

## TABLE DES MATIÈRES

	Page
INTRODUCTION .....	1
CHAPITRE 1 REVUE DE LITTÉRATURE .....	3
1.1 Introduction.....	3
1.2 Conception des souffleries basses vitesses .....	4
1.2.1 Comparaison entre soufflerie de type circuit fermé et circuit ouvert.....	4
1.2.2 Configuration d'une soufflerie boucle ouverte munie d'un compresseur soufflant .....	7
1.2.3 Compresseurs centrifuge .....	8
1.2.4 Diffuseur conventionnel, diffuseur grand angle.....	8
1.2.5 Chambre de tranquillisation .....	11
1.2.6 Convergent .....	14
1.2.7 Canal d'essai.....	16
1.3 Physique de la bulle de séparation.....	19
1.3.1 Expérience de la plaque plane avec bord d'attaque épais .....	19
1.3.2 Expérience de la marche descendante .....	20
1.3.3 Expérience de la surface plane surmontée d'une paroi flexible .....	22
1.3.4 Décollement.....	23
1.3.4.1 Définitions et terminologie du décollement.....	23
1.3.4.2 Caractéristique du décollement obtenu par l'expérience de la surface plane surmontée d'une paroi flexible .....	25
1.3.5 Zone de retour de flux .....	26
1.3.5.1 Définitions et terminologie de la zone de retour de flux .....	26
1.3.5.2 Effets tridimensionnels .....	27
1.3.5.3 Élimination des effets tridimensionnels.....	27
1.3.6 Recollement.....	29
1.3.6.1 Définitions et terminologie du recollement .....	29
1.3.6.2 Caractéristique du recollement .....	30
1.4 Topologie de l'écoulement pariétal .....	30
1.4.1 Visualisation de l'écoulement pariétal .....	31
1.4.2 Classification des points critiques particuliers de la topologie .....	32
1.4.2.1 Définitions du point régulier et singulier .....	32
1.4.2.2 Présentation des points singuliers .....	32
1.4.3 Règles topologiques de la bulle de séparation.....	35
1.5 Visualisation et mesures quantitatives de l'écoulement .....	38
1.5.1 Visualisation de l'écoulement .....	38
1.5.2 Mesures quantitatives .....	40
1.5.3 Erreurs de mesures .....	40
CHAPITRE 2 MISE EN PLACE DE LA SOUFFLERIE .....	43
2.1 Critères de conception initiaux .....	43

2.2	Compresseur .....	44
2.3	Diffuseur grand angle et pré-diffuseur.....	45
2.4	Chambre de tranquillisation.....	49
2.5	Convergent.....	50
2.6	Canal d'essai .....	52
CHAPITRE 3 INSTRUMENTATION.....		55
3.1	Étalonnage des différents capteurs.....	55
3.1.1	Capteurs différentiels de pression .....	55
3.1.2	Thermocouple.....	57
3.2	Mise en place d'une vitesse de référence.....	58
3.3	Mesure du coefficient $C_p$ .....	61
3.4	Mesure de vitesse et de pression totale .....	62
3.5	Contrôle du bras vertical.....	64
3.6	Détermination des paramètres d'acquisition.....	66
CHAPITRE 4 ERREURS DE MESURES .....		69
4.1	Détermination de l'erreur de mesure totale de $U^*$ .....	69
4.2	Détermination de l'erreur de mesure totale de $P_{tot}^*$ .....	72
4.3	Détermination de l'erreur de mesure totale de $C_p$ .....	74
CHAPITRE 5 TECHNIQUES DE VISUALISATION UTILISÉES .....		77
5.1	Brins de laine, arbres à brins de laine .....	77
5.2	Film d'huile.....	80
CHAPITRE 6 MESURES PRÉLIMINAIRES .....		81
6.1	Validation de la mise en place globale de la soufflerie .....	81
6.1.1	Détermination des pertes de charge totales théoriques dans notre soufflerie	81
6.1.2	Détermination des pertes de charge totales expérimentales dans notre soufflerie .....	86
6.1.3	Validation du modèle théorique des pertes de charge totale .....	87
6.2	Validation des composants du canal d'essai.....	88
6.2.1	Détermination et validation de l'inclinaison de la paroi inférieure de la section de développement de la couche limite turbulente .....	89
6.2.2	Détermination de la hauteur et validation de l'efficacité du déclencheur .....	92
6.2.3	Validation de l'efficacité et détermination des pertes de masse allouées aux pièges à couche limite .....	96
6.2.4	Influence du tube de Pitot-statique, placé en amont du canal d'essai, sur l'écoulement dans la zone de développement.....	97
CHAPITRE 7 ÉTALLONAGE SOUFFLERIE .....		99
7.1	Mesures réalisées dans le plan (O, x, y).....	100
7.1.1	Mesures du coefficient de pression statique $C_p$ .....	100
7.1.2	Visualisation de l'écoulement à proximité du décollement par l'intermédiaire du long brin de laine.....	101
7.1.3	Profil de $U^*=f(y)$ .....	103

7.1.4	Profil de $P_{tot^*} = f(y)$ dans la zone de retour de flux comparaison avec $U^* = f(y)$ .....	107
7.1.5	Évolution de la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel dans le plan (O, x, y) le long de la section d'essai.....	108
7.2	Présentations des mesures latérales effectuées dans notre canal d'essai .....	109
7.2.1	Mesures de $C_p$ latérales .....	110
7.2.2	Zone de développement de la couche limite : profil de $U^*$ .....	111
7.2.3	Zone de retour de flux .....	113
7.2.3.1	Visualisation de l'écoulement à proximité du décollement par l'intermédiaire du long brin de laine.....	113
7.2.3.2	Profil de $U^*$ dans la zone de retour de flux .....	114
7.2.4	Zone de redéveloppement : profil de $U^*$ .....	115
7.2.5	Évolution de la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel en 3D le long de la section d'essai.....	115
CHAPITRE 8 VISUALISATION DE LA TOPOLOGIE DE L'ÉCOULEMENT PARIÉTAL .....		117
8.1	Ligne de décollement et topologie associée.....	117
8.2	Ligne de recollement et topologie associée .....	119
8.3	Topographie générale de notre bulle de séparation .....	121
8.4	Dimensions pariétales moyennes de la bulle .....	122
CONCLUSION.....		125
RECOMMANDATIONS .....		127
ANNEXE I GÉOMÉTRIE ET DIMENSIONS DES DIFFÉRENTS COMPOSANTS DE NOTRE SOUFFLERIE.....		129
ANNEXE II INSTRUMENTATION DE LA SOUFFLERIE.....		137
ANNEXE III ERREURS DE MESURES .....		142
ANNEXE IV MESURES PRÉLIMINAIRES .....		145
ANNEXE V VISUALISATION DE L'ÉCOULEMENT .....		165
BIBLIOGRAPHIE.....		169



## LISTE DES TABLEAUX

	Page
Tableau 2.1 Paramètres de configuration.....	49
Tableau 2.2 Paramètres de configuration.....	50
Tableau 2.3 Détermination de l'influence de c .....	51
Tableau 2.4 Paramètres de configuration.....	52
Tableau 3.1 Étalonage du thermocouple type K.....	57
Tableau 3.2 Paramètres d'acquisition pour $U^*$ , $P_{tot}^*$ et $C_p$ .....	67
Tableau 4.1 Détermination de $E_{U^*}$ pour $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ .....	72
Tableau 4.2 Détermination de $E_{P_{tot}^*}$ pour $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ .....	74
Tableau 4.3 Présentation des erreurs de mesure systématiques ( $B_{C_p}$ ), aléatoires ( $S_{C_p}$ ) et totales ( $E_{C_p}$ ) du paramètre $C_p$ en fonction des stations pour $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ .....	75
Tableau 6.1 Bilan des pertes de charge théoriques ( $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ ) .....	85
Tableau 7.1 Cartographie des mesures réalisées dans le canal d'essai: (X) $U^*$ , (O) $P_{tot}^*$ , (♦) $C_p$ .....	99
Tableau 7.2 Angle de l'écoulement en fonction des stations .....	102
Tableau 7.3 $U_e/U_{réf}$ moyenne dans la zone de développement.....	105



## LISTE DES FIGURES

	Page
Figure 1.1 Configuration usuelle d'une soufflerie en circuit fermé. Tirée de Bradshaw et Pankhurst (1964, 53).....	5
Figure 1.2 Configuration usuelle d'une soufflerie en circuit ouvert. Tirée de Mehta (1977, p. 62).....	5
Figure 1.3 Paramètres géométriques pour définir la porosité du filtre.....	11
Figure 1.4 Configuration usuelle du canal d'essai pour la création d'une bulle de séparation : divergent-convergent surmontée d'un plafond flexible. Adaptée de Perry et Fairlie (1975b, p. 664).....	18
Figure 1.5 Différentes configurations de l'expérience de la plaque plane avec bord d'attaque épais. Tirée de Ruderich et Fernholz (1986, p. 284).....	20
Figure 1.6 Terminologie associée au décollement. Tirée de Simpson (1989, p. 207).....	24
Figure 1.7 Schématisation des nœuds réguliers : (a) nœud de recollement, (b) nœud de décollement. Tirée de Hunt et <i>al.</i> (1978, p. 185).....	33
Figure 1.8 Schématisation des focus: (a) focus de décollement, (b) focus de recollement. Tirée de Hunt et <i>al.</i> (1978, p. 185).....	33
Figure 1.9 Schématisation du col de recollement. Tirée de Hunt et <i>al.</i> (1978, p. 183).....	34
Figure 1.10 Schématisation de la topographie du recollement. Tirée de Lighthill (1963, p. 75).....	37
Figure 2.1 Dimensions caractéristiques de la section d'essai. Tirée de Patrick (1987).....	43
Figure 2.2 Détermination de $n$ pour un diffuseur grand angle. Tirée de Mehta et Bradshaw (1979, p. 446).....	46
Figure 2.3 Détermination de $K_{sum}$ pour un diffuseur grand angle. Tirée de Mehta et Bradshaw (1979, p. 446).....	47
Figure 2.4 Visualisation par brins de laine du comportement de l'écoulement en sortie du diffuseur grand angle.....	48
Figure 2.5 Courbure du convergent.....	52

Figure 2.6 Vue en coupe de l'écoulement souhaité dans le canal d'essai.....	54
Figure 3.1 Schématisation du montage pour l'étalonnage des capteurs différentiels de pression .....	56
Figure 3.2 Courbe d'étalonnage des trois capteurs différentiels de pression .....	56
Figure 3.3 Paramètres géométriques du convergent.....	59
Figure 3.4 Détermination du coefficient d'étalonnage de la vitesse de référence.....	59
Figure 3.5 Bras vertical.....	66
Figure 5.1 Visualisation par brins de laine ( $U_{réf}=0 \text{ m.s}^{-1}$ ).....	77
Figure 5.2 Visualisation par « arbres » à brins de laine ( $U_{réf}=0 \text{ m.s}^{-1}$ ) .....	78
Figure 5.3 Visualisation par l'intermédiaire du long brin de laine ( $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ ) :.....	79
Figure 5.4 Exemple de visualisation obtenue par la méthode du film d'huile $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ .....	80
Figure 6.1 Détermination des pertes de charge totales expérimentales entre l'amont du pré-diffuseur et la sortie du canal d'essai.....	87
Figure 6.2 Confrontation des résultats théoriques et expérimentaux des pertes de charge totales entre $S_5$ et la section de sortie du canal d'essai .....	88
Figure 6.3 Paramètres géométriques de la zone de développement du canal d'essai pour déterminer l'inclinaison de la paroi inférieure.....	90
Figure 6.4 Évolution de $C_p$ le long de la zone de développement pour $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ .....	91
Figure 6.5 Comparaison entre modèle théorique et notre profil de couche limite en $S_6$ pour $z=0 \text{ mm}$ ( $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ ) .....	95
Figure 6.6 Comparaison de $\delta$ avec et sans déclencheur.....	95
Figure 6.7 Visualisation par brins de laine pour la validation de l'efficacité du piège à couche limite .....	96
Figure 6.8 Position du tube de Pitot-statique .....	97
Figure 7.1 Comparaison de l'évolution de l'épaisseur de la couche limite turbulente dans notre zone de développement théorique et expérimentale pour $z=0 \text{ mm}$ ( $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ ) .....	104



Figure 7.2 Délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel obtenue par l'intermédiaire de $U^*$ et $P_{tot}^*$ en $z=0$ mm pour $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ .....	109
Figure 7.3 Comparaison latérale pour $z=-200, 0$ et $200$ mm de l'évolution de l'épaisseur de la couche limite turbulente dans notre zone de développement théorique et expérimentale ( $U_{réf}= 30 \text{ m.s}^{-1}$ ).....	112
Figure 7.4 Comparaison de la délimitation entre écoulement rotationnel et et irrotationnel obtenue par l'intermédiaire de $U^*$ en $z= -200, 0, 200\text{mm}$ ( $U_{réf}= 30\text{m.s}^{-1}$ ) .....	116
Figure 8.1 Ligne de décollement obtenue d'après les les visualisations par films d'huile .....	118
Figure 8.2 Représentation de la topologie du décollement.....	119
Figure 8.3 Photographie de la zone de recollement.....	120
Figure 8.4 Représentation de la topologie du recollement .....	121



## **LISTE DES ABRÉVIATIONS, SIGLES ET ACRONYMES**

CFD	Computational fluid dynamics
CFM	Cubic feet per minute
PID	Correcteur proportionnel intégrale dérivée
GESTC	General electric streamtube curvature code
PIV	Particle image velocimetry
ÉTS	École de technologie supérieure
Labo TFT	Laboratoire de thermo-fluide pour le transport
MAS	Moteur asynchrone triphasé
2D	Bidimensionnel
3D	Tridimensionnel



## LISTE DES SYMBOLES ET UNITÉS DE MESURE

### UNITÉ

°	degré
°C	degré celsius
%	pourcentage
HP	horsepower
Hz	hertz
kHz	kilohertz
Ma	nombre de mach
m	mètre
m <sup>2</sup>	mètre carré
m <sup>3</sup>	mètre cube
m <sup>3</sup> .s <sup>-1</sup>	mètre cube par seconde
m.s <sup>-1</sup>	mètre par seconde
ft <sup>2</sup>	pié carré
in	pouce
inH <sub>2</sub> O	pouce d'eau
Pa	pascal
s	seconde
Vdc	volts direct courant

### SYMBOLES

A	rappor des aires d'entrée et de sortie d'un diffuseur conventionnel ou grand angle
A <sub>D</sub>	rappor des aires d'entrée et de sortie du diffuseur
A <sub>PD</sub>	rappor des aires d'entrée et de sortie du pré-diffuseur
A <sub>0</sub>	aire correspondante à la section d'entrée du canal d'essai
AR	rappor de forme de la bulle de séparation
B	erreur systématique de mesure générale

## XXIV

$B_{Cp}$	erreur systématique de mesure du coefficient de pression statique
$B_{P_{tot}^*}$	erreur systématique de mesure de la pression totale adimensionnelle
$B_{U^*}$	erreur systématique de mesure de la vitesse adimensionnelle
$c$	rapport de convergence du convergent
$C_{\text{étal}}$	coefficient d'étalonnage de la vitesse de référence
$C_{fCE}$	coefficient de frottement du canal d'essai
$C_p$	coefficient de pression statique
$C_1$	coefficient de sensibilité absolue relative à la mesure de $q$ pour calculer $B_{U^*}$
$C_2$	coefficient de sensibilité absolue relative à la mesure de $\Delta P_{12c}$ pour calculer $B_{U^*}$
$C_3$	coefficient de sensibilité absolue relative à la mesure de $P_{tot}$ pour calculer $B_{P_{tot}^*}$
$C_4$	coefficient de sensibilité absolue relative à la mesure de $P_{tot\text{réf}}$ pour calculer $B_{P_{tot}^*}$
$C_5$	coefficient de sensibilité absolue relative à la mesure de $P_{sréf}$ pour calculer $B_{P_{tot}^*}$
$C_6$	coefficient de sensibilité absolue relative à la mesure de $\Delta P_{12c}$ pour calculer $B_{P_{tot}^*}$
$C_7$	coefficient de sensibilité absolue relative à la mesure de $P_s(x) - P_{sréf}$ pour calculer $B_{Cp}$
$C_8$	coefficient de sensibilité absolue relative à la mesure de $\Delta P_{12c}$ pour calculer $B_{Cp}$
$D_{hPD}$	diamètre hydraulique du pré-diffuseur
$d$	diamètre du fil des mailles des filtres
$E$	tension délivrée par les capteurs différentiels de pression
$E_{Cp}$	erreur totale de mesure du coefficient de pression statique
$E_{P_{tot}^*}$	erreur totale de mesure de la pression totale adimensionnelle
$E_{U^*}$	erreur totale de mesure de la vitesse moyenne adimensionnelle suivant l'axe $x$
$f_{acq}$	fréquence d'acquisition
$f_{PD}$	coefficient de frottement du pré-diffuseur
$h_b$	hauteur de la bulle de séparation
$h_{CT}$	hauteur de la chambre de tranquillisation
$h_d$	hauteur du déclencheur
$h_{réf}$	hauteur de la section de référence du canal d'essai
$h_{SX}$	hauteur de la section à la station $X$
$h_{\psi}$	hauteur équivalente à l'inclinaison de la paroi inférieure de la zone de développement
$h_{1c}$	hauteur de la section d'entrée du convergent

$h_{2c}$	hauteur de la section de sortie du convergent
$K_{gr}$	pertes de charge de la grille perforée
$K_i$	pertes de charge du filtre (i allant de 1 à 6)
$K_{lin}$	pertes de charge linéaires théoriques
$K_{sin}$	pertes de charge singulières théoriques
$K_{sum}$	pertes de charge générées par les filtres du diffuseur grand angle minimum recommandée
$K_{sumD}$	pertes de charge générées par les filtres du diffuseur grand angle
$K_{tot\ exp}$	pertes de charge expérimentales entre l'amont du pré-diffuseur et la sortie du canal d'essai
$K_{tot\ théo}$	pertes de charge théoriques entre l'amont du pré-diffuseur et la sortie du canal d'essai
$K_{12c}$	pertes de charge comprises entre la section d'entrée et de sortie du convergent
$l$	largeur de l'ouverture du maillage
$L$	longueur de l'élément considéré
$L_b$	longueur de la bulle de séparation
$L_D$	longueur du diffuseur
$L_{PD}$	longueur du pré-diffuseur
$L_{CT}$	longueur de la chambre de tranquillisation
$L_C$	longueur du convergent
$L_{ZD}$	longueur de la zone de développement
$\dot{m}$	débit massique de l'air
$MGX_i$	moyenne glissée de la variable $X_i$
$MG\sigma_i$	moyenne glissée de l'écart type $\sigma_i$ de la variable $X_i$
$n$	nombre de filtres
$n_b$	nombre de bits
$N$	nombre d'échantillon de mesure
$N_{acq}$	nombre de points d'acquisition
$O$	origine du repère relative au canal d'essai
$O_c$	origine virtuelle de création de la couche limite
$O_s$	origine du repère relative à l'ensemble de la soufflerie

$p$	périmètre de l'élément considéré
$p_0$	périmètre correspondant à la section d'entrée du canal d'essai
$P_{\text{atm}}$	pression atmosphérique
$P_s$	pression statique
$P_{s, \text{réf}}$	pression statique de référence
$P_{\text{tot}}$	pression totale
$P_{\text{tot, réf}}$	pression totale de référence
$P_{\text{tots}}$	pression totale en amont du pré-diffuseur
$P_{\text{tot}}^*$	pression totale adimensionnelle
$q$	pression dynamique
$q_{\text{réf}}$	pression dynamique de référence
$R$	constante spécifique de l'air sec
$Re_{\text{Dh}}$	nombre de Reynolds basé sur le diamètre hydraulique moyen du pré-diffuseur
$Re_m$	nombre de Reynolds unitaire
$Re_{xc}$	nombre de Reynolds basé sur la distance à l'origine virtuelle de la création de la couche limite turbulente
$S$	erreur aléatoire de mesure générale
$S_{Cp}$	erreur aléatoire de mesure du coefficient de pression statique
$S_k$	station du canal d'essai ( $k$ allant de 0 à 28)
$S_{P_{\text{tot}}^*}$	erreur aléatoire de mesure de la pression totale adimensionnelle
$S_{\text{réf}}$	station de référence
$S_s$	station amont au pré-diffuseur
$S_{U^*}$	erreur aléatoire de mesure de la vitesse moyenne adimensionnelle
$S_{1c}$	station correspondante à la section d'entrée du convergent
$S_{2c}$	station correspondante à la section d'entrée du convergent
$T_{\text{acq}}$	temps d'acquisition
$T_{\text{réf}}$	température de référence
$u$	vitesse fluctuante moyenne suivant l'axe $x$
$U$	vitesse moyenne longitudinale suivant l'axe $x$
$U_e$	maximal local de vitesse moyenne dans l'écoulement potentiel suivant l'axe $x$



$U_{PD}$	vitesse moyenne longitudinale dans le pré-diffuseur suivant l'axe x
$U_{réf}$	vitesse moyenne longitudinale de référence suivant l'axe x
$U_{RSS}$	erreur totale de mesure général
$U_{SX}$	vitesse moyenne longitudinale suivant l'axe x à la station X.
$U^*$	vitesse moyenne longitudinale adimensionnelle suivant l'axe x
$v$	vitesse verticale fluctuante suivant l'axe y
$V$	vitesse verticale moyenne dans l'écoulement potentiel suivant l'axe y
$w$	vitesse transverse fluctuante suivant l'axe z
$W$	vitesse transverse moyenne dans l'écoulement potentiel suivant l'axe z
$w_b$	largeur de la bulle de séparation
$x$	coordonnée axiale relative au canal d'essai
$x_c$	coordonnée axiale relative à l'origine virtuelle de création de la couche limite
$x_d$	coordonnée axiale relative à la position du déclencheur
$x_{cv}$	coordonnée axiale relative au convergent
$x_s$	coordonnée axiale relative à la section d'entrée du pré-diffuseur
$X$	distance axiale entre l'entrée et le point d'inflexion de la courbure du convergent
$y$	coordonnée verticale relative au canal d'essai
$y_c$	coordonnée verticale relative à l'origine virtuelle de création de la couche limite
$y_{cv}$	coordonnée verticale relative au convergent
$y_s$	coordonnée verticale relative à la section d'entrée du pré-diffuseur
$z$	coordonnée transverse relative au canal d'essai
$z_c$	coordonnée transverse relative à l'origine virtuelle de création de la couche limite
$z_s$	coordonnée transverse relative à la section d'entrée du pré-diffuseur
$\alpha$	angle compris entre la ligne de courant de l'écoulement et l'axe du tube
$\beta_i$	porosité du filtre (i allant de 1 à 6)
$\beta_{gr}$	porosité de la grille perforée
$\beta_{NA}$	porosité du nid d'abeille
$\delta$	épaisseur de la couche limite
$\delta_{avec\ dé}$	épaisseur de la couche limite avec déclencheur
$\delta_{sans\ dé}$	épaisseur de la couche limite sans déclencheur

## XXVIII

$\delta^*$	épaisseur de déplacement de la couche limite
$\Delta E$	plage de tension de la carte d'acquisition
$\Delta P_{12c}$	gradient de pression statique entre la section d'entrée et de sortie du convergent
$\varepsilon_{CA}$	erreur de lecture de la carte d'acquisition
$\varepsilon_{PD}$	rugosité des parois du pré-diffuseur
$\varepsilon_{CE}$	rugosité des parois du canal d'essai
$\nu$	viscosité cinématique de l'air
$\rho$	masse volumique de l'air
$\chi_{\tau_\omega}$	coefficient de retour de flux
$\tau_\omega$	contrainte de cisaillement pariétale
$\Psi$	angle d'ouverture de la zone de développement de la couche limite
$\psi$	fonction ligne de courant moyenne
$2\theta$	angle de divergence d'un diffuseur grand angle ou conventionnel
$2\theta_D$	angle de divergence du diffuseur
$2\theta_{PD}$	angle de divergence du pré-diffuseur

## INTRODUCTION

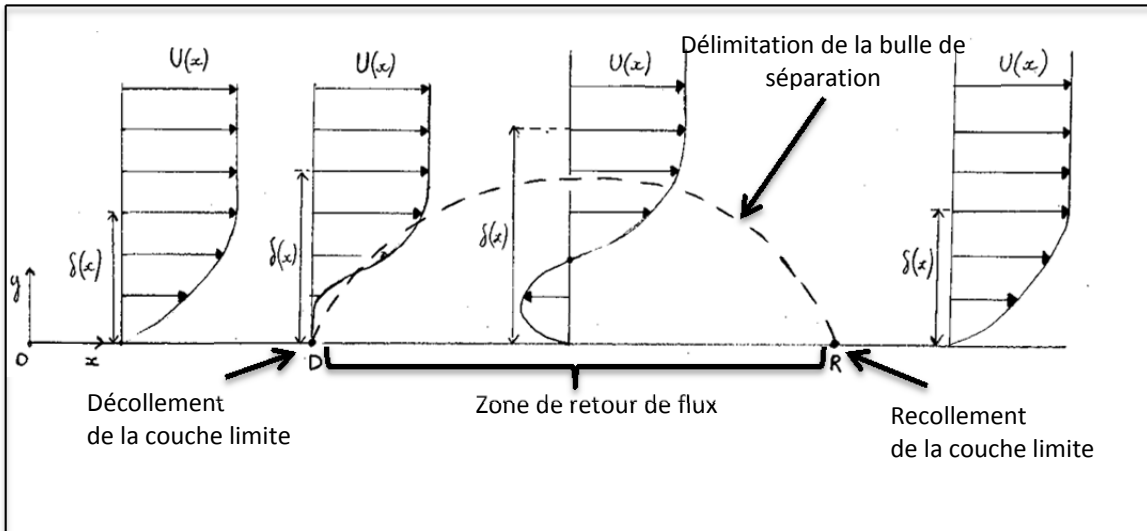
Le phénomène de décollement des couches limite est à l'origine d'importantes pertes de performances sur les profils aérodynamiques. Dans le domaine aéronautique, ces pertes se manifestent sur les pâles des turbomachines ainsi que sur les profils d'ailes. Dans les deux cas, la présence du décollement génère une augmentation de la consommation en carburant des aéronefs.

Dès les années 1970, encouragées par l'industrie aéronautique, des recherches expérimentales visant à recréer un décollement de couche limite ont émergée dans de nombreuses souffleries de laboratoire. Les résultats expérimentaux ainsi obtenus ont permis d'agrémenter et de valider les modèles CFD mis en place ultérieurement. Malgré une mise en œuvre plus économique, ces simulations numériques, rendues possible par les puissances de calcul actuelles, ne permettent pas de recréer fidèlement le comportement d'un décollement de couche limite à haut nombre de Reynolds. Le recours à l'analyse expérimentale pour ce type d'écoulement reste encore de nos jours le seul moyen d'étudier, d'une manière globale, ce phénomène complexe. C'est pourquoi, dans le laboratoire TFT, il a été décidé de mettre en place une soufflerie de recherche sur les couches limites.

L'objectif principal de ce projet de recherche consiste à valider la mise en place d'une soufflerie d'étude sur les couches limite. Afin d'obtenir une meilleure compréhension du décollement des couches limites, il a été choisi de recréer une couche limite turbulente qui se décolle et se recolle suite à l'imposition d'un gradient de pression approprié dans une soufflerie. L'ensemble, décollement suivi du recollement constitue une bulle de séparation. Un schéma de principe de l'écoulement ainsi choisi est donné à la page suivante. Des mesures préliminaires ont ensuite été réalisées, dans et en dehors de la bulle de séparation, permettant de valider les paramètres de configuration de la soufflerie ainsi mise en place.

Dans un premier temps, nous allons présenter l'ensemble des travaux revisités lors de ce projet de recherche. Dans un second temps, nous exposerons la méthodologie de mise en

place de la soufflerie. Deux chapitres, traitant de son instrumentation et des erreurs de mesures s'y rapportant, s'en suivront. Nous décrirons alors les techniques de visualisation employées. Une analyse des mesures préliminaires effectuées dans notre canal d'essai nous permettra de valider l'efficacité des systèmes de contrôle de l'écoulement installés dans notre canal d'essai. Enfin, nous présenterons les mesures faites au sein de notre bulle de séparation et des visualisations de la topologie de l'écoulement pariétal permettront d'en vérifier la pertinence.



Schématisme de l'écoulement voulant être isolé  
dans la soufflerie du laboratoire TFT

# CHAPITRE 1

## REVUE DE LITTÉRATURE

### 1.1 Introduction

De nombreux travaux revisités dans le cadre de ce projet de recherche traitent de la conception des souffleries basses vitesses. Beaucoup de procédures de conceptions établies jusque dans les années 1970, s'appuyaient sur un savoir acquis aux travers des expériences et non sur des raisonnements purement scientifiques. Des travaux plus récents, basés sur des simulations numériques, ont permis de valider et d'optimiser les procédures de conception mises en place ultérieurement. Une première partie traitant de la conception des souffleries basse vitesse présentera l'ensemble des travaux revisités durant le projet.

Dans un second temps, une étude approfondie de la littérature se rapportant à la physique de la bulle de séparation sera entreprise. Comme nous le verrons, l'étude d'une bulle de séparation nécessite de s'intéresser aussi bien au décollement qu'au recollement d'une couche limite. Bien que plusieurs papiers traitent de la bulle de séparation, peu nombreux sont ceux considérant simultanément les deux phénomènes. L'intérêt est également porté sur l'obtention d'un écoulement bidimensionnel en moyenne. Ainsi, les effets tridimensionnels doivent être éliminés. C'est pourquoi, nous nous intéresserons dans cette même partie à la littérature traitant de l'origine des effets tridimensionnels dans les bulles de séparation, ainsi que des systèmes utilisés pour les diminuer.

Depuis les années 1960, plusieurs auteurs ont travaillé sur la détermination des règles topologiques des lignes de courant de l'écoulement dont nous présenterons le travail dans une troisième partie intitulée : Topologie de l'écoulement pariétal. L'analogie entre la théorie des équations différentielles de Poincaré et le comportement des lignes de courant proche de la paroi permet de mettre en place des règles topologiques qui gouvernent l'écoulement au sein de la bulle. La compréhension de ces phénomènes complexes nous permettra de mieux cerner le comportement des phénomènes tridimensionnels dans notre bulle de décollement.

Les techniques de visualisations de l'écoulement favorisent la compréhension et la caractérisation cinématique de l'écoulement. Mises en relations avec les mesures quantitatives de l'écoulement, elles permettent d'obtenir une compréhension globale de l'écoulement. La littérature se rapportant aux techniques de visualisations et de mesures des écoulements est vaste. Ces techniques seront présentées dans une quatrième partie de cette revue de littérature.

## **1.2 Conception des souffleries basses vitesses**

Dans cette partie, une présentation sommaire de la différence et des principaux avantages conférés aux souffleries circuit fermé et circuit ouvert sera réalisée. Dans un second temps, la littérature portant sur les compresseurs utilisés pour les souffleries de recherche sera revisitée. Un état de l'art portant sur la conception des diffuseurs conventionnels sera par la suite effectué. Nous verrons notamment la nécessité d'utiliser un diffuseur grand angle. Dans un quatrième temps, nous passerons en revue les travaux concernant la chambre de tranquillisation puis nous nous attarderons sur les critères de conception des convergents. Pour finir, nous résumerons les travaux concernant la conception des sections d'essais. Nous nous limiterons à ceux conçus pour étudier le phénomène de séparation des couches limites turbulentes.

### **1.2.1 Comparaison entre soufflerie de type circuit fermé et circuit ouvert**

Les souffleries peuvent être classées suivantes deux grandes familles:

- circuit ouvert;
- circuit fermé.

Une illustration de ces deux types de configuration est donnée sur les figures ci-après.

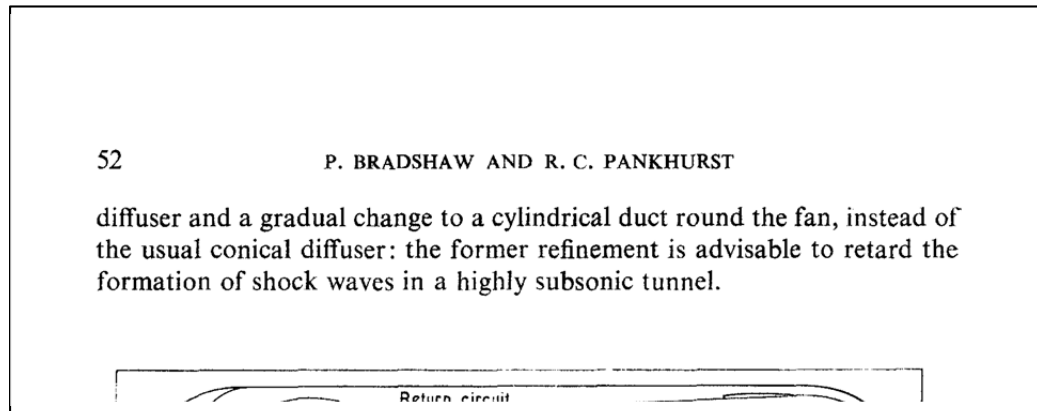


Figure 1.1 Configuration usuelle d'une soufflerie en circuit fermé  
Tirée de Bradshaw et Pankhurst (1964, p. 53)

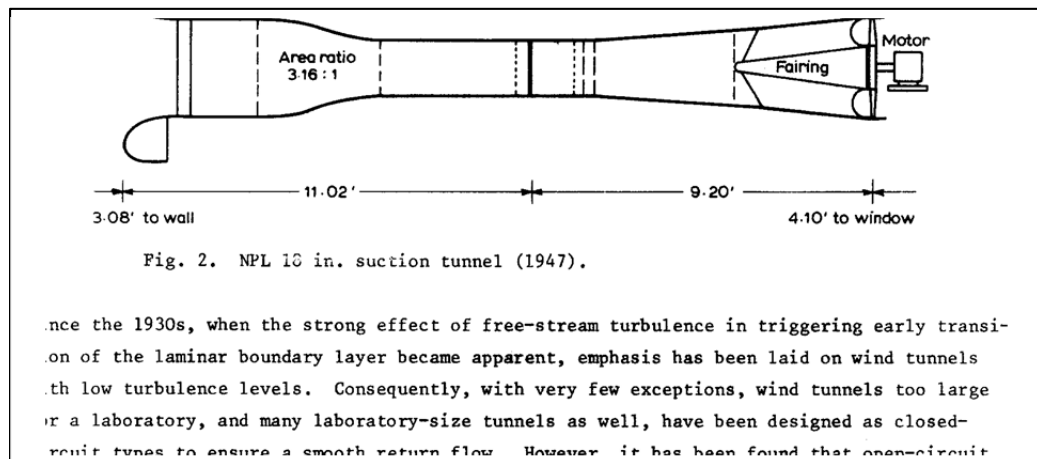


Figure 1.2 Configuration usuelle d'une soufflerie en circuit ouvert  
Tirée de Mehta (1977, p. 62)

Le choix d'utiliser une soufflerie avec une ou l'autre configuration dépendra principalement du niveau de performance de l'écoulement souhaité dans le canal d'essai, de l'espace, du budget et de la puissance fournie par le compresseur. Dans les lignes qui suivent, nous allons définir les avantages et inconvénients conférés au circuit ouvert et fermé.

Un des principaux avantages accordé à une soufflerie ayant un circuit fermé est un contrôle du flux de retour. Lors de son retour, l'écoulement est guidé et asservi en température. La présence de filtres et d'angles équipés d'aubes permet de redresser l'écoulement dans le

circuit de retour. Ces composants concèdent une stabilité à l'écoulement et le rendent indépendant des perturbations extérieures comme le soulignent Barlow *et al.* (1999, p. 27). A contrario, pour une soufflerie ouverte, l'air est puisé directement dans la pièce où est installée la soufflerie. Ainsi, le niveau de performance obtenu dans le canal d'essai sera affecté par la qualité et la variation de température de l'écoulement dans la pièce. Pour illustrer ces propos, nous pouvons comparer l'uniformité de la vitesse moyenne et le taux de turbulence de l'écoulement longitudinal obtenus dans une soufflerie de type circuit fermé avec une soufflerie ouverte. Nous nous appuyerons sur l'étalonnage d'une soufflerie circuit fermée de haute performance réalisée par Lindgren et Johansson (2002) et sur les mesures effectuées par Bell et Mehta (1989) dans leur soufflerie circuit ouvert. Ils obtiennent une uniformité de la vitesse longitudinale et un niveau de turbulence<sup>1</sup> respectifs de  $\pm 0.1\%$  ( $\pm 0.04\%$ ) (Lindgren et Johansson, 2002, p. 1) et de  $\pm 0.25\%$  ( $\pm 0.15\%$ ) (Bell et Mehta, 1989, p. 1).

En dépit de moindres performances, dans les applications telles que les recherches portant sur les couches limites, les expérimentalistes font souvent appel aux souffleries boucle ouverte, Bradshaw et Pankhurst (1964, p. 37). Ce type de soufflerie possède des avantages rendant son utilisation courante. En effet, comme le soulignent Barlow *et al.* (1999, p. 27), les souffleries ouvertes ont pour principal avantage d'avoir un coût de construction moins élevé que celui d'un circuit fermé. De plus, Mehta et Bradshaw (1979, p. 443) soulignent qu'il est possible d'obtenir de bonnes performances avec une soufflerie ouverte tout en économisant de l'espace.

D'après les différents papiers, le compresseur peut être rattaché à la soufflerie de deux manières :

- en amont du canal d'essai (i.e. compresseur soufflant);
- en aval du canal d'essai (i.e. compresseur aspirant).

---

<sup>1</sup> Les valeurs du taux de turbulence sont entre parenthèses.



Les deux configurations jouent un rôle prépondérant sur les performances de l'écoulement à l'intérieur du canal d'essai. Le seul avantage conféré au compresseur aspirant, comme le font remarquer Mehta et Bradshaw (1979, p. 443), est que l'écoulement en amont du canal d'essai sera moins perturbé que celui obtenu avec un compresseur soufflant. Cependant, il s'avère qu'une soufflerie équipée avec un compresseur soufflant permettra une plus grande flexibilité de configuration du canal d'essai comme le font remarquer Mehta et Bradshaw (1979, p. 443). Pour justifier ces propos, Bradshaw écrit que ces expérimentations portant sur les couches limites (1971, p. 3), nécessitent une grande variété de géométrie du canal d'essai. Il rajoute que cette flexibilité est obtenue grâce à la configuration soufflerie boucle ouverte alimentée par un compresseur soufflant (Bradshaw, 1971, p. 3).

En s'appuyant sur ces dernières remarques, notre soufflerie étant vouée à l'étude portant sur le décollement et le recollement de couches limite, nous avons choisi une configuration soufflerie boucle ouverte alimentée par un compresseur soufflant. La suite de cette revue de littérature portera donc essentiellement sur ce type de configuration.

### **1.2.2 Configuration d'une soufflerie boucle ouverte munie d'un compresseur soufflant**

Bien qu'il existe une multitude de géométries de soufflerie de type boucle ouverte alimentée par un compresseur soufflant, la littérature se rapportant aux configurations de cette famille de soufflerie révèle de grandes similarités entre celles-ci. Elles sont dans la majorité des cas composées:

- d'un compresseur centrifuge;
- d'un diffuseur conventionnel et/ou grand angle;
- d'une chambre de tranquillisation;
- d'un convergent;
- d'un canal d'essai;
- d'un diffuseur de sortie.

En général, les composants cités ci-dessus sont assemblés comme le montre la Figure 1.2.

### **1.2.3 Compresseurs centrifuge**

Nous avons au préalable un compresseur centrifuge à disposition dans notre laboratoire que nous avons utilisé pour alimenter notre soufflerie. La détermination et les choix de technologies associées à ce type de compresseur sortent donc du cadre de ce projet de recherche et ne seront malheureusement pas présentés ici.

Bell et Mehta (1989, p. 5) insistent sur le fait que les vibrations mécaniques induites par le moteur et le compresseur sur la structure de la soufflerie entraînent une hausse du taux de turbulence au sein de l'écoulement potentiel. Pour pallier ce problème, les expérimentalistes utilisent des systèmes anti-vibrations. Des exemples de systèmes anti-vibrations sont présentés dans les rapports de Rao et Kariya (1987, p. 4) et de Bell et Mehta (1989, p. 5).

Les compresseurs peuvent être entraînés par un moteur alimenté en alternatif (i.e. MAS). Cette alternative, comporte des désavantages liés à la radiation électromagnétique inhérente à ce type de moteur. Lindgren et Johansson (2002, p. 39) rapportent que cette pollution électromagnétique entraîne des erreurs de mesures de température. Pour remédier à ce problème ils préconisent d'améliorer la qualité du câblage.

### **1.2.4 Diffuseur conventionnel, diffuseur grand angle**

Le rôle principal du diffuseur est de ralentir l'écoulement avant que celui-ci n'atteigne la chambre de tranquillisation. Comme nous le verrons dans la prochaine partie (*Voir*, Chambre de tranquillisation, p. 11), cette diminution va s'avérer nécessaire afin de diminuer les pertes de charge dans la chambre de tranquillisation. Il existe deux grandes familles de diffuseur:

- les diffuseurs conventionnels;
- les diffuseurs grand angle.

Les principaux critères de conception des diffuseurs conventionnels sont donnés par Mehta et Bradshaw (1979, p. 445) comme étant :

- le rapport des aires d'entrée et de sortie :  $A = \frac{A_{sortie}}{A_{entrée}}$ ;
- l'angle total de divergence du diffuseur :  $2\theta$ ;
- la forme du diffuseur;
- la rugosité des parois du diffuseur.

Pour une longueur de diffuseur souhaitée, l'angle total de divergence ( $2\theta$ ) est tributaire du rapport des aires ( $A$ ). Outre les considérations spatiales et financières, la longueur du diffuseur doit être minimisée. En effet, plus la longueur du diffuseur est importante, plus la couche limite en sortie de celui-ci va être épaisse. L'uniformité de l'écoulement dans le canal d'essai en sera donc affectée. Selon, Bradshaw et Pankhurst (1964, p. 9), les instabilités de l'écoulement dans le canal d'essai peuvent être dues à une séparation totale ou intermittente dans le diffuseur si son angle de divergence ( $2\theta$ ) est trop grand. Hjærne *et al.* (2003, p. 2) préconisent ainsi que  $2\theta < 6^\circ$ . Cependant, cette restriction de l'angle de divergence nécessite une longueur de diffuseur importante. Pour illustrer cela, nous pouvons nous référer à l'exemple donné par Rao *et al.* (1987, p. 4). Ils obtiennent pour  $A=18$  et  $2\theta=4.3^\circ$ , une longueur de diffuseur conventionnel d'environ 8m. Bien évidemment, si l'espace du laboratoire est limité, une telle longueur de diffuseur n'est pas souhaitable. Ainsi, pour limiter la longueur du diffuseur tout en assurant un rapport  $A$  suffisant, les expérimentalistes ont recouru à des diffuseurs grand angle dont l'angle de divergence  $2\theta$  est plus grand que celui des diffuseurs conventionnels.

Mehta et Bradshaw (1979) proposent une procédure complète de conception des diffuseurs grand angle qui nous servira de référence pour notre conception. La valeur élevée de l'angle de divergence pour cette famille de diffuseur engendre inéluctablement un décollement de la couche limite sur ces parois internes. Ce phénomène indésirable peut être évité en insérant des systèmes de contrôle de la couche limite à l'intérieur des diffuseurs grand angle. Dans la majorité des cas (i.e.  $A < 5$ ), pour diminuer les coûts de fabrication, comme le relate Mehta et Bradshaw (1979, p. 446), les systèmes de contrôle de la couche limite utilisés sont des filtres.

Bien qu'ils génèrent une hausse des pertes de charge au sein de la chambre de tranquillisation, ces filtres permettent d'uniformiser l'écoulement au sein du diffuseur. Mehta (1977, p. 66) compare, pour les mêmes conditions initiales de l'écoulement, la longueur d'un diffuseur grand angle avec un diffuseur conventionnel. Il obtient pour un  $A=12$  et  $2\theta=5^\circ$ , une longueur de diffuseur grand angle équivalente à  $\frac{1}{20}$  de celle d'un diffuseur conventionnel démontrant ainsi l'efficacité des diffuseurs grand angle. Les critères de conception des diffuseurs grand angle proposés par Mehta (1977, p. 67), sont les suivants:

- rapport des aires ( $A$ );
- angle d'ouverture ( $2\theta$ );
- nombre de filtres ( $n$ );
- $K_{sum}$  : coefficient de pertes de charge totales générées par les filtres du diffuseur grand angle minimum.

Mehta et Bradshaw (1979) regroupent plus de 100 configurations de diffuseur permettant d'obtenir un écoulement attaché le long des parois du diffuseur et un profil de vitesse en sortie uniforme avec un faible taux de turbulence. Ils tracent alors les caractéristiques des paramètres des filtres  $n$  et  $K_{sum}$  en fonction des deux paramètres géométriques  $A$  et  $2\theta$  (Voir, Figure 2.2, p. 46, et Figure 2.3, p. 47). En se référant au livre de Barlow *et al.* (1999, p. 86), les deux principaux paramètres caractéristiques des filtres sont sa porosité et le nombre de Reynolds basés sur le diamètre du fil. Une définition de la porosité ( $\beta$ ) est donnée par Mehta (1977, p. 60) :

$$\beta = \left(1 - \frac{d}{l}\right)^2 \quad (1.1)$$

$l$  représente l'espacement moyen entre deux fils et  $d$  le diamètre du fil. Ces deux paramètres sont représentés sur le schéma ci-dessous :

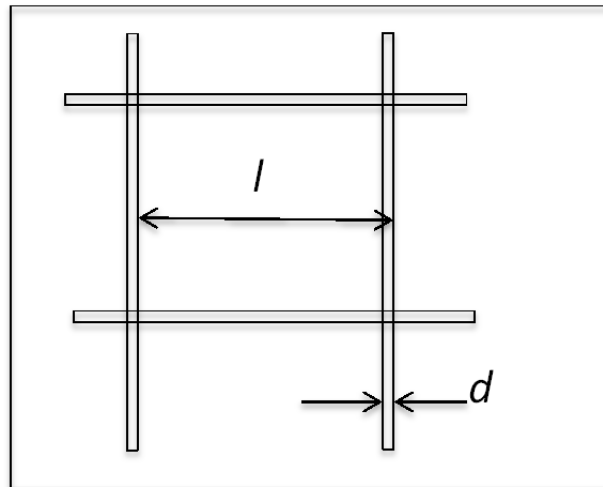


Figure 1.3 Paramètres géométriques pour définir la porosité du filtre

Selon Mehta et Bradshaw (1979, p. 446), la porosité du filtre induit une perte de charge ( $K$ ), permettant de diminuer localement le gradient de pression adverse ce qui a pour effet de retarder le décollement. La somme des gradients de pression statique générés par chacun des filtres doit correspondre ainsi à la valeur du critère  $K_{sum}$ . Les deux auteurs donnent la relation établie par Wieghardt en 1953 permettant de déterminer  $K$  en fonction de  $\beta$  qui est:

$$K = 6.5 \left[ 1 - \frac{\beta}{\beta^2} \right] \left[ \frac{Ud}{\beta v} \right]^{-\frac{1}{3}} \quad (1.2)$$

Mehta et Bradshaw (1979, p. 446), préconisent également d'utiliser des filtres ayant un  $K < 1.5$ . La forme et la disposition des filtres jouent un rôle prépondérant, nous pourrions ainsi nous référer aux commentaires établis par Mehta (1977, p. 77) et reformulés par Mehta et Bradshaw (1979, p. 446) afin d'optimiser le positionnement de nos filtres.

### 1.2.5 Chambre de tranquillisation

Comme nous avons pu le voir dans la section précédente (*Voir* Diffuseur, p. 8), le diffuseur permet de ralentir l'écoulement provenant du compresseur. Une fois décéléré, l'écoulement est dirigé vers la chambre de tranquillisation qui est équipée de composants permettant de diminuer le niveau de turbulence et d'accroître l'uniformité au sein de l'écoulement, Blair *et*

*al.* (1981, p. 679). Barlow *et al.* (1999, p. 90) relatent que dans la majorité des cas, ces composants sont plusieurs filtres, communément trois, précédés d'un nid d'abeille. Cependant, Mehta et Bradshaw (1979, p. 445) soulignent que ces filtres génèrent des pertes de charge proportionnelles au carré de la vitesse moyenne. Cette constatation justifie la nécessité de placer le diffuseur en amont de la chambre de tranquillisation afin de ralentir la vitesse moyenne de l'écoulement.

En 1989, Bell et Mehta réalisent une étude poussée de l'influence des filtres sur l'écoulement. Ils soulignent notamment que la configuration et le choix du nid d'abeille et des filtres sont tributaires du niveau de performance souhaité à l'intérieur du canal d'essai (Bell et Mehta, 1989, p. 7). Ainsi, la difficulté résulte dans la détermination d'un compromis entre niveau de performance souhaité dans le canal d'essai et augmentation des pertes de charge associées aux filtres. Dans un premier temps, nous allons définir le rôle et les principales caractéristiques du nid d'abeille. Dans un second temps, nous effectuerons une étude similaire pour les filtres.

Le nid d'abeille va permettre de redresser l'écoulement lors de son passage aux travers de celui-ci. Ce redressement est obtenu par la suppression de la majorité des composantes transverses, comme le relatent Lindgren et Johansson (2002, p. 17). Barlow *et al.* (1999, p. 90) donnent des valeurs typiques de porosité et de pertes de charge inhérentes au nid d'abeille qui sont respectivement de 0,8 et 0,5. Comme nous allons le voir par la suite, cette porosité est grande comparée à celle des filtres pour limiter les pertes de charge dans le nid d'abeille. Comme le souligne Lindgren et Johansson (2002, p. 17), en sortie du nid d'abeille les structures turbulentes auront une taille comparable à la porosité des cellules de celui-ci. Ainsi, le nid d'abeille n'est pas efficace pour supprimer les structures de turbulence fine au sein de l'écoulement. Cela explique la nécessité de placer en aval de celui-ci des filtres pour obtenir un faible taux de turbulence dans le canal d'essai. Afin de caractériser le nid d'abeille, les expérimentalistes calculent le rapport entre la longueur et le diamètre équivalent des cellules du nid d'abeille. Hjærne *et al.* (2003, p. 3) suggèrent d'utiliser des cellules ayant une longueur correspondante à 12 fois leur diamètre équivalent. Mehta et Bradshaw (1979, p.

447), sont moins conservateurs et préconisent une longueur correspondante à 6-8 fois le diamètre de la cellule. De formes circulaires, carrées, hexagonales ou trapézoïdales, les cellules du nid d'abeille peuvent être en aluminium ou en papier imprégné, Barlow *et al.* (1999, p. 90).

Selon Lindgren et Johansson (2002, p. 18), les filtres sont moins efficaces que le nid d'abeille pour réduire les composantes transverses de l'écoulement moyen mais permettent de réduire plus significativement les structures de turbulences tridimensionnelles. Hjärne *et al.* (2003, p. 3) affirment que la diminution de la turbulence augmente avec la diminution des tailles du maillage des filtres. Les structures turbulentes vont donc être diminuées au sein de l'écoulement à une échelle correspondante à la porosité du filtre<sup>2</sup> ( $\beta$ ). Une fois leur taille réduite, les structures de turbulence se dissipent au sein de l'écoulement moyen. Afin d'optimiser ce processus, plusieurs filtres sont placés en séries dans la chambre de tranquillisation. Cependant, comme le suggère Mehta et Hoffmann (1987, p. 360), le dernier filtre doit avoir une porosité supérieure à 0,57 afin de limiter les instabilités dans l'écoulement à l'approche du convergent.

Selon Mehta et Bradshaw (1979, p. 447), la conséquence d'une chambre de tranquillisation trop longue sera l'augmentation de l'épaisseur de couche limite. Il est donc important de limiter la longueur de la chambre de tranquillisation afin de conserver une bonne uniformité de l'écoulement. De plus, les deux auteurs rajoutent que la diminution de pression statique générée aux travers de chacun des filtres doit être indépendante. Pour éviter ce recouvrement, un espacement minimum est requis entre chaque filtre. Hjärne *et al.* (2003, p. 3) définissent cet espacement comme étant la distance nécessaire à la diffusion des structures turbulentes. Selon Mehta et Bradshaw (1979, p. 447) une distance entre les filtres équivalente à 0,2 fois le diamètre équivalent de la chambre de tranquillisation est souhaitable. Enfin, dans de nombreux rapports, les expérimentalistes recommandent de faciliter l'accès aux filtres et au

---

<sup>2</sup> Pour calculer la porosité et les pertes de charges associées à chaque filtres dans la chambre de tranquillisation nous nous référerons aux équations (1.1) et (1.2) (*Voir*, Diffuseur, p. 7).

nid d'abeille facilitant les opérations de maintenance nécessaire au maintien des performances de la soufflerie.

### 1.2.6 Convergent

Comme nous avons pu le voir auparavant, l'écoulement a été décéléré au préalable dans le diffuseur afin de limiter les pertes de charge dans la chambre de tranquillisation (*Voir, Chambre de tranquillisation, p. 11*). Selon Mehta et Bradshaw (1979, p. 448), le rôle du convergent, qui suit la chambre de tranquillisation est:

- d'accélérer la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement jusqu'à la valeur souhaitée dans la section d'essai;
- diminuer les variations spatiales des composantes de l'écoulement moyen et fluctuant en effectuant une « compression » de la vorticité transversale.

La plupart des auteurs revisités dans le cadre de ce projet de recherche s'accordent à dire que l'un des paramètres principal de conception des convergents est le rapport de convergence  $c$  (i.e. rapport des aires d'entrée et de sortie). De plus, nous pouvons trouver dans le livre de Barlow *et al.* (1999, p. 95) des valeurs typiques du rapport de convergence qui sont comprises entre 6 et 9. Mehta et Bradshaw (1979, p. 448) se r f rent aux travaux de Bachelor (1970), et quantifient à partir du rapport de convergence les différents facteurs de réduction entre la sortie et l'entrée du convergent :

- de la variation spatiale de la vitesse moyenne longitudinale :  $\frac{1}{c}$ ;
- de la variation spatiale des vitesses moyennes transverses :  $\sqrt{c}$ ;
- de la variation spatiale de la vitesse fluctuante longitudinale :  $\frac{1}{2c} [3(\ln(4c)^3 - 1)]^{\frac{1}{2}}$ ;
- de la variation des vitesses fluctuantes transverses :  $\frac{(3c)^{\frac{1}{2}}}{2}$ .

Ainsi, il est possible en fonction du niveau de performance de l'écoulement souhaité dans le canal d'essai, de déterminer la valeur de  $c$  grâce à ces expressions.



La plupart des convergents rencontrés dans les souffleries académiques de type compresseur soufflant à circuit ouvert sont bidimensionnels et ont une forme basée sur une équation polynomiale de degré 3. Une telle configuration engendre des coûts de fabrication moindres et facilite la conception de ce composant. Ces avantages nous ont conforté dans le choix d'intégrer un convergent 2D, ayant une forme basée sur un polynôme de degré 3, en amont de notre canal d'essai. Ainsi, nous nous baserons sur la procédure détaillée par Morel (1977) pour concevoir notre convergent. En effet, ce dernier a mené des études paramétriques afin de déterminer la configuration optimum de ce type de convergent. Comme il le souligne (1977, p. 371), La difficulté à concevoir les convergents résulte dans le compromis entre obtenir un écoulement uniforme satisfaisant en sortie, tout en évitant que celui-ci ne se décolle à l'intérieur du convergent. Une des principales conclusions issues des travaux de Morel repose sur le fait que ces deux critères sont respectivement dépendants des deux coefficients de pression maximum en entrée ( $C_{pi}$ ) et en sortie ( $C_{pe}$ ) du convergent. En effet, il souligne que la non uniformité de la vitesse moyenne longitudinale en sortie du convergent est proportionnelle à  $C_{pe}$ , Morel (1975, p. 227). Concernant la détermination de  $C_{pi}$ , il préconise d'utiliser le critère de séparation de Stratford, Morel (1975, p. 231). De plus, afin de limiter les risques de séparation à l'intérieur du convergent, il est possible d'augmenter la longueur du convergent. Cependant, tout comme le fait remarquer Morel (1975, p. 227) un convergent trop long induit une couche limite en sortie de celui-ci épaisse et un convergent trop court impliquera une séparation de la couche limite. Il conclut que le niveau de performances de l'écoulement en sortie du convergent sera optimum lorsque la séparation est évitée de justesse.

Bien que la plupart des convergents rencontrés dans les souffleries sont bidimensionnels et ont une forme basée sur une équation polynomiale de degré 3, des études plus récentes basées sur des simulations numériques ont été réalisées. Sargison *et al.* (2004), et d'autres auteurs non revisités lors de ce mémoire, réalisent une étude numérique en vue de l'optimisation de la forme des convergents. Ils aboutissent à une forme basée sur un polynôme de degré 6. Ces derniers concluent que la probabilité d'obtenir une séparation à

l'intérieur du convergent peut être diminuée en éloignant au maximum le point d'inflexion (X) de l'entrée du convergent. En 2003, Hjärne *et al.* (2003, p. 4) réalisent une étude numérique et paramétrique de 54 configurations de convergent 2D de forme cubique. La meilleure configuration issue des calculs qu'ils obtiennent est pour  $X=0,5$ . Ces résultats viennent contredire ceux établis par Sargison *et al.* (2004) puisque la configuration retenue par Hjärne *et al.* (2003) n'est pas celle ayant la valeur de X la plus élevée. En 1987, Rao et Kariya utilisent le logiciel CFD General Electric Streamtube Curvature Code (GESTC) afin d'optimiser le convergent de leur soufflerie. Cependant, bien que validée numériquement, la conception de leur convergent ne s'est pas avérée satisfaisante en pratique (1987, p. 8). En effet, ils visualisent, grâce à des brins de laine, des zones de séparation à l'intérieur du convergent. Ces résultats nous rappellent, bien que les modèles numériques aient considérablement évolué depuis les années 90, la nécessité de réaliser des études expérimentales afin de valider et d'optimiser les logiciels de simulation.

### 1.2.7 Canal d'essai

La plupart des souffleries rencontrées dans la littérature et vouées à l'étude du décollement et du recollement des couches limites turbulentes ont le même type de géométrie. En 1975, Perry et Fairlie ont mis en place un canal d'essai permettant de créer une bulle de séparation en utilisant une géométrie de canal rectangulaire munie d'un plafond flexible.

« The shape of the flexible roof was adjusted to obtain an adverse-pressure-gradient boundary layer upstream of the desired position of separation. The roof then diverged suddenly to produce a definite position for the separation line and subsequently converged to produce reattachment. » (Perry et Fairlie, 1975b, p. 663)

Pour venir compléter ces propos, il faut rajouter que la bulle de séparation doit être créée sur une plaque plane positionnée en regard de la géométrie divergente-convergente. Cette configuration convergente-divergente surmontée d'une plaque plane sera utilisée à maintes reprises dans de nombreuses études portant sur les bulles de séparation des couches limites.

Une schématisation de la configuration divergente-convergente surmontée d'un plafond est présentée sur la Figure 1.4.

La configuration convergente-divergente surmontée d'une plaque plane, ne permet dans aucun cas d'affirmer que la séparation aura plutôt tendance à se réaliser sur la surface plane que sur la surface divergente. Ainsi, en 1975, Perry et Fairlie (1975b, p. 664) ont remarqué la nécessité d'installer un système d'aspiration de la couche limite sur la paroi divergente afin de forcer la couche limite à se séparer sur la plaque plane (*Voir* Figure 1.4, p. 18). Ce même système sera repris par Patrick (1987). Contrairement au système mis en place par Patrick en 1987, le piège à couche limite convergent de Perry et Fairlie (1975b, p. 664) n'induit pas de pertes de masse car l'air aspiré par celui-ci est réinjecté en aval de la bulle de séparation. Patrick (1987, p. 15) estime à 30%, du débit d'air entrant, les pertes de masse générées par l'aspiration de son piège à couche limite. En se basant sur le même principe, Angele et Muhammad-Klingmann (2006, p. 209) perforent la plaque du divergent afin de prévenir la séparation de la couche limite sur celle-ci. Ils obtiennent avec cette alternative des pertes d'environ 6-7% ce qui est en deçà de celle obtenue avec le système de Patrick. Afin de rendre les différents systèmes d'aspiration efficaces, il est nécessaire de venir obstruer l'extrémité du canal d'essai afin d'avoir une pression dans le canal d'essai plus importante que dans la pièce comme le relatent Mehta et Bradshaw (1975, p. 226),. Patrick utilise ce principe et installe une plaque perforée de porosité  $\beta=40\%$  (Patrick, 1987, p. 14). Cette plaque confère une hausse de la pression totale dans le canal d'essai de 2245 Pa à  $U_{\text{réf}}=27\text{m.s}^{-1}$ .

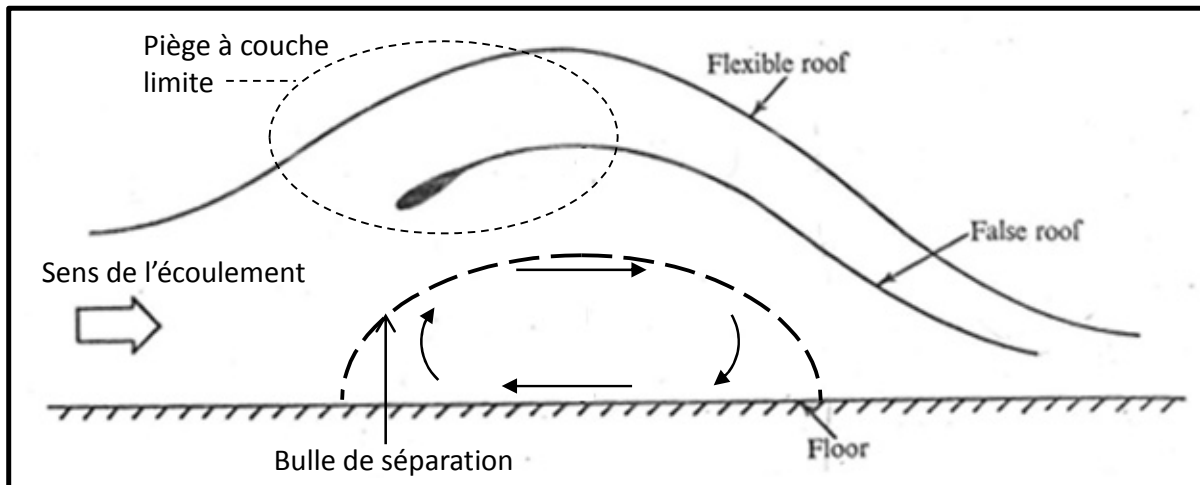


Figure 1.4 Configuration usuelle du canal d'essai pour la création d'une bulle de séparation : divergent-convergent surmontée d'un plafond flexible  
Adaptée de Perry et Fairlie (1975b, p. 664)

Dans la littérature ce rapportant à l'étude d'une bulle de séparation d'une couche limite turbulente, les expérimentalistes utilisent une section de développement de la couche limite (Patrick, 1987, p. 13). Le rôle de cette zone de développement est de fournir une couche limite turbulente suffisamment épaisse et bidimensionnelle en amont du décollement. Les caractéristiques géométriques et bidimensionnelles de la bulle de séparation seront directement affectées par la qualité de cet écoulement. Tout d'abord, afin d'obtenir une couche limite turbulente bidimensionnelle, il est nécessaire d'assurer une transition, de la couche limite entre le régime laminaire et turbulent, latéralement homogène. Pour parvenir à réaliser cela, Braslow et Knox (Braslow et Knox, 1958) ont mis en place une méthode permettant de déterminer la hauteur d'un déclencheur 3D permettant d'assurer la transition forcée de la couche limite. A contrario, Patrick (1987, p. 14) utilise un déclencheur 2D de section carrée, d'une hauteur de 0,64 cm à une position où l'épaisseur de la couche limite est d'environ  $\delta=8\text{cm}$ .

L'épaisseur de la couche limite turbulente sera alors tributaire de la distance comprise entre le déclencheur et le décollement. Typiquement, en se référant aux travaux de Patrick (1987, p. 15) et Song et Eaton (2004, p. 644), l'ordre de grandeur de cette distance est de 2m. Or, les effets de l'épaisseur de déplacement de la couche limite turbulente, générée sur une telle

longueur, aura pour conséquence d'augmenter la vitesse moyenne dans l'écoulement potentiel ce qui n'est pas souhaitable. Afin de contrer ces effets néfastes, en 1987, Rao *et al.* ont mis en place une paroi flexible au niveau de la section de développement pour pouvoir vaincre l'épaisseur de déplacement de la couche limite et rajoutent que l'inclinaison de la paroi permet d'obtenir un gradient de pression nul le long de la section de développement (Rao *et al.*, 1987, p. 9).

### **1.3 Physique de la bulle de séparation**

Jusqu'à aujourd'hui trois types d'expériences majeures ont permis d'obtenir des bulles de séparation:

- plaque plane avec bord d'attaque épais;
- la marche descendante;
- surface plane surmontée d'une paroi flexible.

Dans les pages qui suivent, nous allons présenter les trois expériences présentées ci-dessus. Ensuite, une partie de la littérature existante se rapportant au décollement, à la zone de retour de flux et enfin au recollement de la couche limite sera étudiée. Les travaux portant sur les effets tridimensionnels seront résumés dans la partie concernant la zone de retour de flux.

#### **1.3.1 Expérience de la plaque plane avec bord d'attaque épais**

Afin d'étudier le décollement, le retour de flux et le recollement d'une couche limite, les expérimentalistes utilisent notamment une « plaque plane avec bord d'attaque épais ». En 1986, Ruderich et Fernholz (1986, p. 284) présentent plusieurs configurations de cette famille d'expérience comme le montre la Figure 1.5.

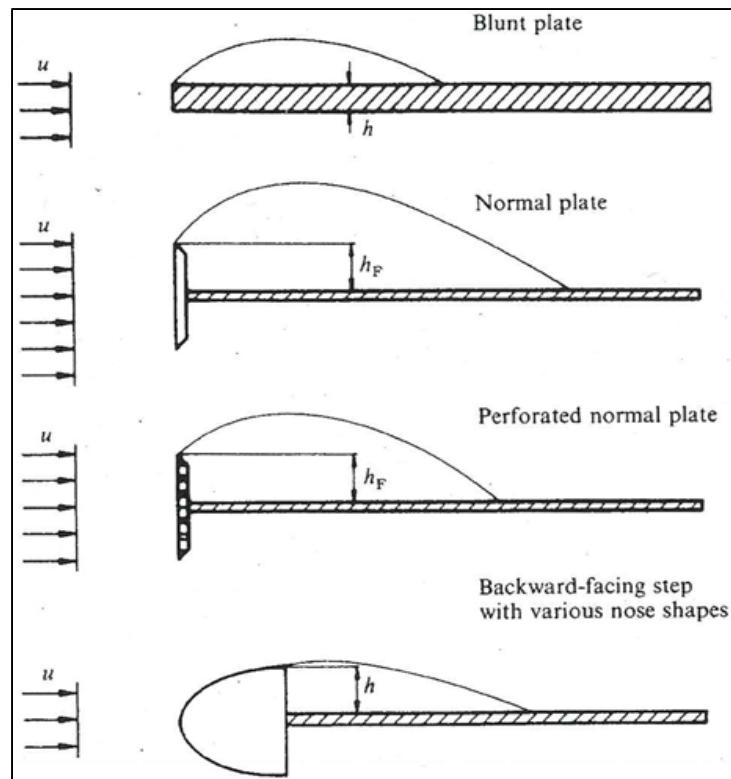


Figure 1.5 Différentes configurations de l'expérience de la plaque plane avec bord d'attaque épais  
Tirée de Ruderich et Fernholz (1986, p. 284)

Dans chacun des montages présentés sur la figure ci-dessus, la couche limite amont au décollement n'a pas d'influence sur la géométrie de la bulle. De plus, l'obstacle permet de figer la ligne de décollement de notre écoulement dans l'espace. Par l'intermédiaire de ce type d'expérimentation, Ruderich et Fernholz ont notamment étudié l'influence de la hauteur de l'obstacle sur la géométrie de la bulle. Autrement dit, ils ont mis en relation la géométrie de l'obstacle avec le rapport de forme de la géométrie de la bulle (*Voir Élimination des effets tridimensionnels*, p. 27).

### 1.3.2 Expérience de la marche descendante

En 1972, Brederode et Bradshaw génèrent une bulle de séparation soumise à un brusque gradient de pression adverse obtenu par l'intermédiaire d'une marche. Plus récemment, Song

et Eaton (2004) présentent une manière de créer une bulle de séparation proche de celle de la marche descendante. En effet, ils obtiennent (2004, p. 642) une séparation par l'intermédiaire d'une rampe à pente douce générant un gradient de pression adverse plus étendu et donc un écoulement de retour plus faible. Le but de ce dernier projet étant de comprendre l'influence du nombre de Reynolds sur la géométrie de la bulle. De nombreux autres auteurs ont étudié la marche descendante et les caractéristiques de turbulence au sein de ce type d'écoulement. Malheureusement, une étude exhaustive de cette littérature sort du cadre de ce mémoire. Nous concentrerons donc notre analyse de ce cas sur l'étude de Brederode et Bradshaw (1972), qui ont travaillé dans une soufflerie très similaire à la nôtre.

Brederode et Bradshaw (1972) ont décidé d'étudier les effets tridimensionnels dans une bulle de séparation nominalement bidimensionnelle. Pour cela, ils ont réalisé le décollement d'une couche limite turbulente initialement bidimensionnelle, en partant de l'hypothèse que les effets tridimensionnels dans la bulle sont principalement dus au retour de flux à l'intérieur de celle-ci. Ainsi, pour valider cette hypothèse, Brederode et Bradshaw (1972) ont dû isoler les effets tridimensionnels générés par le décollement, et ont donc choisi l'expérience de la marche. Ils expliquent (1972, p. 3) que ce type d'expérience permet d'obtenir une ligne de décollement droite et perpendiculaire par rapport à l'axe de l'écoulement principal (i.e. décollement bidimensionnel). Ils rajoutent que l'arête de la marche, correspondant à la ligne de décollement, permet de fixer dans l'espace et dans le temps le décollement. Pour venir confirmer ces résultats, en 1986, Ruderich et Fernholz reprennent l'expérience de plaque plane avec bord d'attaque épais, et soulignent également (1986, p. 10) que le décollement est réalisé au niveau de l'angle du bord d'attaque épais et donc de manière bidimensionnelle. Ainsi, tout comme nous l'avons souligné pour l'expérience de la plaque plane avec bord d'attaque épais, l'obstacle (correspondant pour la marche descendante à l'arête de celle-ci) permet de fixer le décollement de la couche limite dans l'espace. Cependant pour l'expérience de la marche descendante, contrairement à l'expérience de la plaque plane avec bord d'attaque, les caractéristiques de la couche limite amont au décollement auront une influence sur la géométrie de la bulle de séparation.

### 1.3.3 Expérience de la surface plane surmontée d'une paroi flexible

Patrick (1987) a mis en place un banc d'essai permettant de créer une bulle de séparation sur une surface plane soumise à un gradient de pression adverse (i.e. divergent) suivi d'un gradient de pression favorable (i.e. convergent). En 1998, grâce à l'évolution de la puissance de calcul, Na et Moin (1998) calculeront cette expérience par simulation numérique directe, nous fournissant ainsi des résultats instantanés dans la bulle de séparation. Les avancées dans le domaine de l'imagerie numérique ont permis à Angele et Muhammad-Klingmann (2006), de venir confirmer les résultats numériques obtenus par Na et Moin (1998) en réalisant un banc d'essai semblable à celui de Perry et Fairlie (1975b). Cette fois ci, ils réalisent expérimentalement des mesures instantanées dans la bulle de séparation à l'aide d'un système de vélocimétrie par image de particules (PIV). Durant cette même année, Maciel *et al.* (2006) simulent de manière expérimentale le comportement d'une couche limite turbulente le long d'un profil d'aile jusqu'au décollement. Cependant, ils n'obtiennent pas de recollement. Enfin, en 1995, Alving et Fernholz (1995), proposent une approche plus originale en créant une séparation axisymétrique permettant de limiter les effets tridimensionnels dans la bulle (*Voir Effets tridimensionnels, p. 27*).

Contrairement à l'expérience de la marche descendante ou de la plaque plane avec bord d'attaque épais, le décollement obtenu par l'intermédiaire d'une paroi flexible est graduel et non figé dans l'espace. De plus, tout comme l'expérience de la marche descendante, les caractéristiques de la couche limite en amont du décollement auront un impact sur la forme de la bulle de séparation. Dans le cadre de ce projet de recherche, nous nous intéresserons au décollement d'une couche limite turbulente obtenu par l'intermédiaire d'une paroi flexible. Une présentation plus détaillée (nécessitant au préalable de définir la terminologie associée au décollement) de la caractéristique du décollement de la couche limite obtenu par l'intermédiaire de ce type d'expérience est présentée dans les pages qui suivent (*Voir Caractéristique du décollement*).



### 1.3.4 Décollement

Bien que nous nous intéressons plus particulièrement à un décollement de couche limite turbulente obtenu au travers de l'expérience de la surface plane surmontée d'une paroi flexible, nous nous intéresserons également aux résultats issus de la littérature se rapportant aux deux autres expériences décrites précédemment (expérience de la marche descendante et de la plaque plane avec bord d'attaque épais). Il est également important de noter que l'étude expérimentale des écoulements décollés ne nécessite pas nécessairement la simulation d'une bulle fermée. Beaucoup d'auteurs s'intéressent uniquement au décollement et n'étudient pas le recollement de la couche limite.

Tout d'abord, les définitions du décollement proposées dans les anciens travaux ainsi que la terminologie associée à la physique du décollement seront passées en revue. Ensuite, un aperçu des résultats expérimentaux et numériques concernant le décollement des couches limite turbulentes réalisées par le moyen d'une marche et d'une paroi flexible sera présenté synthétiquement.

#### 1.3.4.1 Définitions et terminologie du décollement

Simpson (1981, p. 521) propose une définition du décollement de la couche limite turbulente comme étant le lieu où la couche limite quitte la paroi. Cette définition sommaire servira de base pour tous les travaux réalisés sur le décollement des couches limites turbulentes. D'autres définitions, basées sur des résultats cette fois-ci quantitatifs, sont données par Na et Moin (1998, p. 205). Pour une couche limite turbulente 2D en moyenne, ils proposent trois critères permettant de définir un point de décollement comme étant le lieu où :

- $\chi_{\tau_\omega} = 50\%$ ;
- $\psi = 0$ ;
- $\tau_\omega = 0$ .

$\chi_{\tau_\omega}$  est le coefficient de retour de flux,  $\tau_\omega$  est la contrainte de cisaillement pariétal et  $\psi$  la ligne de courant moyenne. Les simulations numériques obtenues par Na et Moin (1998) démontrent que la localisation du décollement par l'intermédiaire de ces critères est très proche.

Comme le souligne Simpson (1981, p. 521) excepté dans des expérimentations semblables à l'expérience de la marche ou encore de la plaque plane avec bord d'attaque épais, le décollement de la couche limite turbulente est une zone et ne peut être perçu comme un point bien défini. Ainsi, le décollement doit plutôt être vu comme un phénomène de transition graduelle et instationnaire. Afin de délimiter la zone de décollement Simpson (1989, p. 206) propose d'utiliser le coefficient de retour de flux  $\chi_{\tau_\omega}$ . Ce critère, lui a permis de diviser la zone de décollement en plusieurs sous parties telles que :

- $\chi_{\tau_\omega} = 1\%$  : naissance du décollement (ID);
- $\chi_{\tau_\omega} = 20\%$  : décollement intermittent transitoire (ITD);
- $\chi_{\tau_\omega} = 50\%$  : décollement transitoire (TD);
- $\chi_{\tau_\omega} = 100\%$  : décollement complet (D).

Pour avoir une meilleure compréhension, se référer à la figure 1.7. Simpson (1989) met également en évidence que TD et D dans la majorité des situations correspondent au même point rejoignant ainsi la définition donnée par Na et Moin (1998).

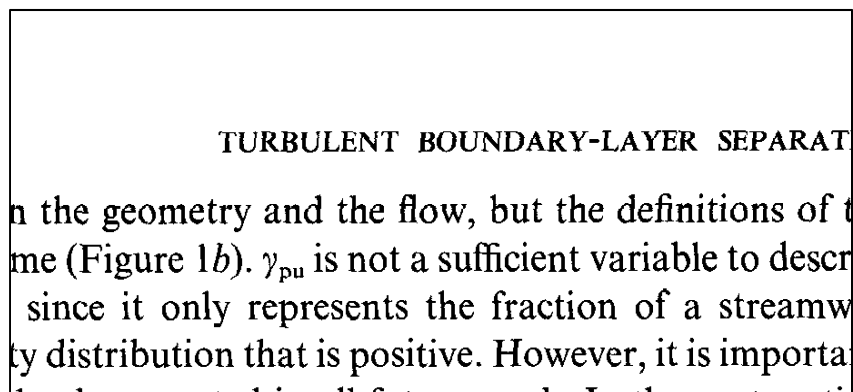


Figure 1.6 Terminologie associée au décollement  
Tirée de Simpson (1989, p. 207)

### 1.3.4.2 Caractéristique du décollement obtenu par l'expérience de la surface plane surmontée d'une paroi flexible

La lecture des différents papiers concernant le décollement sur une surface plane obtenue par l'intermédiaire d'une paroi flexible nous a montré l'importance de différencier les aspects tridimensionnels dans les écoulements «moyens» et «instantanés».

Patrick (1987) génère une bulle de séparation sur une plaque plane par l'intermédiaire d'une paroi flexible. Au vu de la difficulté d'obtenir un décollement en moyenne parfaitement bidimensionnel avec ce type d'expérimentation, il définit que la ligne de séparation est considérée symétrique par rapport à l'axe de l'écoulement si sa déviation est inférieure à 5%, en excluant les zones proches des parois latérales (Patrick, 1987, p. 19). Cet exemple démontre que si le décollement n'est pas forcé comme dans le cas de l'expérience de la marche descendante et de la surface plane avec bord d'attaque épais (*Voir* Expérience de la plaque plane avec bord d'attaque épais, p. 19 et Expérience de la marche descendante, p. 20), il est difficile d'obtenir un décollement en moyenne bidimensionnel. Cependant, il semblerait que certains auteurs y soient parvenus. En effet, Perry et Fairlie (1975b, p. 664) ont réalisé un banc d'essai similaire à celui de Patrick (1987) et semblent obtenir un décollement moyen quasi bidimensionnel. On regrette cependant qu'aucune mesure latérale ne vienne justifier ce résultat.

En 2006, Angele et Muhammad-Klingmann (2006) obtiennent des mesures instantanées du coefficient de retour de flux ( $\chi_{\tau_w}$ ) le long de la bulle de séparation en utilisant la récente technologie de mesure PIV. Angele et Muhammad-Klingmann (2006, p. 216) concluent qu'instantanément la séparation est obligatoirement tridimensionnelle. Na et Moin (1998) ont simulé numériquement une séparation de couche limite turbulente :

« The shape of the instantaneous separation bubble is clearly changing with time. The detachment [...] regions move significantly upstream and downstream indicating the highly unsteady nature of the flow in the separated zone.» (Na et Moin, 1998, p. 386)

Cette conclusion fondamentale, rejoint celle de Angele et Muhammad-Klingmann (2006) et renforce l'idée que la zone de décollement « instantanée » est nécessairement hautement tridimensionnelle.

Pour illustrer ces propos, nous pouvons nous reporter aux travaux de Maciel *et al.* (2006) qui créaient un décollement sur un profil d'aile. Ces derniers effectuent des mesures PIV et des visualisations par film d'huile proches de la ligne de décollement. Ces résultats permettent respectivement, comme nous l'avons décrit ci dessus, de qualifier le comportement instantané et moyen de la ligne de décollement. Les résultats qu'ils obtiennent (2006, p. 578) permettent de qualifier la ligne de décollement comme instantanément tridimensionnelle mais en moyenne bidimensionnelle.



### **1.3.5 Zone de retour de flux**

Après le décollement transitoire (TD) s'en suit une zone de retour de fluide. Nous allons tout d'abord comme dans le cas du décollement définir cette zone et donner la terminologie associée. Nous verrons les études portant sur les causes et les conséquences des effets tridimensionnels dans la zone de retour de flux. Pour finir, nous présenterons un résumé des différentes techniques utilisées pour supprimer les effets tridimensionnels qui sont nuisibles à notre expérience.

#### **1.3.5.1 Définitions et terminologie de la zone de retour de flux**

Simpson (1981, p. 521) définit la zone de retour de flux comme étant une zone de recirculation dans laquelle le fluide se dirige en moyenne dans le sens opposé avec une vitesse très faible par rapport à l'écoulement potentiel. Dans leur étude, Ruderich et Fernholz (1986, p. 307) obtiennent que la vitesse de retour de l'écoulement maximale équivaut à 30% de la vitesse maximale dans l'écoulement potentiel. Na et Moin (1998, p. 396) dans leur

simulation numérique ont quand à eux obtenu une vitesse de retour de flux correspondant seulement à 6% de la vitesse maximale dans l'écoulement potentiel.

### **1.3.5.2 Effets tridimensionnels**

Dans la plupart de leurs résultats, les auteurs observent des effets tridimensionnels dans la bulle de séparation qui peuvent être de plusieurs natures. Brederode et Bradshaw veulent étudier les effets tridimensionnels en forçant la position du décollement grâce à une marche descendante. Cependant, comme ils l'expliquent (1972, p. 22) des vortex dans les coins du canal d'essai sont visibles et générés par les couches limites présentes sur les parois latérales au niveau du retour de flux. Ruderich et Fernholz (1986, p. 297) déterminent que les effets tridimensionnels sont principalement dû à la courbure de la ligne de recollement. Ils soulignent également (1986, p. 297) que ces effets ne sont pas initiés par une distribution déséquilibrée du gradient de pression statique ( $C_p$ ) sur la largeur du canal d'essai. Maciel *et al.*, (2006, p. 574) relatent que la couche limite sur les parois latérales du canal d'essai, dans la zone de retour de flux, augmente rapidement par la présence du gradient de pression adverse. Ils rajoutent que celle-ci peut même être décollée ce qui a pour conséquence d'augmenter les effets tridimensionnels au niveau de la séparation.

### **1.3.5.3 Élimination des effets tridimensionnels**

Ayant remarqué que la couche limite présente dans les coins du canal d'essai induisait des effets tridimensionnels au niveau de la bulle de séparation, les expérimentalistes ont mis en place des systèmes d'aspiration dans les coins pour supprimer ses perturbations. Pour souligner ces derniers propos, nous pouvons nous référer à Patrick (1987, p. 14). Il rajoute que ces aspirations créaient des pertes inférieures à 1%, et qu'initialement, des aspirations au niveau des coins étaient créées par l'intermédiaire de simple fente, mais ce système ne s'est pas avéré efficace (Patrick, 1987, p. 15).

Brederode et Bradshaw (1972), partant de l'hypothèse que les effets tridimensionnels dans la bulle de séparation sont seulement le fruit de l'écoulement dans le retour de flux sur les parois latérales, cherchent à les supprimer. Pour cela, ils mettent en place, des plaques de garde (« Splitter plates») parallèlement aux parois latérales. Ruderich et Fernholz (1986, p. 292) se rendent cependant compte que ces dernières rendent la séparation encore plus tridimensionnelle.

Une autre méthode pour venir supprimer les effets tridimensionnels est de venir augmenter le rapport de forme géométrique (AR) de la bulle de séparation. Maciel *et al.*, (2006, p. 574) relatent que pour réduire les effets tridimensionnels dans la bulle il faut augmenter ce rapport de forme. Ce rapport est calculé à partir des dimensions caractéristiques de la bulle de séparation : la longueur ( $L_b$ ), la largeur ( $w_b$ ) et la hauteur ( $h_b$ ). Trois définitions de AR sont données dans les différents travaux :

- $AR = \frac{w_b}{h_b}$  (Brederode et Bradshaw, 1972);
- $AR = \frac{w_b}{L_b}$  (Ruderich et Fernholz, 1986);
- $AR = \frac{L_b}{w_b}$  (Angele et Muhammad-Klingmann, 2006).

Il est alors intéressant de rappeler que Brederode et Bradshaw (1972) et Ruderich et Fernholz (1986) réalisent respectivement une bulle de séparation au travers de l'expérience de la marche et d'une plaque plane avec bord d'attaque épais. Ainsi, dans ces deux expériences  $h_b$  est équivalent à la hauteur de la marche et leurs critères ne sont donc pas applicables à une bulle de séparation créée par l'intermédiaire d'une paroi flexible. Cependant, Angele et Muhammad-Klingmann (2006, p. 211) utilisent un gradient de pression adverse initié par une paroi flexible. En reprenant leur critère, ils aboutissent à la conclusion que si  $\frac{L_b}{w_b} < 4$  alors les effets de bords peuvent être considérés négligeables. Nous nous appuierons donc sur ce dernier critère pour définir notre AR.

### 1.3.6 Recollement

Plusieurs études visant à caractériser le recollement d'une couche limite turbulente ont été réalisées. Dans certaines situations, le décollement et le retour de flux ne sont pas toujours suivis d'un recollement. Nous retrouvons ce type de séparation sur les profils d'ailes pour un angle d'attaque élevé. Après la zone de retour de flux, l'écoulement ne se recolle pas et il évolue comme une couche cisailée. Nous ne nous intéresserons pas à ce type de phénomène et nous nous concentrerons sur un recollement de couche limite turbulente. Dans un premier temps, nous passerons en revue les définitions et terminologies associées au recollement d'une couche limite turbulente. Dans un second temps, nous ferons un bref aperçu des études caractérisant le recollement des couches limites turbulentes.

#### 1.3.6.1 Définitions et terminologie du recollement

Simpson (1981, p. 521) propose une définition pour le recollement comme étant l'endroit où la ligne de courant moyenne est nulle correspondante à la limite supérieure de la bulle, rejoint la surface. En 1995, Alving et Fernholz proposent une autre définition pour le recollement d'une couche limite turbulente, (1995, p. 1960) ils définissent qu'il s'agit du lieu où le coefficient de frottement  $C_f = 0$  et le coefficient de retour de flux  $\chi_{\tau_\omega} = 50\%$ . Comme dans le cas du décollement, le recollement est une zone qui pourra être caractérisée en utilisant la variable  $\chi_{\tau_\omega}$ . Na et Moin, (1998, p. 402) donnent comme pour le décollement trois définitions similaires du recollement :

- $\chi_{\tau_\omega} = 50\%$ ;
- $\psi = 0$ ;
- $\tau_\omega = 0$ .

Où, rappelons le,  $\psi$  est la ligne de courant moyenne et  $\tau_\omega$  représente la contrainte de cisaillement pariétale. Ils démontrent qu'il y a une très bonne corrélation pour la détermination de la ligne de recollement, comme dans le cas du décollement, entre ces trois

critères. Par ailleurs, il est important de souligner que ces définitions sont tout à fait similaires à celle du décollement (*Voir Définitions et terminologie du décollement*, p. 23).

### 1.3.6.2 Caractéristique du recollement

Tout comme pour le décollement, la simulation numérique entreprise par Na et Moin, (1998, p. 402) dévoile que la zone de recollement se déplace longitudinalement par rapport à l'axe de l'écoulement principal. Cependant, en s'appuyant sur des mesures longitudinales de  $C_f$ , ils aboutissent à la conclusion que la ligne de recollement est plus stable que la ligne de décollement. Ils ont également réalisé des mesures longitudinales de  $\chi_{\tau_\omega}$  le long de la bulle de séparation qui démontrent clairement que dans la zone de recollement  $\chi_{\tau_\omega}$  évolue de manière relativement uniforme comparativement à son évolution à la zone de décollement.

## 1.4 Topologie de l'écoulement pariétal

Les travaux de Henri Poincaré sur les équations différentielles ont permis de mettre en place des modèles théoriques pour modéliser les lignes de courant d'un écoulement. Ainsi, comme le souligne Legendre (1977, p. 328), « les équations différentielles ordinaires [...] s'appliquent parfaitement aux équations définissant les lignes de courant à partir du champ du vecteur vitesse ».

Une démarche inverse permettrait d'obtenir le champ du vecteur vitesse à partir des lignes de courant en passant par les équations différentielles du mouvement. En d'autres termes, il serait possible, pour des écoulements complexes, de mettre en place le champ de vecteur vitesse en obtenant initialement la topologie des lignes de courant par une méthode de visualisation. Cette démarche est soutenue par la remarque de Tobak et Peake (1982, p. 61), qui soulignent que la visualisation de l'écoulement permet de mieux comprendre le phénomène de séparation tridimensionnelle.



Comme nous le verrons par la suite, l'analogie entre la théorie des équations différentielles de Poincaré et le comportement des lignes de courant proche de la paroi permet de mettre en place des règles topologiques qui gouvernent ces dernières, ce qui nous sera utile pour la compréhension des phénomènes tridimensionnels dans notre bulle de décollement.

Depuis les années 1970, plusieurs auteurs ont travaillé sur la détermination des règles topologiques des lignes de courant de l'écoulement. Les premières études portaient sur la mise en place d'une méthode de visualisation des lignes de courant pariétales. Les efforts ont ensuite été concentrés afin de répertorier les motifs récurrents dans les différentes visualisations obtenues. Enfin, les chercheurs ont réalisé des études cinématiques basées sur les motifs topologiques issus des expérimentations afin d'établir des règles topologiques.

#### 1.4.1 Visualisation de l'écoulement pariétal

La visualisation de l'écoulement pariétal est généralement obtenue par l'intermédiaire de la technique de visualisation par film d'huile. Hunt et *al.* (1978, p. 181), affirment que cette technique de visualisation permet d'obtenir des motifs clairement établis. Ils démontrent théoriquement que le déplacement des pigments en suspension est localement parallèle au champ du vecteur vitesse proche paroi. Ils stipulent également, (1978, p. 182) que le déplacement moyen des particules en suspension dans l'huile constitue un champ vectoriel continuellement dérivable, qui est une condition nécessaire pour pouvoir utiliser les modèles de Poincaré reposant sur les équations différentielles. Cette même idée est rejointe par Tobak et Peake (1982, p. 63) qui démontrent que les trajectoires du coefficient de frottement sur la surface d'un corps forment un champ vectoriel continu.

L'interprétation des résultats obtenus par la méthode de visualisation du film d'huile diffère suivant les auteurs. Comme le soulignent Hunt et *al.* (1978, p. 180), Lighthill (1963) et Legendre (1965) interprètent les motifs comme les trajectoires du champ vectoriel définissant la contrainte de cisaillement pariétale. Ils rajoutent que ces motifs peuvent aussi être interprétés comme l'image des lignes de courant proche paroi et réfèrent aux auteurs ayant ce point de vue : Perry et Fairlie (1975a) et Smith (1972, 1975).

Les différentes topographies obtenues par l'intermédiaire de la visualisation par film d'huile ont mis en évidence des motifs récurrents. Les expérimentalistes ont alors cherché à classifier ces différents motifs afin de pouvoir mettre en place des règles topologiques qui gouvernent la cinématique de l'écoulement.

## **1.4.2 Classification des points critiques particuliers de la topologie**

### **1.4.2.1 Définitions du point régulier et singulier**

Pour interpréter les visualisations par film d'huile, Tobak et Peake, (1982, p. 61) se basent sur les travaux de Legendre et définissent un point régulier comme étant un point au travers duquel ne peut passer qu'une et une seule ligne de courant. Hunt et *al.* (1978, p. 181), mettent en évidence l'existence d'une famille de points pour lesquelles les contraintes de cisaillement pariétales sont nulles. Ces points sont appelés points critiques ou singuliers. Legendre (1977, p. 328) affirme que « deux lignes de courant infiniment voisines ne se coupent pas et restent infiniment voisines, sauf si elles aboutissent en un point singulier » soutenant ainsi l'idée que pour un point singulier au moins deux lignes de courant passent par celui-ci. Une étude approfondie de l'écoulement à proximité de ces points critiques intéresse plus particulièrement les chercheurs car ils témoignent la présence de singularité dans la cinématique de l'écoulement.

### **1.4.2.2 Présentation des points singuliers**

En 1977, Legendre publie un article visant à la clarification des différents points singuliers pour un écoulement bidimensionnel et tridimensionnel. Il s'appuie sur les équations différentielles établies dans les travaux de Poincaré pour caractériser ces différents points. En se basant sur les expérimentations faites en amont, il regroupe les points singuliers en deux familles : les nœuds et les cols. Les différents auteurs étudiés dans le cadre de cette revue de littérature s'accordent à dire que la principale différence entre ces deux catégories

de points singuliers résulte dans le fait que pour un nœud, une infinité de ligne de courant passent au travers de celui-ci tandis que pour un col, seulement deux lignes de courant se croisent sur le point singulier, Tobak et Peake (1982, p. 65). Dans un premier temps, nous allons faire un état de l'art concernant l'étude des nœuds. Dans un second temps, d'une manière analogue nous nous concentrerons sur les cols.

Il existe deux types de nœuds particuliers qui sont :

- les nœuds réguliers;
- les focus.

Comme le soulignent Hunt et *al.* (1978, p. 183), un nœud régulier contient nécessairement deux lignes de courant, qui sont droites, et une infinité de ligne de courant tangente à l'une de ces deux dernières. Une schématisation (*voir*, Figure 1.7) de ces nœuds réguliers permettra d'éclaircir notre vision.

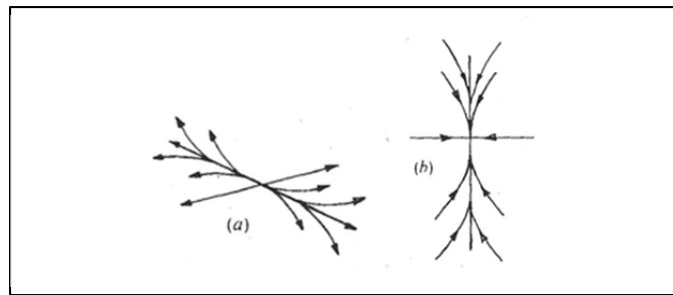


Figure 1.7 Schématisation des nœuds réguliers :  
 (a) nœud de recollement, (b) nœud de décollement  
 Tirée de Hunt et al. (1978, p. 185)

Ces mêmes auteurs stipulent que pour un focus les lignes de courant s'enroulent autour du point singulier et proposent la schématisation des focus ci après:

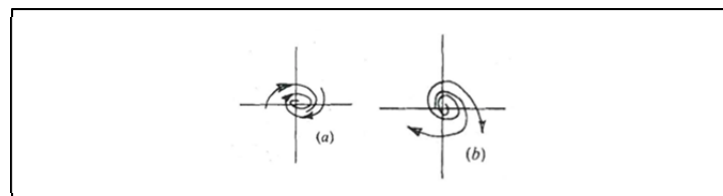


Figure 1.8 Schématisation des focus  
 (a): focus de décollement, (b): focus de recollement  
 Tirée de Hunt et al. (1978, p. 185)

Comme nous pouvons le voir sur les figures ci-dessus, que se soit pour le nœud régulier ou bien pour le focus, le sens de l'écoulement le long des lignes de courant est dirigé soit vers le point soit vers l'extérieur. Comme le souligne justement Lighthill (1963, p. 77), lorsque l'écoulement se dirige vers l'extérieur, le nœud régulier ou focus peut être considéré comme une source de l'écoulement pariétal (i.e. un point de recollement pour l'écoulement tridimensionnel). Par analogie, nous pourrions dire que lorsque l'écoulement se dirige vers le point singulier, le nœud régulier ou le focus peut être considéré comme un puits de l'écoulement pariétal (i.e. un point de décollement pour l'écoulement tridimensionnel).

Revenons maintenant à l'étude du col. Comme nous l'avons vu ci-dessus, pour le col seulement deux lignes droites de courant passent au travers du point singulier. Le sens de l'écoulement au travers de ces deux lignes change de signe lorsqu'il traverse le point singulier (*Voir* Figure 1.9).

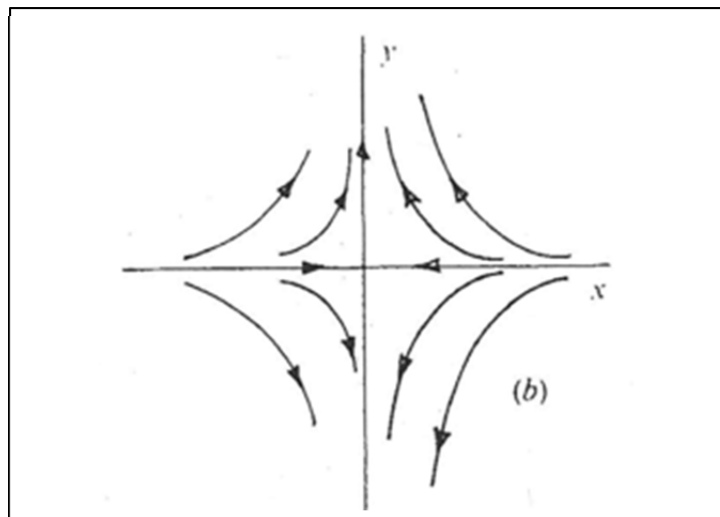


Figure 1.9 Schématisation du col de recollement  
Tirée de Hunt et al. (1978, p. 183)

Selon le sens de l'écoulement sur les lignes se croisant au col, celui-ci peut soit définir une ligne de décollement, soit une ligne de recollement.

On remarque donc que pour un écoulement de paroi tridimensionnel, le décollement ou le recollement peut être défini par un point (nœud ou focus) ou par une ligne (col). Cette distinction n'existe pas pour un écoulement bidimensionnel puisque dans ce cas, le décollement ou le recollement ne peut être caractérisé que par une « ligne » perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement (et définie par un « point » dans une coupe de l'écoulement).

La présence de ces différents points singuliers dans l'écoulement de paroi tridimensionnel implique des connections logiques entre les nœuds (qui soient des focus ou des nœuds réguliers) et les cols. Cela implique inéluctablement des règles topologiques qui gouvernent la cinématique de l'écoulement pariétal. Les différentes études topologiques ont révélé l'existence de relations entre le nombre de nœuds ( $\Sigma_N$ ) et le nombre de cols ( $\Sigma_S$ ). Ainsi, comme le souligne très justement Legendre (1977, p. 328) « pour extrapoler les lignes de courant dans les régions où leur observation précise est impossible » il est possible d'utiliser les règles topologiques que nous allons présenter dans la partie qui suit.

### 1.4.3 Règles topologiques de la bulle de séparation

Les différents auteurs étudiés ont mis en place des règles topologiques pour plusieurs types d'écoulements bidimensionnels et tridimensionnels. Cependant, nous traiterons seulement celles se rapportant à la bulle de séparation. Dans un premier temps, nous allons nous focaliser sur les règles topologiques du décollement et du recollement. Dans un second temps, nous dresserons un bilan de ces règles afin de caractériser la topologie de la bulle de séparation.

En 1977, Legendre entreprend des travaux sur le comportement topologique des lignes de courant à l'approche du décollement. Une des conclusions fondamentale issue de ses études repose sur le fait que les lignes de courant pariétales composants la ligne de décollement peuvent s'établir de deux manières différentes, (1977, p. 334):

- singulièrement,

- régulièrement.

L'auteur explique que dans le cas d'une ligne de décollement singulière, toutes les lignes de courant, issues de l'écoulement en amont de la ligne et dans la zone de retour de flux, se rejoignent sur la ligne de décollement, comme dans le cas d'un écoulement purement bidimensionnel. Au contraire, pour un décollement régulier, les lignes de courant amonts et avals à la ligne de décollement ne se rejoignent pas sur la ligne de décollement mais restent tangentes à cette dernière. Ce dernier type de décollement n'est possible que dans le cas d'un écoulement tridimensionnel et Legendre (1977, p. 334) affirme, sans pour autant pouvoir le démontrer, que c'est le décollement régulier qui apparaît en pratique dans les écoulements réels. Cette conclusion est aussi soutenue par les résultats de Perry et Fairlie (1974).

Une autre des conclusions intéressantes soutenue par Legendre (1977, p. 328), révèle qu'une ligne de décollement « n'est rejointe par les autres lignes qu'en des nœuds isolés sur la surface ». Legendre (1977, p. 333) souligne également que la présence d'un décollement nécessite au minimum un point col. Tobak et Peake (1982, p. 62), évoquent que les lignes de courant pariétales convergent vers une ligne particulière (i.e. ligne de décollement) qui est à l'origine d'un col ce qui soutient la thèse établie par Legendre (1977).

Quatorze ans auparavant Lighthill (1963) instaurait une relation très intéressante donnant une relation entre le nombre de nœuds et de cols. Il a notamment démontré (1963, p. 77) que la présence d'une ligne de décollement nécessite inéluctablement  $m$  nœuds et  $m-1$  cols. En combinant les résultats obtenus par les auteurs évoqués ci-dessus, on peut considérer qu'une ligne de décollement comporte au minimum deux nœuds (ou focus) ce qui nécessite un col. La logique de la cinématique de l'écoulement pariétal à proximité de la ligne de décollement nous amène à penser que le col doit inévitablement se situer entre les deux nœuds (ou focus).

Les règles topographiques s'appliquant à la ligne de recollement, évoquées dans les différents travaux considérés dans ce mémoire sont relativement similaires à celles établies pour la ligne de décollement. Lighthill (1963, p. 77) vient appuyer cette remarque en

soulignant que les règles topologiques d'une ligne de recollement suivent les mêmes que celles de la ligne de décollement. Il démontre que la ligne de recollement comme la ligne de décollement dispose de  $n$  nœuds et  $n-1$  cols. Cependant, comme le relatent Tobak et Peake (1982, p. 67), contrairement à la ligne de décollement, les lignes de frottement tendent à diverger de la ligne de recollement. Comme nous l'avons vu plus tôt dans ce chapitre, le nœud au niveau de la ligne de recollement peut être considéré comme une source (Lighthill, 1963) à partir de laquelle émanent les lignes de courant qui se séparent ensuite au niveau du col. Une topologie typique assignée à la ligne de recollement est deux nœuds réguliers séparés par un col qui permettra aux lignes de courant issues des nœuds réguliers de se rejoindre (voir, Figure 1.10). Il est également important de noter que dans le cas du décollement, les nœuds peuvent être des focus alors que dans le cas de recollement, l'expérience montre que les nœuds sont réguliers.

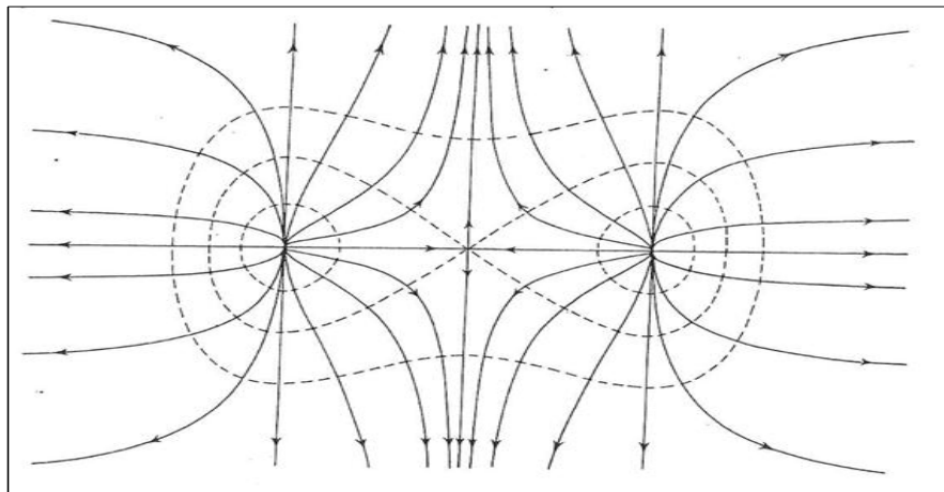


Figure 1.10 Schématisation de la topographie du recollement  
Tirée de Lighthill (1963, p. 75)

Au vu des différents résultats exposés dans cette partie, il est désormais possible de dresser un bilan concernant les règles topographiques régissant le comportement des lignes de courant pariétales. Ainsi, si nous établissons un bilan des règles topologiques s'appliquant à une bulle de séparation, en partant du postulat que les points singuliers n'apparaissent qu'au niveau des lignes de décollement et de recollement qui sont les singularités de l'écoulement

dans le cas de la bulle de séparation, nous aboutissons à la règle topologique suivante, pour une séparation sur un objet tridimensionnel Tobak et Peake (1982, p. 74):

$$\Sigma_n - \Sigma_s = 2 \quad (1.3)$$

Une autre manière de voir cette équation est de dire que sur un objet 3D, il y a nécessairement 2 nœuds de plus que de cols. Si nous considérons maintenant les lignes de courant sur une plaque plane (l'équivalent topologique de la surface et des parois latérales de notre soufflerie), nous pouvons nous positionner dans le cas proposé par Hunt *et al.* (1978, p. 185) d'un corps tridimensionnel (B) imaginaire placé sur un plan horizontal (P). Ainsi la relation devient :

$$(\Sigma_n - \Sigma_s)_{P+B} = 0 \quad (1.4)$$

C'est cette relation qui nous sera utile pour l'analyse de nos visualisations par film d'huile.

## 1.5 Visualisation et mesures quantitatives de l'écoulement

Dans le cadre de ce projet de recherche, des visualisations de l'écoulement par l'intermédiaire de brins de laine et de film d'huile ont été réalisées. Une présentation sommaire de ces techniques va être traitée dans cette partie. Nous exposerons par la suite, succinctement, les différents travaux se rapportant aux techniques de mesures quantitatives de l'écoulement. Pour finir, une étude de la littérature traitant des erreurs de mesures sera effectuée.

### 1.5.1 Visualisation de l'écoulement

Une des méthodes de visualisation les moins onéreuses et la plus fréquemment utilisée dans les phases préliminaires de caractérisation de l'écoulement est la visualisation par brins de laine. Barlow *et al.* (1999, p. 193) expliquent que les brins de laine doivent être fabriqués avec un matériau léger et flexible permettant ainsi que les forces dynamiques résultantes de l'écoulement soient suffisantes pour orienter les brins de laine. La visualisation par brins de laine permet donc de caractériser l'écoulement instantané. La plupart des expérimentations



passées en revue durant ce projet, font part de l'utilisation de cette technique. En effet, Rao et Kariya (1987, p. 10) ont recours à ce type de technique pour valider préliminairement la conception de leur diffuseur. Afin de caractériser la géométrie globale et le caractère bidimensionnel de sa bulle de séparation Patrick (1987, p. 23) utilise des « arbres » à brins de laine et rajoute qu'il a utilisé des brins de laine pour vérifier que sa couche limite reste bien attachée le long du piège à couche limite.

Afin de visualiser l'écoulement pariétal en amont du décollement, dans la bulle de séparation et en aval du recollement, les expérimentalistes ont l'habitude d'utiliser une mixture composée de pigments et d'huile. Cette mixture une fois apposée sur une surface par l'intermédiaire d'un pinceau ou d'un rouleau est appelée film d'huile. Le principe de visualisation par film d'huile repose sur le fait que les contraintes de cisaillement engendrées par l'écoulement proche de la paroi permettent d'évacuer l'huile laissant les pigments sur la surface. Les pigments ainsi déposés sont orientés dans une direction imposée par l'écoulement proche paroi. Ce dépôt crée des motifs, images des lignes de courant moyennes pariétales, définies comme la limite des lignes de courant lorsque l'on s'approche de la paroi. La viscosité de la mixture devra être adaptée à l'intensité des contraintes de cisaillement en présences.

« Low viscosity is needed in regions of small surface shear stress. [...] So we needed to use an oil with a viscosity [...] high enough to avoid the formation of waves. » (Brederode et Bradshaw, 1972, p. 9).

Ils rajoutent également (1972, p. 9) que des visualisations sur des parois verticales ou sur le dessous d'une plaque plane requièrent une mixture ayant une viscosité suffisamment importante pour vaincre les effets gravitationnels. Ces ajustements, nécessitent comme le souligne Brederode et Bradshaw (1972, p. 9) d'essayer différentes compositions avant de trouver la mixture optimale. Cependant la visualisation par film d'huile donne de précieux renseignements concernant la compréhension des effets tridimensionnels (*Voir* Effets tridimensionnels, p. 27) et permet d'obtenir une idée précise de la longueur moyenne de la bulle de séparation comme le décrit Brederode et Bradshaw (1972, p. 9).

### 1.5.2 Mesures quantitatives

Afin de réaliser des mesures verticales le long du canal d'essai, Patrick (1987, p. 22) utilise un support, commandé par un moteur électrique, pouvant translater verticalement. Une fois fixé dessus, le tube de Pitot peut être translaté verticalement permettant de réaliser des profils de pression totale. Afin de mesurer la vitesse moyenne de l'écoulement, il est possible d'utiliser un tube Pitot-statique. En effet, le tube Pitot-statique permet de prélever soit, indépendamment la pression totale et la pression statique soit, d'obtenir la différence entre ces deux pressions par l'intermédiaire d'un capteur différentiel. Cette différence est:  $\frac{1}{2}\rho V^2$  (Barlow *et al.*, 1999, p. 155). Il existe une multitude de forme de tube de Pitot et de Pitot-statique. Cependant, entreprendre une présentation exhaustive de toutes ces technologies sort du cadre de ce projet de recherche. Le principal inconvénient de cette technique de mesure résulte dans son incapacités à fournir des mesures précises dans les zones de haute turbulence (Patrick, 1987, p. 19).

### 1.5.3 Erreurs de mesures

Une erreur de mesure, comme le définit Patrick (1987, p. 213), est la différence entre la mesure et la vraie valeur du paramètre mesuré. Bien qu'elles ne soient pas toujours prises en compte dans les rapports, l'estimation des erreurs de mesures est primordiale dans toutes expérimentations et doit accompagner les résultats afin d'accroître leurs pertinences. Cependant une étude approfondie de cette science sort du cadre de ce projet de maîtrise. Nous nous limiterons donc à référencer la littérature et à énoncer les principes de base sur lesquelles nous nous sommes appuyés pour estimer nos erreurs de mesure dans ce projet.

Tout comme le soulignent Coleman et Steele (2009, p. 6) toute mesure comporte des imprécisions et définissent deux types de source d'erreurs :

- erreur systématique (B);
- erreur aléatoire (S).

La somme de ces deux erreurs constitue l'erreur totale de la mesure.

L'erreur systématique, encore appelée le biais, est une erreur fixe indépendante d'une mesure à l'autre (Coleman et Steele, 2009, p. 10). Il est possible comme le démontrent Coleman et Steele (2009, p. 12) de diminuer cette erreur, à hauteur de la précision absolue de l'instrument, en réalisant un étalonnage précis de ce dernier. Pour illustrer ces propos, Patrick (1987, p. 22) rapporte que tous les capteurs différentiels de pression sont calibrés par l'intermédiaire d'un manomètre, afin d'accroître la précision de leurs mesures. D'autres paramètres tel que l'angle de déviation entre le tube Pitot et l'écoulement peuvent engendrer des erreurs de mesures systématiques. Il est possible de limiter cette source d'erreur en se référant au livre de Barlow *et al.* (1999, p. 154) .

L'erreur aléatoire est l'image des variations d'un même paramètre d'une mesure à l'autre, et n'est donc pas constante. D'un point de vue mathématique, cette variation correspond à une dispersion statistique autour de la valeur moyenne et est appelée écart type (S). Comme le relatent Coleman et Steele (2009, p. 28), plus le nombre de mesures effectuées est important plus l'écart type et par conséquent l'erreur aléatoire s'approcherons de la valeur réelle. Bien que théoriquement une infinité de mesures soient nécessaire à l'obtention de la valeur réelle, en pratique, nous nous limiterons à un nombre fini d'échantillon et nous nous baserons sur la méthodologie de Coleman et Steele (2009). Ces derniers affirment, (Coleman et Steele, 2009) que 95 fois sur 100 la valeur moyenne de la mesure sera comprise dans l'intervalle  $\pm 2S_i$  si nous considérons au minimum 10 échantillons de mesure.

Ils existent plusieurs équations permettant de relier l'erreur totale aux erreurs systématiques et aléatoires. Coleman et Steele (2009, p. 42) préconisent cependant d'utiliser celle-ci:

$$U_{RSS} = \sqrt{[B_i^2 + (2S_i)^2]} \quad (1.5)$$

expression dans laquelle, RSS, d'après Coleman et Steele, signifie : « root-sum-square » (2009, p. 42). Dans la majorité des cas nous effectuerons plus de 10 mesures et nous nous

réfèrerons donc à cette formule afin de déterminer l'erreur totale sur nos différentes mesures<sup>3</sup>.

---

<sup>3</sup> Dans la suite de ce mémoire, nous préfèrerons appeler l'erreur totale de mesure de l'entité X :  $E_X$ . Cela afin de limiter les confusions avec la terminologie associée à la vitesse moyenne longitudinale de l'écoulement.

## CHAPITRE 2

### MISE EN PLACE DE LA SOUFFLERIE

#### 2.1 Introduction

En se reposant sur les choix de configurations des souffleries revisités lors de la revue de littérature (*Voir Comparaison entre soufflerie de type circuit fermé et circuit ouvert, p. 4, et Compresseurs, p. 8*), nous avons choisi une configuration boucle ouverte avec un compresseur soufflant. Une schématisation globale est donnée en annexe (*Voir ANNEXE I, Figure-A I-1, p. 130*).

La vocation initiale de notre soufflerie étant de recréer une bulle de séparation ayant une géométrie proche de celle de Patrick (1987), nous nous sommes inspirés des dimensions de son canal d'essai comme critères initiaux de conception. De plus, nous avons déjà dans le laboratoire un compresseur centrifuge à disposition. Les dimensions d'entrée et de sortie de la soufflerie étaient alors imposées, le défi résultait donc dans le dimensionnement des composants intermédiaires à savoir : le diffuseur, la chambre de tranquillisation et le convergent.

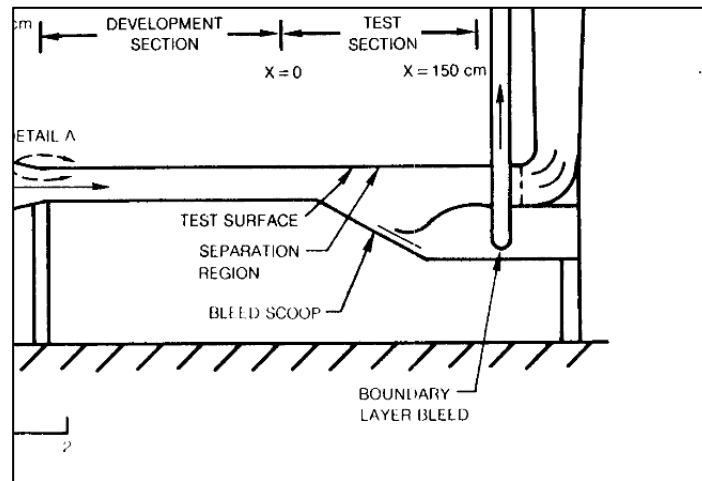


Figure 2.1 Dimensions caractéristiques de la section d'essai de Patrick (1987)

Nous allons présenter dans ce chapitre les différents composants de notre soufflerie en partant du compresseur vers le canal d'essai. Une présentation des caractéristiques principales des composants sera développée, les choix de conceptions sera également justifié en s'appuyant sur la littérature existante.

## 2.2 Compresseur

La soufflerie est alimentée en débit d'air par le biais d'un compresseur centrifuge AMCA Standard de Classe III. Ce compresseur muni de 12 pâles de forme plates et d'épaisseurs constantes permet de fournir un débit volumique d'air maximum de 8400 CFM ( $3,96 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ) au travers d'une section de sortie de  $4,14 \text{ pi}^2$  ( $0,38 \text{ m}^2$ ). Le compresseur est entraîné par l'intermédiaire d'un moteur asynchrone triphasé (MAS) d'une puissance de 15HP et d'un rendement nominal moyen de 91%. La transmission entre le compresseur et le moteur est réalisée par l'intermédiaire d'un système poulie-courroie. La vitesse du moteur, et par conséquent le débit d'air, est contrôlé par un contrôleur fréquentiel GPD 575 avec une plage de fréquence de contrôle variant de 0 à 60 Hz permettant d'alimenter le moteur asynchrone avec une tension comprise entre 0 et 575 V.

Le compresseur centrifuge débite dans un canal d'alimentation ayant une section circulaire de diamètre interne 0,46 m et une longueur de 4,86 m. Ce canal d'alimentation, bien qu'il ne soit pas utile voir néfaste pour le conditionnement de notre écoulement, était déjà installé et ne pouvait pas être démonté. À la sortie de ce canal d'alimentation, un adaptateur « rond/carré » est fixé permettant d'assurer la jonction entre celui-ci et le diffuseur.

Une conduite flexible permet de joindre la sortie du compresseur au canal d'alimentation de la soufflerie. Ces systèmes permettent de limiter la transmission des vibrations à la structure de la soufflerie limitant l'augmentation du taux de turbulence au sein de l'écoulement potentiel dans le canal d'essai. Des filtres sont également placés en amont du compresseur pour éviter que des particules ne soient injectées dans le circuit et viennent obstruer les filtres placés dans le diffuseur et la chambre de tranquillisation.

### 2.3 Diffuseur grand angle et pré-diffuseur

En se basant sur la littérature (*Voir* Diffuseur, p. 8), la configuration diffuseur grand angle 2D de forme droite a été retenue. Ce choix permet de limiter la longueur totale et les coûts de fabrication. Une conception basée sur la méthodologie mise en place par Mehta et Bradshaw (1979) a été réalisée.

Le critère  $A_D$  étant imposé par les dimensions d'entrée de la chambre de tranquillisation et de sortie du canal d'alimentation ( $A_D=2,25$ ), il est nécessaire de déterminer l'angle de divergence  $2\theta_D$ . Afin de simplifier la fabrication du diffuseur grand angle, nous avons choisi d'utiliser des filtres comme système de contrôle de la couche limite. Ce choix nous a amené à choisir un angle de divergence de  $30^\circ$  imposant une longueur, du divergent grand angle, totale de 1,5 m.

En se reportant à la Figure 2.2, il est possible de déterminer le nombre de filtres dépendamment des valeurs de  $A_D$  et  $2\theta_D$ . En s'appuyant sur la courbe présentée sur la Figure 2.2, nous avons choisi d'installer un seul filtre au milieu du diffuseur pour maintenir la couche limite attachée dans celui-ci. De plus, en se rapportant aux remarques établies par Mehta et Bradshaw (1979, p. 446), nous avons utilisé deux autres filtres. Nous les avons ainsi positionnés tel que le premier soit en entrée et le deuxième en sortie du diffuseur où les angles de l'écoulement varient brutalement. Au vu de leurs positionnements, l'ajout de ces deux filtres supplémentaires sur le diffuseur était aisé et nous a permis de rester très conservatif par rapport au critère proposé par Mehta et Bradshaw.

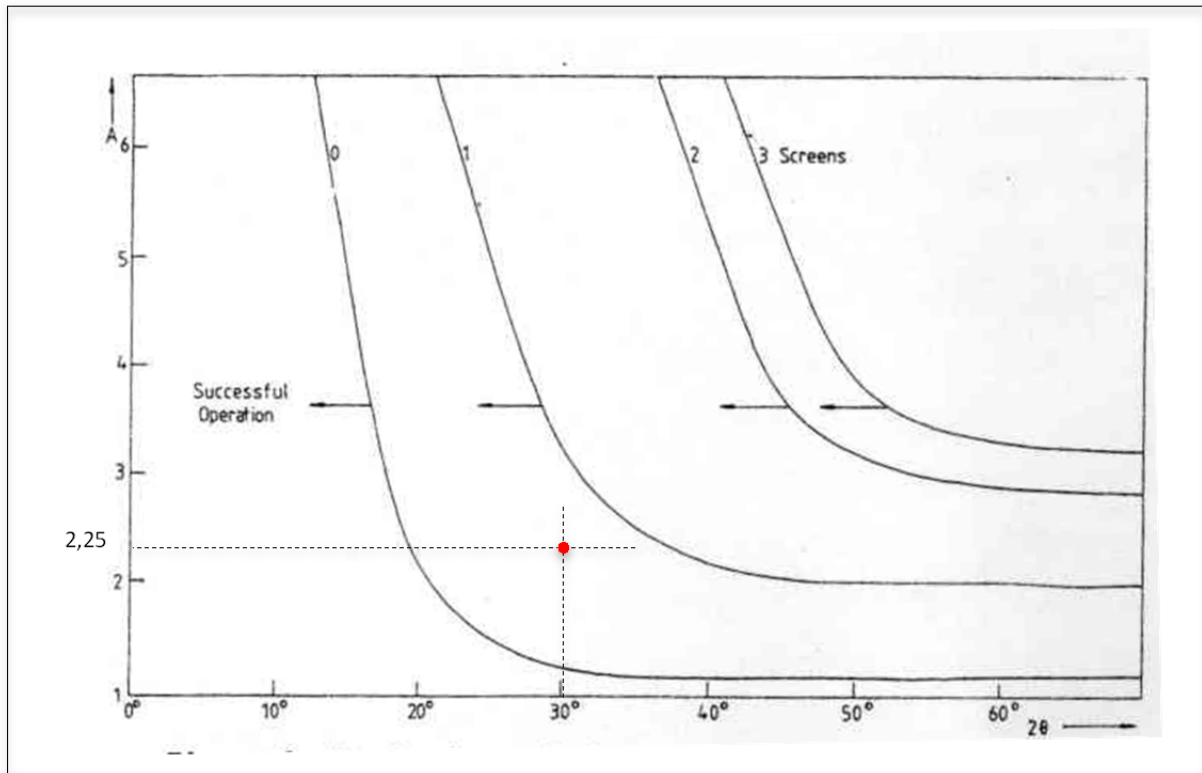


Figure 2.2 Détermination de  $n$  pour un diffuseur grand angle

Tirée de Mehta et Bradshaw (1979, p. 446)

Une fois la géométrie ainsi que le nombre de filtres choisis, il faut déterminer le dernier critère correspondant à  $K_{\text{sum}}$  (coefficient de pertes de charges totales générées par les filtres minimum) afin d'éviter que la couche limite ne décolle sur la paroi du diffuseur. Afin de déterminer ce paramètre, nous nous sommes reportés à la seconde courbe caractéristique donnée par Mehta et Bradshaw (1979, p. 446) (Voir Figure 2.3).

L'équation correspondante à la droite  $K_{\text{sum}}=f(A)$ , donne un  $K_{\text{sum}}$  minimum de 1,10. D'après les dimensions caractéristiques des filtres en nylon achetés dans le commerce et l'équation (1.1), nous obtenons  $\beta=0,49$  pour chacun des filtres. En se reportant maintenant à l'équation (1.2) nous pouvons déterminer les pertes de charge ( $K$ ) correspondantes aux filtres placés à l'entrée, au milieu et en sortie du diffuseur grand angle qui sont respectivement de 1,55, 1,92 et 2,18 (en prenant  $U_{\text{réf}} = 30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ). La somme de ces trois pertes de charges donnent  $K_{\text{sumD}} = 5,66$  qui selon le critère  $K_{\text{sum}}$  proposé par Mehta et Bradshaw est suffisant. D'après les



recommandations données par Mehta (1977, p. 77), la forme des filtres placés à l'entrée et au milieu du divergent est arqué.

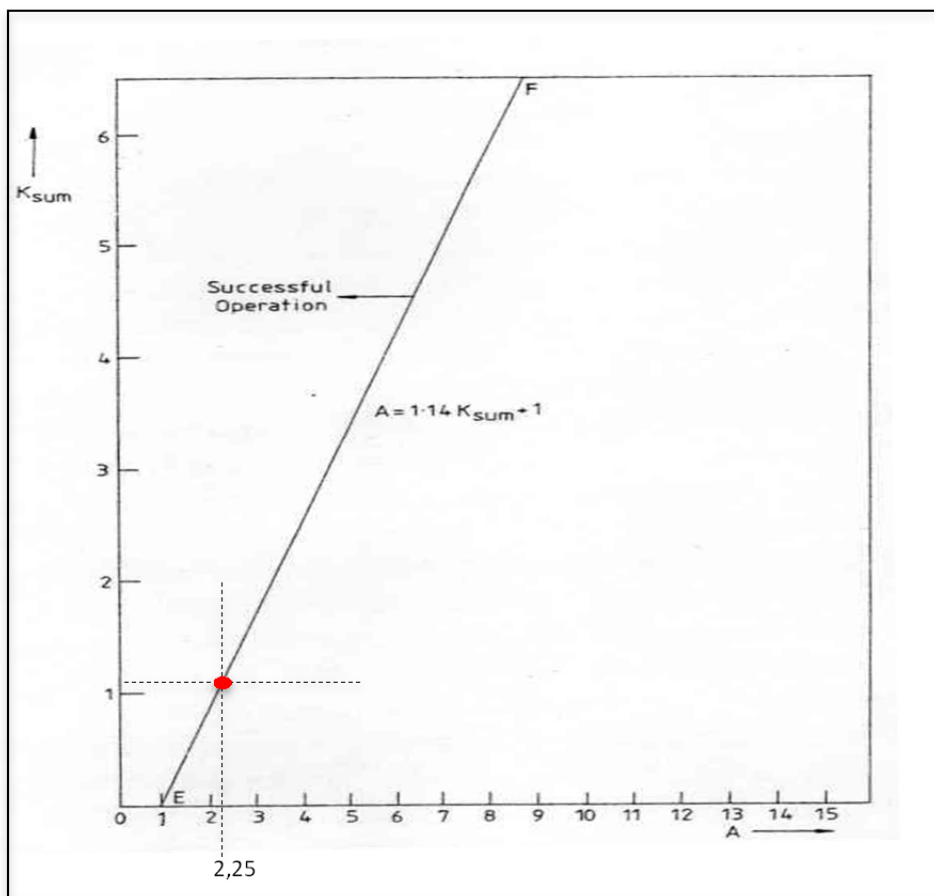


Figure 2.3 Détermination de  $K_{sum}$  pour un diffuseur grand angle  
Tirée de Mehta et Bradshaw (1979, p. 446)

Des essais de validation ont été réalisés par l'intermédiaire de brins de laine placés juste avant le filtre de sortie du diffuseur comme le démontre la Figure 2.4 ci-après.

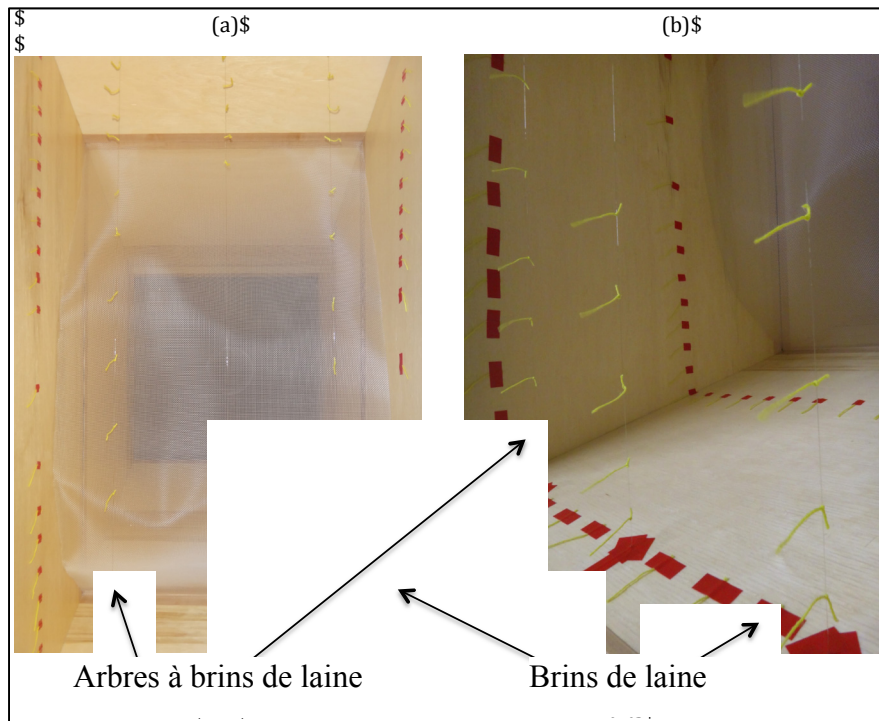


Figure 2.4 Visualisation par brins de laine  
 du comportement de l'écoulement en sortie du diffuseur grand angle  
 (a) vue de face (écoulement venant vers nous),  
 (b) zoom sur côté droit (par rapport au sens de l'écoulement).

Ainsi, ces essais nous ont permis de valider l'efficacité des deux premiers filtres placés dans le diffuseur grand angle. Ces visualisations ont révélé la présence d'un niveau de turbulence trop important en sortie du diffuseur. Or comme le soulignent Bell et Mehta (1989, p. 6), les performances du diffuseur, sont tributaires de la qualité de l'écoulement en amont du diffuseur. Cette remarque, nous a amené à constater que l'adaptateur « rond/carré » initial, placé en amont du diffuseur grand angle, produisait de grandes instabilités dans l'écoulement dû à son angle de divergence trop important. Nous avons alors décidé de concevoir un pré-diffuseur conventionnel pour le remplacer. En se basant sur le critère de Townsend, tout en restant conservatif, nous avons défini que l'angle de divergence du pré-diffuseur ( $2\theta_{PD}$ ) devait être de  $4^\circ$ . Une annexe présente l'ensemble des dimensions du pré-diffuseur ainsi conçu (Voir ANNEXE I, Figure-A I-2, p. 131). Une nouvelle campagne d'essai de visualisation par brins de laine en sortie du diffuseur grand angle a permis de valider cette

conception et a démontré un niveau de turbulence faible. Les caractéristiques globales de l'ensemble pré-diffuseur diffuseur sont présentées dans le Tableau 2.1.

Tableau 2.1 Paramètres de configuration du pré-diffuseur et du diffuseur

<b>Pré-diffuseur</b>	
$A_{PD}$	2,19
$2\theta_{PD}$ (°)	4
$L_{PD}$ (m)	3,64
<b>Diffuseur</b>	
$A_D$	2,75
$2\theta_D$ (°)	30
n	3
$K_{sumD}$	5,66
$L_D$ (m)	1,43

#### 2.4 Chambre de tranquillisation

La conception de la chambre de tranquillisation est basée sur la littérature revisitée dans le cadre de ce projet de recherche. La configuration retenue pour notre application est 3 filtres précédés d'un nid d'abeille.

Les cellules du nid d'abeille sont de formes hexagonales en papier imprégné. Elles ont un diamètre externe de 3,6 mm et une longueur de 25,4 mm. Le rapport de ces deux paramètres donne 8 ce qui valide le critère établi par Mehta et Bradshaw (1979, p. 447). La porosité du nid d'abeille est de 0,79.

Les filtres mis en place dans la chambre de tranquillisation vont permettre de diminuer le niveau de turbulence dans le canal d'essai. En se référant aux remarques établies par Mehta et Bradshaw (1979, p. 445), le dernier filtre doit avoir une porosité supérieure à 0,57 pour éviter qu'il n'induisse des instabilités dans l'écoulement en aval. En se basant sur ce critère,

nous avons ainsi choisi deux filtres en nylon ayant une porosité de 0,49 suivi d'un filtre en polyester d'une porosité de 0,61<sup>4</sup>.

La distance entre le nid d'abeille et le premier filtre ainsi que la distance entre les deux autres filtres sont toutes de 205 mm validant donc les critères établis par Hjärne *et al.* (2003, p. 3). Des accès permettent également de pouvoir retirer les filtres afin de faciliter les opérations de maintenance. Les caractéristiques et la configuration de la chambre de tranquillisation sont résumées dans le Tableau 2.2.

Tableau 2.2 Paramètres de configuration de la chambre de tranquillisation

$L_{CT}$ (m)	0,82
$\beta_{NA}$	0,79
$\beta_4$	0,49
$\beta_5$	0,49
$\beta_6$	0,61

## 2.5 Convergent

Pour limiter les coûts de fabrication de notre soufflerie, la littérature nous a conforté sur le choix d'un convergent 2D avec une forme de paroi guidée par un polynôme de degré 3. Morel (1977), donne une procédure détaillée de ce type de convergent.

En s'appuyant sur la constatation établie par Barlow *et al.* (1999, p. 95), nous avons choisi un rapport de contraction de notre convergent de 9. Il est possible alors, en utilisant les relations établies par Bachelor (1970), d'approximer la diminution des variations spatiales de vitesses moyennes et fluctuantes obtenue avec un tel rapport de contraction (*Voir* Convergent, p. 14). Les résultats sont présentés dans le Tableau 2.3.

---

<sup>4</sup> La porosité de chacun des filtres est déterminée de la même manière que pour les filtres dans le diffuseur (*Voir*, Diffuseur grand angle et pré-diffuseur, p. 38)

Tableau 2.3 Détermination de l'influence de  $c$  sur les variations des vitesses fluctuantes et moyennes longitudinales et transverses

$\% \Delta U^5$	1,2
$\% \Delta V$ et $\% \Delta W$	33,3
$\% \Delta u$	2,8
$\% \Delta v$ et $\% \Delta w$	28,9

En confrontant les résultats obtenus par Sargison *et al.* (2004) et Hjärke *et al.* (2003), nous avons opté pour une valeur de  $X$  de 0,7 tel que le rapport  $\frac{L_{CV}}{h_{CT}} = 1,25$ .

En se reportant maintenant à la procédure de conception mise en place par Morel (1977), il est possible de déterminer grâce à la prédétermination de  $c$ ,  $X$  et  $\frac{L_{CV}}{h_{CT}}$  la forme optimale du convergent qui permettra d'obtenir un niveau de performance de l'écoulement en sortie satisfaisant tout en évitant la séparation à l'intérieur de celui-ci. Les équations régissant ainsi la forme de notre convergent sont donnée par Morel (1977, p. 375) comme étant :

- pour  $\frac{x_{CV}}{y_{CV}} \leq X$

$$y_{CV} = 1 - \frac{1}{X^2} \frac{x_{CV}^3}{L_{CV}^3} \quad (2.1)$$

- pour  $\frac{x_{CV}}{y_{CV}} \geq X$

$$y_{CV} = \frac{1}{(1-X)^2} \left(1 - \frac{x_{CV}}{L_{CV}}\right)^3 \quad (2.2)$$

D'après les conseils énumérés par Mehta et Bradshaw (1979, p. 448), une zone plane d'environ 20 cm a été rajoutée en sortie du convergent permettant à l'écoulement de se relaxer avant de pénétrer dans le canal d'essai. L'évolution de la courbure du convergent est donnée par la Figure 2.5.

---

<sup>5</sup> %  $\Delta X$  représente le pourcentage de variation spatiale de  $X$  en sortie par rapport à sa variation spatiale en entrée.

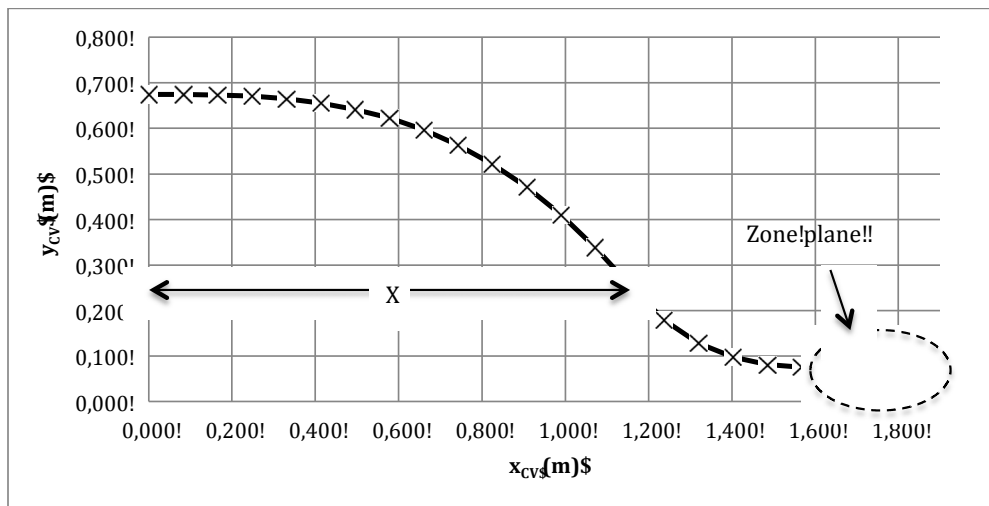


Figure 2.5 Courbure du convergent

Un tableau récapitulatif des principaux paramètres du convergent est présenté ci-dessous.

Tableau 2.4 Paramètres de configuration du convergent

$L_{CV}$ (m)	1,88
c	9
X	0,7
$L_{CV}/h_{CT}$	1,25

## 2.6 Canal d'essai

Souhaitant reproduire une bulle de séparation ayant des dimensions proches de celle de Patrick (1987), nous nous sommes référés aux dimensions du canal d'essai de ce dernier. Les principales dimensions de notre canal d'essai ainsi que le référentiel qui lui est associé (O,  $x$ ,  $y$ ,  $z$ )<sup>6</sup> sont présentés en annexe (*Voir ANNEXE I, Figure-A I-3, p. 132*).

<sup>6</sup> Afin d'alléger l'écriture, les vecteurs seront représentés par un caractère gras dans tous le corps de ce mémoire.

La zone de développement de la couche limite à une longueur de 1,5 m. En se basant sur les travaux de Braslow et Knox (1958), nous avons déterminé, en supposant que la couche limite en sortie du convergent est laminaire ( $Re_{x=0,17}=3,35.10^5$ , pour  $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ ), la hauteur du déclencheur 3D nécessaire à forcer la couche limite à devenir turbulente à proximité de l'entrée du canal d'essai. Nous avons ainsi abouti à un déclencheur ayant une hauteur de 0,6 mm placé à 17 cm de la sortie du convergent. L'efficacité du déclencheur sera validée par la suite et nous permettra de définir le repère  $(O, x_C, y_C, z_C)$ , lié à l'origine virtuelle de la couche limite (*Voir*, Détermination de la hauteur et validation de l'efficacité du déclencheur 3D, p. 92). Afin de vaincre les déformations, dues à la pression interne, de la plaque inférieure de la zone de développement du canal d'essai, nous avons décidé de fabriquer celle-ci en aluminium. Celle-ci est également inclinée d'un angle de  $0,34^\circ$  afin de vaincre les effets de  $\delta^*(x_c)$  le long de la section de développement. Cette inclinaison permet d'obtenir une vitesse moyenne longitudinale quasi-constante, dans l'écoulement potentiel et est déterminée en suivant la méthodologie décrite plus loin (*Voir*, Détermination et validation de l'inclinaison de la paroi inférieure de la section de développement de la couche limite turbulente, p. 89).

La section d'essai proprement dite est composée d'un divergent suivi d'un plateau et d'un convergent (appelé le berceau). Ce berceau ajustable a initialement un angle de divergence égal à l'angle de convergence d'une valeur de  $25^\circ$ . La longueur de la section d'essai est de 1m. En suivant les conseils énumérés dans les papiers de Patrick (1987) et de Perry et Fairlie (1975b), nous avons mis en place un piège à couche limite au niveau du divergent afin de forcer la couche limite à décoller sur la plaque plane et non sur la paroi du divergent. Des cales sur les extrémités du piège à couche limite ont été rajoutées pour éviter que celui-ci ne se referme sous l'action de la pression interne lors des essais. Pour fixer les idées, un schéma représentant l'écoulement souhaité dans la section d'essai est présentée à la Figure 2.6.

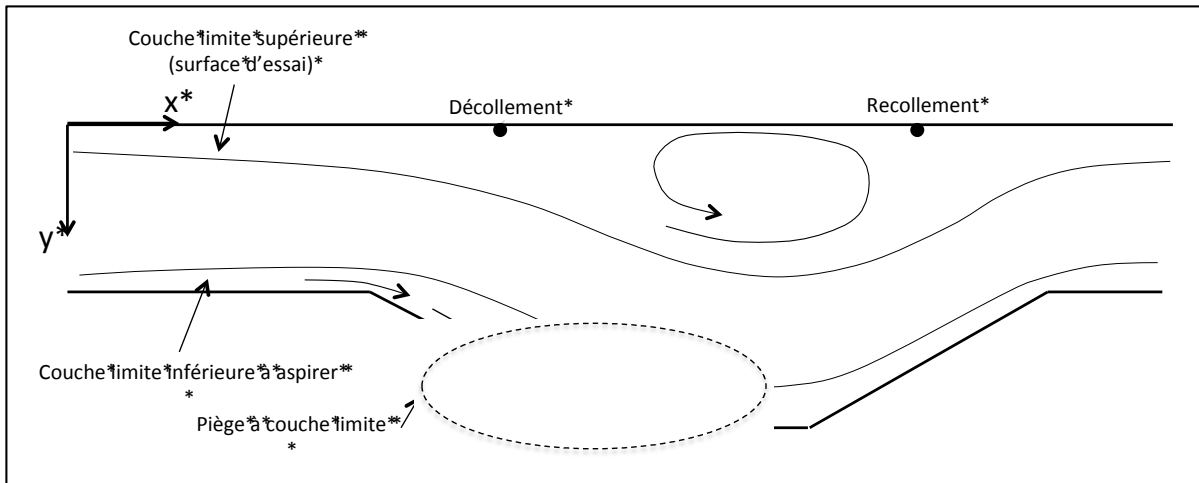


Figure 2.6 Vue en coupe de l'écoulement souhaité dans le canal d'essai

Une zone de redéveloppement de la couche limite suit la section d'essai. La longueur de cette zone est de 0,5 m permettant en théorie à l'écoulement de se redévelopper après la bulle de séparation. Toujours en suivant les conseils de Mehta et Bradshaw (1975) et de Patrick (1987) une grille perforée a été installée en aval du canal d'essai afin d'augmenter la pression à l'intérieur de celui-ci permettant de rendre l'aspiration du piège à couche limite efficace. En se basant sur les valeurs de Patrick (1987, p. 14), nous avons choisi une porosité de grille de 0,4. Se rendant compte que les pertes de charge générées par celle-ci étaient trop intenses, nous avons finalement opté pour une grille perforée de porosité 0,57.

La structure portante du canal d'essai est majoritairement en pin massif. Pour plus de commodités lors des essais de visualisation dans notre canal d'essai et pour des qualités de fini de surface satisfaisantes, du plexiglass de  $\frac{1}{2}$  po d'épaisseur (i.e. 12,7 mm) a été utilisé pour fabriquer les parois verticales et la surface d'essai. De plus, cinq plaques de 50 cm de longueur forment la surface supérieure du canal d'essai. Elles sont rattachées aux parois verticales par l'intermédiaire de vis et sont donc démontables permettant un accès à l'intérieur du canal d'essai.



## CHAPITRE 3

### INSTRUMENTATION

#### 3.1 Étalonnage des différents capteurs

Étalonner les capteurs permet dans la majorité des cas de diminuer, voir de supprimer l'erreur systématique et constitue une étape cruciale avant d'effectuer toutes mesures. Une présentation de l'étalonnage des capteurs différentiels de pressions et du thermocouple va être abordée dans la partie qui suit.

##### 3.1.1 Capteurs différentiels de pression

Afin de mener à bien nos mesures, nous disposons de 3 capteurs différentiels de pression. Il s'agit de trois capteurs OMEGA® PX653 de 3, 5 et 10 inH<sub>2</sub>O (747, 1245 et 2490 Pa). Les capteurs différentiels de pression sont alimentés en 24 Vdc et renvoient une tension sur une plage s'échelonnant de 1 à 5 Vdc. L'étalonnage de ces capteurs a été réalisé en se référant à un manomètre liquide portatif AIRFLOW Type 5 d'une précision de  $\pm 0,21\%$  dont la plage de mesure se situe entre 0 et 2500 Pa. La carte utilisée pour l'acquisition des données issues des trois capteurs différentiels est une National Instrument® PCIE-6351 et est pilotée par l'intermédiaire du logiciel de programmation Labview®. Un programme Labview® a ainsi été mis en place permettant de réaliser une moyenne de la tension délivrée par les capteurs différentiels de pression sur une période de 10 s. Le schéma de principe du montage pour les étalonnages est présenté ci-après (*Voir* Figure 3.1). Les courbes d'étalonnage présentées sur la Figure 3.2, sont pour les trois capteurs des droites affines dont l'abscisse à l'origine est proche de 1 Vdc. Cependant, bien que le coefficient directeur de ces droites ne varie pas en dépit des conditions journalières, l'abscisse à l'origine lui varie. Pour prendre en compte ce phénomène, tous les programmes Labview® disposent d'une routine permettant au préalable d'étalonner, en fonction des conditions journalières, l'abscisse à l'origine des 3 capteurs différentiels de pression.

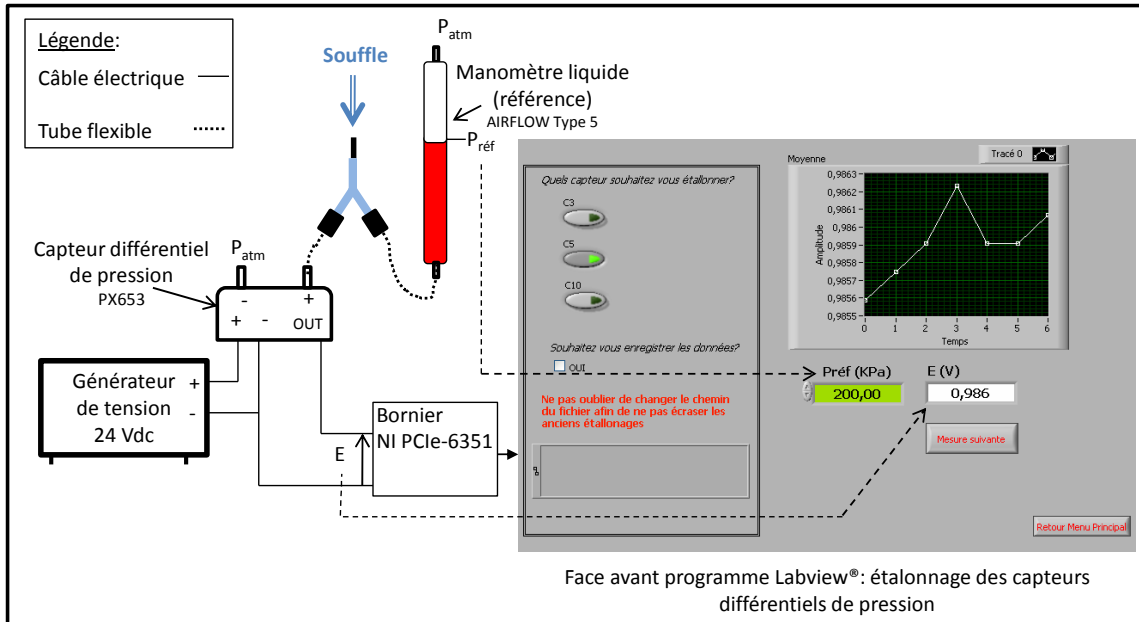


Figure 3.1 Schématisation du montage pour l'étalonnage des capteurs différentiels de pression

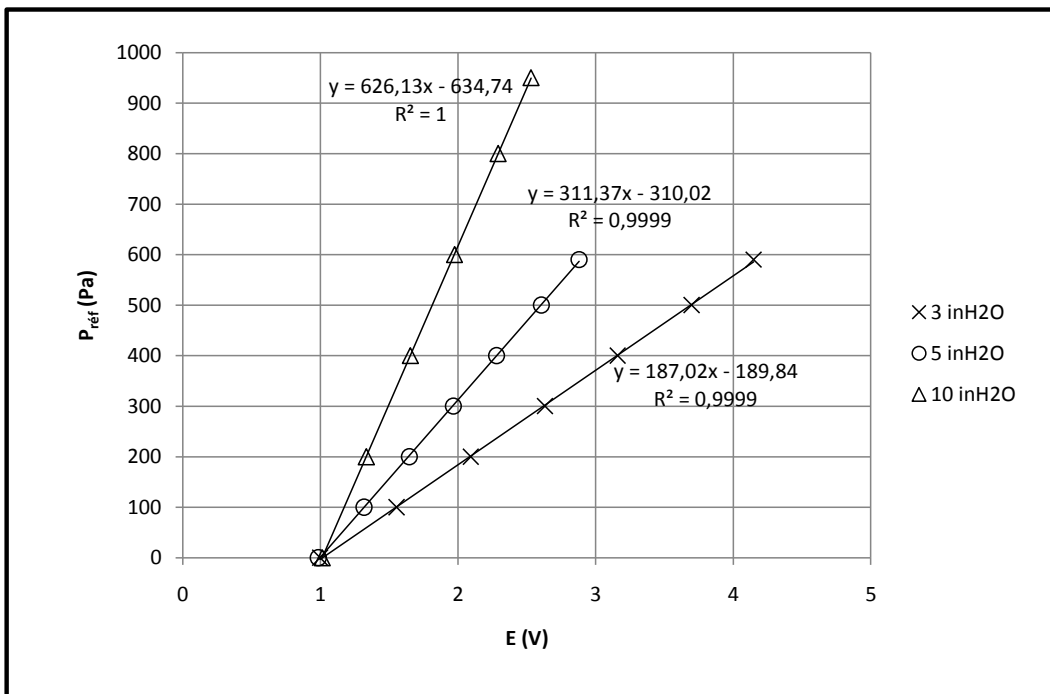


Figure 3.2 Courbe d'étalonnage des trois capteurs différentiels de pression

### 3.1.2 Thermocouple

En partant de l'hypothèse que la température de l'écoulement à l'intérieur de toute la soufflerie est homogène, un thermocouple de type K de la compagnie OMEGA® est inséré au niveau de la section d'entrée du convergent. Un programme Labview®, permettant de convertir la tension mesurée par le thermocouple (comprise entre 0 et 5 Vdc), en température, nous a permis de nous rendre compte que le signal fourni par le thermocouple était très bruité. Nous avons donc décidé de mettre en place un filtre (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-8, p. 136). L'action du filtre s'est avérée efficace. Afin d'éviter que les mesures de température par l'intermédiaire de ce thermocouple ne soient biaisées, nous l'avons également étalonné. Pour cela, nous avons effectué trois expérimentations à des températures différentes :

- à 100 °C (avec de l'eau bouillante);
- à 0 °C (avec de la glace);
- à température ambiante.

Pour chacune des expériences, nous nous sommes référés à la température mesurée par un thermomètre à mercure. L'ensemble des résultats est présenté dans le Tableau 3.1 ci-dessous.

Tableau 3.1 Étalonnage du thermocouple type K

	$T_{\text{réf}} (\text{°C})$	$T_{\text{thermocouple}} (\text{°C})$	$T_{\text{réf}} - T_{\text{thermocouple}} (\text{°C})$
Glace	0,2	2,7	2,5
Ambiant	22,5	21,1	-1,4
Eau bouillante	100,0	101,6	1,6

Les résultats obtenus ne donnant pas une droite, nous avons choisi d'appliquer une constante plutôt qu'un facteur d'étalonnage. La plage de température à laquelle nous travaillons étant comprise entre 20 °C et 22 °C et d'après les résultats présentés ci-dessus, nous avons incrémenté la valeur lue par le thermocouple de 1,4 °C.

### 3.2 Mise en place d'une vitesse de référence

Afin de pouvoir rendre adimensionnelle les futures mesures effectuées dans le canal d'essai, il est nécessaire d'avoir préalablement instauré une vitesse de référence. La mise en place de cette vitesse de référence est réalisée en se basant sur la méthodologie de Barlow *et al.* (1999, p. 219). Cette méthode basée sur l'équation de Bernoulli, corrigée d'un facteur de perte de charge, est appliquée entre la section d'entrée et de sortie du convergent (Barlow *et al.* , 1999, p. 219) et permet d'obtenir par l'intermédiaire de deux mesures de pression statique combinées avec une mesure de température de référence la vitesse de référence. L'avantage de cette méthodologie consiste à obtenir une vitesse de référence sans insérer de tube de Pitot-statique dans le canal d'essai. Cette insertion peut, selon Barlow *et al.* (1999, p. 219), induire un sillage dans l'écoulement en aval de celui-ci. Des mesures présentées plus tard dans ce mémoire viendront conforter cette théorie (*Voir Influence du tube de Pitot-statique, placé en amont du canal d'essai, sur l'écoulement dans la zone de développement, p. 97*).

En considérant que nous avons un écoulement incompressible ( $T_{\text{réf, moy}}=21,5 \text{ °C}$ ,  $U_{\text{réf}}=30 \text{ m.s}^{-1}$  et  $Ma \ll 0,3$ ) et en se plaçant sur une ligne de courant de l'écoulement potentiel entre la chambre de tranquillisation et le canal d'essai, nous pouvons appliquer le théorème de Bernoulli, corrigé avec un facteur de perte de charge ( $K_{12c}$ ) entre  $S_{1c}$  et  $S_{2c}$  (*Voir Figure 3.3*). Comme le suggère la méthode de Barlow *et al.* (1999, p. 219), nous appliquons ensuite l'équation de continuité entre  $S_{1c}$  et  $S_{2c}$  puis entre  $S_{2c}$  et  $S_{\text{réf}}$  (tel que  $h_{2c}=h_{\text{réf}}$ ). Puisque nous sommes en présence d'un convergent 2D ayant une largeur constante, nous pouvons écrire le rapport des aires de  $S_{1c}$  et  $S_{2c}$  comme étant le rapport de leurs hauteurs. Nous obtenons finalement la relation suivante:

$$\frac{\Delta P_{12c}}{q_{\text{réf}}} = \left[ 1 - K_{12c} - \left( \frac{h_{2c}}{h_{1c}} \right)^2 \right] = C_{\text{étal}} \quad (3.1)$$

$K_{12c}$  représente le coefficient de perte de charge linéaire (à priori très faible) entre les stations  $S_{1c}$  et  $S_{2c}$ ,  $q_{\text{réf}}$  est la pression dynamique de référence. Comme nous pouvons le remarquer, les pertes de charges linéaires entre les stations  $S_{2c}$  et  $S_{\text{réf}}$  sont supposées négligeables dues à la

proximité de ces deux stations. Le terme de droite de l'équation (3.1) représente le coefficient d'étalonnage de la vitesse de référence entre les stations  $S_{1c}$  et  $S_{réf}$  que l'on va appeler  $C_{étal}$ .

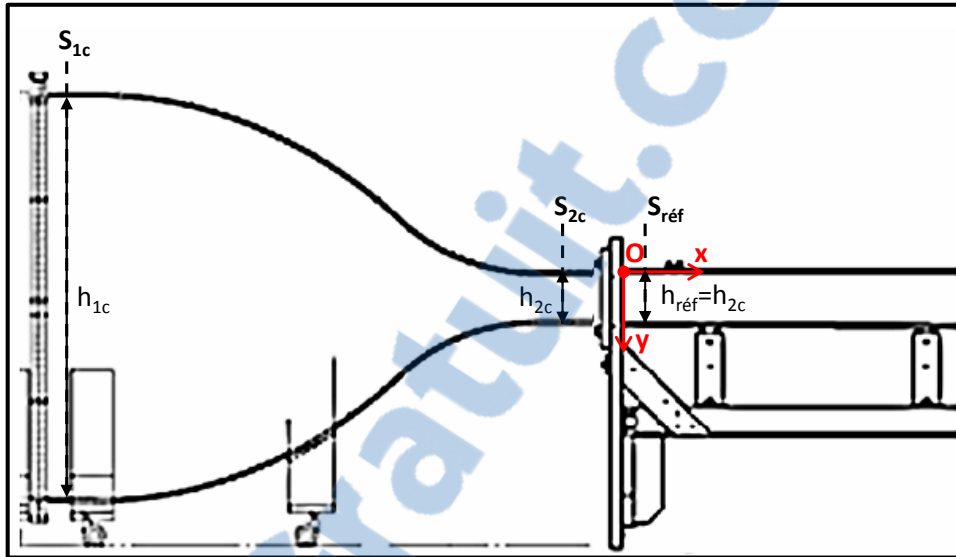


Figure 3.3 Paramètres géométriques du convergent

Au vu de l'équation (3.1), il est possible de déterminer  $C_{étal}$  expérimentalement en insérant deux ports de pression statiques aux stations  $S_{1c}$  et  $S_{2c}$  pour mesurer  $\Delta P_{12c}$ , ainsi qu'un tube Pitot-statique à la station  $S_{réf}$  pour déterminer  $q_{réf}$ . La lecture de  $q_{réf}$  a été effectuée sur le manomètre liquide portatif AIRFLOW Type 5 et les résultats sont présentés sur la Figure 3.4 ci-dessous. Le coefficient d'étalonnage de la vitesse de référence  $C_{étal}$  est estimé être à 0,78.

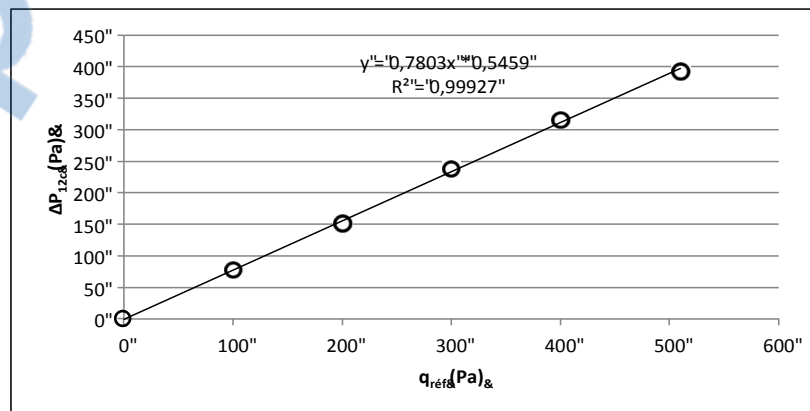


Figure 3.4 Détermination du coefficient d'étalonnage de la vitesse de référence

En reprenant l'équation (3.1), connaissant le rapport de  $h_{2c}$  sur  $h_{1c}$  (i.e.  $\frac{1}{c}$ ) et  $C_{\text{étal}}$ , nous pouvons déterminer la valeur des pertes de charge  $K_{12c}$ . Nous obtenons  $K_{12c} \approx 21\%$ . Bien que nous ayons réalisé plusieurs fois la manipulation cette valeur est restée inchangée. Les pertes de charge au niveau du convergent doivent être, en théorie, beaucoup plus faible, de l'ordre de 1 à 2% et ce résultat connote donc un problème. À l'heure actuelle, nous supposons que cette valeur élevée peut être due à deux paramètres :

- le décollement de la couche limite sur la paroi au niveau de  $S_{1c}$  (1);
- les perçages effectués pour les mesures de pression statique ne sont pas ébavurés (2).

Des simulations numériques sont en cours de réalisation et nous apporterons peut être une explication rationnelle concernant l'hypothèse (1). Nous n'avons pas souhaité délier le convergent de la chambre de tranquillisation pour vérifier l'hypothèse (2) par soucis de répétabilité des expérimentations.

Il ne faut pas perdre de vue l'objectif initial qui est la mise en place d'une vitesse de référence. En développant l'équation (3.1), nous pouvons parvenir aisément à exprimer la vitesse  $U_{\text{réf}}$  (déduite de  $q_{\text{réf}}$ ) en fonction de la mesure  $\Delta P_{12c}$  et du coefficient d'étalonnage  $C_{\text{étal}}$ . Nous obtenons ainsi:

$$U_{\text{réf}} = \sqrt{\frac{2}{\rho(T)} \left[ \frac{\Delta P_{12c}}{C_{\text{étal}}} \right]} \quad (3.2)$$

On s'aperçoit que cette équation dépend de  $\rho$ , elle même dépendante de la température de l'air à l'intérieur de la soufflerie qui est prélevée par l'intermédiaire d'un thermocouple (*Voir*, Thermocouple, p. 57). En supposant que l'air est sec et en utilisant la formule des gaz parfait nous obtenons:

$$\rho = \frac{P_{\text{atm}}}{R(T_{\text{réf}} + 273,15)} \quad (3.3)$$

R représente la constante spécifique de l'air sec et vaut  $287 \text{ J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et  $T_{\text{réf}}$  est exprimée en °C.

La pression atmosphérique est directement lue sur un baromètre anéroïde OAKTON® est doit être relevée chaque jour pour pouvoir évaluer la masse volumique de l'air. Une schématisation de l'instrumentation nécessaire au calcul de la vitesse de référence ainsi qu'un aperçu de l'interface du programme Labview® sont présentés en annexe (*Voir ANNEXE I, Figure-A I-7, p. 135*).

### 3.3 Mesure du coefficient $C_p$

Afin de pouvoir mesurer l'évolution du gradient de pression le long du canal d'essai, des ports de pression statiques ont été implantés sur la paroi supérieure de notre canal d'essai. Ces ports de pression sont répartis suivant trois rangées, comptant chacune 30 ports de pression statique (*Voir ANNEXE I, Figure-A I-6, p. 134*). Le diamètre de chaque port est de 1/32 po. Lorsque qu'ils ne sont pas utilisés, les ports de pression statique doivent être obstrué par l'intermédiaire d'un tube flexible fermé à une de ses extrémités.

Dans l'ensemble des travaux revisités, les chercheurs utilisent le coefficient de pression non-dimensionnel  $C_p$  pour caractériser l'évolution du gradient de pression statique le long du canal d'essai. En se référant à Patrick (1987, p. 42), nous définissons ce coefficient comme étant :

$$C_p = \frac{P_s(x) - P_{sréf}}{q_{réf}} \quad (3.4)$$

où  $P_s(x)$  représente la pression statique mesurée le long du canal d'essai,  $P_{sréf}$  est la pression statique de référence prélevée en  $S_{réf}$  pour  $z=0$  mm, et  $q_{réf}$  étant la pression dynamique de référence.

Comme nous le mettrons en évidence par la suite (*Voir Influence du tube de Pitot-statique, placé en amont du canal d'essai, sur l'écoulement dans la zone de développement, p. 97*),

l'insertion d'un tube de Pitot-statique peut générer un sillage au sein de l'écoulement qui perturbe les mesures en aval de celui-ci. Pour éviter cela,  $q_{réf}$  sera calculé en temps réel, dépendamment de  $U_{réf}$  et de  $\rho$  ( $T_{réf}$ ). En ce qui concerne la mesure du gradient de pression  $P_s(x)-P_{sréf}$ , nous utilisons deux tubes flexibles reliés au capteur différentiel de pression PX653 5 inH<sub>2</sub>O.

### 3.4 Mesure de vitesse et de pression totale

Au vu de la confusion dans de nombreuses littératures, nous avons choisi d'utiliser le terme, tube Pitot-statique, pour le tube permettant les mesures de la pression dynamique ( $q$ ) et tube de Pitot pour celui permettant la mesure de la pression totale ( $P_{tot}$ ).

Le tube Pitot-statique utilisé a été acheté au fabricant AEROLAB®, il permet de moyennner la valeur de la pression statique par l'intermédiaire de 6 ports statiques. Ce tube va nous permettre, par l'intermédiaire de la mesure de la pression dynamique ( $q$ ) et de la valeur de la masse volumique de l'air à l'intérieure de notre soufflerie ( $\rho$ ) (*Voir Mise en place d'une vitesse de référence*, p. 58), de réaliser des mesures de la vitesse moyenne longitudinale (i.e.  $U$ ) dans notre canal d'essai. En effet, nous pouvons écrire la relation faisant le lien entre ces trois variables :

$$U = \sqrt{\frac{2q}{\rho}} \quad (3.5)$$

La mesure de la vitesse moyenne de référence va ensuite être normalisée (i.e.  $U^*$ ), par l'intermédiaire de la vitesse moyenne longitudinale de référence (i.e.  $U_{réf}$ ). Cette normalisation permettra de comparer nos résultats avec ceux issus de la littérature et de la théorie. La relation permettant d'obtenir la vitesse moyenne longitudinale adimensionnelle (i.e.  $U^*$ ) est la suivante :

$$U^* = \frac{U}{U_{réf}} \quad (3.6)$$



L'acquisition de  $U^*$  est réalisée par l'intermédiaire d'un programme Labview® qui effectue en temps réel le rapport entre la vitesse moyenne longitudinale mesurée ( $U$ ) et  $U_{\text{réf}}$  prélevée comme détaillé plus tôt (*Voir* Mise en place d'une vitesse de référence, p. 58). La longueur du tube Pitot-statique est de 33 cm et ne permet donc pas de réaliser des mesures suffisamment profondes dans la zone de retour de flux. C'est pourquoi, nous avons fabriqué un tube de Pitot.

Le tube de Pitot a été fabriqué à partir d'un tube de diamètre extérieur de 3 mm. La longueur du tube de Pitot a été choisie afin de permettre une traversée totale au niveau du berceau et est de 50 cm. Afin de s'assurer que les mesures réalisées par l'intermédiaire du tube de Pitot fabriqué soit valables, nous avons effectué des mesures avec celui-ci que nous sommes venus comparer avec celles données par le tube Pitot-statique. Un premier essai a été réalisé avec le tube Pitot-statique (essai 1) suivi d'une traversée par l'intermédiaire du tube de Pitot (essai 2) et pour clôturer la campagne de mesure nous avons à nouveau réalisé un profil de  $P_{\text{tot}}=f(y)$  par l'intermédiaire du tube Pitot-statique (essai 3). Les mesures ont été faites  $S_{18}$ , pour  $z=0$  mm tel que  $U_{\text{réf}}=30 \text{ m.s}^{-1}$  (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-5, p. 134). Le but ici étant de valider les mesures obtenues par l'intermédiaire du tube de Pitot, la forme de la caractéristique obtenue ne sera pas analysée dans cette partie mais dans la partie concernant les mesures de  $P_{\text{tot}}$  (*Voir* Profil de  $P_{\text{tot}}^*=f(y)$  dans la zone de retour de flux comparaison avec  $U^*=f(y)$ , p. 107). La détermination de l'erreur concernant la mesure de  $P_{\text{tot}}$  (correspondant aux barres horizontales rouges) sera également présentée plus tard dans ce mémoire (*Voir* Détermination de l'erreur de mesure totale de  $P_{\text{tot}}^*$ , p. 72). La superposition des courbes ainsi obtenue est présentée en annexe (*Voir* ANNEXE II, Figure-A II-1, p. 138) et nous permet de valider la fabrication du tube de Pitot.

Tout comme les mesures de la vitesse moyenne longitudinale, il sera important de venir normaliser les futures mesures de la pression totale effectuées par l'intermédiaire de notre tube de Pitot afin de pouvoir les comparer avec celles issues de la littérature et de la théorie. Pour cela, nous avons décidé de normaliser la mesure de  $P_{\text{tot}}$  par l'intermédiaire de  $P_{\text{tot, réf}}$ .  $P_{\text{tot, réf}}$  pourrait être prélevé simplement en insérant un tube de Pitot au niveau de la station de

référence  $S_{réf}$  dans l'écoulement potentiel ( $y=75$  mm). Cependant, d'après les remarques établies par Barlow *et al.* (1999, p. 219) sur l'influence néfaste qu'un tube de Pitot peut avoir sur l'écoulement en aval de celui-ci, nous avons décidé de calculer  $P_{tot, réf.}$  en temps réel. En se plaçant sur une ligne de courant dans l'écoulement potentiel et en considérant que l'écoulement est incompressible, nous pouvons exprimer  $P_{tot, réf.}$ :

$$P_{tot, réf} = P_{s, réf} + \frac{1}{2} \rho U_{réf}^2 \quad (3.7)$$

$P_{s, réf}$  et  $U_{réf}$  représentent respectivement la pression statique de référence et la vitesse moyenne de référence prélevées à la station  $S_{réf}$ . Les variables  $U_{réf}$  et  $\rho$  sont déterminées comme expliqué au préalable (*Voir* Mise en place d'une vitesse de référence, p. 58).  $P_{s, réf}$  sera mesurée par l'intermédiaire d'un tube flexible reliant le port de pression statique de  $S_{réf}$  (en  $z=0$  mm) au capteur différentiel de pression 5 inH<sub>2</sub>O. Ainsi, nous obtiendrons la valeur adimensionnelle de  $P_{tot}$  en s'appuyant sur la relation ci-dessous :

$$P_{tot}^* = \frac{P_{tot}}{P_{sréf} + \frac{1}{2} \rho U_{réf}^2} \quad (3.8)$$

Un programme Labview® permet de calculer en temps réel la valeur de  $P_{tot}^*$  par l'intermédiaire d'une acquisition synchronisée de  $P_{tot}$ ,  $P_{s, réf}$  et  $U_{réf}$ .

### 3.5 Contrôle du bras vertical

Dans le but d'obtenir des profils de vitesse et de pression verticaux, un bras commandé par un système moteur pas à pas vis, sans fin a été mis en place (*Voir*, Figure 3.5). Le moteur utilisé pour entrainer la vis est un moteur Pittman® *brushless* alimenté en 24 Vdc. La vis sans fin permet de guider un charriot, sur lequel il est possible de fixer les capteurs dont nous aurons besoin durant nos expérimentations. Afin de connaître la position du charriot en temps réel, le moteur pas à pas est équipé d'un encodeur incrémental conférant au système une précision de positionnement de 5  $\mu$ m. Le bras vertical est fixé sur un cadre en aluminium assurant la rigidité et la mise à niveau de l'ensemble. L'ensemble repose sur des roulettes permettant d'effectuer des mesures tout le long du canal d'essai.

Deux programmes Labview® ont alors été mis en place assurant un contrôle optimal du bras vertical pour effectuer des profils de vitesse et de pression totale dans le canal d'essai. L'environnement de ces programmes permet:

- d'étalonner avant toute mesure les capteurs de pression différentiels PX653;
- le calcul en temps réel de la température et de la vitesse de référence;
- le réglage du correcteur PID qui est utilisé pour régler le déplacement du bras vertical;
- la commande manuelle et séquentielle du bras vertical;
- d'effectuer un nombre de mesure prédéfini pour une position donnée;
- de visualiser en temps réel les profils de vitesse ou de pression adimensionnels.

Afin de pouvoir accéder au canal d'essai en perturbant le moins possible l'écoulement, une plaque en aluminium (*Voir* Figure 3.5), équipée de 25 bouchons a été conçue par l'intermédiaire du logiciel de conception 3D CATIA® V5. Cette plaque a une longueur équivalente à celles des plaques en plexiglass® recouvrant le canal d'essai permettant ainsi une interchangeabilité entre celles-ci. Un plan donnant tous les détails géométriques de la plaque perforée est présenté en annexe (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-4, p. 133). Le référentiel donnant la position des mesures pouvant être effectuées avec le bras manipulateur, auquel nous ferons référence lors de la présentation des différentes mesures, est également présenté en annexe (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-5, p. 134).

Deux photographies du canal d'essai, une prise en Juin 2011 et une autre en Avril 2012 permettent de comparer l'allure du canal d'essai avant et après l'instrumentation et sont présentées également en annexe (*Voir* ANNEXE II, Figure-A II-5, p. 141).

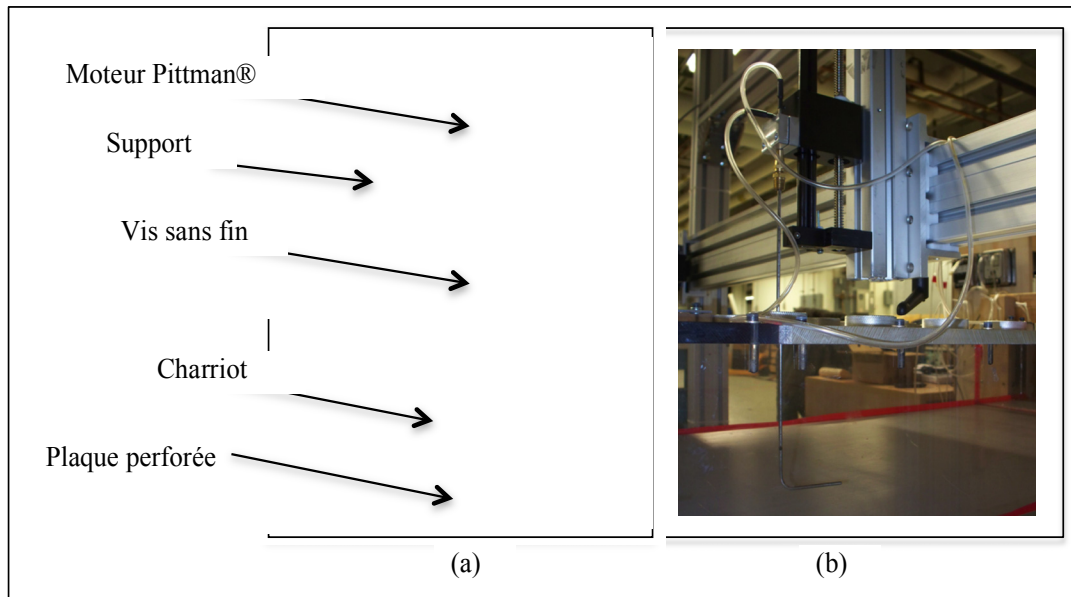


Figure 3.5 Bras vertical  
 (a) vue d'ensemble,  
 (b) avec tube de Pitot-statique plongé dans le canal d'essai.

### 3.6 Détermination des paramètres d'acquisition

Afin d'optimiser les temps d'expérimentations et de diminuer le nombre de données, des mesures préliminaires ont été effectuées afin de déterminer les paramètres d'acquisition. Ces paramètres sont :

- le temps d'acquisition ( $T_{acq}$ );
- la fréquence d'échantillonnage ( $f_{acq}$ );
- le nombre de points ( $N_{acq}$ ).

Les paramètres d'acquisition vont être déterminés pour les trois types de mesures réalisées durant le projet à savoir, des mesures de  $U^*$ , de  $P_{tot}^*$  et de  $C_p$ . Angele et Muhammad-Klingmann (2006, p. 211) qui réalisent des mesures par PIV préconisent au minimum  $f_{acq}=40$  kHz pour la vitesse moyenne longitudinale. En s'appuyant sur ces recommandations, nous avons choisi une  $f_{acq}=50$  kHz et  $f_{acq}=30$  kHz respectivement pour les mesures de  $P_{tot}^*$  et  $U^*$ .

Ces mêmes auteurs ont également réalisé des mesures de pression statique le long de leur canal d'essai et suggère une  $f_{acq}=100$  Hz.

Des mesures préliminaires réalisées dans l'écoulement potentiel de notre zone de développement de la couche limite ( $S_6$  et  $z=0$  mm) ont été réalisées pour pouvoir déterminer le  $T_{acq}$  et par conséquent  $N_{acq}$ . En se positionnant à une fréquence largement supérieure à celles données ci-dessus, nous nous sommes basés sur une période d'échantillonnage de 0,1 s pour pouvoir définir notre  $T_{acq}$  optimal pour les mesures de nos différentes variables. La durée des mesures étant de 8 s, nous avons obtenu 80 points de mesures à partir desquels nous allons pouvoir tracer des courbes de convergence. La mise en place de ces courbes de convergence vont nous permettre d'estimer le temps optimum d'acquisition nécessaire à l'obtention de mesure fiable de  $C_p$ ,  $P_{tot}^*$  et  $U^*$ . Pour cela, nous avons effectué des moyennes ( $MGX_i$ ) et des écart type ( $MG\sigma_i$ ) « glissées » de ces différentes variables tel que :

$$MGX_i = \frac{80 \sum_{i=1}^n X_i}{n \sum_{i=1}^{80} X_i} \quad (3.9)$$

$$MG\sigma_i = \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_i}{\sum_{i=1}^{80} \sigma_i} \quad (3.10)$$

Dans ces équations,  $n \in \mathbb{N}$ ,  $n = [1, 80]$ . Les courbes de convergence obtenues d'après ces deux relations sont présentées en annexe (*Voir* ANNEXE II, Figure-A II-2 et Figure-A II-3, p. 139 et Figure-A II-4, p. 140). Au vu de ces courbes de convergence, nous avons défini les paramètres d'acquisition finaux pour  $U^*$ ,  $P_{tot}^*$  et  $C_p$  présentés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 3.2 Paramètres d'acquisition pour  $U^*$ ,  $P_{tot}^*$  et  $C_p$

	$U^*$	$P_{tot}^*$	$C_p$
$f_{acq}$ (kHz)	30	50	5
$N_{acq}$	10000	10000	1000
$T_{acq}$ (s)	3	5	5



## CHAPITRE 4

### ERREURS DE MESURES

Une fois les paramètres d'acquisition définis, il est nécessaire de déterminer les erreurs de mesures. L'estimation de ces erreurs est primordiale pour avoir une compréhension complète des mesures effectuées lors du projet. En se référant à la littérature revisitée durant ce projet de recherche, nous allons dans ce chapitre estimer les erreurs totales des mesures de  $U^*$ ,  $P_{tot}^*$ ,  $C_p$ . Pour chacune des variables, nous allons déterminer les erreurs systématique et aléatoire qui nous permettront ainsi de déterminer l'erreur totale de mesure. Afin d'estimer l'ensemble des erreurs de mesures, nous avons choisi  $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ .

#### 4.1 Détermination de l'erreur de mesure totale de $U^*$

Dans un premier temps nous allons détailler la méthode et les paramètres retenus pour la détermination de l'erreur systématique ( $B_{U^*}$ ) de  $U^*$ . Dans un second temps nous nous pencherons sur l'estimation de l'erreur aléatoire ( $S_{U^*}$ ).

Nous avons défini  $U^*$  comme étant :

$$U^* = \frac{U}{U_{réf}} \quad (4.1)$$

En se rapportant à la partie traitant de la mise en place de la vitesse de référence (*Voir*, Mise en place d'une vitesse de référence, p. 58) et en s'appuyant sur l'équation (4.1), nous pouvons réécrire que :

$$U^* = \sqrt{\frac{C_{étal}q}{\Delta P_{12c}}} \quad (4.2)$$

Ainsi en se référant à cette dernière expression, nous pouvons déterminer l'erreur de mesure systématique relative de  $U^*$  (i.e.  $\Delta U^*$ ) par l'intermédiaire de la relation donnée par Coleman et Steele (2009, p. 49):

$$\Delta U^* = B_{U^*} = \sqrt{\left(\frac{\partial U^*}{\partial q} \Delta q\right)^2 + \left(\frac{\partial U^*}{\partial \Delta P_{12c}} \Delta(\Delta P_{12c})\right)^2} \quad (4.3)$$

Dans un premier temps, nous allons développer les deux dérivées partielles contenues dans l'équation (4.3) en se référant à l'équation (4.2) pour obtenir finalement les deux coefficients de sensibilité absolue  $C_1$  et  $C_2$ :

$$C_1 = \frac{\partial U^*}{\partial q} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_{\text{étal}}}{q \Delta P_{12c}}} \quad (4.4)$$

et

$$C_2 = \frac{\partial U^*}{\partial \Delta P_{12c}} = -\frac{1}{2} \frac{\sqrt{q C_{\text{étal}}}}{\Delta P_{12c}^{\frac{3}{2}}} \quad (4.5)$$

Les valeurs des deux coefficients de sensibilité absolue sont données dans le Tableau 4.1.

Il reste maintenant à déterminer les erreurs de mesure des paramètres de l'équation (4.3) :  $\Delta q$  et  $\Delta(\Delta P_{12c})$ . Ces erreurs de mesures systématiques, concernant les mesures de la pression dynamique mesurée par le tube de Pitot-statique ( $q$ ) et le gradient de pression statique entre  $S_{1c}$  et  $S_{2c}$  ( $\Delta P_{12c}$ ), vont dépendre de la précision du capteur différentiel de pression PX653 10 inH<sub>2</sub>O et 5 inH<sub>2</sub>O ainsi que des performances de la carte d'acquisition. Nous allons dans les lignes qui suivent détailler l'origine de ces deux incertitudes biaisant les mesures de  $q$  et de  $\Delta P_{12c}$ .

Nous rappelons que l'étalonnage des capteurs au préalable de toutes mesures supprime les erreurs de zéro (*Voir* Étalonnage des différents capteurs, p. 55) et ne sera donc pas pris en compte dans cette analyse. Afin d'estimer nos erreurs systématiques de mesure tributaires des caractéristiques des capteurs différentiels, nous avons considéré les erreurs données par le constructeur OMEGA® (qui sont indépendantes d'un capteur à l'autre) :

- Linéarité :  $\pm 0,25\%$  pleine échelle;
- Hystérésis :  $\pm 0,02\%$  pleine échelle;
- Répétabilité :  $\pm 0,05\%$  pleine échelle;
- Sensibilité :  $\pm 0,25\%$ .



La carte d'acquisition code l'information sur 16 bits ( $n_b$ ) et les capteurs différentiels de pression fournissent une tension de sortie comprise entre 0 et 5 Vdc. Cependant, le logiciel Labview® ne permet l'acquisition des signaux que sur des plages de tension « symétriques », nous obligeant à faire l'acquisition sur une plage de tension comprise entre -5 et 5 Vdc ( $\Delta E=10$  Vdc). Ces informations nous permettent de déterminer la valeur de l'erreur systématique due à l'erreur de lecture de la carte d'acquisition ( $\varepsilon_{CA}$ ) par l'intermédiaire de l'équation présentée ci-dessous :

$$\varepsilon_{CA} = \frac{\Delta E}{2^{n_b}} \quad (4.6)$$

Les différentes équations présentées ci-dessus nous permettent de déterminer l'ensemble des paramètres nécessaires à l'obtention de l'erreur systématique concernant la mesure de  $U^*$ . Nous obtenons ainsi une erreur systématique ( $B_{U^*}$ ) de  $\pm 0,25\%$  (i.e.  $\pm 0,08 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $U_{\text{réf}} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ ).

En se référant au papier de Patrick (1987) et au livre de Coleman et Steele (2009), nous avons pu déterminer les erreurs de mesures aléatoires de  $U^*$ . Pour cela, nous avons effectué 5 fois 20 mesures de  $U$  en  $S_5$  dans l'écoulement potentiel (pour  $y=75\text{mm}$ ) de la zone de développement tel que  $U_{\text{réf}}=30 \text{ m.s}^{-1}$ . Avec cette considération et les mesures effectuées, nous avons obtenu, dans le pire des cas :  $S_{U^*} = \pm 0,12\%$  (i.e.  $\pm 0,04 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $U_{\text{réf}} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ ).

Les différents résultats présentés ci-dessus nous amène à l'estimation de l'erreur totale ( $E_{U^*}$ ) à  $U_{\text{réf}} = 30 \text{ m.s}^{-1}$  en utilisant la formule provenant de Coleman et Steele (2009, p. 42) (*Voir Erreurs de mesures, p. 40*) que nous pouvons utiliser car  $N>10$ . Nous obtenons ainsi  $E_{U^*} \pm 0,35\%$  (i.e.  $\pm 0,11 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $U_{\text{réf}} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ ). L'ensemble des valeurs des paramètres nécessaires à la détermination de  $E_{U^*}$  sont présentés dans le tableau ci-après.

Tableau 4.1 Détermination de  $E_{U^*}$  pour  $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ 

$C_1 \text{ (Pa}^{-1}\text{)}$	1,010E-03
$C_2 \text{ (Pa}^{-1}\text{)}$	1,289E-03
$\pm \Delta q \text{ (Pa)}$	2,07
$\pm \Delta(\Delta P_{12}) \text{ (Pa)}$	1,09
$B_{U^*} \text{ (\%)}$	0,25
$S_{U^*} \text{ (\%)}$	0,12
$E_{U^*} \text{ (\%)}$	0,35

#### 4.2 Détermination de l'erreur de mesure totale de $P_{tot}^*$

Dans cette partie nous n'allons pas détailler l'ensemble de la méthodologie utilisée pour obtenir l'erreur de mesure de  $P_{tot}^*$  puisqu'elle est similaire à celle de  $U^*$  présentée ci-dessus. Cependant, nous allons tout de même donner les équations nécessaires à l'obtention de l'erreur totale de  $P_{tot}^*$ . Nous obtenons  $P_{tot}^*$  par la relation suivante :

$$P_{tot}^* = \frac{P_{tot}}{P_{tot, réf}} \quad (4.7)$$

Nous pouvons alors écrire :

$$\Delta P_{tot}^* = B_{P_{tot}^*} = \sqrt{\left(\frac{1}{P_{tot, réf}} \Delta P_{tot}\right)^2 + \left(\frac{P_{tot}}{P_{tot, réf}^2} \Delta P_{tot, réf}\right)^2} \quad (4.8)$$

Nous pouvons ainsi écrire les relations donnant les deux coefficients de sensibilité relative qui sont :

$$C_3 = \frac{1}{P_{tot, réf}} \quad (4.9)$$

et

$$C_4 = \frac{P_{tot}}{P_{tot, réf}^2} \quad (4.10)$$

Les valeurs de ces deux coefficients sont données dans le Tableau 4.2. Il faut désormais déterminer les erreurs systématiques  $\Delta P_{tot}$  et  $\Delta P_{tot, réf}$ . La détermination et les erreurs retenues pour évaluer  $\Delta P_{tot}$  étant les mêmes que celles employées pour estimer  $\Delta(\Delta P_{12c})$  la méthodologie ne sera donc pas détaillée ici (*Voir* Détermination de l'erreur de mesure totale de  $U^*$ , p. 69). En se plaçant dans l'écoulement potentiel et en considérant que l'écoulement

est incompressible, nous pouvons appliquer le théorème de Bernoulli afin d'exprimer  $\Delta P_{tot, réf}$  tel que :

$$P_{tot, réf} = P_{s, réf} + q_{réf} \quad (4.11)$$

En se rapportant maintenant à la partie concernant la mise en place de la vitesse de référence (*Voir*, Mise en place d'une vitesse de référence, p. 58), nous pouvons écrire :

$$P_{tot, réf} = P_{s, réf} + \frac{\Delta P_{12c}}{C_{étal}} \quad (4.12)$$

Cette dernière équation nous amène à la relation suivante :

$$\Delta P_{tot, réf} = B_{P_{tot, réf}} = \sqrt{(\Delta P_{s, réf})^2 + \left(\frac{1}{C_{étal}} \Delta(\Delta P_{12c})\right)^2} \quad (4.13)$$

D'après cette dernière relation, nous pouvons définir deux nouveaux coefficients de sensibilité absolue relative à la mesure de  $P_{s, réf}$  et de  $\Delta P_{12c}$  qui sont respectivement:

$$C_5 = 1 \quad (4.14)$$

et

$$C_6 = \frac{1}{C_{étal}} \quad (4.15)$$

$\Delta(\Delta P_{12c})$  a déjà été déterminée plus tôt (*Voir*, Détermination de l'erreur de mesure totale de  $U^*$ , p. 69). Tout comme pour  $\Delta P_{tot}$ , la détermination et les erreurs retenues pour évaluer  $\Delta P_{sréf}$  sont les mêmes que celles employées pour estimer  $\Delta(\Delta P_{12c})$  et ne sera donc pas détaillée ici. Au final, nous obtenons  $B_{P_{tot}^*} = \pm 0,36\%$  (i.e.  $\pm 4$  Pa pour  $U_{réf} = 30$  m.s<sup>-1</sup>).

Afin de déterminer l'erreur aléatoire de  $P_{tot}^*$  ( $S_{P_{tot}^*}$ ) la méthodologie utilisée est la même que pour ( $S_{U^*}$ ) et les résultats donnent  $S_{P_{tot}^*} = \pm 0,65\%$  (i.e.  $\pm 7$  Pa à  $U_{réf} = 30$  m.s<sup>-1</sup>). Finalement, nous pouvons déterminer l'erreur totale de mesure tel que  $E_{P_{tot}^*} = \pm 1,35\%$  (i.e.  $\pm 13$  Pa à  $U_{réf} = 30$  m.s<sup>-1</sup>). L'ensemble des valeurs des paramètres nécessaires à la détermination de  $E_{P_{tot}^*}$  sont présentés dans le tableau 4.2 ci-dessous :

Tableau 4.2 Détermination de  $E_{P_{tot}^*}$  pour  $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ 

$C_3 \text{ (Pa}^{-1}\text{)}$	$9,18.10^{-4}$
$C_4 \text{ (Pa}^{-1}\text{)}$	$9,27.10^{-4}$
$\pm \Delta P_{tot} \text{ (Pa)}$	3,21
$C_5$	1
$C_6$	1,282051
$\pm \Delta (\Delta P_{12}) \text{ (Pa)}$	1,09
$\pm \Delta P_{s, réf} \text{ (Pa)}$	1,74
$B_{P_{tot}^*} \text{ (\%)}$	0,36
$S_{P_{tot}^*} \text{ (\%)}$	0,65
$E_{P_{tot}^*} \text{ (\%)}$	1,35

### 4.3 Détermination de l'erreur de mesure totale de $C_p$

En reprenant l'équation (3.4) permettant de calculer la valeur de  $C_p$ , nous pouvons déterminer l'erreur systématique de mesure  $B_{C_p}$  :

$$\Delta C_p = B_{C_p} \quad (4.16)$$

$$= \sqrt{\left( \frac{\partial C_p}{\partial (P_s(x) - P_{s, réf})} \Delta (P_s(x) - P_{s, réf}) \right)^2 + \left( \frac{\partial C_p}{\partial \Delta P_{12c}} \Delta (\Delta P_{12c}) \right)^2}$$

En redéveloppant les termes de dérivé partielle on peut écrire :

$$C_7 = \frac{\partial C_p}{\partial (P_s(x) - P_{s, réf})} = \frac{C_{étal}}{\Delta P_{12c}} \quad (4.17)$$

$$C_8 = \frac{\partial C_p}{\partial \Delta P_{12c}} = \frac{C_{étal} (P_s(x) - P_{s, réf})}{(\Delta P_{12c})^2} \quad (4.18)$$

Au vu des équations (4.17) et (4.18), il apparait que le premier coefficient de sensibilité absolue  $C_7$  est une constante et que le second,  $C_8$ , est dépendant du gradient de pression mesuré. Or pour  $U_{réf} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ , ce gradient de pression statique varie le long du canal d'essai de 0 à 250 Pa. Ainsi, nous avons déterminé l'erreur systématique de la même manière que pour  $P_{tot}^*$  et  $U^*$  en fonction de la valeur du gradient de pression. Les erreurs retenues pour le capteur différentiel PX653 5 inH<sub>2</sub>O ainsi que pour la carte d'acquisition sont les mêmes que

celles listées en amont (*Voir* Détermination de l'erreur de mesure totale de  $U^*$ , p. 69). Les valeurs ainsi obtenues pour les différents paramètres en fonction du gradient de pression  $P_s(x)-P_{s\text{réf}}$  sont présentées en annexe (*Voir* ANNEXE III, Tableau-A III-1, p. 143). Pour résumer, nous pourrions estimer que l'erreur systématique obtenue pour la mesure de  $C_p$  :

- dans la zone de développement (i.e.  $S_{\text{réf}} < \text{Stations} < S_{12}$ ) est de l'ordre 0,22%;
- dans la zone de retour de flux (i.e.  $S_{13} < \text{Stations} < S_{23}$ ) est de l'ordre de 0,35%;
- dans la zone de redéveloppement (i.e.  $S_{24} < \text{Stations} < S_{28}$ ) est de l'ordre de 0,33%.

Afin de déterminer l'erreur aléatoire de  $C_p$  nous avons choisi d'effectuer 10 mesures de  $C_p$  pour  $z=-150$ ,  $z=0$  et  $z=150$  mm pour plusieurs stations. Pour résumer, nous pouvons dresser le bilan concernant la valeur de l'erreur aléatoire suivant :

- dans la zone de développement (i.e.  $S_{\text{réf}} < \text{Stations} < S_{12}$ ) est de l'ordre 2,2%;
- dans de décollement (i.e.  $S_{13} < \text{Stations} < S_{17}$ ) est de l'ordre de 6,8%;
- dans la zone de recollement (i.e.  $S_{18} < \text{Stations} < S_{23}$ ) est de l'ordre de 1,4%;
- dans la zone de redéveloppement (i.e.  $S_{24} < \text{Stations} < S_{28}$ ) est de l'ordre de 1,2%.

Afin de simplifier la détermination des erreurs totales de mesure de  $C_p$ , nous avons réalisé un bilan concernant les erreurs systématiques et aléatoires de ce dernier dans un tableau à partir desquelles nous avons pu déterminer les erreurs totales :

Tableau 4.3 Présentation des erreurs de mesure systématiques ( $B_{C_p}$ ), aléatoires ( $S_{C_p}$ ) et totales ( $E_{C_p}$ ) du paramètre  $C_p$  en fonction des stations pour  $U_{\text{réf}}=30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$

Stations	$B_{C_p}$	$S_{C_p}$	$E_{C_p}$
$S_{\text{réf}}$ à $S_{12}$	0,22%	2,20%	2,42%
$S_{13}$ à $S_{17}$	0,35%	6,80%	7,15%
$S_{18}$ à $S_{23}$	0,35%	1,40%	1,75%
$S_{24}$ à $S_{28}$	0,33%	1,20%	1,53%



## CHAPITRE 5

### TECHNIQUES DE VISUALISATION UTILISÉES

#### 5.1 Brins de laine, arbres à brins de laine, long brin de laine

En se référant au livre de Barlow *et al.* (1958, p. 193), nous avons utilisé la méthode de visualisation de surface par l'insertion de brins de laine. D'après leurs conseils, nous avons fabriqué un « plateau » à brins de laine pour pouvoir réaliser un grand nombre de brins de laine ayant une longueur quasi-constante de 5 cm. De l'adhésif a servi à les fixer sur les parois des zones d'intérêts. Des visualisations par cette méthode ont été effectuées en phase préliminaire des mesures. Elles nous ont notamment permis de valider la conception du diffuseur grand angle et du pré-diffuseur (*Voir* Diffuseur grand angle et pré-diffuseur, p. 45), la présence d'une zone de retour de flux dans notre bulle de séparation, et la conception du piège à couche limite de la paroi inférieure de notre berceau (*Voir* Validation de l'efficacité et détermination des pertes de masse allouées aux pièges à couche limite, p. 96). Nous avons également inséré des brins de laine sur les parois latérales.

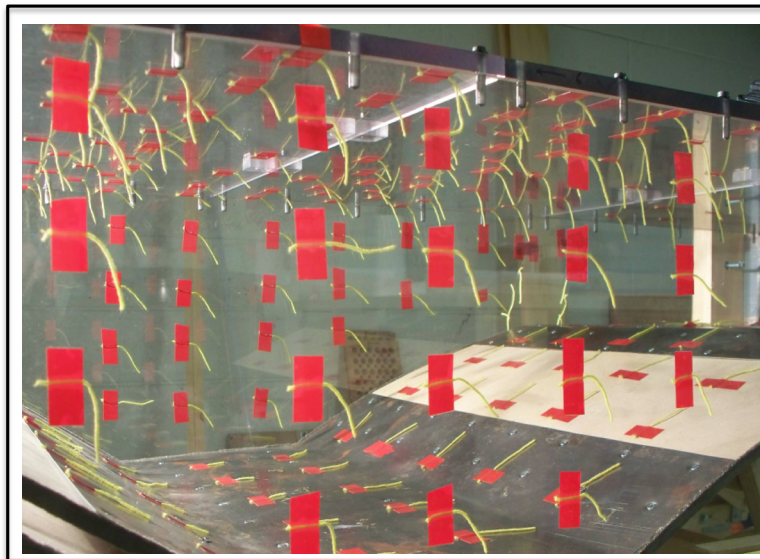


Figure 5.1 Visualisation par brins de laine ( $U_{\text{réf}}=0 \text{ m.s}^{-1}$ )

En se fiant cette fois ci aux remarques de Patrick (1987, p. 23), nous avons également fabriqué des « arbres » à brins de laine afin d'obtenir une caractérisation géométrique de la bulle de séparation. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 5.2 nous avons tendu des fils de nylon verticalement au niveau du berceau le long desquels nous avons collé, par une de leurs extrémités des brins de laine. Cependant, lors des essais pour des vitesses de référence supérieures à  $20 \text{ m.s}^{-1}$ , les « arbres » à brins de laine se sont arrachés démontrant ainsi les limites de cette application. De plus, les brins de laine retranscrivent le comportement de l'écoulement instantané, celui-ci étant très instable dans la bulle de séparation il est difficile de venir caractériser la géométrie de la bulle par une telle méthodologie. C'est pourquoi, nous avons eu recours à la méthodologie de visualisation de l'écoulement pariétal par l'intermédiaire des films d'huile.

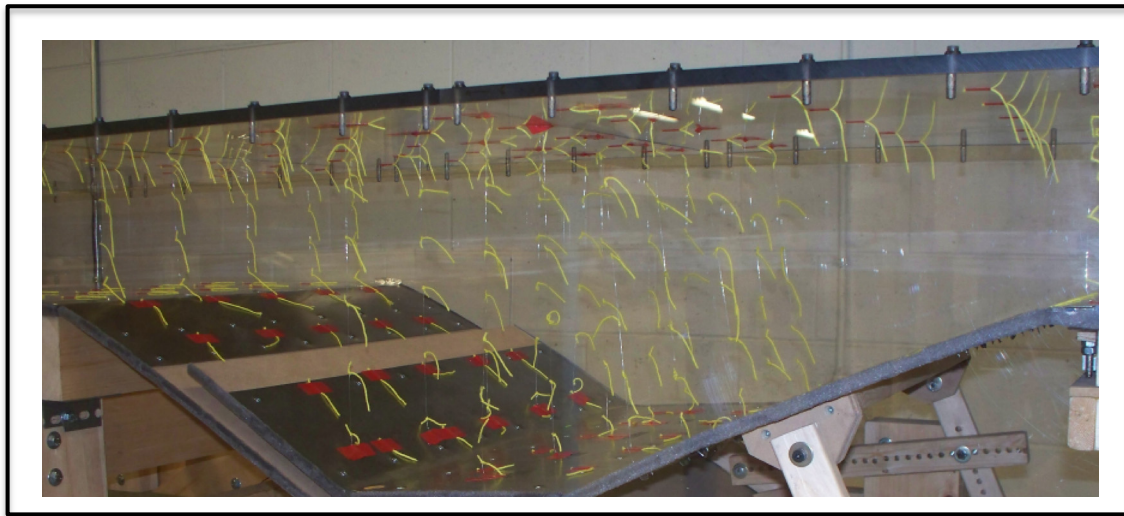


Figure 5.2 Visualisation par « arbres » à brins de laine ( $U_{\text{réf}}=0 \text{ m.s}^{-1}$ )

Ne disposant pas de matériels de mesure suffisamment sophistiqués, nous avons estimé la forme des lignes de courant au niveau du convergent du berceau par l'intermédiaire d'un long brin de laine. Les essais préliminaires de visualisation par le biais du long brin de laine ont révélé que celui-ci ne pouvait pas dépasser une longueur de 60 cm. Nous supposons, sans pouvoir le démontrer, que les composantes de la vitesse verticale à partir de cette longueur créent des contraintes trop importantes sur le long brin de laine biaisant ainsi la visualisation. Un fil de nylon, sur lequel est attaché le long brin de laine, permet de le translater



parallèlement au plan  $(O, x, y)$  par l'intermédiaire de trous présents sur les parois verticales. Plusieurs perçages le long de l'axe  $y$  ont permis d'effectuer des visualisations dans et en dehors de la couche limite de l'écoulement. Un halogène placé parallèlement aux parois verticales à gauche du canal d'essai a servi à projeter l'ombre du long brin de laine sur un papier calque positionné sur la surface extérieure de la paroi verticale droite. Par l'intermédiaire de cette technique de visualisation nous avons pu visualiser les lignes de courant de l'écoulement potentiel le long du divergent permettant ainsi d'estimer la hauteur de la bulle de séparation.

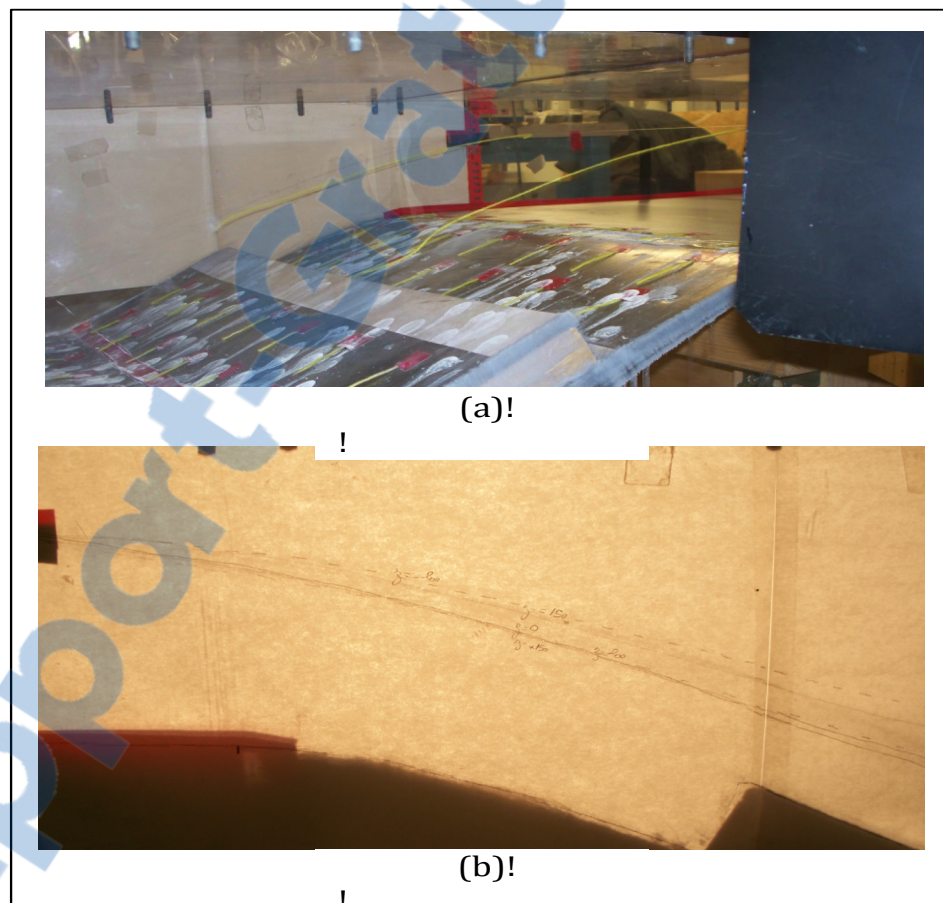


Figure 5.3 Visualisation par l'intermédiaire du long brin de laine ( $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ ) :  
 (a) vue globale du système,  
 (b) projection de l'ombre du long brin de laine sur le papier calque

## 5.2 Film d'huile

Dans de nombreux travaux expérimentaux revisités dans le cadre de ce projet de recherche, les auteurs relatent que la principale difficulté résultant dans la visualisation par film d'huile est de trouver une viscosité du mélange adéquate. En se basant sur les travaux de Brederode et Bradshaw (1972), nous avons opté pour utiliser un mélange basé sur de l'huile de paraffine et des pigments blanc de dioxyde de titane. Après une multitude d'essais, nous avons abouti aux proportions optimales de 87% d'huile de paraffine pour 13% de blanc de titane. Une fois mélangée, la mixture est appliquée par l'intermédiaire d'un pinceau en prenant garde que celui-ci soit parfaitement sec. Les résultats obtenus par l'intermédiaire de cette recette se sont avérés concluants pour la visualisation des lignes de courant moyennes pariétales au niveau de la surface de décollement (*Voir*<sup>7</sup> Figure 5.4) mais moins en ce qui concerne les surfaces verticales. Les différentes visualisations par films d'huile réalisées au cours de ce projet de recherche nous ont permis de visualiser les effets tridimensionnels au niveau de la ligne de décollement, dans la bulle de séparation et en aval du recollement. Ces essais nous ont également permis d'estimer la longueur de la bulle de séparation.



Figure 5.4 Exemple de visualisation obtenue par la méthode du film d'huile  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

---

<sup>7</sup> L'interprétation des motifs obtenus sur cette photographie sera faite plus tard.

## CHAPITRE 6

### MESURES PRÉLIMINAIRES

#### 6.1 Validation de la mise en place globale de la soufflerie

Une fois les différents composants, la vitesse de référence et l'instrumentation de notre soufflerie mis en place, il est nécessaire de venir valider les performances globales de notre soufflerie. Cette validation sera obtenue par la confrontation des résultats théoriques caractérisant les performances globales d'une soufflerie boucle ouverte, issus des travaux de Mehta et Bradshaw (1979), avec les mesures préliminaires effectuées dans notre soufflerie.

##### 6.1.1 Détermination des pertes de charge totales théoriques dans notre soufflerie

Comme le souligne Mehta et Bradshaw (1979, p. 449), les performances de la soufflerie sont tributaires des pertes de charge dans celle-ci. Ces pertes sont principalement dues au diffuseur, aux filtres et au coefficient de frottement sur les parois du canal d'essai de la soufflerie. Selon les deux auteurs, il est difficile d'obtenir théoriquement et avec précision, ces différentes pertes. Cependant, afin de s'assurer qu'aucun des composants de notre soufflerie n'induit de pertes majeures, qui serait le signe d'une anomalie, une estimation de ces pertes s'avère nécessaire.

Notre étude se limitera à la détermination des pertes de charge dans les différents composants présents entre la section d'entrée du pré-diffuseur ( $S_s$ ), et la sortie du canal d'essai (*Voir* Figure 6.1, p. 87). L'ensemble des composants présents entre ces deux stations correspondent à ceux mis en place durant la phase initiale de ce projet. En se basant sur le papier de Mehta et Bradshaw (1979, p. 449), et sur les caractéristiques géométriques des différents composants présentés en début de ce mémoire (*Voir* MISE EN PLACE DE LA SOUFFLERIE, p. 43) il est possible de déterminer les pertes de charge théoriques générées

par les différents composants de notre soufflerie. Il est alors important de distinguer les pertes de charges en deux catégories :

- les pertes de charge linéaires (ou régulières) essentiellement prise en compte dans le pré-diffuseur et la section d'essai;
- les pertes de charge singulières.

Les pertes de charge linéaires sont principalement dues à l'interaction fluide/paroi. Afin de pouvoir les calculer, il est nécessaire de déterminer le coefficient de frottement qui est dépendant du régime de l'écoulement (i.e. du nombre de Reynolds) et peut être également exprimé en fonction de la rugosité de surface des parois. Selon les remarques établies par Mehta et Bradshaw (1979, p. 449), elles seront considérées négligeables pour le diffuseur grand angle, la chambre de tranquillisation et le convergent car les vitesses longitudinales moyennes dans ces composants sont faibles. Ainsi, nous allons présenter la méthode utilisée pour déterminer le coefficient de frottement pour les deux composants suivant :

- le pré-diffuseur (i.e.  $f_{PD}$ ),
- le canal d'essai (i.e.  $C_{fCE}$ ).

Afin de déterminer la nature de l'écoulement dans le pré-diffuseur, nous pouvons calculer le nombre de Reynolds relatif à son diamètre moyen (pour  $x_s=1,82$  m), en utilisant la formule ci-après :

$$Re_{Dh} = \frac{D_{h(x_s=1,82\text{ m})} U_{PD}}{\nu} \quad (6.1)$$

Avec  $D_{h(x_s=1,82\text{ m})}$  diamètre hydraulique du pré-diffuseur correspondant au diamètre interne de celui-ci en son milieu,  $U_{PD}$  représente la vitesse moyenne longitudinale dans le pré-diffuseur et  $\nu$  la viscosité cinématique de l'air. Nous trouvons, avec  $U_{réf}=30\text{ m.s}^{-1}$ , correspondant à un  $U_{PD}=12,3\text{ m.s}^{-1}$ ,  $Re_{Dh}=4,28.10^5$ . Avec un tel nombre de Reynolds nous pouvons nous attendre à avoir un écoulement turbulent complètement développé dans le pré-diffuseur. D'après ces hypothèses, nous pouvons donc utiliser l'équation de Colebrook afin de déterminer la valeur du coefficient de frottement dans le pré-diffuseur (i.e.  $f_{PD}$ ), qui est la suivante :

$$\frac{1}{\sqrt{f_{PD}}} = -2 \log \left( \frac{\varepsilon_{PD}/D_{hPD}}{3,7} + \frac{2,51}{Re_{Dh} \sqrt{f_{PD}}} \right) \quad (6.2)$$

Dans cette équation,  $\varepsilon_{PD}/D_{hPD}$  représente la rugosité relative que nous avons estimée, en prenant une rugosité équivalente ( $\varepsilon_{PD}$ ) de 0,045 mm d'après Çengel et Cimbala (2005, p. 358), à  $8 \cdot 10^{-5}$ . D'après cette équation en utilisant un solveur numérique, nous obtenons une valeur de  $f_{PD}$  de 0,014496 (pour  $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ ). En s'appuyant cette fois-ci sur la courbe de Moody nous obtenons graphiquement 0,0145 qui nous permet ainsi de valider la valeur obtenue analytiquement. Dans la suite du projet, nous prendrons  $f_{PD}=0,0145$ . Afin de déterminer le coefficient de perte de charge linéaire correspondant, toujours en se basant sur le livre de Çengel et Cimbala (2005, p. 346), nous avons utilisé la formule suivante :

$$K_{lin, PD} = \frac{f_{PD} L_{PD}}{D_{hPD}} \left( \frac{4A_0}{\pi D_{hPD}^2} \right)^2 \quad (6.3)$$

ou  $A_0$  représente l'aire de la section d'entrée du canal d'essai et  $L_{PD}$  sa longueur.

Tout comme pour le pré-diffuseur, la détermination du coefficient de frottement dans le canal d'essai (i.e.  $C_{fCE}$ ) nécessite de déterminer au préalable le nombre de Reynolds basé cette fois-ci sur la distance  $x$ . Afin de faciliter la détermination de  $C_{fCE}$ , nous avons considéré le développement d'un écoulement initialement turbulent dans une conduite d'une longueur de 3 m ayant une section rectangulaire constante. Nous avons également considéré qu'en sortie de la conduite l'écoulement n'est pas complètement développé. Nous allons tout d'abord calculer  $Re_{x=3 \text{ m}}$  en se servant de la relation suivante :

$$Re_{x=3 \text{ m}} = \frac{U_{réf} x}{\nu} \quad (6.4)$$

$U_{réf}$  représente la vitesse moyenne longitudinale de référence,  $\nu$  la viscosité cinématique de l'air et  $x$  la distance à l'origine relative au canal d'essai. Nous trouvons  $Re_{x=3 \text{ m}} = 5,92 \cdot 10^6$  (pour  $U_{réf}=30 \text{ m.s}^{-1}$ ). Ainsi, en s'appuyant sur cette valeur de  $Re_{x=3 \text{ m}}$  et la littérature de Çengel et Cimbala (2005, p. 604), nous pouvons utiliser la formule suivante pour déterminer le coefficient de frottement moyen dans le canal d'essai :

$$C_{fCE} = \frac{0,074}{(Re_{x=3m})^{1/5}} \quad (6.5)$$

Cette équation nous permet d'obtenir une valeur de  $C_{fCE} = 3,27 \cdot 10^{-3}$  (à  $U_{réf} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ ). Ce résultat est semblable à la valeur du coefficient de frottement moyen dans le canal d'essai préconisée par Mehta et Bradshaw (1979, p. 449) qui est de 0,003. Nous garderons la valeur  $C_{fCE} = 3,27 \cdot 10^{-3}$  pour la suite du mémoire. Une fois les coefficients de frottement dans le canal d'essai déterminés, nous pouvons utiliser la relation simplifiée permettant de calculer les pertes de charge linéaires, rapportées au niveau du canal d'essai, donnée par Mehta et Bradshaw (1979, p. 449) suivante :

$$K_{lin} = \frac{C_{fCE} P_{CE} L_{CE}}{A_0} \quad (6.6)$$

Avec  $A_0$  représentant l'aire de la section d'entrée du canal d'essai,  $P_{CE}$  est le périmètre local du canal d'essai et  $L_{CE}$  sa longueur.

Toujours en se référant aux travaux Mehta et Bradshaw (1979, p. 449), nous avons considéré que les pertes de charge singulières sont principalement dues aux composants suivants :

- les trois filtres du diffuseur grand angle,
- le nid d'abeille, et les trois filtres de la chambre de tranquillisation,
- la grille perforée placée en aval de la section d'essai.

Afin de choisir les caractéristiques géométriques des trois filtres placés dans le diffuseur grand angle, nous avons au préalable calculé les pertes de charge locales générées par ces trois derniers (*Voir* Diffuseur grand angle et pré-diffuseur, p. 45) par l'intermédiaire de la formule de Wieghardt (1953). Cette formule est dépendante de la vitesse, donnant ainsi des pertes de charge singulières dépendantes de  $U_{réf}$ . La démarche est similaire pour les pertes de charge singulières générées aux travers des filtres présents dans la chambre de tranquillisation, et ne sera donc pas détaillée ici. La formule donnée par Mehta et Bradshaw (1979, p. 449) pour estimer les pertes de charge singulières est la suivante :

$$K_{sin} = K \left( \frac{A_0}{Aire} \right)^2 \quad (6.7)$$

K représente ici le coefficient de perte de charge locale de chacun des filtres, pour Aire représente l'aire du composant considéré et  $A_0$  l'aire de la section d'entrée du canal d'essai. La porosité du nid d'abeille est de 0,79 (*Voir* Chambre de tranquillisation, p. 49). Selon la remarque établie par Barlow *et al.* (1999, p. 90), une telle porosité engendre un coefficient de pertes de charge singulières locales d'environ 0,50. Afin de déterminer cette fois ci les pertes de charge singulières obtenues par l'intermédiaire de la grille perforée placée en sortie du canal d'essai nous nous sommes référencés au livre de Idelchik et Fried (1986, p. 407) nous donnant la relation suivante:

$$K_{gr} = 1,3(1 - \beta_{gr}) + \left( \frac{1}{\beta_{gr}} - 1 \right)^2 + 1 \quad (6.8)$$

Les pertes de charge totales ( $K_{tot\ théo}$ ) dues aux composants installés entre  $S_s$  et la station de sortie de notre canal d'essai vont être équivalentes à la somme de toutes les pertes de charge singulières ( $K_{sin}$ ) et régulières ( $K_{lin}$ ) définies ci-dessus. Un ensemble des résultats théoriques ainsi obtenus est présenté dans le tableau ci-dessous pour  $U_{réf}=30\text{ m.s}^{-1}$ :

Tableau 6.1 Bilan des pertes de charge théoriques ( $U_{réf}=30\text{ m.s}^{-1}$ )

<b><math>K_{lin}</math></b>		
Canal d'essai	0,164	
Pré-diffuseur	0,041	
<b><math>K_{sin}</math></b>		
Diffuseur grand angle	filtre 1	0,148
	filtre 2	0,051
	filtre 3	0,027
Chambre de tranquillisation	Nid d'abeille	0,006
	filtre 4	0,054
	filtre 5	0,054
	filtre 6	0,015
Grille perforée	2,128	
<b><math>K_{tot\ théo}</math></b>		
2,69		

En effectuant un bilan d'énergie théorique entre la station  $S_s$  et la station de sortie de notre canal d'essai, nous pouvons écrire :

$$(P_{tots} - P_{atm})_{théo} = K_{tot\ théo} q_{réf\ théo} \quad (6.9)$$

D'après cette dernière équation, il est possible, en faisant varier  $q_{réf\ théo}$  (i.e. la vitesse de référence théorique), de déterminer  $(P_{tots} - P_{atm})_{théo}$ . Ainsi, nous avons décidé de tracer l'évolution de  $(P_{tots} - P_{atm})_{théo} = f(q_{réf\ théo})$  que nous avons par la suite comparé avec les mesures expérimentales (*Voir* Figure 6.1, p. 87).

### 6.1.2 Détermination des pertes de charge totales expérimentales dans notre soufflerie

Les pertes de charge totales entre l'amont du pré-diffuseur et la sortie de notre canal d'essai peuvent être déterminées expérimentalement en mesurant la différence entre la pression totale en  $S_s$  et  $P_{atm}$ . D'après le bilan d'énergie effectué plus haut (*Voir* équation (6.5)), on peut écrire de la même manière :

$$(P_{tots} - P_{atm})_{exp} = K_{tot\ exp} q_{réf} \quad (6.10)$$

Placé à la section d'entrée du pré-diffuseur ( $S_s$ ), un capteur NZP1000 Series Nozzle Pitot Flow Sensor nous permet de prélever la pression totale dans cette section ( $P_{tots}$ ). La pression totale issue de ce capteur est directement soustraite de  $P_{atm}$  (i.e.  $(P_{tots} - P_{atm})_{exp}$ ) par l'intermédiaire du manomètre liquide AIRFLOW Type 5 (*Voir* Figure 6.1, p. 87). Des relevés de  $(P_{tots} - P_{atm})_{exp}$  ont été effectués pour plusieurs vitesses de référence (i.e. plusieurs  $q_{réf}$ ) nous permettant de tracer l'évolution de  $(P_{tots} - P_{atm})_{exp}$  en fonction de  $q_{réf}$ . Cette évolution a été superposée à la caractéristique théorique nous permettant de valider le modèle théorique mis en place.



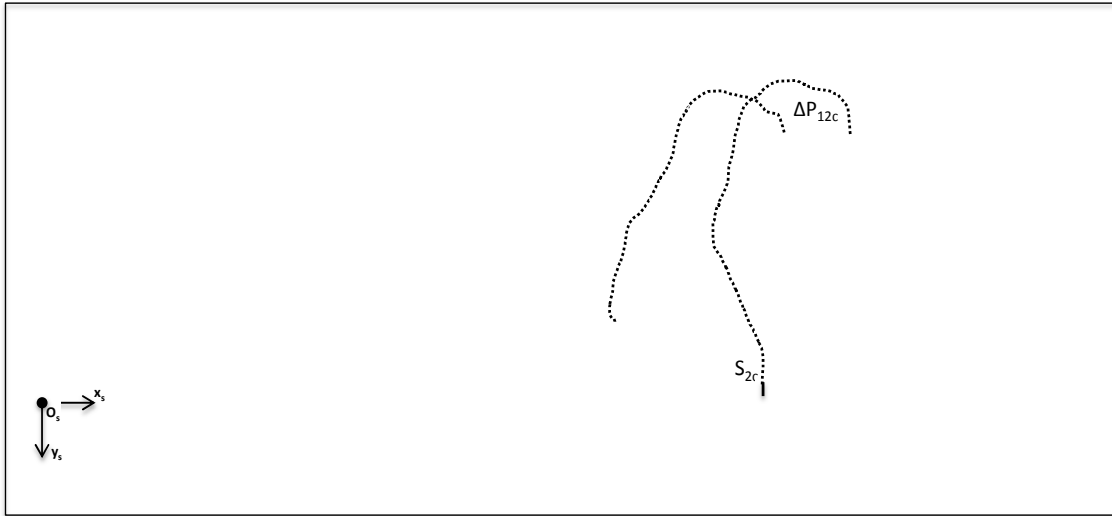


Figure 6.1 Détermination des pertes de charge totales expérimentales entre l’amont du pré-diffuseur et la sortie du canal d’essai

### 6.1.3 Validation du modèle théorique des pertes de charge totale

D’après les caractéristiques obtenues sur la Figure 6.2, présentées ci-dessous, nous pouvons conclure que  $K_{\text{tot théo}}=2,67$  et  $K_{\text{tot exp}}=2,68$ . Ces résultats permettent de valider le modèle théorique ainsi mis en place nous permettant ainsi d’estimer l’évolution de  $(P_{\text{tot}}-P_{\text{atm}})_{\text{théo}}$  le long de notre soufflerie (en fonction de  $x_s$ ), à partir de la section  $S_s$  en prenant comme référence  $U_{\text{réf}}=30 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette caractéristique va nous permettre d’avoir une idée plus précise de l’impact de chaque composant sur l’évolution du gradient de pression (*Voir ANNEXE IV, Figure-A IV-1, p. 146*). Cette évolution nous permet notamment de remarquer que la grille perforée a un impact majeur sur la hausse de la pression interne dans le canal d’essai (estimé à environ 80%). Ce modèle théorique pourra être utilisé en phase d’optimisation de la configuration de notre soufflerie pour déterminer notamment l’influence des filtres, ainsi installés, sur l’écoulement en fonction des pertes de charge qu’ils génèrent et valider ainsi leurs efficacités.

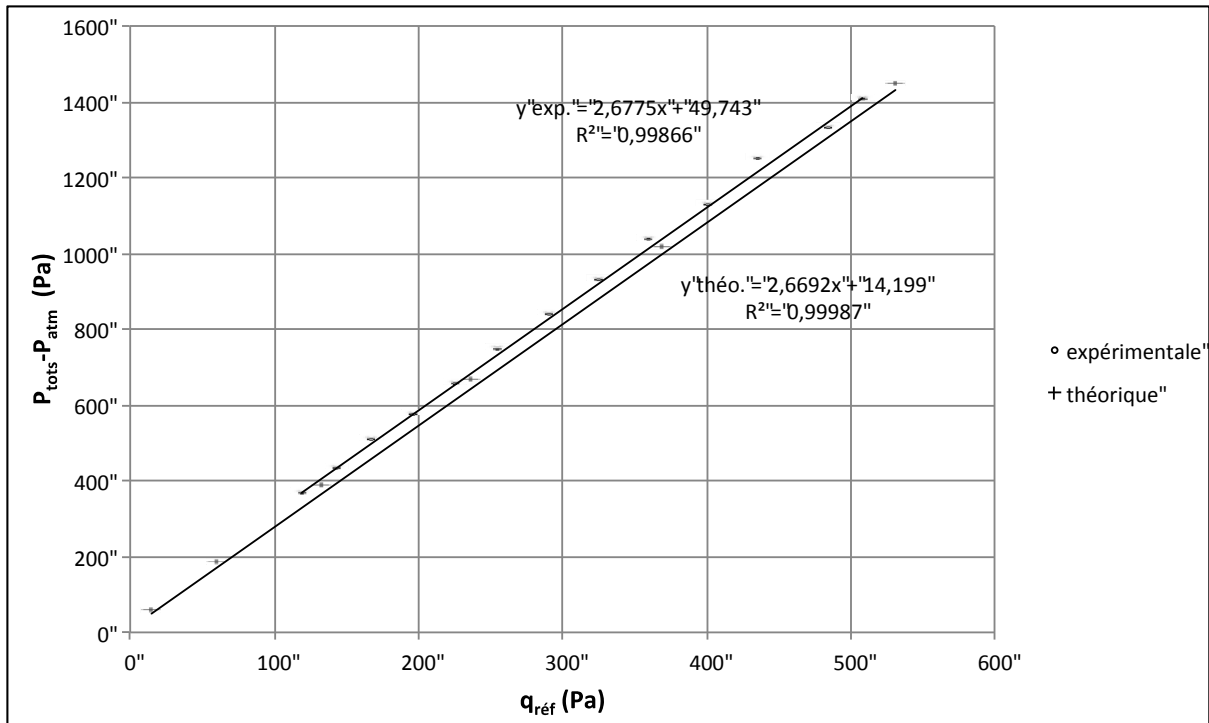


Figure 6.2 Confrontation des résultats théoriques et expérimentaux des pertes de charge totales entre  $S_s$  et la section de sortie du canal d'essai

## 6.2 Validation des composants du canal d'essai

Une fois la mise en place des différents composants approuvée, il est important de valider les éléments conditionnant l'écoulement au sein du canal d'essai. En effet, comme nous l'avons souligné plus tôt dans ce mémoire (*Voir Canal d'essai*, p. 52), nous avons incliné la paroi inférieure de la section de développement du canal d'essai de la couche limite turbulente, un déclencheur 3D a été mis en place dans cette même section et un piège à couche limite a été installé au niveau de la paroi du divergent du berceau. Des mesures et des visualisations préliminaires vont venir valider la mise en place de ces différents composants. Nous en profiterons également pour estimer l'influence de l'insertion d'un tube de Pitot-statique sur l'écoulement en aval de celui-ci.

### 6.2.1 Détermination et validation de l'inclinaison de la paroi inférieure de la section de développement de la couche limite turbulente

Comme nous l'avons déjà signalé plus tôt dans ce mémoire, la plaque inférieure en aluminium est inclinée d'un angle de  $0,34^\circ$  afin de compenser les effets de  $\delta^*(x)$  le long de la section de développement (*Voir*, Canal d'essai, p. 52). Le calcul de cette inclinaison a initialement été réalisé en partant de l'hypothèse que l'origine de création de la couche limite était au niveau de la section d'entrée du canal d'essai soit en  $(0, 0, 0, 0)$  (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-3, p. 132). C'est une hypothèse simplifiée mais qui peut être justifiée par le fait que la couche limite est très fine en sortie du convergent à cause de l'accélération de l'écoulement au sein de celui-ci. Nous allons, dans un premier temps, donner la méthodologie utilisée pour déterminer cet angle d'ouverture, dans un second temps, nous présenterons les mesures permettant de le valider.

Bien que l'épaississement de la couche limite soit nécessaire pour obtenir une bulle de séparation ayant des dimensions suffisamment importantes, cet épaississement induit des phénomènes néfastes. En effet, l'épaississement de la couche limite entraîne avec lui un accroissement de l'épaisseur de déplacement de la couche limite (i.e.  $\delta^*(x)$ ). La principale conséquence de l'augmentation de  $\delta^*(x)$  résulte dans une augmentation de  $U$  dans l'écoulement potentiel. Or nous souhaitons garder  $U$  uniforme et constante dans l'écoulement potentiel tout le long de la zone de développement. Une méthode pour contrer cet effet consiste en l'inclinaison de la paroi inférieure de notre section de développement. L'angle d'inclinaison sera obtenu en calculant la surface totale équivalente à la somme de l'aire de la section d'entrée du canal d'essai et celle correspondante aux effets générés par l'augmentation de l'épaisseur de déplacement de la couche limite en sortie de la zone de développement (i.e.  $\delta^*(x=1,5 \text{ m})$ ). Le modèle empirique permettant de calculer  $\delta^*$  choisit est le suivant :

$$\frac{\delta^*}{x} = \frac{0,020}{(Re_x)^{1/7}} \quad (6.11)$$

Cette équation nous permet d'obtenir un  $\delta^*$  ( $x=1,5$  m) sur les quatre parois d'environ 3,6 mm (pour  $Re_x = 2,97 \cdot 10^6$  correspondant à  $U_{réf} = 30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ).

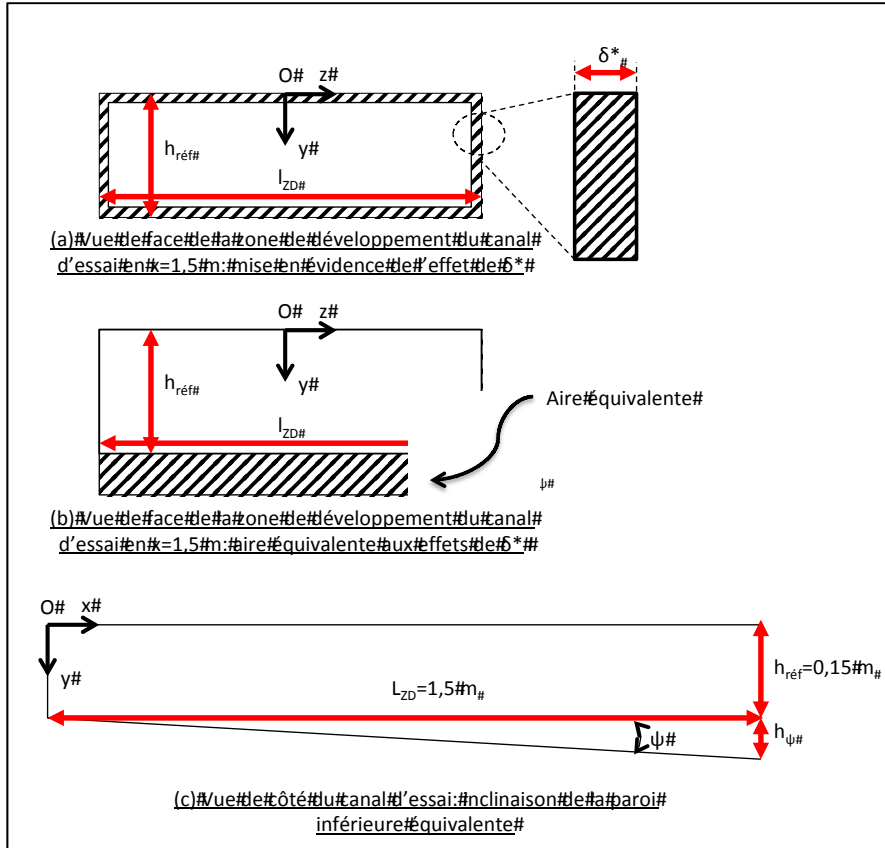


Figure 6.3 Paramètres géométriques de la zone de développement du canal d'essai pour déterminer l'inclinaison de la paroi inférieure

La Figure 6.3 permet de mieux discerner la problématique liée à l'épaisseur de déplacement de la couche limite. D'après les schémas (a) et (b) nous pouvons écrire :

$$l_{ZD} h_{\psi} = 2(l_{ZD} \delta^* + (h_{réf} - 2\delta^*) \delta^*) \tag{6.12}$$

que l'on peut encore réécrire :

$$h_{\psi} = \frac{2\delta^*}{l_{ZD}} (l_{ZD} + h_{réf} - 2\delta^*) \tag{6.13}$$

En s'appuyant cette fois-ci sur le schéma (c) de cette même figure, nous obtenons finalement :

$$\psi = \tan^{-1} \left( \frac{h_\psi}{L_{ZD}} \right) \quad (6.14)$$

D'après l'équation (6.14), nous trouvons un angle d'ouverture de la paroi inférieure  $\psi$  de  $0,34^\circ$ .

En s'appuyant sur les remarques établies par Rao *et al.* (1987, p. 9), des mesures de  $C_p$  en  $z = 0, 150$  et  $-150\text{mm}$  (Voir ANNEXE I, Figure-A I-6, p. 134) le long de notre zone de développement ont été réalisées afin de vérifier que nous avons un gradient de pression nul (Voir Figure 6.4). La superposition de l'ensemble de ces mesures montrent que la valeur de  $C_p$  le long de la zone de développement n'est pas nulle mais ne dépasse pas 0,05 sauf aux stations 0 et 13. L'augmentation locale de la valeur de  $C_p$  génère inéluctablement des ralentissements locaux de vitesse moyenne longitudinale que l'on peut estimer en utilisant la relation suivante :

$$\frac{U_e}{U_{\text{réf}}} = \sqrt{1 - C_p} \quad (6.15)$$

Ainsi, en se rapportant à la Figure 6.4 nous pouvons prendre une valeur de  $C_p$  moyenne de 0,025 dans la zone de développement ce qui confère d'après l'équation (6.15) un ralentissement moyen de 1,5%. Ainsi, nous devrions nous attendre à obtenir  $U_e = 0,985 U_{\text{réf}}$  dans l'écoulement potentiel de notre zone de développement ce qui implique que l'angle d'inclinaison de la paroi inférieure de notre zone de développement semble trop grand. Nous attendrons d'avoir réalisé des profils de vitesse moyenne longitudinale le long de notre zone de développement pour valider cette dernière remarque.

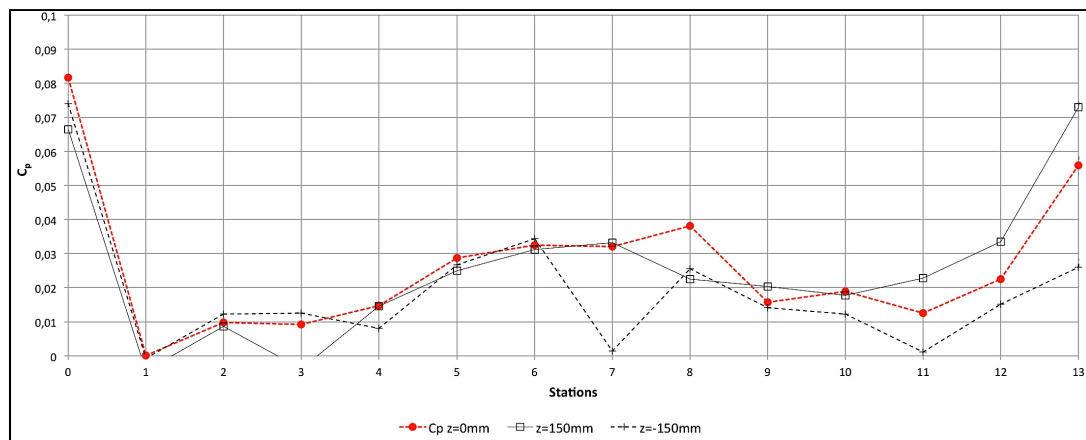


Figure 6.4 Évolution de  $C_p$  le long de la zone de développement pour  $U_{\text{réf}} = 30 \text{ m.s}^{-1}$

### 6.2.2 Détermination de la hauteur et validation de l'efficacité du déclencheur

Un déclencheur 3D d'une hauteur de 0,6 mm ( $h_d$ ), positionné à  $x=17$  cm (sur les parois supérieure, inférieure, et latérales) a été initialement mis en place. Son rôle étant de forcer la couche limite issue du convergent à devenir turbulente. Nous allons présenter, la méthodologie utilisée pour déterminer la hauteur de ce déclencheur en s'appuyant sur la littérature de Braslow et Knox (1958) puis nous dévoilerons les mesures effectuées par la suite permettant d'en valider l'efficacité. Tout comme dans la partie précédente, dans un premier temps nous avons supposé l'origine de création de la couche limite en entrée du canal d'essai (i.e. (0, 0, 0, 0)) (Voir ANNEXE I, Figure-A I-3, p. 132).

Braslow et Knox (1958) donnent une relation permettant de relier la hauteur du déclencheur au nombre de Reynolds unitaire ( $Re_m$ ):

$$h_d = \frac{K}{Re_m} \quad (6.16)$$

$K$  est déterminé en fonction du nombre de Reynolds calculé à partir de la distance du déclencheur ( $x_d$ ) par rapport à l'origine de création de la couche limite et de  $U_{réf}$ .

$$Re_{x=x_d} = \frac{U_{réf} x_d}{\nu} \quad (6.17)$$

$Re_m$  représente le nombre de Reynolds unitaire, il est calculé comme suit :

$$Re_m = \frac{U_{réf}}{\nu} \quad (6.18)$$

Selon Braslow et Knox (1958), si  $Re_{x_d} > 1.10^5$  alors  $K=600$ , si  $Re_{x_d} < 1.10^5$  alors  $K$  évolue de manière non linéaire pour atteindre 1000. Afin de faciliter le calcul de la hauteur du déclencheur, nous avons décidé de le placer suffisamment loin du point d'origine de création de la couche limite pour avoir  $Re_{x_d} > 1.10^5$ . Nous avons ainsi déterminé que pour  $x=17$  cm nous aurions, pour  $U_{réf} > 15$  m/s, dans tous les cas  $Re_{x_d} > 1.10^5$ . En reprenant l'équation (6.16),

nous obtenons  $h_d=0,61$  mm. Ainsi, nous considérons maintenant de création de la couche limite à l'emplacement du déclencheur tel que  $x_d=17$  cm.

Nous allons maintenant déterminer l'influence du déclencheur ainsi positionné sur la couche limite dans la zone de développement de notre canal d'essai. Des mesures de vitesses moyennes effectuées par l'intermédiaire du bras vertical, sur lequel nous avons inséré un tube de Pitot-statique, nous permettent d'obtenir des profils de couche limite avec et sans déclencheur sur la paroi inférieure de notre zone de développement. Les profils de couche limite ont été réalisés en  $S_6$  pour  $z=0$  mm tel que  $U_{réf}=30$  m.s<sup>-1</sup> et les résultats issus de ces mesures sont présentées en aval (*Voir* Figure 6.5, p. 95 et Figure 6.6, p. 95).

En se référant à la Figure 6.5, nous pouvons tout d'abord analyser la caractéristique de  $\frac{y}{\delta} = f(U/U_e)$ , avec et sans déclencheur (courbe noire) en fonction du modèle théorique. L'épaisseur de la couche limite  $\delta$  est déterminée, par régression linéaire, pour  $U=0,99U_e$  tel que  $U$  représente la vitesse moyenne longitudinale mesurée et  $U_e$  représente la vitesse locale longitudinale maximale. Un modèle de couche limite turbulente de type loi de puissance 1/7 (courbe rouge) a été choisi et superposé sur les deux profils. La superposition de ce modèle avec les mesures expérimentales nous assure que les profils de couche limite mesurés, avec et sans déclencheur, sont turbulents.

En se reportant maintenant au profil de  $y=f(U/U_e)$  (*Voir* Figure 6.6, p. 95), nous remarquons que l'épaisseur de la couche limite avec et sans déclencheur est respectivement d'environ  $\delta_{\text{sans dé}}=19$  mm et  $\delta_{\text{avec dé}}=25$  mm. Ainsi, il est évident que le déclencheur a une influence sur le développement de la couche limite le long de la zone de développement. Nous allons maintenant calculer  $\delta_{\text{théo}}$  correspondant à l'épaisseur de la couche limite turbulente théorique s'étant développée sur une distance comprise entre le déclencheur, soit pour  $x_d=17$ cm, et la station  $S_6$ . Pour cela, nous allons utiliser le modèle théorique de la couche limite sur une surface plane dont la formule est la suivante :

$$\frac{\delta_{\text{théo}}}{(x - x_d)} = \frac{0,16}{(Re_{x-x_d})^{1/7}} \quad (6.19)$$

En se référant à l'équation (6.19), pour un  $Re_{x-x_d}=1,15.10^6$  nous obtenons  $\delta_{théo}=12,6$  mm.

Ce dernier résultat donne donc  $\delta_{théo} < \delta_{sans\ dé}$  et nous permet donc de conclure que l'origine de la couche limite se situe en amont du déclencheur. Cette dernière constatation nous amène à penser que le déclencheur ainsi mis en place permet seulement d'homogénéiser et épaissir la couche limite en sortie du convergent et non d'assurer la transition entre régime laminaire et turbulent (cette remarque est vraie pour  $U_{réf}=30$  m.s<sup>-1</sup>). Bien que son utilité soit limitée nous avons décidé de le laisser dans sa position initialement définie ( $x_d=17$  cm) sur le contour du canal d'essai.

Comme nous venons de le voir dans le paragraphe précédent, l'origine de la couche limite ne correspond pas à  $x_d$  et il est donc nécessaire de la déterminer une nouvelle fois en fixant cette fois-ci l'épaisseur de la couche limite théorique à la valeur obtenue expérimentalement avec le déclencheur (i.e.  $\delta_{théo}=\delta_{avec\ dé} = 25$  mm). En reprenant l'équation (6.19), il est possible de calculer la distance à laquelle se trouve l'origine virtuelle de la couche limite turbulente avec déclencheur. Nous obtenons ainsi un nouveau repère ( $O_C, x_C, y_C, z_C$ ) dont l'origine ( $O_C$ ) se situe à  $x=52,3$  cm en amont de l'origine du canal d'essai. Ce repère est présenté en annexe (*Voir ANNEXE I, Figure-A I-1, p. 130*). Les nombres de Reynolds présentés dans la suite de ce mémoire (sauf contre indication) seront calculés par rapport à ce repère.



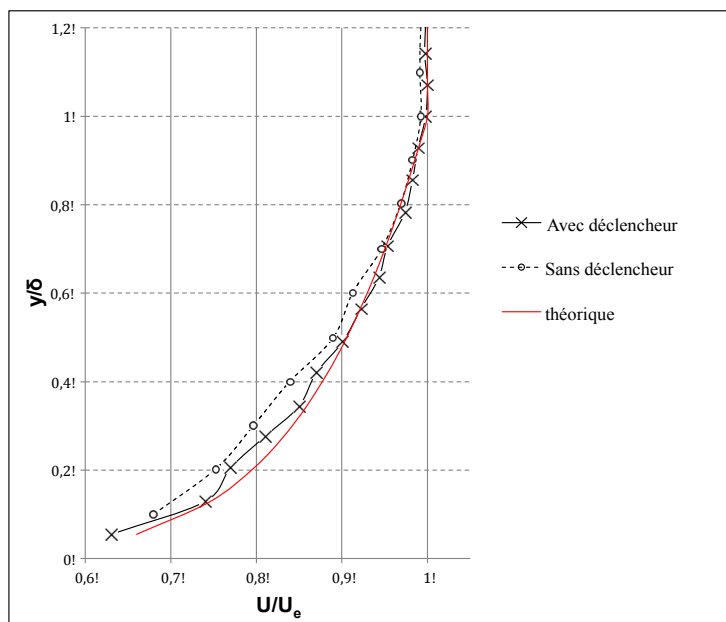


Figure 6.5 Comparaison entre modèle théorique et notre profil de couche limite en  $S_6$  pour  $z=0$  mm ( $U_{\text{réf}}=30$  m.s<sup>-1</sup>)

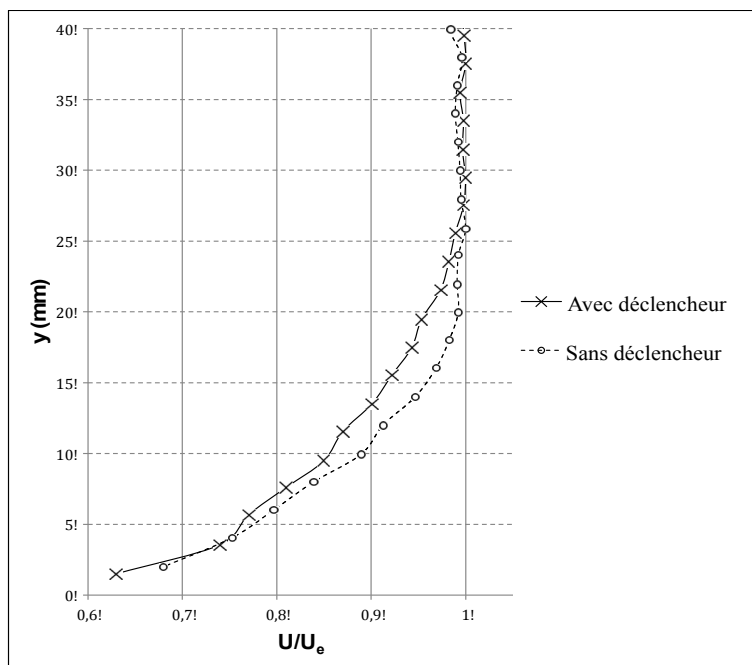


Figure 6.6 Comparaison de  $\delta$  avec et sans déclencheur en  $S_6$  pour  $z=0$  mm ( $U_{\text{réf}}=30$  m.s<sup>-1</sup>)

### 6.2.3 Validation de l'efficacité et détermination des pertes de masse allouées aux pièges à couche limite

Un piège à couche limite a été mis en place au niveau de la paroi du divergent du berceau (*Voir Canal d'essai*, p. 52). Ce piège à couche limite a pour fonction d'aspirer la couche limite inférieure issue de la zone de développement pour éviter que celle-ci ne décolle. Comme l'a suggéré Patrick (1987, p. 23), la validation de l'efficacité du piège à couche limite peut être obtenue en collant des brins de laine sur la paroi divergente du berceau afin de vérifier que l'écoulement ne décolle pas sur celle-ci (*Voir Figure 6.7*, p. 96). La visualisation par brins de laine n'a pas révélé de signe de décollement particulier permettant ainsi de valider la configuration et le positionnement du piège à couche limite.

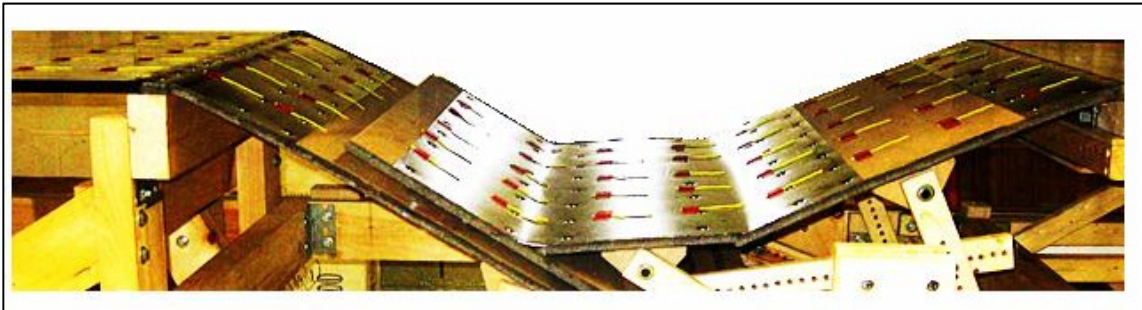


Figure 6.7 Visualisation par brins de laine pour la validation de l'efficacité du piège à couche limite

Afin d'évaluer les pertes de masse obtenues au travers de l'ouverture du piège à couche limite des relevés de  $U=f(y)$  en  $S_6$  et  $S_{25}$  pour  $z=0$  mm ont été réalisées. Les pertes de masse seront alors obtenues en réalisant un bilan des débits massique entre ces deux stations.

$$\dot{m}_{S_6} = \dot{m}_{pertes} + \dot{m}_{S_{25}} \quad (6.20)$$

Les hypothèses sous-jacentes sont la négligence des pertes de masse obtenues par d'éventuelles fuites et l'écoulement est parfaitement symétrique suivant l'axe  $(O, \mathbf{x})$  (en phase préliminaire de l'étalonnage de la soufflerie nous n'avons pas réalisé des mesures transversales afin de valider cette dernière hypothèse). Nous pouvons donc écrire :

$$\dot{m}_{pertes} = \rho l_{CE} \left[ \int_0^{h_{S_6}} U_{S_6}(y) dy - \int_0^{h_{S_{25}}} U_{S_{25}}(y) dy \right] \quad (6.21)$$

$l_{CE}$  représente la largeur du canal d'essai est vaut 60 cm. Ce bilan nous donne, pour  $U_{réf}=30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $\dot{m}_{pertes}=0,025 \text{ m}^3\cdot\text{s}^{-1}$  (i.e. 3% du débit massique obtenu en  $S_6$ ). Comme nous le verrons par la suite, cette valeur semble relativement faible si l'on se reporte aux visualisations effectuées par le long brin de laine le long du divergent du berceau. De plus l'estimation de nos pertes de masse sont beaucoup plus faible que celles présentées par Patrick (1987, p. 15) qu'il évalue à 30%.

#### 6.2.4 Influence du tube de Pitot-statique, placé en amont du canal d'essai, sur l'écoulement dans la zone de développement

Barlow *et al.* (1999, p. 219) préconisent de ne pas utiliser de tube de Pitot-statique pour déterminer la vitesse de référence. En effet, ils soupçonnent que celui-ci placé à la section d'entrée du canal d'essai peut avoir une influence sur l'écoulement dans la zone de développement. Nous avons décidé de vérifier leurs hypothèses en plaçant un tube de Pitot-statique en amont du canal d'essai et en réalisant une campagne de mesure de  $U^*=f(y)$  dans le canal d'essai. Le tube de Pitot-statique est positionné à une hauteur de 75 mm en  $z=0 \text{ mm}$  et est introduit au niveau de la plaque inférieure de la zone de développement comme illustré sur la figure ci-dessous.



Figure 6.8 Position du tube de Pitot-statique

Nous avons réalisé des mesures de  $U^*=f(y)$  en  $S_4$ ,  $S_6$ ,  $S_8$ ,  $S_{10}$  et  $S_{12}$  pour  $z=0$  mm avec et sans tube de Pitot-statique. Cette première expérimentation nous permettra de nous rendre compte de l'influence longitudinale du tube de Pitot-statique sur l'écoulement dans le plan  $(O, x, y)$ . Une seconde campagne visait à déterminer l'influence du tube de Pitot-statique sur l'écoulement latéral. Pour cela, des mesures similaires en  $S_6$  et  $S_{12}$  ont été menées pour  $z = -200$  mm et  $200$  mm.

Les profils de vitesse longitudinaux obtenus (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-2, p. 147) démontrent que le tube de Pitot-statique a une nette influence sur l'écoulement dans la zone de développement. La principale caractéristique de cette perturbation résulte en la formation d'un sillage dans la couche limite inférieure qui tend à se diffuser le long de la zone de développement générant ainsi une hausse de  $\delta$  en  $S_{12}$  (pour  $z=0$  mm). Des mesures dans l'écoulement latéral (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-3, p. 148 et Figure-A IV-4, p. 149) permettent également de se rendre compte que la perturbation est moins intense sur les extrémités mais est tout de même présente. En effet, la superposition des caractéristiques  $U^*=f(y)$  en  $S_6$  pour  $z=-200$  mm et  $200$  mm met en évidence un ralentissement de la vitesse longitudinale dans l'écoulement potentiel lorsque le tube de Pitot-statique est mis en place. Un zoom dans le profil de vitesse dans l'écoulement potentiel pour les stations  $S_6$  et  $S_{12}$  également présenté en annexe, permet de se rendre compte que ce ralentissement de  $U^*$  dans l'écoulement potentiel, bien visible en  $S_6$ , ne l'est plus en  $S_{12}$  ce qui souligne une nouvelle fois une diffusion de la perturbation dans l'écoulement.

Les différentes constatations énumérées ci-dessus soulignent que le tube de Pitot-statique génère des perturbations qui se propagent longitudinalement et latéralement dans l'écoulement. Bien évidemment, une étude plus détaillée de ce phénomène sort du cadre de ce projet et nous nous contenterons donc de ces constatations qui permettent tout de même d'appuyer les propos avancés de Barlow *et al.* (1999) et démontrent la nécessité de mettre en place la vitesse de référence, pour des souffleries visant à étudier les couches limite, en suivant leur méthodologie.

## CHAPITRE 7

### ÉTALLONAGE SOUFFLERIE

Dans ce chapitre va être présenté l'ensemble des mesures réalisées dans le canal d'essai ayant la configuration présentée plus tôt (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-3, p. 132). Les schémas donnant les positions de mesures dans notre canal d'essai fournis en annexe nous serviront de référence pour localiser nos différents points de mesure (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-5, Figure-A I-6, p. 134). La vitesse de référence pour toutes les expérimentations présentées dans cette partie a été fixée à  $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . L'ensemble des mesures effectuées par l'intermédiaire du bras vertical de  $U^*=f(y)$  et de  $P_{\text{tot}}^*=f(y)$ , dans notre canal d'essai, est présenté dans le tableau ci-dessous :

Tableau 7.1 Cartographie des mesures réalisées dans le canal d'essai: (X)  $U^*$ , (O)  $P_{\text{tot}}^*$ , (♦)  $C_p$

	Stations																	
	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>6</sub>	S <sub>8</sub>	S <sub>10</sub>	S <sub>12</sub>	S <sub>14</sub>	S <sub>15</sub>	S <sub>16</sub>	S <sub>17</sub>	S <sub>18</sub>	S <sub>20</sub>	S <sub>21</sub>	S <sub>22</sub>	S <sub>24</sub>	S <sub>26</sub>	S <sub>28</sub>
z=200mm	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X
z=150mm	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦
z=100mm	X			X			X											
z=0mm	X♦	X♦	X♦	X♦	X♦	X♦	X♦	XO♦	XO♦	XO♦	XO♦	XO♦	XO♦	XO♦	XO♦	X♦	X♦	X♦
z=-100mm	X			X			X											
z=-150mm	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦	♦
z=-200mm	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X

Dans un premier temps, nous focaliserons notre attention sur les résultats issus des mesures effectuées dans le plan (O, x, y) afin de caractériser l'écoulement dans la zone de développement, dans la zone de retour de flux, et dans la zone de redéveloppement. Ces résultats nous permettront d'estimer la forme globale de la bulle en 2D. Nous viendrons ensuite compléter ces résultats avec les mesures effectuées latéralement permettant d'avoir une idée de la symétrie de notre écoulement tout le long du canal d'essai. Nous nous appuyerons sur Patrick (1987) pour valider nos différents résultats. Comme nous le verrons, les résultats présentés ici permettront d'optimiser la configuration de notre canal d'essai.

## 7.1 Mesures réalisées dans le plan (O, x, y)

Afin de valider les mesures effectuées par le biais du tube de Pitot-statique et du tube de Pitot, il est nécessaire d'avoir au préalable une idée de la forme des lignes de courant dans les zones de mesures. Ainsi, nous présenterons tout d'abord nos mesures concernant l'évolution du coefficient  $C_p$ . Ensuite nous viendrons mettre ces résultats en relation avec les visualisations des lignes de courant obtenues par l'intermédiaire du long brin de laine. Nous nous servirons alors de l'ensemble des conclusions déterminées par l'intermédiaire des mesures de  $C_p$  et des visualisations par long brin de laine pour définir les domaines de validité des différents profils obtenus à partir des mesures effectuées dans le canal d'essai.

### 7.1.1 Mesures du coefficient de pression statique $C_p$

$C_p$  a été défini dans les chapitres préliminaires de ce rapport de projet (*Voir* Mesure du coefficient  $C_p$ , p. 61). Des mesures de  $C_p$  le long du canal d'essai pour  $z=0$  mm (*Voir* Tableau 7.1) ont été réalisées et son évolution est présentée en annexe (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-5, p. 150). Une analyse concernant l'évolution de  $C_p$  dans la zone de développement de la couche limite turbulente a déjà été présentée en amont (*Voir* Détermination et validation de l'inclinaison de la paroi inférieure de la section de développement de la couche limite turbulente, p. 89).

Comme le fait remarquer Patrick (1987, p. 42) la pression statique commence à augmenter, en amont du divergent du berceau, dû à l'influence de l'angle de divergence du berceau. Dans notre configuration celui-ci commence à diverger entre  $S_{13}$  et  $S_{14}$ . L'évolution de  $C_p$  que nous obtenons commence à augmenter à la station  $S_{12}$  ce qui vient confirmer la remarque de Patrick. À partir de la station 12, notre  $C_p$  augmente rapidement jusqu'à atteindre en  $S_{15}$  un premier sommet de 0,36. Patrick obtient également une valeur de 0,36 pour ce pic, ce qui est une coïncidence plus qu'une loi de comportement. En effet, si l'on regarde les résultats présentés dans d'autres rapports, nous pouvons trouver des valeurs de 0,6 (Perry et Fairlie, 1975b, p. 668) ou encore de 0,42 (Na et Moin, 1998, p. 396). Cependant, Patrick fait une

remarque très intéressante en soulignant que ce pic de pression statique coïncide avec l'abscisse du point de décollement complet (D) (*Voir*, Définitions et terminologie du décollement, p. 23) de l'écoulement.

Comme dans la plupart de la littérature, notre pression statique évolue de manière quasi-linéaire pour atteindre une nouvelle élévation brutale de la pression statique qui comme l'explique Patrick (1987, p. 42) est due à la physique du recollement. Nous obtenons un second pic culminant à 0,47 en  $S_{21}$  tandis que Patrick obtient une valeur de 0,5. Une fois de plus, nos valeurs restent proches de celles de Patrick. Si l'on regarde le point de recollement de Patrick vis à vis de ce pic et si l'on se réfère également aux résultats de Perry et Fairlie (1975b, p. 668) et de Na et Moin (1998, p. 396), nous pouvons admettre que notre ligne de recollement moyen doit se situer entre les stations  $S_{20}$  et  $S_{21}$ .

Si nous concentrons désormais notre attention sur la zone de redéveloppement, bien que nous ayons une diminution de la pression statique dans cette région, nos valeurs de  $C_p$  sont élevées par rapport à celles de Patrick. En effet, la configuration de son canal d'essai confère une chute de  $C_p$  jusqu'à une valeur de 0,22 (Patrick, 1987, p. 42) tandis que nous atteignons un plateau de 0,35. Ceci est simplement dû à la hauteur du canal dans la zone de redéveloppement. En reprenant l'équation (6.14) (*Voir* Détermination et validation de l'inclinaison de la paroi inférieure de la section de développement de la couche limite turbulente, p. 89) nous pouvons estimer, avec  $C_p=0,35$ , que la vitesse maximale moyenne locale  $U_e$ , sera égale à environ  $0,8U_{réf}$ . Nous viendrons valider ces résultats dans la partie concernant les mesures de  $U^*=f(y)$  dans la zone de redéveloppement (*Voir* Profil de  $U^*=f(y)$ , p. 103).

### **7.1.2 Visualisation de l'écoulement à proximité du décollement par l'intermédiaire du long brin de laine**

Des visualisations par l'intermédiaire d'un long brin de laine ont été réalisées au niveau du divergent de notre berceau (*Voir* Brins de laine, arbres à brins de laine, long brin de laine, p.

77). Sa longueur limitée à 60 cm, ne nous permet pas d'atteindre des stations plus lointaines que  $S_{18}$ . Nous avons défini trois configurations de visualisations :

- Essai 1 : long brin de laine placé dans la couche limite en  $y=12$  mm;
- Essai 2 : long brin de laine placé dans l'écoulement potentiel en  $y=53$  mm;
- Essai 3 : long brin de laine placé dans l'écoulement potentiel  $y=92$  mm.

Cette méthode, qui peut sembler « simpliste », nous a permis d'obtenir des informations nécessaires à la validation des mesures de  $U^*$  et  $P_{tot}^*$ . Les estimations des formes des lignes de courant déterminées pour les trois essais au vu de l'évolution du coefficient  $C_p$ , pour les stations concernées, sont présentées en annexe (Voir ANNEXE IV, Figure-A IV-6, p. 151). Ces différents résultats nous permettent d'ériger le Tableau 7.2 donnant l'estimation de l'angle de l'écoulement en fonction de  $y$  (se reporter aux caractéristiques des Essais 1, 2 et 3 définies plus tôt) permettant la validation des mesures présentées en aval.

Tableau 7.2 Angle de l'écoulement en fonction des stations estimé d'après les essais 1, 2 et 3

	Essai 1	Essai 2	Essai 3
$S_{13}$	15°	12°	15°
$S_{14}$	20°	15°	25°
$S_{15}$	16°	25°	30°
$S_{16}$	11°	20°	X
$S_{17}$	6°	14°	X
$S_{18}$	-1°	5°	X

En confrontant ces résultats à la littérature, les lignes de courant ont une forme similaire à celles rencontrées dans les précédents travaux. Dans cette région où le gradient de pression adverse augmente rapidement d'une station à l'autre, cela doit se traduire physiquement par un éloignement des lignes de courant. Or, si l'on compare l'évolution de l'écart entre les lignes de courant avec l'évolution de  $C_p$ , nous pouvons conclure que celles-ci suivent en général cette tendance. La technique de visualisation par l'intermédiaire du long brin de laine semble donc donner des résultats cohérents.



Une autre constatation intéressante que nous avons pu faire grâce aux visualisations par l'intermédiaire du long brin de laine, concerne la configuration du piège à couche limite du berceau. En effet en se rapportant aux caractéristiques de l'essai 3, nous nous positionnons dans l'écoulement potentiel. Or, lors de cet essai nous avons pu constater que le long brin de laine était aspiré par le piège à couche limite. Cela démontre que celui-ci aspire l'écoulement sur une hauteur supérieure à l'épaisseur de la couche limite inférieure. Une telle aspiration n'étant pas souhaitable, il sera donc nécessaire de réajuster, lors d'une nouvelle phase d'expérimentation, la hauteur du piège à couche limite. De plus, cette dernière constatation nous permet également de remettre en cause la détermination des pertes de masse allouées au piège à couche limite estimées seulement à 3%. En effet, au vue de ces visualisations nous pouvons conclure que le piège à couche limite aspire l'écoulement sur une hauteur d'environ 50 mm correspondant à environ 1/3 de la hauteur du canal de la zone de développement de la couche limite. En effectuant un bilan des débits massiques entre la section d'entrée et de sortie du berceau, nous pouvons estimer les pertes de masse générées par le piège à couche limite à environ 30%. Ce résultat est semblable à celui présenté par Patrick (1987) qui évalue à 30% ces pertes.

### 7.1.3 Profil de $U^*=f(y)$

La définition de  $U^*$  a été donnée en amont de ce mémoire (*Voir* Mesure de vitesse et de pression totale, p. 62). Les profils de vitesses longitudinaux obtenus pour les stations établies dans le Tableau 7.1 sont présentés en annexe (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-7, p. 152).

Les profils de vitesses obtenus dans la zone de développement de la couche limite peuvent être comparés aux modèles théoriques du développement d'une couche limite turbulente le long d'une surface plane. Ainsi, nous avons décidé de comparer l'évolution de l'épaisseur de la couche limite théorique et celle déterminée expérimentalement le long de notre zone de développement. Le référentiel prit en considération pour cette étude est le repère ( $O_C, x_c, y_c$ ) défini plus tôt (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-1, p. 130). Le modèle semi-empirique utilisé est

le même que celui défini à l'équation (6.18). Les résultats obtenus sont présentés sur la figure ci-dessous :

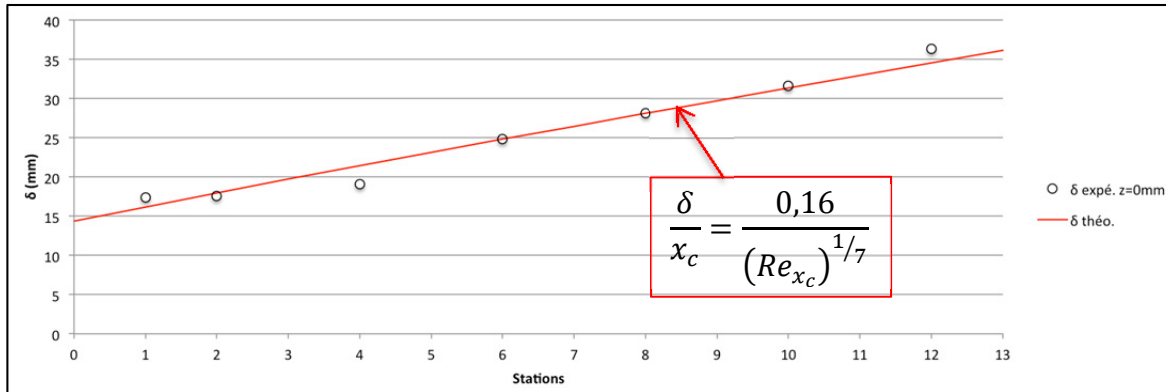


Figure 7.1 Comparaison de l'évolution de l'épaisseur de la couche limite turbulente dans notre zone de développement théorique et expérimentale pour  $z=0$  mm ( $U_{\text{réf}}=30$  m.s<sup>-1</sup>)

Le pas de mesure suivant l'axe (O, y) étant de 2 mm, l'épaisseur de la couche limite déterminée expérimentalement, en effectuant une régression linéaire, n'est pas très précise. Cependant, les mesures présentées sur la Figure 7.1 nous permettent de remarquer une corrélation correcte entre l'évolution de l'épaisseur de la couche limite turbulente expérimentale et le modèle théorique. Cela corrobore aussi la conclusion effectuée plus haut quant à l'origine virtuelle de la couche limite turbulente (*Voir Détermination de la hauteur et validation de l'efficacité du déclencheur, p. 92*).

Les profils de vitesses longitudinaux obtenus dans la zone de développement permettent également de se rendre compte que la vitesse longitudinale dans l'écoulement potentiel (i.e.  $U_e$ ) est légèrement inférieure à  $U_{\text{réf}}$ . Afin d'évaluer cette décélération présente pour toutes les stations, nous avons effectué une moyenne des  $U_e$  moyennes pour tous les profils tracés (aux stations 1, 2, 4, 6, 8, 10 et 12). Nous obtenons les résultats présentés dans le tableau ci-après :

Tableau 7.3  $U_e/U_{réf}$  moyenne dans la zone de développement  
( $U_{réf} = 30\text{m.s}^{-1}$ )

Stations	$U_e/U_{réf}$ moyenne
1	1,006
2	0,988
4	0,982
6	0,977
8	0,977
10	0,975
12	0,977
<b>Moyenne des <math>U_e/U_{réf}</math> moyenne</b>	<b>0,983</b>

Ces résultats nous donne  $U_e=0,983U_{réf}$  en moyenne que nous avons estimé à  $0,985U_{réf}$  au préalable lors du dépouillement des mesures de  $C_p$  dans la zone de développement (*Voir* Détermination et validation de l'inclinaison de la paroi inférieure de la section de développement de la couche limite turbulente, p. 89). Ces résultats viennent donc appuyer ceux établis précédemment et dénotent que l'angle d'inclinaison de la paroi inférieure de la zone de développement est trop grand. Cependant, s'agissant ici de mesures préliminaires de l'écoulement dans le canal d'essai, nous avons décidé de ne pas changer ce paramètre et de poursuivre nos mesures avec cette configuration. En annexe est également présenté la comparaison entre l'évolution de  $U_e/U_{réf}$  moyen obtenue par l'intermédiaire des mesures de  $U^*=f(y)$  et des mesures de  $C_p$  (en s'appuyant sur l'équation (6.2)) en fonction des stations de la zone de développement, pour  $z=0\text{mm}$  et  $U_{réf} = 30\text{m.s}^{-1}$  (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-20, p. 163). Cette comparaison permet de se rendre compte une fois de plus de la fiabilité et des nombreuses informations qui peuvent ressortir des mesures de  $C_p$  réalisées dans la zone de développement.

Nous allons maintenant analyser les profils de vitesses issues des mesures dans le canal d'essai. D'après les remarques présentées dans la revue de littérature (*Voir*, Mesures quantitatives, p. 40), nos systèmes de mesures ne sont pas adaptés à être utilisés dans des régions de forte turbulence. Ainsi, les résultats obtenus dans ce type de région par l'intermédiaire du tube de Pitot et tube de Pitot-statique ne peuvent pas être considérés de manière quantitative mais plutôt qualitativement.

Le fabricant du tube de Pitot-statique ne nous ayant pas fourni de fiche caractéristique ni de courbe d'étalonnage du tube, nous nous sommes référés aux courbes mises en place par Barlow et *al.* (1999, p. 159). Ces courbes nous donnent l'erreur de mesure en fonction de l'angle compris entre l'écoulement et le tube ( $\alpha$ ). Ainsi, nous pouvons grâce à ces courbes définir que pour  $\alpha < 15^\circ$ , les valeurs de  $U^*$  sont valables avec une estimation d'erreur systématique inférieure à 2% de la valeur mesurée. En s'appuyant ainsi sur cette suggestion et sur les résultats présentés dans le Tableau 7.2, mis en place ultérieurement, nous pouvons conclure que concernant les mesures effectuées suivant le long du divergent du berceau, seul les mesures réalisées en  $S_{13}$  et  $S_{17}$ , dans l'écoulement potentiel, peuvent être considérées valables. Les mesures à la station 18, correspondante à la zone plate du berceau, peuvent également être considérées valables puisque  $\alpha < 15^\circ$  (*Voir* Tableau 7.2). En dépit de ces considérations et en s'appuyant sur les profils de vitesse établis par Patrick nos profils nous permettent de visualiser la présence d'un écoulement potentiel correspondant aux parties linéaires des caractéristiques. La validité de ces profils pour les stations 20, 21 et 22 sera traitée en aval dans ce rapport par l'intermédiaire des mesures de  $P_{tot}^*$ .

Concernant les profils de  $U^*=f(y)$  dans la zone de redéveloppement, il semblerait au vu des caractéristiques, que l'écoulement n'ait pas le temps de se redévelopper correctement. Afin de faciliter la compréhension de la physique de la bulle et diminuer les variables, nous souhaitons obtenir une vitesse dans l'écoulement potentiel de la zone de redéveloppement égale à  $U_{réf}$ . Cependant, à la vue des caractéristiques obtenues nous pouvons supposer que la vitesse  $U_e$  est au maximum de  $0,8U_{réf}$  relevant ainsi un nouveau problème de configuration et permettant d'appuyer le résultat trouvé auparavant (*Voir* Mesures du coefficient de pression statique  $C_p$ , p. 100). Ainsi pour pallier ces problèmes, il sera nécessaire de diminuer la hauteur de la section de redéveloppement de la couche limite d'environ 20%.

#### 7.1.4 Profil de $P_{tot}^* = f(y)$ dans la zone de retour de flux comparaison avec $U^* = f(y)$

Les profils de  $P_{tot}^*$  longitudinaux obtenus au niveau du berceau par l'intermédiaire du tube de Pitot (*Voir* Tableau 7.1, p. 102) sont présentés en annexe (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-8, p. 153). La définition de  $P_{tot}^*$  a été donnée en amont de ce mémoire (*Voir* Mesure de vitesse et de pression totale, p. 62).

Par définition, dans un écoulement potentiel, la valeur de  $P_{tot}^*$  doit être de 1. Bien que pour les stations 18, 20, 21 et 22 nous obtenons des profils de pressions totales démontrant un écoulement potentiel, il n'en est pas de même pour les autres stations.

En se référant une fois de plus à la caractéristique donnant l'erreur de mesure de pression totale en fonction de l'angle d'incidence de l'écoulement, mise en place par Barlow et *al.* (1999, p. 159), nous remarquons que la mesure de pression totale est plus sensible à cette variation d'angle que la mesure de la pression dynamique. En effet, d'après leurs caractéristiques, nous pouvons remarquer que pour un angle  $\alpha > 9^\circ$  l'erreur de mesure est estimée à plus de 2%. En s'appuyant sur ces remarques et les courbes de  $P_{tot}^*$  nous pouvons supposer que l'angle  $\alpha$  des lignes de courant de l'écoulement au niveau des stations 14, 15 et 16 est plus important que  $9^\circ$  et que celui-ci augmente le long de l'axe (O, y). Une confrontation de cette dernière remarque avec le Tableau 7.2 donne une bonne corrélation. Nous pouvons donc conclure que les mesures de  $P_{tot}^*$  pour les stations 14, 15, 16 et 17 sont biaisées, dues à une erreur systématique s'ajoutant à celle déterminée auparavant (*Voir*, Détermination de l'erreur de mesure totale de  $P_{tot}^*$ , p. 72). Cependant, nous pouvons tout de même considérer l'allure générale valable nous permettant ainsi de déterminer la zone de l'écoulement potentiel dans notre écoulement.

En suivant maintenant une démarche inverse, nous pouvons considérer à la vue des profils de  $P_{tot}^*$  obtenus pour les stations 18, 20, 21 et 22 que l'angle d'incidence  $\alpha$  est inférieure à  $9^\circ$ . Ainsi, en se rapportant aux remarques établies pour les mesures de  $U^*$  au niveau du berceau

(Voir Profil de  $U^*=f(y)$ , p. 103) nous pouvons conclure que les mesures du profil de vitesse dans l'écoulement potentiel pour les stations 20, 21 et 22 sont valables.

Au vu des commentaires faits ci-dessus, la superposition des profils de  $P_{tot}^*=f(y)$  et de  $U^*=f(y)$  met en évidence une forte similitude entre le point de délimitation de la zone rotationnelle et de l'écoulement potentiel issu des mesures de  $P_{tot}^*$  et le point correspondant au rayon de courbure maximale du profil de  $U^*$ . Ainsi, il apparaît possible d'estimer la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel (i.e. potentiel) grâce au profil de  $U^*$ . La confrontation de cette délimitation obtenue par l'intermédiaire des deux techniques va être présentée dans la partie qui suit.

#### **7.1.5 Évolution de la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel dans le plan (O, x, y) le long de la section d'essai**

Bien que les différentes mesures présentées dans cette partie soient réalisées par des moyens non adéquats pour les conditions d'écoulement rencontrés au niveau d'une bulle de séparation, leurs confrontations avec les résultats de Patrick (1987) nous donnent de précieux renseignements. Les différentes conclusions établies dans cette partie permettront d'optimiser la configuration de notre canal d'essai pour de prochaines expérimentations. Les relations faites dans la partie précédente entre les mesures de  $U^*$  et  $P_{tot}^*$  nous permettent de définir la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel (i.e. écoulement potentiel) au niveau de notre berceau. De plus, en s'appuyant sur la localisation des points de décollement et de recollement moyen en fonction de l'évolution de  $C_p$  dans les travaux de Patrick (1987), de Perry et Fairlie (1975b) et de Na et Moin (1998), nous avons estimé les localisations des points de décollement (D) et de recollement (R) moyen de notre bulle de séparation en dépit de l'évolution de notre  $C_p$ . Une présentation de ces résultats est donnée sur la figure ci-après:

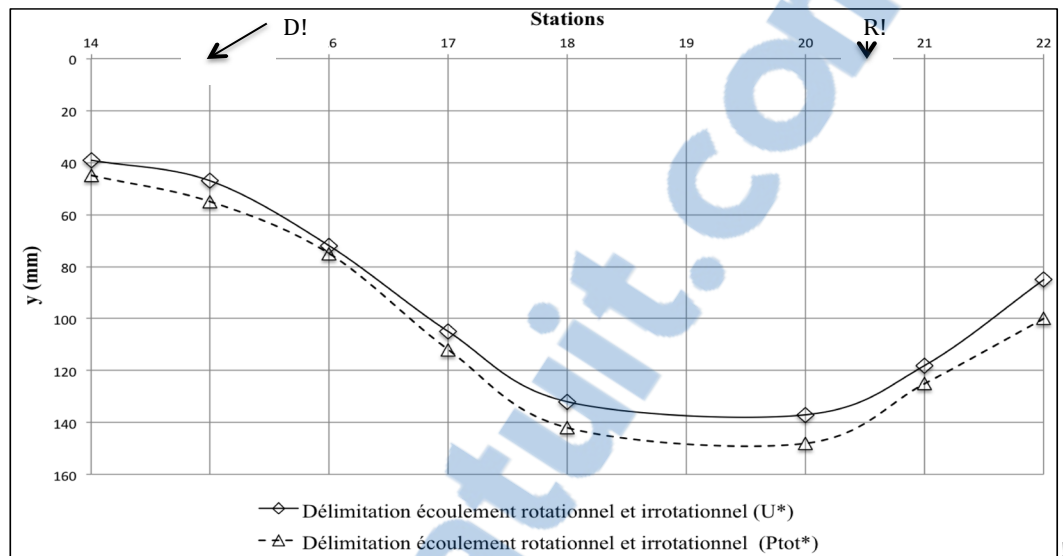


Figure 7.2 Délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel obtenue par l'intermédiaire de  $U^*$  et  $P_{tot}^*$  en  $z=0$  mm pour  $U_{réf}=30$  m.s<sup>-1</sup>

Ces résultats connotent une très bonne corrélation entre la délimitation de l'écoulement rotationnel et irrotationnel obtenue par l'intermédiaire des mesures de  $U^*$  et  $P_{tot}^*$  validant ainsi la méthodologie mise en place. Cette conclusion servira également à la compréhension de la partie concernant les mesures latérales de  $U^*$  et plus particulièrement de la détermination de la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel pour ces mesures. D'après cette caractéristique et ces conclusions, nous pouvons estimer que la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel est d'environ 14,5 cm au sommet de la bulle et que la longueur de la bulle est approximativement de 55 cm.

## 7.2 Présentations des mesures latérales effectuées dans notre canal d'essai

Des mesures latérales dans le canal d'essai vont permettre de caractériser la symétrie de l'écoulement au sein de notre canal d'essai. Dans un premier temps, nous présenterons les mesures latérales de  $C_p$  tout le long du canal d'essai. Nous présenterons ensuite les résultats issus des mesures latérales suivant les trois zones de notre canal d'essai à savoir :

- la zone de développement de la couche limite;
- la zone de retour de flux;

- la zone de redéveloppement de la couche limite.

### 7.2.1 Mesures de $C_p$ latérales

Une présentation de l'évolution du coefficient  $C_p$  le long de notre canal d'essai est présentée en annexe (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-13, p. 157 et Figure-A IV-14, Figure-A IV-15, p. 158). La superposition des profils de  $C_p$  ainsi que la courbe 3D montrent une certaine dissymétrie suivant l'envergure.

Si nous regardons de plus près l'évolution de  $C_p$  pour les stations 11 à 16, on peut remarquer un certain décalage. En effet, il semblerait que la pression statique augmente plus rapidement pour  $z=150$  mm que pour  $z=0$  mm qui elle-même croît plus vite que pour  $z=-150$ mm. Ainsi, au vu des remarques établies auparavant, nous pourrions supposer que le point de décollement moyen (D) en  $z=-150$  mm se situerait à proximité de  $S_{16}$  tandis qu'il prendrait naissance en  $S_{15}$  pour les deux autres positions suivant l'envergure. Ces différentes suggestions nous amèneraient à avoir une ligne de décollement non symétrique. Cependant, il faut rester vigilant aux valeurs de ces mesures car leurs incertitudes dans cette zone sont de 7,15% (*Voir* Tableau 4.3, p. 75).

En se rapportant désormais aux stations proches du second pic de pression statique, nous pouvons encore remarquer une dissymétrie dans les valeurs de  $C_p$ . Cette fois ci, la valeur du coefficient  $C_p$  est sensiblement la même pour les mesures effectuées suivant  $z=0$ mm et  $z=150$  mm tandis que l'on rencontre encore un décalage en  $z=-150$  mm. Ces constatations nous amènent à penser que le point de recollement suivant  $z=-150$  mm serait positionné en amont (entre  $S_{19}$  et  $S_{20}$ ) du point de recollement de  $z=0$  mm et  $z=150$  mm (entre  $S_{20}$  et  $S_{21}$ ). L'estimation de l'erreur de mesure de  $C_p$  dans cette zone étant de 1,75% nous laissant penser que ces analyses sont valables. Des mesures par film d'huile effectuées plus tard nous permettront de valider ces constatations. Cependant comme le font remarquer Ruderich et Fernholz (1986, p. 297), on notera que la variation du coefficient de pression suivant l'envergure est un indicateur peu sensible aux variations tridimensionnelles.



### 7.2.2 Zone de développement de la couche limite : profil de $U^*$

En se rapportant au Tableau 7.1 défini en début de ce chapitre, nous avons effectué plusieurs mesures latérales. Ces différentes mesures ont été superposées avec celles réalisées préalablement dans le plan  $(O, x, y)$ , pour pouvoir juger de la symétrie de l'écoulement dans notre zone de développement. La superposition des différents profils réalisés pour  $z = -200, 0$  et  $200$  mm est présentée en annexe (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-17, p. 160, Figure-A IV-18, p. 161 et Figure-A IV-19, p. 162). Elle ne révèle pas de dissymétrie particulière de l'écoulement au sein de la zone de développement.

Cependant, comme le suggère Patrick (1987, p. 19) afin de valider l'uniformité latérale de l'écoulement il est nécessaire de réaliser des mesures dans des plans latéraux. La conception de la plaque en aluminium ne permet pas un accès suivant la totalité de l'envergure du canal d'essai (*Voir* Contrôle du bras vertical, p. 64). Nous avons tout de même effectué 5 profils latéraux de vitesse (pour  $z = -200, -150, 0, 150$  et  $200$  mm) aux stations 1, 6 et 12 nous permettant d'obtenir une superposition complète des profils suivant l'envergure et des profils de vitesse 3D (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-9, p. 154, Figure-A IV-10 et Figure-A IV-11, p. 155, Figure-A IV-12, p. 156).

En se référant à la superposition des profils de vitesse obtenue en  $S_1$  ainsi qu'au profil 3D découlant de ces mêmes mesures, nous pouvons remarquer que le profil a une forme particulière qui semblerait être due à la présence des déclencheurs positionnés sur le pourtour du canal d'essai, 8 cm en amont de la station  $S_1$ . Une hypothèse pouvant expliquer ce phénomène serait la création d'un décollement forcé par l'intermédiaire du déclencheur suivi d'un recollement entre les stations  $S_1$  et  $S_2$ . En effet, d'après les profils de pression statique découlant des résultats de Patrick (1987, p. 122), nous pourrions penser qu'en présence d'une bulle de séparation entre les stations  $S_0$  et  $S_2$ , l'évolution de notre  $P_s = f(y)$ , pour  $S_1$ , augmenterait au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la paroi jusqu'à atteindre une valeur constante dans l'écoulement potentiel. Cette hypothétique évolution pourrait expliquer la

forme du profil de vitesse en  $S_1$ . Afin de vérifier cette hypothèse, des visualisations de l'écoulement pariétal par l'intermédiaire de films d'huile appliqués entre les stations  $S_{réf}$  et  $S_2$  pourraient être envisagées lors de prochaines expérimentations. Si nous nous référons maintenant aux mesures effectuées à la station  $S_6$  cette forme particulière n'est plus présente. Le profil 3D tracé pour cette station met en évidence un écoulement potentiel uniforme et symétrique. Malheureusement, la qualité de la symétrie diminue à la station  $S_{12}$ . En effet, nous remarquons que la vitesse dans l'écoulement potentiel est légèrement plus faible en  $z = 200$  mm d'environ 0,03% en moyenne ce qui semble tout de même minime.

Tout comme dans la partie concernant les mesures dans le plan  $(O, x, y)$ , nous allons comparer l'évolution de l'épaisseur de la couche limite théorique avec celle obtenue expérimentalement (*Voir* Profil de  $U^*=f(y)$ , p. 103) pour  $z=-200, 0$  et  $200$  mm. Si une éventuelle dissymétrie est obtenue pour la ligne de décollement cela pourrait s'expliquer par une dissymétrie au niveau de l'évolution de la couche limite, il est donc important de vérifier cet aspect. Nous rappelons que l'épaisseur de la couche limite est déterminée par régression linéaire en prenant  $U=0,99U_c$ , les résultats ainsi obtenus sont présentés sur la Figure 7.3.

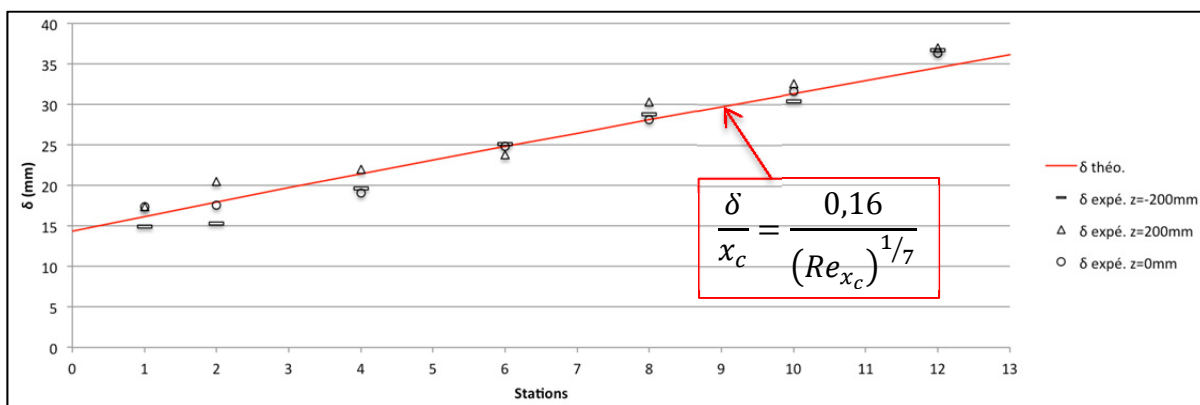


Figure 7.3 Comparaison latérale pour  $z=-200, 0$  et  $200$  mm de l'évolution de l'épaisseur de la couche limite turbulente dans notre zone de développement théorique et expérimentale ( $U_{réf} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ ).

Tout d'abord, nous pouvons remarquer, pour les trois positions latérales, une évolution de l'épaisseur de la couche limite dans notre zone de développement qui suit la forme de la

courbe théorique. Cette courbe, rappelons le, est tracée en se basant sur le repère ( $O_c, x_c, y_c, z_c$ ) défini plus tôt (*Voir Détermination de la hauteur et validation de l'efficacité du déclencheur*, p. 92). Si nous regardons maintenant de plus près la Figure 7.3, nous pouvons remarquer que la couche limite semble en moyenne légèrement plus épaisse pour  $z=200$  mm que pour les deux autres positions latérales. D'après ces dernières remarques, l'origine virtuelle de création de la couche limite (i.e.  $O_c$ ) semble être, pour  $z=200$  mm, en amont de la position de  $O_c$  pour  $z=0$  et  $-200$  mm.

Si nous regardons à nouveau la Figure 7.3, nous pouvons également remarquer que les épaisseurs des couches limite pour les stations 6 et 12 sont très proches comparées à celles des autres stations. Cette constatation, nous amène à supposer que les profils 3D de la vitesse moyenne longitudinale obtenus précédemment pour ces mêmes stations (*Voir ANNEXE IV, Figure-A IV-11, p. 155, Figure-A IV-12, p. 152*) ne sont pas représentatifs du comportement de l'écoulement global dans la zone de développement de la couche limite. Cependant, bien que nous ayons noté dans le paragraphe précédent des variations de la vitesse moyenne longitudinale dans l'écoulement potentiel en  $S_{12}$  (0,03%) non présente en  $S_6$ , nous remarquons ici une tendance inverse au niveau des épaisseurs de couche limite qui pour  $S_{12}$  sont identiques tandis que pour  $S_6$  connaissent des écarts.

### **7.2.3 Zone de retour de flux**

#### **7.2.3.1 Visualisation de l'écoulement à proximité du décollement par l'intermédiaire du long brin de laine**

Pour valider la symétrie des lignes de courant le long du convergent du canal d'essai, nous avons choisi de montrer seulement la superposition des visualisations par le long brin de laine en se rapportant à l'essai 2 pour  $y=53$  mm (*Voir Visualisation de l'écoulement à proximité du décollement par l'intermédiaire du long brin de laine*, p. 101). Des visualisations ont été effectuées en  $z=-200, -150, 0, 150$  et  $200$  mm. Les résultats ainsi obtenus sont présentés en annexe (*Voir ANNEXE IV, Figure-A IV-16, p. 159*).

Les 5 courbes témoignent d'un net décalage entre les lignes de courant issues des visualisations en  $z=-200$  et  $-150$  mm tandis qu'elles sont relativement proches pour  $z=0$ ,  $150$  et  $200$  mm. Ces résultats reflètent et appuient les constatations issues des mesures de  $C_p$  latérales. De plus, elles nous amènent également à penser, au vu du comportement du long brin de laine au niveau de  $S_{17}$  et  $S_{18}$ , que la hauteur de la bulle est plus importante pour les valeurs de  $z$  positives que négatives. Les mesures de  $U^*$  présentées dans la partie qui suit nous permettra de valider ces résultats.

### 7.2.3.2 Profil de $U^*$ dans la zone de retour de flux

La superposition latérale des profils de  $U^*$  réalisés au niveau de notre zone de retour de flux est présentée en annexe (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-18, p. 161).

L'analyse des courbes va être réalisée en s'appuyant sur les remarques établies plus tôt (*Voir* Profil de  $U^*=f(y)$ , p. 103). Nous rappelons qu'initialement nous avons réalisé des mesures de  $U^*$  et  $P_{tot}^*$  en fonction de  $y$  (pour  $z=0$  mm) dont nous avons comparé les profils. La juxtaposition des profils ainsi réalisés nous a amené à la conclusion que le rayon de courbure maximal du profil de  $U^*=f(y)$  correspondait au point de délimitation entre écoulement rotationnel et potentiel.

Tout d'abord, la superposition des trois profils de  $U^*$  montre une nette dissymétrie entre les mesures effectuées en  $z=-200$  mm et  $z=200$  mm. En s'appuyant sur les conclusions redéfinies ci-dessus et en comparant la tendance générale des courbes de  $U^*=f(y)$ , nous pouvons constater qu'à partir de  $S_{16}$  l'écoulement potentiel se situe plus haut pour  $z=200$  mm que son opposé. Cela impliquerait inéluctablement que la hauteur de la bulle de séparation en  $z=200$  mm soit plus importante qu'en  $z=-200$  mm venant valider les constatations issues de la visualisation par le long brin de laine présentées dans la partie précédente.

#### 7.2.4 Zone de redéveloppement : profil de $U^*$

Les profils de  $U^*=f(y)$  réalisés dans la section de redéveloppement de la couche limite sont présentés en annexe (*Voir* ANNEXE IV, Figure-A IV-12, p. 156). Ces profils dénotent encore une dissymétrie de l'écoulement suivant l'envergure. En regardant plus attentivement le profil de vitesse pour  $z=-200$  mm en  $S_{26}$  nous pouvons remarquer que celui-ci comporte une zone d'écoulement potentiel, tel que  $U_e=0,8U_{réf}$  venant valider les suppositions initiales, bien définie ce qui n'est pas le cas pour les autres profils réalisés suivant l'envergure. Cependant, la caractéristique du profil de vitesse établie en  $S_{28}$  ne peut pas constituer un élément de comparaison car l'écoulement en cette station est influencé par la grille perforée et la dissipation de l'écoulement en sortie. Ces dernières suggestions, mises en parallèle avec les résultats précédents, nous laissent penser que l'écoulement issu de la zone de la bulle de séparation la plus haute a plus de difficulté à se redévelopper que celui provenant de la partie basse de la bulle. Ainsi il semblerait préférable au vu de ces derniers profils de diminuer la taille de la bulle, en diminuant le gradient de pression le long du berceau, pour que l'écoulement puisse se redévelopper sur la longueur de la zone de redéveloppement.

#### 7.2.5 Évolution de la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel en 3D le long de la section d'essai.

Les mesures latérales effectuées le long de notre canal d'essai suggèrent que la bulle de séparation n'est pas symétrique. En effet il semblerait d'après l'allure générale des profils de vitesse dans le berceau, que celle-ci soit plus haute à gauche de notre berceau qu'à droite. Ces résultats sont en corrélation avec ceux établis par l'intermédiaire des visualisations des lignes de courant obtenues avec le long brin de laine. Les mesures de  $C_p$  le long du berceau connotent une longueur de bulle de séparation plus longue à gauche qu'à droite de notre berceau. Il paraît logique que le côté de la bulle de séparation la plus longue soit pourvu de la hauteur de bulle la plus importante et vice versa. Tout comme dans la partie Évolution de la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel dans le plan  $(O, x, y)$ , nous avons déterminé les points de délimitation entre écoulement rotationnel et potentiel par

l'intermédiaire des profils de  $U^*$ , pour  $z=-200$ , 0 et 200 mm qui nous a permis d'obtenir les courbes de délimitation présentées sur la Figure 7.4. Si nous regardons de plus près la superposition de ces trois courbes, nous pouvons constater que celles-ci sont relativement proches pour  $z=-200$  et 0 mm. Cependant la courbe obtenue pour  $z=200$  mm se démarque des deux précédentes. En se rapportant à la Figure-A IV-16 (p. 159) et aux remarques établies plus tôt (*voir* Visualisation de l'écoulement à proximité du décollement par l'intermédiaire du long brin de laine, p. 101), nous pouvons souligner une inconsistance entre les résultats. En effet, nous avons remarqué que le comportement du long brin de laine était similaire pour les valeurs de  $z$  positifs et 0 et non pour les valeurs de  $z$  négatifs et 0 comme dans le cas présent. Cependant, les deux analyses mettent en évidence une bulle de séparation plus haute pour  $z=200$  mm que pour  $z=-200$  mm. L'ensemble de ces résultats nous amènent à estimer une hauteur maximale moyenne de la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel d'approximativement 15 cm obtenue en  $S_{20}$ . Afin d'alléger cette figure, nous n'avons pas représenté les points de décollement et de recollement estimés par les mesures de  $C_p$ . Des visualisations par film d'huile présentées dans la partie qui suit nous permettrons de valider ces localisations et d'estimer également la longueur de la bulle de séparation plus précisément.

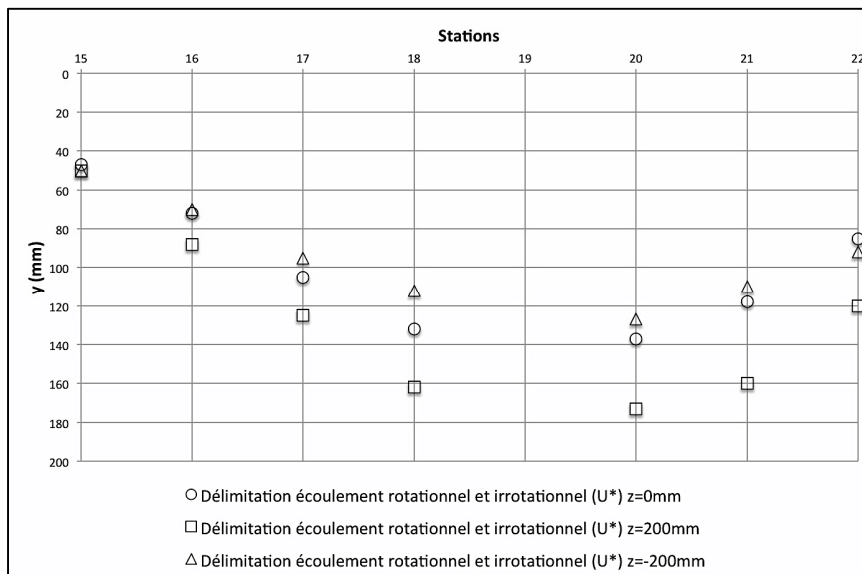


Figure 7.4 Comparaison de la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel obtenue par l'intermédiaire de  $U^*$  en  $z= -200, 0, 200$  mm pour  $U_{\text{réf}}= 30 \text{ m.s}^{-1}$

## CHAPITRE 8

### VISUALISATION DE LA TOPOLOGIE DE L'ÉCOULEMENT PARIÉTAL

Des visualisations des lignes de courant pariétales ont été réalisées par l'intermédiaire de films d'huile (*Voir* Visualisation de l'écoulement, p. 38). Une photographie représentant les lignes de courant de l'écoulement pariétales issues des visualisations par films d'huile est présentée en annexe (*Voir* ANNEXE V, Figure-A V-1, p. 166). Afin de mieux comprendre les motifs issus de ces visualisations nous nous sommes référés à la littérature traitant de ce sujet complexe sur laquelle nous nous appuyons pour valider les singularités visionnées après les expérimentations. L'étude topologique étant un domaine très complexe de la mécanique des fluides, nous ne réaliserons pas une étude exhaustive car cela sort du cadre de ce projet de recherche.

#### 8.1 Ligne de décollement et topologie associée

Les visualisations par film d'huile permettent notamment de distinguer la ligne de décollement moyen de notre écoulement. Comme nous pouvons le voir sur la photographie de la Figure 8.1 (a), p. 118, le décollement moyen que nous obtenons selon l'envergure n'est pas linéaire. Nous pouvons ainsi qualifier notre décollement moyen de tridimensionnel. La forme de la ligne de décollement (b), estimée d'après les visualisations par film d'huile, est également donnée sur la même figure. Ces résultats viennent soutenir les conclusions établies dans le chapitre précédent, en mettant en évidence un décollement à droite de notre berceau plus en aval qu'à gauche.

En s'appuyant sur les travaux de Hunt et *al.* (1978), nous allons définir et localiser la position des singularités de la topologie dans notre zone de décollement. Bien que la ligne de décollement moyenne soit identifiable sur les photographies, il est difficile de définir la nature des points singuliers du décollement de notre écoulement. Cependant, lors de nos essais de film d'huile, la cinématique de l'huile nous a permis de détecter 2 nœuds particuliers et un col respectant ainsi la loi topologique de la ligne de décollement définie par

Lighthill (1963, p. 77). Une schématisation de la topologie du décollement présentée à la Figure 8.4, p. 121. Les nœuds ainsi détectés sont des focus de décollement et le col suit la topologie d'un col de décollement ce qui est en parfaite adéquation avec les règles topologiques données par Legendre (1977, p. 328).

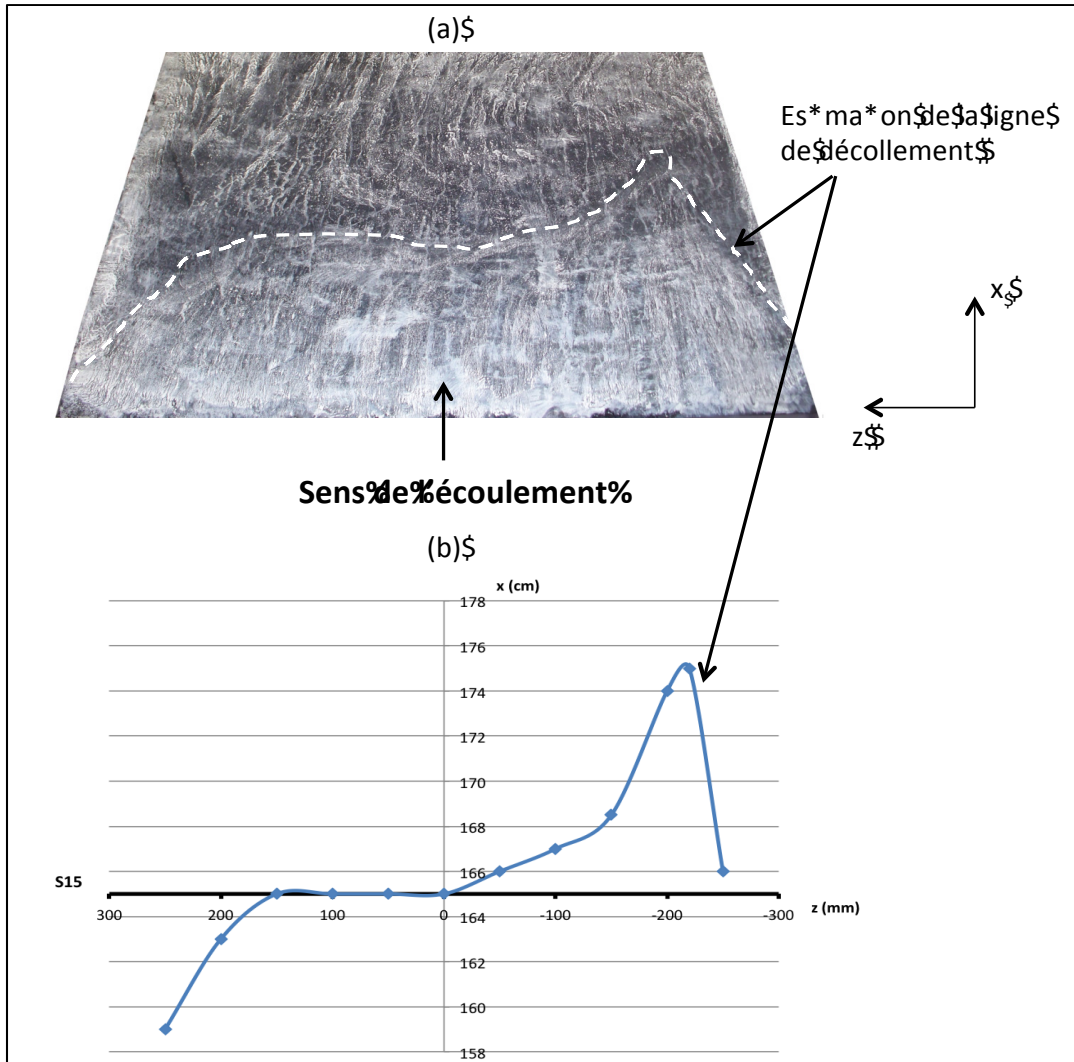


Figure 8.1 Ligne de décollement obtenue d'après les visualisations par films d'huile  
 (a) photographie de la zone de décollement  
 (b) estimation géométrique de la ligne de décollement



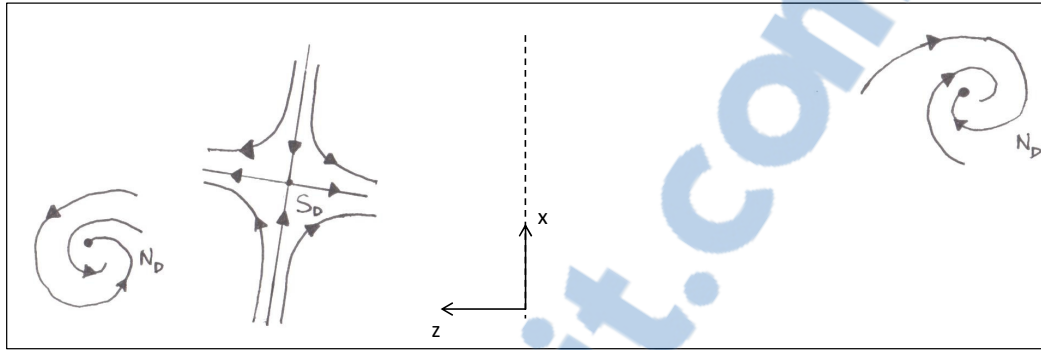


Figure 8.2 Représentation de la topologie du décollement  
 $(S_D)$  col de décollement  
 $(N_D)$  focus de décollement

## 8.2 Ligne de recollement et topologie associée

Tout comme pour le décollement, les visualisations par film d'huile ont permis de mettre en évidence la ligne de recollement moyenne de notre écoulement. Une photographie des lignes de courant pariétales obtenus par l'intermédiaire des films d'huile au niveau de la zone de recollement est représentée sur la Figure 8.3, p. 120. Celle-ci montre une nette dissymétrie de la ligne de recollement transitoire moyenne. Cette dissymétrie vient soutenir les conclusions énumérées dans le CHAPITRE 7 lors de l'analyse des mesures de  $C_p$ .

Les contraintes pariétales étant plus intenses au niveau du recollement les motifs permettant de détecter les singularités de l'écoulement sont plus visibles que pour le décollement où les contraintes pariétales sont moindres. D'après les photographies, nous avons schématisé ces singularités sur la Figure 8.4, p. 121. Toujours en se référant aux travaux de Hunt et *al.* (1978), nous pouvons distinguer un col de recollement localisé entre deux nœuds réguliers de recollement. Une fois de plus, les singularités ainsi relevées sont typiquement celles rencontrées lors d'un recollement et suivent la règle énoncée par Lighthill (1963, p. 77).

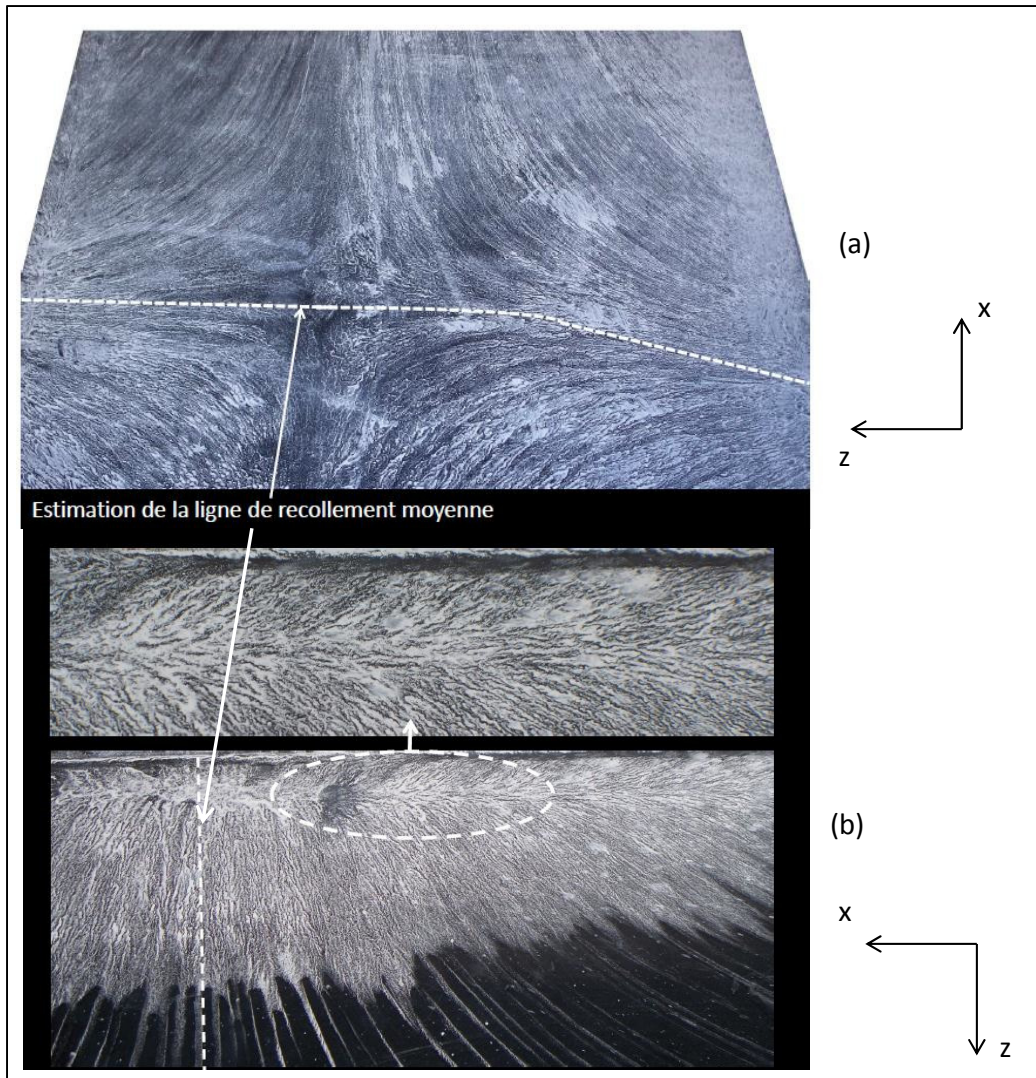


Figure 8.3 Photographie de la zone de recollement :  
(a) col de recollement  
(b) nœud de recollement

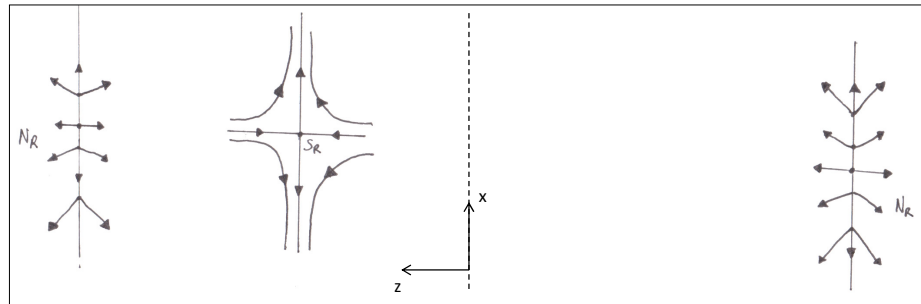


Figure 8.4 Représentation de la topologie du recollement  
( $S_R$ ) col de recollement  
( $N_R$ ) nœuds de recollement

### 8.3 Topographie générale de notre bulle de séparation

Bien que les lignes de courant pariétales ne soient pas partout clairement visibles par le recours aux films d'huile, la détermination des points singuliers au niveau de la ligne moyenne de décollement et de recollement nous permet d'établir par logique la topologie globale de notre bulle de séparation (*Voir ANNEXE V, Figure-A V-2, p. 167*).

La topologie ainsi établie met en évidence des effets tridimensionnels au niveau de l'écoulement pariétal. Comme nous l'avons souligné lors de notre revue de littérature (*Voir Règles topologiques de la bulle de séparation, p. 35*), le décollement nécessite au minimum un col. Comme nous pouvons le remarquer sur la schématisation de la topologie de l'écoulement pariétal le col de décollement permet d'orienter l'écoulement pariétal provenant de l'amont de la ligne de décollement transitoire moyenne et de la zone de retour de flux vers les focus de décollement. Ainsi, nous pouvons conclure que les focus de décollement agissent comme des puits pour l'écoulement proche paroi. Cet emmagasinement de particule de fluide doit nécessairement être redistribué. La logique nous amène alors à penser, sans pouvoir le démontrer, que le fluide est redistribué par l'intermédiaire de vortex présents proches des parois verticales, vers les nœuds de recollement. Or, comme la topologie le démontre, ces deux nœuds de recollement se comportent comme des sources de l'écoulement pariétal. Ces sources permettent d'une part d'alimenter en particule de fluide la zone de retour de flux et d'autre part l'écoulement aval à la ligne de recollement transitoire moyenne.

Cette redistribution globale n'est alors accessible que par l'intermédiaire du point col de recollement. L'analyse ainsi faite nous amène donc à penser qu'il est impossible d'obtenir une bulle de séparation bidimensionnelle en moyenne si un col de décollement est présent sur la ligne de décollement.

Bien que nous ne soyons pas arrivés à obtenir un mélange permettant de visualiser l'écoulement pariétal sur les parois latérales (*Voir* Film d'huile, p. 80), nous pouvons nous reporter aux travaux de Hunt et *al.* (1978) pour anticiper la topologie de l'écoulement sur les parois latérales. En se référant à la topologie complète de l'écoulement pariétal présentée en annexe (*Voir* ANNEXE V Figure-A V-2, p. 167), nous avons 4 nœuds (2  $N_D$  et 2  $N_R$ ) et deux cols (1  $S_D$  et 1  $S_R$ ) et nous obtenons donc pour la surface d'essai:

$$\Sigma_N - \Sigma_S = 2 \quad (8.1)$$

Or, comme nous l'avons souligné lors de la revue de littérature (*Voir* Règles topologiques de la bulle de séparation, p. 35), la relation mise en place par Hunt et *al.* (1978) permet de dire que le nombre de nœuds et cols présents sur les parois verticales et sur la surface plane au niveau du décollement devrait être le même. D'après cette règle nous pouvons conclure qu'il devrait y avoir deux cols de plus que de nœuds sur nos parois verticales.

#### 8.4 Dimensions pariétales moyennes de la bulle

D'après l'analyse topographique des lignes de courant pariétales issues des visualisations par film d'huile, nous pouvons définir les positions moyennes de décollement et de recollement de notre bulle.

En se reportant à la Figure 8.1, en s'appuyant sur les valeurs issues du graphique, nous avons réalisé une moyenne latérale du point de décollement. Le point de décollement moyen est ainsi estimé être en moyenne à  $x=166$  cm, à 1 cm en aval de la station  $S_{15}$ . De la même manière, nous obtenons la position du point de recollement moyen à  $x=218$  cm correspondant à 7 cm en amont de  $S_{21}$ . Pour les localisations de ces stations se référer aux annexes (*Voir* ANNEXE I, Figure-A I-5, p. 134). Ainsi d'après ces estimations, nous pouvons conclure,

qu'avec nos configurations expérimentales actuelles nous obtenons une longueur de bulle moyenne ( $L_b$ ) de 52 cm ce qui permet de venir valider les résultats issus des mesures de  $C_p$  à partir desquelles nous avons estimé  $L_b=55$  cm. La géométrie de notre berceau étant relativement proche de celle de Patrick, nous pouvons comparer notre longueur de bulle moyenne ainsi estimée avec la sienne. Il obtient une longueur approximative de 50 cm (1987, p. 41) ce qui permet de valider notre résultat.

En reprenant les remarques établies par Angele et Muhammad-Klingmann (2006, p. 211), déjà soulignées lors de la revue de littérature, ils aboutissent à la conclusion que si le rapport de forme (AR) de la bulle (i.e. rapport entre longueur ( $L_b$ ) et largeur de la bulle ( $w_b$ )) est inférieur à 4 alors les effets de bords peuvent être considérés négligeables. En se basant sur cette définition de AR nous obtenons avec notre géométrie de bulle  $AR=0,86$  ce qui est en dessous du critère défini par Angele et Muhammad-Klingmann. Or, nos visualisations par film d'huile (*Voir ANNEXE V, Figure-A V-1, p. 166*) ont révélé d'important effets de bords ce qui réfute la conclusion de Angele et Muhammad-Klingmann.



## CONCLUSION

Les mesures préliminaires effectuées dans la soufflerie en boucle ouverte mise en place durant ce projet de recherche ont révélé des performances satisfaisantes de l'écoulement au sein de celle-ci. En effet, les profils de vitesse longitudinaux obtenus, par l'intermédiaire des mesures avec le bras vertical, dans la zone de développement de la couche limite de notre canal d'essai mettent en évidence la présence d'une zone potentielle uniforme. De plus, la confrontation entre résultats expérimentaux et théoriques concernant l'évolution de l'épaisseur de la couche limite turbulente le long de cette même zone sont en corrélations. Ces résultats accompagnés de l'évaluation des pertes de charge obtenue théoriquement et expérimentalement permettent de valider les choix et la méthodologie de conception des composants de la soufflerie en boucle ouverte détaillés dans ce mémoire. L'analyse des mesures du gradient de pression statique le long de la zone de développement de la couche limite nous a permis d'estimer l'écart entre la vitesse moyenne maximale et la vitesse de référence (supposée être nulle) de 1,5%, résultat validé par la suite par l'obtention des profils de vitesse le long du canal d'essai.

Une étude de l'influence de l'insertion d'un tube de Pitot-statique placé en entrée du canal d'essai a été réalisée. Les conclusions tirées de ces mesures démontrent l'influence néfaste que celui-ci peut avoir sur l'évolution de la couche limite en aval. Ces résultats soulignent la nécessité de prélever la vitesse de référence par la méthode du différentiel de pression entre l'entrée et la sortie du convergent (Barlow et *al.* , 1999) pour des souffleries vouées à l'étude sur les couches limites.

Les visualisations par long brin de laine au niveau du divergent de notre berceau, ont permis de valider les mesures de pression totale et de vitesse moyenne longitudinale au niveau de notre bulle de séparation. Une méthodologie détaillée dans ce mémoire, se rapportant à la confrontation des mesures de pression totale et de vitesse moyenne suivant l'axe de symétrie longitudinal dans notre section d'essai, nous a amené à estimer la délimitation entre écoulement rotationnel et irrotationnel au niveau de notre bulle de séparation grâce aux

mesures de  $U^*$ . La détermination de la longueur de la bulle de séparation peut être complétée par l'intermédiaire des mesures du gradient de pression statique  $C_p$ . Les résultats issus de l'ensemble des mesures effectuées dans le plan de symétrie de notre section d'essai sont en corrélation.

Les visualisations par film d'huile effectuées par la suite, complétées par les mesures latérales de profils de vitesse moyenne, ont mis en évidence d'importants effets tridimensionnels ainsi qu'une dissymétrie prononcée au niveau de la ligne de décollement et de recollement de notre bulle de séparation dans la configuration actuelle de notre canal d'essai. Une analyse de la topographie de l'écoulement pariétal illustre la difficulté, voir l'impossibilité d'obtenir un décollement 2D en moyenne.

Cependant, l'ensemble des résultats présentés dans ce mémoire nous permettent de donner une forme globale de la bulle de séparation. La délimitation maximale entre écoulement irrotationnel et rotationnel est situé en moyenne à 15 cm au dessus de la surface de décollement et la longueur moyenne de la bulle est d'environ 52 cm sur l'axe longitudinal.



## RECOMMANDATIONS

L'auteur recommande plusieurs points à valider dans les prochaines phases d'expérimentations :

- Vérifier l'état de surface interne du convergent au niveau des perçages pour les ports de pression statique;
- Mettre en place un système permettant d'effectuer des mesures de  $C_p$  sur les 90 ports de pression du canal d'essai en simultanées;
- Recalculer la valeur de l'inclinaison de la paroi inférieure, en suivant la méthodologie décrite dans ce mémoire. S'appuyer cette fois-ci sur le repère lié à l'origine virtuelle définie dans ce mémoire ( $O_c, x_c, y_c, z_c$ ). Effectuer des mesures de  $C_p$  le long de la zone de redéveloppement et vérifier que celui-ci est nul en tout point;
- Améliorer ou renforcer le berceau existant afin d'éviter que celui-ci ne se déforme sous l'action de la pression interne du canal d'essai;
- Une fois les quatre étapes précédentes réalisées, régler la géométrie du berceau afin d'obtenir un  $C_p$  latéralement symétrique tout le long de la section d'essai;
- Refermer le piège à couche limite du berceau pour n'aspirer que la couche limite inférieure (cela permettra par la même occasion de diminuer la taille de la bulle de séparation). Pour cela, utiliser la visualisation par l'intermédiaire du long brin de laine présentée dans le corps de ce mémoire;
- Remonter le plateau de la zone de redéveloppement afin d'obtenir un  $C_p$  proche de celui de Patrick 0,22;
- Faire des visualisations par film d'huile une fois tous les points auparavant validés. En profiter pour effectuer des visualisations par film d'huile proche du déclencheur permettant de vérifier la présence d'une bulle de séparation en aval de celui-ci expliquant la forme du profil de vitesse obtenue en  $S_1$ ;
- Si les films d'huile révèlent une ligne de décollement moyenne symétrique alors effectuer des mesures de pression totale au niveau de toutes les stations du berceau et de la zone de redéveloppement de la couche limite.



**ANNEXE I**

**GÉOMÉTRIE ET DIMENSIONS DES DIFFÉRENTS COMPOSANTS DE NOTRE  
SOUFFLERIE**

Rapport-Gratuit.com

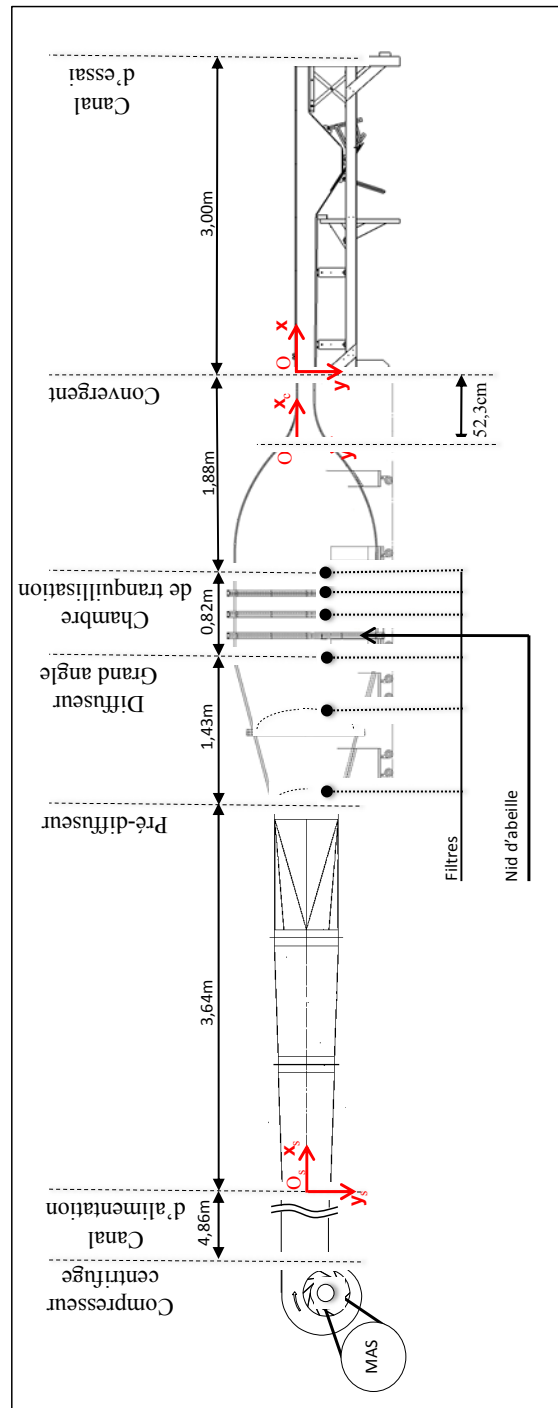


Figure-A I-1 Schématisation globale de notre soufflerie

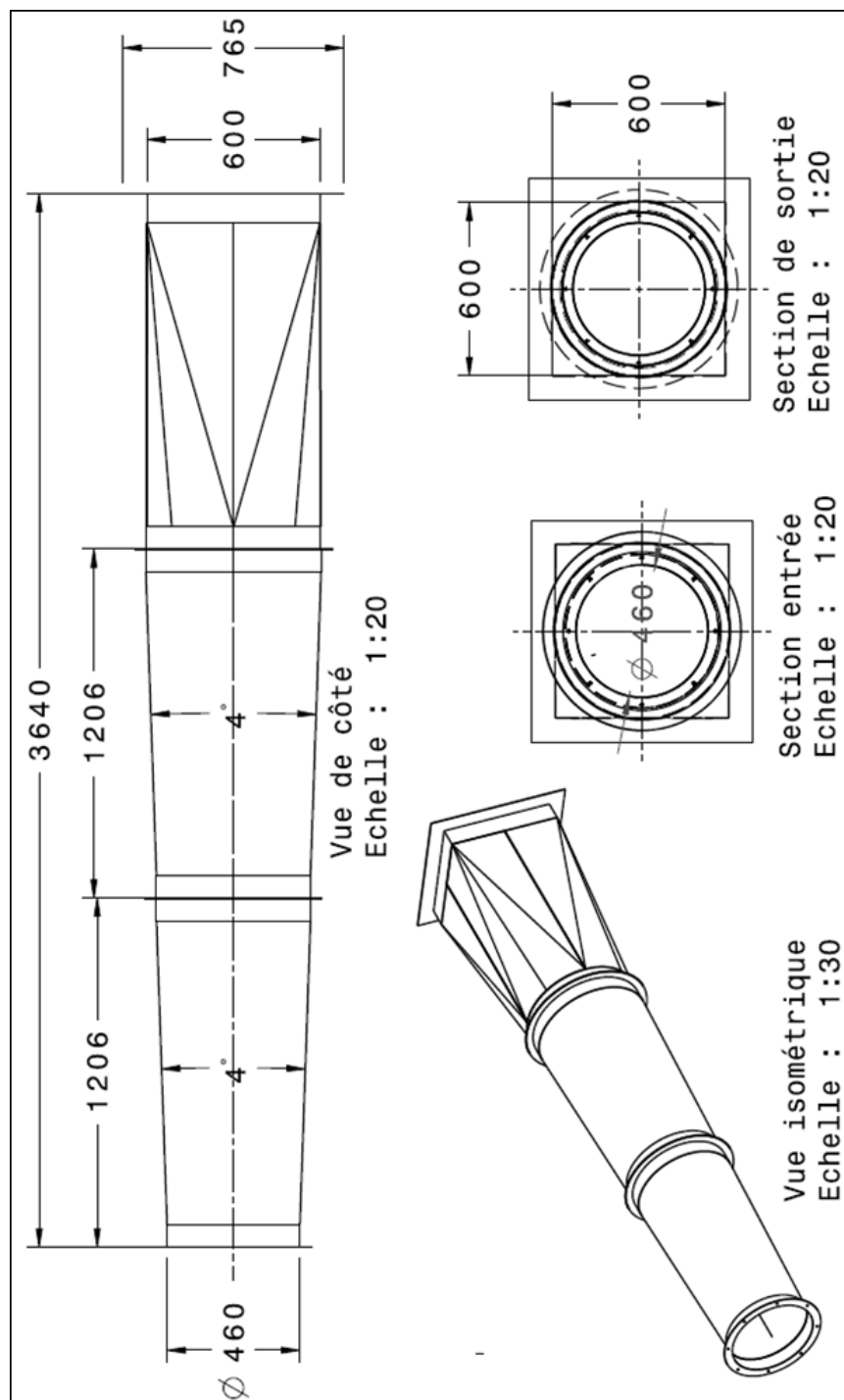
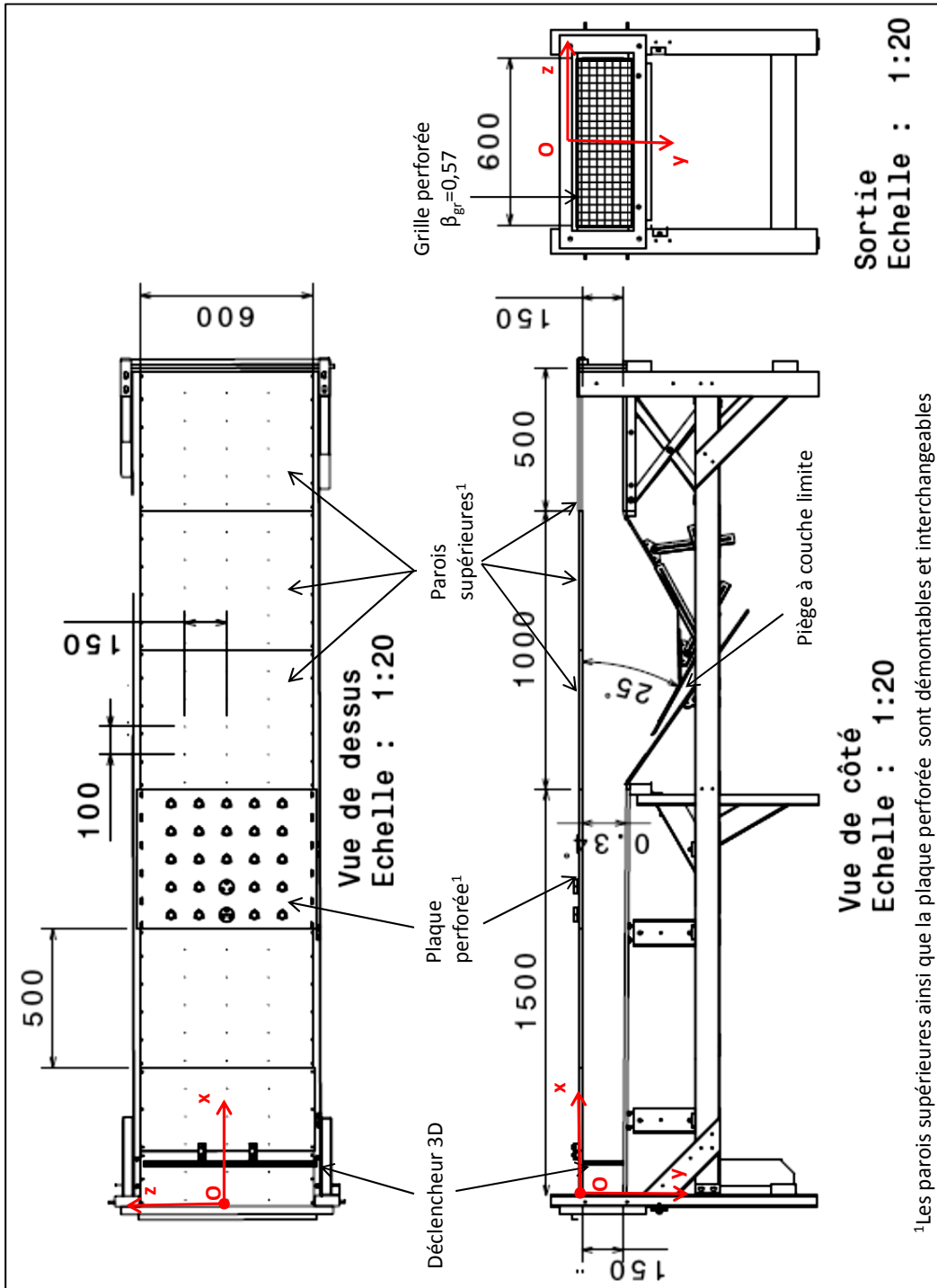


Figure-A I-2 Caractéristiques géométriques du pré-diffuseur  
les dimensions sont données en mm



<sup>1</sup>Les parois supérieures ainsi que la plaque perforée sont démontables et interchangeables

Figure-A I-3 Caractéristiques géométriques du canal d'essai  
les dimensions sont données en mm

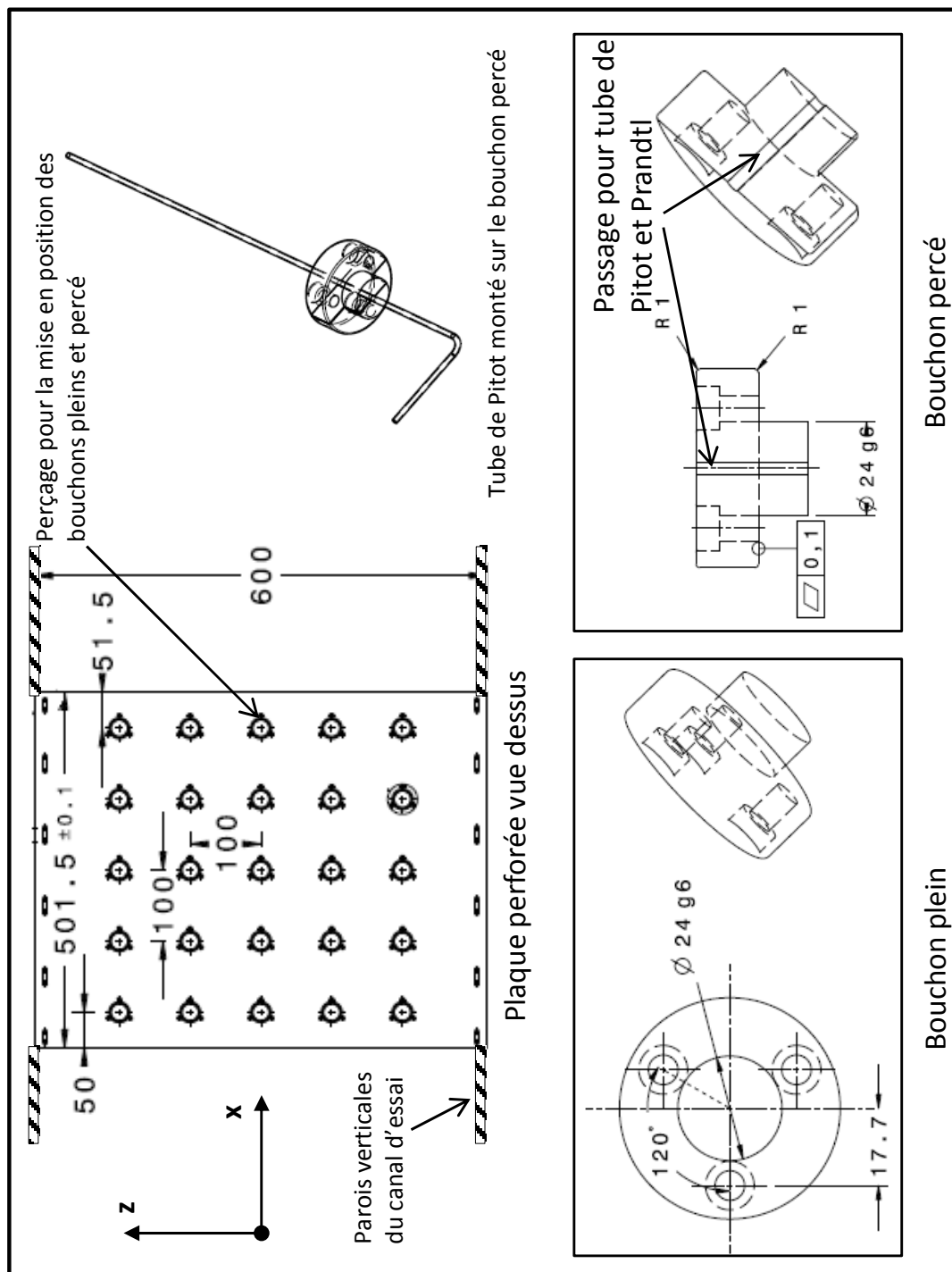


Figure-A I-4 Caractéristiques géométriques de la plaque perforée  
les dimensions sont données en mm

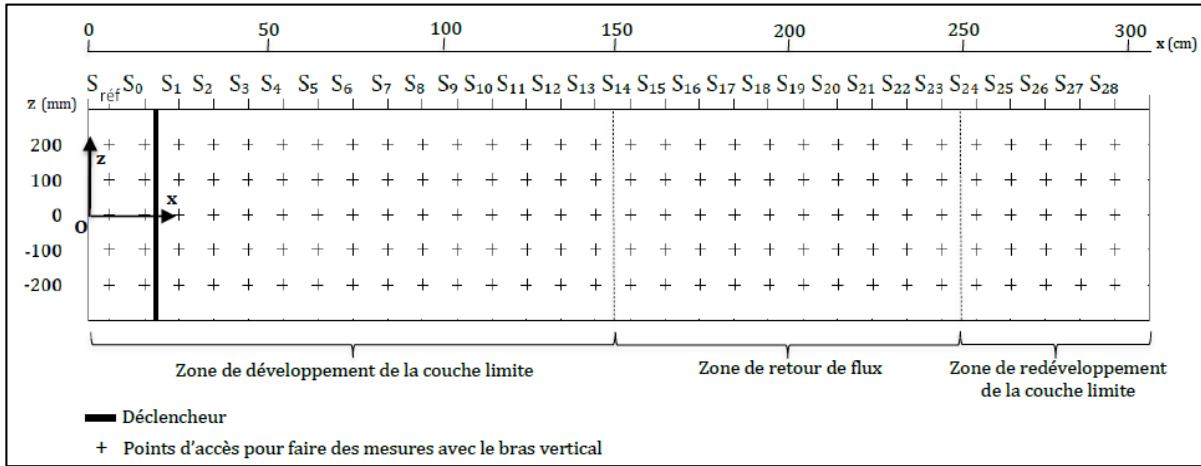


Figure-A I-5 Référentiel associé aux mesures pouvant être réalisées avec le bras vertical

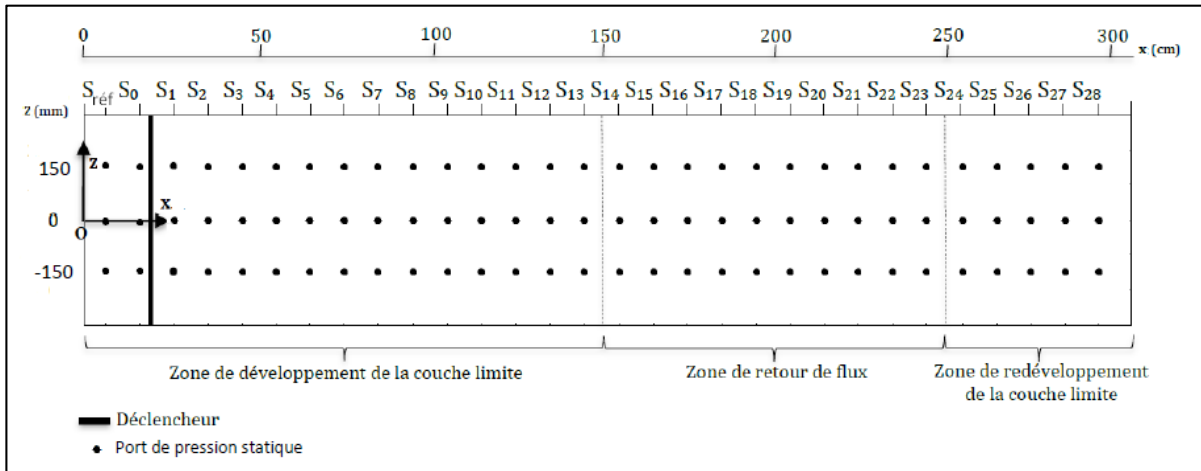


Figure-A I-6 Référentiel associé aux mesures pouvant être réalisées avec les ports de pression statique



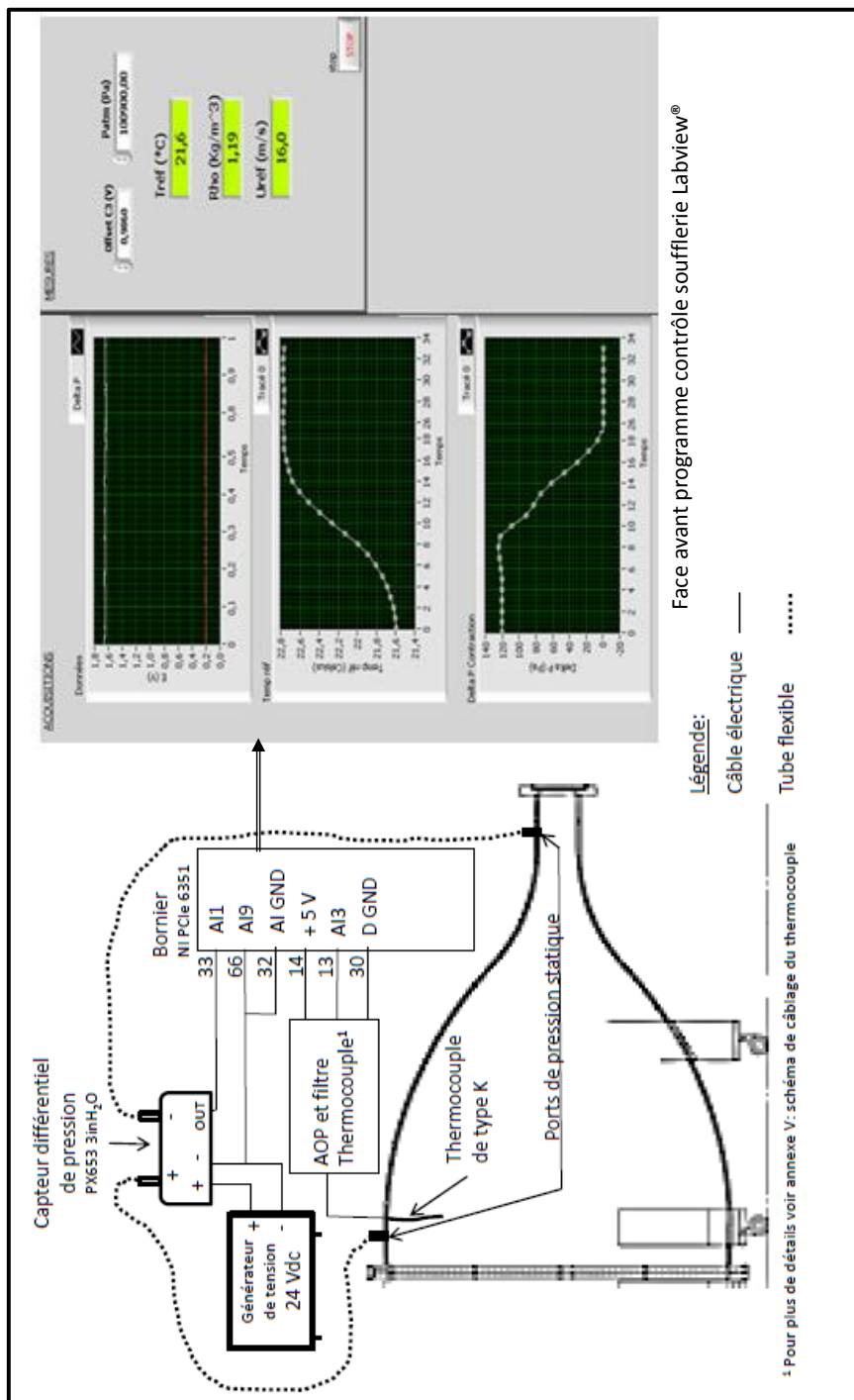


Figure-A I-7 Instrumentation du convergent et face avant du programme Labview nécessaires à la mesure  $U_{réf}$

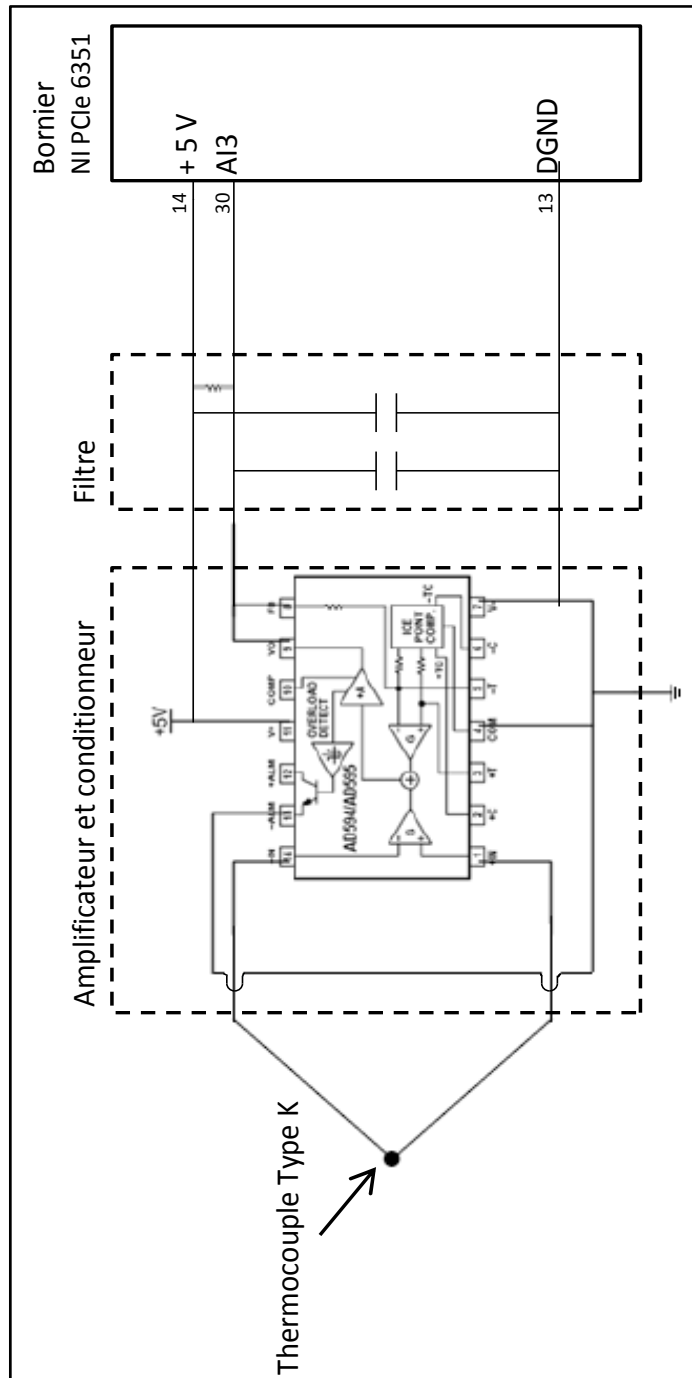


Figure-A I-8 Diagramme électrique de câblage  
du thermocouple  
et de son système de conditionnement

## **ANNEXE II**

### **INSTRUMENTATION DE LA SOUFFLERIE**

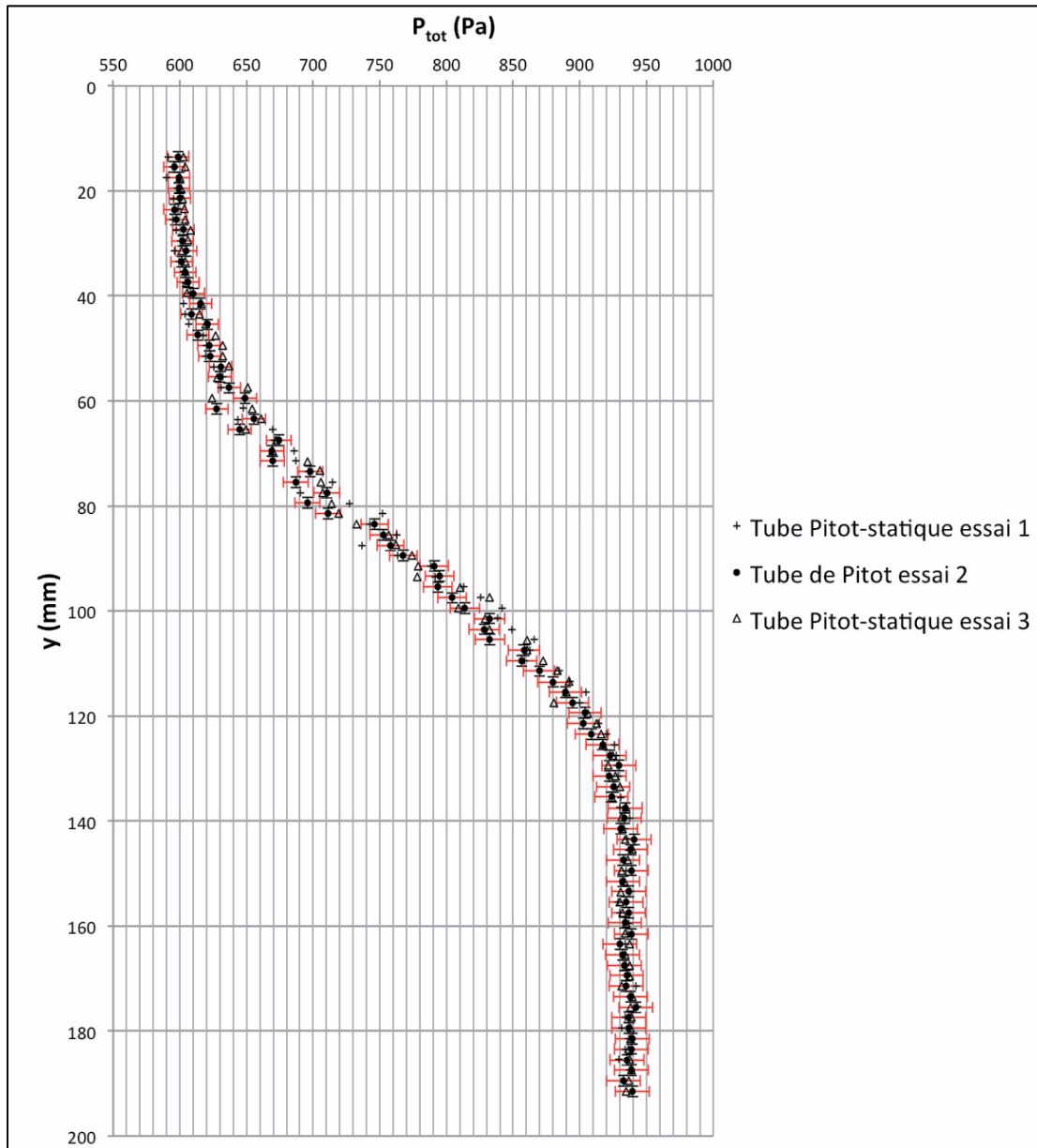


Figure-A II-1 Validation de la fabrication du tube de Pitot  
mesures effectuées en  $S_{18}$  pour  $z=0$ mm tel que  $U_{réf}=30$ m.s<sup>-1</sup>

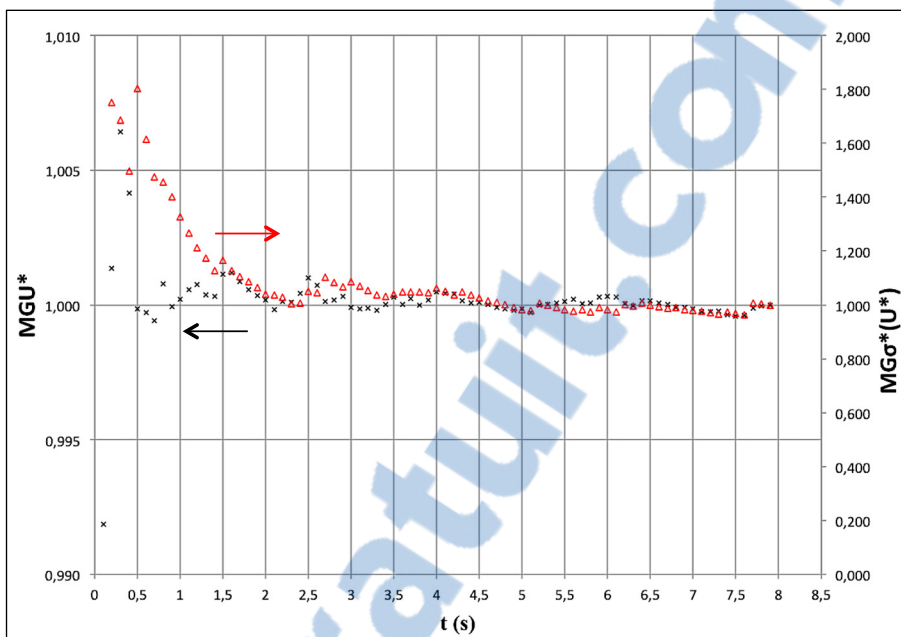


Figure-A II-2 Détermination de  $T_{acq}$  pour la mesure de  $U^*$   
mesures effectuées en  $S_6$  pour  $z=0\text{mm}$  tel que  $U_{réf}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

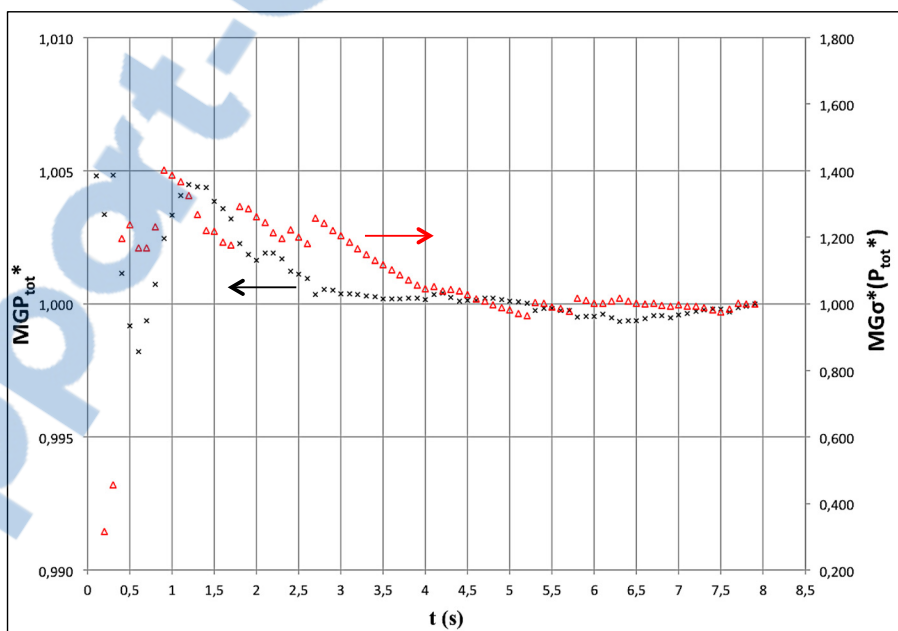


Figure-A II-3 Détermination de  $T_{acq}$  pour la mesure de  $P_{tot}^*$   
mesures effectuées en  $S_6$  pour  $z=0\text{mm}$  tel que  $U_{réf}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

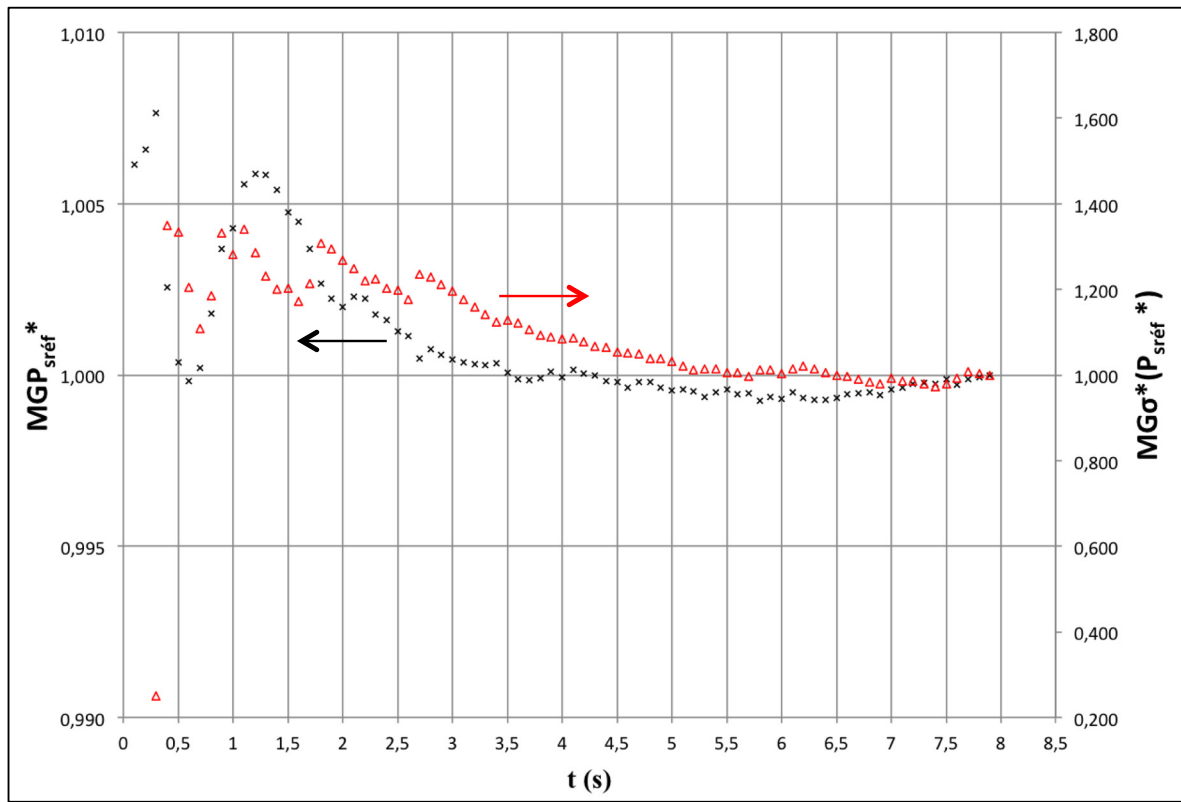
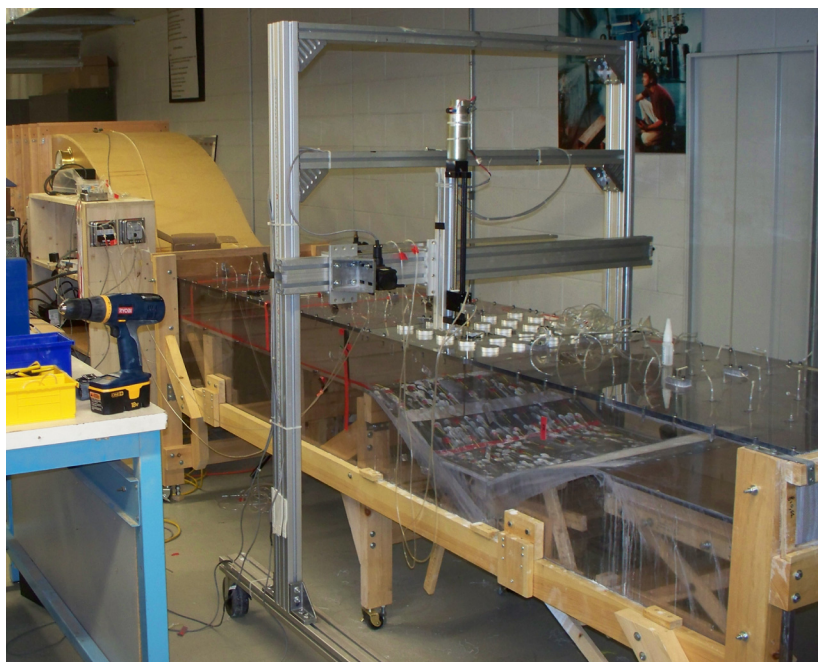


Figure-A II-4 Détermination de  $T_{acq}$  pour la mesure de  $P_{sréf}^*$  ( pour les mesures de  $C_p$ )  
 mesures effectuées en  $S_6$  pour  $z=0\text{mm}$  tel que  $U_{réf}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$



(a)!



(b)!

Figure-A II-5 Photographies du canal d'essai :

(a) avant instrumentations (photographie prise en Juin 2011)

(b) après instrumentations (photographie prise en Avril 2012)

## **ANNEXE III**

### **ERREURS DE MESURES**



Tableau-A III-1 Détermination de  $B_{Cp}$  en fonction de  $P_s(x)-P_{sréf}$  (Pa) pour  $U_{réf}=30m.s^{-1}$ 

$P_s(x)-P_{sréf}$ (Pa)	$C_7$ (Pa <sup>-1</sup> )	$C_8$ (Pa <sup>-1</sup> )	$\pm\Delta(\Delta P_{12c})$ (Pa)	$\pm\Delta(P_s(x)-P_{sréf})$ (Pa)	$B_{Cp}$ (%)
0	2,02E-03	0,00	1,09	1,085121	0,22
10	2,02E-03	5,21E-05	1,09	1,110121	0,22
20	2,02E-03	1,04E-04	1,09	1,135121	0,23
30	2,02E-03	1,56E-04	1,09	1,160121	0,23
40	2,02E-03	2,08E-04	1,09	1,185121	0,24
50	2,02E-03	2,60E-04	1,09	1,210121	0,25
60	2,02E-03	3,12E-04	1,09	1,235121	0,25
70	2,02E-03	3,65E-04	1,09	1,260121	0,26
80	2,02E-03	4,17E-04	1,09	1,285121	0,26
90	2,02E-03	4,69E-04	1,09	1,310121	0,27
100	2,02E-03	5,21E-04	1,09	1,335121	0,27
110	2,02E-03	5,73E-04	1,09	1,360121	0,28
120	2,02E-03	6,25E-04	1,09	1,385121	0,29
130	2,02E-03	6,77E-04	1,09	1,410121	0,29
140	2,02E-03	7,29E-04	1,09	1,435121	0,30
150	2,02E-03	7,81E-04	1,09	1,460121	0,31
160	2,02E-03	8,33E-04	1,09	1,485121	0,31
170	2,02E-03	8,85E-04	1,09	1,510121	0,32
180	2,02E-03	9,37E-04	1,09	1,535121	0,33
190	2,02E-03	9,90E-04	1,09	1,560121	0,33
200	2,02E-03	1,04E-03	1,09	1,585121	0,34
210	2,02E-03	1,09E-03	1,09	1,610121	0,35
220	2,02E-03	1,15E-03	1,09	1,635121	0,35
230	2,02E-03	1,20E-03	1,09	1,660121	0,36
240	2,02E-03	1,25E-03	1,09	1,685121	0,37
250	2,02E-03	1,30E-03	1,09	1,710121	0,37



**ANNEXE IV**

**MESURES PRÉLIMINAIRES**

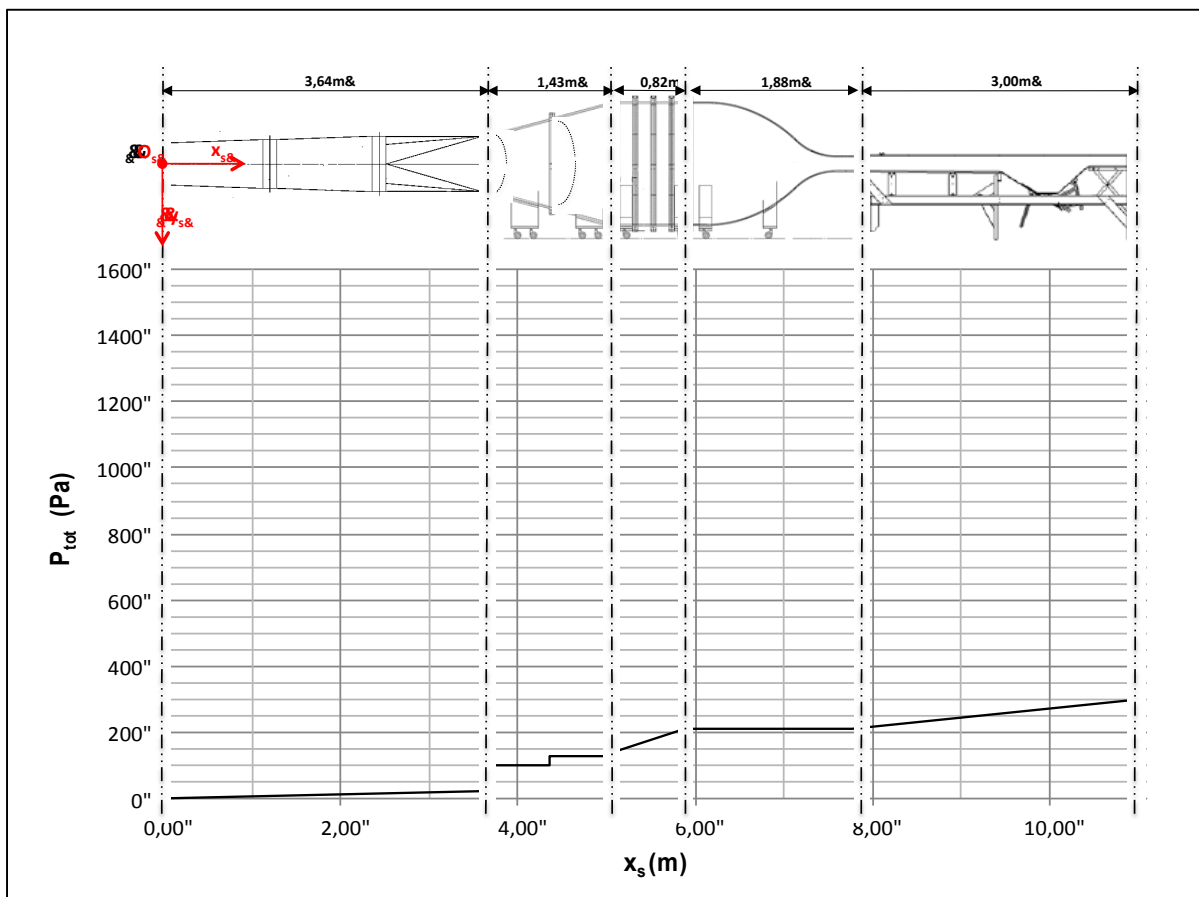


Figure-A IV-1 Influence des différents composants sur l'évolution de  $P_{tot}$  le long de la soufflerie pour  $U_{réf}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

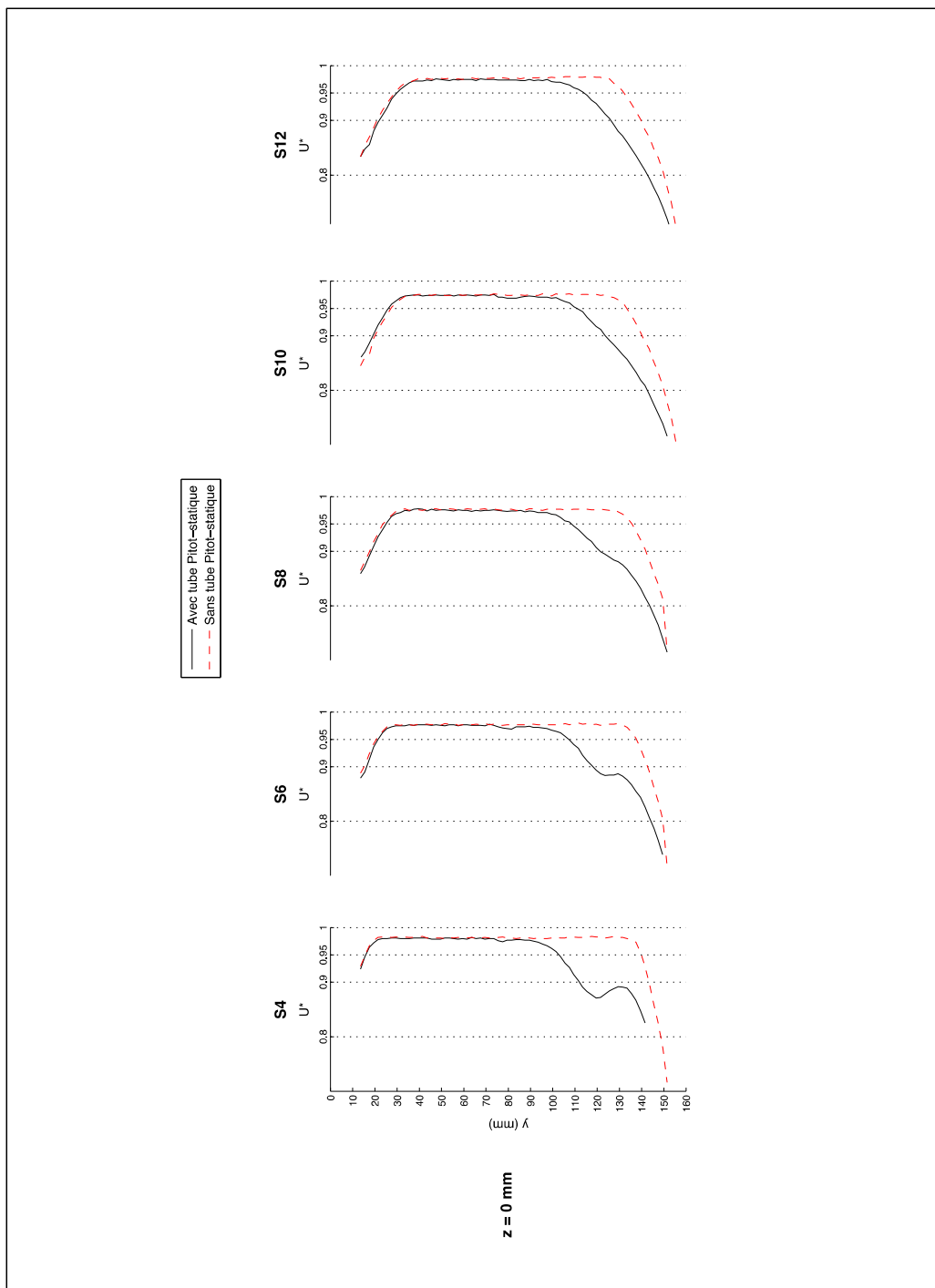


Figure-A IV-2 Influence longitudinale du tube de Pitot statique placé sur la plaque inférieure en  $S_{réf}$  ( $y=75\text{mm}$ ) sur  $U^*=f(y)$  pour  $U_{réf}=30\text{m.s}^{-1}$

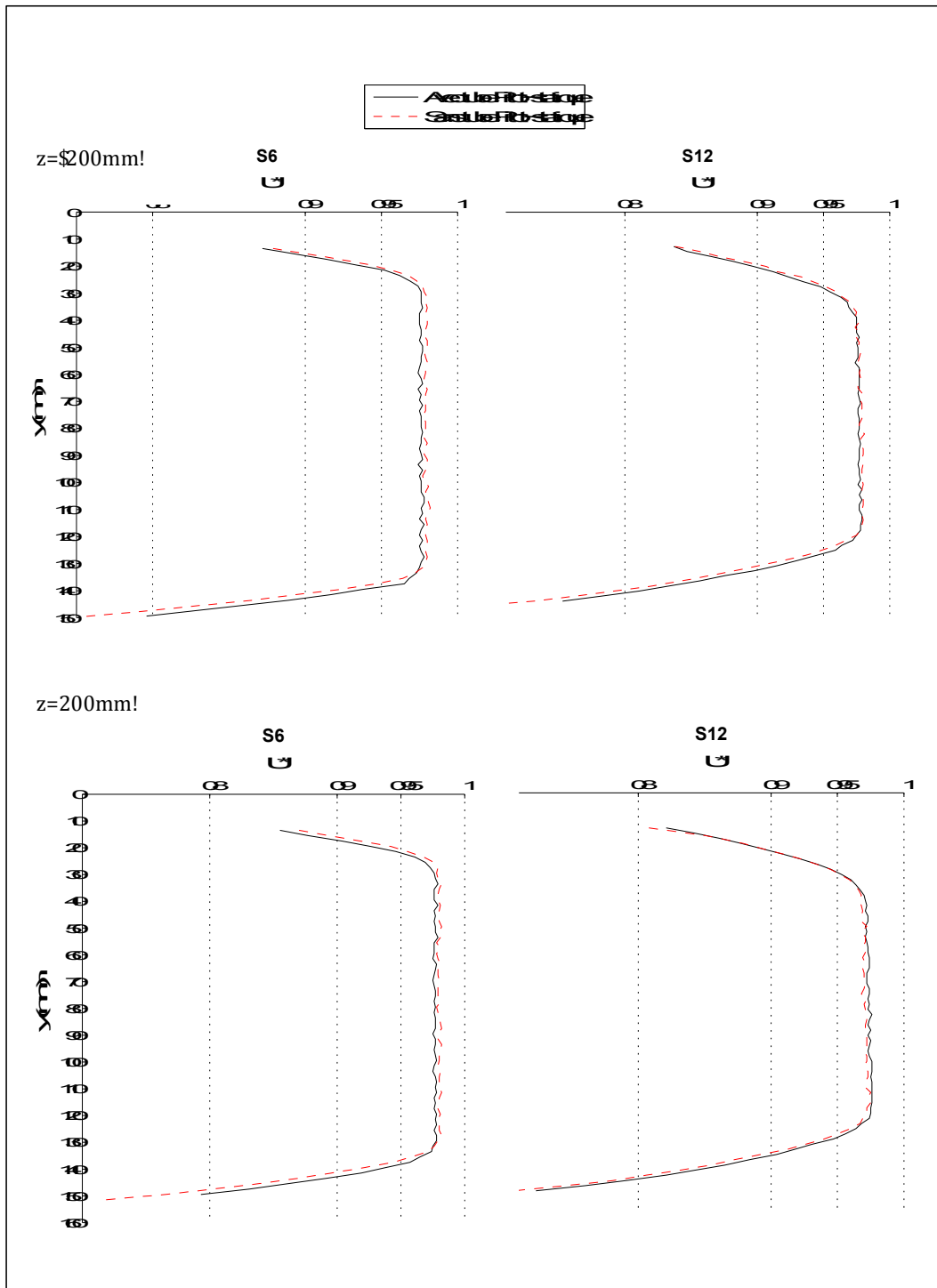


Figure-A IV-3 Influence longitudinale du tube de Pitot statique placé sur la plaque inférieure en  $S_{\text{réf}}$  ( $y=75\text{mm}$ ) sur  $U^*=f(y)$  pour  $z=-200, 200\text{mm}$  en  $S_6$  et  $S_{12}$  pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

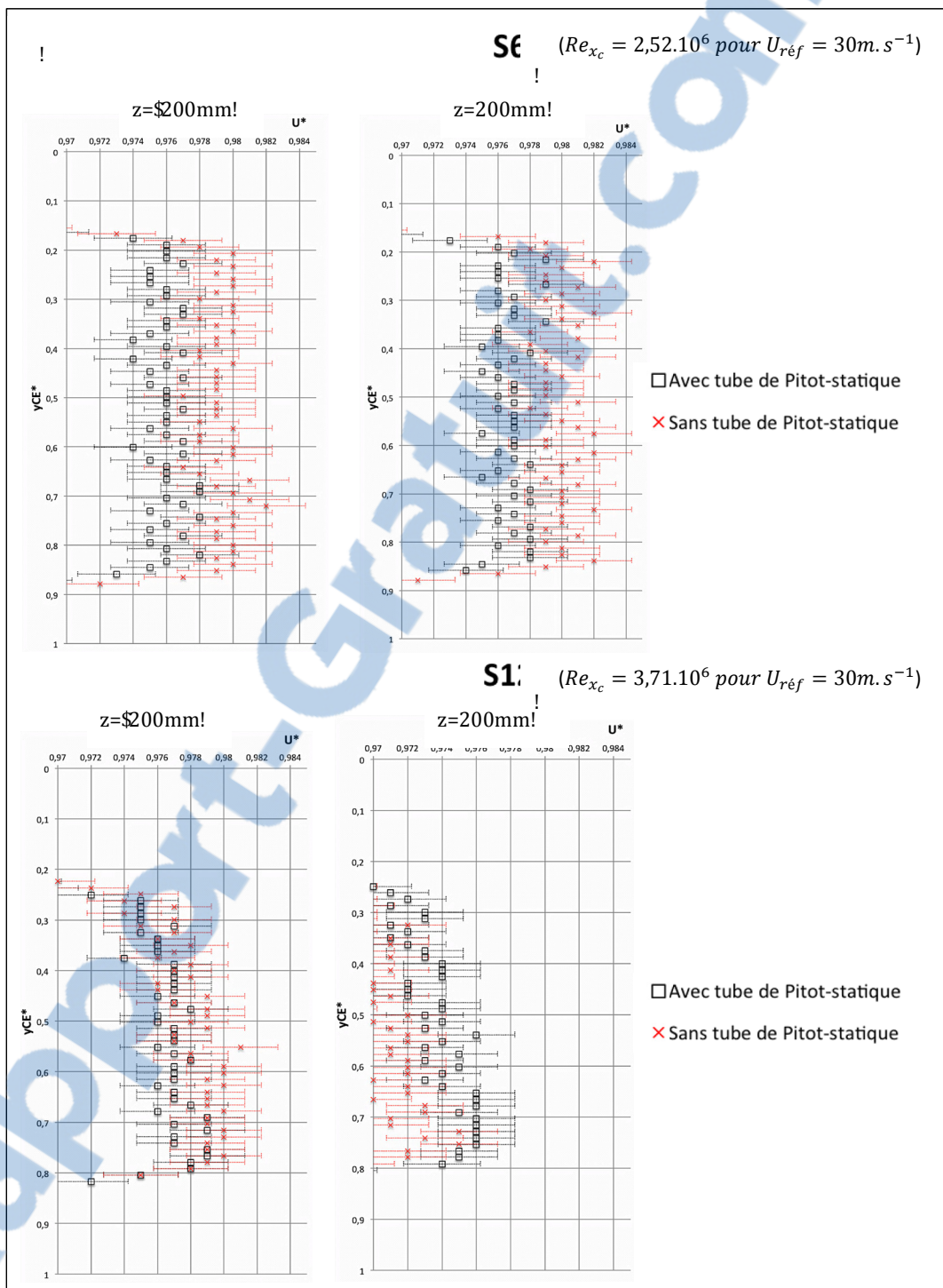


Figure-A IV-4 Influence longitudinale du tube de Pitot statique placé sur la plaque inférieure en  $S_{réf}$  ( $y=75mm$ ) sur l'écoulement potentiel de  $U^*=f(y)$  pour  $z=-200, 200mm$  en  $S_6$  et  $S_{12}$  pour  $U_{réf}=30m.s^{-1}$

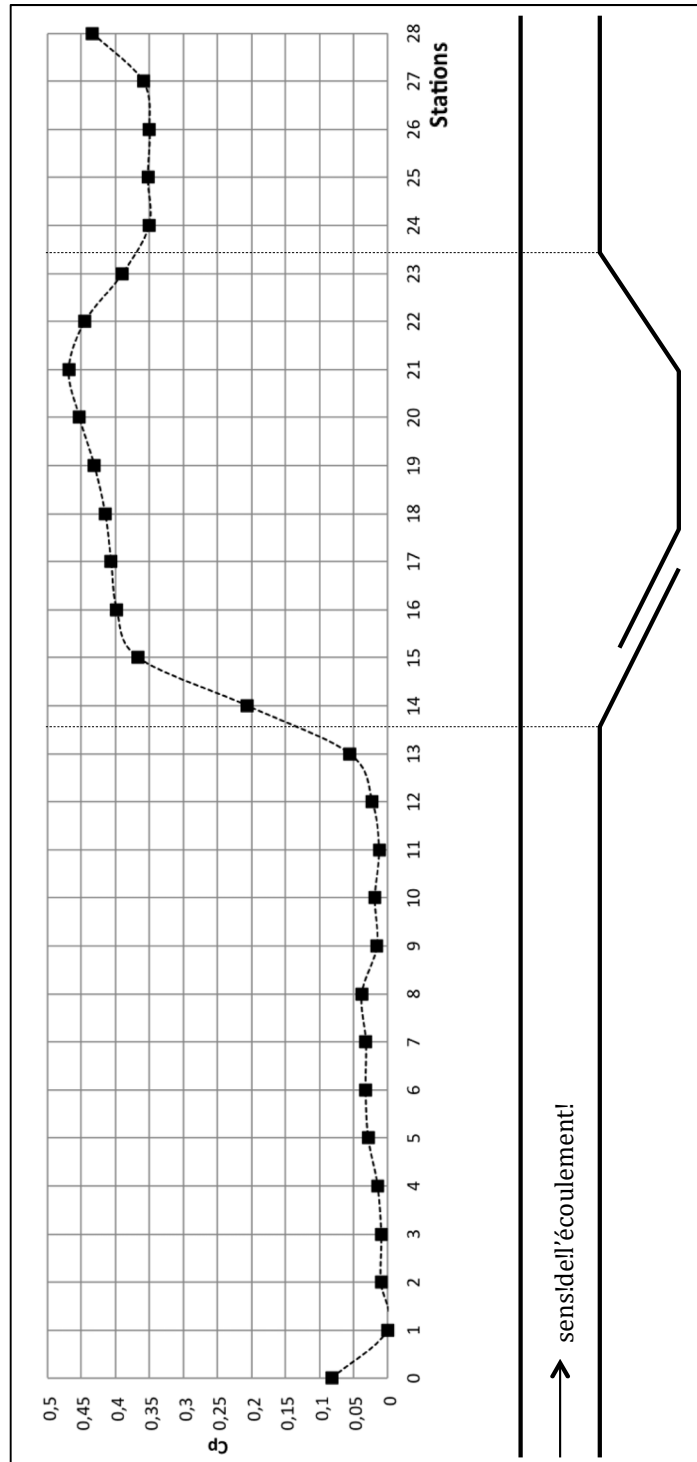


Figure-A IV-5 Évolution du coefficient  $C_p$  le long du canal d'essai pour  $z=0\text{mm}$  et  $U_{\text{réf}}=30\text{m.s}^{-1}$



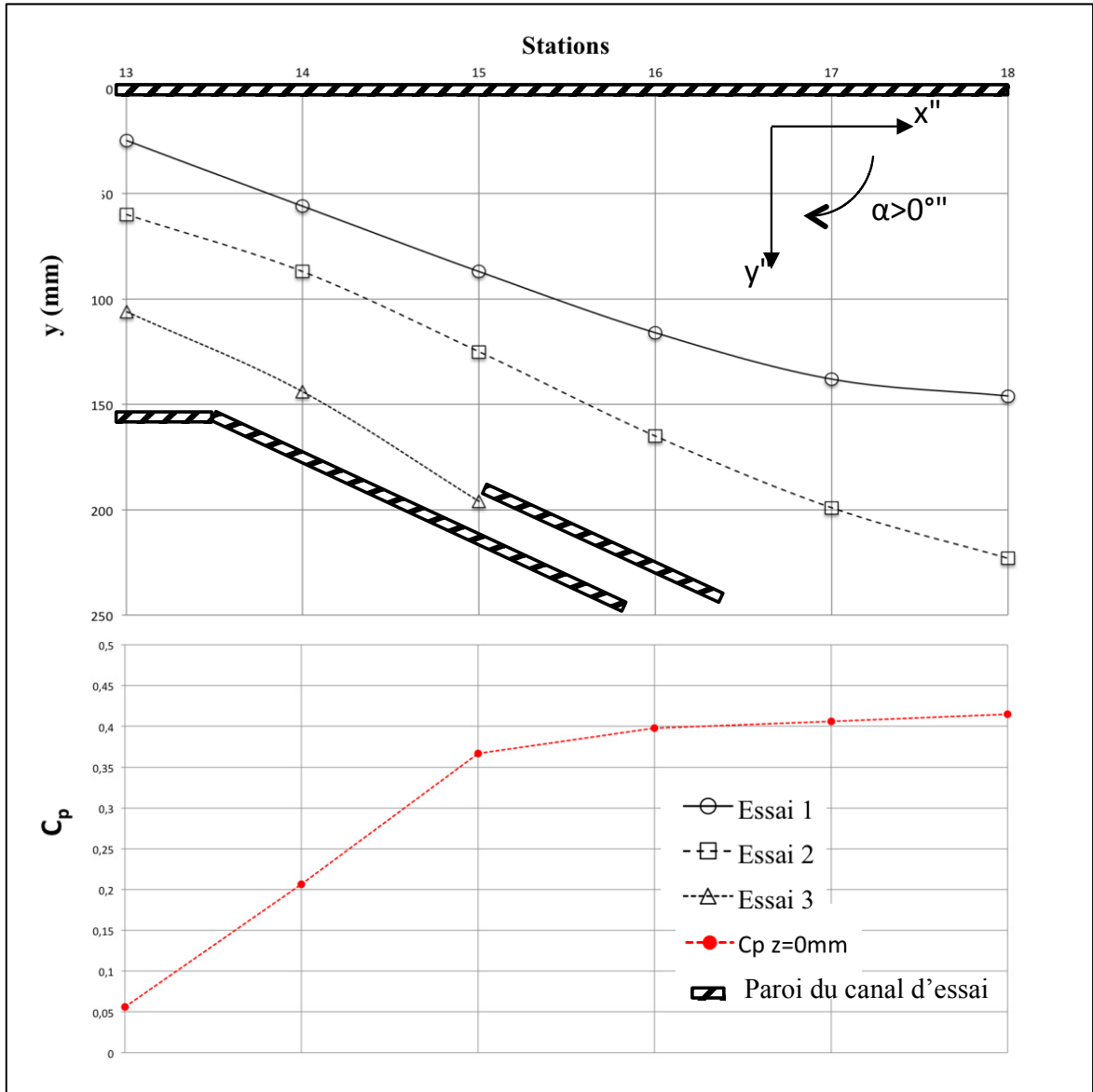


Figure-A IV-6 Visualisation des lignes de courant, par la méthode du long brin de laine, le long du divergent du berceau, pour  $z=0\text{mm}$  et  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  (essais 1, 2 et 3) comparaison avec l'évolution de  $C_p$

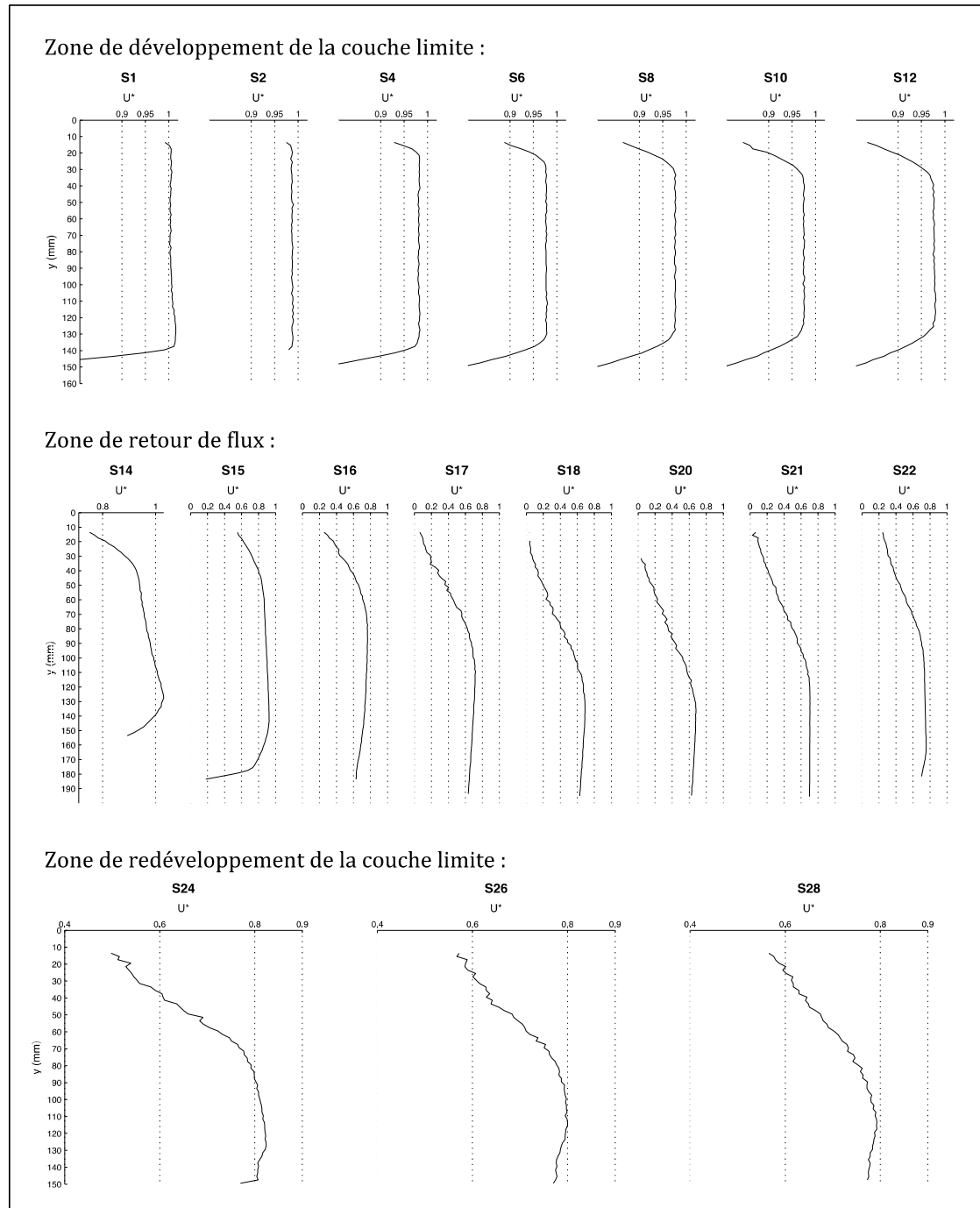


Figure-A IV-7 Évolution de  $U^*=f(y)$  en  $z=0\text{mm}$  le long du canal d'essai  
pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

v

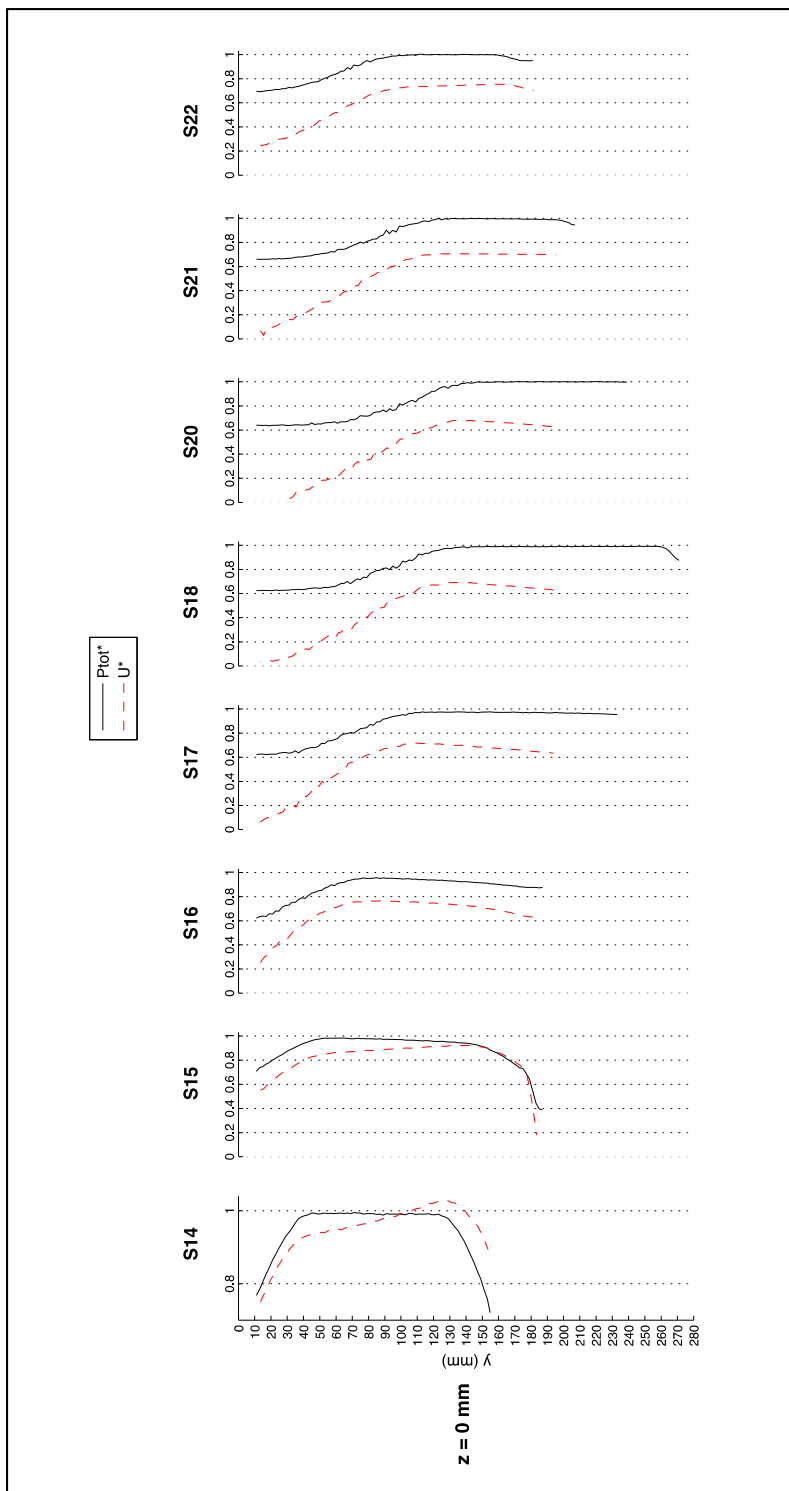


Figure-A IV-8 Évolution de  $P_{tot}^* = f(y)$  en  $z = 0$  mm le long du berceau pour  $U_{réf} = 30 \text{ m.s}^{-1}$  comparaison avec  $U^* = f(y)$

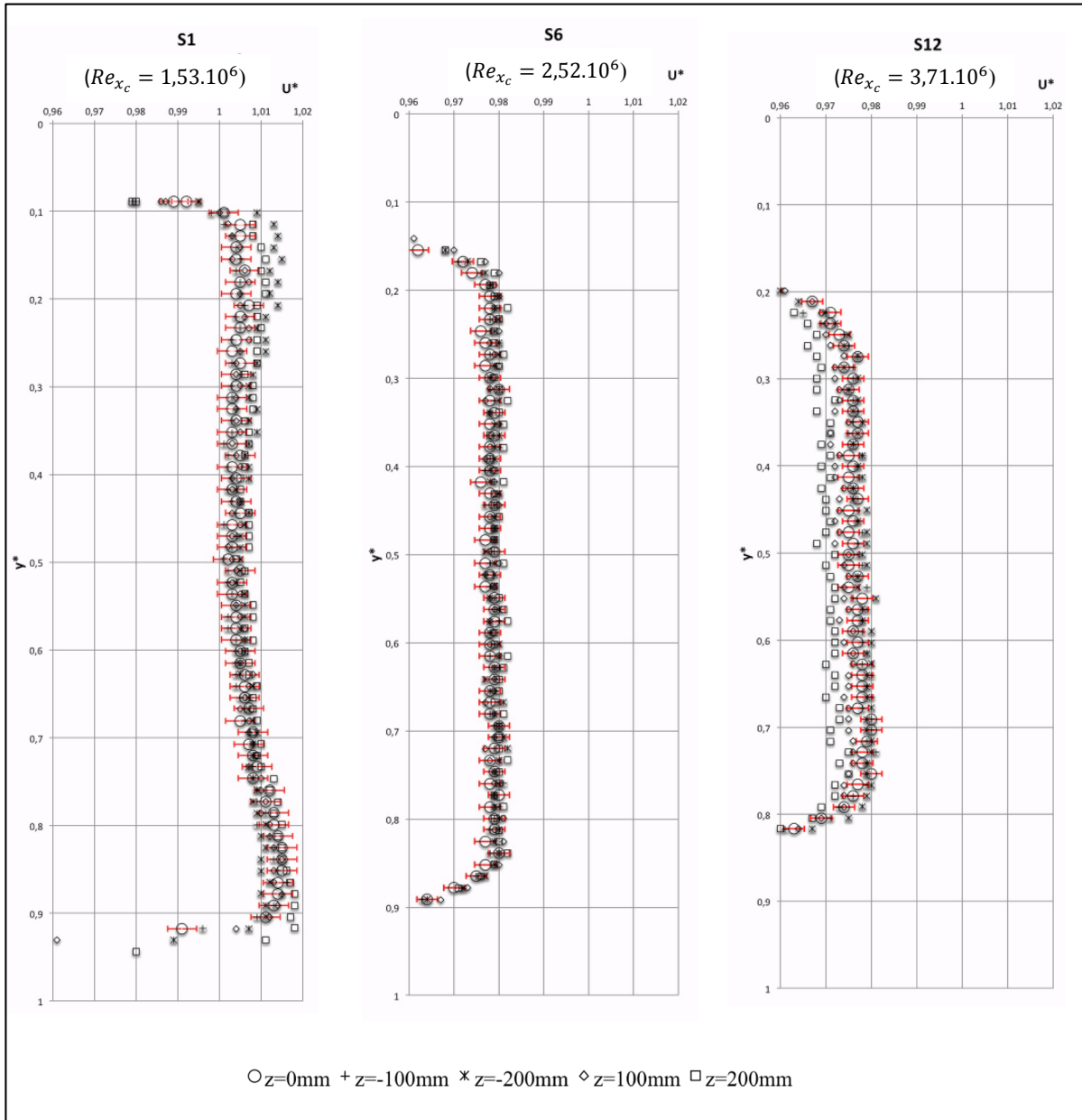


Figure-A IV-9 Superposition des profils de  $U^*=f(y)$  en  $z=-200,-100,0,100$  et  $200\text{mm}$  pour  $S_1, S_6$  et  $S_{12}$  tel que  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

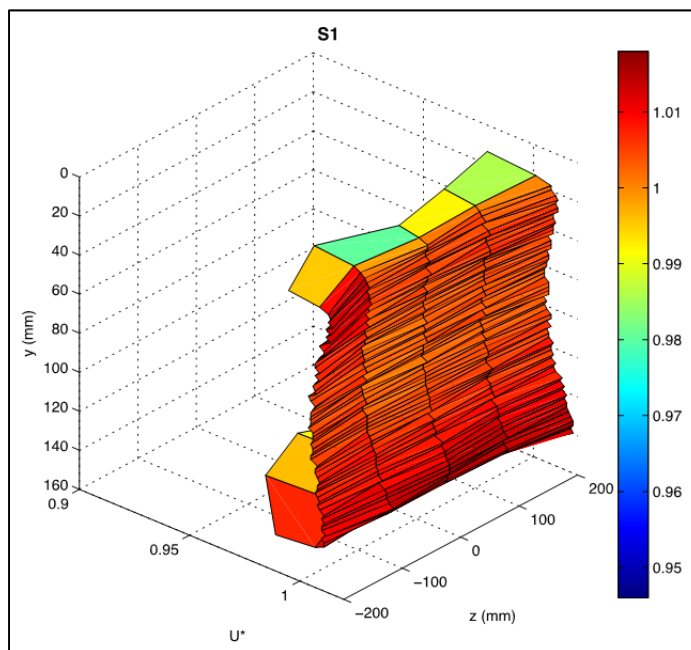


Figure-A IV-10 Profil 3D de  $U^*=f(y)$  en  $S_1$   
pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m.s}^{-1}$

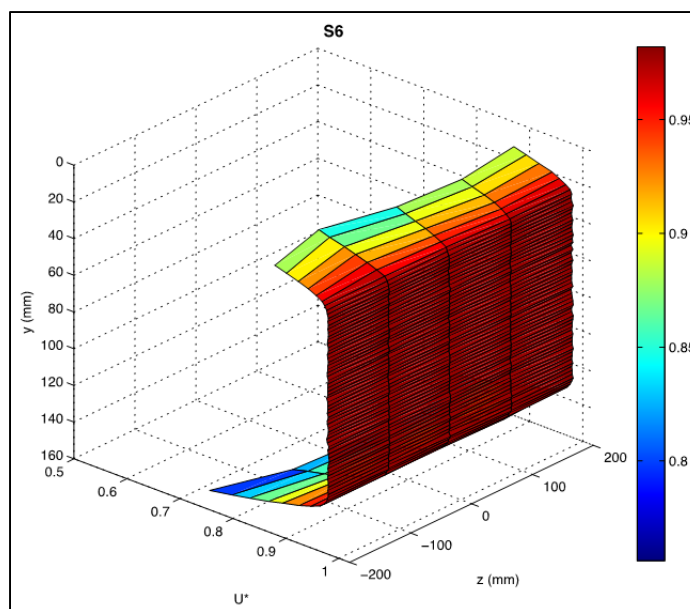


Figure-A IV-11 Profil 3D de  $U^*=f(y)$  en  $S_6$   
pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m.s}^{-1}$

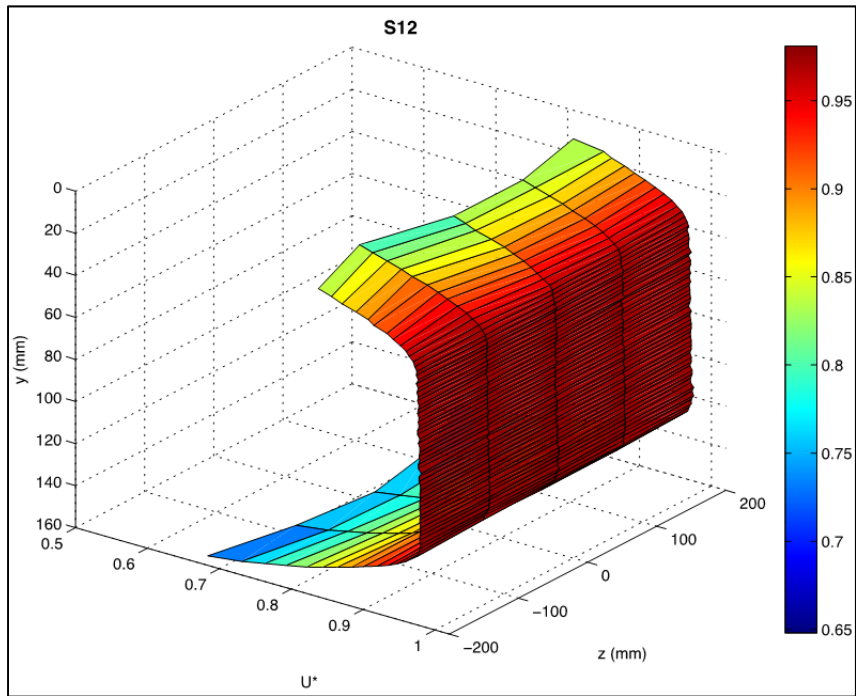


Figure-A IV-12 Profil 3D de  $U^*=f(y)$  en  $S_{12}$   
pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

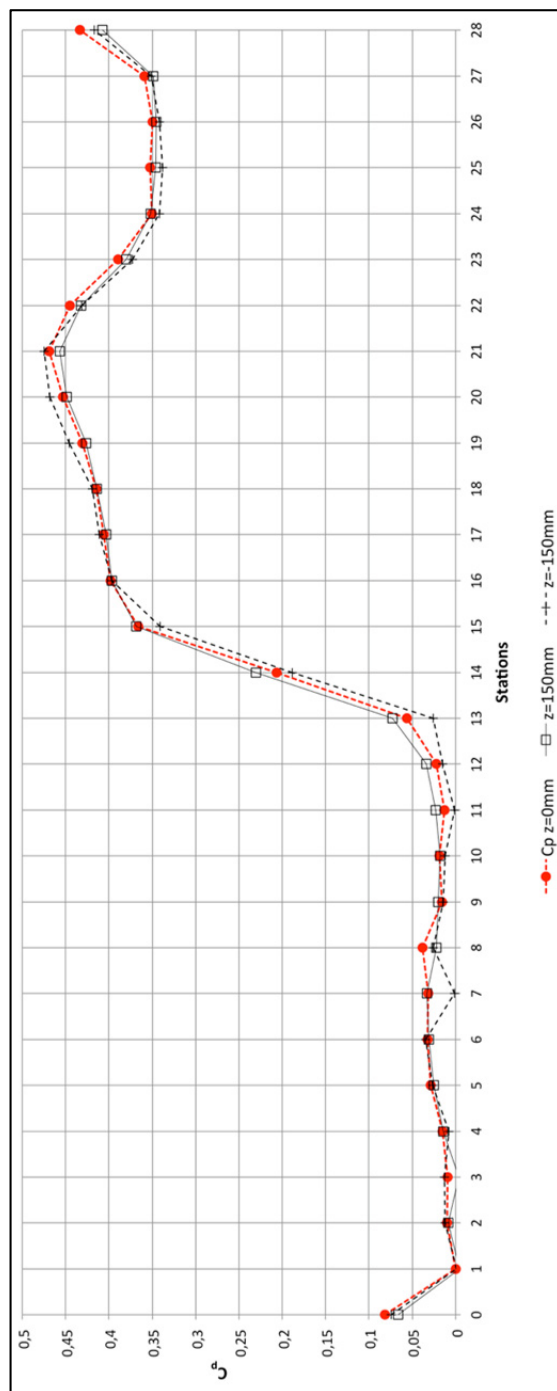


Figure-A IV-13 Superposition de l'évolution de  $C_p$  le long du canal d'essai pour  $z=-150, 0, \text{ et } 150\text{mm}$  et  $U_{\text{réf}}=30\text{m.s}^{-1}$

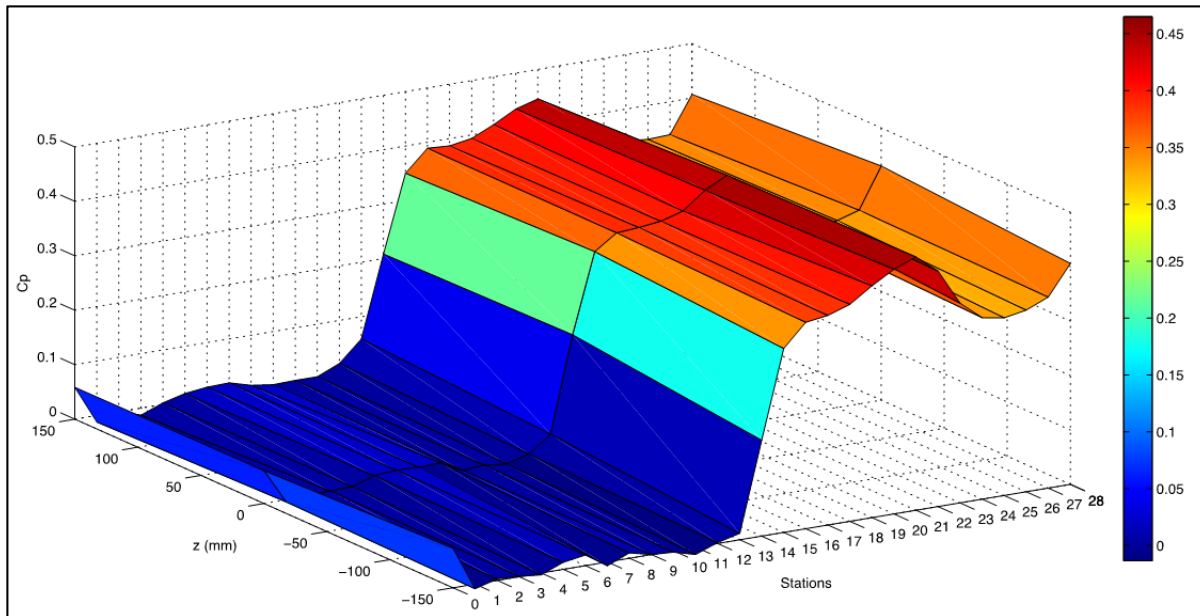


Figure-A IV-14 Profil 3D de  $C_p$   
le long du canal d'essai pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , vue amont

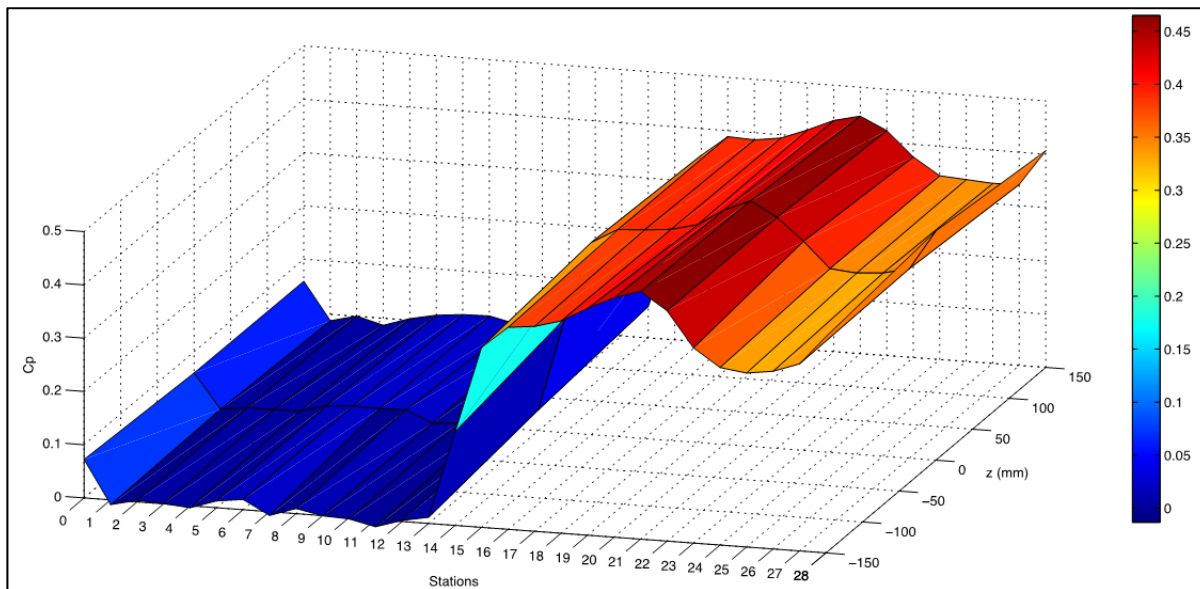


Figure-A IV-15 Profil 3D de  $C_p$   
le long du canal d'essai pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , vue aval



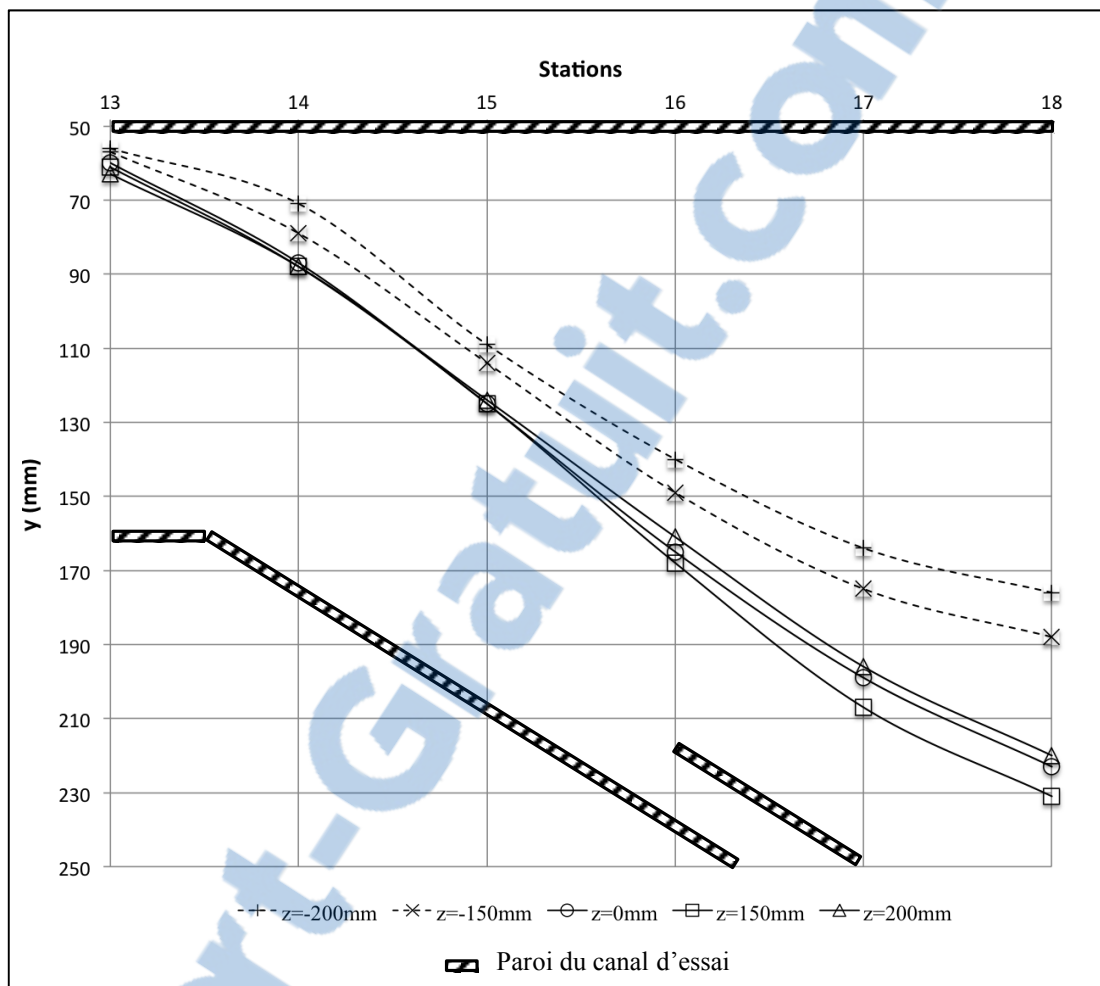


Figure-A IV-16 Superposition des visualisations des lignes de courant, par la méthode du long brin de laine, le long du divergent du berceau, pour  $z=-200$ ,  $-150$ ,  $0$ ,  $150$  et  $200$ mm, à  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  (essai 2)

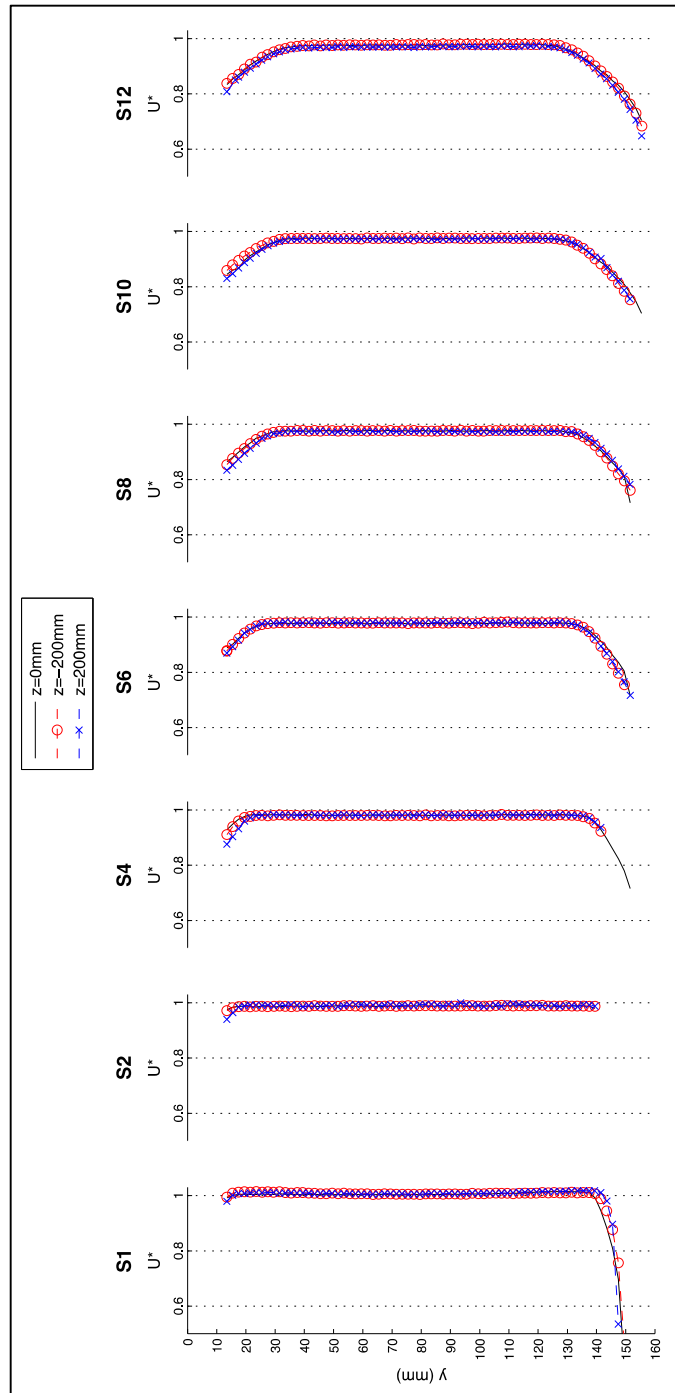


Figure-A IV-17 Superposition de l'évolution de  $U^* = f(y)$  pour  $z = -200, 0, 200$  mm le long de la zone de développement de la couche limite pour  $U_{\text{ref}} = 30 \text{ m.s}^{-1}$

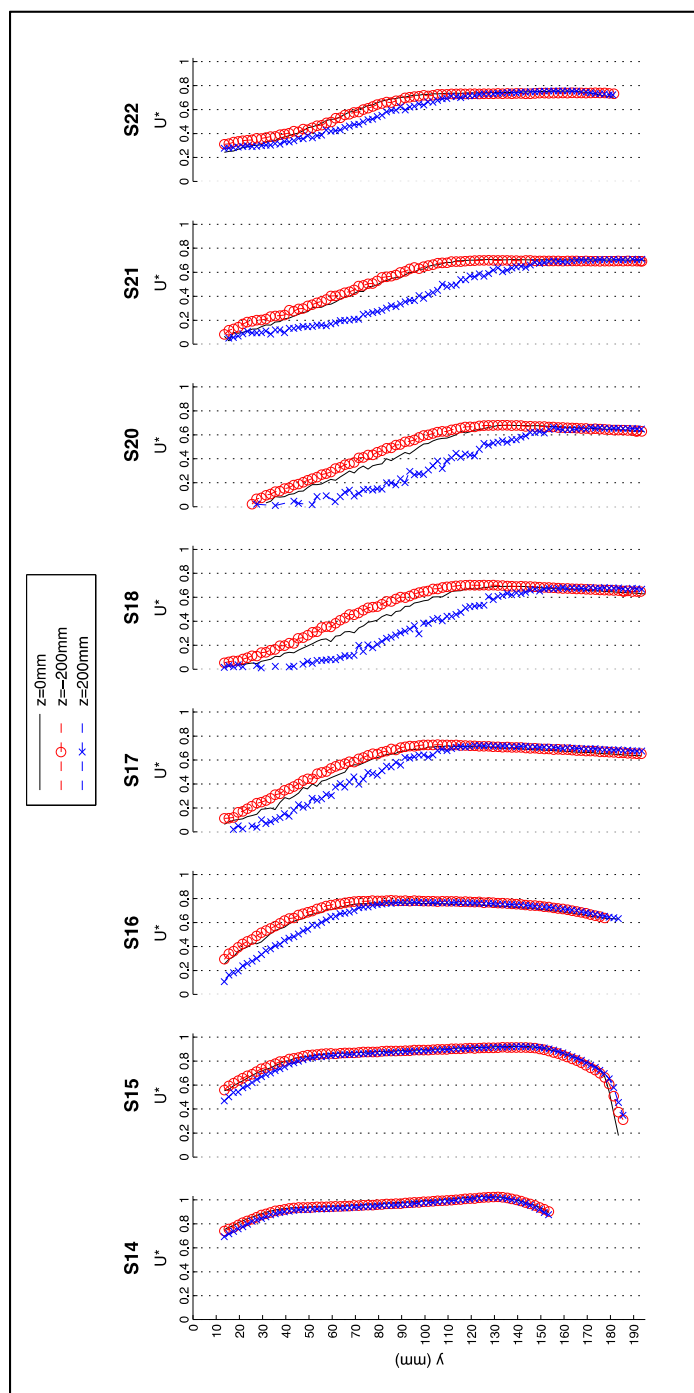


Figure-A IV-18 Superposition de l'évolution de  $U^*=f(y)$  pour  $z=-200, 0, 200\text{mm}$  le long du berceau pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$

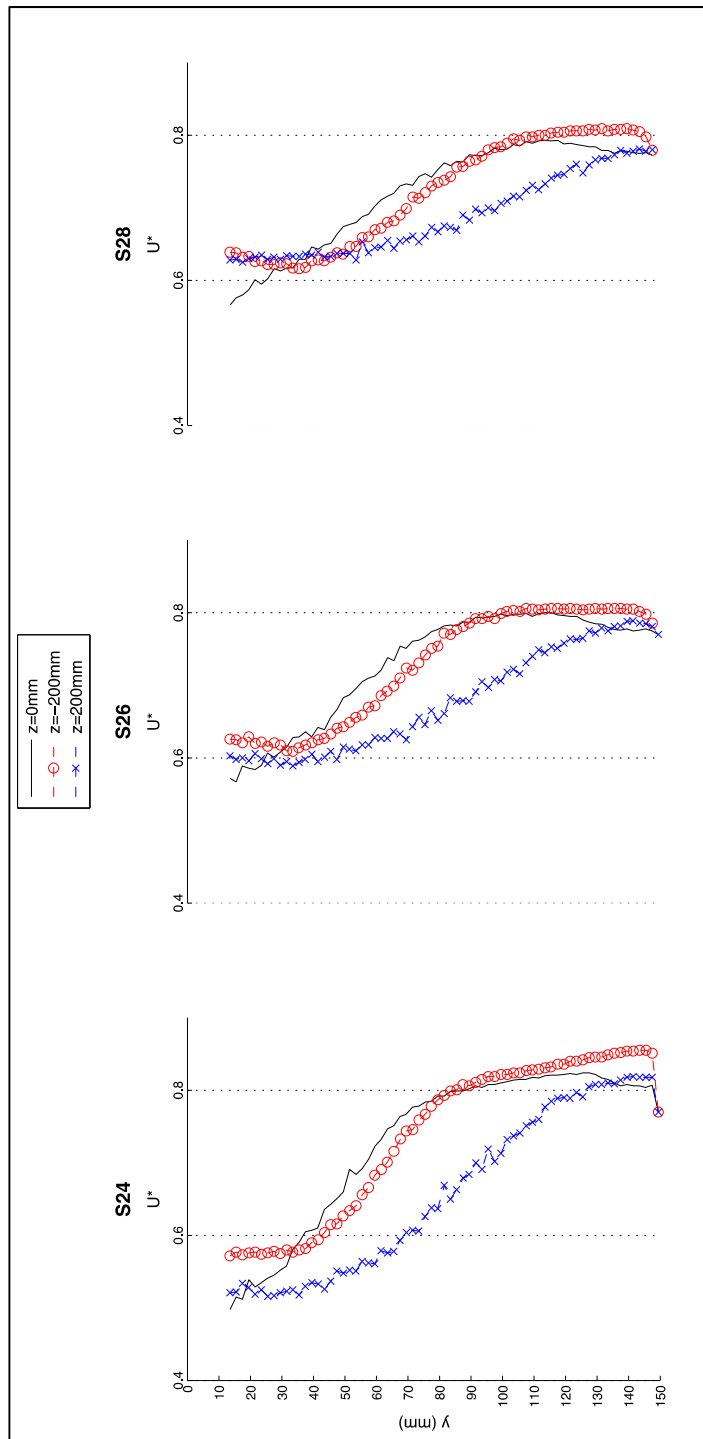


Figure-A IV-19 Superposition de l'évolution de  $U^*=f(y)$  pour  $z=-200, 0, 200$ mm le long de la zone de redéveloppement pour  $U_{\text{réf}}=30\text{m.s}^{-1}$

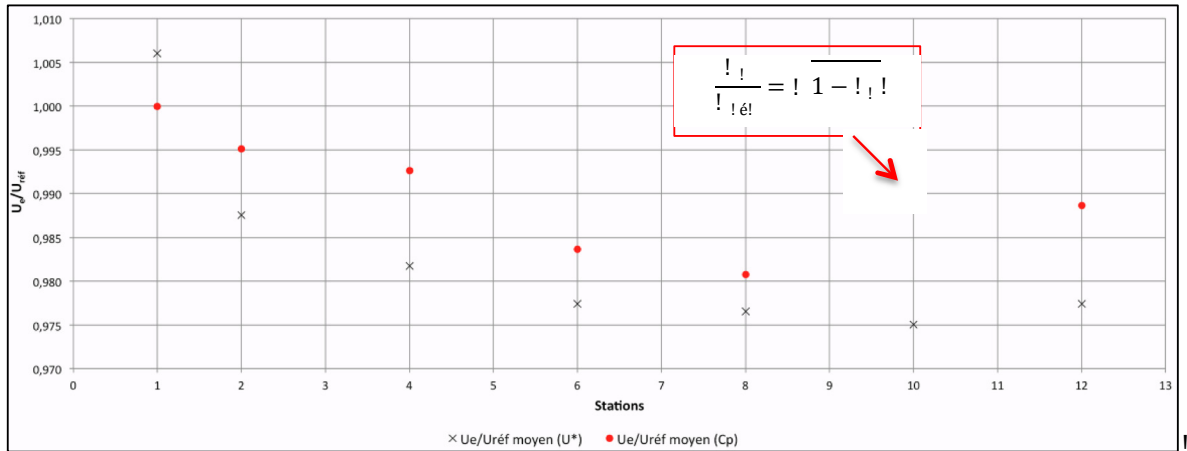


Figure-A IV-20 Comparaison entre l'évolution de  $U_e/U_{ref}$  moyen obtenue par l'intermédiaire des mesures de  $U^*=f(y)$  et des mesures de  $C_p$  (en s'appuyant sur l'équation (6.2)) dans la zone de développement, pour  $z=0\text{mm}$  et  $U_{ref} = 30\text{m.s}^{-1}$



## **ANNEXE V**

### **VISUALISATION DE L'ÉCOULEMENT**

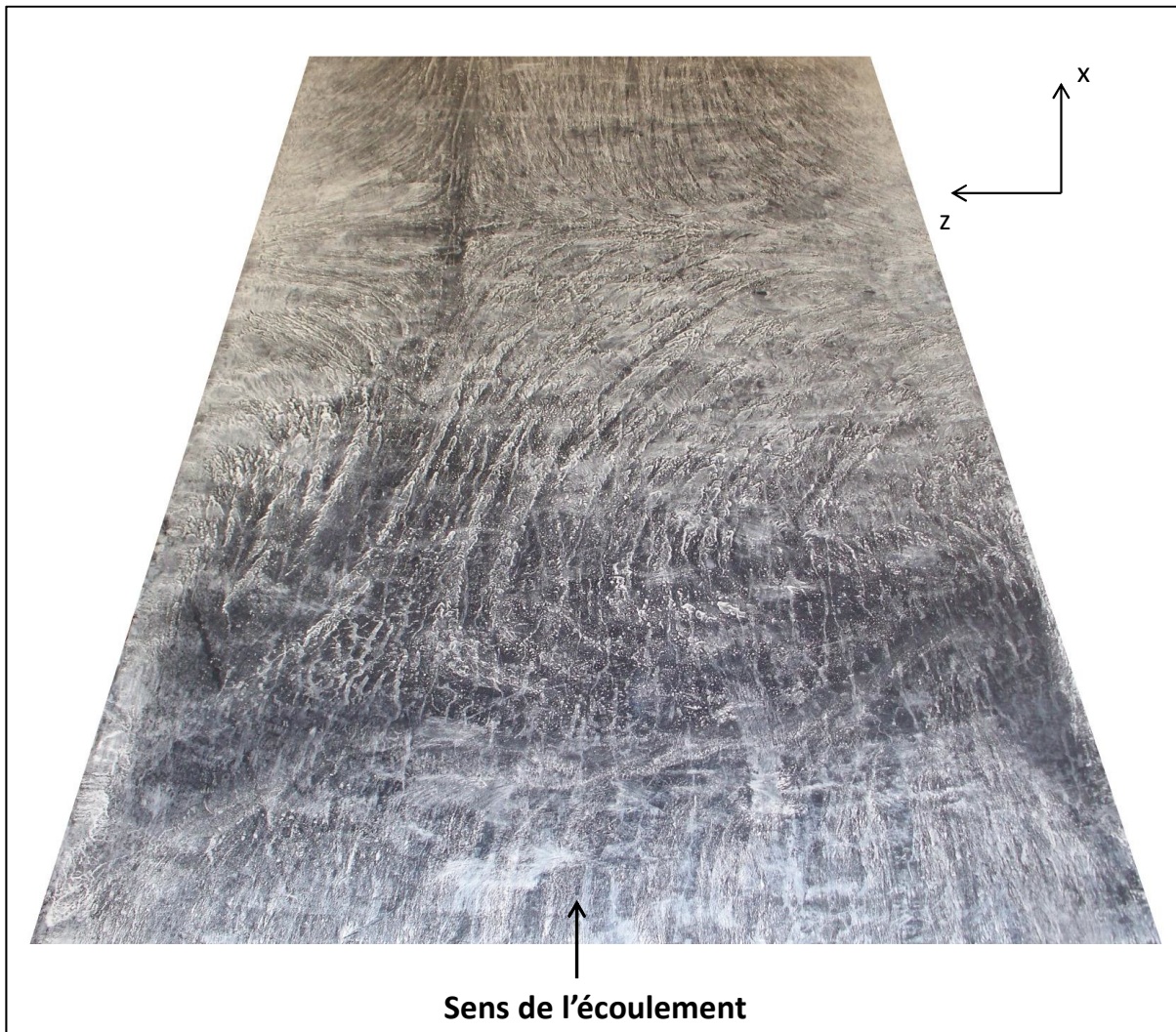


Figure-A V-1 Photographie de la visualisation par film d'huile de l'écoulement pariétal sur la surface d'essai de notre berceau (surface supérieure) pour  $U_{\text{réf}} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ . Les dimensions réelles de la plaque sont 60x150cm.



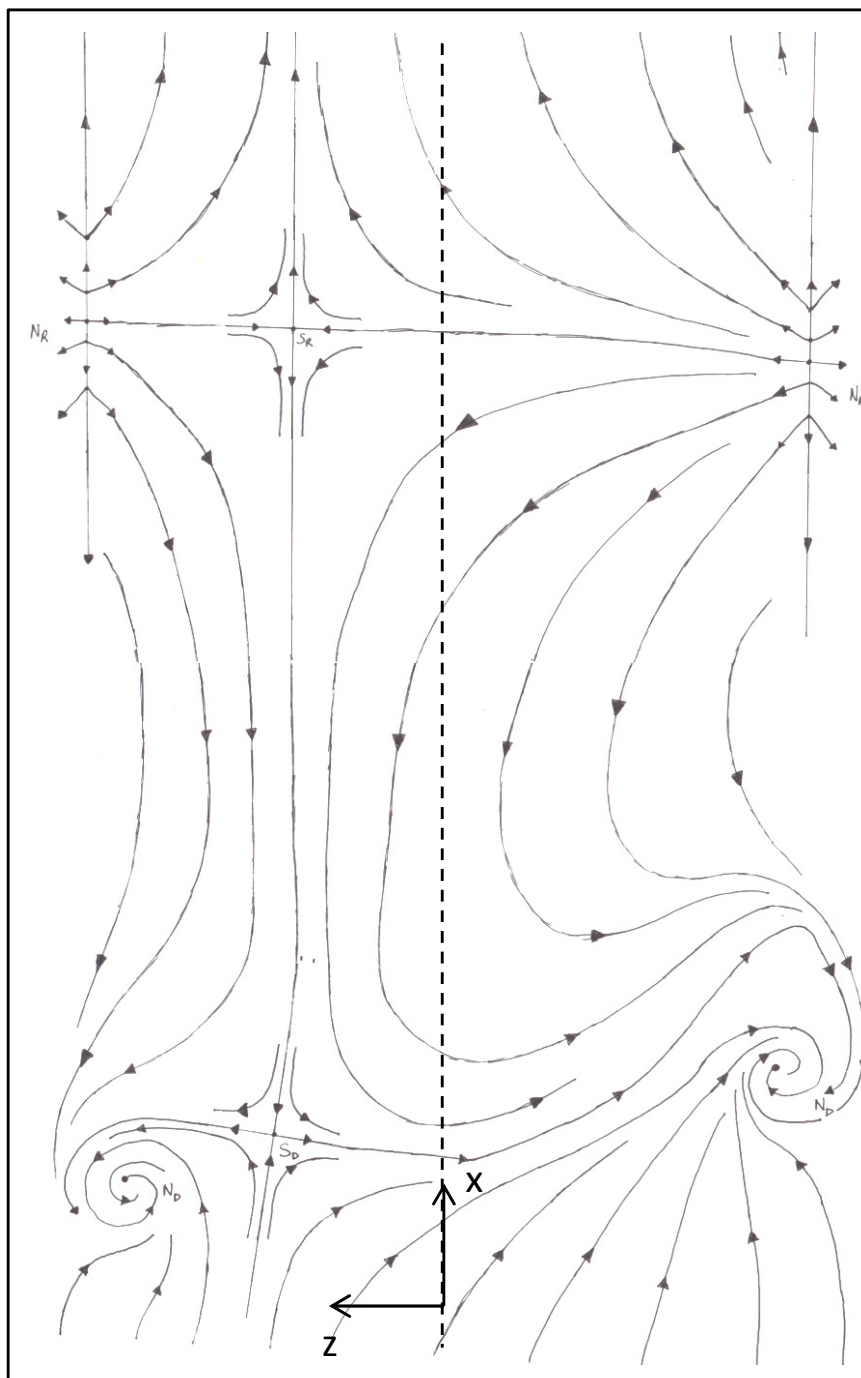


Figure-A V-2 Topologie obtenue d'après les visualisation par film d'huile de l'écoulement pariétal sur la surface d'essai de notre berceau (surface supérieure) pour  $U_{\text{réf}} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ . ( $S_D$ ) : col de décollement, ( $N_D$ ) : focus de décollement, ( $N_R$ ) : nœud de recollement, ( $S_R$ ) : col de recollement.



## BIBLIOGRAPHIE

- Alving, A.E., et HH Fernholz. 1995. « Mean velocity scaling in and around a mild, turbulent separation bubble ». *Physics of Fluids*, vol. 7, p. 1956.
- Angele, KP, et B. Muhammad-Klingmann. 2006. « PIV measurements in a weakly separating and reattaching turbulent boundary layer ». *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, vol. 25, n° 2, p. 204-222.
- Barlow, et al. . 1999. « Low-speed wind tunnel testing ».
- Bell, J., et R. Mehta. 1989. « Design and calibration of the mixing layer and wind tunnel ».
- Blair, MF, DA Bailey et RH Schlinker. 1981. « Development of a large-scale wind tunnel for the simulation of turbomachinery airfoil boundary layers ». In.
- Bradshaw, P. 1971. *An introduction to turbulence and its measurement*, 54. Pergamon Press Oxford, UK.
- Bradshaw, P., et RC Pankhurst. 1964. « The design of low-speed wind tunnels ». *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 5, p. 1-69.
- Braslow, A. L., et E. C. Knox. 1958. « Simplified method for determination of critical height of distributed roughness particles for boundary-layer transition at mach numbers from 0 to 5 ». n° 4363, p. 18.
- Brederode, et Bradshaw. 1972. *Three-dimensional flow in nominally two-dimensional separation bubbles* London: Imperial college of science and technology, 50 p.
- CENGEL, C. 2005. « Fluid mechanics: fundamentals and applications with olc, engineering subscription card and student dvd ». *Recherche*, vol. 67, p. 02.
- Coleman, H.W., et W.G. Steele. 2009. *Experimentation, validation, and uncertainty analysis for engineers*. Wiley.
- Hjarne, Johan, Jonas Larsson et Lennart Lafdahl. 2003. « Design of a modern test-facility for LPT/OGV flows ». In *2003 ASME Turbo Expo, June 16, 2003 - June 19, 2003*. (Atlanta, GA, United states) Vol. 6 A, p. 137-145. Coll. « American Society of Mechanical Engineers, International Gas Turbine Institute, Turbo Expo (Publication) IGTI »: American Society of Mechanical Engineers.

- Hunt, Abell, JA Peterka et H. Woo. 1978. « Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization ». *J. Fluid Mech*, vol. 86, n° part 1, p. 179-200.
- Idelchik, I.E., et E. Fried. 1986. « Handbook of hydraulic resistance ».
- Legendre, R. 1977. « Lignes de courant d'un écoulement permanent: décollement et separation ». *La Recherche Aérospatiale*, vol. 6, p. 327-335.
- Lighthill. 1963. « Laminar Boundary Layer ».
- Lindgren, B., et A.V. Johansson. 2002. « Design and evaluation of a low-speed wind-tunnel with expanding corners ». *Flow Facility Design and Experimental Studies of Wall-Bounded Turbulent Shear-Flows*, p. 63.
- Maciel, Y., K.S. Rossignol et J. Lemay. 2006. « A study of a turbulent boundary layer in stalled-airfoil-type flow conditions ». *Experiments in fluids*, vol. 41, n° 4, p. 573-590.
- Mehta, R. D. 1977. « The aerodynamic design of blower tunnels with wide-angle diffusers ». *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 18, n° Copyright 1978, IEE, p. 59-120.
- Mehta, R. D., et P. Bradshaw. 1979. « DESIGN RULES FOR SMALL LOW SPEED WIND TUNNELS ». *Aeronautical Journal*, vol. 83, n° Compendex, p. 443-449.
- Mehta, RD, et PH Hoffmann. 1987. « Boundary layer two-dimensionality in wind tunnels ». *Experiments in fluids*, vol. 5, n° 5, p. 358-358.
- Morel, T. 1975. « Comprehensive Design of Axisymmetric Wind Tunnel Contractions ». *Journal of Fluids Engineering*, vol. 97, n° 2, p. 225-233.
- Morel, T. 1977. « Design of two-dimensional wind tunnel contractions ». *American Society of Mechanical Engineers, Winter Annual Meeting*, p. 9.
- Na, Y., et P. Moin. 1998. « Direct numerical simulation of a separated turbulent boundary layer ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 374, n° 1, p. 379-405.
- Patrick, William P. 1987. *Flowfield Measurements in a Separated and Reattached Flat Plate Turbulent Boundary Layer*. 4052: NASA, 236 p.
- Perry, AE, et BD Fairlie. 1975a. « Critical points in flow patterns ». *Advances in Geophysics*, vol. 18, p. 299-315.
- Perry, AE, et BD Fairlie. 1975b. « A study of turbulent boundary-layer separation and reattachment ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 69, n° 04, p. 657-672.

- Rao, Dhanvadam, Kariya et Timmyt. 1987. « The design and preliminary calibration of a boundary-layer flow channel ».
- Ruderich, R., et HH Fernholz. 1986. « An experimental investigation of a turbulent shear flow with separation, reverse flow, and reattachment ». *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 163, n° 1, p. 283-322.
- Sargison, JE and Walker, GJ and Rossi, R. 2004. « Design and calibration of a wind tunnel with a two dimensional contraction ». *5th Australasian Fluid Mechanics Conference*.
- Simpson, R.L. 1989. « Turbulent boundary-layer separation ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 21, n° 1, p. 205-232.
- Simpson, RL. 1981. « Review, ÆÏA Review of Some Phenomena in Turbulent Flow Separation ». *Journal of Fluids Engineering*, vol. 103, p. 520.
- Song, S., et J.K. Eaton. 2004. « Flow structures of a separating, reattaching, and recovering boundary layer for a large range of Reynolds number ». *Experiments in fluids*, vol. 36, n° 4, p. 642-653.
- Tobak, M., et D.J. Peake. 1982. « Topology of three-dimensional separated flows ». *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 14, n° 1, p. 61-85.

