitesse débitante, cet effet sera plus prononcé. Par ailleurs, en inclinant la fente dans le sens de l'écoulement, on assiste à un effet inverse du cas précédant. En effet, dans ce cas, l'actionneur pompe le fluide de faible vitesse prés de la paroi vers la sous-couche visqueuse qui sera mélangé et accéléré par le fluide extérieur.

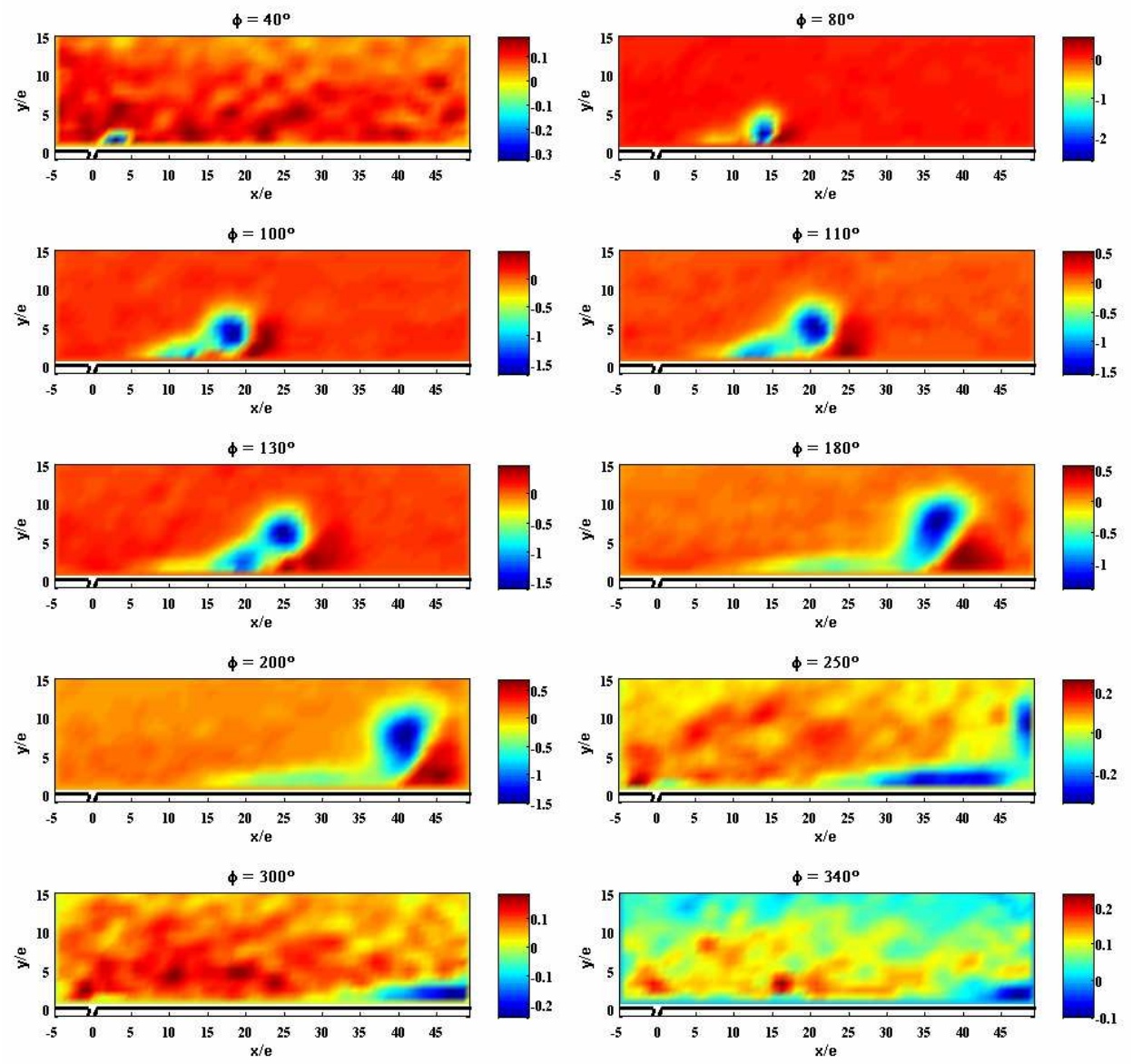


Fig 5. 52- Cartographies synchronisées de vorticité dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=30°).

4.2.3 Cartographies de vitesse transversale V en synchronisation de phase

Les cartographies PIV de vitesse transversale V relevées en synchronisation de phase dans le plan longitudinal médian (pour α=90°, α=45° et α=30° pour r=2) permettent enfin de préciser le fonctionnement des structures tourbillonnaires formées par le jet synthétique. Les résultats sont présentés pour quatre phases angulaires (Fig 5.53). Les cartographies de vitesse transversale V mettent en évidence la présence des zones alternées qui s'enroulent sur la paroi. Il est à noter que les zones dans l'écoulement pour lesquelles les valeurs de la vitesse transversale sont positives décroissent durant un cycle. En effet la vitesse qui est de l'ordre de 2 m/s pour ϕ=90° n'est que de l'ordre de 1 m/s pour ϕ=270° (Fig 5.53.d). L'identification des positions des deux structures tourbillonnaires à partir des cartographies du critère Q pour ϕ=180° indique que les zones à faible vitesse transversale sont positionnées immédiatement en amont de chaque structure. Les résultats montrent alors que la présence et la rotation des structures tourbillonnaires engendrent localement une orientation de l'écoulement vers la paroi.

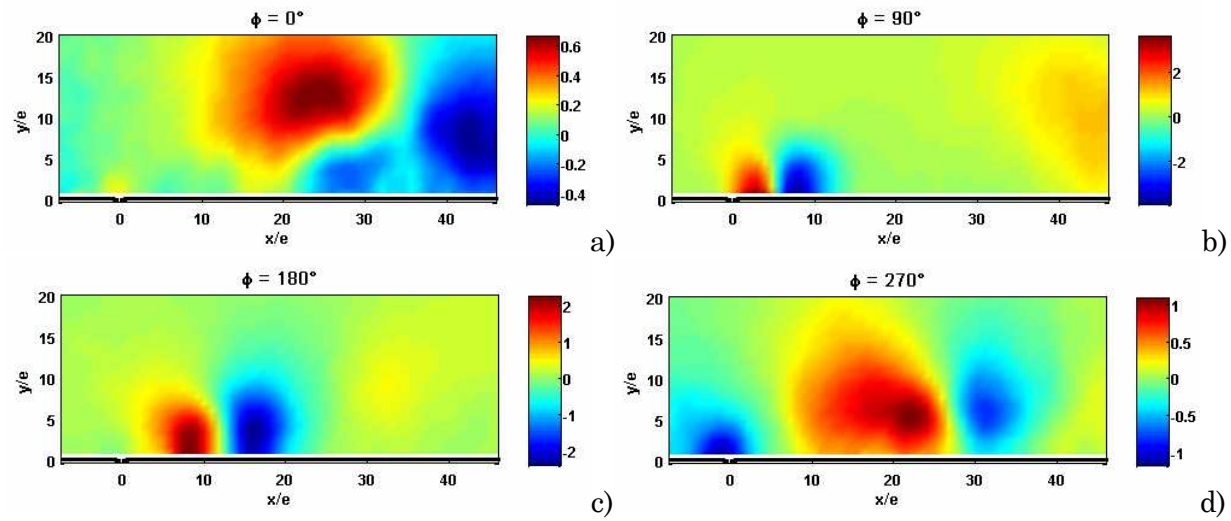


Fig 5. 53- Cartographies synchronisées de V dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=90°).

Pour α=45° (Fig 5.54) et α=30° (Fig 5.55) les résultats sont présentés aussi pour quatre phases angulaires. Les cartographies de vitesse transversale V mettent en évidence la présence de deux zones alternées glissant sur la paroi. L'identification des positions des deux structures tourbillonnaires, pour ϕ=180° par exemple (Fig 5.54.c), indique que les zones à faible vitesse transversale sont positionnées dans ce cas immédiatement en aval de la structure qui tourne dans le sens contraire aux aiguilles d'une montre (Fig 5.55.b). Les

résultats montrent alors que la présence et le glissement des structures tourbillonnaires engendrent localement un mouvement de fluide vers l'écoulement extérieur. Il est à noter que les zones dans l'écoulement pour lesquelles les valeurs de vitesse transversales sont positives sont beaucoup plus important pour α=30°. En effet, pour ϕ=90° (Fig 5.55.b), la vitesse qui est de l'ordre de 2 m/s pour α=30° n'est que de l'ordre de 1,5 pour α=45°.

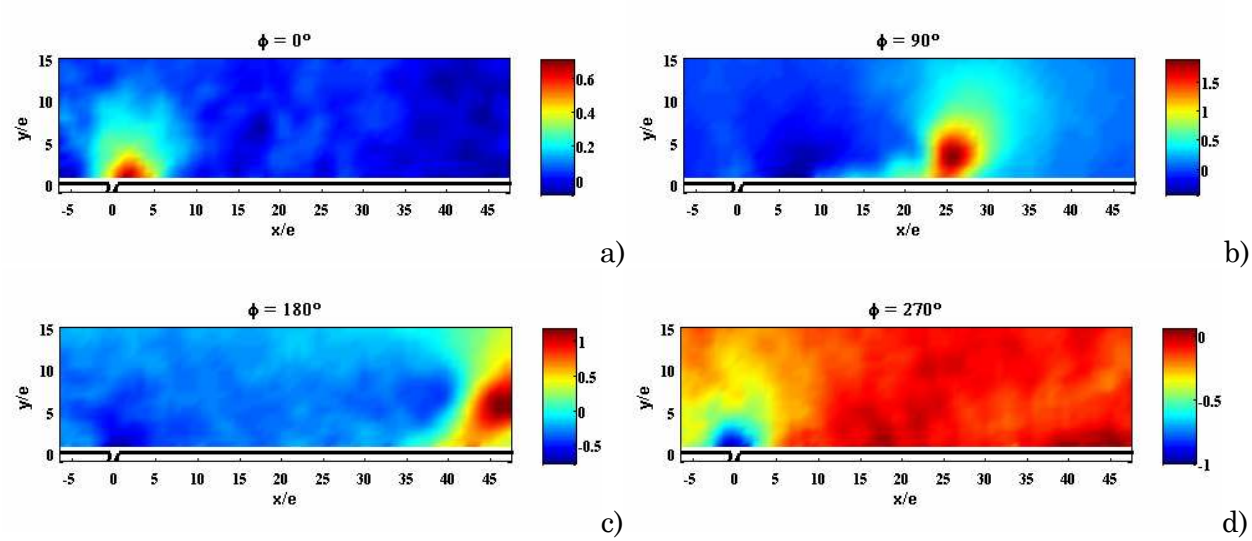


Fig 5. 54- Cartographies synchronisées de V dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=45°).

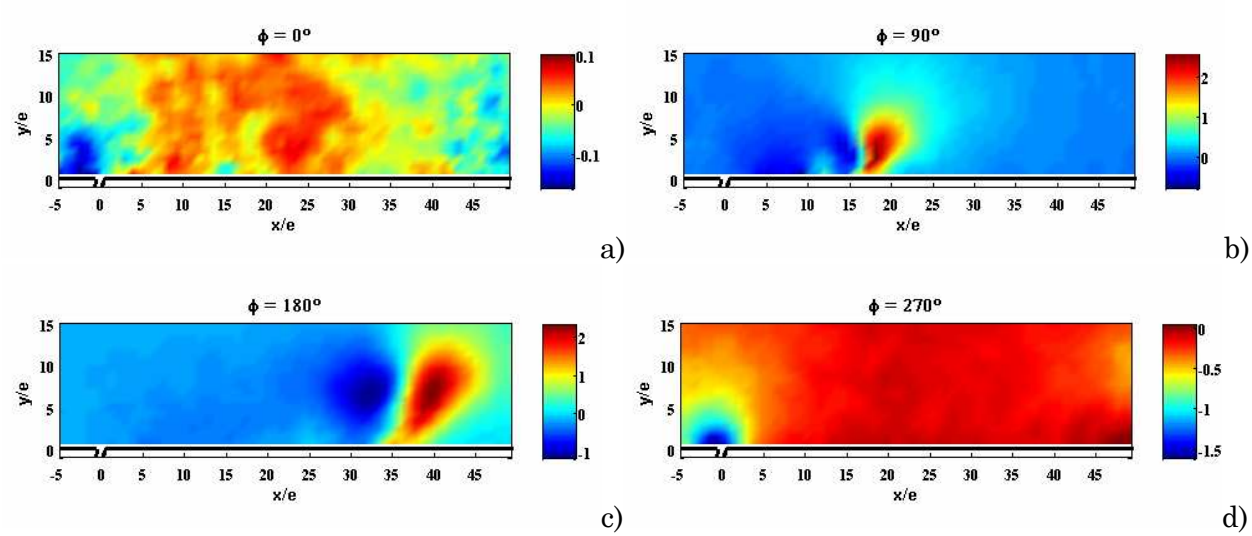


Fig 5. 55- Cartographies synchronisées de V dans le plan $(o,\vec{x},\vec{y})$ (r=2, α=30°).

4.2.4 Trajectoire des centres de tourbillons

Pour déterminer la position des centres de tourbillons durant un cycle, on a utilisé le critère Γ_2. Ce critère, qui est une grandeur adimensionnée permet de détecter le coeur des structures tourbillonnaires et leur intensité.

Les mesures obtenues par PIV en synchronisation de phase permettent de déterminer l'évolution de cette grandeur en fonction de la phase angulaire du jet synthétique. Le déplacement et la cohérence des structures tourbillonnaires peuvent ainsi être caractérisés.

Les résultats reportés sur la Fig 5.56 et la Fig 5.57 correspondent respectivement à r=2 et r=3 pour α=90°. Pour les autres inclinaisons considérées dans cette étude, les centres sont tracés sur la Fig 5.58.

L'évolution de la position du centre de tourbillon, durant un cycle, met en évidence la cohérence des structures tourbillonnaires induites par le jet synthétique. Ce critère appliqué aux différentes phases angulaires confirme que les structures tourbillonnaires identifiées à partir des cartographies correspondent bien à la convection de la même structure. En effet, pour identifier une structure, nous avons fixé un seuil qui est de l'ordre de 0,9 pour r=3 et 0,7 pour r=2. En fixant la configuration d'étude par exemple α=90°, r=3 et $|\Gamma_2|$, on n'arrive pas à détecter toutes les structures. Ceci montre que l'amplitude des pics diminue continuellement en s'éloignant de la fente. Cette diminution indique que l'intensité des structures tourbillonnaires s'atténue progressivement au cours de leurs déplacements.

Pour α=90° et r=2, les positions successives occupées par le centre du tourbillon principal évoluent en fonction du temps horizontalement à y/e=3 pour x/e variant entre 3 et 20. Dans cet intervalle, la trajectoire des centres met en évidence la convection d'un tourbillon en aval de la fente tout en roulant sur la paroi de la plaque. La deuxième partie de la trajectoire qui débute de x/e=20 jusqu'à la fin du domaine d'étude met en évidence un déplacement transversal de la structure tourbillonnaire, de la paroi vers la partie supérieure du fluide sans sortir de la couche limite. La formation de structures tourbillonnaires contribue normalement à l'épaississement de la couche limite. A la fin du cycle, la figure montre que le tourbillon déjà formé est affaibli par diffusion turbulente, et disparaît à partir d'environ x/e≈38 et y/e≈7.

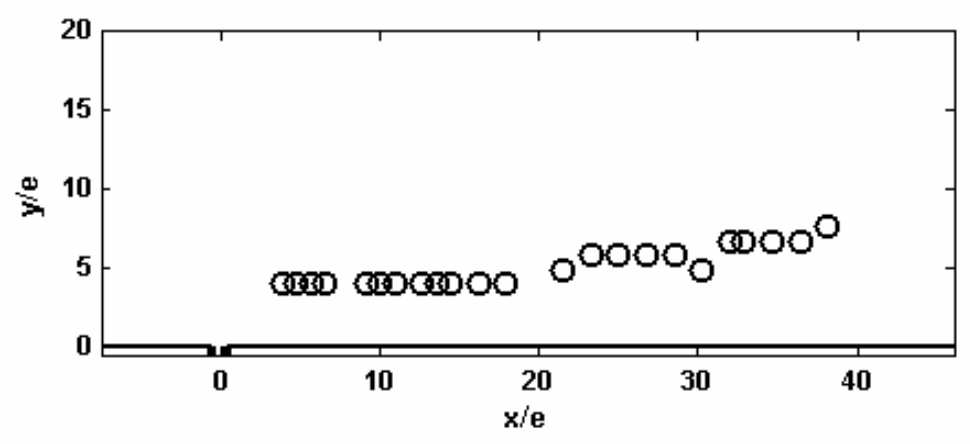


Fig 5. 56- Centre de tourbillon pour r=2, α=90°.

En augmentant la vitesse débitante, la trajectoire du centre de tourbillon montre un comportement qui diffère sensiblement du cas précédant (α=90° et r=2). En effet, les résultats reportés sur la Fig 5.57 montrent que le déplacement de la structure tourbillonnaire ainsi formée est loin d'être linéaire. Dans le domaine compris entre 0≤x/e≤15, le tourbillon formé s'éloigne de la paroi. Ensuite, dans la région 15≤x/e≤30, la structure tourbillonnaire formée se déplace vers la paroi et passe de y/e≈ 13 à y/e≈8. Cette période correspond à un déplacement de fluide relativement à grande vitesse vers la paroi. Dans le reste du domaine étudié, on a un mouvement ascendant de la structure tourbillonnaire qui sera ensuite dissipé à partir de x/e≈45 et y/e≈15. Cette courbe montre une oscillation de la structure tourbillonnaire qui est une oscillation tridimensionnelle.

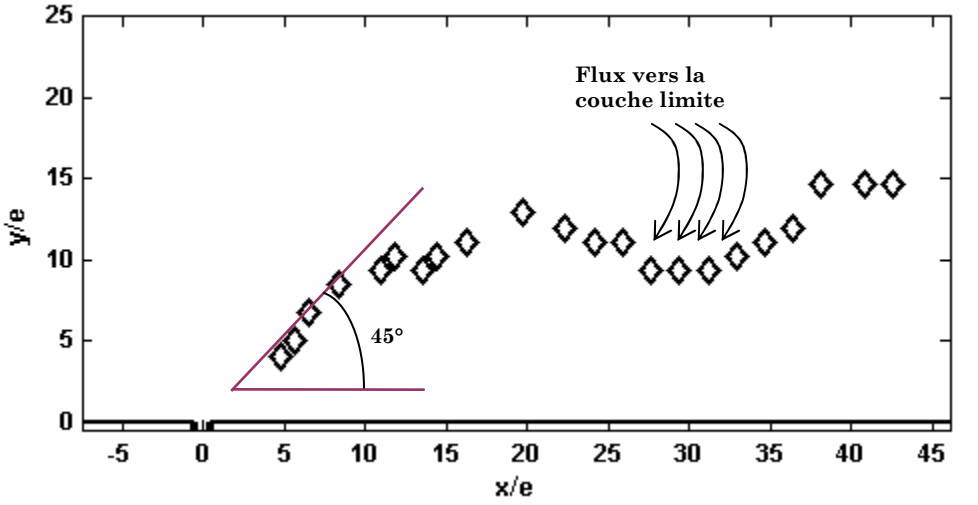


Fig 5. 57- Centre de tourbillon pour r=3, α=90°.

La Fig 5.58 montre pour α=45°, que le tourbillon s'éloigne lentement de la paroi. Lors de sa migration, ce tourbillon présente une inclinaison moyenne de 7° par rapport à la paroi. Ce tourbillon disparaît à partir de x/e≈48 et y/e≈6. L'évolution de la trajectoire des centres de tourbillons, pour α=30°, n'est pas tracé vu que nous n'avons pas une grande différence par rapport au cas précédent.

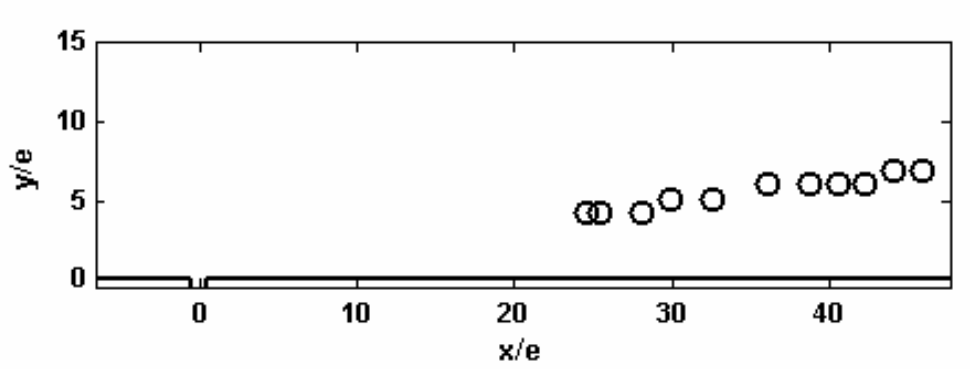


Fig 5. 58- Centre de tourbillon pour r=2, α=45°.

4.2.4.1 Evolution des profils de la vitesse en fonction de la phase

Afin de préciser l'influence de la vitesse débitante et l'effet de l'inclinaison au cours d'un cycle, les profils de vitesse, relevés en synchronisation de phase pour différentes valeurs d'angle ϕ, sont tracés. Ces profils sont comparés avec le profil de la vitesse moyenne sans contrôle situé x/e=5.

Pour α=90° et r=2, les profils de vitesse sont tracés sur la Fig 5.59. Cette figure montre que durant le passage du tourbillon (60°-150°), le profil de la vitesse change de forme près de la paroi. En effet, l'excitation instationnaire provoque la création des tourbillons transverses. Ces derniers sont la conséquence de la phase de soufflage dans l'écoulement infini. La croissance de la zone décollée intervient tout le long de la demi-période de soufflage pour être ensuite convectée par l'écoulement en s'affaiblissant lors de la phase d'aspiration.

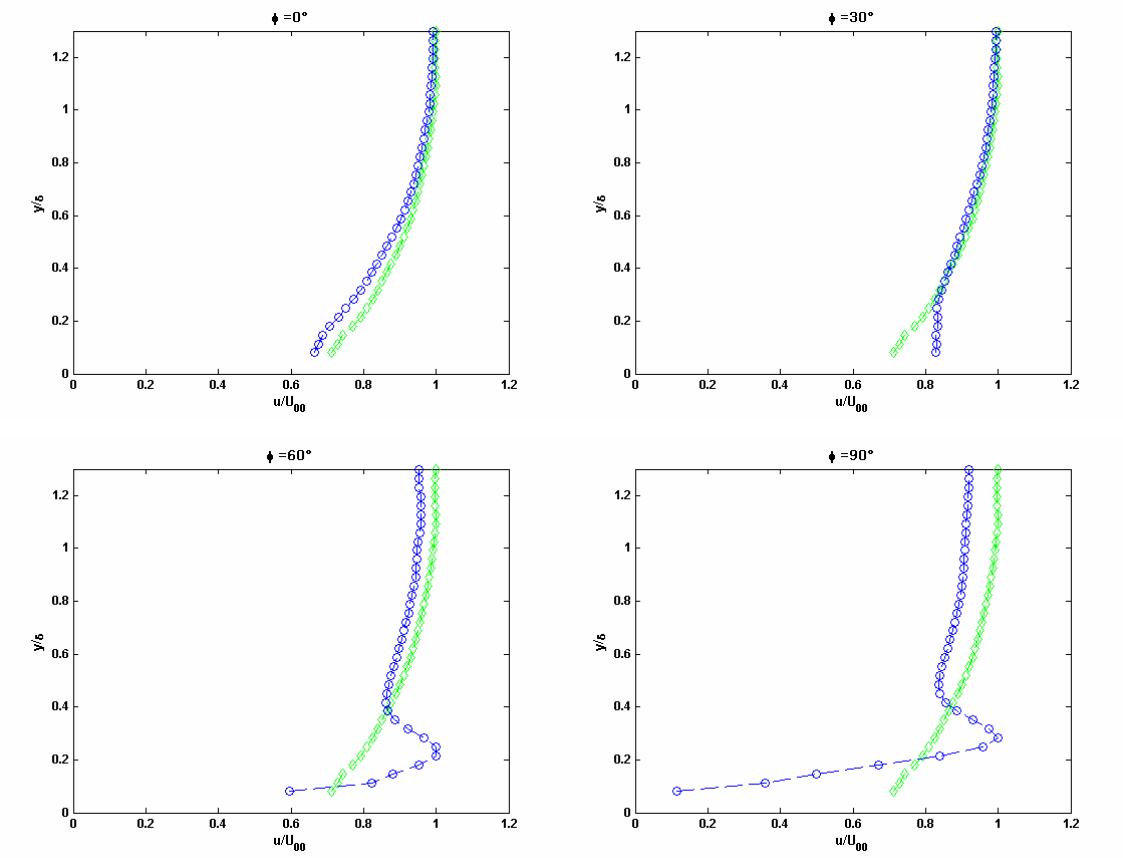
Pour 60 $\leq\phi\leq$150, une zone de forte vitesse est observée. Cette zone est localisée à y/δ=0,22 pour ϕ=60°. Au fur et à mesure qu'on avance dans le cycle, cette zone continue à migrer vers l'extérieur de la sous couche visqueuse, et la vitesse atteint un maximum situé à y/δ=0,31 pour φ=90°. Ce maximum commence à s'affaiblir durant le reste du cycle. Le mouvement du maximum de vitesse à partir de la paroi suppose que le champ de vitesse dans cette région possède une composante normale à la paroi de vitesse, positive et non

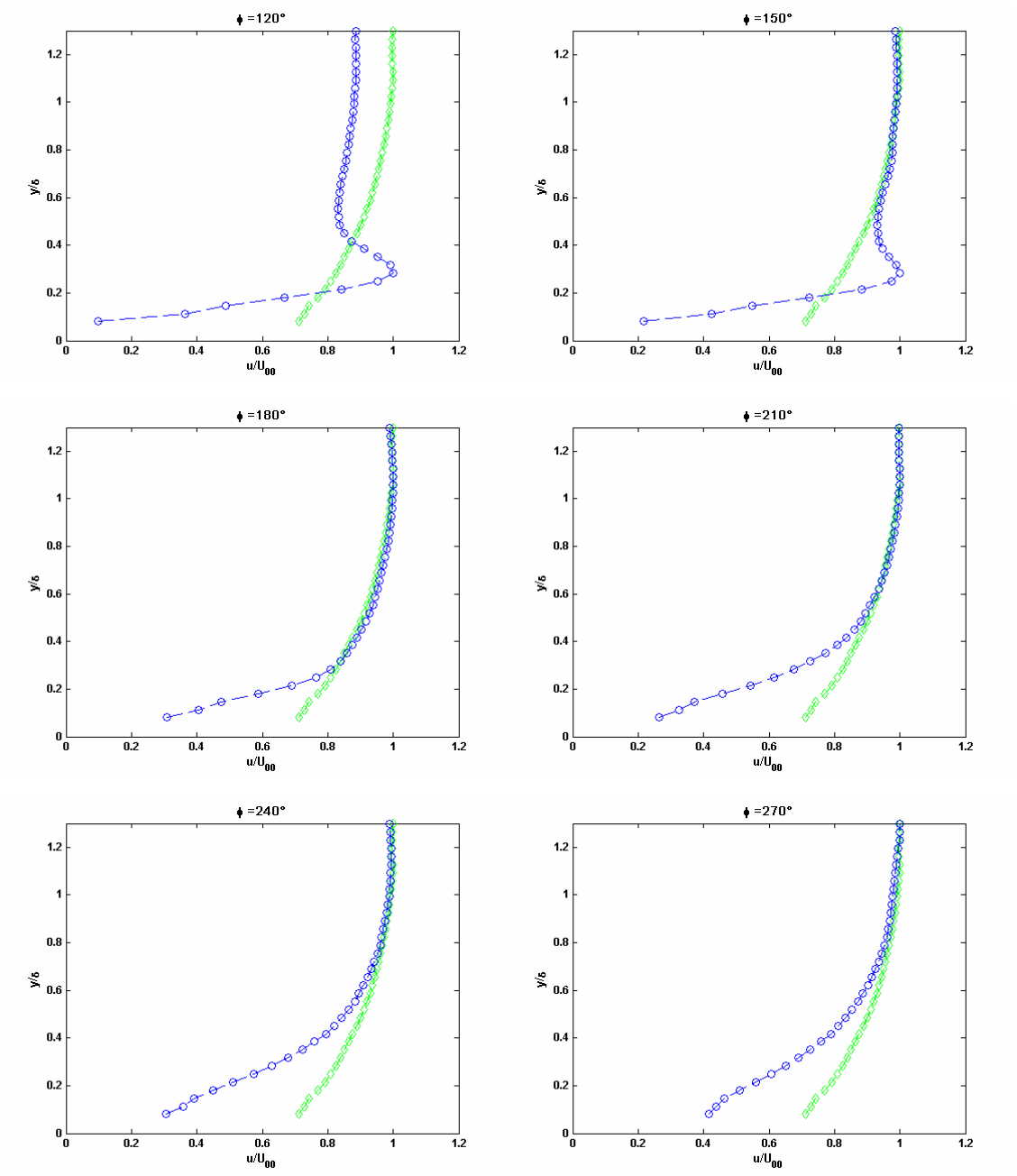
négligeable. Egalement, la forme du profil de vitesse, pour $y/\delta \approx 0{,}1$, renseigne sur l'existence d'une région de retour de l'écoulement.

Lorsque la phase d'aspiration commence (ϕ=180°), la vitesse devient plus faible prés de la paroi à cause de l'aspiration. Pour $\phi \geq 240°$, le profil de la vitesse, prés de la paroi, est "moins plein" que celui de la vitesse moyenne, et indique l'existence d'une région décollée plus loin.

En augmentant la vitesse débitante, et en gardant la même fréquence et la même inclinaison de la fente, l'effet du jet synthétique devient plus prononcé et affecte la couche limite sur des hauteurs plus importantes. Dans ce cas, la zone de forte vitesse est localisée à $y/\delta \approx 0{,}5$ pour ϕ=90° et la zone décollée est plus importante (Fig 5.60).

En faisant varier l'inclinaison de la fente (α=45° (Fig 5.61) et α=30° (Fig 5.62)) et en gardant la même fréquence d'actionnement et le même rapport de vitesse, le profil de vitesse montre une zone de forte vitesse située entre la paroi et y/δ=0,18. Dans ce cas, le jet synthétique contribue à l'apport d'énergie prés de la paroi en augmentant la vitesse dans cette zone.




=120°
=150°
=180°
=210°
=240°
=270°
y/δ
u/U00

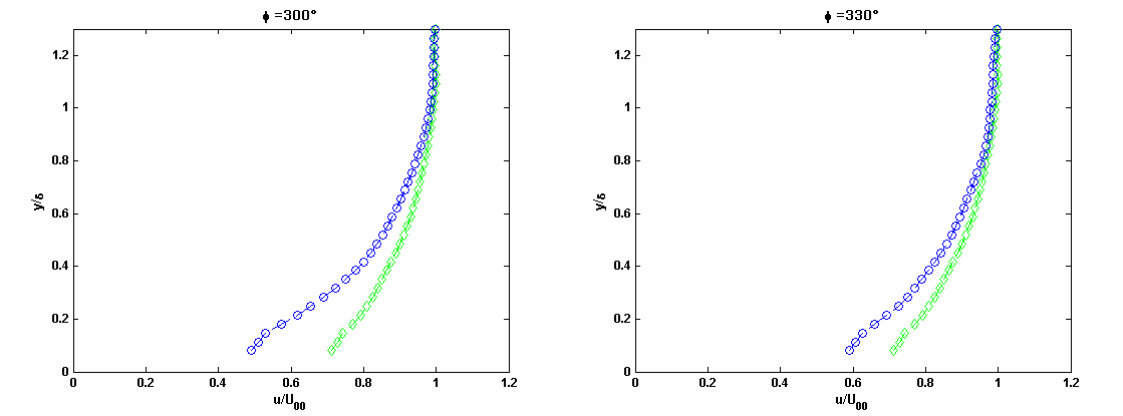


Fig 5. 59- Profils de vitesse durant un cycle (α=90° et r=2)

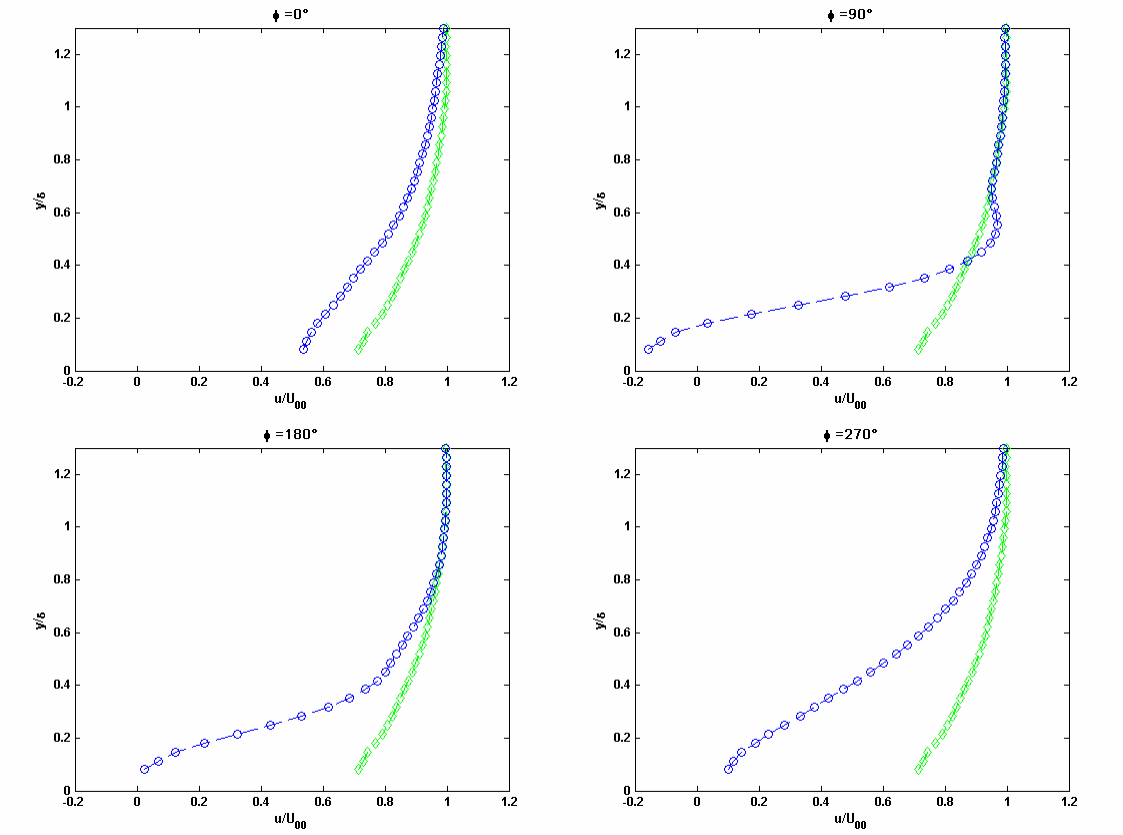


Fig 5. 60- Profils de vitesse durant un cycle (α=90°, r=2).

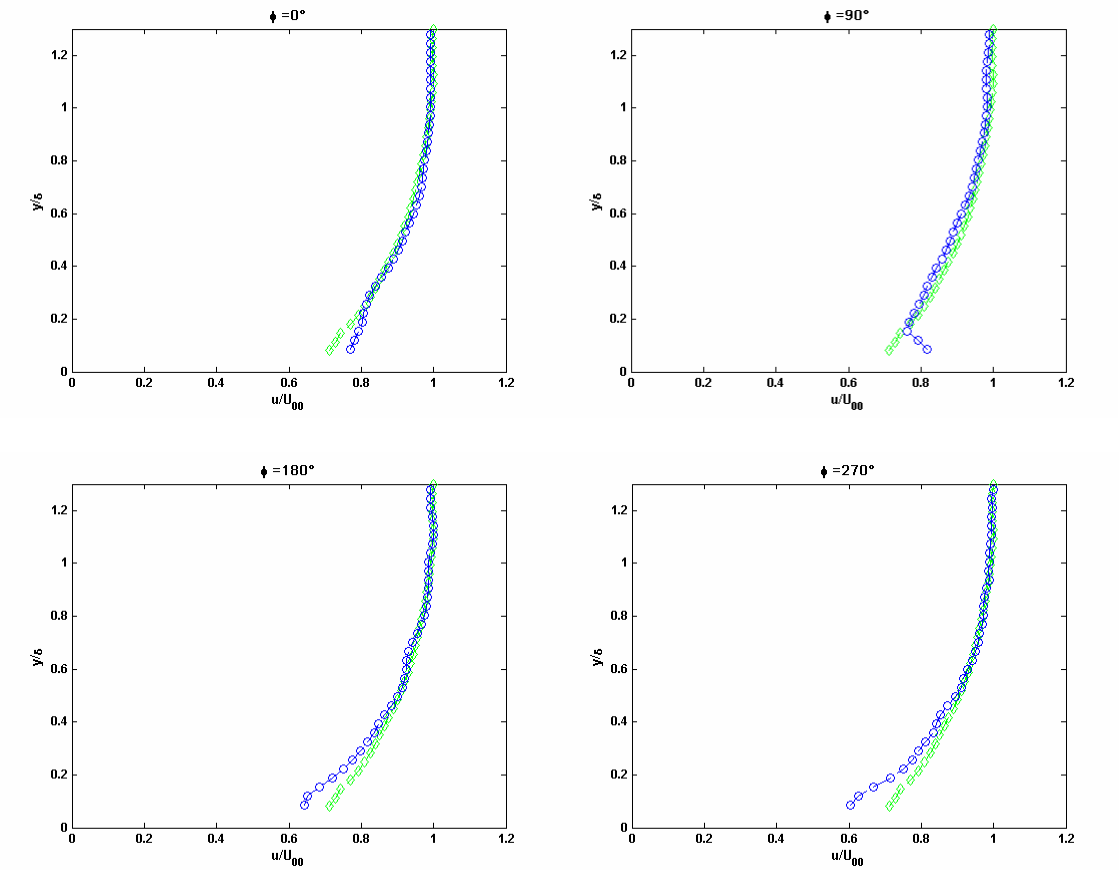


Fig 5. 61- Profils de vitesse durant un cycle (α=45°, r=2).

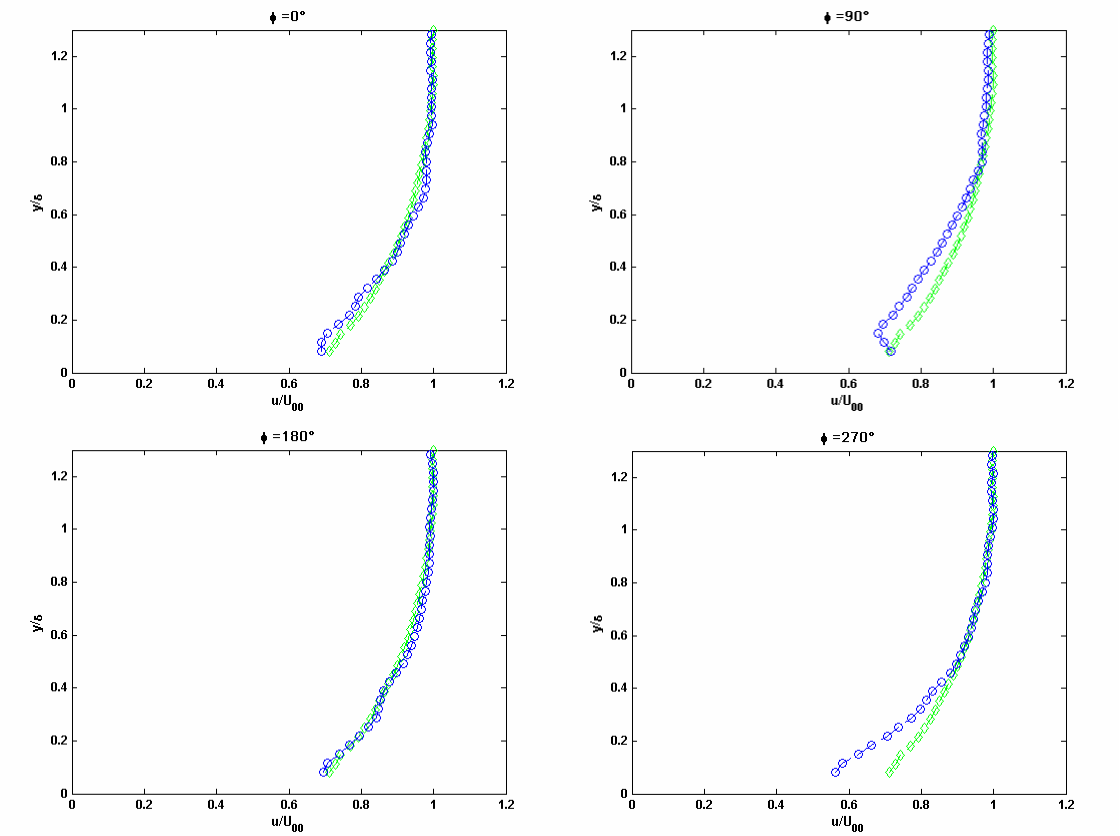


Fig 5. 62- Profils de vitesse durant un cycle (α=30°, r=3).

Pour mieux comprendre l'apport de chaque phase durant un cycle, nous avons tracé les profils de vitesse pour les quatre phases les plus significatives (ϕ=0°, 90°, 180° et 270°). L'évolution des profils de la vitesse entre ϕ=0° et ϕ=180° indique que lorsque la vitesse débitante augmente, l'effet du jet synthétique (à la fréquence d'actionnement), est transmis plus loin de la paroi (Fig 63.b).

Par ailleurs, pour les inclinaisons α=45° et α=30° les profils de vitesse relevés aux phases ϕ=0° et ϕ=180° ne dévoilent pas un effet important du jet moyen, et surtout pour α=30° (Fig 64.b)

Les profils de la vitesse relevés aux phases ϕ=90° et ϕ=270° se coupent en un point y_e pour r=2, et en deux points si r=3 (Fig 5.65.b). On peut alors distinguer deux domaines si r=2, et trois domaines si r=3:

• ***Un premier domaine***, compris entre la surface et le point y_e, $0<y_j<y_e$. pour α=90° (r=2 et r=3), les vitesses longitudinales sont plus importantes pendant la phase d'aspiration que pendant la phase de soufflage. Cependant, pour α=45° et α=30° les vitesses longitudinales

sont plus importantes durant la phase de soufflage que durant la phase d'aspiration (Fig 86).

• ***Un second domaine***, pour $y_e<y_j$, dans lequel les vitesses longitudinales de la couche limite sont plus importantes pendant la phase de soufflage que pendant la phase d'aspiration pour α=90°. En revanche, pour α=45° et α=30° il n'y a pas de différences significatives entre les vitesses pendant le soufflage et l'aspiration.

Il est à noter que pour α=90° et r=3 l'existence d'un troisième domaine où la vitesse longitudinale est plus importante pendant la phase d'aspiration que pendant la phase de soufflage (Fig 5.85).

L'existence de ce point y_e suggère qu'au cours d'un cycle d'actionnement, le jet synthétique contribue à l'apport d'énergie dans deux domaines distincts de la couche limite. Pour α=90° et r=2, la phase d'aspiration (ϕ=270°) apporte de l'énergie en proche paroi, $0<y_j<y_e$, en réduisant la zone de vitesses longitudinales déficitaires à proximité de la surface (Fig 5.85.a). Alors que pour α=45° et α=30° c'est la phase de soufflage qui apporte de l'énergie en proche paroi en accélérant le fluide dans cette région (Fig 5.66).

Par contre, pour α=90° et r=2, la phase de soufflage, ϕ=90°, contribue à l'apport d'énergie dans le second domaine, yj>ye.

Pour α=90° et r=3, c'est de nouveau la phase d'aspiration qui apporte de l'énergie dans le troisième domaine.

Le point y_e s'éloigne de la surface de la géométrie lorsque le rapport des vitesses augmente (Fig 5.65.b). En effet, nous avons y_e~0,23 δ pour r=2 et y_e= 0,45 δ pour r=3.

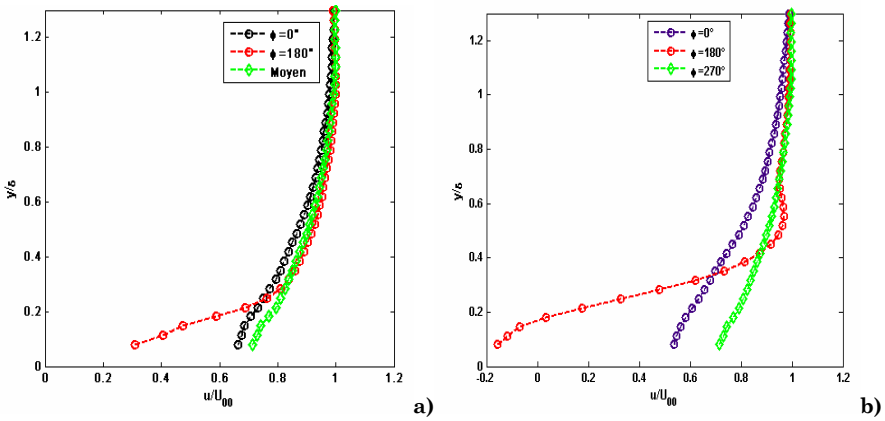


Fig 5. 63- Profils moyens de vitesse dans la couche limite en synchronisation de phase (ϕ= 0° et ϕ = 180°, relevés à x/e=5 de la fente) : a) :α=90° et r=2 ; b) :α=90° et r=3.

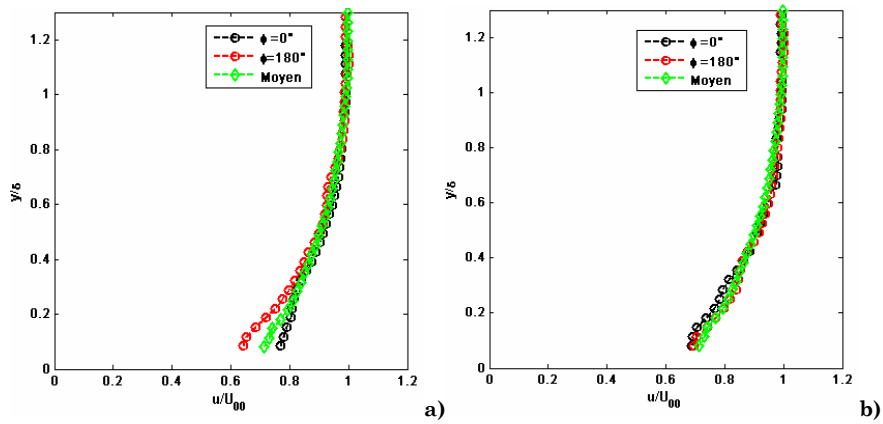


Fig 5. 64- Profils moyens de vitesse dans la couche limite en synchronisation de phase (ϕ= 0° et ϕ = 180°, relevés à 5 mm de la fente) : a) α=45° et r=2 ; b) :α=30° et r=2.

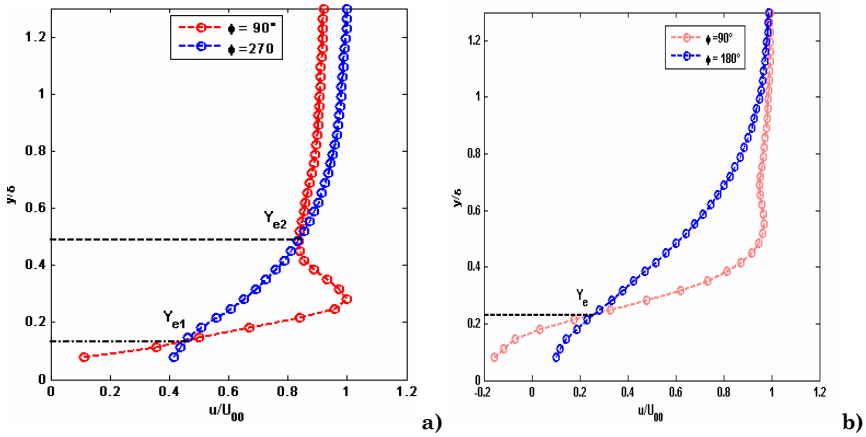


Fig 5. 65- Profils moyens de vitesse dans la couche limite en synchronisation de phase (ϕ= 90° et ϕ = 270°, relevés à x/e=5 de la fente) : a) α=90° et r=2 ; b) :α=90° et r=3.

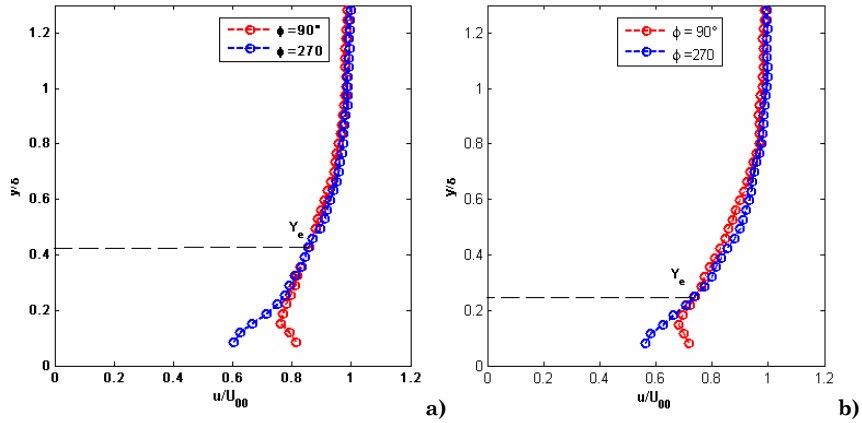


Fig 5. 66- Profils moyens de vitesse dans la couche limite en synchronisation de phase (ϕ= 90° et ϕ = 270°, relevés à x/e=5 de la fente) : a) α=45° et r=2 ; b) :α=30° et r=2.

4.3 Analyse et filtrage des champs de vitesse obtenus en utilisant la POD

Le calcul de la vorticité ou du tenseur du gradient de vitesse est basé sur le calcul des dérivées des champs de vitesses issus des mesures par PIV. Généralement, ces mesures sont bruitées, et l'application des dérivées spatiotemporelles amplifie considérablement les bruits de hautes fréquences. Pour cela, il est nécessaire d'appliquer un filtrage adéquat qui tient compte de la physique de l'écoulement. Il est à noter que l'application de filtres homogènes n'est pas généralement efficace (Geers et *al.*, 2005). La décomposition POD de l'écoulement est appliquée dans notre cas de figure, vue qu'elle est un moyen efficace pour l'étude des structures cohérentes et leurs contributions énergétiques dans l'écoulement.

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, la décomposition en modes propres orthogonaux (POD) permet d'extraire les composantes les plus énergétiques de l'écoulement à partir d'une base de données. Lumley (2001) suggère son emploi pour extraire les structures cohérentes d'un écoulement turbulent de manière non conditionnelle.

Dans le cadre de cette étude, nos données expérimentales ont une bonne résolution spatiale et une mauvaise résolution temporelle. La décomposition en modes propres en utilisant la méthode des snapshots nous paraît plus adaptée à notre post-traitement. En terme de décomposition, la vitesse bidimensionnelle u(x,y,t) s'écrit :

$$u^i(x,y,t) = \sum_{k=1}^{N} a_k(t)\,\Phi_k^i(t) \qquad \textbf{(5. 3)}$$

A partir de la vitesse u(x, y, t) (fonction du temps et de l'espace), on cherche une base discrète de fonctions de l'espace Φ(x, y) appelées modes propres, qui vont approcher la vitesse u(x, y,t), en moyenne. De point de vue mathématique, on cherche à maximiser :

$$\frac{<(u,\Phi)^2>}{(\Phi,\Phi)} \qquad \textbf{(5. 4)}$$

où < . > est la moyenne temporelle et (., .) est un produit scalaire. Dans le cas de la méthode des snapshots, cette maximisation peut être reformulée par le problème aux valeurs propres suivant :

$$\underline{C}\,a = \lambda a \qquad \textbf{(5. 5)}$$

Les λ sont les valeurs propres, N le nombre de snapshots et $\underline{C}$ est la matrice de corrélation temporelle définie par :

$$\underline{C}(t,t') = < u_t(x,y)u_{t'}(x,y) > = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N} a_k(t)a_k(t') \quad \textbf{(5. 6)}$$

Conformément à la méthode des "snapshots", il s'agit d'une corrélation en temps faite sur les champs de vitesse. Les valeurs propres λ_k correspondent à l'énergie du mode k, et les vecteurs propres associés a_k sont appelées les modes temporels. Les modes spatiaux sont ensuite déduits par projection :

$$\Phi_k(x,y) = \sum_{k=1}^{N} a_k u_k(x,y) \quad \textbf{(5. 7)}$$

Nous utilisons la méthode des snapshots pour 400 réalisations pour l'analyse par POD des mesures PIV. Cette analyse a permis l'identification des différents modes de l'écoulement (Fig 5.68 et Fig 5.69).

Le mode d'ordre 1 de l'analyse POD est représentatif du champ moyen de vitesse avec deux structures contrarotatives qui se forme en aval de la fente de l'actionneur (Fig 5.68). Les modes suivants permettent la visualisation des autres structures cohérentes selon leur poids énergétique. Une certaine forme d'organisation de ces structures est visible. Les modes 2 et 3 sont constitués d'un train de structures tourbillonnaires de signes alternés (Fig 5.69). Les modes suivants correspondent à des structures de plus petite taille, traces du passage de tourbillons dans la couche limite (ne sont pas représentées ici). L'actionneur a pour effet de générer des tourbillons dans la couche limite dont la trace est visible sur les modes 2, 3 et 4. Ainsi, ces tourbillons entrent en interaction avec la couche limite et jouent un rôle de ré-ènergisation de la couche limite en mélangeant le fluide mort ralenti prés de la paroi avec le fluide énergétique de la couche de mélange.

L'énergie contenue dans chaque mode correspond à la Fig 5.67, qui représente la décroissance des valeurs propres en fonction du numéro du mode. Ainsi, le premier mode contient sensiblement 29% de l'énergie de l'écoulement. Dans cette étude, 53% de l'énergie est contenue dans 2 modes et il est nécessaire de prendre en compte 254 modes pour reconstruire 99% de l'énergie de l'écoulement. Sous ces conditions, une reconstruction des différents champs de vitesse, en utilisant les 5 premiers modes, fait perdre le signal vitesse 31% de son énergie (Tab 5.5).

L'analyse des coefficients de projection de chaque réalisation sur la base modale permet de constater le caractère instationnaire et périodique de l'écoulement (Fig 5.70). De

plus, cette figure montre que les coefficients possèdent des moyennes pratiquement nulles mais des fluctuations importantes.

L'organisation des structures détectées sur les premiers modes et le caractère périodique de l'écoulement, nous a incités à chercher des relations entre deux coefficients successifs. La Fig 5.71 montre la représentation du second coefficient en fonction du premier. Elle montre que ces coefficients sont fortement liés. Nous nous sommes intéressés à la représentation des nuages des points obtenus dans le plan $(a_1/\sqrt{a_1^2+a_2^2}\ , a_2/\sqrt{a_1^2+a_2^2}\ )$. Les points sont répartis en moyenne autour d'un cercle (Fig 5.72). La Fig 5.72 montre que les modes d'ordre 1 et 2 sont fortement liés, ainsi que les modes 3 et 4. La fréquence à laquelle les coefficients décrivent le cercle est imposée par la périodicité des structures générées par l'actionneur.

Nous montrons sur la Fig 5.73 l'évolution des deux coefficients a_1 et a_2 en fonction de la phase (ϕ). Les deux grandeurs peuvent être manifestement représentées par des fonctions harmoniques en fonction de la phase ϕ, avec un déphasage égal à $\pi/4$. Cette représentation permet de modéliser simplement l'advection des structures tourbillonnaires dans la couche limite.

Numéro du mode	Poids énergétiques associés (%)	Cumul (%)
1	29,38	29,38
2	23,79	53,17
3	5,28	58,44
4	4,08	62,52
5	3,83	66,36
6	2,17	68,53

Tableau.5. 2. Valeurs propres fournies par le calcul POD.

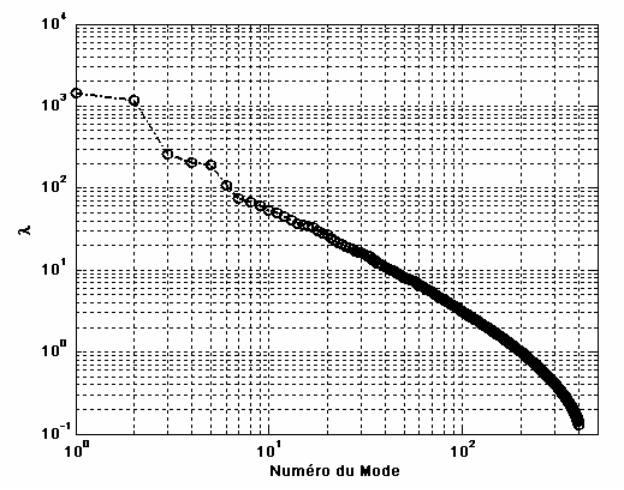


Fig 5. 67- Énergie relative à chaque mode.

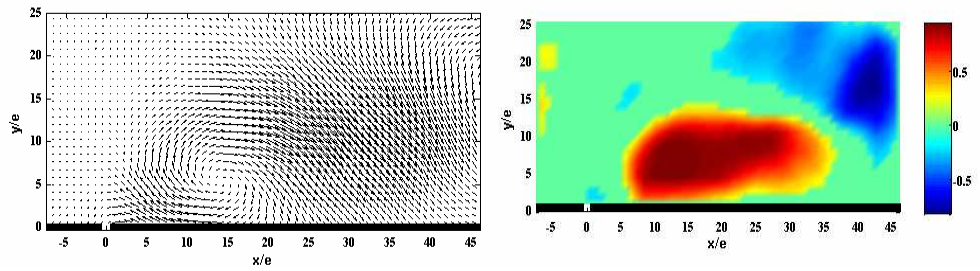
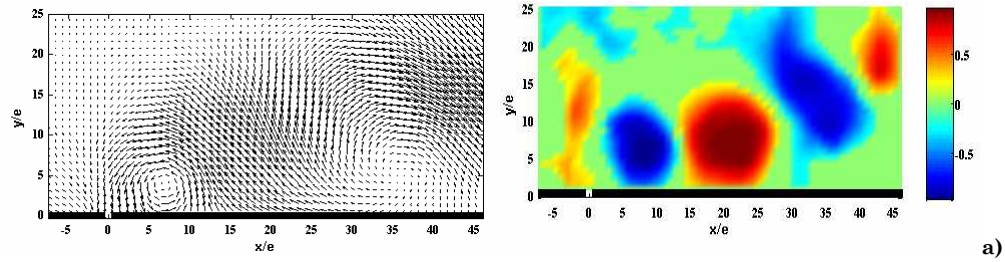
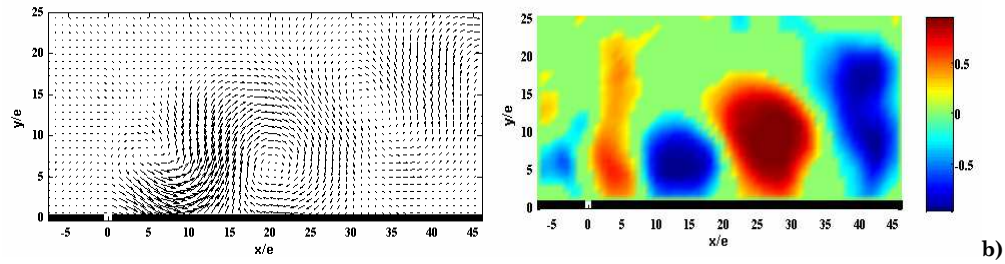


Fig 5. 68- Modes 1 de l'analyse POD.



a)



b)

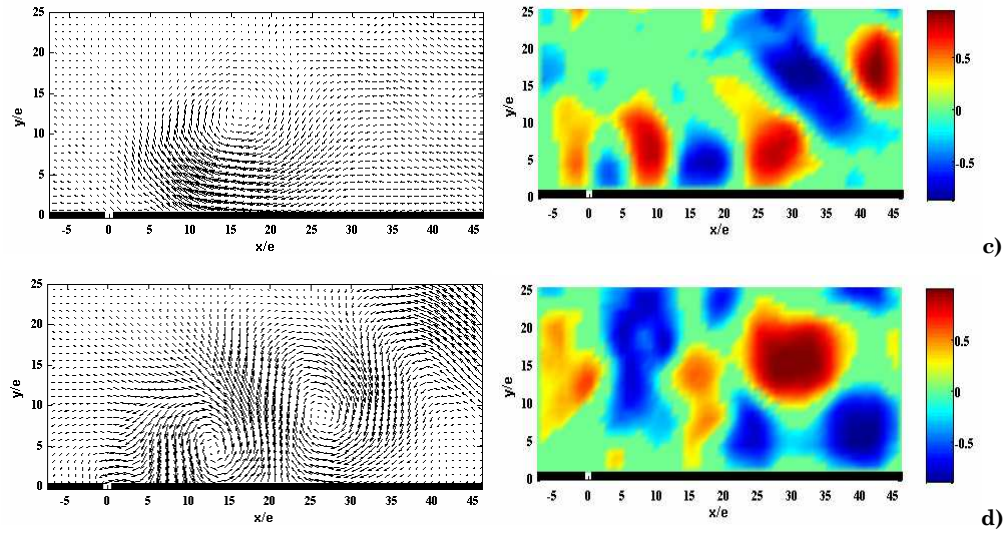


Fig 5. 69- Modes 2,3 et 4 de l'analyse POD.

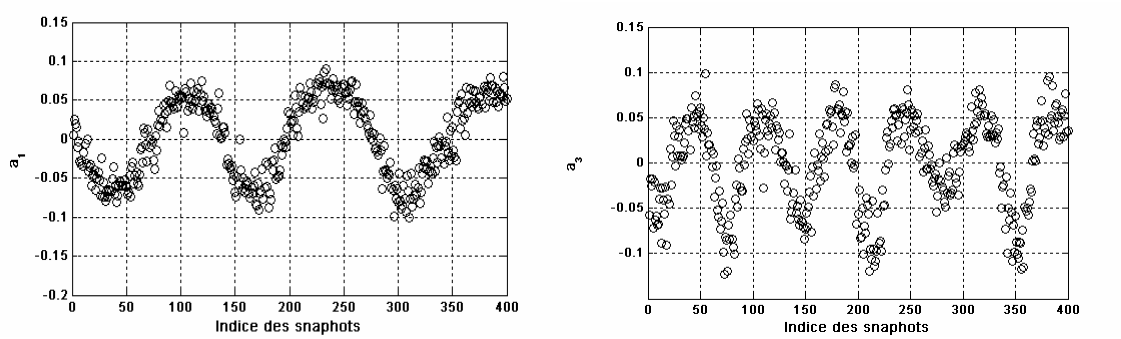


Fig 5. 70- Coefficients $a_1$et a_2 associées aux deux premiers modes.

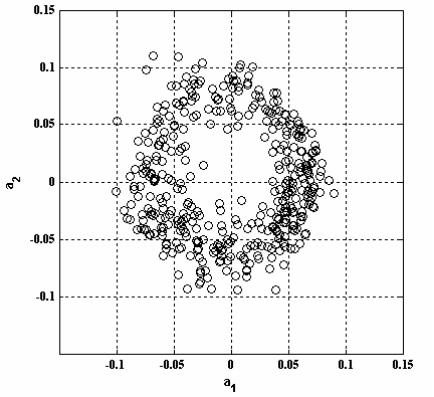


Fig 5. 71- Variation de a_2 en fonction de a_1.

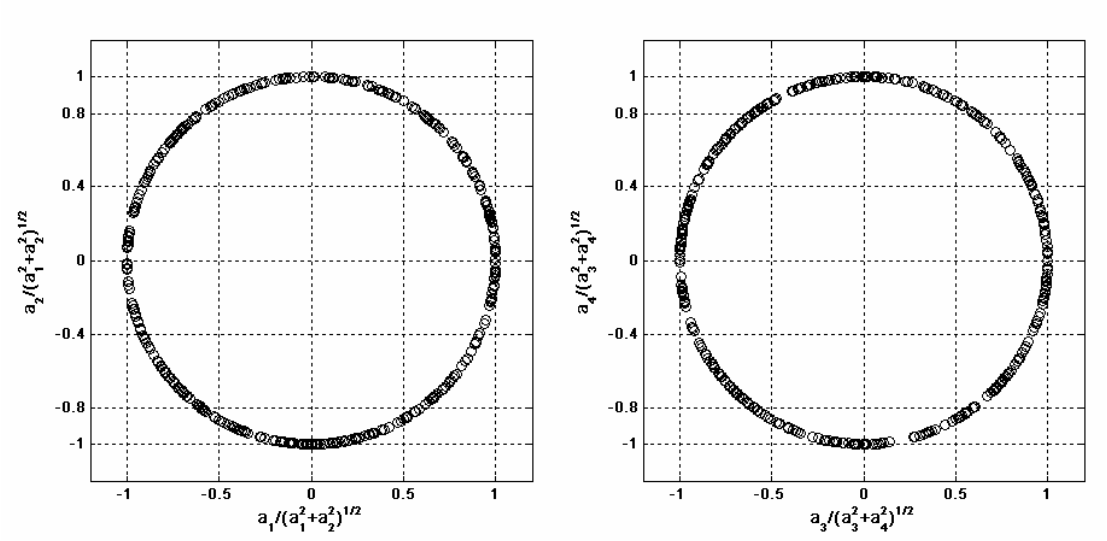


Fig 5. 72- Représentation des nuages des points dans le plan ($\frac{a_i}{\sqrt{a_i^2+a_{i+1}^2}}$, $\frac{a_{i+1}}{\sqrt{a_i^2+a_{i+1}^2}}$) i=1 ou 3.

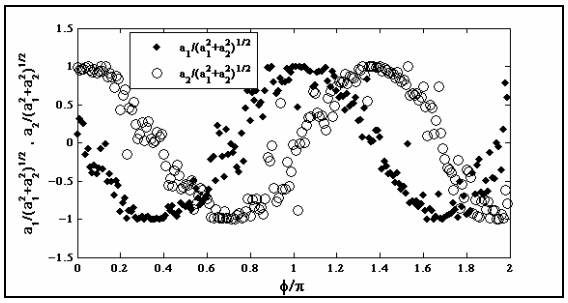


Fig 5. 73- Évolution des coefficients a_1 et a_2 en fonction de la phase ϕ.

Dans cette partie, les modes sont en nombre fini (N) égal au nombre de champs qui servent à l'analyse ; à savoir N=36. Comme dans le cas précédant, les valeurs propres λ_n associées aux modes ϕ_n sont rangées dans l'ordre décroissant ($\lambda_n > \lambda_{n-1}$).

L'analyse des 36 moyennes de phase montre aussi que le mode d'ordre 1 contient 44,71 % de l'énergie totale du signal. Le mode 1 représente la moyenne des moyennes des phases sur une période (Fig 5.74). Les modes d'ordre 2 et 3 contiennent respectivement 38,48 % et 5,96 % de l'énergie (Tab.5.6). Comme dans le cas précédant, ces modes montrent la formation des structures tourbillonnaires alternées entre deux modes successifs (Fig 5.75).

Numéro du mode	Poids énergétiques associés (%)	Cumul (%)
1	44,71	44,71
2	38,48	83,20
3	5,96	89,15
4	4,94	94,09
5	1,88	95,96
6	1,07	97,03

Tab.5. 3. Valeurs propres fournies par le calcul POD.

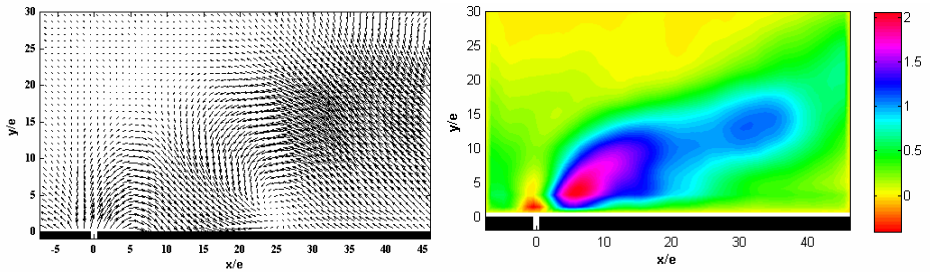
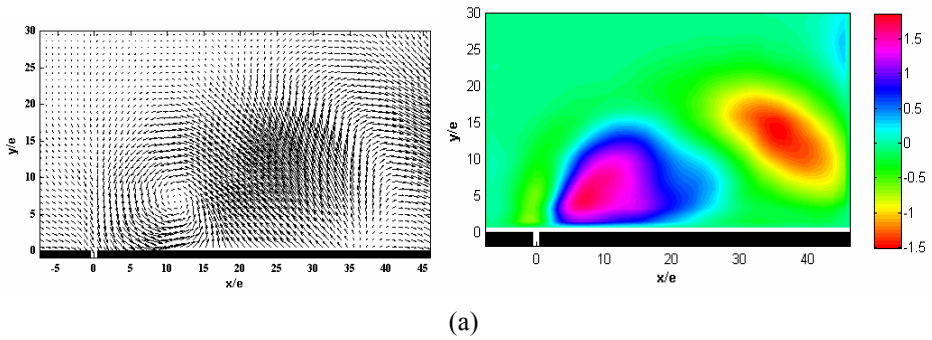
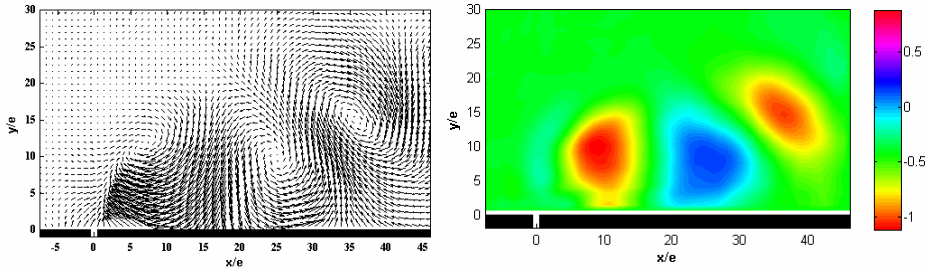


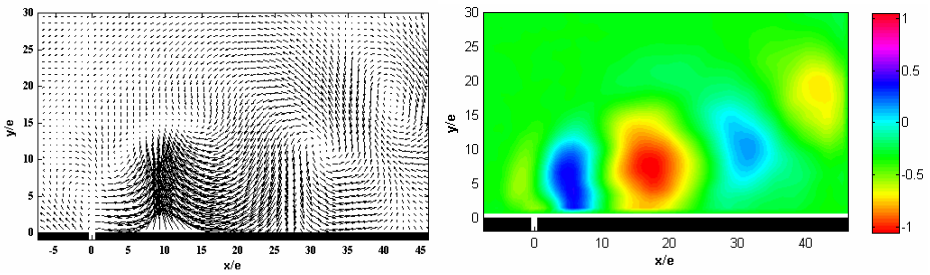
Fig 5. 74- Modes 1 de l'analyse POD.



(a)



(b)



(c)

Fig 5. 75- Modes 2,3 et 4 de l'analyse POD.

5 Etude de contrôle sur la rampe

Dans le but de comprendre la physique des mécanismes de recollement et de tester l'efficacité de l'actionneur, des visualisations par fumée ont été réalisées sur la plaque inclinée dans un plan lumineux perpendiculaire à la plaque, à mi-envergure. Cette partie a pour objectif de déterminer l'influence de certains paramètres de contrôle, en particulier la vitesse débitante du jet synthétique en gardant la fréquence à 70Hz. On rappelle que ces visualisations ont été réalisées dans la soufflerie de Centre de Recherche et des Technologies de l'Energie de Borj Cédria de Tunis. La soufflerie a été réglée de telle sorte à avoir une vitesse de 5 m/s.

Ces images ont été prises en mode manuel avec une grande ouverture du diaphragme ; ce qui explique pourquoi les images montrent des écoulements très moyennées dans le temps.

La Fig 5.76.a montre un écoulement décollé pour un forçage nul. Dans ce cas, on remarque la présence d'une zone noire située juste après l'angle du plan incliné. Celle-ci correspond à une zone morte où la fumée ne circule pas et où l'écoulement est décollé.
Comme on peut le voir sur la Fig 5.76.b, l'application du contrôle permet d'avoir un écoulement dans cette zone morte. Le contrôle a pour effet de rattacher l'écoulement à la paroi pour un niveau de forçage faible (r=1) et une fréquence de 70 Hz.

Pour le même niveau de forçage (r=1) et en faisant faire fonctionner l'actionneur à 110 Hz, on remarque que l'écoulement est d'avantage attaché à la paroi. De plus, on distingue trois structures tourbillonnaires accrochées à la fréquence de forçage. Dans ce cas, il y a enroulement et advection des structures le long de la plaque (Fig 5.78).

La Fig 5.77.a montre que l'écoulement est complètement attaché à la paroi. Aucune structure cohérente n'est visible. Il y a suppression du décollement via une énergisation de la couche limite. La vitesse de soufflage du jet synthétique est de l'ordre de 1,5 U_∞.

La Fig 5.77.b correspond à un niveau de forçage plus élevé où l'écoulement recolle parfaitement à la paroi (V_j=2 U_∞).

Comme c'est déjà montré dans la plupart des travaux existants dans la littérature, l'efficacité du jet synthétique est directement liée à l'accroissement de la vitesse débitante (voir chapitre 2).

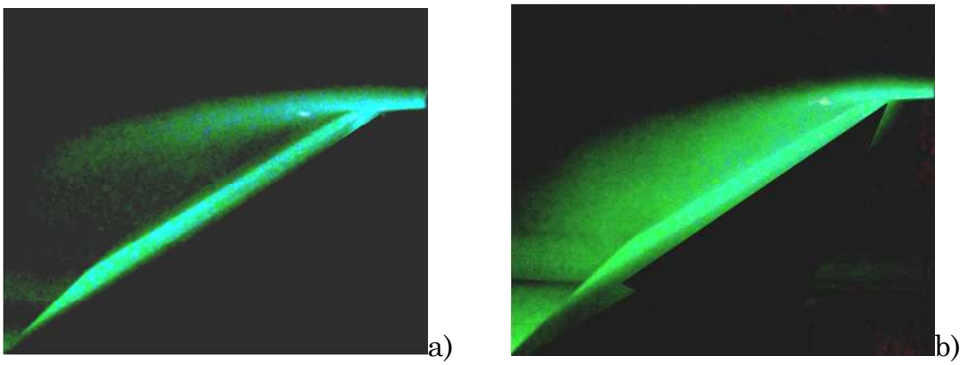


Fig 5. 76- a) écoulement sans contrôle ; b) Ecoulement contrôle' à f= 70 Hz et r=1.

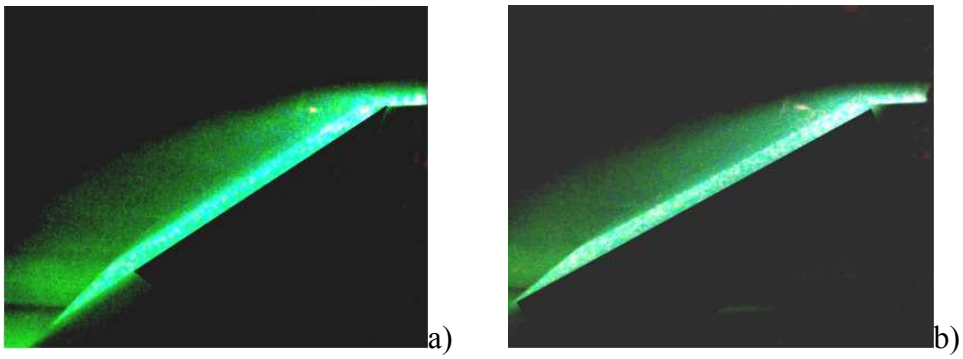


Fig 5. 77- a) Ecoulement contrôlé à f= 70 Hz et r=1,5 ; b) Ecoulement contrôlé à f= 70 Hz et r=2.

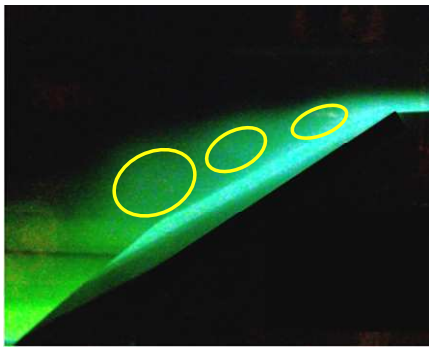


Fig 5. 78- Ecoulement contrôlé à f=110 Hz et r=1.

6 Conclusion

Dans la première section de ce chapitre nous avons validé les techniques de mesures utilisées, pour un nombre de Reynolds local de 3.10^5.

L'analyse instantanée avec contrôle a montré l'apparition des fluctuations de hautes fréquences. Ces fluctuations reflètent une turbulence de petite échelle.

Les modifications apportées par l'actionneur sont évaluées en fonction des paramètres de l'actionneur :

- ☑ La vitesse débitante Vj est le paramètre qui pilote réellement la longueur du bulbe de recirculation.
- ☑ L'inclinaison de la fente de 45°/30° a créé une zone de survitesse qui se forme en aval du jet. De plus, les mécanismes de contrôle restent les mêmes lorsque l'inclinaison de la fente varie (45°/30°).

L'analyse menée en synchronisation de phase montre l'introduction de quantité de mouvement dans l'écoulement sous la forme de structures tourbillonnaires organisées et émises par le jet synthétique à chaque cycle d'actionnement. Ces structures tourbillonnaires se déplacent dans la couche limite qui se développe sur la plaque plane avec une accélération constante au début du cycle. Cette accélération se traduit alors par un déplacement linéaire des structures tourbillonnaires.

On rappelle que le signe de la vorticité du tourbillon formé dans le cas où α=90° (positif), change de signe en inclinant la fente.

L'analyse POD a montré une certaine organisation des structures générées par l'actionneur. De plus, les modes d'ordres supérieurs montrent des structures de plus petites tailles.

L'actionneur développé est capable de générer des tourbillons qui entrent en interaction avec la couche limite, et jouent un rôle de ré-ènergisation de la couche limite en mélangeant le fluide mort ralenti prés de la paroi avec le fluide énergétique de la couche de mélange. Ainsi, l'actionneur est capable de recoller un écoulement décollé. Ceci est déjà montré lors de l'étude de l'écoulement sur la rampe.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de ce travail de thèse est de développer un actionneur fluidique instationnaire capable d'agir sur un écoulement incident recollé, ou sur le point de décollement. Ainsi, l'enjeu de ce travail est de caractériser par voie expérimentale l'efficacité de l'actionneur, et d'identifier les paramètres pertinents de l'actionneur. Cet actionneur a été le fruit d'une collaboration entre le Groupe EMT2 de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse et le Laboratoire d'Etude des Systèmes Thermiques et Energétique de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir. Grâce à cette collaboration, j'ai pu travailler en équipe avec des personnes spécialisées dans le domaine de la mécanique des fluides. J'ai appris beaucoup de notions en mécanique des fluides, ainsi que les techniques de mesure telles que la PIV et le fil chaud.

Ce mémoire a débutée par un rappel des principes généraux de la couche limite, la dynamique des différentes structures qui cohabitent la couche limite, ainsi que les techniques de détections des structures cohérentes. De plus, la physique de décollement de la couche limite et la stratégie de contrôle ont été présentées.

A la lumière de ces mécanismes présents dans un écoulement de couche limite, l'attention s'est ensuite portée sur les actionneurs de contrôle. Ces actionneurs présentent une grande diversité et sont classés selon leurs mécanismes d'action sur l'écoulement. Parmi les solutions fluidiques, un type d'actionnement bien connu maintenant est celui des "jets synthétiques" qui a été choisi dans ce travail. Cet actionneur a l'avantage de ne pas avoir de parties mobiles en contact direct avec l'écoulement extérieur.

Une étude bibliographique approfondie sur le jet synthétique a été menée. L'effet de plusieurs paramètres clés sur le fonctionnement du jet synthétique ont été présentés (amplitude, fréquence, etc.). Il a noté et que les travaux numériques ou expérimentaux relatifs à ce type d'actionneur sont très abondants dans la littérature scientifique.

Une attention particulière a été ensuite portée aux outils d'investigation, qu'ils soient théoriques ou expérimentaux. C'est pour cela que le chapitre 3 reflète une volonté de maîtriser les différentes étapes des techniques de mesures.

Le moyen de mesure instationnaire (fil chaud) et en synchronisation de phase (PIV) contribuent à l'amélioration de la compréhension des mécanismes du contrôle et à l'identification des paramètres pertinents du jet synthétique. Dans cette optique, le

moyen de mesure principalement mis en oeuvre, la PIV, constitue pour de multiples raisons, la pierre de base des développements réalisés dans cette thèse.

De façon naturelle, l'étape suivante a concerné l'analyse des données expérimentales. Des moyens de post-traitement des mesures (analyse statistique, identification des structures tourbillonnaires, trajectoires, etc.) sont développes. De plus, un post-traitement basé sur la décomposition en modes propres orthogonaux (POD) est développé pour mettre en évidence les structures cohérentes dans la couche limite.

Les travaux ont débuté par la caractérisation de l'actionneur dans un milieu au repos par des mesures par fil chaud. La réponse dynamique au signal d'alimentation du haut-parleur (fréquence et tension) a été étudiée. L'actionneur fournit des vitesses de soufflage maximales autour des fréquences de résonance de la cavité (la fréquence de résonance est de 80 Hz, 70 Hz et 50 Hz respectivement pour α=90°, α=45° et α=30°). A ces fréquences, l'amplitude de la vitesse de soufflage au centre de la fente croit linéairement avec la tension d'alimentation. Elle est maximale et comprise entre 21 et 29 $m.s^{-1}$ en fonction de la l'inclinaison de la fente (resp. 30° et 90°). Ainsi, l'analyse a montré que l'écoulement résultant de jet synthétique dépend de l'architecture de l'actionneur qui lui donne naissance. En terme de vitesse de soufflage (et donc de la quantité de mouvement), l'actionneur répond aux besoins dans le cas de contrôle.

Les mesures par PIV en synchronisation de phase ont montré l'évolution temporelle de l'écoulement à la sortie de la fente. Ces mesures montre un comportement de type jet synthétique avec formation et éjection périodique de structures tourbillonnaires. Pour α=90°, la topologie et les profils des vitesses sont en adéquation avec les résultats de la littérature. Cependant, ces mesures montrent la formation d'un seul tourbillon qui tourne dans le sens trigonométrique pour α=30°. En effet, le fluide injecté à travers la fente devient tangent à la paroi et le frottement pariétal empêche la formation de l'autre tourbillon.

Dans l'optique de comprendre le principe d'interaction du jet synthétique avec un écoulement transverse des essais en soufflerie ont été menés sur une plaque plane. Après avoir validé les moyens de mesures sans écoulement incident, l'étape suivante était l'expérimentation du comportement de l'interaction du jet synthétique en présence d'écoulement incident en faisant varier la vitesse débitante et l'angle d'injection de la fente. Un tel actionneur a montré qu'il capable de modifier les paramètres d'un écoulement incident sur la plaque plane. En effet, l'effet du jet synthétique est apparent en traçant les profils de vitesse en aval de la fente. Cet effet est plus visible quand la vitesse débitante du jet est plus importante. L'inclinaison de la fente dans le sens de

l'écoulement a montré que les angles étudiés (α=45° et α=30°) modifient aussi les profils de vitesse de l'écoulement incident mais d'une manière différente du jet synthétique normal. L'analyse à montrer que le jet synthétique normal affecte la couche limite loin de la paroi et donne une zone de décollement en aval de la fente qui augmente de taille en augmentant la vitesse débitante. Cependant, l'inclinaison de la fente du jet synthétique montre que le fluide près de la paroi est accéléré et à donner naissance à une zone de grande vitesse en aval de la fente.

Les mesures par PIV en synchronisation de phase avec l'actionneur complète la compréhension des mécanismes du contrôle. L'injection périodique de quantité de mouvement par le jet synthétique force la formation des structures tourbillonnaires se créant sur la plaque plane. De part leur rotation et leur déplacement le long de la plaque plane, ces tourbillons apportent de la quantité de mouvement en proche paroi. Il à noter aussi que le traitement des champs de vitesse par la POD a permis d'enrichir les analyses, et à montrer une certaine organisation des structures cohérentes générées par l'actionneur dans la couche limite.

Le contrôle de décollement sur la rampe a été étudié par visualisations par fumée. Cette partie a montré que la taille de la zone de recirculation est influencée par certains paramètres de contrôle, en particulier la vitesse débitante du jet synthétique en gardant la fréquence à 70Hz. Pour des vitesse débite assez importantes, les visualisations montre que l'écoulement résiste au décollement imposé par la géométrie et reste attaché à la paroi.

Finalement, ce travail apporte tout d'abord un éclairage sur les améliorations potentielles pouvant être apportées aux actionneurs mis en oeuvre. L'actionneur de contrôle montre des potentialités importantes de contrôle de décollement, sous réserve de le placer là où il faut.

L'étude doit se poursuivre pour étudier d'autres configurations. En effet, le contrôle de décollement sur la rampe peut être finalisé, et des mesures par fil chaud et par PIV peuvent être réalisées.

L'approche utilisée dans ce travail est globalement paramétrique. Dans la perspective d'une application aérodynamique, il est indispensable de développer un système asservi qui ajuste en permanence le contrôle de telle sorte que le bilan énergétique soit optimal.

Références bibliographiques

A

Acalar, M. S. et Smith, C. R. 1987. "A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1: Hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance". *J. Fluid Mech*. 175, 1–41. 10.

Alfredsson, P. H., Johansson, A. V. 1988. Haritonidis, J.H., Eckelemann, H. The fluctuating wall-shear stress and the velocity field in the viscous sublayer. *Phys. Fluids.* 31, 1026-1033.

A. Naguib, 2002. "Towards MEMS Autonomous Control of Free-Shear Flows, Ch. 35", in *The MEMS Handbook*, M. Gad-el-Hak, CRC ed., New York, pp. 35.1-35.37.

Adrian, R.j, Meinhart, C.D., Tomkins, C. 2000. "Vortex organization in the outer region of turbulent boundary layer". *J. Fluid Mech*. 253, 385-419.

A.Kourta, H.Boisson, P.Chassaing & H.Ha-Minh. 1987. "Non-Linear Interaction and Transition to Turbulence in the Wake of a Circular Cylinder", *Journal of Fluid Mechanics* vol 181.

A. Glezer and M. Amitay. 2002. "Synthetic jets", *Annual Review of Fluid Mechanics.*

Amitay A, Smith D.R., Kibens V., Parekh D.E. & Glezer A. 2001."Aerodynamic flow control over an unconventional airfoil using synthetic jet actuators", AIAA Journal, Vol. 39, No. 3, pp. 361-370.

Amanda Bridges and Douglas R. Smith. 2001. "The Influence of Orifice Orientation on the Interaction of a Synthetic Jet with a Turbulent Boundary Layer", Department of Mechanical Engineering University of Wyoming P.O. Box 3295 Laramie, WY 82071-3295, *AIAA* - 2774

Acalar, M. S. et Smith, C. R. 1987. "A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer. Part 1: Hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance". *J. Fluid Mech*. 175, 1–41. 10.

A. Naguib, "Towards MEMS Autonomous Control of Free-Shear Flows, Ch. 35", in *The MEMS Handbook*, M. Gad-el-Hak, CRC ed., New York, pp. 35.1-35.37, 2002.

B

B. L. Smith and A. Glezer. 1998. "The formation and evolution of synthetic jets", *Physics of fluids*, vol. 10, pp. 2281-2297.

Béra J.C., Michard M., Sunyach M., Comte-Bellot G. 2000. "Changing lift and drag by jet oscillation: experiments on a circular cylinder with turbulent separation", *European Journal of Mechanics B-Fluids*, Vol.19, n°5, pp.575-595.

J.C. Bera, G. Compte Bellot & M. Sunyach. 1998. "Contrôle par jet pulsé du décollement d'une couche limite turbulente". *C.R Académie des Sciences Paris,* t.326 Série 2b, pp 859-865.

Ben Chiekh M, Béra J.C., Michard M, Sunyach M. 2003. "Elargissement d'un jet plan par contrôle fluidique alterné". *Compte rendu de Mécanique*, 331, pp :407-414.

Bernard, A., Dupont, P., Foucaut, J. M. et Stanislas, M. 1999. "Étude d'une couche limite turbulente soumise à un gradient de pression adverse en vue de son contrôle par jets pulsés". *In AAAF*. Lille. 24.

Brooke, J., Hanratty, T. 1993. "Origin of turbulence producing eddies in a channel flow. *Phys. Fluids*, 4 (5), 1011-1022.

Bogard, D .G., Tiederman, W.G. 1987. "Characteristics of ejections in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech*. 179, 1-20.

Bushnell D. M., Hefner J.N. et Ash R.L. 1977. "Effect of compliant wall motion on turbulent boundary". *Phys. Fluids*. 20, S31-S48.

Braud, C. 2003. "Étude de la dynamique d'un écoulement à cisaillements croisés : interaction couche de mélange - sillage. Thèse de doctorat, Université de Poitiers.

Babenko, V. V. 1973. " Experimental investigation of the hydrodynamic stability for simple flat membrane surfaces" (*En Russe*). Gidromekhanika 24, 3–11.

C

Chassaing, P. "Turbulence en Mécanique des Fluides". 2000. *Cépaduès-Editions*. 9, 14, 123.

Crow S.C., Champagne F.H. 1971. *J.Fluid Mech*., 48:547.

Chen F-J. & Beeler G.B. 2002, "Virtual shaping of a two-dimensional NACA 0015 Airfoil using synthetic jet actuator", *AIAA Paper*, No. 2002-3273.

C. Nae. 2000. "Numerical simulation of a synthetic jet actuator", *The International Council of the Aeronautical Sciences* (ICAS) 2000, Harrogate, UK, pp. ICA 0.266.

Corrsin, S. Kistler, A. L. 1954. "The free stream boundaries of turbulent flows". NACA Report TN-3133.

Chu D. et Karniadakis G. 1993. "The direct numerical simulation of laminar and turbulent flow over riblet". *J. Fluid Mech.* 213, pp. 419-442.

Choi H. ,Moin P. et Kim J. 1994. "Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets". *J. Fluid Mech.* 255, pp 503.

Carpenter, P. W. et Garrad, A. D. 1985. "The hydrodynamic stability of flow over Kramer-type compliant surfaces. Part 1. Tollmien-Schlichting instabilities". *J. Fluid Mech.* 155, 465–510.

Carpenter, P. W. et Garrad, A. D. 1986. "The hydrodynamic stability of flow over Kramer-type compliant surfaces. Part 2. Flow-induced surface instabilities". *J. Fluid Mech.* 170, 199–232.

Collis, D.C & Williams, M.J. 1959. "Two dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers." *J. fluid Mech.* 6, 357-384.

Chang, P. K. 1976. "Control of Flow Separation". *Washington, D. C.: Hemisphere.*

D

D. C. McCormick, S. A. Lozyniak, D. G. MacMartin, and P. F. Lorber. 2001. "Compact, high-power boundary layer separation control actuation development", *ASME Fluids engineering division summer meeting'01*, New Orleans, Louisiana.

D.Alfano et al. 2004. "Optimization of active control parameters using a multi-objective genetic algorithm". *39ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée AAAF , Paris.*

Djenidi J,Liandrat J.P Anselmet F. et Fulachier L. 1989. "Viscous effects in drag reduction over riblets". *Drag Red. Fluid flows*, Ellis Horwood, pp 35-41.

Davies, C. et Carpenter, P. W. 1997. "Instabilities in a plane channel flow between compliant walls". *J. Fluid Mech.* 352, 205–253.

E

Ericsson, L. E. 1993. "Unsteady flow separation on slender bodies at high angles of attack". *Journal of Spacecraft and Rockets.* 30 (6), 689–695.

F

F. Aloui, A. Kourta, S. Ben Nasrallah. 2007. "Turbulent Boundary Layer Synthetic Jet Interaction: Slot Inclination Effects"; *International Review of Aerospace Engineering.*

Favier, D. 1980. "Aérodynamique subsonique instationnaire d'un profil d'aile soumis à des variations de vitesse et d'incidence". Thèse d'état, Université d'Aix-Marseille II. 14.

G

G. Hernandez .1996. "Contrôle actif des Instabilités hydrodynamiques des écoulements subsoniques compressibles". *Thèse de l'INPT,* Novembre, 1996.

Nicolas Getin. 2000. "Simulation numérique du contrôle actif par jet pulsés de l'écoulement turbulent autour d'un cylindre circulaire". *Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon*, 2000.

Gilarranz J.L., Traub L.W. et Rediniotis O.K. 2002. "Characterization of a compact, high-power synthetic jet actuator for flow separation control", *AIAA Paper*, No. 2002-0127.

Gutmark E. & Wygnanski I. 1976. "The planar turbulent jet", *Journal of fluid Mechanics*, Vol. 31,pp. 465-495.

Glezer A., Amitay M. & Honohan A.M. 2005. "Aspects of low- and high-frequency actuation for aerodynamic flow control", *AIAA Journal*, Vol. 43, No. 7, pp. 1501-1511.

Gad-el-hak M., Blackwelder R. F. et Rily J.J. 1984. "On the interaction of campliant coating with boundry-layer flows". J. Fluid Mech. 140, pp. 257-280.

H

Holman R., Utturkar Y., Mittal R., Smith B.L. & Cattafesta L. 2005. "Formation criterion for synthetic jets", *AIAA Journal*, Vol.43, No. 10, pp. 2110-2116, Oct, 2005.

Honohan, A.M., Amitay M. & Glezer A. 2001. "Aerodynamic control using synthetic jets", *AIAA Paper*, No. 2000-2401.

Huerre P. & Monkewitz P. 1985, "Absolute and convective instabilities in free shear layers", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 159, pp. 151-168.

Hussain, A. K. M. F. 1986. "Coherent structures and turbulence". *J. Fluid Mech*. 173, 303–356. 9.

Head M.R., Bandyopadhyay P. 1981. "New aspects of turbulence boundary layer structure". *J. Fluid Mech*, 107 297-337.

Hinze, J. O. 1975. "Turbulence". New-York : McGraw-Hille. 12, 13, 123.

J

J. L. Gilarranz and O. K. Rediniotis. 2001. "Compact high-power synthetic jet actuators for flow separation control ", *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV.

Joslin R.D. and Jones G.S. 2006. ”Applications of Circulation Control Technologies. *Progress in Astronautics and Aeronautics Series*.

K

Klebanoff. P.S. 1954. ”Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradient NACA” *Report 1247*.

Kline, S. J., Reynolds, W.C., Schraub, F, Rubdstandler, P. W. 1976. ”The structure of turbulent boundary layer”. *J. Fluid Mech*. 30, 741-773.

K. T. Tang, W.R. Graham., J. Peraire. 1996. Active flow control using a reduced order model and optimum control. AIAA paper 96-1946, New Orleans, June, 1996.

Konieczny, P. 2004. ”Contrôle de stries pariétales par ondulation de surface au moyen d’actionneurs piézo-électriques”. *Thèse de doctorat*, Université Paul Sabatier de Toulouse.

L

Lee C.Y. et Goldstein D.B. 2001. "Two dimensional synthetic jet simulation", *AIAA Journal*, Vol. 40, No. 3, pp. 510-516.

Laufer .J. Nut. Ado. Coun. Aeronaut. *Report 1174* on TN 2945, 1954.

Lee T. J., Kim J. et Schwarz W. H. 1993. ”Investigation of the stable interaction of a passive compliant surface with a turbulent boundary layer”. *J. Fluid Mech* 257, pp. 373-401.

L. SKANDAJI. ”Etude de la structure d'une couche limite turbulente soumis à des oscillations transversales de la paroi”. *Thèse de doctorat*. *Ecole centrale de Lyon*, 1997.

M

McCormick. 2000. "Boundary layer separation control with directed synthetic jets", *AIAA Paper*, No. 2000-0519.

Mittal R., Kotapati R.B. et Cattafesta L. 2005. "Numerical study of resonant interactions and flow control in a canonical separated flow". *AIAA Paper*, No. 2005-1261.

Mittal R. & Rampuggoon P. 2002. "On the virtual aeroshaping effect of synthetic jets", *Physics of Fluids*, Vol. 14, No. 4, pp. 1533-1536.

Michael Amitay et al,. 2000. "Aerodynamic flow control using synthetic jet technology". *AIAA 98-0208*.

M. van Dyke,. 1982. "An Album of Fluid Motion". *Parabolic Press*.

Morkovin, M. V. 1989. "On rougheness-induced transition: facts, views, and speculations". *Proceeding of the Instability and Transition Workshop* pp.281-294, Hampton.

Maskell, E. C. 1955. "Flow separation in three dimensions". *Rapport Technique RAE Report Aero. 2565*. Royal Aircraft Establishment, Farnborough, Great Britain.

Modi, V. J., Mokhtarian, F., Fernando, M. et Yokozimo, T. 1989. "Moving surface boundary layer control as applied to 2-D airfoils". *AIAA paper pp*. 89–0296.

Munday, D. et Jacob, J. 2001. "Active control of separation on a wing with conformal camber". *In AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 39th. Reno, NV.

McCroskey, W. J. 1982. "Unsteady airfoils". *Annual Review of Fluid Mechanics*. 14, 285–311. 14..

P

Parek S.H., Lee I., Sung H. J. 2001. "Effect of local forcing on a turbulent boundary layer". *Experiments in fluids*, 23, pp 395-404.

Panton, R. L. 2001. "Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence". *Progress in Aerospace Sciences 37*, 341–383. 12.

P. Koumoutsakos, J. freund., D. Parekh. 1998. "Evolution strategies for parameter optimisation in jet flow control". *CTR Proceeding of the summer program*.

Pinkerton, J. K. et Moses, R. W. 1997 A feasability study to control airfoil shape using THUNDER. Rapport Technique 4767. NASA technical memorandum.

R

Rao P.P., Gilarranz J.L., Ko J., Strganac T. & Rediniotis O.K. 2000. "Flow separation control via synthetic jet actuation", *AIAA Paper*, No. 2000-0407.

Rathnasingham R. & Breuer, K.S. 1997. "Coupled fluid-structural characteristics of actuators for flow control", *AIAA Journal*, Vol. 35, No. 5, pp. 832–837.

Rizzetta D.P., Visbal M.R. & Stanek M.J. 1999. "Numerical investigation of synthetic-jet flow field", *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 8, pp. 919-927.

Robinson, S. K. 1991. "Coherent motions in the turbulent boundary layer". *Ann. Rev. Fluid Mech*. 3, 601–639. 9, 11, 12.

S

Seeley C.E., Arik M., Hedeen R., Utturkar Y., Wetzel T. & Shih M-Y. 2006. "Coupled acoustic and heat transfer modeling of a synthetic jet", *AIAA Paper*, No. 2006-1879.

Seifert A., Bachat T., Koss D., Shepshelovich M. & Wygnanski I. 1993. "Oscillatory blowing : A tool to delay boundary-layer separation", *AIAA Journal*, Vol. 31, No.11, pp.2052-2060.

Seifert A., Darabi A. & Wygnanski I. 1996. "Delay of airfoil stall by periodic excitation", *Journal of aircraft*, Vol. 33, pp. 691-698.

Seifert A. & Pack L.G. 1999. "Oscillatory control of separation at high Reynolds numbers", *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 9.

Smith B.L. et Swift G.W. 2001. "Synthetic jets at large Reynolds number and comparison to continuous jets", *AIAA Paper*, No. 2001-3030.

Smith B.L. & Glezer A. 2002. "Jet vectoring using synthetic jets", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 458, pp. 1-24.

Smith B.L. & Swift G.W. 2003. "A comparison between synthetic jets and continuous jets", *Experiments in fluids*, Vol. 34, pp. 467-472.

Scarano F., "Post-processing of Experimental and numerical data", *von Kármán Institute for fluid dynamics*, Lecture Series, 2002-2004.
Schlichting, H. et Gersten, K. 2000. "Boundary Layer Theory". Springer. 13, 18, 123.

T

Tal Yehoshua and Avi Seifert, "Active boundary layer tripping using oscillatory vorticity generator" Aerospace Science and Technology, 2005.

Tian Y., Cattafesta L. & Mittal R. 2006. "Adaptive control of separated flow", *AIAA Paper*, No. 2006-1401.

Theodorsen, T. 1952. "Mechanism of Turbulence". *In Proceeding of the Second Midwest conference on Fluid Mechanics*, pp.1-18. ohio State University.

Tiederman W.G., Luchik T.S. et Bogard D.G. 1985. "Wall-layer structure and drag reduction". *J. Fluid Mech*. 156, pp. 419-437.

U

Ufl : www.img.ufl.edu

Utturkar Y, Mittal R., Rampunggoon P. & Cattafesta L. 2002. "Sensitivity of synthetic jets to the design of the jet cavity", *AIAA Paper*, No. 2002-0124.

V

Van Ingen, J. L. 1956. "A suggested semiempirical method for the calculation of the boundary layer transition region". *Rapport Technique V.T.H74*. Department of Aerospace Engineering, Institute of Technology, Delft, The Netherlands.

W

Walsh M. J . 1983. "Riblets as a viscous drag reduction technique". *AIAA J*.21, pp.485.

Wu E.W. et Breuer K.S. 2003. "Dynamics of synthetic jet actuator arrays for flow control", *AIAA Paper*, No. 2003-4257.

Willmarth, W. W. & Lu, S. S. 1972. "Structure of Reynolds stress near the wall". *J. Fluid Mech.* 55, 65–92.

Wells C. S. et Spangler J. G.(1967). L.T.Y. Research Center Rep., Dallas, Texas, No. 0.7100/7R-4.

Y

Y. Suzuki, N. Kasagi. 1997. "Active flow control with neural network and its application to vortex shedding". *11 th Symp. On Turbulent Shear Flows*, Grenoble, september 1997.

Z

Zhou, J., Adrian, R.J., Balachandar, S. & Kendall, T.M. 1999. "Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow". *J. Fluid Mech*. 387, 353-396.

Zaman, K. B. M. Q., Bar-Sever, A. et Mangalam, S. M. 1987. "Effect on acoustic excitation on the flow around a low Re airfoil". *J. Fluid Mech*. 182, 127–148.

ETUDE DE CONTROLE DES ECOULEMENTS

RESUME : Pour améliorer les performances aérodynamiques notamment dans le domaine des transports (aéronautique, automobile, ..), le contrôle des écoulements constitue une solution de rupture prometteuse. Il présente à la fois un enjeu majeur pour l'industrie et un défi pour les scientifiques. Les retombées visées par le contrôle (notamment actif) sont d'ordre à la fois économique (réduction de la consommation) et environnemental (diminution des gaz à effet de serre). L'efficacité du contrôle est intimement liée à l'actionneur utilisé. Les actionneurs fluidiques et tout particulièrement le jet synthétique, semblent être une technique prometteuse de progrès. L'objectif de ce travail est le développement, la validation et la mise en œuvre de ce type d'actionneur. Nous avons ainsi conçu un actionneur de type jet synthétique basé sur un haut parleur. Les performances de cet actionneur ont été évaluées dans un milieu au repos en utilisant à la fois l'anémométrie à fil chaud et la PIV. Les effets des différents paramètres ont été analysés (fréquence, amplitude de forçage, …). Une attention particulière a été consacrée à l'étude de l'inclinaison de la fente d'éjection. Trois inclinaisons ont été utilisées (30°, 45° et 90°). Dans chaque cas l'évolution du jet synthétique ainsi que celle des tourbillons ont été caractérisées. Par les mêmes techniques de mesure dans une soufflerie, nous avons étudiés l'interaction du jet synthétique avec un écoulement transverse. Des visualisations par fumée du contrôle du décollement par cet actionneur montrent ses capacités à pouvoir recoller l'écoulement.

Mots clés : Jet synthétique, Contrôle des décollements, actionneur, PIV, turbulence.

STUDY OF FLOW CONTROL

ABSTRACT: To improve the aerodynamic performance particularly in the field of transport (aerospace, automotive, ..), the flow control is a promising solution for rupture. It presents at the same time a major stake for industry and a challenge for the scientists. The fallout aimed by control (particularly active control) are of an at the same time economic (reduction of consumption) and environmental (decrease of greenhouse gases). The effectiveness of control is closely related to the actuator used. The fluidic actuators and particularly the synthetic jet appear to be a promising technique for progress. The objective of this work is the development, validation and implementation of this type of actuator. We thus designed an actuator of the synthetic jet type based on a loudspeaker. The performances of this actuator were estimated in a quiescent environment. Both hot wire anemometer and the Particle Image Velocimetry (PIV) are used. The effects of different parameters were analyzed (frequency, amplitude forcing, ...). Particular attention has been devoted to the study of the inclination of the ejection slot. Three angles were used (30 °, 45 ° and 90 °). In each case the development of synthetic jet and the vortices have been characterized. By the same techniques of measurement in a wind tunnel, we have studied the interaction of the synthetic jet with a transverse flow. Visualizations by smoke control detachment by the actuator to show his ability to pick up the flow.

Keywords : Synthetic jet, Separation control, actuator, PIV, Turbulence.

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse Allée du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse.
Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir Rue Ibn El Jazzar, 5000 Manastir.