



HAL
open science

Instationnarité et dissymétrie d'un écoulement supersonique décollé dans une tuyère plane

Alexis Bourgoing

► **To cite this version:**

Alexis Bourgoing. Instationnarité et dissymétrie d'un écoulement supersonique décollé dans une tuyère plane. domain_other. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2002. Français. NNT: . tel-00003256v2

HAL Id: tel-00003256

<https://theses.hal.science/tel-00003256v2>

Submitted on 29 Aug 2003 (v2), last revised 16 Jan 2006 (v3)

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

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

THESE de DOCTORAT de L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité : MECANIQUE DES FLUIDES

Présentée par :

Alexis BOURGOING

Pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 6

INSTATIONNARITE ET DISSYMETRIE D'UN ECOULEMENT SUPERSONIQUE DECOLLE DANS UNE TUYERE PLANE

soutenue le 20 Juin 2002

Devant le jury composé de :

T. Alziary de Roquefort	<i>Rapporteur</i>
J. Détery	<i>Directeur de thèse</i>
J.-P. Dussauge	<i>Rapporteur</i>
G.A. Gerolymos	<i>Président du jury</i>
Ph. Reijasse	
P. Vuillermoz	
D. Zeitoun	

INSTATIONNARITE ET DISSYMETRIE D'UN ECOULEMENT SUPERSONIQUE DECOLLE DANS UNE TUYERE PLANE

Par

Alexis BOURGOING

Résumé :

Une campagne expérimentale, effectuée dans la soufflerie atmosphérique continue transsonique/supersonique S8Ch de l'Onera, a permis d'analyser en détail les aspects stationnaires et instationnaires des écoulements symétrique et dissymétrique produits par la surdétente d'une tuyère plane supersonique fonctionnant en régime surdétendu. Les fluctuations des structures de chocs ont été obtenues par un système de visualisation d'ombroscopie rapide : la Chronoloupe. A l'aide de l'analyse du champ aérodynamique tridimensionnel obtenu par des mesures effectuées au vélocimètre laser Doppler (LDV) et des visualisations des lignes de frottement pariétales, la topologie de l'écoulement comportant une structure de chocs dissymétrique a été reconstituée. L'analyse des deux zones décollées produites par les interactions onde de choc/couche limite ont permis de mettre en évidence des phénomènes basse fréquence (50-60Hz) associés à la convection de grosses structures tourbillonnaires. Les analyses spectrales des fluctuations de pression pariétale pour des configurations symétrique et dissymétrique ont permis de retrouver ces phénomènes basse fréquence et de caractériser des pics autour de 240Hz traduisant les battements de la structure des chocs.

Des simulations numériques bidimensionnelles et stationnaires réalisées en régime turbulent ont permis de confronter les modèles de turbulence les plus employés. Les résultats montrent des configurations de chocs différentes suivant les modèles adoptés. Une configuration dissymétrique a été obtenue par la simulation du transitoire d'amorçage de la soufflerie.

Mots clés : vélocimétrie laser à franges ; tuyère surdétendue ; turbulence ; structures cohérentes ; régime supersonique ; calculs Navier-Stokes ; Transitoire.

UNSTEADINESS AND ASYMMETRIE OF A DETACHED SUPERSONIC FLOW IN A PLANAR NOZZLE

Abstract :

Steady and unsteady aspects of symmetrical and asymmetrical shock patterns occurring in an overexpanded supersonic planar nozzle have been investigated in the Onera continuous atmospheric transonic/supersonic S8Ch wind tunnel. The fluctuating aspects of the flow were obtained by using Ultra-fast spark shadowgraphy visualization techniques. The nozzle flow topology induced by an asymmetrical shock structure is described thanks to three-dimensional Laser Doppler Velocimetry (LDV) measurements and skin friction lines visualisations. The thorough examination of the two separated flow regions induced by shock/boundary layer interactions has allowed to point out low frequency phenomena (50-60Hz) due to the convection of large vortical structures. Thus, the spectral analysis of unsteady wall pressure measurements in the symmetrical and asymmetrical cases permitted to find again these low frequency phenomena and to underline frequency peak around 240Hz showing the shock oscillations.

Two-dimensional and steady numerical simulations in supersonic regime had been made to compare several usual turbulence models. The models chosen give different shock configurations. The transient start-up of the wind tunnel simulated numerically shows a asymmetrical final pattern.

Mots clés traduits : Laser Doppler velocimetry ; Overexpanded nozzle ; turbulence ; coherent structures ; supersonic flow ; Navier-Stokes computations ; Transient.

Ce travail de thèse a été effectué à l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales. Je tiens à remercier M. Jean Délery de m'avoir accueilli au sein du Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale et d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse.

J'exprime ma reconnaissance à MM. Thierry Alziary de Roquefort et Jean-Paul Dussauge qui ont accepté d'être rapporteurs de cette thèse.

Cette thèse a bénéficié du soutien du Centre National d'Etudes Spatiales. Je tiens à remercier M. Patrick Vuillermoz, ingénieur au Cnes, d'avoir suivi mes recherches et de faire parti de mon jury.

Je remercie MM. Philippe Reijasse et Richard Benay pour leur collaboration scientifique et leurs conseils.

Merci à MM. Didier Soulevant et Bernard Corbel avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et qui ont réalisé les expériences présentées dans cette thèse.

Je remercie également Mmes Florence Marie, Claire Planchard, MM. Reynald Bur, Bruno Chanetz, Philippe Geffroy, Laurent Jacquin et Patrick Servel pour leur gentillesse et leur soutien.

Je remercie chaleureusement mes collègues doctorants Pascal Berthouze, Cyril de La Forest Divonne, Alain Durand, David Fabre, Isabelle Soumagne et bien d'autres pour leur esprit de camaraderie et avec lesquels se sont noués des liens d'amitiés solides.

Mes pensées vont à ma famille qui a été d'un soutien sans faille tout au long de cette thèse.

LISTE DES SYMBOLES.....	10
1 INTRODUCTION.....	12
1.1 POSITION DU PROBLÈME.....	12
1.2 PLAN DE L'ÉTUDE.....	14
2 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	16
2.1 FONCTIONNEMENT D'UNE TUYÈRE EN RÉGIME SUPERSONIQUE	16
2.2 TUYÈRES SUPERSONIQUES EN RÉGIME SURDÉTENDU : DESCRIPTION	20
2.2.1 Régime stationnaire	20
2.2.2 Effets instationnaires	28
2.3 ANALYSE PHYSIQUE DES ÉCOULEMENTS DÉCOLLÉS	32
2.4 CONCLUSION.....	39
3 DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MOYENS DE MESURE	40
3.1 LA SOUFFLERIE S8CH.....	40
3.2 LE BANC STRIOSCOPIQUE	42
3.3 MESURES DE PRESSION PARIÉTALE	44
3.4 VISUALISATIONS DES LIGNES DE FROTTEMENT PARIÉTAL.....	45
3.5 MESURES PAR VÉLOCIMÉTRIE LASER À FRANGES (VLF)	46
3.5.1 Exploration par VLF tridirectionnelle.....	46
3.5.2 Exploration par VLF bidirectionnelle des couches limites	49
3.5.3 Exploration par VLF monodirectionnelle	49
3.5.4 Mesures en deux points	50
3.5.5 Influence de l'état des couches limites en amont de l'interaction.....	51
4 ANALYSE EXPÉRIMENTALE D'ÉCOULEMENTS SUPERSONIQUES DÉCOLLÉS.....	52
4.1 CARACTÉRISATION DES CONFIGURATIONS DE CHOCS	52
4.1.1 Visualisations ombroscopiques	52
4.1.2 Analyses phénoménologiques.....	55
4.2 ÉVOLUTIONS DES PRESSIONS STATIQUES PARIÉTALES	58
4.3 CARACTÉRISATION DES DÉPLACEMENTS DE CHOC.....	62
4.4 ÉTUDE D'UN CHANGEMENT DE CONFIGURATIONS.....	67
4.5 CONCLUSION.....	68
5 ANALYSE EXPÉRIMENTALE D'UN ÉCOULEMENT DÉCOLLÉ DISSYMMÉTRIQUE	69
5.1 PROPRIÉTÉS AÉRODYNAMIQUES DU CHAMP MOYEN	69
5.1.1 Maillage et plans de sondage par vélocimètre laser	69
5.1.2 Caractérisation des couches limites amont	70
5.1.3 Propriétés générales du champ moyen.....	73
5.1.4 Propriétés générales du champ turbulent	76

5.1.5	Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente.....	78
5.1.6	Propriétés locales des écoulements décollés.....	88
5.1.7	Structure de la turbulence.....	95
5.1.8	Organisation tourbillonnaire des écoulements décollés.....	104
5.1.9	Ecoulement de proche paroi et effets tridimensionnels.....	105
5.1.10	Analyse des biais de mesure.....	108
5.2	PROPRIÉTÉS INSTATIONNAIRES.....	112
5.2.1	Caractérisation des fluctuations de pression pariétale.....	112
5.2.2	Caractérisation des fluctuations de vitesse autour du choc droit.....	120
5.2.3	Caractérisation des fluctuations de vitesse dans la couche décollée supérieure.....	122
5.3	INFLUENCE DE L'ÉTAT DE LA COUCHE LIMITE AMONT.....	125
5.4	CONCLUSION.....	127
6	ETUDES NUMÉRIQUES D'ÉCOULEMENTS SUPERSONIQUES DÉCOLLÉS EN STATIONNAIRE.....	128
6.1	MÉTHODES NUMÉRIQUES.....	129
6.1.1	Système d'équations résolu.....	129
6.1.2	Schémas numériques.....	131
6.1.3	Conditions aux limites.....	132
6.2	PROCÉDURE DE CALCUL ET INITIALISATION.....	133
6.2.1	Maillages.....	133
6.2.2	Initialisation.....	135
6.3	CONFIGURATIONS CALCULÉES.....	135
6.3.1	Convergence spatiale et temporelle.....	137
6.4	RÉSULTATS.....	138
6.4.1	Configuration de référence.....	138
6.4.2	Autres configurations.....	139
6.4.3	Propriétés moyennes des écoulements.....	140
6.4.4	Propriétés des champs fluctuants.....	144
6.4.5	Analyse et discussion des résultats.....	149
7	ETUDE DU TRANSITOIRE D'AMORÇAGE D'UNE TUYÈRE PLANE.....	151
7.1	INTRODUCTION.....	151
7.2	MÉTHODES NUMÉRIQUES - PROCÉDURES DE CALCUL.....	152
7.2.1	Schéma temporel et conditions aux limites.....	152
7.2.2	Maillage et procédures de calcul.....	153
7.3	RÉSULTATS.....	154
7.3.1	Séquence d'amorçage – désamorçage.....	154

7.3.2	Propriétés des pressions pariétales.....	159
7.4	CONCLUSION	161
8	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	162
8.1	BASE DE DONNÉES.....	162
8.2	ANALYSE PHYSIQUE.....	164
8.3	SIMULATIONS NUMÉRIQUES	165
	RÉFÉRENCES	167
	ANNEXE A - MODELES DE TURBULENCE.....	173
A – 1	MODÈLE K- ϵ DE JONES ET LAUNDER (1972)	173
A – 2	MODÈLE K- ϵ DE LAUNDER ET SHARMA (1974)	175
A – 3	MODÈLE K- ϵ DE GOLDBERG ET <i>AL</i> (1998)	176
A – 4	MODÈLE K- ϵ DE CHIEN (1982)	178
	ANNEXE B - ELÉMENTS D'ANALYSE SPECTRALE.....	179
B – 1	DÉFINITIONS.....	179
B – 2	TRANSFORMÉE DE FOURIER DISCRÈTE.....	180
B – 3	MÉTHODE DE CALCUL D'INTERSPECTRES DE SIGNAUX NON ECHANTILLONNÉS À PAS CONSTANT	180

Figure 1-1 – Quelques exemples de configurations de jet de tuyère de moteurs fusées.....	13
Figure 2-1 – Principes de fonctionnement d’une tuyère convergente-divergente.....	17
Figure 2-2 – Régimes de tuyère en fonctionnement supersonique.....	19
Figure 2-3 – Schéma d’un décollement induit par un choc dans une tuyère.....	20
Figure 2-4 – Répartition de pression pariétale.....	20
Figure 2-5 – Evolutions du rapport de pression p/p_a en abscisse de similitude pour des décollements supersoniques de marches montantes [7].	21
Figure 2-6 – Schéma du processus d’interaction libre.....	22
Figure 2-7 – Structures de choc dans une tuyère diédrique de demi-angle 10° [10].	24
Figure 2-8 – Structures de chocs dans une tuyère diédrique de demi-angle 30° [10].....	25
Figure 2-9 – Evolution des pressions pariétales suivant la nature de la couche limite amont.....	27
Figure 2-10 – Schéma représentatif d’un écoulement produit par une rampe de compression d’angle 24° à $Mach=2,9$ d’après [21].	29
Figure 2-11 – Schémas du diffuseur constitué d’une demi-tuyère de section rectangulaire utilisé dans les expériences de Sajben et al. [23].	30
Figure 2-12 – Ecoulements en régime supercritique - Expériences de Sajben et al. [23].....	31
Figure 2-13 – Champs aérodynamiques moyens obtenus par vélocimétrie laser monodirectionnelle - Plan médian - Expériences de Sajben et al. [23].....	32
Figure 2-14 – Structure locale d’un écoulement décollé d’après Strickland et al. [27].	33
Figure 2-15 – Profils de vitesse longitudinale, de $-\overline{uw}$ et de $-\overline{wv}$ en coordonnées de similitude - Expériences de Driver [30].	35
Figure 2-16 – Interaction onde de choc-couche limite transsonique avec décollement. Structure de choc de l’écoulement visualisée par interférométrie [31].	36
Figure 2-17 – Interaction onde de choc-couche limite transsonique avec décollement. Lignes iso-Mach dans l’écoulement non dissipatif [31].	36
Figure 2-18 – Interaction onde de choc-couche limite transsonique avec décollement. Profils de vitesse réduits dans la zone décollée [31].	37
Figure 2-19 – Interaction onde de choc-couche limite transsonique avec décollement. Distributions réduites du taux de turbulence longitudinale [31].	38
Figure 3-1 – Photographie de la veine d’essai implantée dans la soufflerie S8Ch.....	41
Figure 3-2 – Schéma du montage expérimental.....	42
Figure 3-3 – Schéma de principe du banc strioscopique de la soufflerie S8Ch.....	43
Figure 3-4 – Schéma de principe du système de chronoloupe IMFL.....	44
Figure 3-5 – Répartition des prises de pression statiques et instationnaires.....	45
Figure 3-6 – Photographie du banc de vélocimétrie laser en configuration tridirectionnelle installé sur la veine B de la soufflerie de recherche S8Ch.....	50
Figure 3-7 – Schéma de principe du vélocimètre laser tridirectionnel.....	50

Figure 3-8 – Photographie montrant l’application du papier Carborundum dans la veine.....	51
Figure 4-1 – Visualisations ombroscopiques des configurations de chocs pour plusieurs taux de contraction τ	54
Figure 4-2 – Analyse d’une configuration symétrique.	55
Figure 4-3 – Analyse d’une configuration dissymétrique.....	56
Figure 4-4 – Agrandissement de la zone décollée supérieure.....	58
Figure 4-5 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau=1,2807$. Cas symétrique.....	59
Figure 4-6 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau=1,2807$. Cas dissymétrique 1/2.....	60
Figure 4-7 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau=1,2807$. Cas dissymétrique 2/2.....	60
Figure 4-8 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau = 1,3481$. Cas symétrique.....	61
Figure 4-9 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau = 1,3616$. Cas symétrique.....	61
Figure 4-10 – Système de repérage dans la veine d’essai.	62
Figure 4-11 – Points remarquables des structures de chocs relevés.....	62
Figure 4-12 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs. Configuration symétrique pour $\tau = 1,3616$	63
Figure 4-13 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs. Configuration symétrique $\tau = 1,3481$	64
Figure 4-14 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs. Configuration dissymétrique 1/2 $\tau=1,2807$	65
Figure 4-15 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs. Configuration symétrique $\tau = 1,2807$	66
Figure 4-16 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs. Configuration symétrique $\tau=1,2402$	66
Figure 4-17 – Débattements maximaux longitudinaux (à gauche) et verticaux (à droite).....	67
Figure 4-18 – Transitoire d’amorçage: passage de la configuration dissymétrique 2/2 à une configuration symétrique.....	68
Figure 5-1 – Volume de mesure exploré au vélocimètre laser.....	69
Figure 5-2 – Maillage du sondage par vélocimétrie laser du plan médian.....	70
Figure 5-3 – Profils de vitesse de la couche limite inférieure:.....	71

Figure 5-4 – Comparaison du profil de \bar{u}/u_e mesuré dans la couche limite avec la loi théorique : détermination du coefficient de frottement C_f	72
Figure 5-5 – Champ de la vitesse moyenne longitudinale \bar{u}/U_0 et lignes de courant dans le plan médian (Y=0).	73
Figure 5-6 – Champ de la vitesse moyenne verticale \bar{w}/U_0 dans le plan médian (Y=0).	74
Figure 5-7 – Champ de la vitesse moyenne transversale \bar{v}/U_0 dans le plan médian (Y=0).	74
Figure 5-8 – Iso-valeurs du nombre de Mach et caractéristiques du champ – Plan médian (Y = 0). ...	76
Figure 5-9 – Champ de l'énergie cinétique de turbulence k/U_0^2 dans le plan médian (Y=0).	77
Figure 5-10 – Champ des iso-valeurs de $\overline{u'^2}/U_0^2$ dans le plan médian (Y = 0).....	77
Figure 5-11 – Champ des iso-valeurs de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}/U_0^2$	78
Figure 5-12 – Evolution des profils de vitesse longitudinale \bar{u}/U_0 dans la région du décollement.....	80
Figure 5-13 – Evolution des profils de vitesse verticale \bar{v}/U_0 dans la région du décollement.....	81
Figure 5-14 – Evolution des profils de vitesse transversale \bar{w}/U_0 dans la région du décollement.	82
Figure 5-15 – Evolution des profils d'énergie cinétique turbulente k/U_0^2 dans la région du décollement.	83
Figure 5-16 – Evolution des profils de vitesse longitudinale \bar{u}/U_0 dans la région du recollement.....	84
Figure 5-17 – Evolution des profils de vitesse verticale \bar{v}/U_0 dans la région du recollement.....	85
Figure 5-18 – Evolution des profils de vitesse transversale \bar{w}/U_0 dans la région du recollement.....	86
Figure 5-19 – Evolution des profils d'énergie cinétique turbulente k/U_0^2 dans la région du recollement.....	87
Figure 5-20 – Evolution de l'épaisseur de vorticité en fonction de X/L : paroi inférieure.....	88
Figure 5-21 – Localisation des 31 profils extraits du champ aérodynamique sur la paroi inférieure dans le plan médian (Y = 0).	89
Figure 5-22 – Profils de vitesse moyenne longitudinale \bar{u}/\bar{u}_e dans la couche limite en amont de l'interaction. Paroi inférieure.....	90
Figure 5-23 – Profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone de recirculation en coordonnées de similitude. Paroi inférieure	91
Figure 5-24 – Profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone aval du recollement. Paroi inférieure.....	92
Figure 5-25 – Evolution de l'épaisseur de vorticité en fonction de X/L. Paroi supérieure.	93

Figure 5-26 – Localisation des 31 profils extraits du champ aérodynamique près de la paroi supérieure dans le plan médian ($Y = 0$).	93
Figure 5-27 – Profils de vitesse moyenne longitudinale dans la couche limite en amont de l'interaction. Paroi supérieure.	94
Figure 5-28 – Profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone de recirculation. Paroi supérieure.	95
Figure 5-29 – Profils de la tension normale $\overline{u'^2} / U_0^2$. Paroi inférieure.	96
Figure 5-30 – Profils de la tension normale $\overline{u'^2} / U_0^2$. Paroi supérieure.	97
Figure 5-31 – Profils de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'} / U_0^2$. Paroi inférieure.	98
Figure 5-32 – Evolution du maximum d'énergie cinétique turbulente k_{\max} / U_0^2 en fonction de X/L. ..	99
Figure 5-33 – Evolution du maximum de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}_{\max} / U_0^2$ en fonction de X/L.	100
Figure 5-34 – Production d'énergie cinétique de turbulence normalisée P_k / U_0^3	102
Figure 5-35 – Production d'énergie cinétique de turbulence P_{kn} / U_0^3 due aux tensions normales.	103
Figure 5-36 – Production d'énergie cinétique de turbulence P_{kc} / U_0^3 due aux tensions de cisaillement. Paroi inférieure.	104
Figure 5-37 – Iso-valeurs de la composante suivant y du rotationnel normalisé $\omega_y h / U_0$	105
Figure 5-38 – Spectres pariétaux: photographies à gauche, schémas d'interprétation à droite.	106
Figure 5-39 – Projection des lignes de courant moyennes sur les iso-surfaces k.	107
Figure 5-40 – Iso-valeurs de la cadence d'acquisition et de la taille des échantillons acquis pour le plan médian.	109
Figure 5-41 – Evolutions des signaux de pression en fonction du temps. Configuration dissymétrique 1/2.	114
Figure 5-42 – Densité spectrale de puissance. Configuration de référence.	116
Figure 5-43 – Fonction de cohérence et déphasage des interspectres longitudinaux.	118
Figure 5-44 – Fonction de cohérence et déphasage des interspectres verticaux.	119
Figure 5-45 – Caractérisation des fluctuations de vitesse autour du choc droit par vélocimétrie laser. Localisation des points de mesure autour du choc.	120
Figure 5-46 – Caractérisation des fluctuations de vitesse autour du choc droit. Modules des autospectres de la vitesse longitudinale u en fonction de la fréquence.	121
Figure 5-47 – Caractérisation des fluctuations de vitesse dans la couche décollée supérieure. Localisation des points de mesure en deux points.	122
Figure 5-48 – Caractérisation des fluctuations de vitesse dans la couche décollée supérieure. Module des interspectres pour 6 points de mesure.	124

Figure 5-49 – Influence de l'état de la couche limite amont. Comparaison des densité spectrales de puissance. a) sans Carborundum, b) avec Carborundum.	126
Figure 6-1 – Exemple de maillages pour deux configurations.	134
Figure 6-2 – Comparaison pour plusieurs maillages de la répartition du coefficient de frottement C_f sur la paroi supérieure.	137
Figure 6-3 – Evolution des y^+ le long de la paroi supérieure pour plusieurs modèles de turbulence..	138
Figure 6-4 – Courbes iso-nombre de Mach pour la configuration de référence. Comparaison de quatre modèles de turbulence.	139
Figure 6-5 – Iso nombre de Mach pour les configurations $h_2 = 90\text{mm}$ et $h_2 = 98\text{mm}$. Modèle de Goldberg et al.	140
Figure 6-6 – Profils de la composante de vitesse moyenne longitudinale U. Paroi inférieure.	142
Figure 6-7 – Profils de la composante de vitesse moyenne longitudinale U. Paroi supérieure.	143
Figure 6-8 – Comparaison calcul-expérience des évolutions des pressions pariétales.	144
Figure 6-9 – Profils d'énergie cinétique de turbulence k. Paroi inférieure.	145
Figure 6-10 – Profils d'énergie cinétique de turbulence k. Paroi supérieure.	146
Figure 6-11 – Profils de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}$. Paroi inférieure.	147
Figure 6-12 – Profils de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}$. Paroi supérieure.	148
Figure 7-1 – Interférogramme de l'interaction de choc produite par l'amorçage d'une tuyère diédrique à Mach 2,5 [71].	151
Figure 7-2 – Maillage du domaine de calcul pour le transitoire d'amorçage	153
Figure 7-3 – Séquence du transitoire d'amorçage-désamorçage de la tuyère S8Ch. Ombroscopie numérique 1/4.	155
Figure 7-4 – Séquence du transitoire d'amorçage-désamorçage de la tuyère S8Ch. Ombroscopie numérique 2/4.	156
Figure 7-5 – Séquence du transitoire d'amorçage-désamorçage de la tuyère S8Ch. Ombroscopie numérique 3/4.	157
Figure 7-6 – Séquence du transitoire d'amorçage-désamorçage de la tuyère S8Ch. Ombroscopie numérique 4/4.	158
Figure 7-7 – Evolution de la pression sur la paroi inférieure pendant la propagation de l'onde de choc d'amorçage.	159
Figure 7-8 – Evolution des pressions pariétales durant la remontée de la structure de chocs. Parois inférieure et supérieure.	160

Tableau 3-1 – Conditions génératrices de l'écoulement.....	41
Tableau 5-1 – Caractéristiques de la couche limite en amont de l'interaction.....	71
Tableau 5-2 – Taille des écoulements de retour exprimée en $(X_R - X_D) / \delta$	79
Tableau 5-3 – Incidence de la présence d'un choc sur les valeurs des moments d'ordre 2. Cas du choc normal.....	111
Tableau 5-4 – Pression moyenne, variance et écart-type. Comparaison des configurations symétrique et dissymétrique 1/2.....	113
Tableau 5-5 – Caractérisation des fluctuations de vitesse dans la couche décollée supérieure. Déphasage et vitesse de phase.....	123
Tableau 6-1 – Caractéristiques des maillages utilisés.....	134
Tableau 6-2 – Constantes et propriétés du fluide.	135
Tableau 6-3 – Configurations de calcul (entre parenthèse: maillages utilisés).....	136
Tableau 6-4 – Valeurs de la hauteur h_2 du second col imposée dans les calculs.....	137
Tableau 6-5 – Comparaison des abscisses des points de décollement et de recollement et de la taille des écoulements de retour exprimée en $(X_R - X_D) / \delta$	141
Tableau 7-1 – Calcul du transitoire d'amorçage de la tuyère S8Ch. Conditions initiales imposées en amont et en aval du choc incident	153

LISTE DES SYMBOLES

Ac_1	: section du premier col
Ac_2	: section du second col
$C_{12}(f)$: partie réelle de $S_{12}(f)$
C_{12k}	: partie réelle de l'interspectre discret $S_{12}(k)$
e	: énergie spécifique interne
f	: fréquence en Hertz
f_e	: fréquence d'échantillonnage
f_{max}	: fréquence d'échantillonnage maximale du signal initial
h	: pas de temps discret
h_1	: hauteur du premier col
h_2	: hauteur du second col
k	: énergie cinétique des quantités fluctuantes
L	: longueur de référence, distance entre les deux cols : 600mm
p_a	: pression ambiante
p_{i0}	: pression génératrice amont
q_j	: composante du vecteur flux de chaleur
$Q_{12}(f)$: partie imaginaire de $S_{12}(f)$
r	: constante des gaz parfaits divisée par la masse molaire
$R_{11}(t)$: autocorrélation du signal $s_1(t)$
$R_{12}(t)$: intercorrélation des deux signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$
$s_1(t)$: signal temporel
$S_{11}(f)$: autospectre de $s_1(t)$
$S_{12}(f)$: interspectre de $s_1(t)$ et $s_2(t)$
T	: période du signal
T_e	: période d'échantillonnage
T_i	: température génératrice
T_{i0}	: température génératrice amont
u	: composante longitudinale de la vitesse (selon X)
U_0	: vitesse d'adimensionnement ($U_0 = 514m.s^{-1}$)
$\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}$: composantes normales du tenseur de Reynolds
\bar{u}	: composante moyenne de u

$\overline{u'v'}, \overline{u'w'}, \overline{v'w'}$: composantes de cisaillement du tenseur de Reynolds
\vec{V}	: vecteur vitesse de l'écoulement
v	: composante transversale de la vitesse (selon l'envergure Y)
\bar{v}	: composante moyenne de v
w	: composante normale de la vitesse (selon Z)
\bar{w}	: composante moyenne de w
X_d	: abscisse du point de décollement
X_0	: position du choc droit
X, Y, Z	: système de coordonnées : X selon la direction longitudinale, Y selon l'envergure de la veine, Z selon la direction normale
Δf	: résolution fréquentielle en Hertz
γ	: rapport des chaleurs spécifiques
$\gamma(f)$: fonction de cohérence
$\vec{\Omega}$: vecteur rotationnel de la vitesse moyenne
$\Phi(f)$: déphasage des signaux $s_1(t)$ et $s_2(t)$
π	: ordonnée de similitude définie par : $\frac{Z - Z_{\min}}{Z_{\max} - Z_{\min}}$
ρ	: masse volumique
τ	: taux de contraction du col $\tau = h_2/h_1$ – décalage temporel
τ_{ij}	: tenseur des contraintes visqueuses
μ	: viscosité laminaire du fluide
μ_T	: viscosité turbulente (ou tourbillonnaire) du fluide
χ	: décalage spatial
ξ	: ordonnée de similitude définie par : $\frac{Z - Z_{\eta=0,5}}{Z_{\eta=0,95} - Z_{\eta=0,5}}$
η	: abscisse de similitude définie par : $\frac{U - U_m}{U_0 - U_m}$
$\partial.$: opérateur de dérivée partielle
$\bar{\cdot}$: moyenne de Reynolds
\sim	: moyenne de Favre

1 INTRODUCTION

1.1 POSITION DU PROBLEME

Afin d'augmenter la charge utile délivrée par le lanceur sur une orbite élevée, on envisage d'utiliser des tuyères de moteurs fusées dessinées pour fonctionner en régime optimal (adapté) à haute altitude, c'est-à-dire à une pression ambiante beaucoup plus faible que la pression atmosphérique au sol. Or, les tuyères de moteurs actuels sont adaptées à relativement basse altitude. Durant les phases de démarrage au sol et de décollage d'un moteur fusée adapté à haute altitude, on peut observer des efforts latéraux – ou charges latérales – sur la partie divergente de la tuyère propulsive pendant la montée en pression de la chambre de combustion. Dans ces conditions, la pression chambre demeurant insuffisante pour que l'écoulement soit uniformément supersonique dans tout le divergent de la tuyère, il y a recompression de l'écoulement au travers d'une onde de choc pour s'adapter à la pression extérieure. On dit alors que la tuyère fonctionne en régime de surdétente. Cette onde de choc s'accompagne, en général, d'un décollement de la couche limite. La structure complexe de l'écoulement ainsi généré peut avoir un caractère fluctuant important. Enfin, pour une tuyère de forme axisymétrique, comme la tuyère du moteur Vulcain équipant le lanceur Ariane 5, le fonctionnement en surdétente de la tuyère peut provoquer une perte d'axisymétrie de l'écoulement.

Le caractère instationnaire et dissymétrique de l'écoulement dans la tuyère est à l'origine de ces charges latérales. Or, des efforts latéraux trop importants peuvent entraîner des déformations du divergent de la tuyère et engendrer des mouvements de forte amplitude du moteur susceptibles de pénaliser les performances aérodynamiques du lanceur et d'endommager la structure de l'ensemble propulsif. Ces efforts latéraux doivent donc être minimisés lors de la conception du profil de la tuyère. Sinon, il faut concevoir des parois plus épaisses, donc plus lourdes ainsi que des tuyères plus courtes limitant les performances optimales du moteur et conduisant à une diminution de la charge utile.

La compréhension de la physique des écoulements surdétendus est donc primordiale pour contrôler et minimiser leurs effets les plus néfastes. Les causes exactes du caractère instationnaire et de la perte d'axisymétrie de l'écoulement supersonique décollé restent encore aujourd'hui mal connues, malgré un grand nombre d'études expérimentales, numériques et théoriques. Des études fondamentales ont été initiées dès le début du développement des programmes de moteurs de

lanceurs spatiaux aux USA, à la fin des années 40, puis au début des années 70 avec l'ensemble propulsif de la navette spatiale, le Space Shuttle Main Engine (SSME). Plus récemment en Europe, des études similaires ont été entreprises avec le développement du moteur cryotechnique Vulcain. Au Japon, des études semblables sont menées sur le développement du moteur LE7A propulsant le lanceur H-II. Les concepteurs se sont rapidement heurtés à ces problèmes de fonctionnement de moteur hors adaptation. A titre d'exemple, la figure 1-1 présente deux photographies montrant les jets supersoniques en sortie de tuyères de moteurs fusées en fonctionnement surdétendu sur des bancs d'essai au sol. On peut remarquer la complexité des structures de jet obtenue pour chacune de ces configurations.



a) SSME : disque de Mach



b) RL10-A5 : réflexion régulière

Figure 1-1 – Quelques exemples de configurations de jet de tuyère de moteurs fusées.

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre des études fédérées au sein du pôle de recherches amont Onera-Cnes Aérodynamique des Tuyères et Arrières Corps (ATAC) visant à améliorer les performances du moteur Vulcain et regroupant des laboratoires de recherche et des industriels. Malgré les progrès très importants effectués dans le domaine de la simulation numérique des écoulements supersoniques, la nature complexe des interactions onde de choc-couche limite, choc-couche cisailée ou choc-choc rend délicat toute modélisation numérique satisfaisante de l'écoulement. Les analyses de la banque de données expérimentales, présentées dans ce travail, permettront de contribuer à la modélisation physique des écoulements supersoniques décollés et ainsi d'accroître la précision des codes de calcul aérodynamiques. La présentation des résultats

expérimentaux fait l'objet du premier volet de cette thèse. Le deuxième volet est constitué par une étude numérique de l'influence des modèles de turbulence régulièrement utilisés en aérodynamique compressible et d'une étude du transitoire d'amorçage de la tuyère.

1.2 PLAN DE L'ETUDE

Des études aérodynamiques détaillées ont été menées à l'Onera au sein du Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale (DAFE). L'objectif premier de ce travail de thèse est de présenter des études expérimentales exécutées dans une soufflerie de recherche supersonique. Nous nous intéresserons principalement à l'aspect aérodynamique du phénomène physique. En effet, ces essais ont été effectués en gaz froid ignorant ainsi les effets thermiques et dans une tuyère rigide pour s'affranchir des effets aéroélastiques présents dans les tuyères réelles. De plus, ces essais ont été menés dans une tuyère plane. Ce choix a été dicté par la volonté de mener une campagne expérimentale surtout axée sur la visualisation des phénomènes physiques et sur des explorations très détaillées du champ aérodynamique, moyen et fluctuant, par des procédés optiques.

Le chapitre 2 est consacré à une étude bibliographique axée sur certains aspects d'écoulements de tuyère en régimes non adaptés. Une description générale, mais non exhaustive, des phénomènes physiques rencontrés dans des tuyères surdétendues est donnée d'un strict point de vue aérodynamique en régimes stationnaire et instationnaire. Une présentation phénoménologique des écoulements décollés est également effectuée.

Le troisième chapitre présente les moyens d'essais ayant permis d'obtenir les résultats présentés dans les chapitres 4 et 5, parmi lesquels les techniques de visualisation des écoulements dont les principes de fonctionnement sont rappelés. Les mesures dans le champ aérodynamique ont été obtenues par la technique de vélocimétrie laser à franges (VLF), dont les différentes sources de biais sont discutées dans ce chapitre.

Le chapitre 4 présente, d'une manière générale, les interactions aérodynamiques observées dans une tuyère plane quand on la désamorce partiellement. L'étude des fluctuations des principales caractéristiques des structures de chocs associées fait l'objet d'un examen approfondi. Puis, une analyse phénoménologique d'une partie du transitoire d'amorçage de la tuyère plane est présentée.

Le cinquième chapitre est consacré à l'étude expérimentale détaillée des aspects stationnaires et fluctuants d'une structure de chocs dissymétrique dont la présence a été observée dans le chapitre 4. La banque de donnée constituée comporte des résultats de sondages exécutés au vélocimètre laser tridirectionnel dans le champ aérodynamique. Des mesures en deux points ont été également réalisées au vélocimètre monodirectionnel afin de caractériser la vitesse de convection de structures tourbillonnaires cohérentes au sein de la couche décollée de l'écoulement.

Le chapitre 6 présente les résultats de simulations numériques stationnaires effectuées à l'aide de modèles de turbulence parmi les plus utilisés en aérodynamique compressible. Ces résultats sont confrontés aux données expérimentales. Le chapitre 7 analyse les résultats du transitoire d'amorçage de la tuyère obtenus par des simulations numériques instationnaires. Enfin, un bilan global est présenté dans le dernier chapitre.

2 REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Ce chapitre a pour objet de faire un point sur les études consacrées par de nombreux auteurs aux phénomènes de décollement en régime supersonique. Un bref rappel des phénomènes physiques mis en jeu dans une tuyère propulsive en régime supersonique est donné dans la première partie de ce chapitre. Dans un premier temps, il s'agit de faire une synthèse des travaux effectués soit sur des configurations de tuyères réelles, soit sur des configurations simplifiées, en étudiant l'aspect stationnaire d'un décollement turbulent en régime supersonique. Ensuite, nous aborderons les travaux, avant tout expérimentaux, entrepris sur les aspects instationnaires des décollements et sur les mécanismes qui leur donnent naissance.

2.1 FONCTIONNEMENT D'UNE TUYÈRE EN RÉGIME SUPERSONIQUE

Les différents régimes de fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente peuvent être décrits par la théorie monodimensionnelle des gaz calorifiquement parfaits et non visqueux. Cette approche permet de comprendre la formation d'une onde de choc dans une tuyère. La différence entre la pression génératrice amont p_i et la pression aval p_a dans la tuyère, présentée sur la figure 2-1, permet de créer un écoulement. Le premier régime d'écoulement est subsonique dans toute la tuyère. Si on diminue p_a , le débit massique augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur limite quand l'écoulement au col est sonique. Le débit est alors bloqué et la pression en aval tend vers p_{asup} . Si la pression aval est en-dessous de p_{asup} , le col reste bloqué, l'écoulement dans le divergent de la tuyère passant en supersonique. L'écoulement est supersonique dans toute la tuyère si $p_a = p_{ainf}$ (tuyère entièrement amorcée). Si la pression aval est comprise entre p_{asup} et p_{ainf} , l'adaptation se fait au travers d'une onde de choc droite, positionnée en X_{choc} , ce qui se traduit par un saut dans l'évolution de p/p_i .

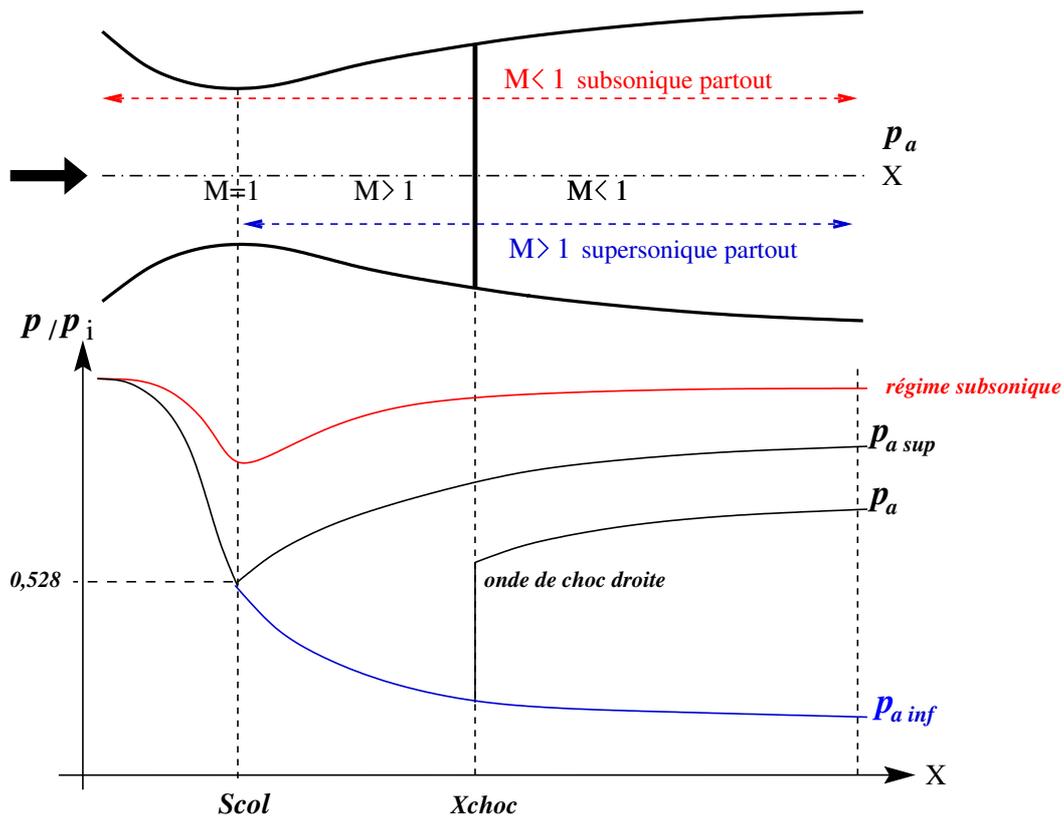


Figure 2-1 – Principes de fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente.

Les effets visqueux rendent plus complexes les caractéristiques des régimes d'écoulement qui viennent d'être décrits. On note p_E la pression à la lèvre de la tuyère et p_a la pression ambiante. Suivant la valeur de la pression ambiante, plusieurs régimes de fonctionnement en supersonique sont possibles :

- Si $p_E = p_a$ (voir Fig. 2-2a), nous sommes dans le cas où le régime de la tuyère est adapté à la pression ambiante. C'est le régime où la poussée est optimale.
- Si $p_E > p_a$, la tuyère est en régime de sousdétente (voir Fig. 2-2b). Pour atteindre le niveau de pression en sortie de tuyère p_E , un faisceau d'ondes de détente centrées à la lèvre se forme permettant d'ajuster la pression de p_a à p_E . Si la tuyère est de révolution, un choc de focalisation se crée dans le jet en aval de la sortie de la tuyère.
- Si $p_a < p_E$, la couche limite en sortie de tuyère est soumise à un gradient de pression adverse qui a pour conséquence de l'épaissir. Des ondes de compression se forment alors à la lèvre de la tuyère pour former un choc qui, dans un premier temps, ne fait pas décoller la couche limite (voir Fig. 2-2c). Si la pression ambiante p_a continue d'augmenter, l'écoulement est modifié

comme le montre le schéma de la figure 2-3, tirée de [1]. Le point D figure le point de décollement à partir duquel se forment des ondes de compression se focalisant en un choc oblique de décollement qui dévie l'écoulement. En aval du point D, la confluence entre la couche limite turbulente décollée et l'écoulement à faible vitesse provenant de l'aval (encore appelé écoulement d'eau-morte) produit une couche de mélange visqueuse et turbulente. La figure 2-4 montre les effets du décollement sur la répartition de la pression pariétale. La courbe en pointillés représente l'évolution de la pression pariétale pour le régime adapté. En régime surdétendu sans décollement, la pression augmente dans la zone de la lèvre de la tuyère pour atteindre la pression atmosphérique. Dans le cas du régime surdétendu avec décollement, une augmentation de pression est suivie par une évolution asymptotique vers la pression dans la zone d'eau-morte proche de la pression ambiante p_a .

Dans un régime de fonctionnement très surdétendu avec décollement, l'évolution de la pression pariétale modifie la poussée de la tuyère. C'est la raison pour laquelle la connaissance de la position du point de décollement D et du saut de pression au travers du choc est importante pour évaluer ses performances. Pour un rapport de pression donné, il est encore difficile de prévoir si la surdétente provoquera un décollement et, s'il y a décollement, quelle sera la position du point de décollement et l'évolution de la pression pariétale. Cette difficulté provient de la complexité des phénomènes physiques rencontrés dans de tels écoulements, fortement compressibles et turbulents. Le paragraphe suivant fait un bilan descriptif des configurations de chocs obtenus lors d'essais en soufflerie.

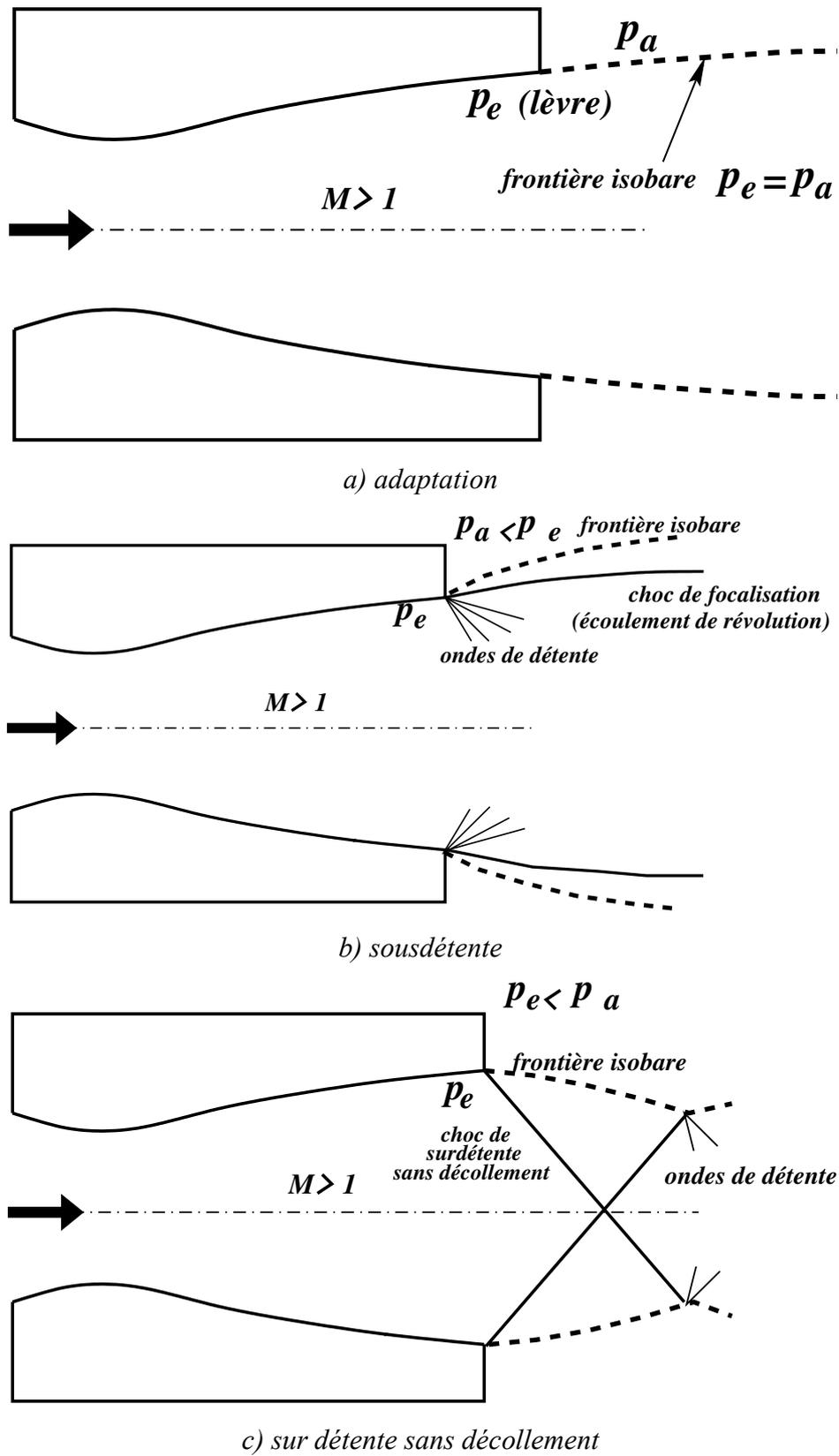


Figure 2-2 – Régimes de tuyère en fonctionnement supersonique.

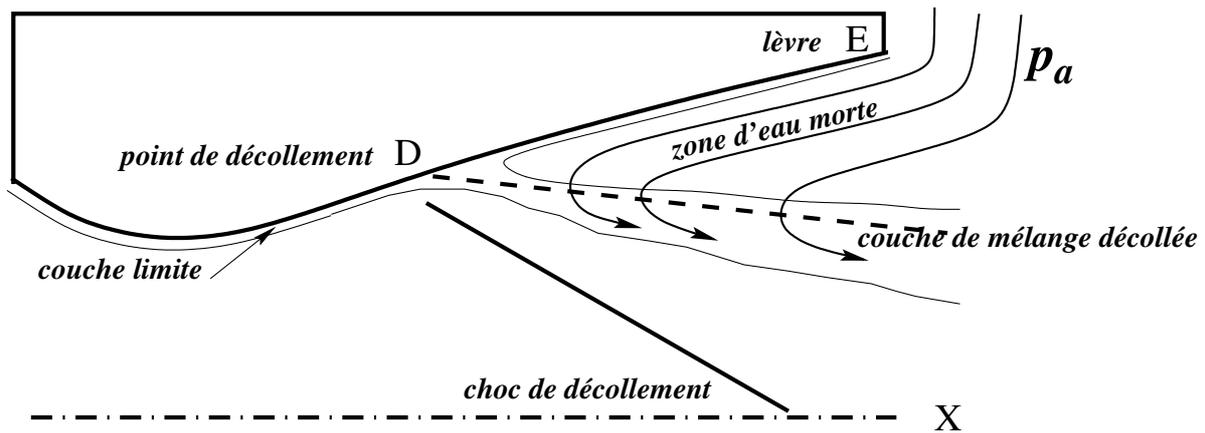


Figure 2-3 – Schéma d'un décollement induit par un choc dans une tuyère.

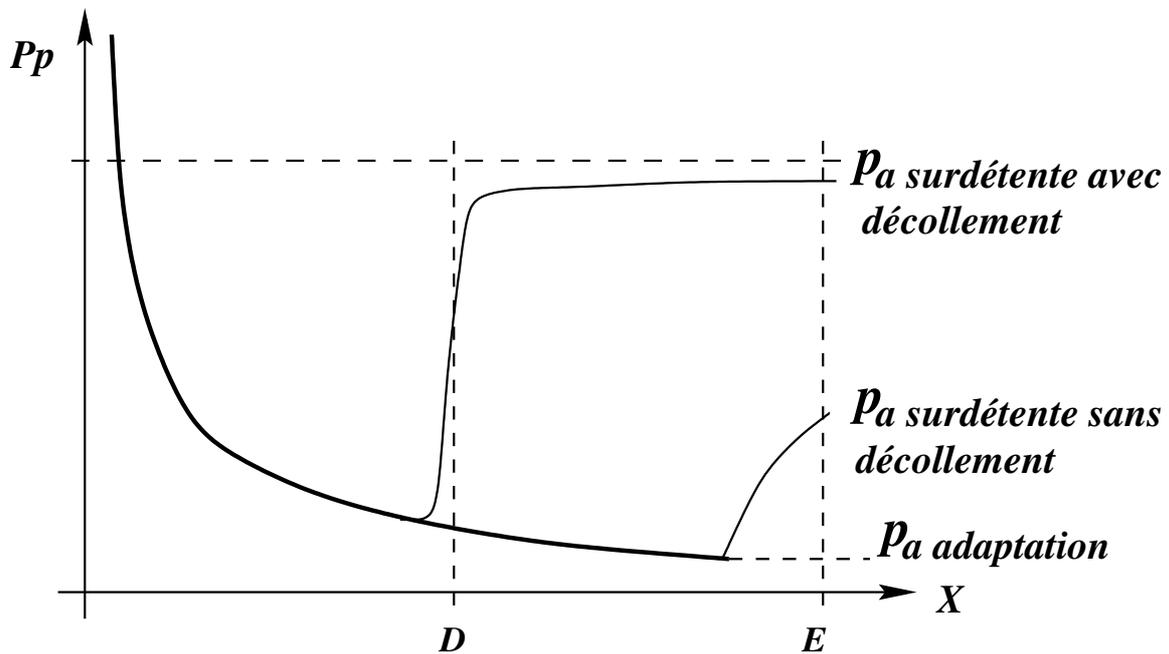


Figure 2-4 – Répartition de pression pariétale.

2.2 TUYÈRES SUPERSONIQUES EN RÉGIME SURDETENDU : DESCRIPTION

La première partie de ce paragraphe traite de la description des différentes configurations de chocs obtenues en régime stationnaire. Les aspects instationnaires de ces configurations seront présentés par la suite.

2.2.1 Régime stationnaire

Au début des années 50, les problèmes causés par le fonctionnement de tuyères propulsives en régime non adapté, en particulier surdétendu, amènent plusieurs scientifiques à effectuer des analyses expérimentales : citons Foster et Cowles en 1949 [2], Green [3], Scheller [4], Summerfield [5]. La majorité de ces travaux avaient pour ambition de fournir des informations sur des cas réalistes de tuyère afin de pouvoir élaborer des critères de décollement en régime stationnaire.

Malgré tout, ces expériences n'étaient pas assez fondamentales pour pouvoir être exploitées pour tout profil de tuyère envisagé. En 1958, Chapman *et al.* [6] proposent une étude théorique à base phénoménologique fondée sur une description bidimensionnelle du champ et sur des corrélations expérimentales. Cette étude, appelée par les auteurs théorie de l'interaction libre, permet de mettre en évidence quelques aspects importants du décollement. Le décollement supersonique est dit issu d'une « interaction libre » quand il peut être considéré comme indépendant des conditions aval. De tels écoulements sont rencontrés dans des interactions dues à un décollement en régime supersonique provoqués par une marche montante.

Délery et Marvin [7] présentent des évolutions de pression pariétale pour des marches de hauteurs différentes et trouvent une loi de similitude basée sur la hauteur de la marche h , l'épaisseur de la couche limite amont δ_0 et l'origine de l'interaction x_0 , prouvant que dans de tels écoulements les conditions aval n'influencent pas les caractéristiques du décollement (voir Fig. 2-5).

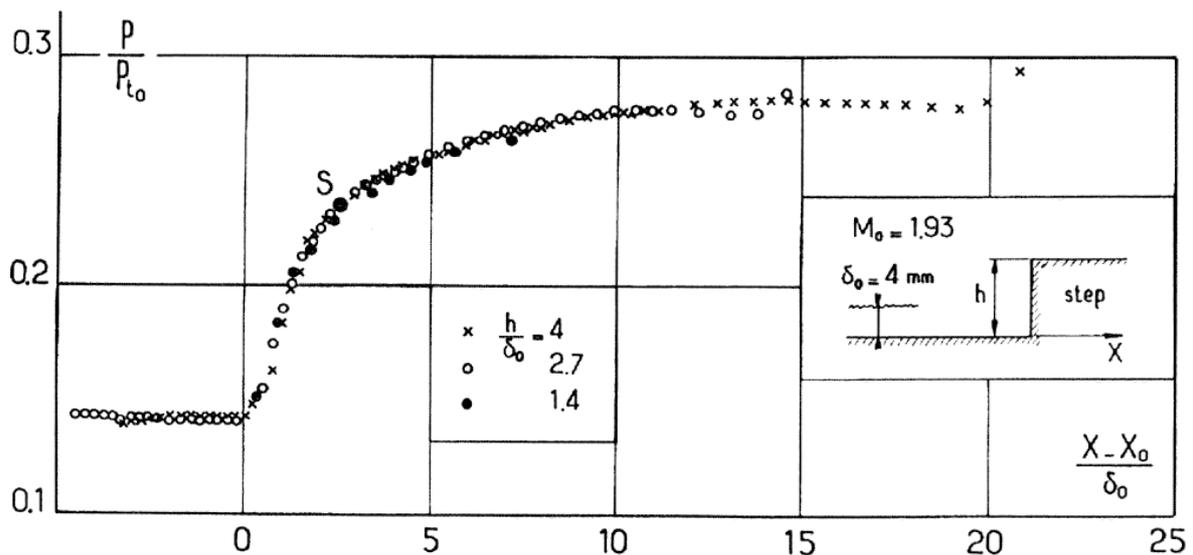


Figure 2-5 – Evolutions du rapport de pression p/p_a en abscisse de similitude pour des décollements supersoniques de marches montantes [7].

Si on considère l'évolution de la pression pariétale dans la tuyère schématisée sur la figure 2-6, la zone d'interaction libre est limitée à la longueur OD où l'interaction ne dépend que des conditions amont et de l'état de la couche limite au pied du décollement. En aval du point D, la répartition de pression dans la zone de recirculation est influencée par les conditions aval. Le point O est considéré comme étant à l'origine de l'interaction, à l'abscisse p_0 où la couche limite commence à s'épaissir. Juste à l'extérieur de la couche limite, des ondes de compression se focalisent pour former une onde de choc de décollement. Le décollement a lieu au point D où le frottement pariétal

τ_p s'annule. Chapman démontre dans [6] que l'évolution de la pression pariétale dans la zone d'interaction libre s'écrit, avec des variables sans dimension, de la manière suivante :

$$\frac{p(\bar{x}) - p(\bar{x}_0)}{q_0} = F(\bar{x}) \sqrt{\frac{2C_{f0}}{\beta_0}}$$

Où $\bar{x} = \frac{x - x_0}{L}$, $q_0 = \frac{\gamma}{2} p_0 M_0^2$, $\beta = \sqrt{M_0^2 - 1}$. Les quantités L , x_0 , p_0 , M_0 , C_{f0} sont, respectivement : la longueur OD, l'abscisse du point O, la pression, le nombre de Mach et le coefficient de frottement en O. Enfin, la fonction $F(\bar{x})$ est issue de l'expérience et est fonction de la nature laminaire ou turbulente de la couche limite amont. Retenons de ce résultat que le saut de pression au travers d'un décollement n'est fonction que des quantités amont. Cette théorie est à la base de nombreux critères de décollement. Elle reste insuffisante pour localiser le point de décollement stationnaire dans une tuyère où les effets des conditions aval ne sont pas négligeables. Une description complète de ces différents critères de décollement en régime stationnaire est faite dans [8] et [9].

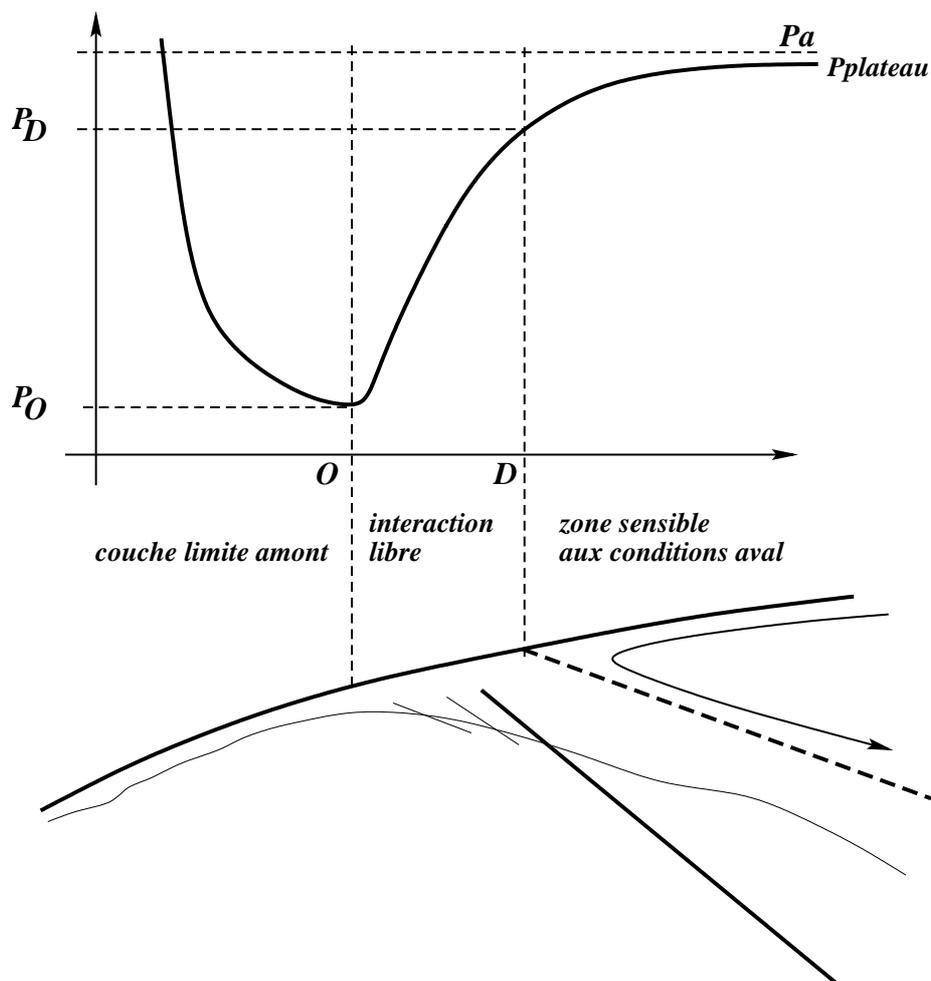


Figure 2-6 – Schéma du processus d'interaction libre.

Les résultats de la théorie de l'interaction libre, qui est une description locale du décollement, vont nous servir à analyser des interactions de décollement plus complexes. Ainsi, Lawrence en 1963 [10] propose une étude systématique des configurations de chocs obtenues dans des tuyères bidimensionnelles planes et dans des tuyères de révolution. Il caractérise, suivant les valeurs du rapport de la pression chambre p_c sur la pression aval p_a , et d'après des visualisations, des régimes où les structures de chocs sont symétriques et des régimes de chocs dissymétriques. Nous nous intéresserons d'abord aux caractéristiques stationnaires des écoulements obtenus.

Deux familles de tuyères sont testées : des tuyères bidimensionnelles planes de type diédrique et de type profilé, des tuyères de révolution avec des profils coniques et des profils galbés. Les différentes configurations ont été obtenues en faisant varier la pression génératrice p_c des tuyères, la pression aval ambiante p_a restant fixe. On s'intéresse plus particulièrement aux écoulements de tuyères planes diédriques.

- Tuyère diédrique à 10° de demi-angle de divergence

Il s'agit d'une tuyère plane constituée d'un convergent et d'un col, le divergent fait un demi-angle de 10° avec l'axe de symétrie. Suivant les valeurs de p_c/p_a , des configurations de chocs différentes ont pu être observées. La figure 2-7 présente les différentes configurations obtenues en fonction des rapports de pression. L'auteur observe, après l'amorçage, des basculements de grande amplitude entre des configurations dissymétriques et symétriques pour $\frac{p_c}{p_a} \leq 5$. Un état symétrique avec

réflexion régulière de type I selon la classification d'Edney [11] est observé pour $5 \leq \frac{p_c}{p_a} \leq 8$. La

structure étant très en amont de l'extrémité du divergent, il y a sur chaque paroi une recirculation suivie d'un décollement. Si $8 \leq \frac{p_c}{p_a} \leq 10$, alors la structure de choc se déplace vers l'aval, près de la

lèvre, provoquant un mouvement de battement de la zone de recirculation faisant basculer la dissymétrie d'une paroi à l'autre. Enfin, pour $\frac{p_c}{p_a} \approx 10,3$, ce basculement disparaît pour laisser la

place à une configuration symétrique sans recollement de la couche décollée.

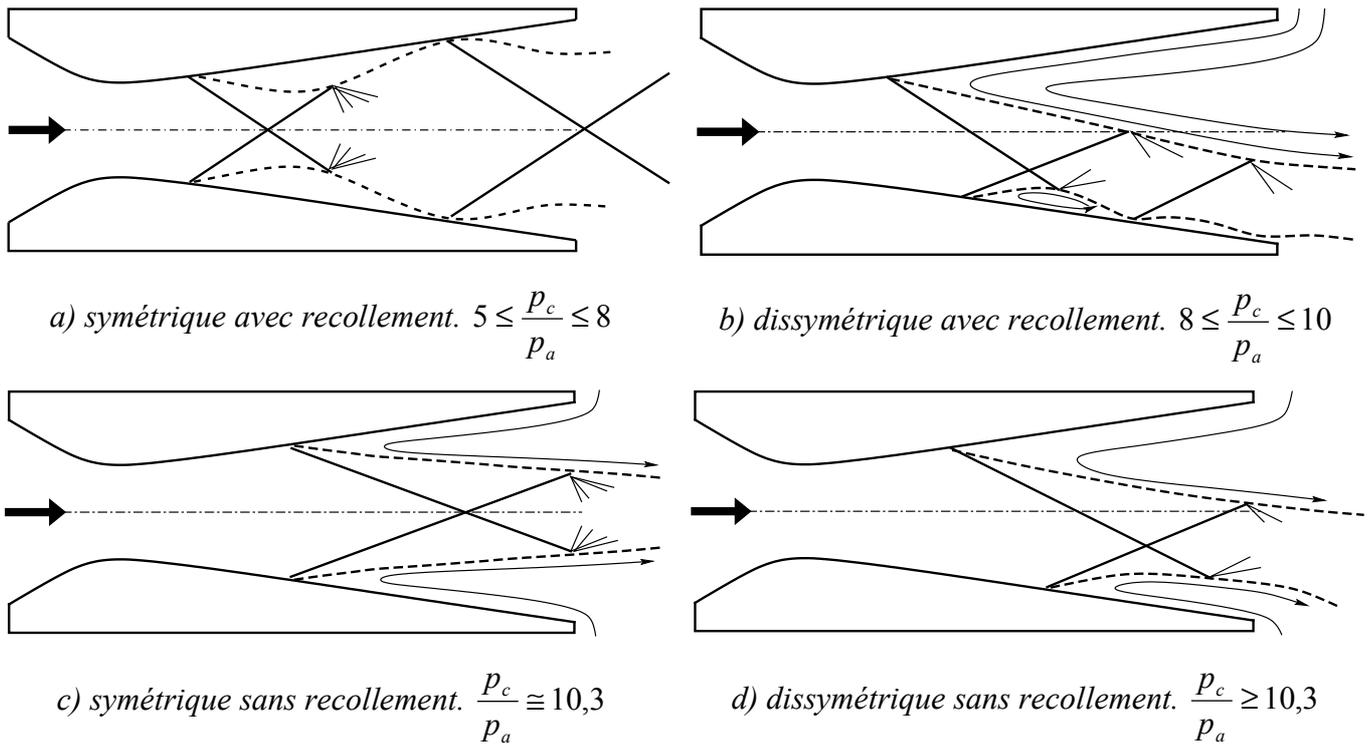


Figure 2-7 – Structures de choc dans une tuyère diédrique de demi-angle 10° [10].

- Tuyère diédrique à 30° de demi-angle de divergence

Pour cette configuration, le demi-angle passe à 30° . Pour $\frac{p_c}{p_a} \leq 3,7$, après l'amorçage, une configuration symétrique s'établit, la couche limite étant pleinement décollée (voir Fig. 2-8). Le jet supersonique issu de ce décollement peut contenir un train de chocs obliques où toutes les réflexions sont régulières jusqu'à atteindre des conditions de pression en aval. Un basculement dissymétrique se produit pour $\frac{p_c}{p_a} > 3,7$, avec un recollement sur la paroi supérieure. A partir de

$\frac{p_c}{p_a} = 5,2$ un état symétrique avec réflexion régulière est noté. Enfin, si $\frac{p_c}{p_a} > 5,2$, on a transformation de la configuration précédente en une configuration symétrique, mais cette fois avec une réflexion singulière de type II avec disque de Mach, c'est-à-dire avec un choc droit et sans recollement.

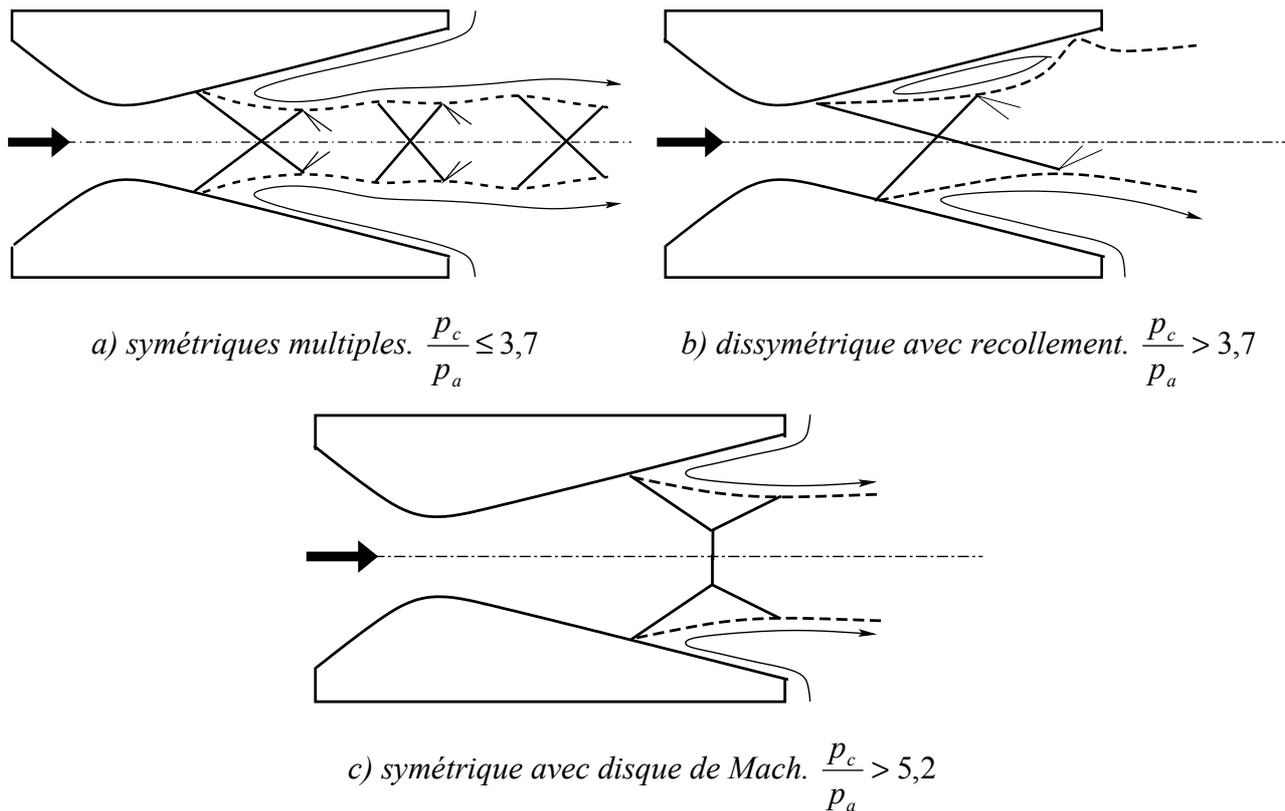


Figure 2-8 – Structures de chocs dans une tuyère diédrique de demi-angle 30° [10].

Ces deux cas particuliers tirés de l'expérience de Lawrence, illustrent la variété des configurations de chocs que l'on peut obtenir. On peut retenir que la géométrie de la tuyère influence la position des décollements. Les configurations symétriques et dissymétriques sont obtenues par la seule variation du rapport de pression $\frac{p_c}{p_a}$. Lawrence remarque que les basculements de configurations dissymétriques, pour les tuyères diédriques, peuvent être obtenus en perturbant les zones décollées par un obstacle placé d'un côté ou de l'autre des parois en sortie tuyère. Il démontre ainsi que la répartition de la pression pariétale, juste en aval du choc de décollement, joue un rôle important dans l'organisation de l'écoulement décollé. Lawrence conclut que les décollements dans les tuyères sont influencés par deux phénomènes physiques différents. Le premier est dû à l'entraînement de l'écoulement à l'aval du décollement qui modifie la répartition de la pression pariétale locale dans cette région. Le deuxième phénomène est l'interaction onde de choc-couche limite entraînant un décollement libre. Les arguments pour prédire les points de décollement stationnaires dans les tuyères consistant à utiliser les méthodes employées pour l'étude des couches limites supersoniques décollées bidimensionnelles sont valables dans la mesure où l'estimation de la pression aval est correcte. En conséquence, les variables qui gouvernent la position du décollement sont : le profil de vitesse dans la couche limite, le nombre de Mach ainsi que les

valeurs de la pression en amont du décollement et dans la région d'eau-morte. La géométrie du divergent est importante dans la mesure où elle influence le comportement de ces variables. Enfin, plusieurs caractéristiques des écoulements instables et dissymétriques dans des tuyères axisymétriques et bidimensionnelles ont été identifiées, comme les fluctuations rapides des chocs. Des variations rapides de décollement avec recollement et de décollement sans recollement ont pu être observées. Pour Lawrence, la transition laminaire-turbulent de la couche limite amont, si celle-ci ne se fait pas uniformément dans la tuyère, peut être à l'origine de la dissymétrie de certaines configurations.

Récemment, Girard [12] a réalisé des expériences sur une tuyère idéale à symétrie de révolution pour caractériser les propriétés stationnaires et instationnaires des écoulements de tuyères supersoniques en régime surdétendue avec une zone de recirculation sans recollement (décollement libre). L'instationnarité du décollement a été mise en évidence par des visualisations de la position du décollement à partir des variations de la température de paroi de la tuyère obtenue détectées au moyen d'une peinture thermosensible. La structure de choc également a été visualisée grâce à la condensation naturelle de l'oxygène de l'air au cours de la détente dans la tuyère. Ces résultats ont montrés qu'il existait trois domaines de rapport de pression génératrice sur pression ambiante $\frac{P_i}{P_a}$:

- Pour $\frac{P_i}{P_a} \cong 15$ la structure de chocs est stable.
- Pour $22 \leq \frac{P_i}{P_a} \leq 52$ la structure de chocs devient instable, son déplacement se fait en bloc mais semble garder son caractère symétrique.
- Pour $\frac{P_i}{P_a} \geq 56$ la structure de chocs redevient stable.

De nombreux auteurs ont étudié certains paramètres pouvant influencer la position du décollement. Une liste non exhaustive de ces paramètres est présentée ci-dessous :

- Influence de l'état de la couche limite amont.

Les travaux de Chapman *et al.* [6], Herbert et Herd [13] et Carrière *et al.* [14] ont contribué à l'étude de l'influence de l'état de la couche limite sur le décollement. L'état de la couche limite modifie le décollement et se traduit par des différences sur les évolutions des pressions pariétales. La figure 2-9 résume les types d'évolution de pression que l'on peut obtenir. On distingue quatre

évolutions : la première est une évolution entièrement laminaire sur toute la longueur de l'interaction, la seconde correspond à une évolution transitionnelle de type I où la couche limite est laminaire et transitionne dans la région décollée ; dans l'évolution transitionnelle II, la transition s'opère durant la montée en pression avant le décollement. Enfin, l'évolution de type entièrement turbulente correspond à la dernière courbe. On peut considérer que les régimes des tuyères en fonctionnement réel sont turbulents compte tenu des nombres de Reynolds élevés régnant dans ces écoulements.

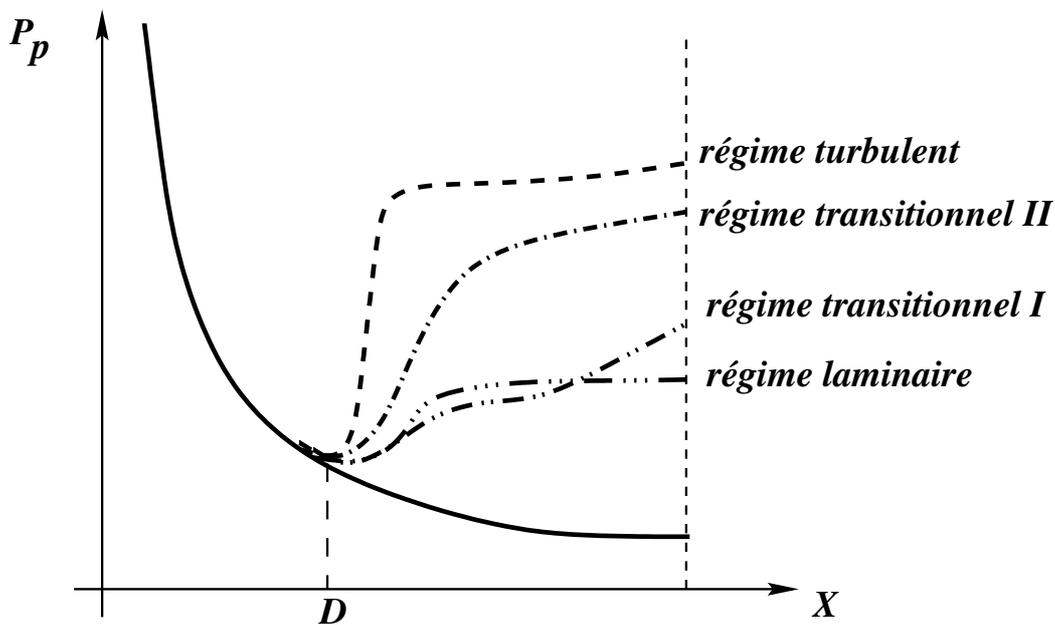


Figure 2-9 – Evolution des pressions pariétales suivant la nature de la couche limite amont.

- Nature du gaz.

Schmucker [15] propose un résumé de résultats expérimentaux obtenus sur des tuyères alimentées par des gaz chauds issus de la combustion d'ergols liquides et sur des tuyères alimentées en gaz froid. Il obtient une certaine dispersion des résultats dans la position des points de décollement. Malgré tout, il semble difficile de faire une estimation des effets du rapport des chaleurs spécifiques γ dans la mesure où les expériences en gaz chauds réels sont sensibles, non seulement aux variations locales de γ , mais aussi aux valeurs des températures de paroi et d'une manière générale aux transferts thermiques.

2.2.2 Effets instationnaires

Les décollements turbulents induits par des chocs sont par nature fluctuants. Une revue des travaux effectués sur les causes et la nature de ces instationnarités a été publiée par Dolling en 1993 [16]. Bien que Chapman ait noté la nature instationnaire des décollements, les moyens de mesure spécifiquement instationnaires n'étaient pas disponibles à l'époque. L'un des premiers à avoir entrepris des études instationnaires sur les décollements supersoniques est Kistler [17] en 1964. Cet auteur mena des expériences sur des écoulements décollés provoqués par une marche montante et constata que la zone décollée induite par le choc était le siège de fluctuations à basse fréquence comparée aux fréquences caractéristiques de la turbulence de la couche limite. Des expériences sur des rampes de compression [18][19], à Mach 5, ont montré que la zone décollée avait un mouvement de contraction-expansion à quelques centaines de Hz. Pour Erençil [20], qui traite des causes physiques des instabilités des chocs de décollement pour des couches limites turbulentes, les fluctuations de la position de choc sont provoquées par deux mécanismes :

- Les fluctuations des couches limites turbulentes engendrent une vitesse instantanée du choc se propageant dans l'écoulement aval. C'est un phénomène à haute fréquence et de faible amplitude.
- Les mouvements de grande amplitude et à basse fréquence du bulbe de décollement.

Des expériences sur des rampes de compression bidimensionnelles à Mach=2,9 sont résumées par Dussauge *et al.* [21]. La figure 2-10 présente le schéma d'un écoulement produit par une rampe de compression d'angle 24° à Mach = 2,9. La couche limite amont est turbulente et des ondes de compression instationnaires se rejoignent pour produire un choc. Ici, le gradient de pression est suffisamment important pour produire un décollement. Les niveaux de l'énergie cinétique de turbulence due aux fluctuations de la vitesse longitudinale augmentent de manière importante dans la zone du décollement. Cet écoulement est instationnaire, la position du choc fluctue à basse fréquence. D'après Selig *et Al.* [22] les fluctuations intrinsèques du choc ont un impact négligeable sur l'amplification de la turbulence. La zone décollée est composée de macro-structures tourbillonnaires convectées vers l'aval dont les fluctuations sont à l'origine, selon les auteurs, de ces mécanismes basse fréquence.

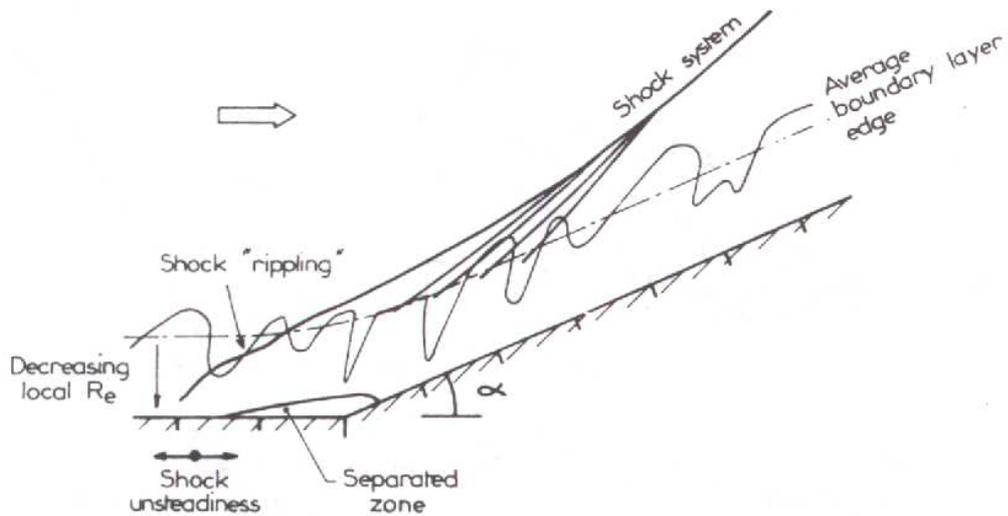
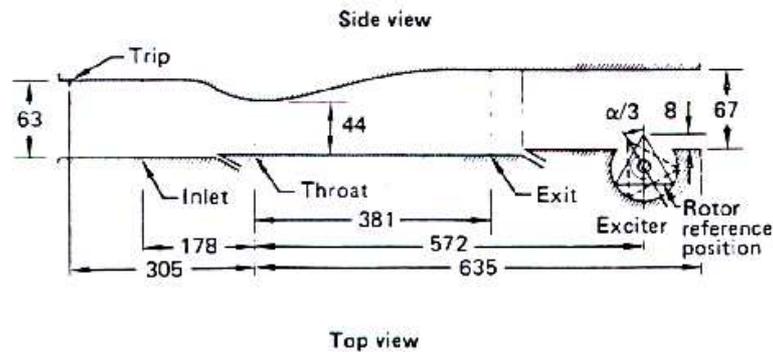
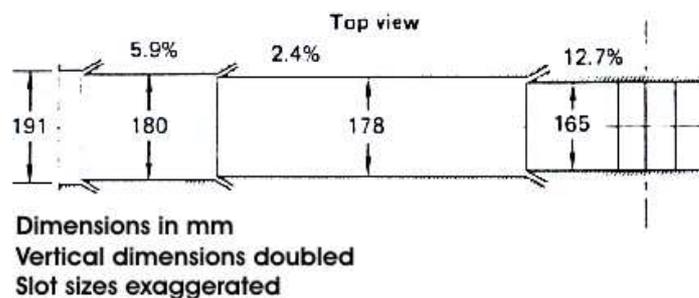


Figure 2-10 – Schéma représentatif d'un écoulement produit par une rampe de compression d'angle 24° à $Mach=2,9$ d'après [21].

Les travaux expérimentaux de Sajben *et al.* [23] [24] [25], Salmon *et al.* [26], Strickland *et al.* [27] sur des écoulements décollés dans des diffuseurs en régimes transsonique et supersonique, constituent une banque de données de référence pour de nombreuses études théoriques et numériques. Le cadre de ces travaux est l'étude des dégradations des performances d'entrées d'air de statoréacteurs en présence de fluctuations de pression. Le montage étudié est une demi-tuyère de forme bidimensionnelle représentée sur la figure 2-10. Ce type de montage se prête bien à l'emploi de moyens de visualisation perfectionnés et à l'exploration du champ par vélocimétrie laser. Un système mobile motorisé placé à l'aval du divergent permet de désamorcer partiellement la veine d'essai et de provoquer une excitation périodique de fréquence ajustable. L'objectif principal de cette étude était d'analyser le comportement d'un écoulement décollé en régime transsonique soumis à une excitation en pression, comparé à un écoulement transsonique sans excitation.



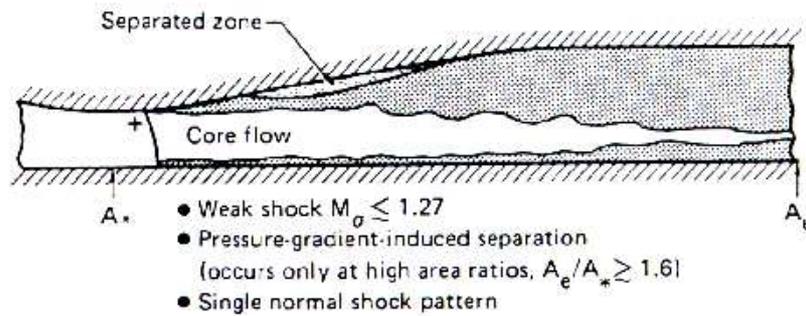
a) vue latérale avec le générateur d'oscillations périodiques à l'aval



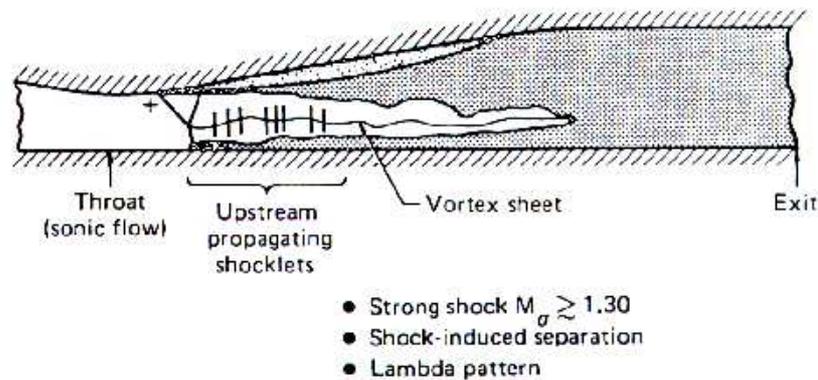
b) vue de dessus

Figure 2-11 – Schémas du diffuseur constitué d'une demi-tuyère de section rectangulaire utilisé dans les expériences de Sajben et al. [23].

Pour de faibles taux de détente, un décollement provoqué par un gradient de pression adverse se place dans le divergent, le régime étant qualifié de subsonique. Quand un choc se forme en aval du col et que celui-ci provoque le décollement, on dit que l'on est en régime supercritique. Deux exemples d'organisation de l'écoulement en régime supercritique sont présentés sur la figure 2-11. Le premier, obtenu pour un nombre de Mach en amont de l'interaction égal à 1,235, correspond à l'interaction de choc faible qui se caractérise par une zone décollée située très à l'aval du pied de choc. Le deuxième exemple (Mach=1,353) est l'interaction de choc fort correspondant au cas d'un choc dans une tuyère surdétendue. La structure de chocs est plus complexe. Elle se compose de deux structures de chocs dites en lambda reliées par un choc droit. En aval de cette structure principale, un train d'ondes de chocs peu intense et d'ondes de compression a été observé par les auteurs. La couche décollée dans le divergent est beaucoup plus étendue que dans le cas précédent.



a) interaction faible

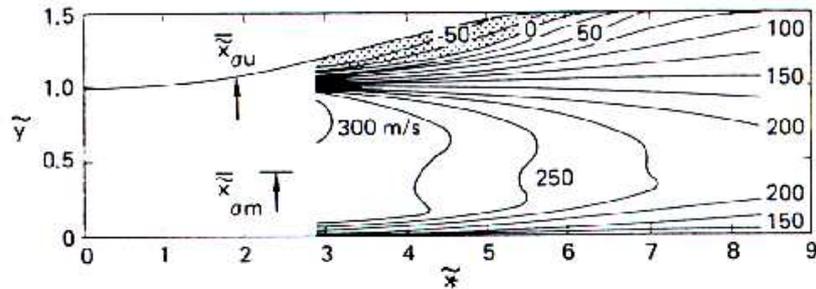


b) interaction forte

Figure 2-12 – Ecoulements en régime supercritique - Expériences de Sajben et al. [23].

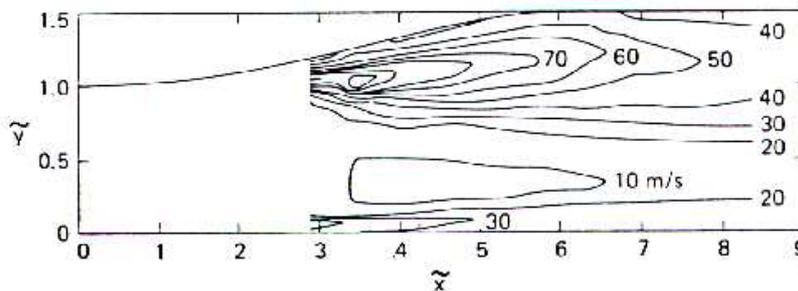
Le cas qui nous intéresse est celui de l'interaction forte obtenue sans excitation externe. La figure 2-12a montre les résultats relatifs au champ aérodynamique de la composante longitudinale de la vitesse obtenus par des mesures au vélocimètre laser monodirectionnel. Le domaine sondé n'est malheureusement pas assez étendu pour visualiser toute la zone décollée. Néanmoins, on remarque que le décollement est assez important. Il s'agit d'un décollement étendu, sa dimension longitudinale étant estimée par les auteurs à environ $67\delta_1$, où δ_1 est l'épaisseur de déplacement de la couche limite mesurée au col. La vitesse maximale dans la zone de recirculation est de -50ms^{-1} et représente environ 25% de la valeur de la vitesse externe locale (voir Fig. 2-12a). On note qu'il n'y a pas de zone de recirculation sur la paroi inférieure. La répartition de l'écart type de la fluctuation de la vitesse longitudinale, noté $\hat{u} = \sqrt{u'^2}$, est présentée sur la figure 2-12b. Le maximum de \hat{u} est localisé au milieu du bulbe décollé. Ces fluctuations représentent jusqu'à 50% de la valeur de la vitesse moyenne.

Ces travaux montrent ainsi le caractère fortement fluctuant des décollements étendus, même sans excitation instationnaire externe, ainsi que la complexité des structures de chocs qui se peuvent se créer en aval d'une structure principale à l'origine du décollement.



Mean velocity contours (\bar{u}) of unexcited flow, $M_{\sigma u} = 1.353$. Contours every 25 m/s, vertical scale doubled, shaded area indicates reverse flow.

a) iso-valeurs de la vitesse longitudinale U



Fluctuating velocity component (\hat{u}) of unexcited flow, $M_{\sigma u} = 1.353$. Contours every 10 m/s, vertical scale doubled.

b) iso-valeurs de l'écart type $\hat{u} = \sqrt{u'^2}$

Figure 2-13 – Champs aérodynamiques moyens obtenus par vélocimétrie laser monodirectionnelle - Plan médian - Expériences de Sajben et al. [23].

2.3 ANALYSE PHYSIQUE DES ECOULEMENTS DECOLLES

Des études importantes sur les mécanismes physiques impliqués dans les écoulements décollés en régime subsonique ont contribué à une meilleure compréhension des phénomènes. Il nous semble important de rappeler dans ce paragraphe les principaux résultats obtenus par Strickland *et al.*, notamment en régime instationnaire subsonique [27].

Strickland *et al.* font une analyse des phénomènes rencontrés dans des écoulements décollés bidimensionnels en régime incompressible. Les auteurs rappellent d'abord brièvement les conséquences néfastes du décollement, comme la perte de portance sur un profil d'aile en incidence ou la génération de bruits aérodynamiques importants. Sur la figure 2-13, on peut voir deux interprétations différentes d'un écoulement décollé. La figure 2-13a correspond à la vision moyenne du processus de décollement où une couche limite turbulente subit un gradient de pression adverse qui la fait décoller en un point unique D. Il se crée alors une zone de confluence entre l'écoulement décollé provenant de l'amont de D et l'écoulement de retour provenant de l'aval. La nature exacte de cette zone de mélange n'est pas précisée par ce schéma. Il s'agit d'une vision moyenne du phénomène de décollement. Strickland *et al.* proposent sur la figure 2-13b une interprétation instationnaire du phénomène. Le point de décollement n'est plus fixé mais varie au cours du temps.

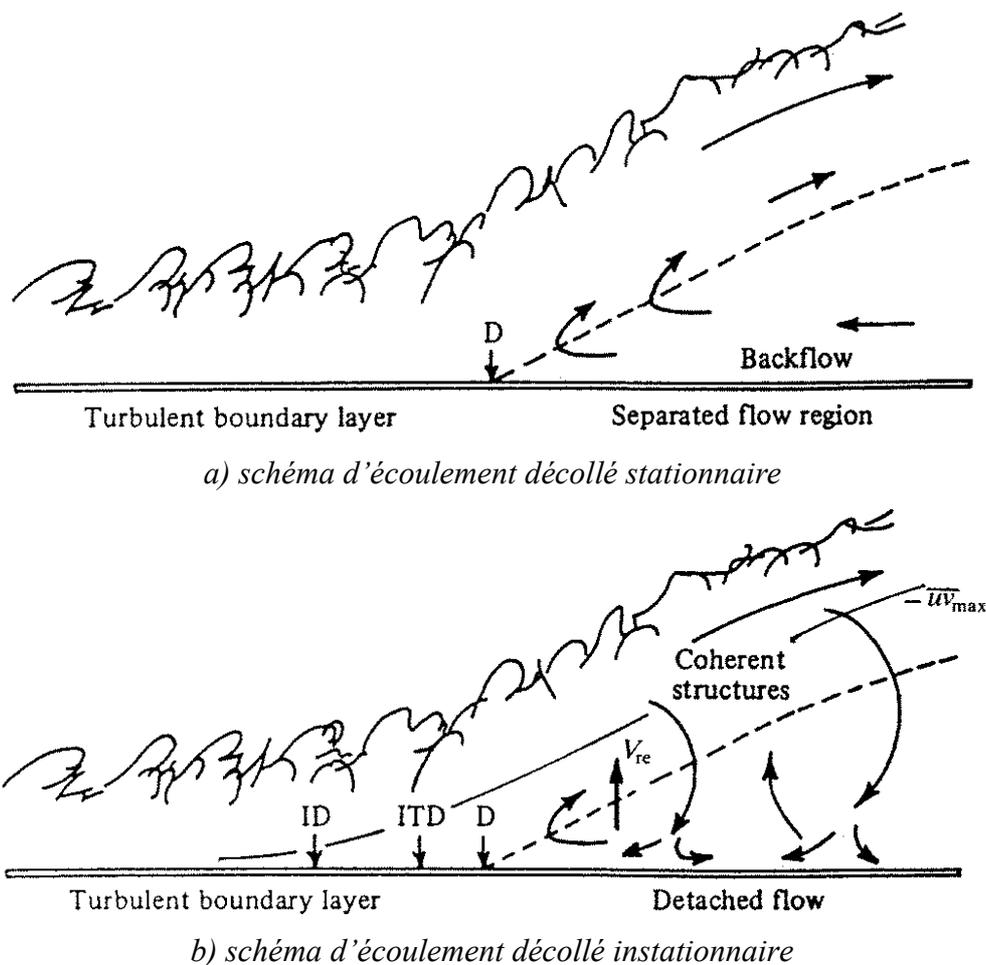


Figure 2-14 – Structure locale d'un écoulement décollé d'après Strickland *et al.* [27].

On définit un temps caractéristique pendant lequel un écoulement de retour, donc opposé à l'écoulement principal amont, est présent. Ainsi, un point de décollement naissant nommé ID (Incipient Detachment) correspond à la présence d'un écoulement de retour pendant 1% du temps. Situé plus en aval de ID, le point de décollement intermittent ITD (Intermittent Transitory Detachment) est défini quand il y a un écoulement de retour pendant 20% du temps. Enfin, le point de décollement D (Detachment) correspond au point où la valeur moyenne de la contrainte pariétale τ_w est nulle. Ce point correspond aussi à la présence d'un écoulement de retour pendant 50% du temps [28]. L'auteur met en évidence la présence de structures cohérentes au sein de la couche de mélange. En aval du point de décollement, ces macro structures entraînent l'écoulement décollé vers les parois alimentant ainsi l'écoulement de retour. La fréquence f de passage de ces structures dépend de la vitesse extérieure à la couche de mélange u_e et de l'épaisseur δ de la couche limite en amont de l'interaction suivant la relation: $f = 0,1 \frac{u_e}{\delta}$, comme pour une couche limite attachée [29].

Ces structures cohérentes naissent au point de décollement D, croissent rapidement dans les trois directions spatiales, puis s'agglomèrent faisant baisser la valeur de la fréquence de passage des structures. Ces structures transmettent l'énergie turbulente vers l'écoulement décollé près de la paroi. Ainsi, les fluctuations de vitesse dans la région de l'écoulement de retour sont du même ordre de grandeur que la vitesse moyenne. Par conséquent, dans de tels écoulements très turbulents, les lignes de courant moyennes ne représentent qu'imparfaitement la structure réelle de l'écoulement. Les grosses structures associées à la turbulence sont à l'origine des fluctuations présentes dans l'écoulement de retour et du mouvement du point de décollement.

La figure 2-14 présente les résultats expérimentaux obtenus par Driver [30] sur une couche limite décollée en régime incompressible. On peut voir, en coordonnées de similitude, l'évolution de la vitesse longitudinale moyenne U , la composante de cisaillement du tenseur de Reynolds $-\overline{uv}$ et la corrélation triple $-\overline{uvw}$. Les paramètres de similitude utilisés sont les suivants : en abscisse, $(U - U_{\min})/\Delta U$ avec U_{\min} valeur maximale négative dans la recirculation et $\Delta U = (U_{\max} - U_{\min})$; en ordonnée, $Y_\omega = (y - y_c) / \delta_\omega$ avec y_c ordonnée de la ligne médiane de la couche de mélange et l'épaisseur de vorticité $\delta_\omega = \Delta U / (dU/dZ)_{\max}$.

On constate que les profils de vitesse moyenne suivent une loi de similitude analogue à celle d'une couche de mélange libre. La composante de cisaillement $-\overline{uv}$ croît avec l'expansion de la zone décollée. Elle atteint sa valeur maximale au milieu de la couche décollée mais diminue très

fortement près de la paroi. Ainsi, les fluctuations de pression les plus importantes proviennent majoritairement du milieu de la couche décollée et influencent l'écoulement de proche paroi.

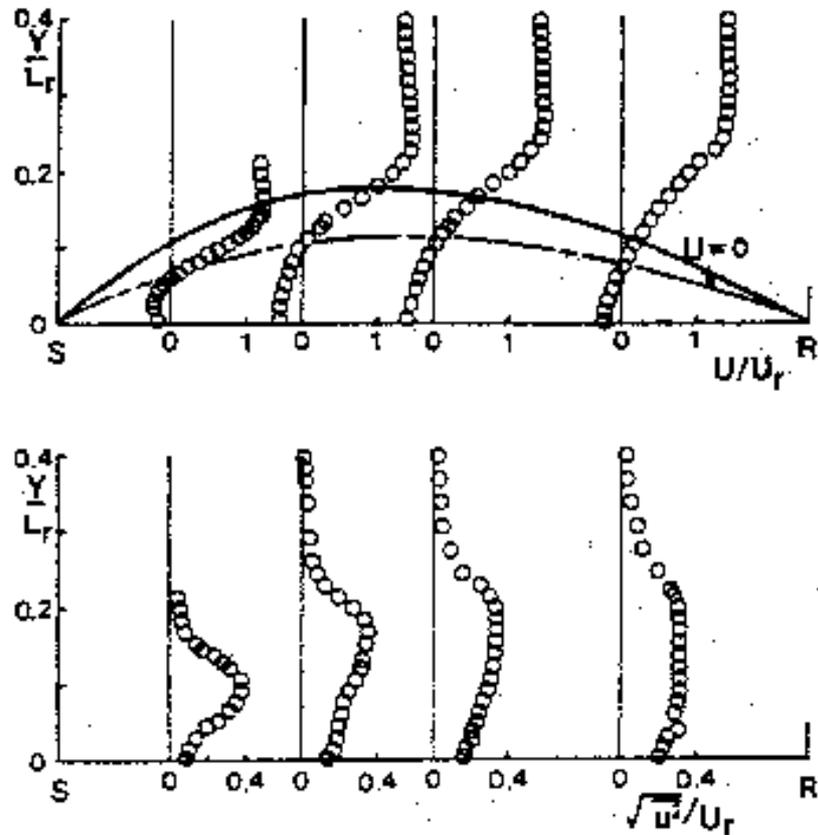


Figure 2-15 – Profils de vitesse longitudinale, de $-\overline{u}$ et de $-\overline{v}$ en coordonnées de similitude - Expériences de Driver [30].

Des études expérimentales en régime transsonique ont permis de caractériser précisément la structure d'un décollement induit par un choc sur une bosse bidimensionnelle [31] [32]. L'interférogramme de l'écoulement, présenté Fig. 2-15, montre la structure de l'écoulement. Les ondes de choc obliques C1 et C2 et le choc droit C3 se rejoignent en un point (parfois nommé point de bifurcation ou point triple) pour former une structure de chocs en lambda. Le nombre de Mach en amont de l'interaction est ici $M_0 = 1,37$. Le gradient de pression adverse provoqué par le choc oblique C1 (voir Fig. 2-15) est suffisant pour produire un décollement suivi d'un écoulement de retour étendu. Le champ aérodynamique de l'écoulement avait été obtenu par interférométrie et par des mesures des composantes longitudinale et normale de la vitesse réalisées par vélocimétrie laser bidirectionnelle. La présence de cette structure de chocs a pour principale conséquence de provoquer un épaissement de la couche limite turbulente et un décollement étendu de celle-ci sur

une courte longueur d'interaction. Sur la figure 2-16, on voit les lignes iso-Mach dans l'écoulement non dissipatif.

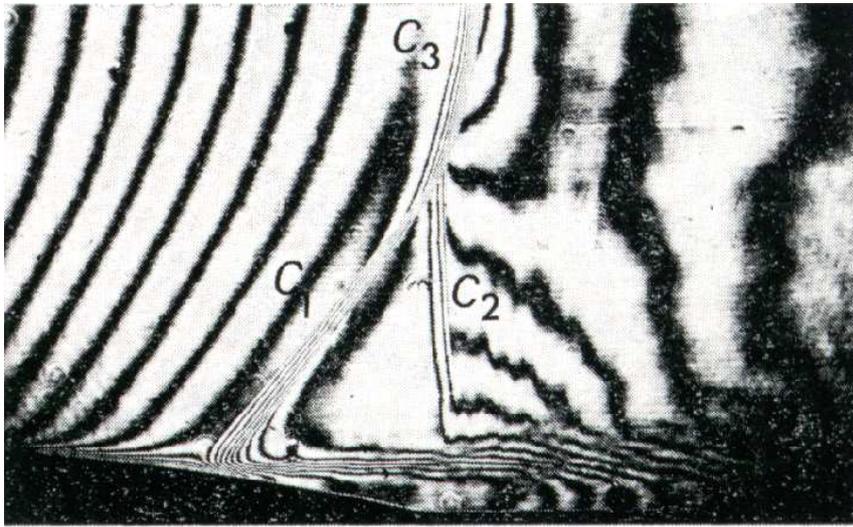
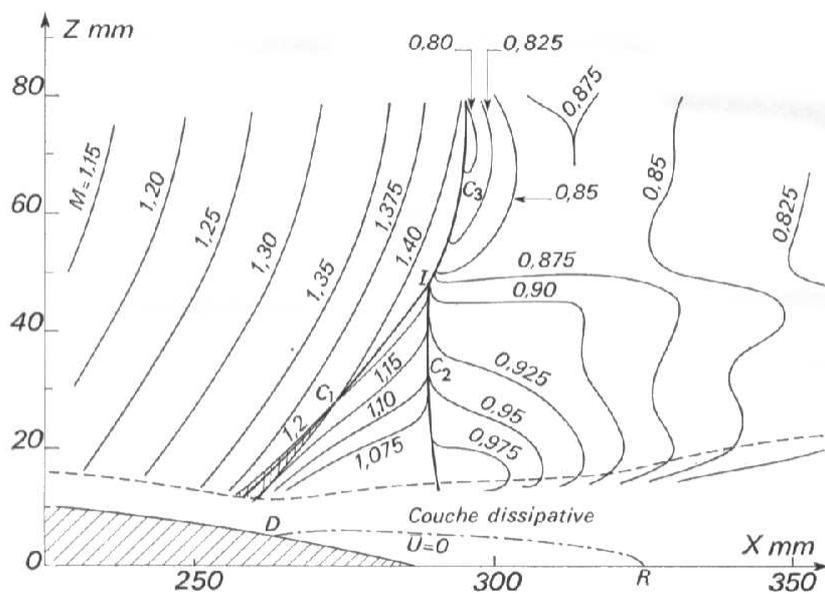


Figure 2-16 – Interaction onde de choc-couche limite transsonique avec décollement. Structure de choc de l'écoulement visualisée par interférométrie [31].



Lignes iso-Mach dans l'écoulement non-dissipatif.

Figure 2-17 – Interaction onde de choc-couche limite transsonique avec décollement. Lignes iso-Mach dans l'écoulement non dissipatif [31].

Tracés en coordonnées de similitudes, les profils de vitesse longitudinale dans la zone décollée se regroupent suivant le profil théorique de Görtler [33], solution approchée d'une couche de mélange

de jet turbulent et isobare (voir Fig. 2-17). Nous retrouvons des résultats similaires à ceux obtenus par Driver [30] en régime incompressible.

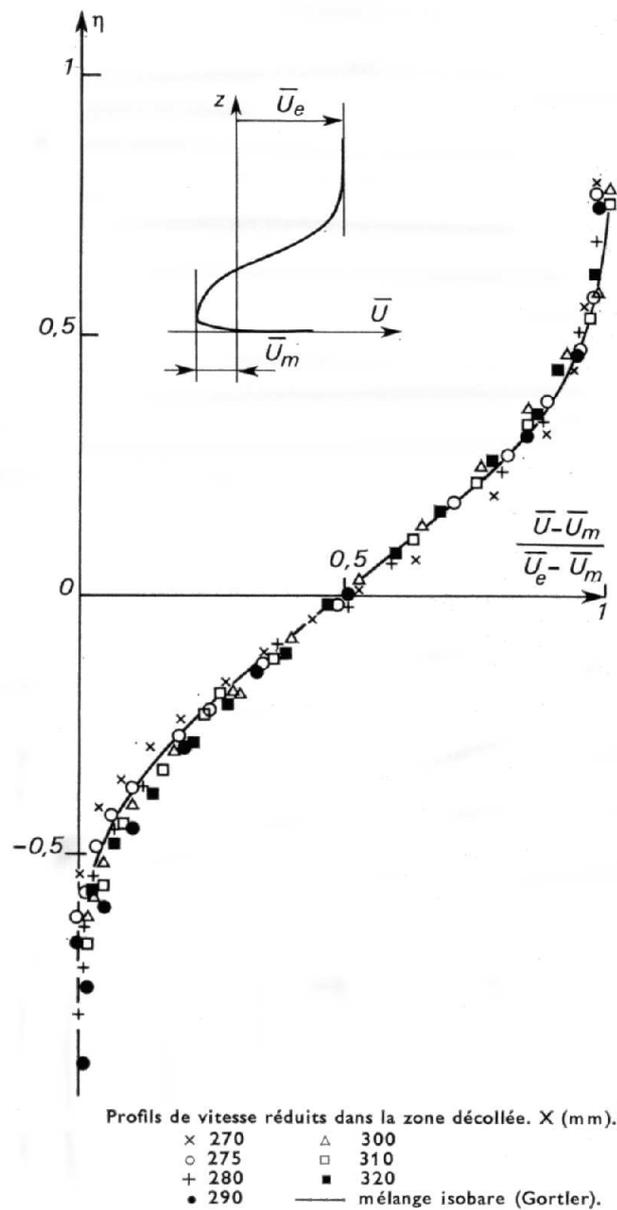


Figure 2-18 – Interaction onde de choc-couche limite transsonique avec décollement. Profils de vitesse réduits dans la zone décollée [31].

La distribution du taux de turbulence réduite Tu/Tu_{\max} (avec $Tu = \frac{\sqrt{u'^2}}{u_e}$) pour plusieurs profils montre une assez bonne similitude avec la distribution du taux de turbulence d'un jet incompressible, avec néanmoins un décalage des évolutions vers la paroi (voir Fig. 2-18).

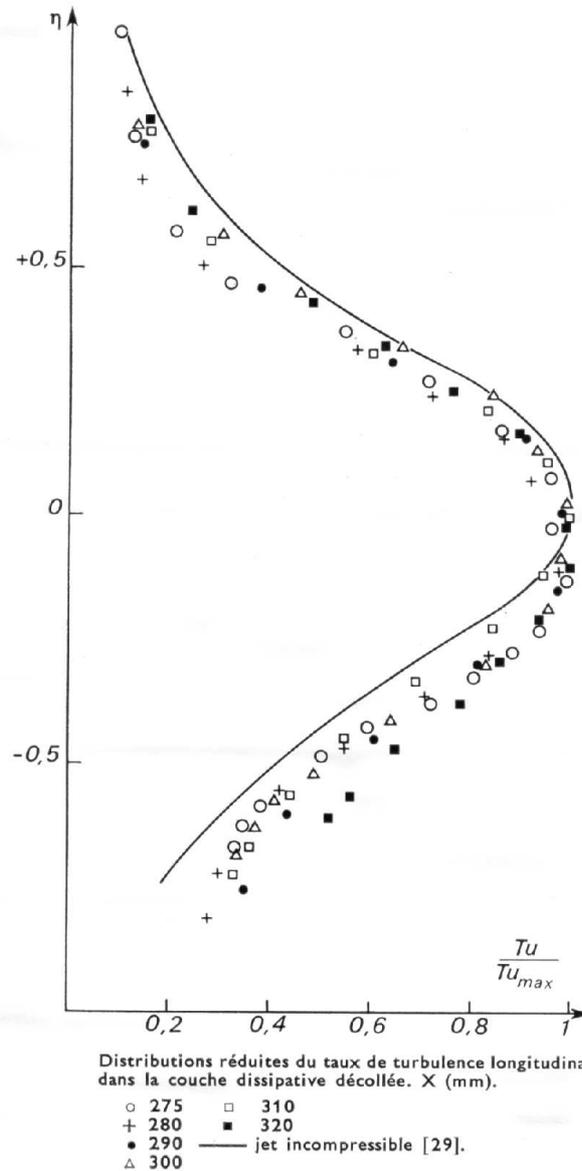


Figure 2-19 – Interaction onde de choc-couche limite transsonique avec décollement. Distributions réduites du taux de turbulence longitudinale [31].

La structure de la couche décollée est proche de celle d'une zone de mélange de jet turbulent et isobare. Cette propriété a été constatée aussi bien sur les vitesses moyennes que sur les quantités turbulentes. La différence provient des fortes fluctuations observées au sein du bulbe de décollement.

2.4 CONCLUSION

Nous avons vu que le fonctionnement d'une tuyère en régime surdétendu pouvait créer des interactions onde de choc-couche limite très complexes. La possibilité d'obtenir des configurations de chocs dissymétriques par la seule modification du rapport pression chambre sur pression aval a été prouvée. La prédiction du point de décollement est un paramètre important pour le dimensionnement des profils de tuyères. Cette position dépend des conditions en amont de l'interaction, comme le profil de vitesse dans la couche limite et le nombre de Mach (théorie de l'interaction libre), mais aussi des conditions aval, c'est-à-dire dans la zone d'entraînement de l'écoulement extérieur, qui modifie la répartition de pression pariétale aval. D'autres paramètres, comme la température de paroi, la nature des gaz éjectés influencent aussi la position de ce point.

De plus, la nature instationnaire du phénomène a été démontrée, modifiant la vision stationnaire que l'on avait du décollement en particulier la définition du point de décollement qui n'est plus unique. La couche décollée, très turbulente, se comporte comme une couche de mélange turbulente libre en dehors de l'influence de la paroi. Les mécanismes de transfert d'énergie entre la couche de mélange et la paroi reste encore à élucider.

3 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET MOYENS DE MESURE

3.1 LA SOUFFLERIE S8CH

Les expériences présentées dans cette étude ont été effectuées dans la veine B de la soufflerie de recherche transsonique-supersonique S8Ch du centre de Chalais-Meudon. Cette soufflerie est alimentée par de l'air atmosphérique desséché et délivre, en configuration amorcée, un écoulement supersonique uniforme en sortie de divergent de nombre de Mach égal à 1,95. Son fonctionnement continu offre une grande souplesse d'utilisation permettant d'effectuer des analyses expérimentales sur de longues périodes de temps. Ce fonctionnement est assuré par un groupe d'aspiration constitué de trois compresseurs situés en aval de l'installation.

La figure 3-1 montre une photographie de la veine d'essai qui est constituée de deux blocs tuyères avec convergent et divergent amovibles formant un col de section $A_{c1} = 74,18 \times 120 \text{mm}^2$. Elle se prolonge par une partie à section constante égale à $120 \times 120 \text{mm}^2$. Un second col mobile situé à 600mm en aval du premier col est monté sur la paroi supérieure de la veine (voir Fig.3-2). Ce deuxième col, qui permet de désamorcer partiellement la veine d'essai et de placer une structure de chocs dans le divergent, se compose de deux plaques planes reliées par une rotule. La hauteur du col mobile est fixée par un système mécanique piloté par un moteur électrique. La hauteur du dièdre ainsi constitué peut varier de 0 (col entièrement ouvert) à 31mm, avec une incertitude de la valeur de cette hauteur d'au plus 0,2mm.

Pour toute la suite du mémoire, on définit le taux de contraction τ par le rapport de la section du col mobile à la section fixe du premier col : $\tau = A_{c2}/A_{c1}$. De plus, afin d'étudier l'influence de la position du second col sur les résultats, des jeux de dièdres de plusieurs hauteurs fixes ont été fabriqués et placés sur la paroi inférieure du canal.

Les parois latérales de la veine sont constituées de hublots en verre de qualité strioscopique. Des essais complémentaires, portant sur l'influence de l'état de rugosité des surfaces du divergent, ont été menés par application sur les parois de films rugueux constitués de grains de Carborundum.

Le tableau 3-1 résume les conditions génératrices moyennes, sensiblement constantes, et les plages de variation obtenues durant les essais sur l'ensemble de la campagne.

Un dessiccateur permet d'obtenir une hygrométrie inférieure à 1g d'eau par kilogramme d'air. La couche limite dans la région du premier col est de nature turbulente. Dans la chambre de tranquillisation, le taux de turbulence moyen est estimé à 0,1%.

note: Les essais présentés dans ce mémoire ont été essentiellement réalisés avec le second col placé sur la paroi supérieure.

	Pression génératrice p_{i0}	Température génératrice T_{i0}	Nombre de Reynolds unitaire (m^{-1})
Moyenne	98000Pa	305K	$1,2 \cdot 10^7$
Incertitude	$\pm 800Pa$	$\pm 10K$	-

Tableau 3-1 – Conditions génératrices de l'écoulement.

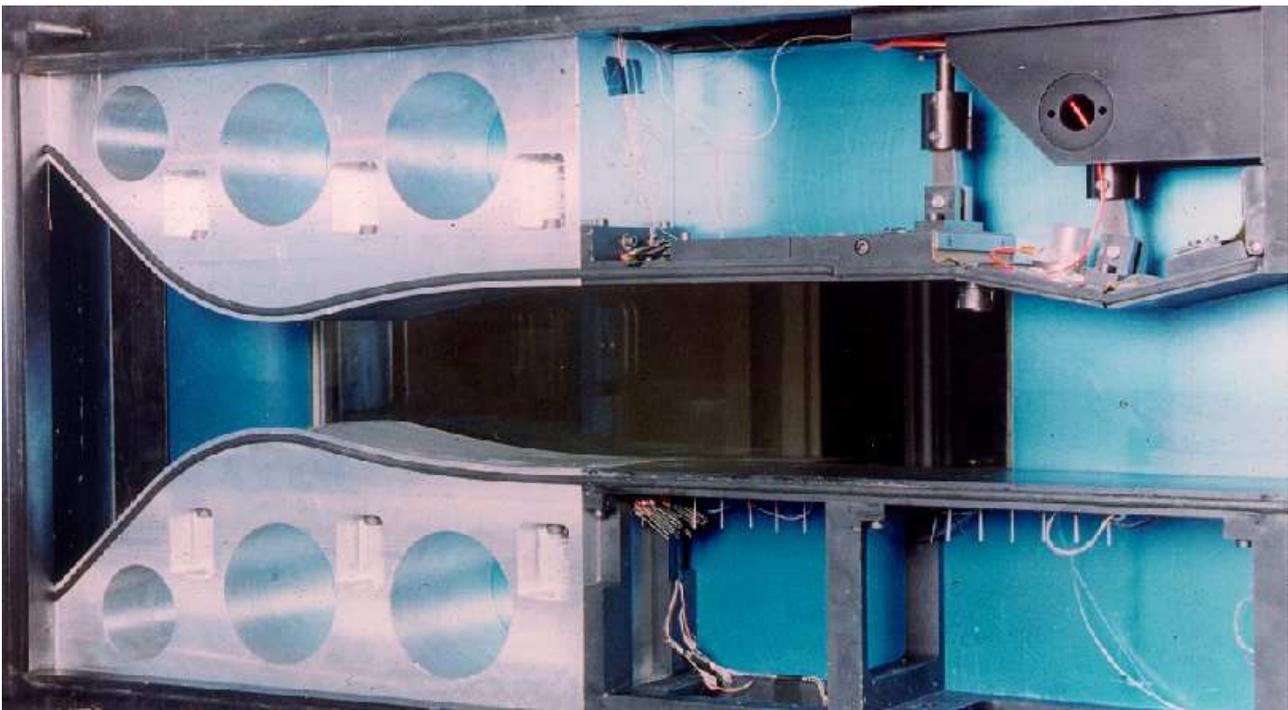


Figure 3-1 – Photographie de la veine d'essai implantée dans la soufflerie S8Ch.

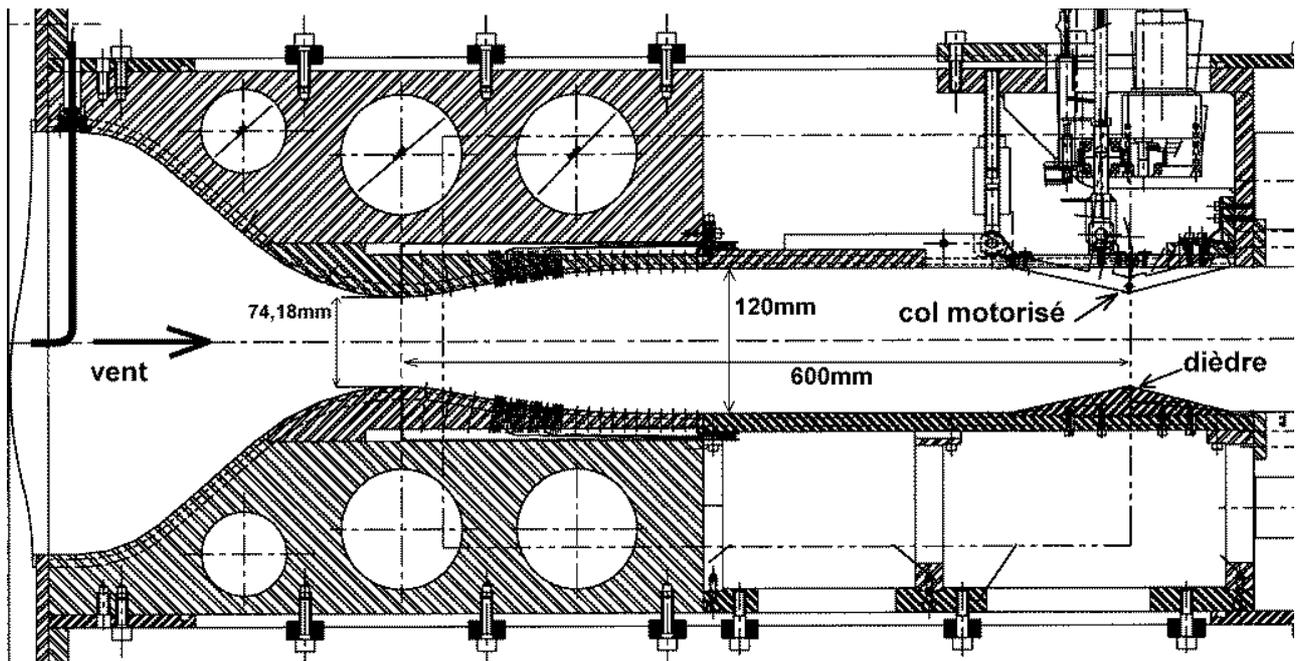


Figure 3-2 – Schéma du montage expérimental.

Les moyens de mesure utilisés ont été les suivants:

- Visualisations par ombroscopies des écoulements.
- Mesures de pressions pariétales stationnaires et instationnaires.
- Visualisations des lignes de frottement pariétal moyennes par enduit visqueux.
- Mesures par vélocimétrie laser à franges.

3.2 LE BANC STRIOSCOPIQUE

Une première campagne d'essais, visant à faire une étude paramétrique d'un écoulement de tuyère plane partiellement désamorcée, a montré que différentes structures de chocs pouvaient être obtenues pour plusieurs taux de contraction τ allant de 1,62 (canal amorcé) à 2.

La figure 3-3 montre le schéma de principe du banc strioscopique utilisé en mode ombroscopie (c'est-à-dire sans couteaux). La méthode des ombres [34] met en évidence la dérivée seconde de l'épaisseur optique de la veine d'expérience, donc de la masse volumique de l'air dans le cas présent. Cette méthode est bien adaptée à la visualisation d'écoulements comportant des gradients locaux de masse volumique importants, comme des écoulements avec ondes de choc ou couches de mélange cisillées, etc... Les phénomènes sont visualisés dans le plan vertical parallèle aux parois latérales de la veine. La nature du dispositif utilisé intègre spatialement les gradients suivant l'envergure de la veine. Ceci pouvant constituer un biais de mesure pour des écoulements

comportant des effets tridimensionnels importants. Ces visualisations ont été réalisées grâce à la participation de l'Institut de Mécanique des Fluides de Lille (IMFL).

Pour étudier les écoulements aérodynamiques instationnaires rapidement variables, un système dénommé Chronoloupe a été développé et utilisé [35]. Ce système, dont le schéma de principe est reproduit Fig. 3-4, comporte une batterie de 24 éclateurs constitués chacun d'un condensateur et d'une source éclair. Chaque éclair, transformé en un faisceau de lumière parallèle par un miroir sphérique, est envoyé normalement au travers de la veine d'essais par un miroir plan. A la réception, un second miroir dirige le faisceau ayant traversé la veine vers un autre miroir sphérique qui le focalise sur un récepteur équipé de 24 objectifs. Ce dispositif est dit montage en Z et est symétrique par rapport à la veine. D'un diamètre d'environ 30mm, chaque image est enregistrée sur un film photographique $18 \times 24 \text{cm}^2$. Un système électronique commande le déclenchement du train d'éclairs. La durée de chaque éclair est de 300ns et l'intervalle de temps entre deux éclairs successifs est réglable de façon continue de 10^{-7} à 1 seconde.

Ce système de chronoloupe permet d'obtenir des informations datées sur l'évolution temporelle des structures de chocs, grâce à un étalonnage précis par rapport à une position de référence dans l'espace et dans le temps.

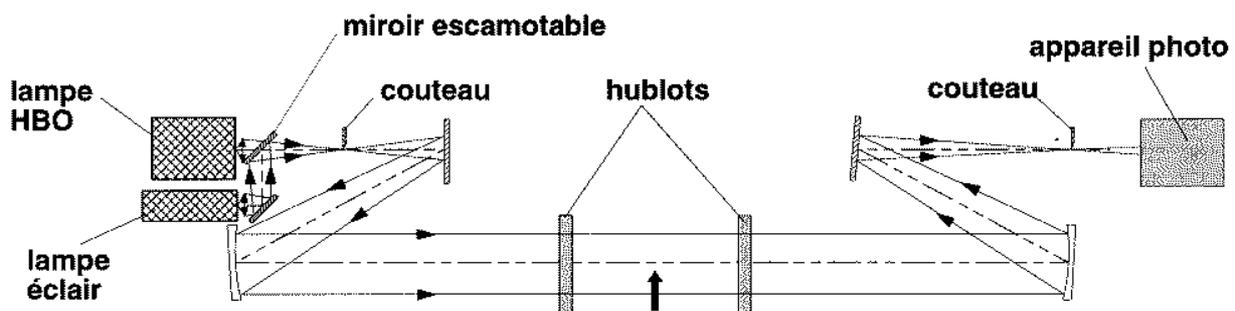


Figure 3-3 – Schéma de principe du banc strioscopique de la soufflerie S8Ch.

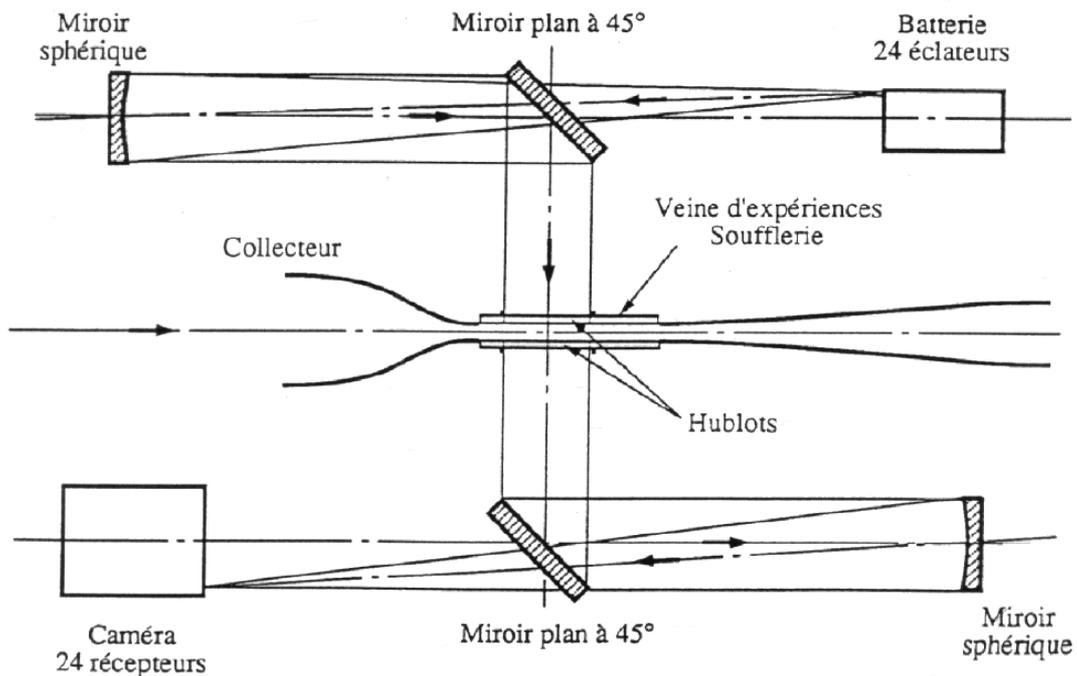


Figure 3-4 – Schéma de principe du système de chronoloupe IMFL.

3.3 MESURES DE PRESSION PARIETALE

La pression génératrice de l'écoulement est mesurée dans la chambre de tranquillisation de la soufflerie, juste en amont du convergent, à l'aide d'un tube de Pitot muni d'un capteur instationnaire différentiel (prise 1).

Chacun des deux blocs-tuyère est équipé de 35 prises de pression statique continues et de 2 prises instationnaires réparties comme indiqué sur la figure 3-5 :

- 2 prises instationnaires disposées à 90mm et à 120mm en aval du col (prises 2, 3, 5 et 6),
- 4×5 prises continues espacées de 2mm de part et d'autre des prises instationnaires,
- 11 prises continues espacées de 10mm dans la partie aval du divergent,
- 4 prises continues espacées de 20mm dans la partie amont du divergent.

La plaque supérieure de la veine, joignant la tuyère au second col, comporte une prise de pression instationnaire disposée à 40mm en aval de la tuyère (prise 4). La partie plane de la paroi inférieure est équipée de 12 prises de pression statique continues espacées de 20mm et de 3 prises de pression instationnaire. La première prise instationnaire est située, comme sur la paroi supérieure, à 40mm

en aval de la tuyère (prise 7). Les deux autres prises (8 et 9) sont placées à 350mm en aval et disposées à 30mm de part et d'autre de l'axe de symétrie.

Les prises continues ont un diamètre de 0,3mm et sont reliées par des tubes en vinyle à 2 capteurs absolus StathamTM de calibre 15PSI, via un distributeur pneumatique ScanivalveTM.

Les prises de pression instationnaires sont équipées de capteurs différentiels KuliteTM XCS093 de 5PSI pour la pression génératrice et de 15PSI pour les autres. Le diamètre de ces prises est de 0,5mm. Au total, le montage comporte 82 prises de pression statique continues et 8 prises instationnaires.

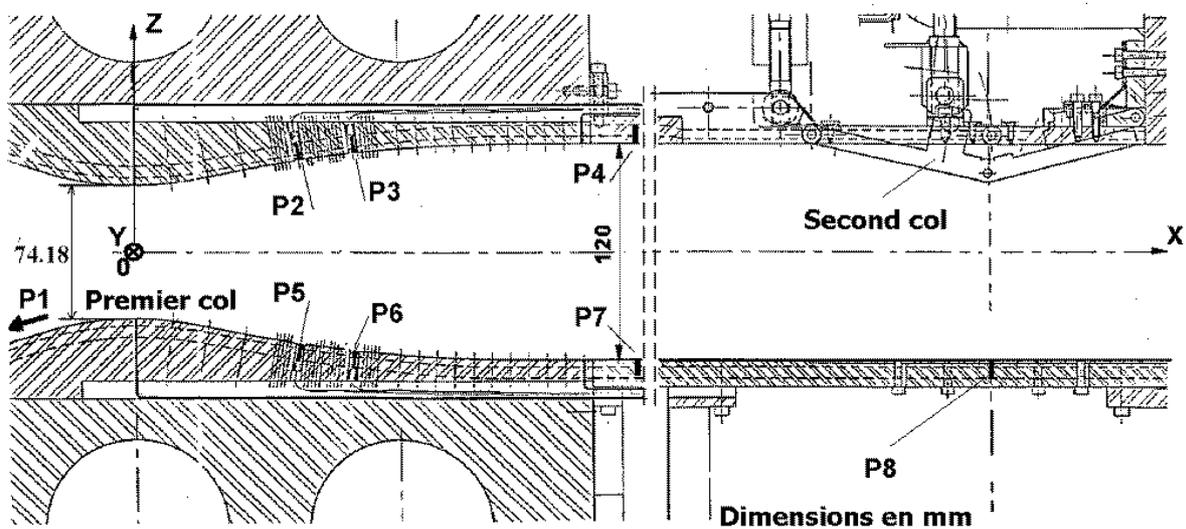


Figure 3-5 – Répartition des prises de pression statiques et instationnaires.

3.4 VISUALISATIONS DES LIGNES DE FROTTEMENT PARIETAL

La technique de visualisation des structures pariétales par enduit visqueux est bien adaptée à la reconstruction de la topologie des écoulements aérodynamiques tridimensionnels de proche paroi. Ces visualisations sont obtenues grâce à un enduit visqueux coloré appliqué au pinceau sur les quatre parois de la veine d'essai. Lors du fonctionnement de la soufflerie, le film visqueux est entraîné par les forces de frottement laissant apparaître des structures pariétales. Une fois le régime permanent obtenu, des clichés photographiques de chaque paroi ont été pris. Les réseaux des lignes, ainsi mis en évidence, peuvent être assimilés aux lignes de frottement pariétales de l'écoulement moyen étudié.

3.5 MESURES PAR VELOCIMETRIE LASER A FRANGES (VLF)

Durant la campagne d'essais, des explorations au vélocimètre laser de différentes natures ont été effectuées. Par principe non intrusive, cette technique a l'avantage de ne pas perturber l'écoulement étudié par l'introduction d'une sonde et se prête donc à l'étude d'écoulements supersoniques comportant des zones de forts gradients de vitesse et des régions de recirculation étendues.

Le vélocimètre [36] est utilisé en mode de diffusion avant, ce qui favorise le rapport signal sur bruit. Il est constitué de deux bâtis installés de part et d'autre de la veine d'essais. Le premier bâti, pour la partie émission, reçoit un ensemble d'éléments optiques conçu pour la formation du volume de mesure. Le second bâti, pour la partie réception, porte un ou deux télescopes Cassegrain (qui doivent rester focalisés sur le volume de mesure lors de ses déplacements) afin de collecter la lumière diffusée par les particules traversant le volume de mesure. Ce volume de mesure peut être déplacé de 200mm suivant chaque direction. La composition et le nombre des différents éléments à mettre en œuvre sur les bâtis dépendent du nombre de composantes de la vitesse à mesurer.

Quelle que soit la configuration étudiée, toutes les lentilles d'émission ont 1000mm de focale. Le diamètre du volume de mesure obtenu est de 200 μ m. Une analyse détaillée des biais de mesure spécifiques à chaque configuration est présentée dans la suite du mémoire.

Quatre configurations du vélocimètre laser ont été utilisées et sont décrites dans les paragraphes qui suivent :

3.5.1 Exploration par VLF tridirectionnelle

Le vélocimètre laser a été utilisé en configuration 3D pour l'exploration tridirectionnelle (U, V, W) du champ aérodynamique complet. Cette configuration nécessite la réunion de deux configurations optiques dites 2D et 1D-fo (fibres optiques). La figure 3-6 montre une photographie du montage et la figure 3-7 le schéma de principe du vélocimètre laser.

- La configuration 2D est constituée d'un laser, d'une lentille d'émission et d'un télescope de réception. Le laser utilisé est un Spectra-Physics 171 continu à argon ionisé, fonctionnant en simultané suivant plusieurs longueurs d'onde (mode toutes raies). En sortie du laser, fixé sur le bâti d'émission, un jeu de miroirs et de composants optiques spécifiques sélectionne et sépare les deux longueurs d'onde les plus intenses (verte de longueur d'onde 514,5nm et bleue de longueur d'onde 488nm), puis les conduit jusqu'à la lentille d'émission. La formation de deux réseaux de franges d'interférence, d'orientation et de longueur d'onde différentes, au point focal

de cette lentille, constitue le volume de mesure. Le télescope de réception est équipé de deux tubes photo-multiplieurs, chacun étant muni d'un filtre uniquement sensible à une des deux longueurs d'onde utilisées.

- La configuration 1D-fo est composée d'un laser et d'un système à fibre optique, d'une lentille d'émission et d'un télescope de réception. Le laser utilisé est un Spectra-Physics 2060 continu à argon ionisé. Il fonctionne suivant une seule longueur d'onde (violette de longueur d'onde 476,5nm) et se trouve à proximité du bâti d'émission. En sortie du laser, un boîtier de traitement optoélectronique met en forme une émission laser que des fibres optiques conduisent jusqu'à la lentille d'émission. La formation d'un réseau de franges d'interférence au point focal de cette lentille constitue le volume de mesure. Le télescope de réception est équipé d'un tube photo-multiplieur sensible uniquement à la longueur d'onde violette.

On obtient ainsi trois réseaux de franges d'interférence qu'un réglage de position permet de focaliser dans un volume de mesure. Un ajustement du système permet de mesurer les trois composantes de la vitesse.

La présence de particules, en quantité et dimension convenables, au sein de l'écoulement à étudier est une condition indispensable au bon fonctionnement de la vélocimétrie laser. Pour cette campagne, deux types de particules ont été employés. Pour l'exploration de la majeure partie du domaine, l'écoulement a étéensemencé par pulvérisation d'huile d'olive. Dans ces conditions, les hublots se salissaient rapidement et leur nettoyage nécessitait des arrêts de la soufflerie très fréquents. Ainsi, pour l'exploration de la partie supérieure du domaine, correspondant à une zone de décollement importante, l'huile d'olive a été remplacée par un mélange à part égale de poudre d'oxyde de magnésium MgO et de dioxyde de silicium SiO₂.

La méthode de mesure par vélocimétrie laser permet d'accéder aux grandeurs suivantes (avec $i=\{1,2,3\}$) :

- Vitesses moyennes : $\bar{u}_i = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N (u_i)_k$
- Variances : $\overline{u_i'^2} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N [(u_i)_k - \bar{u}_i]^2$
- Corrélations croisées : $\overline{u_i' u_j'} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N [(u_i)_k - \bar{u}_i][(u_j)_k - \bar{u}_j]$

où $\overline{u_i}$ est la composante moyenne de la vitesse suivant la direction i , N le nombre d'échantillons k validés par le système d'acquisition.

Comme toute méthode de mesure, la vélocimétrie laser comporte des biais de mesure spécifiques. La précision des mesures dépend de nombreux paramètres dont les définitions et l'importance vont être rappelées dans la suite de ce paragraphe. De nombreux auteurs (voir, en particulier [37] et [38]) ont identifié et étudié en détail les facteurs dont l'influence doit être minimisée. Voici quelques sources de biais, ou erreurs de mesure, que l'on peut rencontrer :

- a) Biais dû à l'étalonnage du vélocimètre. Pour déterminer précisément les interfranges i ainsi que l'orientation des plans des franges dans l'espace, un étalonnage du vélocimètre est nécessaire. Cet étalonnage s'effectue grâce à un théodolite et donne les interfranges et la localisation des franges dans l'espace avec une précision de 0,3%.
- b) La précision sur la position du volume de mesure dépend essentiellement de la précision du déplacement des bancs de mesure. Ici, la précision atteinte est de 0,1mm.
- c) Biais de convergence statistique. La vélocimétrie laser procède à l'acquisition d'échantillons de vitesses instantanées. A partir de ces échantillons, on peut déduire la vitesse moyenne ainsi que différentes quantités statistiques comme les moments d'ordre 2 associés aux composantes du tenseur de Reynolds (voir plus haut). La convergence de ces moments statistiques nécessite des échantillons d'au moins 2000 valeurs. La principale difficulté consiste à obtenir une taille d'échantillons suffisante dans les régions difficiles à ensemencher, comme les zones de recirculation. La qualité de la convergence statistique sera discutée dans les chapitres suivants, pour chaque cas étudié.
- d) Les biais statistiques. Il existe plusieurs types de biais statistiques dont l'importance varie suivant le type d'écoulement étudié.
 - Biais de mesure des gradients. Ce biais est important quand l'échelle caractéristique du gradient de vitesse est du même ordre de grandeur que la taille du volume de mesure. Dans notre cas, ce biais sera important dans les couches décollées inférieure et supérieure comportant des gradients dus au cisaillement et en présence des chocs. Ce biais affecte surtout les valeurs des moments d'ordre deux.
 - Biais dû à l'échantillonnage. Si la cadence d'acquisition varie en fonction de la vitesse, alors un biais de mesure peut apparaître [39]. Ainsi, dans un écoulement uniformément ensemenché, la cadence d'acquisition sur les particules augmente avec la

vitesse. Dans un écoulement très turbulent, cela revient à favoriser l'acquisition des particules de forte vitesse, la valeur moyenne de la vitesse étant alors surestimée. Bien que les corrections proposées par [39] ou encore [40] ne soient pas unanimement acceptées, il faut avoir en mémoire ce biais pour l'analyse des zones décollées turbulentes qui sera effectuée par la suite.

- e) Comportement des particules. La vitesse mesurée est celle de particules solides supposées suivre l'écoulement. La difficulté consiste àensemencer l'écoulement avec des particules qui soient : suffisamment grosses et monodispersées dans l'écoulement pour être détectées par la chaîne d'acquisition optique et assez fines pour suivre les mouvements du fluide. Le phénomène de traînage a lieu quand l'écoulement présente de fortes variations locales de la vitesse. Alors, les particules ne suivent plus l'écoulement. Ce biais affecte à la fois la valeur moyenne de la vitesse et les moments d'ordre deux.

3.5.2 Exploration par VLF bidirectionnelle des couches limites

L'utilisation du vélocimètre laser en mode tridirectionnel ne permet pas de faire des explorations fines des couches limites. Cette limitation provient de l'encombrement spatial des rayons lasers rendant le positionnement des trois réseaux de franges délicat et ne permettant pas d'approcher une paroi à moins de 0,5mm dans les conditions les plus favorables. C'est donc avec la configuration 2D décrite plus haut qu'un profil de vitesse bidimensionnel (vitesse longitudinale u et normale w) a été sondé sur les parois haute et basse, au point d'abscisse $X = 40\text{mm}$, après le premier col. Cette couche limite est sondée jusqu'à une altitude de 0,3mm depuis la paroi, dans la partie supersonique uniforme de l'écoulement en amont de l'interaction. Ce profil nous permettra de définir l'état de la couche limite et servira à initialiser des calculs numériques objets du chapitre 6.

3.5.3 Exploration par VLF monodirectionnelle

La vélocimètre a été utilisé en configuration monodirectionnelle pour la mesure de la composante u de la vitesse autour du choc droit. Cette configuration a été obtenue à partir de la configuration 2D précédente par obturation d'une des deux voies laser. Le type de particule utilisé est de l'huile d'olive pulvérisée. On obtient ainsi la composante instantanée de la vitesse longitudinale u . La fréquence d'échantillonnage est de 10kHz. Pour ce type de mesure, le biais principal provient du traînage des particules puisque des explorations ont été effectuées dans la zone de fluctuation du choc droit.

3.5.4 Mesures en deux points

Afin d'analyser les principales caractéristiques instationnaires d'une couche limite décollée, des mesures en deux points de la composante longitudinale u de la vitesse ont été effectuées. Ces explorations avaient pour objectif de caractériser la taille et la vitesse de convection de structures tourbillonnaires de grande échelle, appelées structures cohérentes, observées dans des couches de mélange libres. Pour cela, la configuration $2D \times 1D$ (mixage des configurations $1D$ et $1D$ -fo) est utilisée. Les détails sur la méthode de mesure sont donnés au chapitre 5.

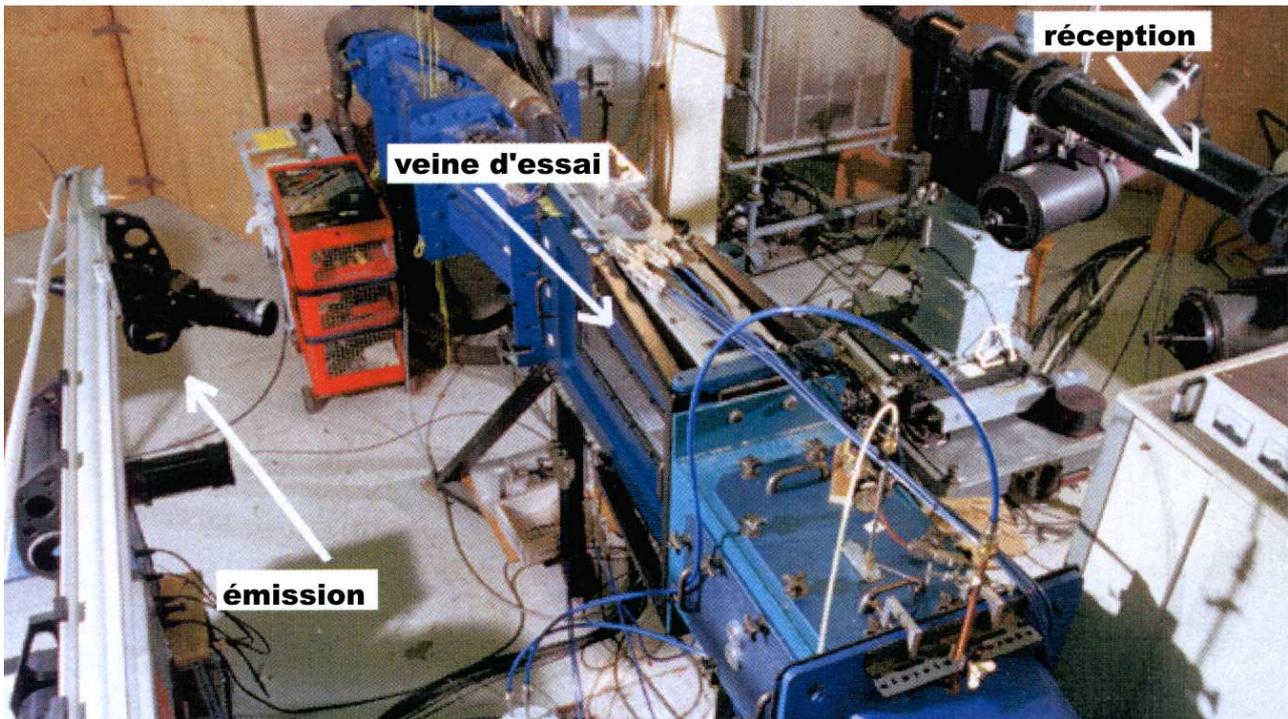


Figure 3-6 – Photographie du banc de vélocimétrie laser en configuration tridirectionnelle installé sur la veine B de la soufflerie de recherche S8Ch.

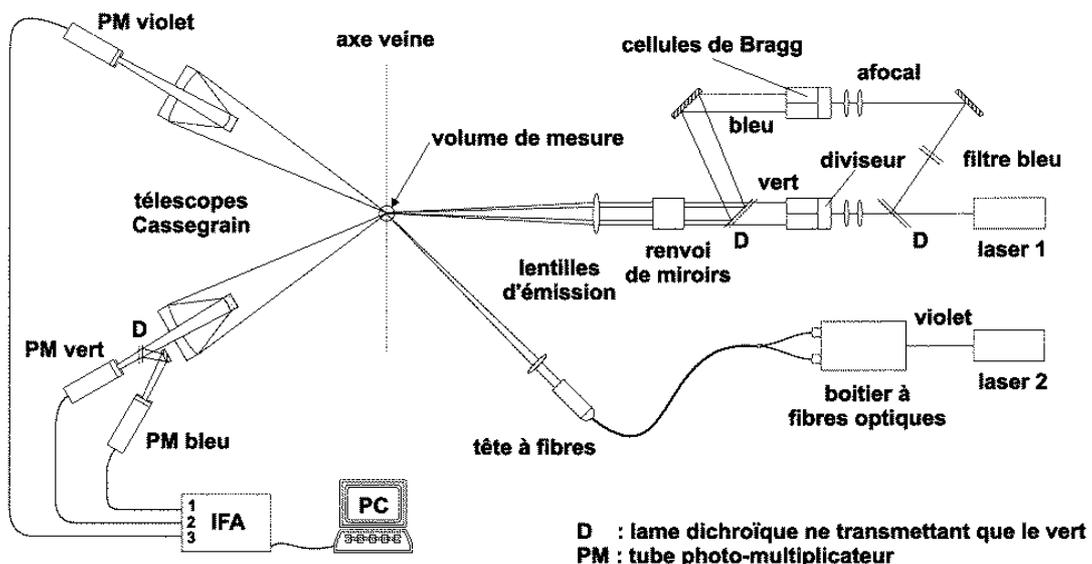


Figure 3-7 – Schéma de principe du vélocimètre laser tridirectionnel.

3.5.5 Influence de l'état des couches limites en amont de l'interaction

Avec pour objectif de forcer la dissymétrie d'une structure de chocs, une étude paramétrique qualitative ayant consisté à modifier l'état des couches limites en amont de l'interaction a été menée. L'état de surface a été modifié par application de bandes rugueuses, composées de poudres de Carborundum, autour du premier col sur toute l'envergure de la veine d'essais, comme le montre la figure 3-8.



Figure 3-8 – Photographie montrant l'application du papier Carborundum dans la veine.

4 ANALYSE EXPERIMENTALE D'ÉCOULEMENTS SUPERSONIQUES DECOLLES

Ce chapitre est consacré aux premiers résultats expérimentaux obtenus lors des explorations paramétriques. Tout d'abord, des visualisations par ombroscopie ont été réalisées pour plusieurs taux de contraction τ . Les évolutions des pressions statiques pariétales ainsi que les déplacements des principaux points caractéristiques des structures de choc pour plusieurs configurations ont été analysés.

4.1 CARACTERISATION DES CONFIGURATIONS DE CHOCS

4.1.1 Visualisations ombroscopiques

La fermeture progressive du second col provoque un désamorçage partiel de la veine d'essai. Pour un taux de contraction fixé, et pendant le transitoire de désamorçage de la veine, une structure de chocs complexe prend naissance dans la région du deuxième col et migre le long du canal de section constante vers le divergent de la tuyère pour se stabiliser [41].

La figure 4-1 présente des résultats obtenus pour plusieurs taux de contraction τ . Pour une première valeur $\tau = 1,3616$, une structure de chocs d'allure symétrique se forme dans le divergent de la tuyère. La position moyenne du choc se situe près de la fin du convergent dans une zone où la pente locale de la paroi de la tuyère est très faible. Deux structures de chocs en forme de lambda se forment près des parois inférieure et supérieure reliées par un choc droit. Le choc joignant les deux points triples est en réalité courbé et correspond à une solution du type onde de choc oblique forte. Il n'est véritablement droit qu'en un seul point situé sur l'axe de symétrie dans le cas d'une configuration symétrique. Néanmoins, par commodité, dans ce qui suit nous continuerons de parler de choc droit.

La diminution progressive du taux de contraction τ a pour conséquence de déplacer la structure de chocs dans le divergent de la tuyère tout en gardant l'aspect symétrique de la première structure. Ce déplacement est visible sur les configurations à $\tau = 1,3481$ et $\tau = 1,3144$.

Une diminution supplémentaire de τ conduit l'écoulement vers un régime instable où un tremblement important de la structure de chocs est perceptible. Pour une valeur particulière, $\tau = 1,2807$, l'écoulement résultant peut présenter deux structures de chocs dissymétriques opposées. Pour distinguer les configurations avec structure dissymétrique, on notera la première configuration présentant un disque de Mach dirigé plus près de la paroi basse par le terme « 1/2 » et celle avec le disque de Mach plus près de la paroi haute par 2/2. Il existe néanmoins pour ce même taux de contraction une configuration symétrique.

A un taux de contraction $\tau = 1,2402$, nous retrouvons une configuration quasi-symétrique très fluctuante avec des effets tridimensionnels importants qui sont visibles sur l'ombroscopie où on peut voir des structures de chocs secondaires dues à l'intégration suivant l'envergure des gradients de masse volumique.

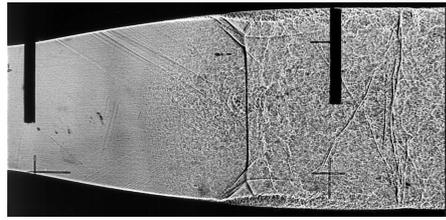
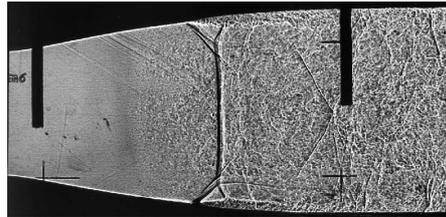
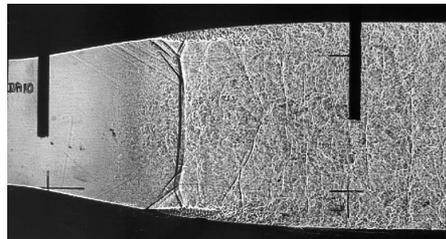
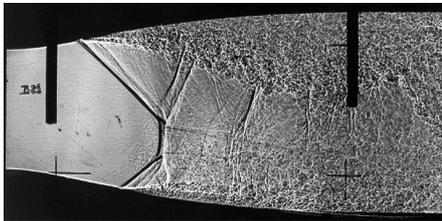
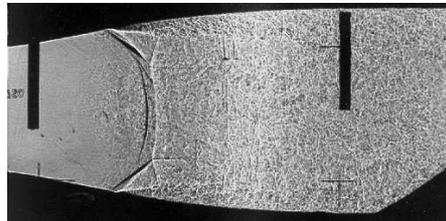
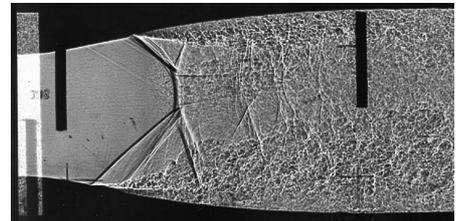
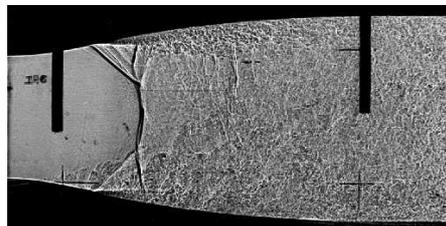
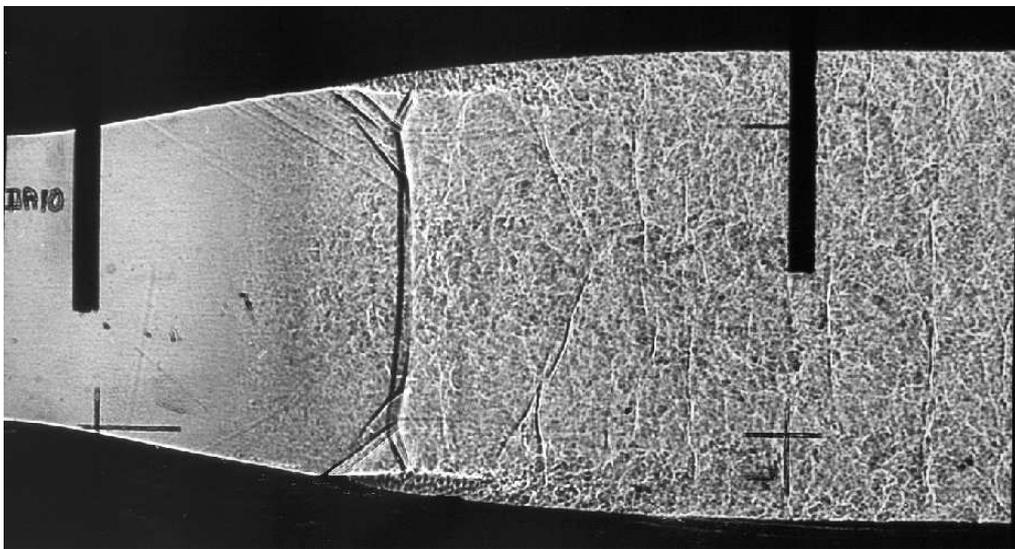
a) $\tau = 1,3616$ b) $\tau = 1,3481$ c) $\tau = 1,3144$ d) $\tau = 1,2807$ dissymétrique 1/2e) $\tau = 1,2807$ symétriquef) $\tau = 1,2807$ dissymétrique 2/2g) $\tau = 1,2402$

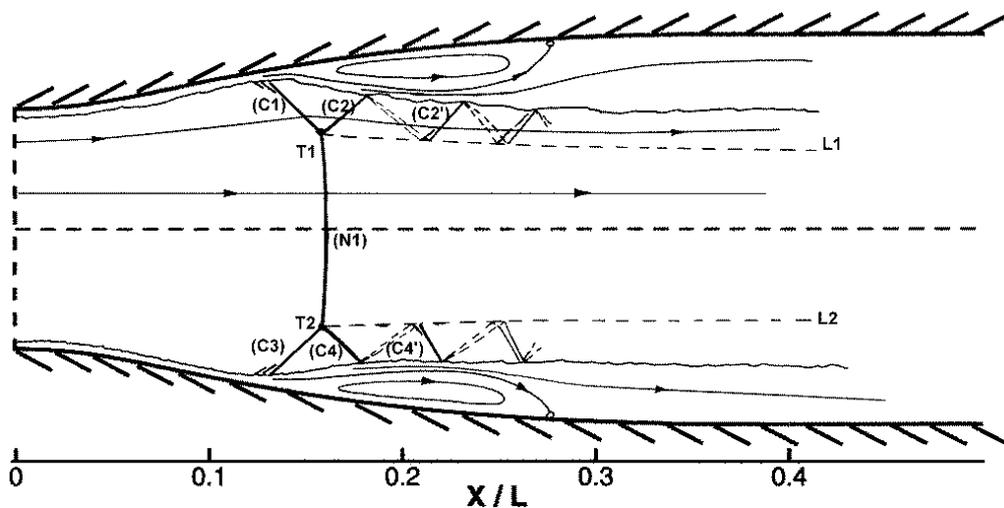
Figure 4-1 – Visualisations ombroscopiques des configurations de chocs pour plusieurs taux de contraction τ .

4.1.2 Analyses phénoménologiques

A proximité de chacune des parois, une structure de chocs particulière se forme. Dans la région du point de décollement, des ondes de compression se focalisent près de la couche limite pour former un choc oblique. L'interaction onde de choc-couche limite a pour conséquence de provoquer un épaissement de la couche limite puis un décollement entraînant la formation d'une zone de recirculation qui prend la forme d'un bulbe de taille variable suivant les valeurs de τ . A partir des visualisations ombroscopiques, deux schémas d'interprétation correspondant aux deux configurations observées ont été établis et sont présentés sur les figures 4-2 et 4-3.

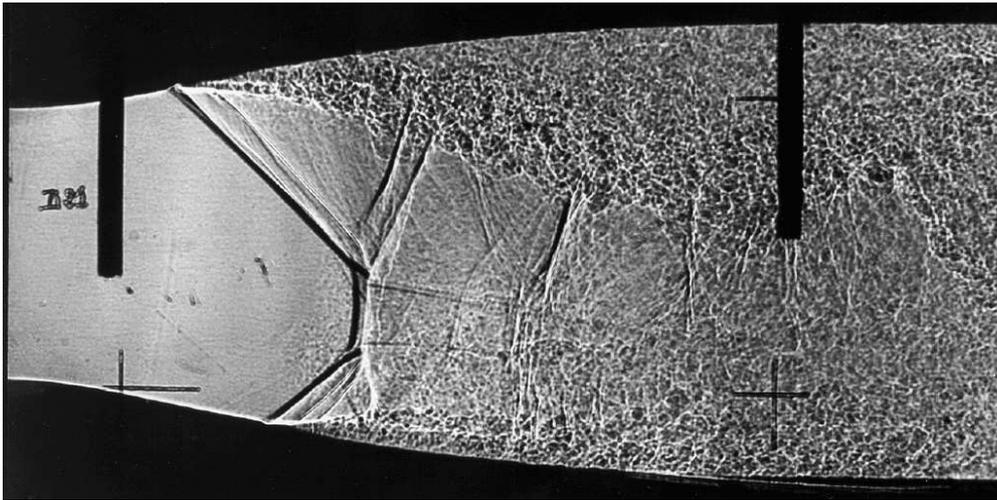


a) ombroscopie de la configuration symétrique

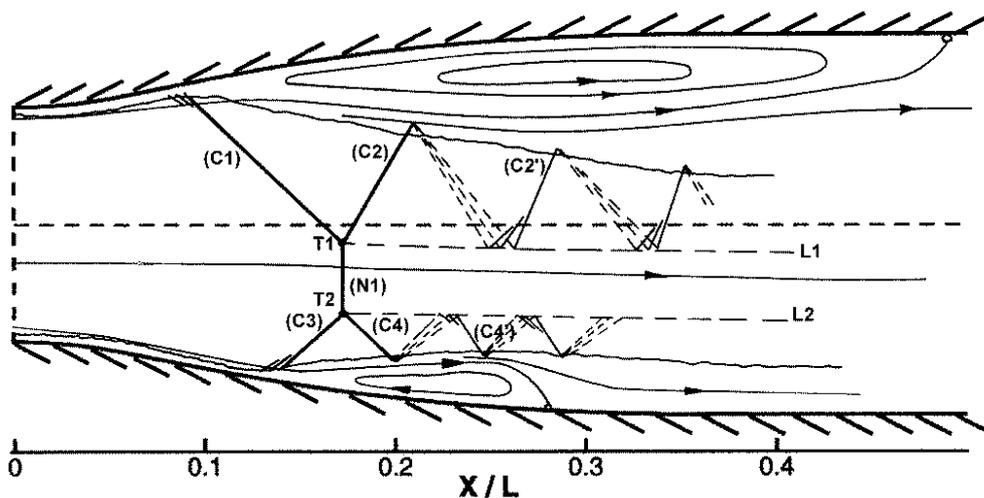


b) schéma interprétatif

Figure 4-2 – Analyse d'une configuration symétrique.



a) ombroscopie de la configuration dissymétrique



b) schéma interprétatif

Figure 4-3 – Analyse d'une configuration dissymétrique.

Sur la figure 4-2a, on visualise en amont de la structure de chocs une zone d'écoulement non uniforme caractérisée par des inhomogénéités de masse volumique (alors qu'en amont de l'interaction on s'attend à obtenir un écoulement uniforme). L'interaction entre la structure de chocs, composée ici pour l'essentiel par un choc fort, et les parois latérales provoque un épaissement des couches limites latérales, voire même leur décollement ce qui se traduit par ces inhomogénéités. On note que ces dernières sont moins visibles sur la figure 4-3a puisque le choc droit est de taille plus réduite que dans le cas précédent.

La figure 4-2b propose un schéma interprétatif général et bidimensionnel de l'écoulement d'une configuration symétrique. L'interaction de chocs est de type II, c'est-à-dire que l'interférence des deux chocs obliques (C1) et (C3) donne lieu à la formation d'un disque de Mach (N1). Les

structures de chocs (C1)-(C2) et (C3)-(C4) sont connectées au choc normal par deux points triples (T1) et (T2) pour former deux systèmes en lambda. Deux lignes de glissement L1 et L2 partent des points triples vers l'aval. Ces lignes de glissement et les couches décollées créent des parois fluides en forme de tuyère convergente provoquant la ré-accélération des écoulements qui redeviennent supersoniques. Les réflexions des chocs obliques (C2) et (C4) sur les couches limites décollées créent des ondes de détente qui se réfléchissent sur les lignes de glissement (L1) et (L2) en ondes de compression pouvant former de nouveau un choc ((C2') et (C4')). Le confinement de l'écoulement entraîne de cette manière la formation d'un train de chocs obliques jusqu'à atteindre des conditions subsoniques à l'aval.

Sur la figure 4-3b, la configuration dissymétrique 1/2 se compose de deux chocs en lambda de taille très différente. La structure en lambda associée à la zone décollée supérieure est nettement plus grande que celle associée au décollement inférieur. Les abscisses des points de décollement supérieur et inférieur sont décalées ainsi que les points de recollement. Cette forte dissymétrie provoque à l'aval un écoulement complexe. La couche de mélange supérieure est déviée vers le bas par la présence du deuxième choc oblique empêchant le développement de la zone de recirculation inférieure. On retrouve, après les chocs (C2) et (C4), une succession d'ondes de détente et de compression semblable au cas symétrique.

Un agrandissement de la zone de mélange de la partie supérieure de la tuyère de la configuration dissymétrique 1/2 permet de mettre en relief deux lignes quasi-parallèles claires se détachant sur des inhomogénéités plus sombres (voir Fig. 4-4). Ces lignes naissent près de la paroi puis, s'en écartent rapidement. Elles disparaissent ensuite à peu près à mi-distance entre les deux pieds A et B des chocs obliques. Ces lignes représentent l'enveloppe de la couche décollée naissante dans laquelle se forment des structures tourbillonnaires à grande échelle. La présence de ces lignes dénote une structuration bidimensionnelle suivant l'envergure de ces structures près de la paroi. Cette structuration disparaît ensuite au profit d'une organisation tridimensionnelle.

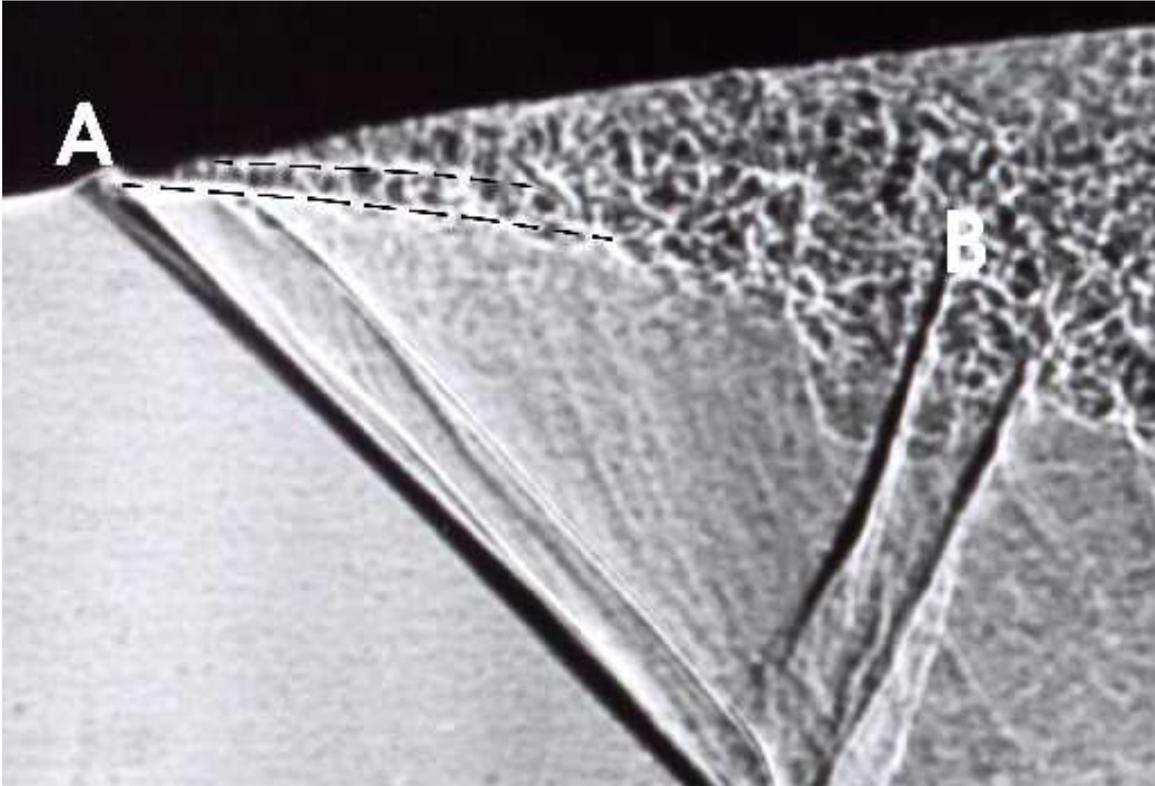


Figure 4-4 – Agrandissement de la zone décollée supérieure.

4.2 ÉVOLUTIONS DES PRESSIONS STATIQUES PARIÉTALES

Ce paragraphe est consacré à l'analyse des évolutions des pressions statiques pariétales obtenues pour plusieurs valeurs de τ . Les capteurs de pression étaient disposés suivant le plan médian de la tuyère. Toutes les évolutions présentées sont adimensionnées par la pression génératrice p_{ie} mesurée au cours de l'essai et sont comparées aux évolutions de la configuration entièrement amorcée.

La figure 4-5 donne la distribution de pression pariétale pour le cas symétrique avec $\tau = 1,2807$. La première montée en pression correspond au décollement de la couche limite associé à la présence du pied de choc oblique à $X/L = 0,15$ (la distance de référence, $L = 600\text{mm}$, est la distance séparant les deux cols). On atteint ensuite une zone de légère inflexion de la pression à $X/L = 0,19$, puis une deuxième montée en pression traduisant le recollement de la couche limite décollée. Une recompression progressive s'opère à partir de l'abscisse $X/L = 0,42$ pour atteindre un plateau.

La figure 4-6 donne les distributions de pression pour la configuration dissymétrique 1/2. Le décollement sur la paroi supérieure est plus précoce, d'environ $\Delta/L = 0,04$, que celui de la paroi inférieure. Les deux courbes montrent des plateaux de pression marqués, caractéristiques de décollements étendus, même dans le cas de la paroi inférieure où la zone de recirculation est de dimension plus faible. Le recollement sur la paroi inférieure s'opère au cours de la seconde montée en pression, après $X/L = 0,233$ et avant $X/L = 0,3$. Puis, comme pour la précédente configuration symétrique, le recompression de l'écoulement intervient à partir de $X/L = 0,42$.

Les répartitions de pression des figures 4-6 et 4-7 sont antisymétriques, la courbe de pression de la paroi inférieure de la configuration 1/2 coïncidant avec celle de la paroi supérieure de la configuration 2/2. Cette constatation confirme que la position du second col sur la paroi inférieure ou supérieure de la veine n'influence pas la répartition de pression.

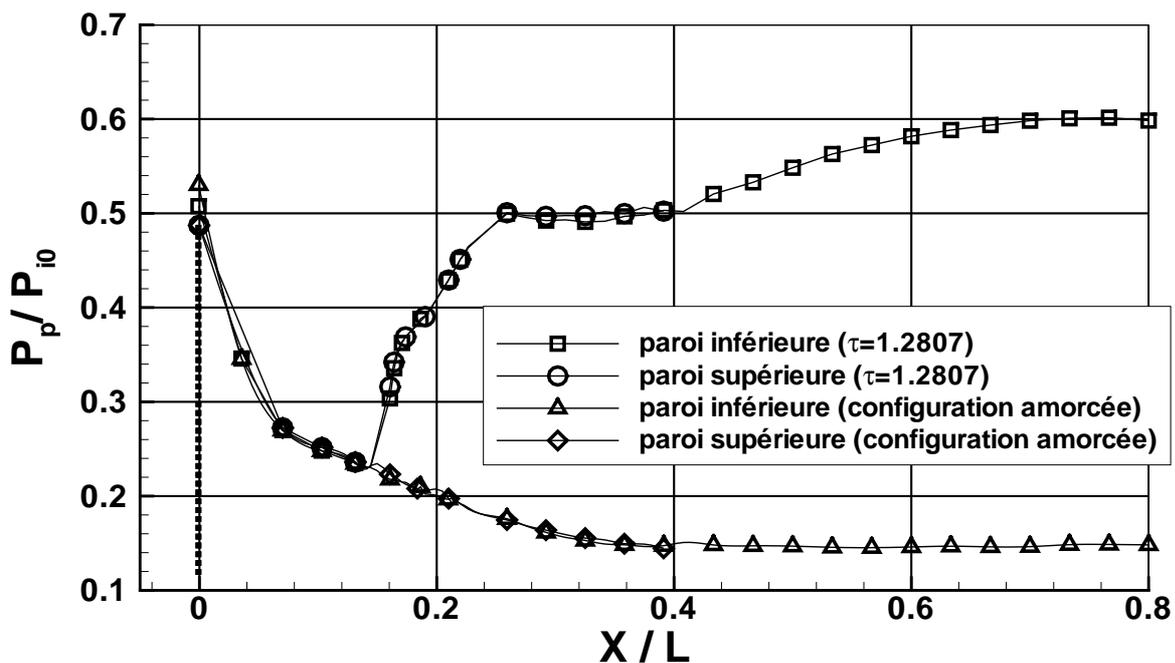


Figure 4-5 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau=1,2807$. Cas symétrique.

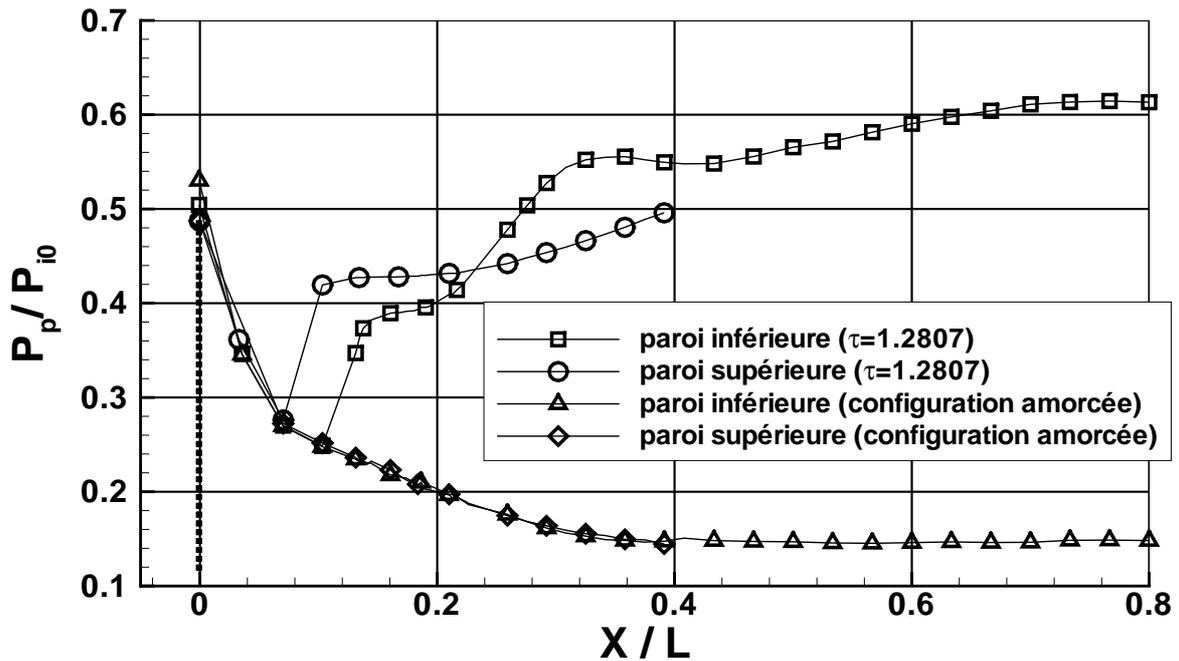


Figure 4-6 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau=1,2807$. Cas dissymétrique 1/2.

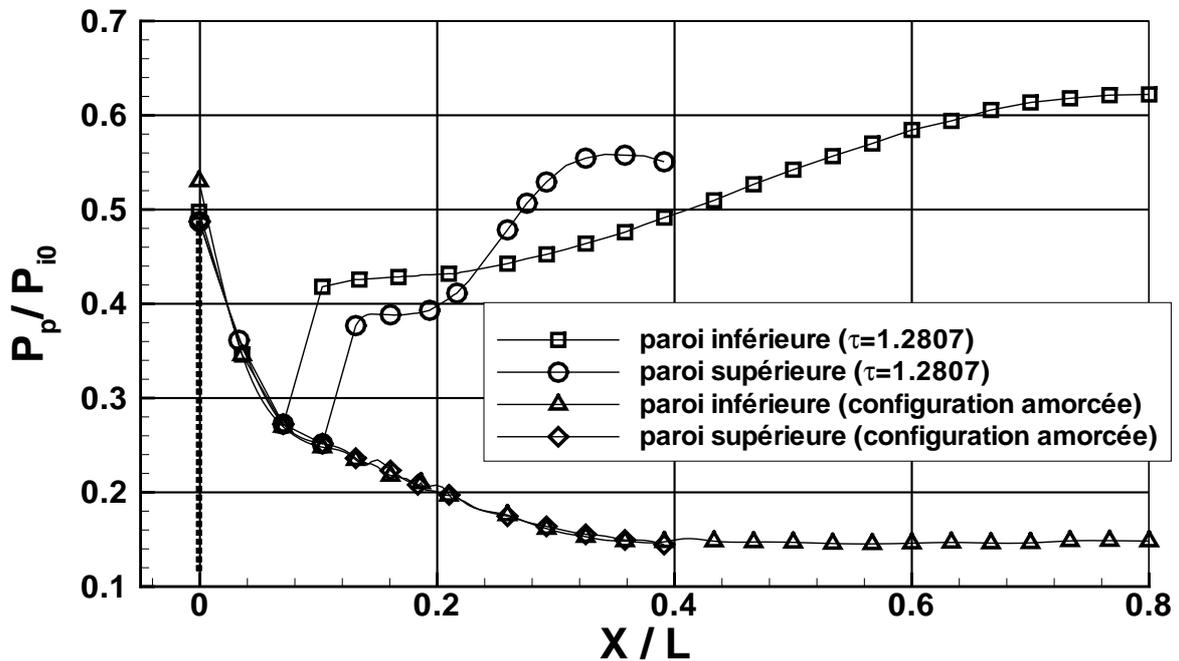


Figure 4-7 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau=1,2807$. Cas dissymétrique 2/2.

Les figures 4-8 et 4-9 montrent les évolutions de pression pour les configurations symétriques correspondant à $\tau = 1,3481$ et $\tau = 1,3616$. Après le processus de recollement, on observe des oscillations longitudinales de la pression correspondant à la succession d'ondes de détente et de

compression confinées entre la paroi et les lignes de glissement issues des points triples nettement visibles sur les ombroscopies. Ces ondulations n'étaient pas observées sur la configuration symétrique de la figure 4-7, pour laquelle les lignes de glissement sont plus courtes. Ceci indique que la pression plateau est obtenue plus rapidement que dans le cas symétrique où $\tau = 1,2807$.

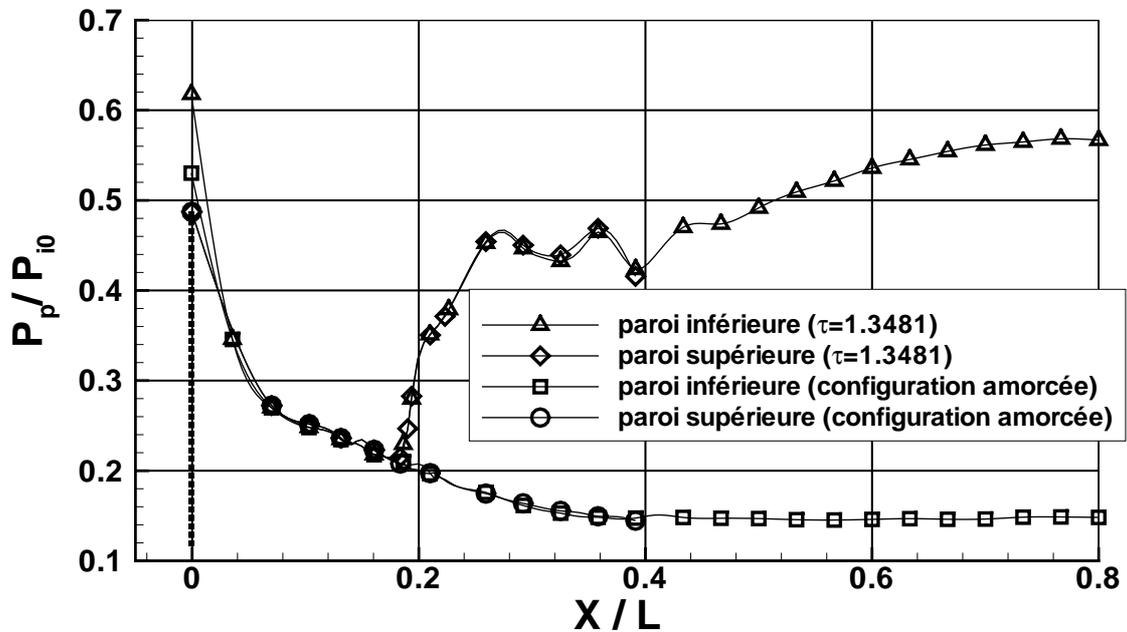


Figure 4-8 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau = 1,3481$. Cas symétrique.

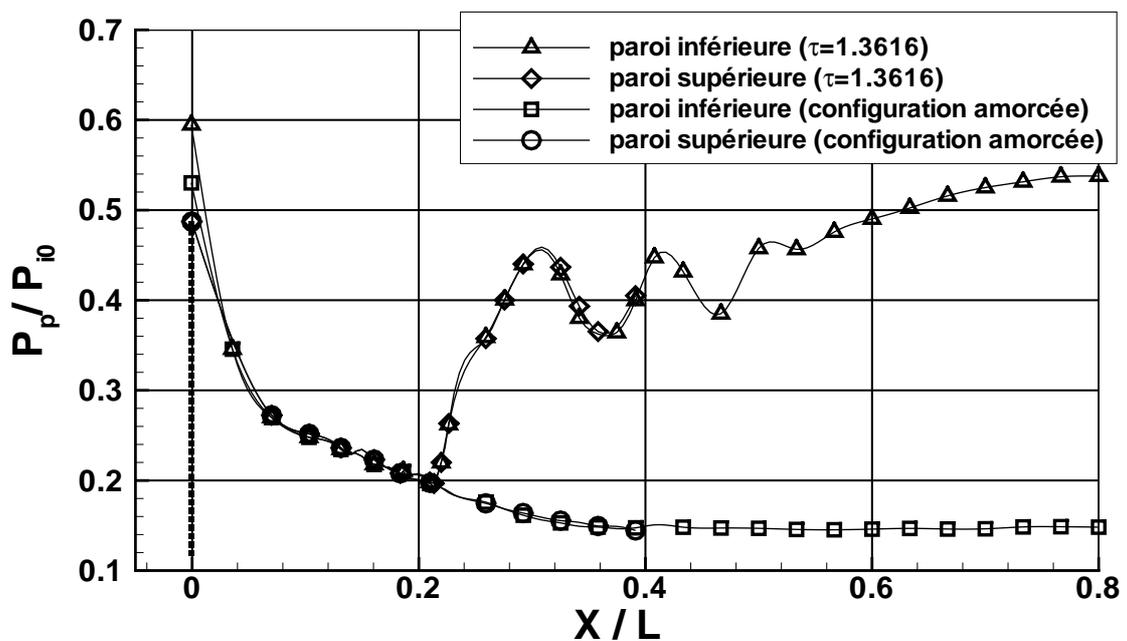


Figure 4-9 – Evolution des pressions pariétales stationnaires pour la configuration $\tau = 1,3616$. Cas symétrique.

4.3 CARACTERISATION DES DEPLACEMENTS DE CHOC

A partir des ombroscopies obtenues grâce au système de Chronoloupe, les positions de certains points caractéristiques des structures de chocs ont été relevées. Un relevé manuel de ces points a été effectué dans un repère fixe par rapport à la veine d'essais, représenté sur la figure 4-10. Deux bandes noires dont la distance est connue servent de repère longitudinal. L'origine du repère est placée sur l'axe de symétrie et est indiquée sur la figure 4-10 par (0,0). Une aiguille, dont la position est connue, sert de référence pour les mesures des points caractéristiques. Les déplacements longitudinaux et verticaux des points triples T1 et T2 caractérisent l'évolution temporelle des lignes de glissement. Les fluctuations éventuelles des pieds de chocs sont mises en évidence par les mesures des déplacements des points D1 et D2. Egalement, les positions des points A1 et A2 correspondant aux extrémités des seconds chocs obliques ont été mesurées (voir Fig. 4-11).

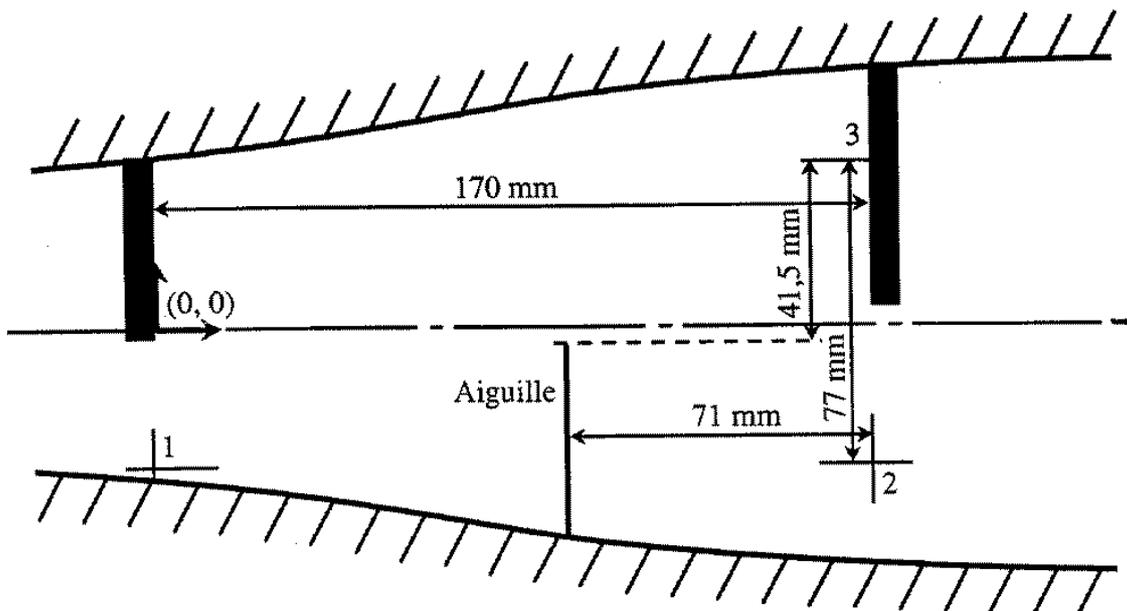
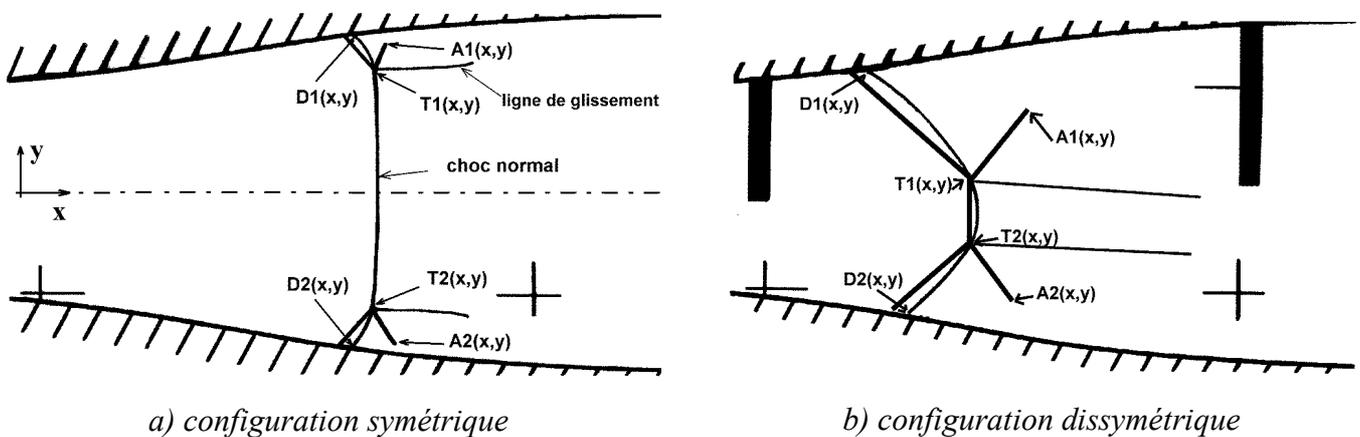


Figure 4-10 – Système de repérage dans la veine d'essai.



a) configuration symétrique

b) configuration dissymétrique

Figure 4-11 – Points remarquables des structures de chocs relevés.

Les déplacements longitudinaux des structures pour la configuration symétrique $\tau = 1,3616$ suggèrent un mouvement périodique de large amplitude à une fréquence d'environ 300Hz (voir Fig. 4-12). Ces déplacements longitudinaux sont en phase. Les déplacements verticaux sont d'amplitude beaucoup plus faible que les déplacements longitudinaux. Les déplacements longitudinaux pour la configuration symétrique correspondant à $\tau = 1,3481$ sont de plus faible amplitude que pour le cas précédent (voir Fig. 4-13). Le mouvement périodique révélé précédemment est donc moins marqué, les zones de recirculation étant plus étendues. On peut néanmoins évaluer une plage de fréquences d'oscillation longitudinale comprise entre 250 et 300Hz. Les amplitudes des déplacements verticaux restent plus faibles que celles des déplacements longitudinaux. Les points triples T1-T2 et les points A1-A2 gardent un mouvement en phase, alors que les mouvements des points D1 et D2 semblent moins corrélés.

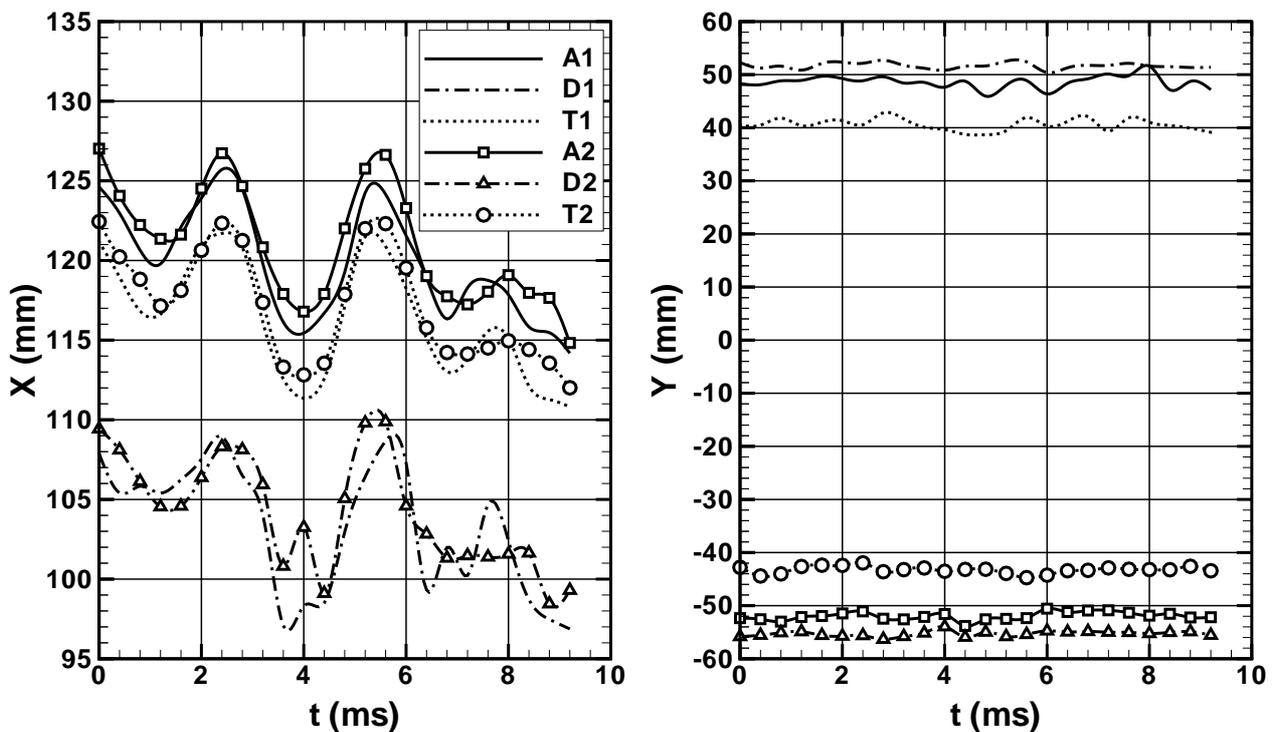


Figure 4-12 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs.

Configuration symétrique pour $\tau = 1,3616$.

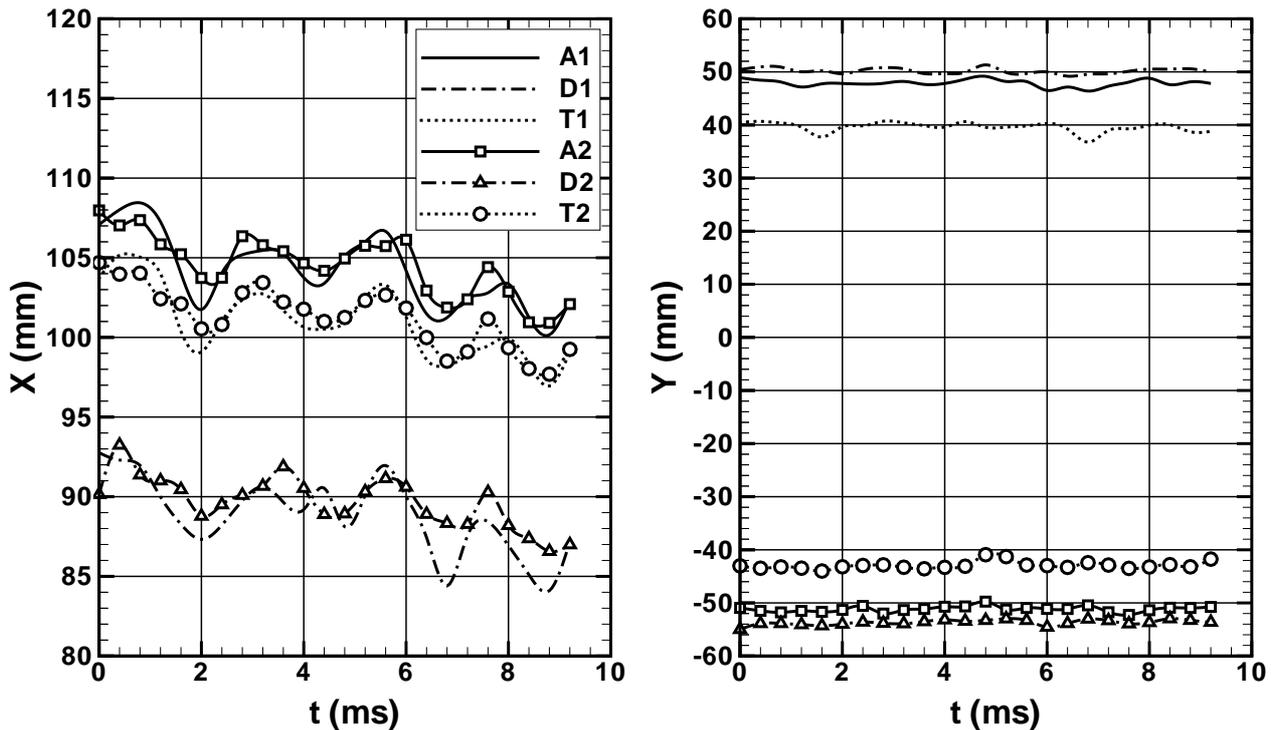


Figure 4-13 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs.

Configuration symétrique $\tau = 1,3481$.

Il est intéressant d'étudier les mouvements des chocs pour le taux de contraction $\tau = 1,2807$ ayant donné lieu à des configurations dissymétriques et à une configuration symétrique. Les figures 4-14 et 4-15 présentent les déplacements de chocs pour la configuration dissymétrique 1/2 et la configuration symétrique. Contrairement aux deux cas symétriques précédents, il n'y a pas de mouvement périodique nettement identifiable par cette méthode de mesure et les déplacements verticaux sont comparables aux déplacements longitudinaux. On ne peut néanmoins exclure qu'un mouvement de choc de plus faible fréquence soit présent. De plus, excepté pour les points triples T1-T2 qui semblent avoir un mouvement en phase, les autres points ont des mouvements non corrélés. Ceci s'explique par la différence de taille des zones de recirculation qui ont des dynamiques différentes. En particulier, les mouvements des points de décollement D1-D2 sont non corrélés.

Enfin, sur la figure 4-16 les mouvements des chocs de la configuration symétrique la plus en aval sont tous décorrélés. Les fluctuations longitudinales et verticales sont du même ordre de grandeur. Les points caractéristiques mesurés sur cette dernière configuration ont été difficiles à relever dans la mesure où des effets tridimensionnels importants ont eu pour conséquence d'étaler la localisation de ces points. La figure 4-17 présente les débattements longitudinaux et verticaux maximaux pour

toutes les configurations analysées. Les débattements longitudinaux sont plus importants que les débattements verticaux dans les deux premiers cas symétriques alors que pour les configurations suivantes les débattements sont du même ordre de grandeur. Les débattements verticaux sont même supérieurs aux débattements longitudinaux pour le cas dissymétrique. Ces constatations sont intéressantes car certaines études théoriques [42][43][44] adoptent souvent comme hypothèse fondamentale que la vitesse longitudinale du choc est supérieure à la vitesse normale. Ici, ces hypothèses ne peuvent s'appliquer que dans le premier cas symétrique.

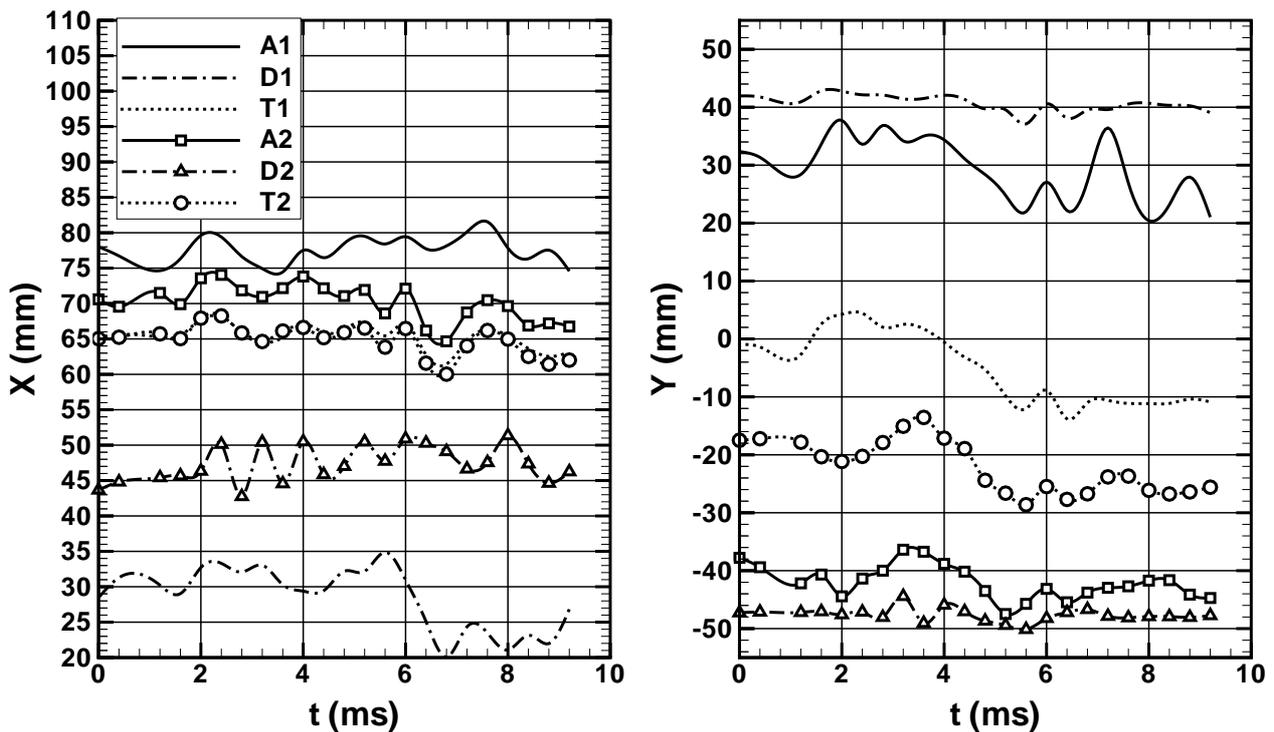


Figure 4-14 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs.

Configuration dissymétrique $1/2 \tau = 1,2807$.

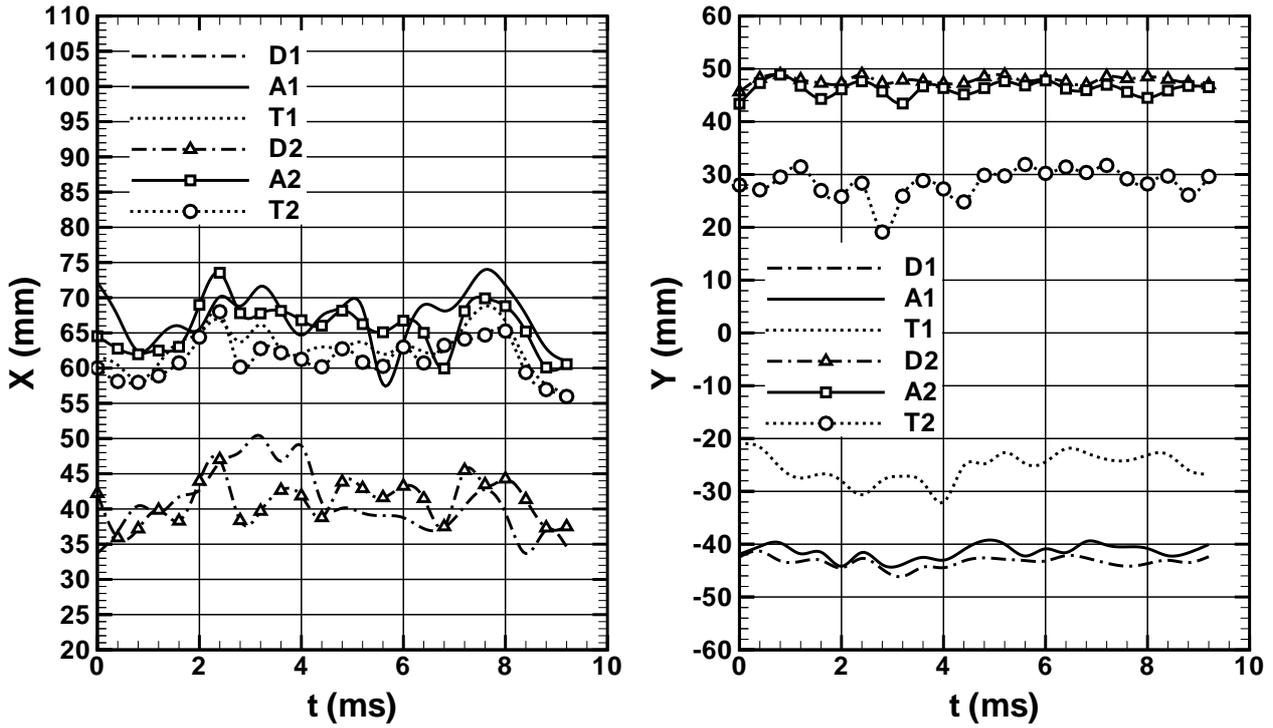


Figure 4-15 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs.

Configuration symétrique $\tau = 1,2807$.

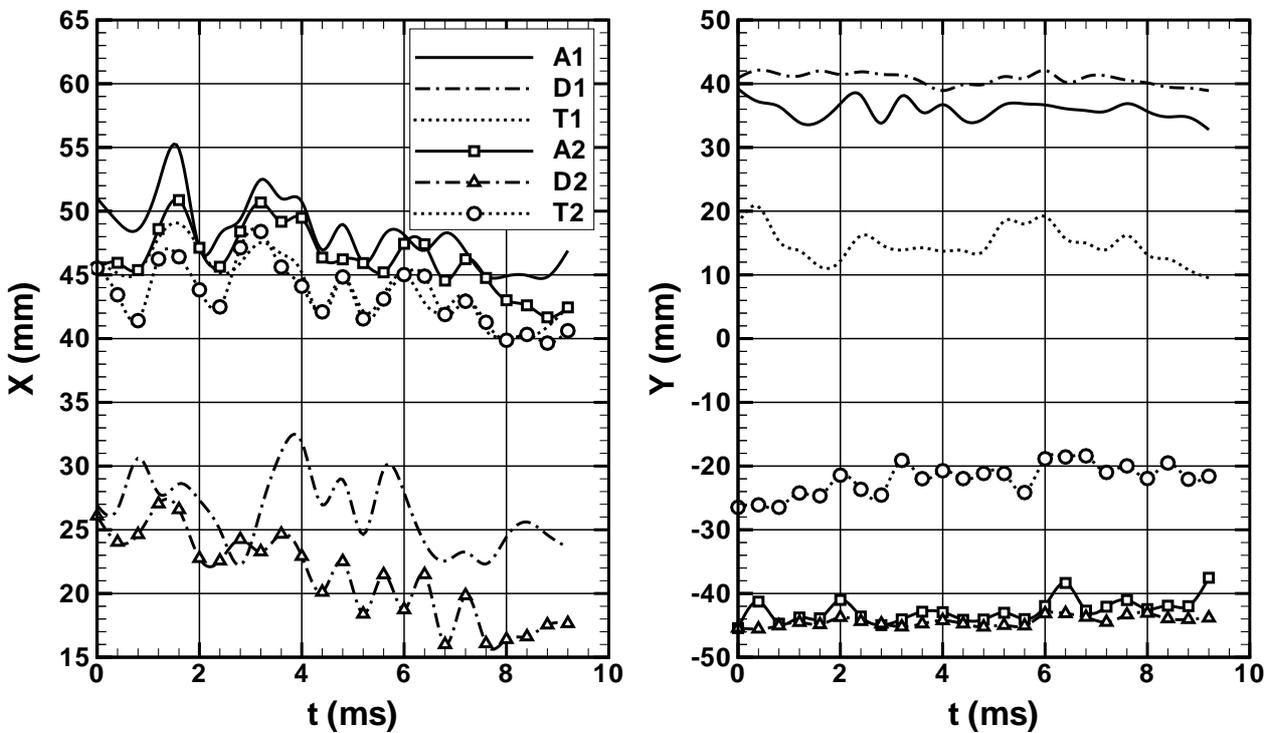


Figure 4-16 – Fluctuations longitudinales (à gauche) et verticales (à droite) des systèmes de chocs.

Configuration symétrique $\tau = 1,2402$.

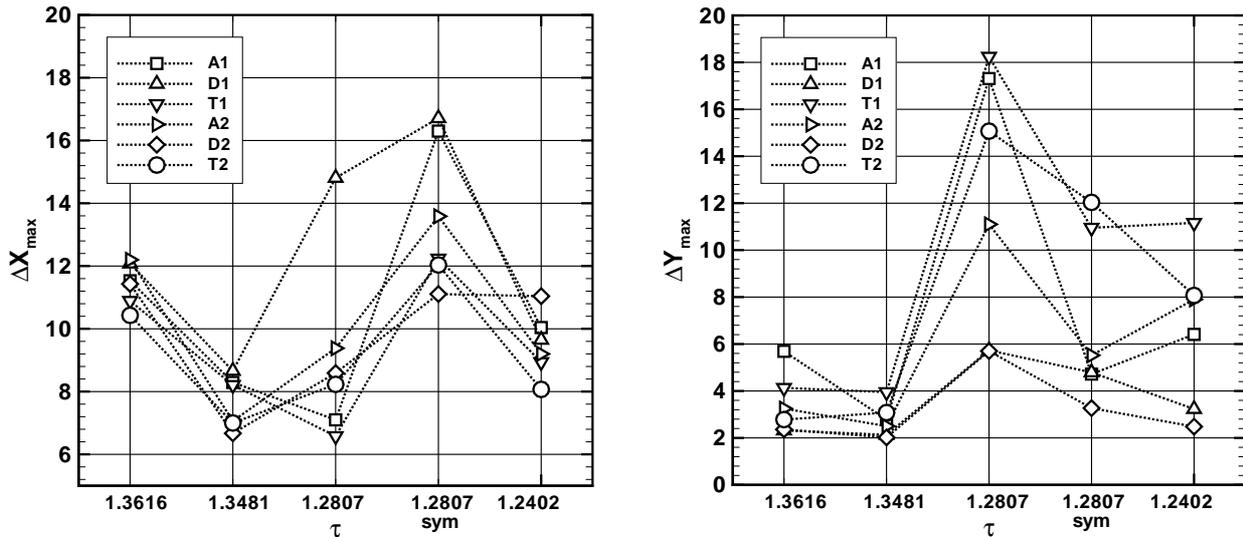


Figure 4-17 – Débattements maximaux longitudinaux (à gauche) et verticaux (à droite).

4.4 ÉTUDE D'UN CHANGEMENT DE CONFIGURATIONS

Durant la campagne d'essais exécutée avec le système Chronoloupe, il n'a jamais été observé de basculement de configuration d'une position dissymétrique vers une autre position dissymétrique opposée ou une position symétrique en régime stabilisé. Malgré tout, durant le transitoire d'amorçage de la tuyère, donc avec le second col totalement ouvert, une transition d'une structure dissymétrique 2/2 vers une configuration symétrique a pu être captée. Des basculements de configurations dissymétriques vers des configurations symétriques ont déjà été mis en évidence pour des tuyères planes [10] bien qu'il ne s'agissait pas d'une étude de transitoires d'amorçage. Dans notre cas, il semble que la mise en route de la soufflerie produise des perturbations pouvant expliquer ces basculements de configurations (il s'agit d'une soufflerie fonctionnant par aspiration). Grâce au dispositif de Chronoloupe, il a été possible d'obtenir quelques clichés ombroscopiques du basculement de configuration.

La figure 4-18 présente 6 photographies parmi une séquence complète acquise avec un intervalle de temps de 4ms. La première ombroscopie, prise à un temps t_0 de référence, est dissymétrique. Sur la seconde photographie, on constate une évolution de la position du décollement sur la paroi inférieure qui se déplace vers l'aval produisant un rétrécissement de la taille du système de chocs en lambda. Sur la troisième vue, à $t_0 + 8ms$, le déplacement du point de décollement inférieur se poursuit bien que le choc en lambda supérieur ne bouge presque plus. Ce mouvement déforme la structure du lambda inférieur. Le point triple est repoussé vers la paroi supérieure et le deuxième choc oblique a presque disparu ne laissant apparaître que des ondes de compression. Le choc droit

et le premier choc oblique se fondent ainsi pour former une structure d'aspect fortement courbé. La vue d présente une structure quasi symétrique, le choc en lambda inférieur s'étant reformé. Sur les deux visualisations suivantes, la structure reste symétrique et se déplace lentement vers l'aval. Ainsi, nous avons pu constater que le passage d'une configuration à l'autre s'effectue par le déplacement du point de décollement suivi d'une déformation importante du système de chocs dans une configuration instable puisque très rapidement une structure en lambda cette fois symétrique et stable apparaît.

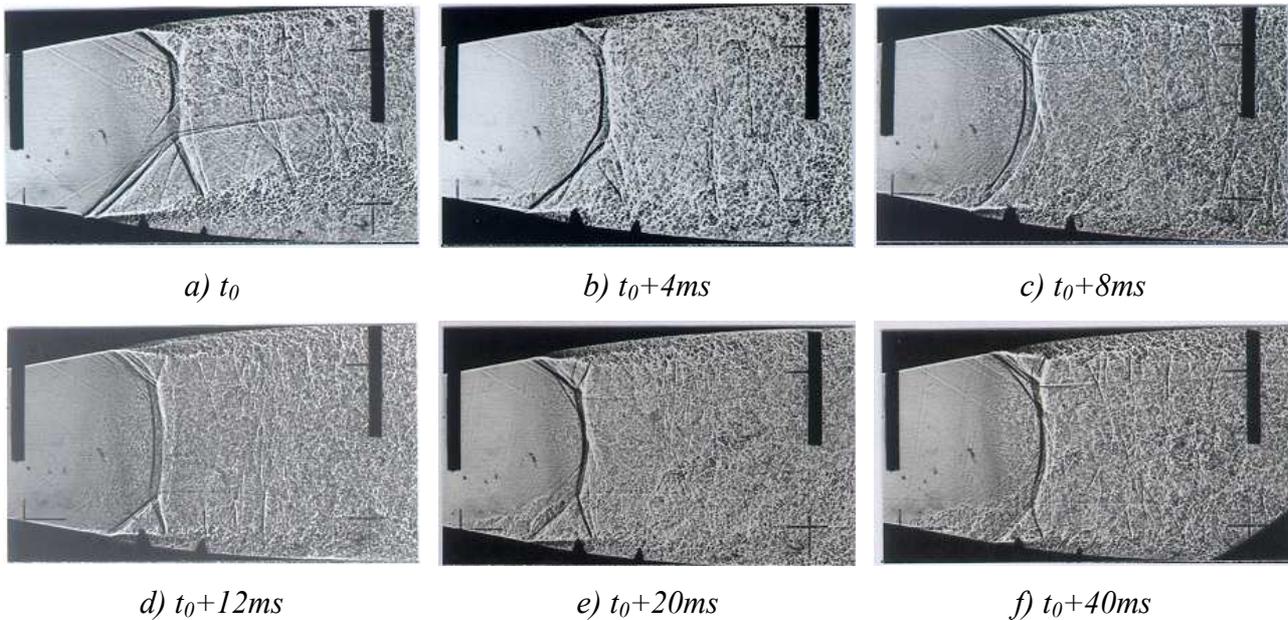


Figure 4-18 – Transitoire d'amorçage: passage de la configuration dissymétrique 2/2 à une configuration symétrique.

4.5 CONCLUSION

Les résultats présentés et analysés dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence :

- La possibilité d'obtenir des configurations de chocs symétriques et dissymétriques par la seule modification du rapport des sections du premier et du deuxième col ajustable.
- Les évolutions des pressions statiques pariétales des cas symétriques et dissymétriques, de mesurer les abscisses des points de décollement.
- Les mouvements des principaux points caractéristiques des structures de chocs.
- La transition d'une structure dissymétrique vers une structure symétrique lors de l'étude du transitoire d'amorçage de la tuyère au démarrage de la soufflerie (second col ouvert).

5 ANALYSE EXPERIMENTALE D'UN ECOULEMENT DECOLLE DISSYMETRIQUE

A partir des résultats obtenus dans le chapitre précédent, une exploration plus précise des caractéristiques moyennes et fluctuantes d'une configuration de chocs dissymétrique a été entreprise. C'est la configuration 1/2 qui a été choisie comme configuration de référence pour l'exploration des propriétés aérodynamiques par vélocimétrie laser tridirectionnelle [45][46].

5.1 PROPRIETES AERODYNAMIQUES DU CHAMP MOYEN

5.1.1 Maillage et plans de sondage par vélocimètre laser

La figure 5-1 permet de visualiser le volume de mesure exploré au vélocimètre laser tridirectionnel.

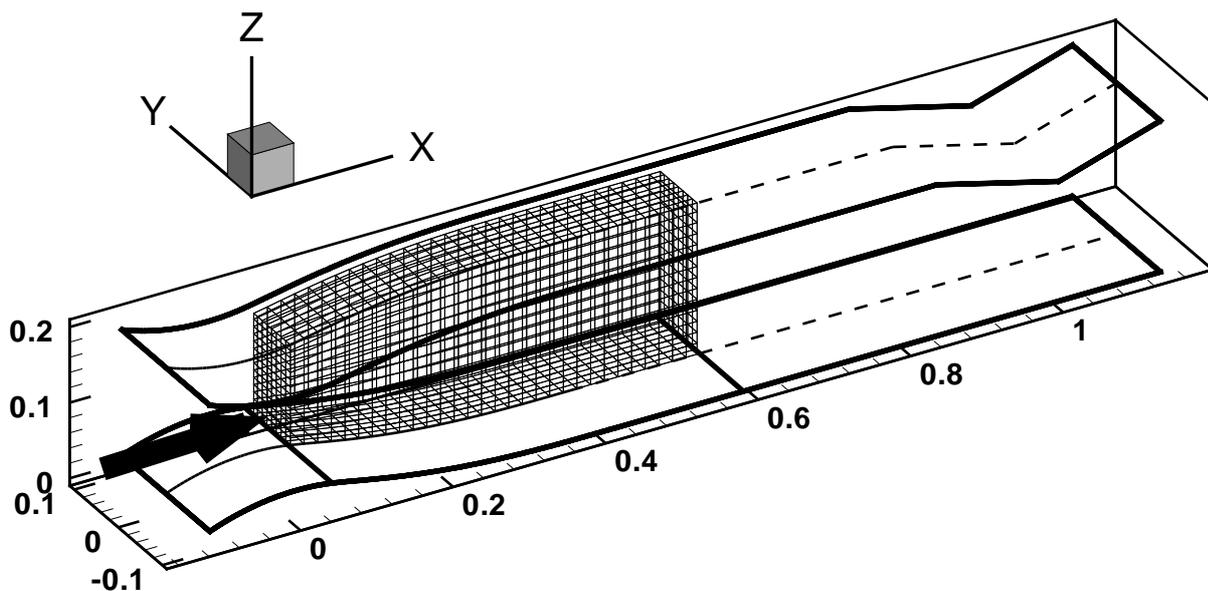


Figure 5-1 – Volume de mesure exploré au vélocimètre laser.

Ce volume de mesure est constitué de 6 plans parallèles au plan (X,Z). Le plan situé à l'envergure $Y=0$, appelé plan médian, constitue le plan le plus documenté. Pour tous les plans, le sondage débute à l'abscisse $X/L = 0,045$ ($L = 600\text{mm}$ est la distance entre les deux cols). Pour le plan médian, le dernier profil mesuré se situe à $X/L = 0,72$ et à $X/L = 0,59$ pour les 5 autres plans. Le maillage représenté sur la figure 5-2 est celui du plan médian ; la structure de chocs dissymétrique 1/2 est figurée en trait plein. Le maillage de sondage est resserré dans la région de l'interaction et

près des couches limites haute et basse. Dans les couches limites, les nœuds du maillage sont espacés selon une loi en tangente hyperbolique. Le maillage devient plus lâche à partir de $X/L=0,3$, dans la partie aval du domaine. Pour la vélocimétrie laser tridirectionnelle, les mesures de vitesse dans la couche limite sont limitées à une distance minimale de 0,7mm de la paroi inférieure, cette distance étant de 2,4mm pour la paroi supérieure.

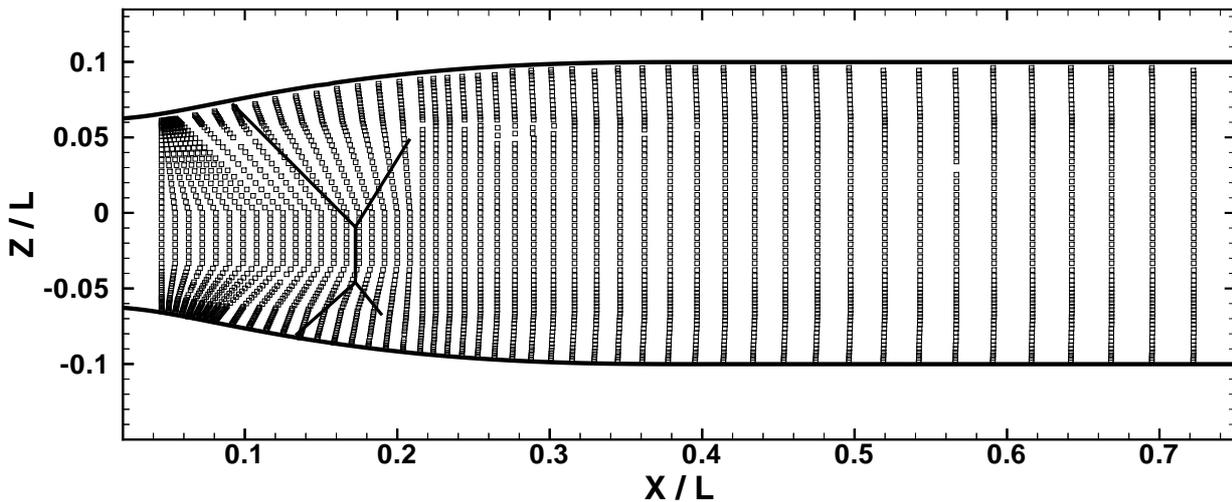


Figure 5-2 – Maillage du sondage par vélocimétrie laser du plan médian.

A partir des 6 plans VLF comprenant chacun 2800 points de mesures environ, on reconstruit le champ tridimensionnel par interpolation sur un maillage structuré et uniforme de 200 points selon X, 16 points selon Y et 70 points selon Z. On accède ainsi aux iso-valeurs tridimensionnelles des champs aérodynamiques moyens et aux iso-valeurs des composantes du tenseur de Reynolds. Cette reconstruction tridimensionnelle permet aussi de calculer, par différences finies, des quantités telles que les composantes du rotationnel ou de tracer, dans l'espace, les lignes de courant.

5.1.2 Caractérisation des couches limites amont

Un sondage par vélocimétrie laser bidirectionnelle à la station située à $X = 40\text{mm}$ en aval du premier col a été effectué pour caractériser la couche limite en amont de l'interaction. A partir du profil de la vitesse longitudinale, nous pouvons déterminer quelques quantités caractéristiques des couches limites. Ces quantités définies ci-dessous correspondent à des définitions en régime incompressible.

- Epaisseur de couche limite : $\delta = z \left(\frac{u}{u_e} = 0,99 \right)$

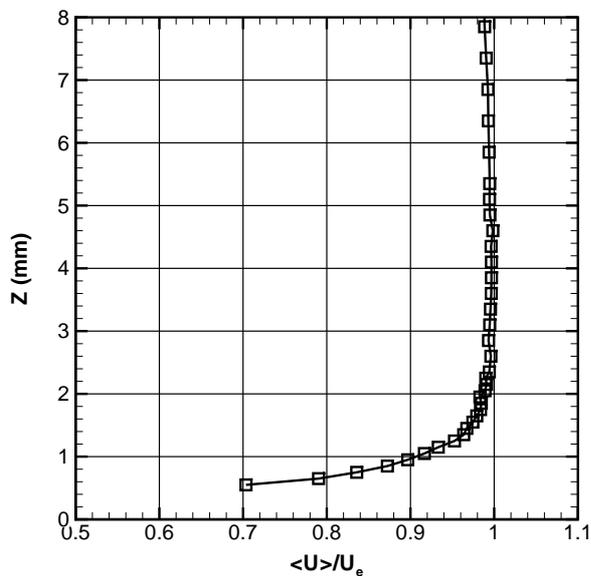
- Epaisseur de quantité de mouvement incompressible : $\theta = \int_0^{\delta} \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dz$
- Epaisseur de déplacement incompressible : $\theta_1 = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_e}\right) dz$
- Paramètre de forme incompressible : $H_i = \frac{\delta_1}{\theta}$

Les résultats obtenus par l'exploitation du profil de vitesse de la couche limite inférieure, présenté sur la figure 5-3a, sont reportés dans le tableau suivant :

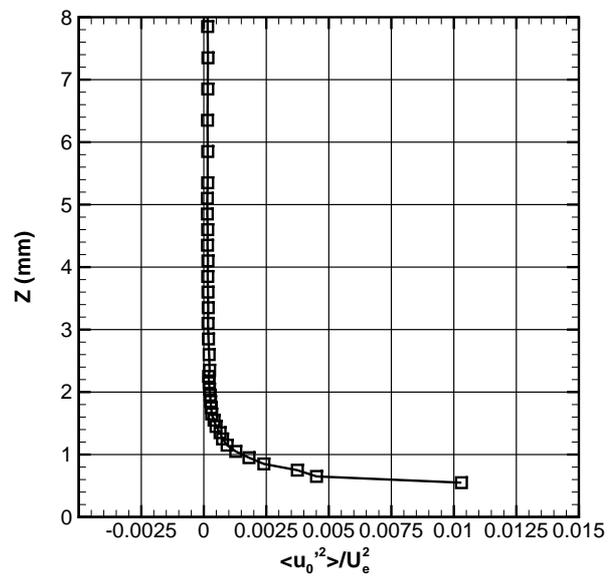
Position	U_e	δ	θ	δ_1	H_i
X = 40mm	426ms^{-1}	3,5 mm	0,102 mm	0,123 mm	1,206

Tableau 5-1 – Caractéristiques de la couche limite en amont de l'interaction.

La valeur du facteur de forme $H_i = 1,206$, est typique d'une couche limite pleinement turbulente en régime d'écoulement accéléré. Ceci confirme que l'interaction étudiée est bien celle d'une onde de choc avec une couche limite turbulente.



a) vitesse moyenne \bar{u}/U_e



b) variance $\overline{u'^2}/U_e^2$

Figure 5-3 – Profils de vitesse de la couche limite inférieure:

Connaissant la distribution $\bar{u}(y)$ nous pouvons déterminer la valeur du coefficient de frottement pariétal C_f par la méthode de Clauser [47]. Pour cela, on trace la fonction $\frac{u}{u_e} = f\left(\frac{yu_e}{\nu}\right)$, où U_e est la vitesse à la frontière extérieure de la couche limite définie précédemment et ν la viscosité cinématique de l'air. La loi logarithmique est mise sous la forme suivante :

$$\frac{u}{u_e} = \gamma \left(\frac{1}{\chi} \ln \left(\frac{yu_e}{\nu} \gamma \right) + C \right)$$

où $\gamma = \sqrt{\frac{C_f}{2}}$, $\chi=0,41$ et $C=5$.

En faisant varier la valeur de C_f on peut faire correspondre la loi logarithmique théorique et la partie logarithmique de la courbe expérimentale. La figure 5-4 montre que le coefficient de frottement C_f est proche de $3,5 \cdot 10^{-3}$.

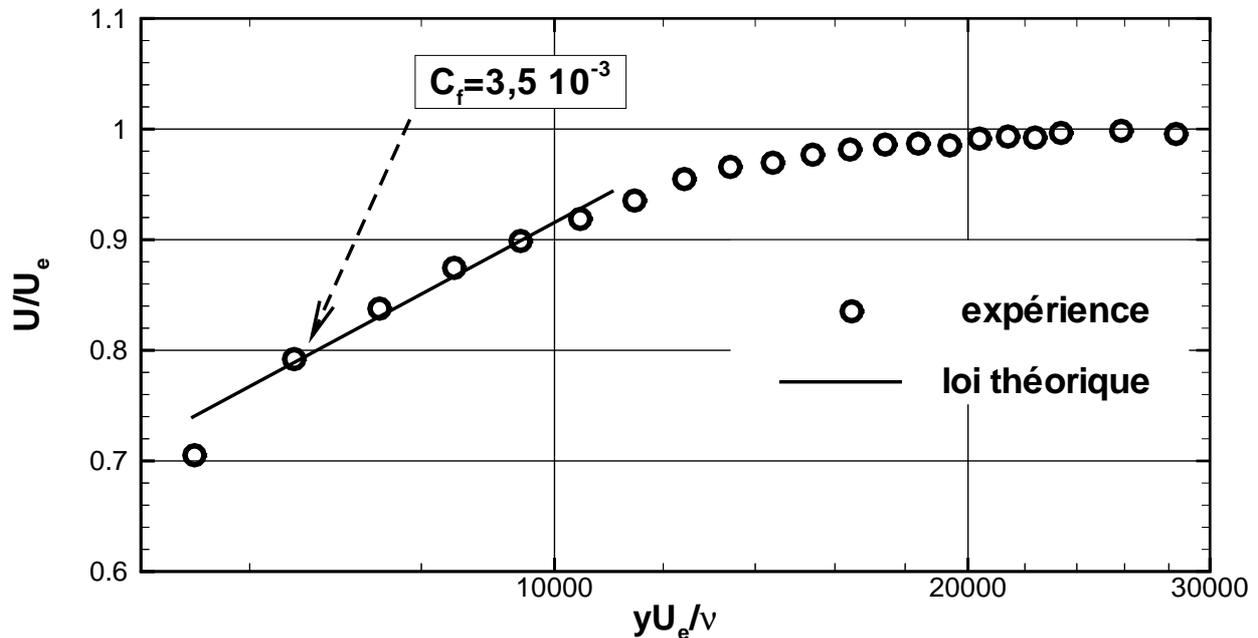


Figure 5-4 – Comparaison du profil de \bar{u}/u_e mesuré dans la couche limite avec la loi théorique :
détermination du coefficient de frottement C_f .

5.1.3 Propriétés générales du champ moyen

La répartition des iso-valeurs de la vitesse longitudinale normalisée par $U_0 = 514\text{ms}^{-1}$, superposée aux lignes de courant du plan médian, est présentée sur la figure 5-5. Les lignes de courant permettent de mettre en évidence les dimensions des deux zones de recirculation. La vitesse longitudinale de recirculation maximale est obtenue dans la zone décollée supérieure et atteint 10% de la vitesse U_0 (en valeur négative). La structure de chocs est matérialisée par des traits noirs. Signalons que la position précise de cette structure, durant les essais, a été assurée par des visualisations ombroscopiques effectuées au début de chaque campagne de mesures. L'écoulement supersonique provenant de l'amont est dévié par la présence de cette structure dissymétrique. Les décollements des couches limites sont associés aux deux premiers chocs obliques des structures en lambda. Ces zones décollées interagissent avec les deuxièmes chocs obliques. Le choc droit étant un choc fort, l'écoulement juste derrière ce choc est à plus faible vitesse, environ $\bar{u}/U_0 = 0,4$, alors que derrière les chocs obliques l'écoulement s'accélère de nouveau, produisant deux poches de vitesse élevée. Ensuite, les zones décollées recollent sur les parois de la veine laissant ainsi l'écoulement reprendre une direction parallèle à l'axe OX dans le canal de section constante.

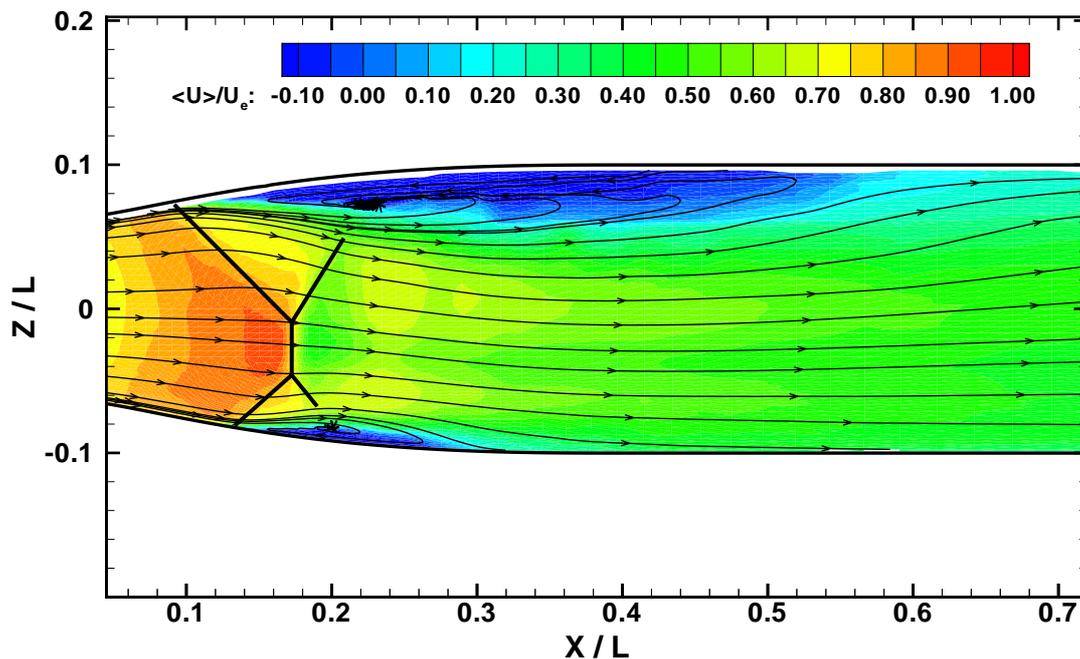


Figure 5-5 – Champ de la vitesse moyenne longitudinale \bar{u}/U_0 et lignes de courant dans le plan médian ($Y=0$).

La figure 5-6 montre les iso-valeurs de la vitesse normale \bar{w}/U_0 . On constate que le maximum de vitesse, en valeur absolue, est localisé entre les deux branches du lambda supérieur correspondant à une zone où l'écoulement est dévié vers la partie inférieure de la tuyère. Enfin, la répartition de la

composante transversale \bar{v}/U_0 de la vitesse, sur la figure 5-7 montre des niveaux faibles comparés à ceux des deux autres composantes. Les valeurs maximales sont localisées dans les zones décollées sièges des effets tridimensionnels les plus importants.

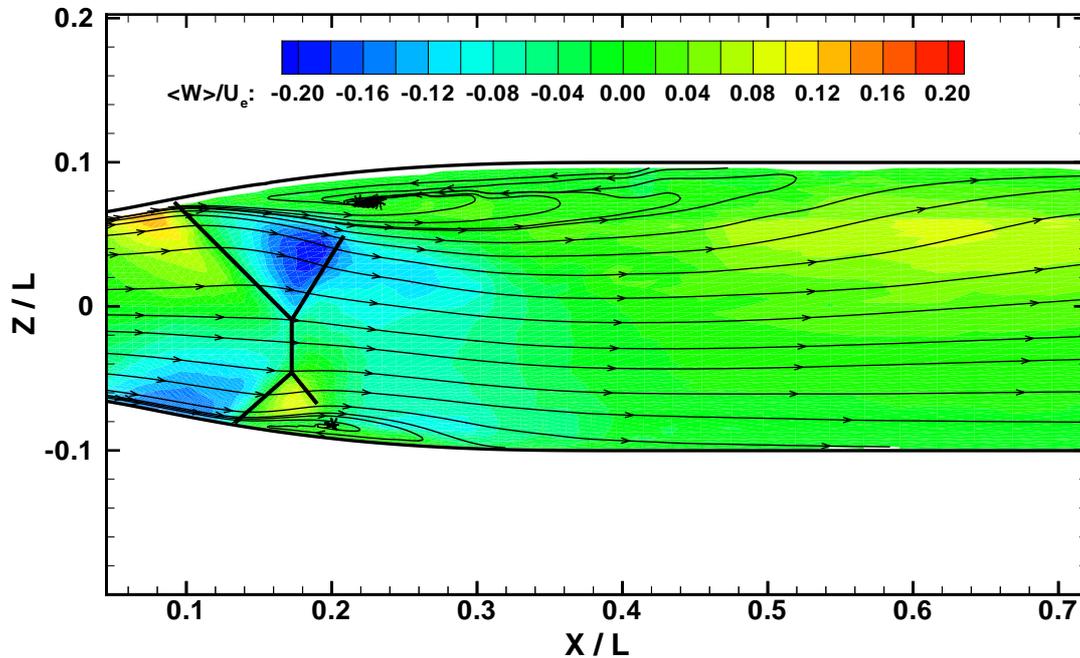


Figure 5-6 – Champ de la vitesse moyenne verticale \bar{w}/U_0 dans le plan médian ($Y=0$).

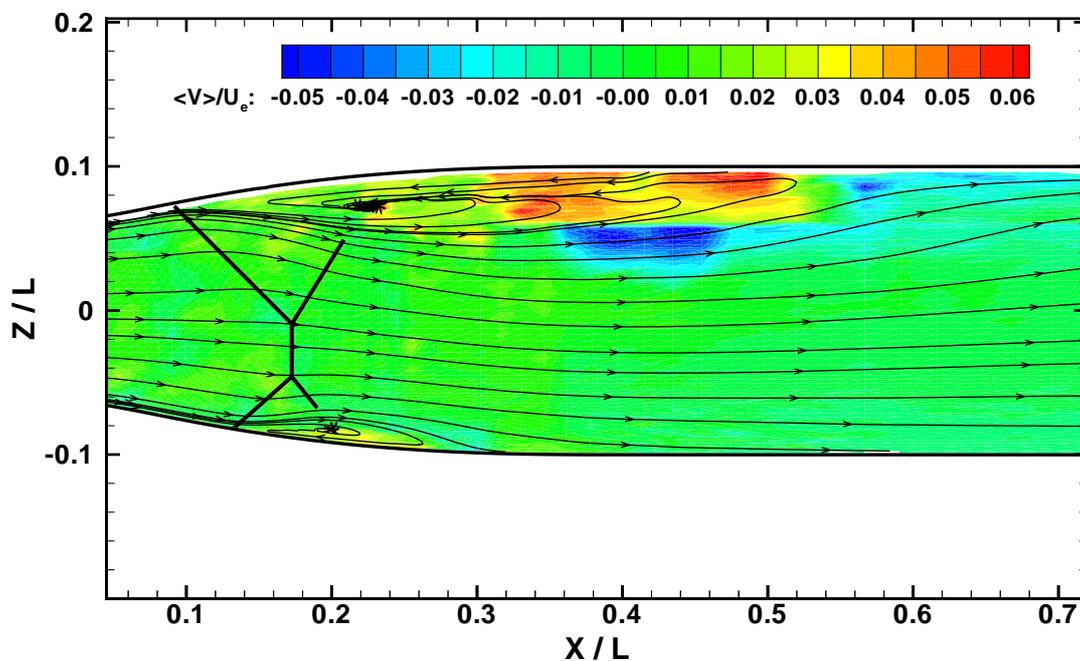


Figure 5-7 – Champ de la vitesse moyenne transversale \bar{v}/U_0 dans le plan médian ($Y=0$).

A partir des trois composantes du vecteur vitesse mesuré, on peut évaluer, en chaque point du domaine sondé, le nombre de Mach de l'écoulement par la relation :

$$M = \frac{V}{a_i} \sqrt{1 - \frac{\gamma - 1}{2} \frac{V^2}{a_i^2}}$$

Où $V = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}$ et $a_i = \sqrt{\gamma r T_i}$ avec T_i température génératrice locale.

La vitesse du son a_i , correspondant à l'état générateur local, a été calculée en supposant la température génératrice T_i constante dans tout l'écoulement et égale à la température génératrice T_{i0} de la soufflerie. Cette assertion est exacte dans les parties non dissipatives du champ, mais n'est qu'une approximation dans les couches limites et les régions décollées. Toutefois, si on considère que l'écoulement est adiabatique (paroi athermane, ce qui est le cas), que le nombre de Mach à la frontière des couches dissipatives est égal à 1,95 – ce qui est une valeur surestimée puisqu'elle correspond au nombre de Mach de l'écoulement pour la tuyère entièrement amorcée – que le facteur de récupération vaut 0,9, on retrouve une température de frottement telle que : $\frac{T_f}{T_{ie}} = 0,96$. Il

en résulte donc une variation d'au plus égale à 2% de la vitesse du son a_i au sein de l'écoulement, ce qui est une erreur faible.

La figure 5-8 présente les iso-valeurs du nombre de Mach et des lignes de courant pour le plan médian. La ligne figurée en noir montre la frontière sonique séparant l'écoulement en une zone subsonique et une zone supersonique. On constate que les deux poches de réaccélération derrière les chocs en lambda sont supersoniques. La ligne en rouge représentant la frontière $\bar{u}/U_0 = 0$ donne une estimation de la dimension des écoulements recirculants. La longueur moyenne Δ de la zone décollée supérieure a une valeur telle que $\Delta/L = 0,409$ alors que celle de la paroi inférieure est telle que $\Delta/L = 0,138$. Le champ aérodynamique sondé comporte plusieurs zones de dynamiques différentes. Une région en amont de la structure de chocs où l'écoulement est supersonique et isentropique en dehors des couches limites. Les écoulements entre les deux chocs obliques formant les structures en lambda sont également supersoniques. Deux poches transsoniques de réaccélération, derrière les chocs obliques, sont visibles. Enfin, derrière le choc droit et en aval du domaine d'interaction, l'écoulement est subsonique.

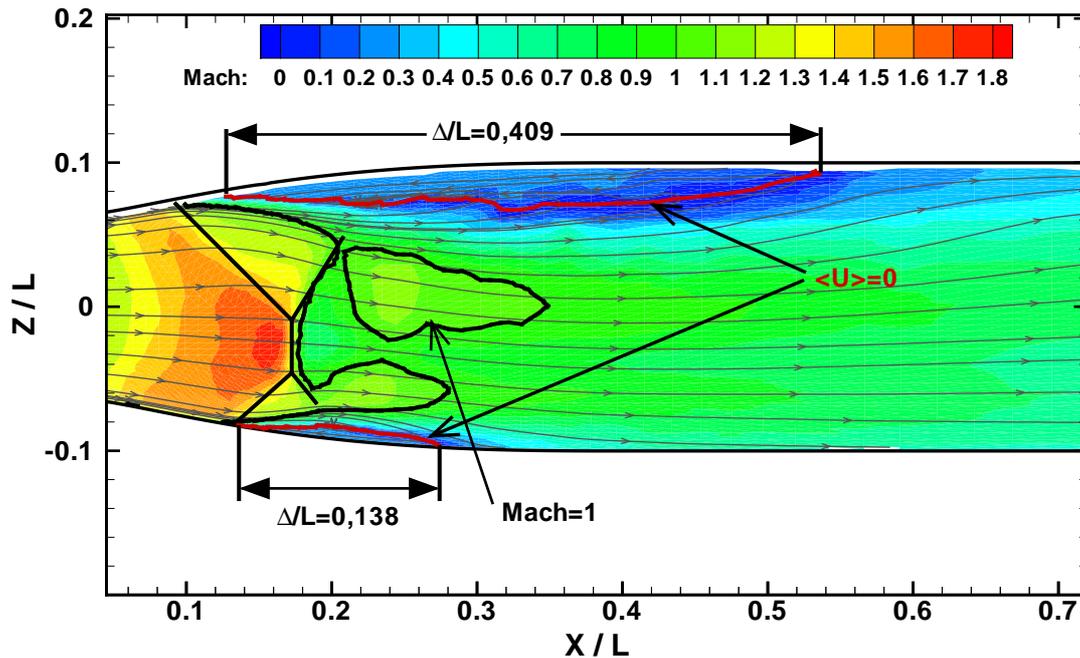


Figure 5-8 – Iso-valeurs du nombre de Mach et caractéristiques du champ – Plan médian ($Y = 0$).

5.1.4 Propriétés générales du champ turbulent

L'énergie cinétique de turbulence k est calculée à partir des trois composantes normales des fluctuations de la vitesse, par la relation : $k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$. La répartition des iso-valeurs de k , pour le plan médian, est présentée sur la figure 5-9. On constate que ces niveaux sont importants dans les couches décollées, en particulier à la naissance du décollement, mais aussi juste en aval de l'interaction entre le deuxième choc oblique et la couche de mélange dans la zone décollée supérieure. L'énergie cinétique de turbulence décroît ensuite rapidement vers les zones de recollement. Des niveaux de k appréciables sont visibles dans la zone du choc droit. Ce phénomène est dû aux fluctuations de la structure de chocs ainsi qu'au traînage des particules. Ces biais de mesure sont discutés plus en détail à la fin de ce chapitre.

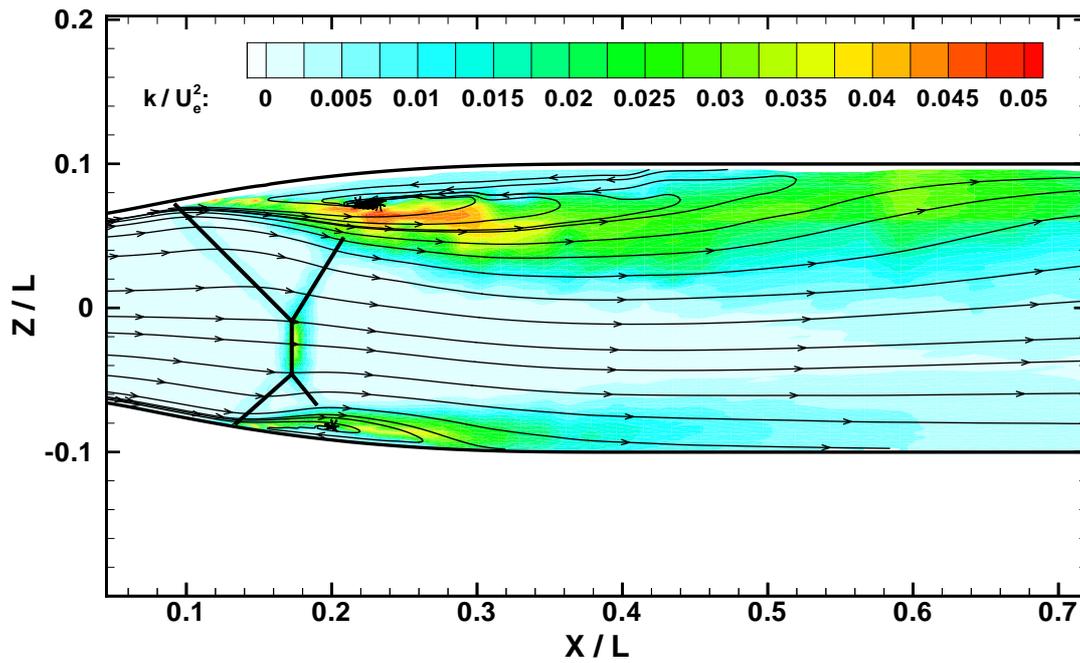


Figure 5-9 – Champ de l'énergie cinétique de turbulence k/U_0^2 dans le plan médian ($Y=0$).

La contribution la plus importante à l'énergie cinétique k provient des fluctuations longitudinales de la vitesse, terme $\overline{u'^2}$, comme le montre la figure 5-10.

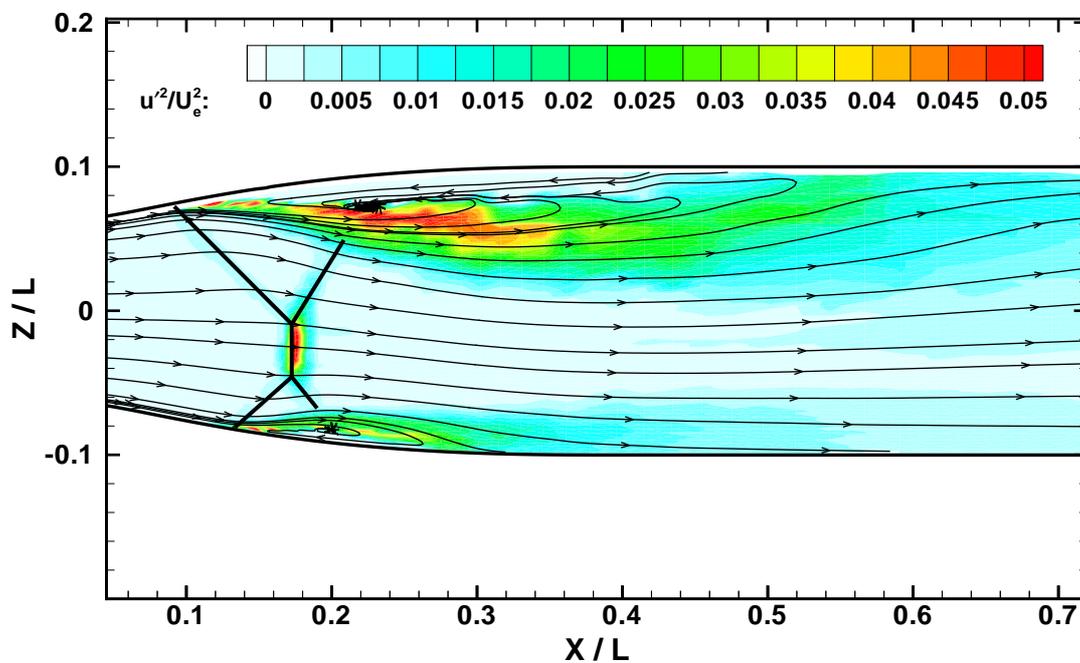


Figure 5-10 – Champ des iso-valeurs de $\overline{u'^2}/U_0^2$ dans le plan médian ($Y=0$).

La répartition de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}/U_0^2$ dans le plan médian est présentée sur la figure 5-11. Les niveaux les plus élevés, en valeur absolue, correspondent aux écoulements dans les couches cisillées, en aval de l'interaction, entre les seconds chocs obliques des structures en lambda et les couches décollées. Le processus de recollement s'opère ensuite et les niveaux de $-\overline{u'w'}/U_0^2$ diminuent fortement.

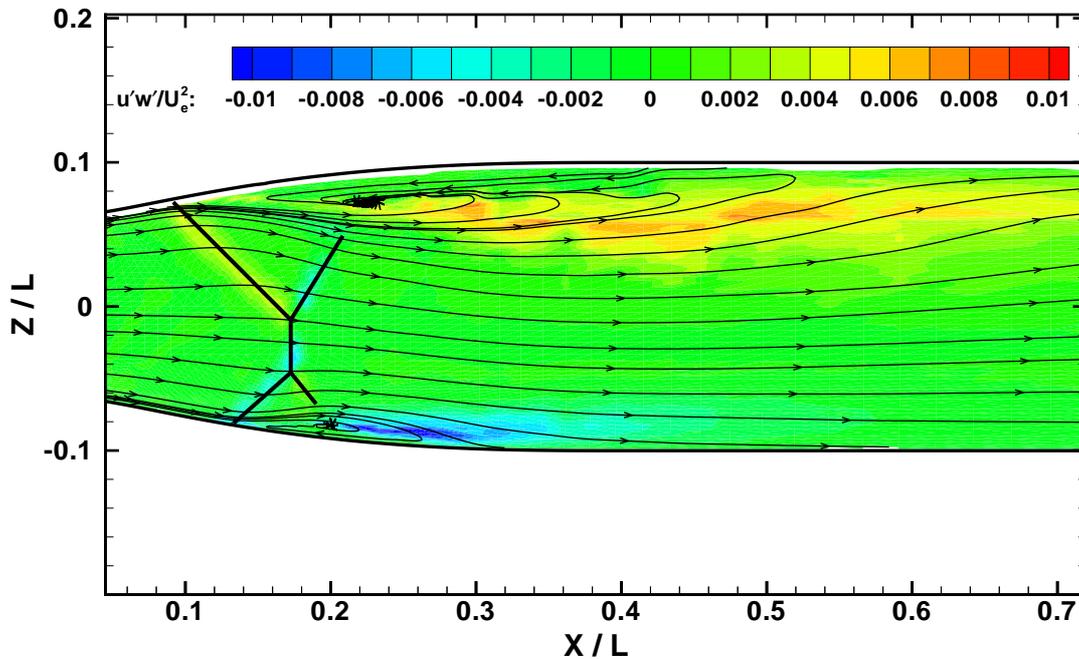


Figure 5-11 – Champ des iso-valeurs de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}/U_0^2$ dans le plan médian ($Y = 0$).

5.1.5 Profils de vitesse et d'énergie cinétique turbulente

Dans ce paragraphe sont présentés les profils des trois composantes de la vitesse ainsi que les profils d'énergie cinétique de turbulence k en deux régions de l'écoulement : la zone de décollement et la région du recollement. Afin d'évaluer globalement les effets tridimensionnels, les profils de vitesse sont présentés pour chacun des six plans longitudinaux de mesure à des abscisses fixées.

Zone de décollement

Les profils de vitesse longitudinale normalisée par U_0 sont présentés pour les six plans de mesure sur la figure 5-12 où est aussi indiquée l'abscisse moyenne des points de décollement exprimée en mm. En fait, les positions du point de décollement sont relevées, non à la paroi mais à une certaine ordonnée, qui peut aller jusqu'à 2,5-2,6mm de la paroi supérieure. On constate que ces positions changent suivant les plans de mesure pour la paroi supérieure. L'écoulement de retour de la paroi

supérieure est visible sur tous les plans. Sur les deux premiers plans ($Y = 0\text{mm}$ et $Y = 10\text{mm}$), les évolutions des profils des composantes de la vitesse et de k sont similaires (voir Figs. 5-12 à 5-15). Ceci montre - qu'au moins sur ces deux plans - les effets des parois latérales peuvent être considérés comme faibles. A partir du plan $Y = 20\text{mm}$, la taille de la zone décollée inférieure diminue faiblement, puis sur le plan suivant $Y = 30\text{mm}$ cette réduction devient plus prononcée, le décollement disparaissant totalement sur les deux derniers plans ($Y = 40\text{mm}$ et $Y = 50\text{mm}$). Sur les derniers plans, les effets des parois latérales se font sentir par l'augmentation des niveaux de la composante transversale \bar{v} (voir Fig. 5-13), due à la décélération du fluide, et une diminution des niveaux de k associés à la présence des zones décollées turbulentes lesquelles régressent près des parois.

Zone de recollement

La diminution de la vitesse \bar{u} dans les zones de recirculation caractérise le processus de recollement (voir Fig.5-16). Ce processus s'accompagne d'une atténuation des niveaux de k (voir Fig. 5-19). Plus on s'approche des parois latérales, plus les points de recollement se déplacent vers l'amont ; ce qui traduit la diminution de la taille des écoulements de retour aux abords des parois latérales. Le tableau 5-2 résume les tailles des écoulements de retour exprimées par rapport à l'épaisseur de la couche limite amont δ présentée au paragraphe 5.1.2.

	Paroi inférieure	Paroi supérieure
Plan $Y = 0\text{mm}$	$\Delta / \delta = 23,6$	$\Delta / \delta = 69,8$
Plan $Y = 10\text{mm}$	23,2	65,1
Plan $Y = 20\text{mm}$	20,3	62,6
Plan $Y = 30\text{mm}$	12,3	56,1
Plan $Y = 40\text{mm}$	-	64,6
Plan $Y = 50\text{mm}$	-	48,7

Tableau 5-2 – Taille des écoulements de retour exprimée en $(X_R - X_D) / \delta$.

A partir des résultats de l'analyse des profils sur l'ensemble du domaine, nous allons étudier en détail la dynamique de chaque zone décollée afin de mettre en évidence les principales caractéristiques moyennes et fluctuantes des écoulements de retour.

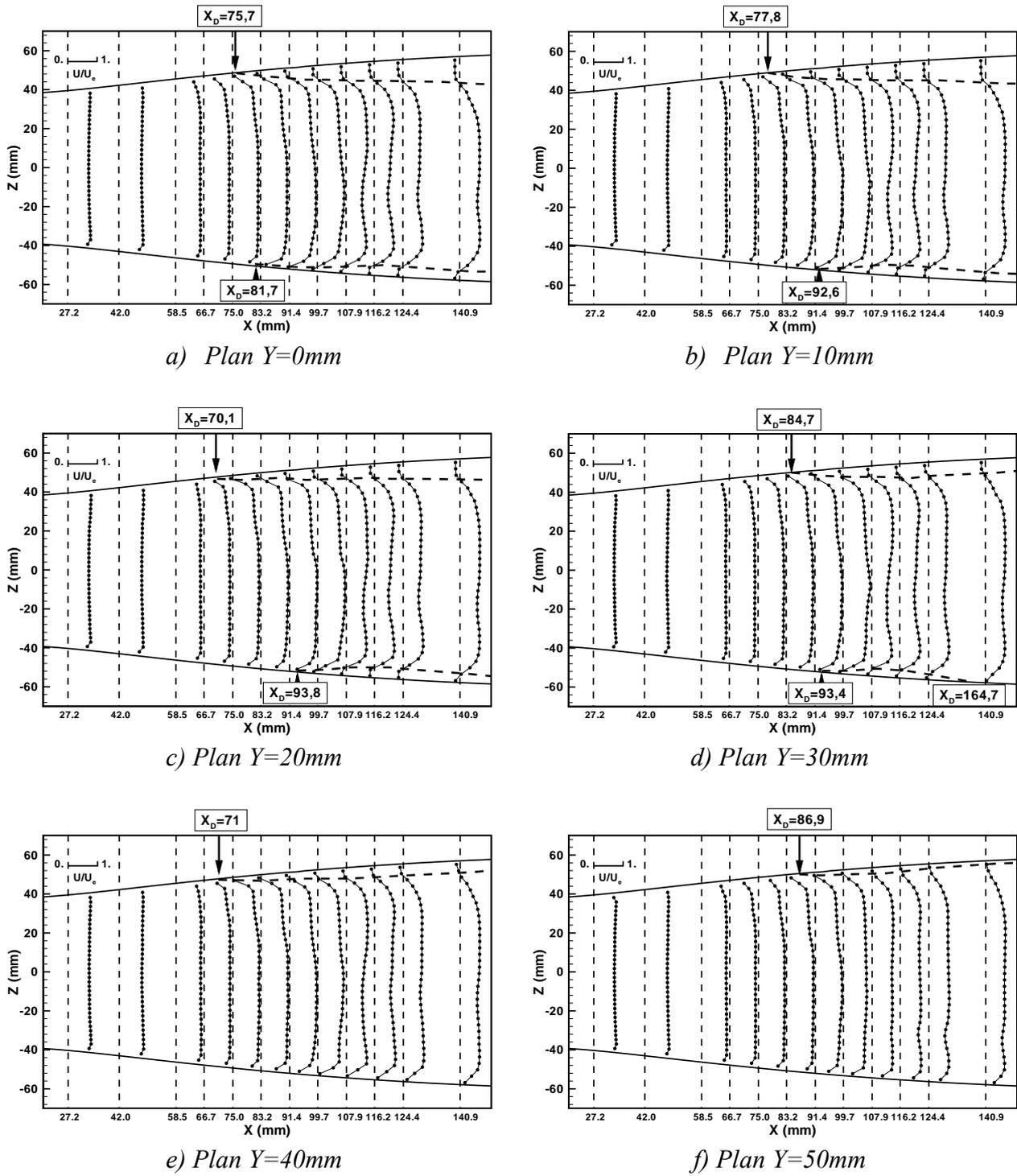
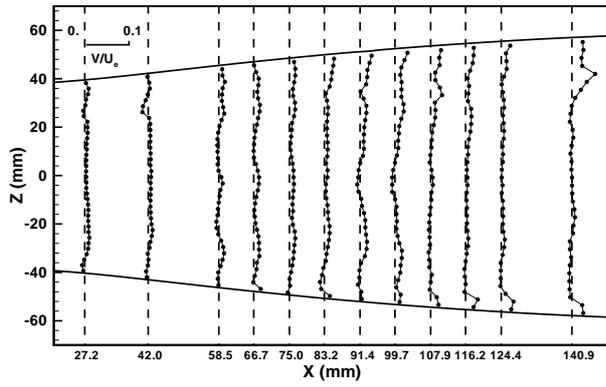
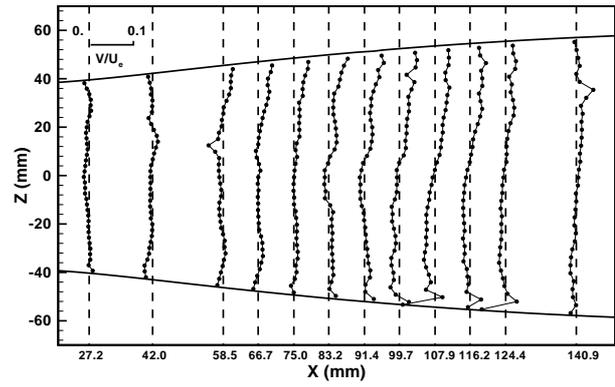
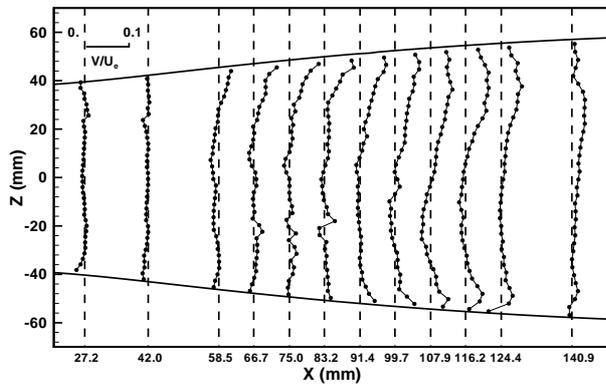
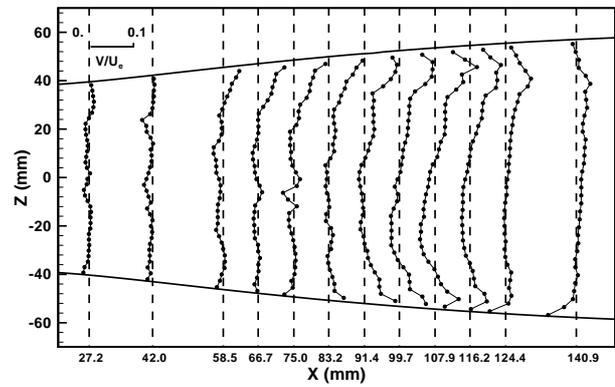
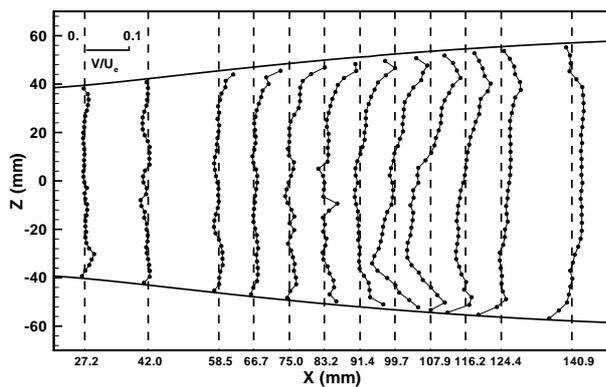
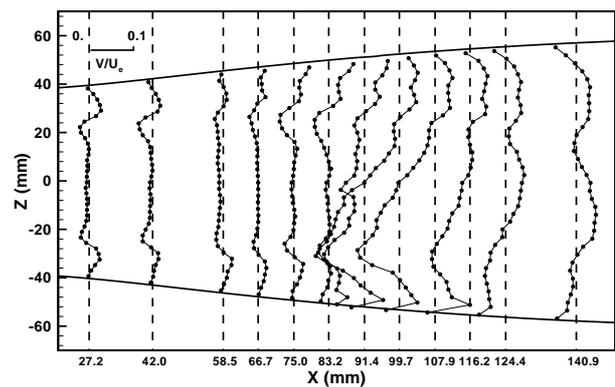
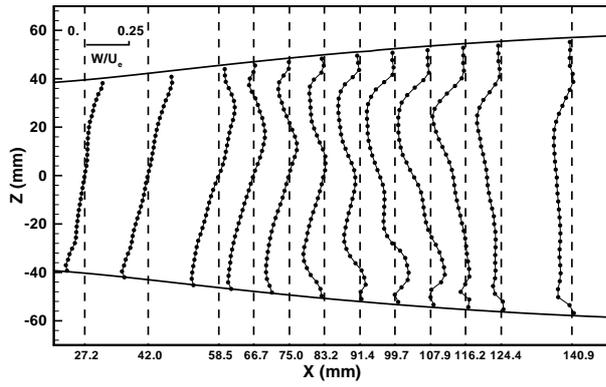
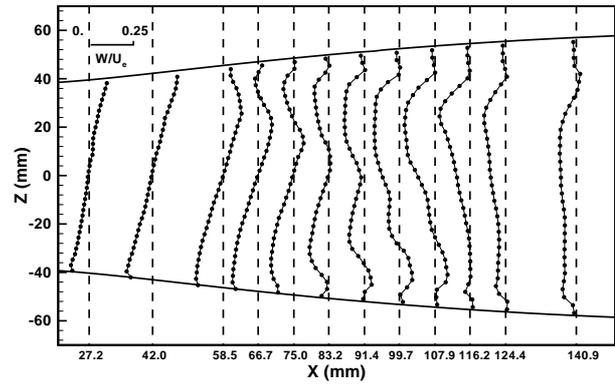
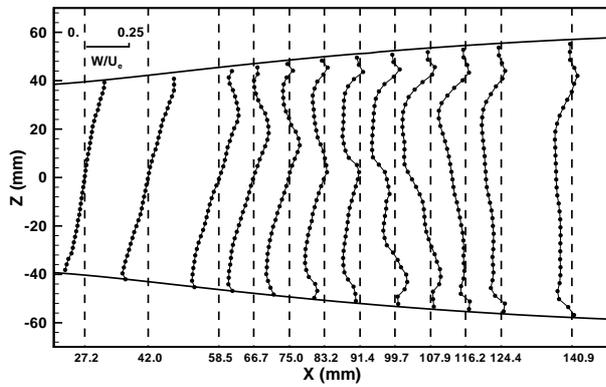
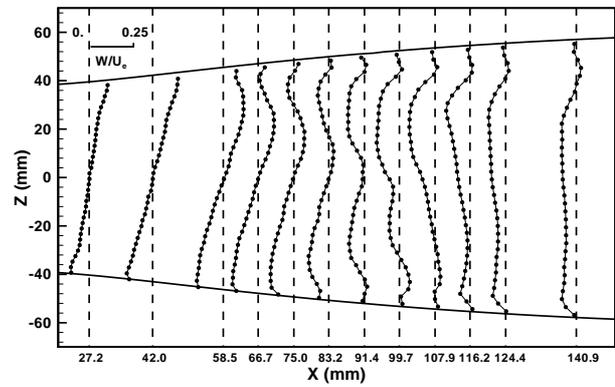
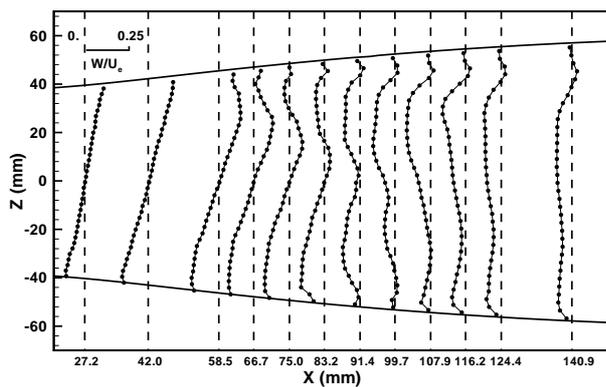
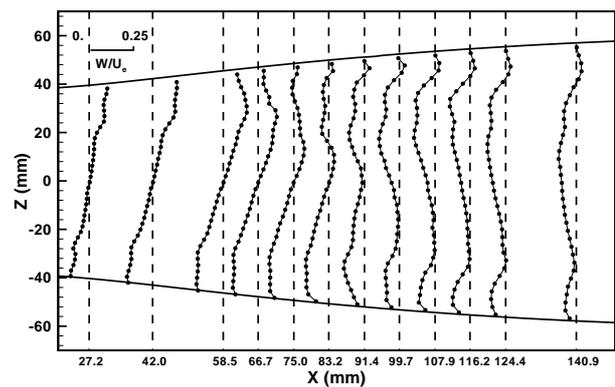


Figure 5-12 – Evolution des profils de vitesse longitudinale \bar{u}/U_0 dans la région du décollement.

a) Plan $Y=0\text{mm}$ b) Plan $Y=10\text{mm}$ c) Plan $Y=20\text{mm}$ d) Plan $Y=30\text{mm}$ e) Plan $Y=40\text{mm}$ f) Plan $Y=50\text{mm}$ Figure 5-13 – Evolution des profils de vitesse verticale \bar{v}/U_0 dans la région du décollement.

a) Plan $Y=0\text{mm}$ b) Plan $Y=10\text{mm}$ c) Plan $Y=20\text{mm}$ d) Plan $Y=30\text{mm}$ e) Plan $Y=40\text{mm}$ f) Plan $Y=50\text{mm}$ Figure 5-14 – Evolution des profils de vitesse transversale \overline{w}/U_0 dans la région du décollement.

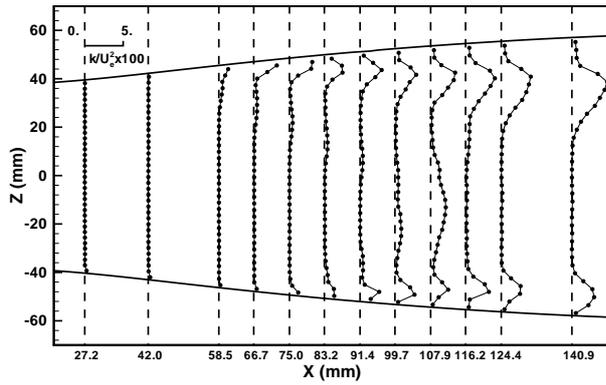
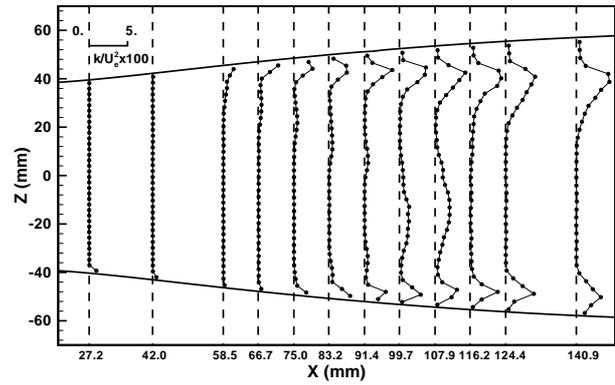
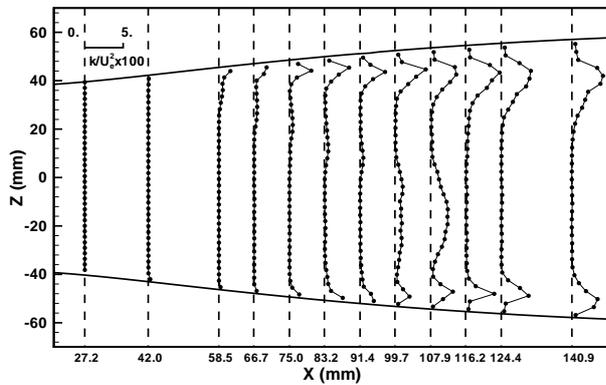
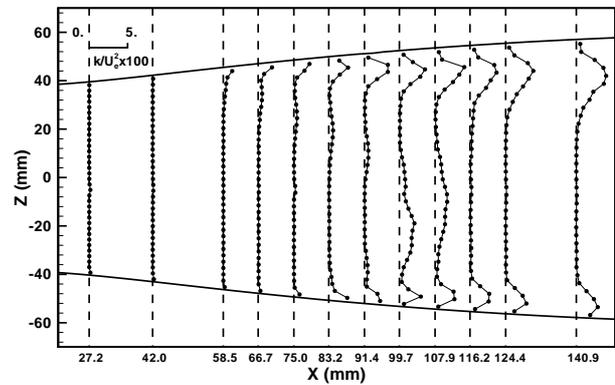
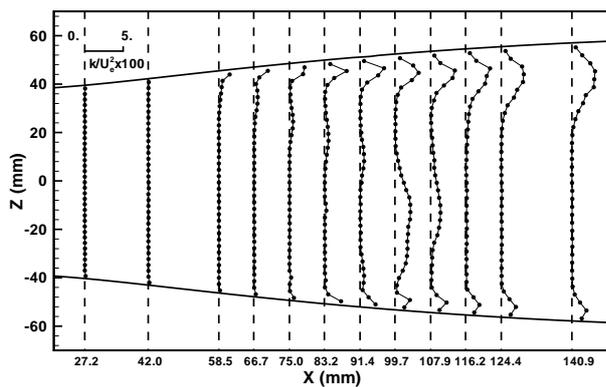
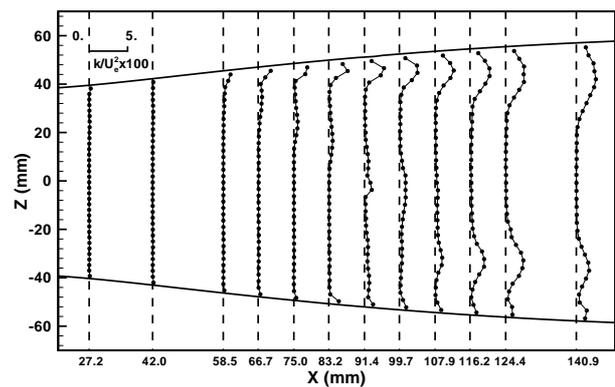
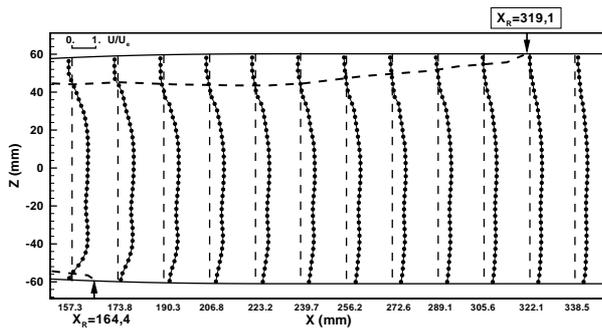
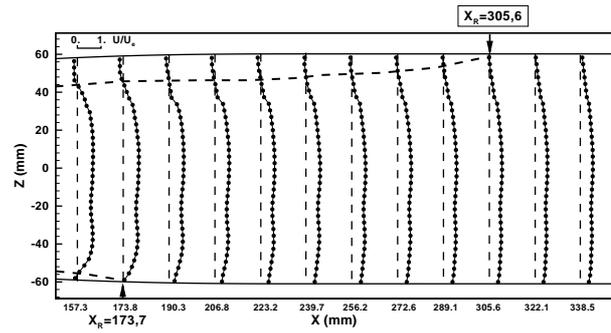
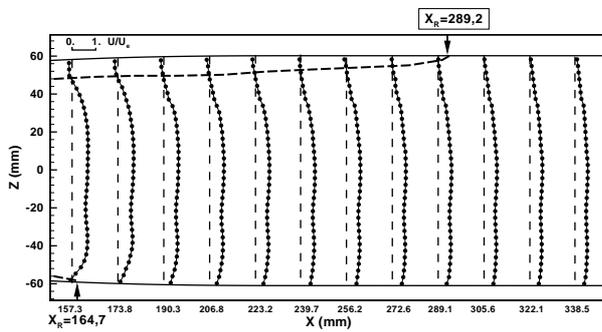
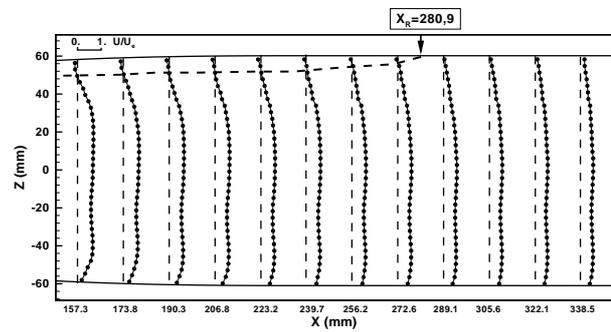
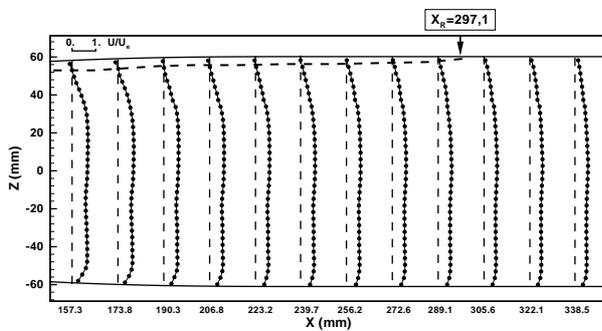
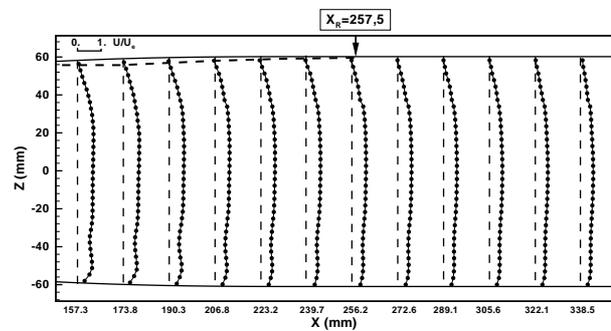
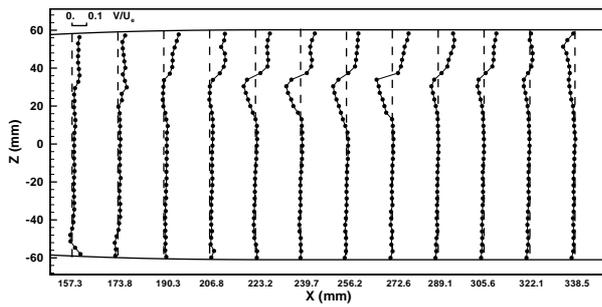
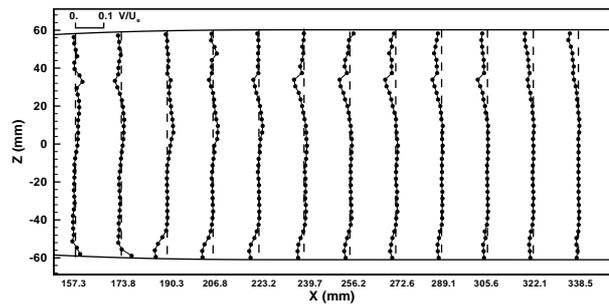
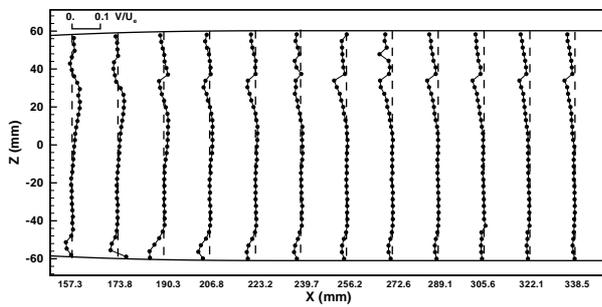
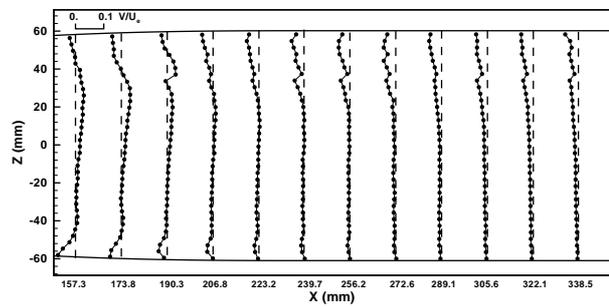
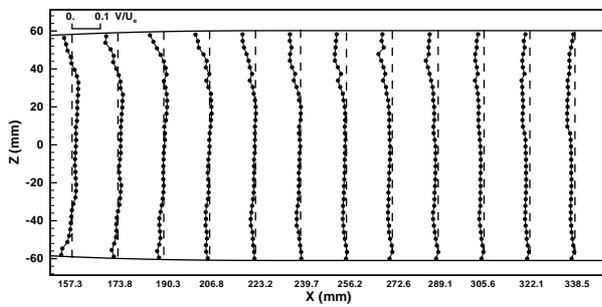
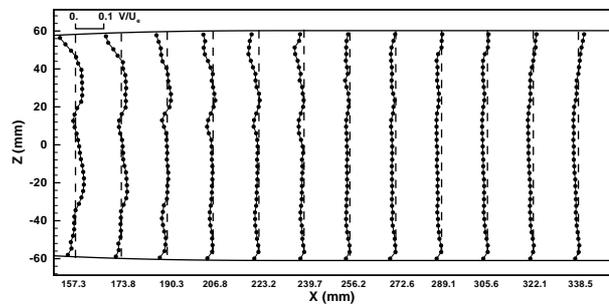
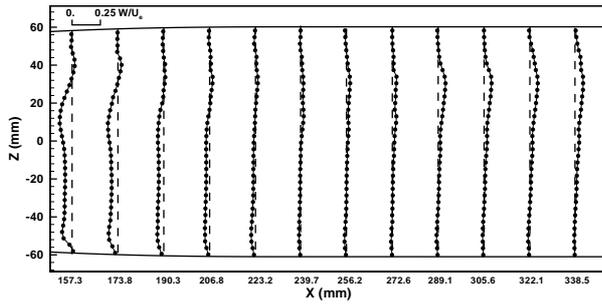
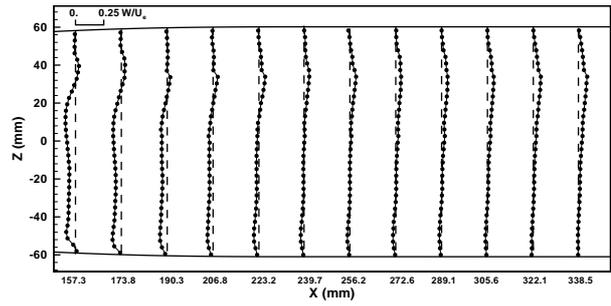
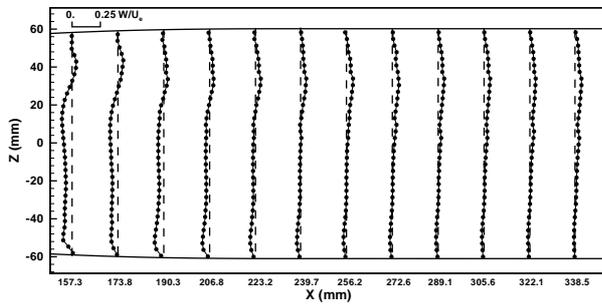
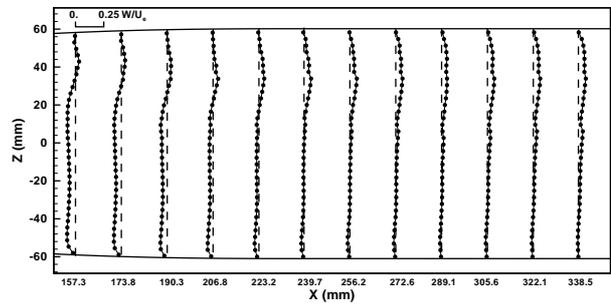
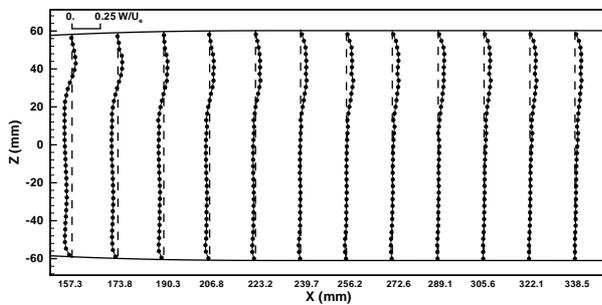
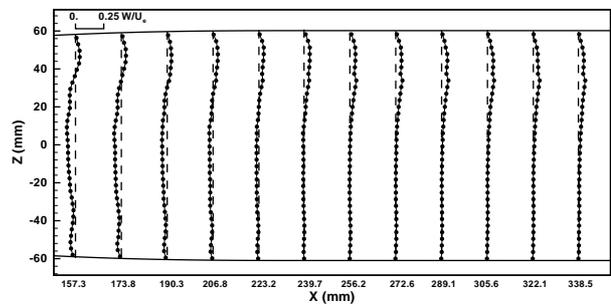
a) Plan $Y=0\text{mm}$ b) Plan $Y=10\text{mm}$ c) Plan $Y=20\text{mm}$ d) Plan $Y=30\text{mm}$ e) Plan $Y=40\text{mm}$ f) Plan $Y=50\text{mm}$

Figure 5-15 – Evolution des profils d'énergie cinétique turbulente k/U_0^2 dans la région du décollement.

a) Plan $Y=0\text{mm}$ b) Plan $Y=10\text{mm}$ c) Plan $Y=20\text{mm}$ d) Plan $Y=30\text{mm}$ e) Plan $Y=40\text{mm}$ f) Plan $Y=50\text{mm}$ Figure 5-16 – Evolution des profils de vitesse longitudinale \bar{u} / U_0 dans la région du recollement.

a) Plan $Y=0\text{mm}$ b) Plan $Y=10\text{mm}$ c) Plan $Y=20\text{mm}$ d) Plan $Y=30\text{mm}$ d) Plan $Y=40\text{mm}$ e) Plan $Y=50\text{mm}$ Figure 5-17 – Evolution des profils de vitesse verticale \bar{v}/U_0 dans la région du recollement.

a) Plan $Y=0\text{mm}$ b) Plan $Y=10\text{mm}$ c) Plan $Y=20\text{mm}$ d) Plan $Y=30\text{mm}$ d) Plan $Y=40\text{mm}$ e) Plan $Y=50\text{mm}$ Figure 5-18 – Evolution des profils de vitesse transversale \bar{w}/U_0 dans la région du recollement.

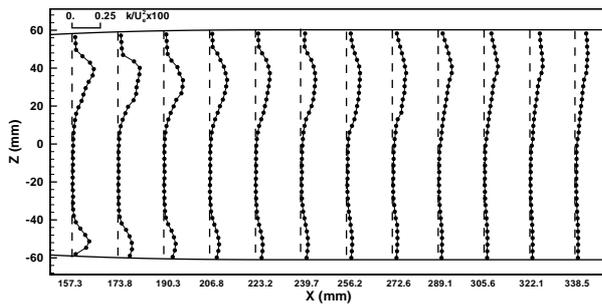
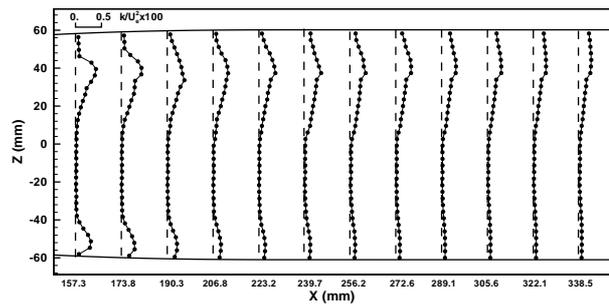
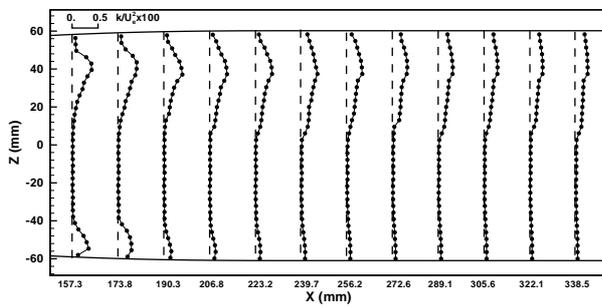
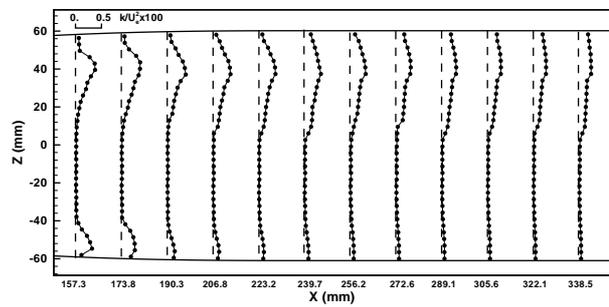
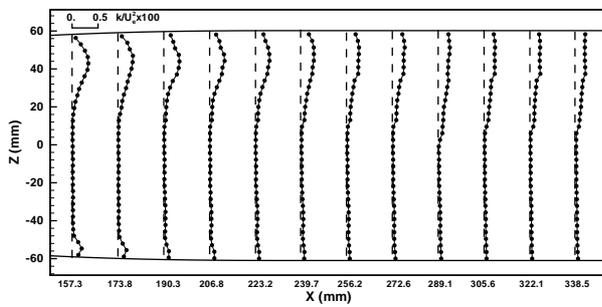
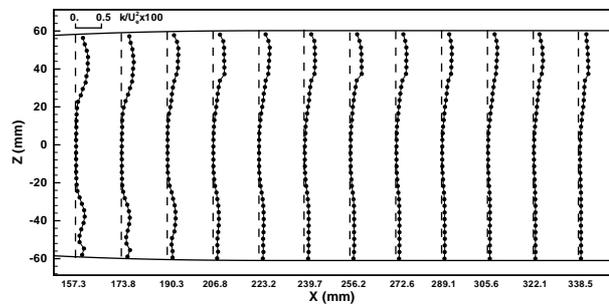
a) Plan $Y=0\text{mm}$ b) Plan $Y=10\text{mm}$ c) Plan $Y=20\text{mm}$ d) Plan $Y=30\text{mm}$ d) Plan $Y=40\text{mm}$ e) Plan $Y=50\text{mm}$

Figure 5-19 – Evolution des profils d'énergie cinétique turbulente k/U_0^2 dans la région du recollement.

5.1.6 Propriétés locales des écoulements décollés

Le décollement de la couche limite turbulente produit une couche de mélange dont les propriétés doivent être précisément déterminées. La variation longitudinale de l'épaisseur de vorticité de la couche de mélange, c'est-à-dire son taux d'expansion, est calculée par la relation :

$$\delta'_w = \frac{d\delta_w}{dx}$$

L'épaisseur de vorticité de la couche de mélange δ_w est définie, pour chaque profil X/L , par :

$$\delta_w \left(\frac{X}{L} \right) = \frac{\bar{u}_{\max} - \bar{u}_{\min}}{\left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)_{\max}}$$

Ce paramètre est couramment utilisé pour caractériser les couches de mélange libres. Nous allons l'appliquer au cas d'une couche décollée en présence d'une paroi. La précision de la détermination de l'épaisseur de vorticité est dépendante de la résolution spatiale des profils de vitesse servant à calculer par différences centrées la valeur de la dérivée $\frac{d\bar{u}}{dz}$. Il est ainsi possible d'obtenir le taux d'expansion de chaque zone décollée. Nous allons distinguer les propriétés de chaque écoulement décollé sur les parois inférieure et supérieure pour le plan médian.

a-) Zone décollée inférieure

Sur la figure 5-20 est tracée l'évolution de l'épaisseur de vorticité en fonction de X/L avec indication du taux d'expansion moyen de la couche cisailée.

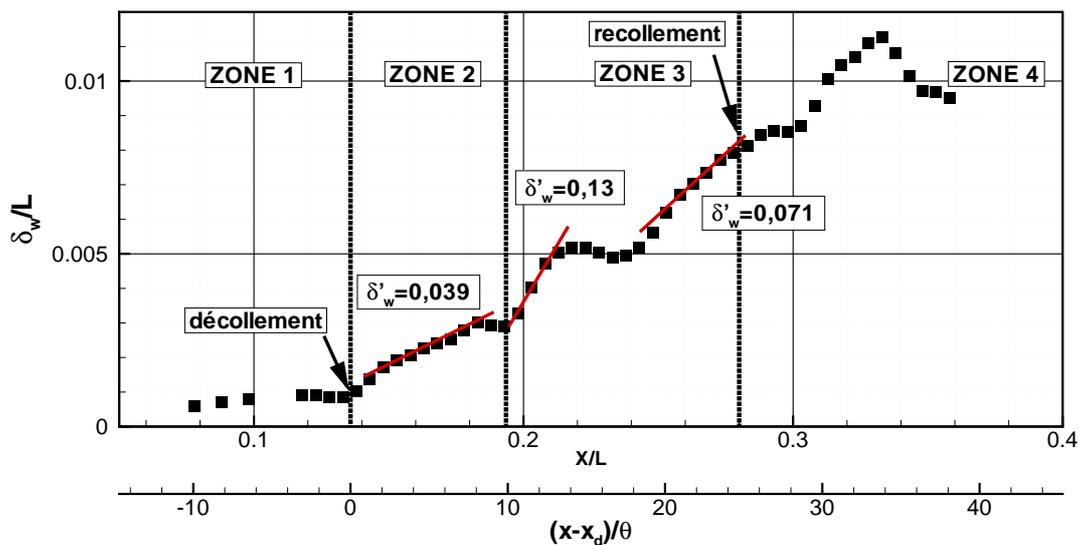


Figure 5-20 – Evolution de l'épaisseur de vorticité en fonction de X/L : paroi inférieure.

D'après cette figure, on distingue quatre zones d'écoulement. La première (zone 1) est la zone en amont du décollement ; elle est marquée par une valeur de δ_w / L faible et un taux d'expansion nul. La zone 2, juste en aval du décollement, se caractérise par un taux d'expansion quasi constant $\delta'_\omega = 0,039$. L'interaction entre la couche décollée et le deuxième choc oblique C4 (voir Fig. 4-3) provoque une restructuration de la couche de mélange se traduisant dans un premier temps par une légère baisse de δ_w / L puis, dans un deuxième temps, par une forte augmentation de l'épaisseur de vorticité qui constitue le début de la zone 3. Le taux d'expansion dans cette région vaut $\delta'_\omega = 0,13$ sur une courte distance. La présence d'une poche de réaccélération de l'écoulement en aval de la structure principale de chocs provoque une seconde diminution de δ_w / L . Puis, δ_w / L croît avec un taux d'expansion $\delta'_\omega = 0,071$ pour atteindre une valeur plateau vers la zone de recollement ; c'est le début de la zone 4. En aval du recollement, la valeur de δ_w / L reste élevée mais on peut considérer que la couche de mélange disparaît.

Les profils de vitesse moyenne longitudinale \bar{u} , de tension de cisaillement $-\overline{u'w'}/U_0^2$, de tension longitudinale $\overline{u'^2}/U_0^2$ ont été relevés en 31 stations X/L comme indiqué sur la figure 5-21.

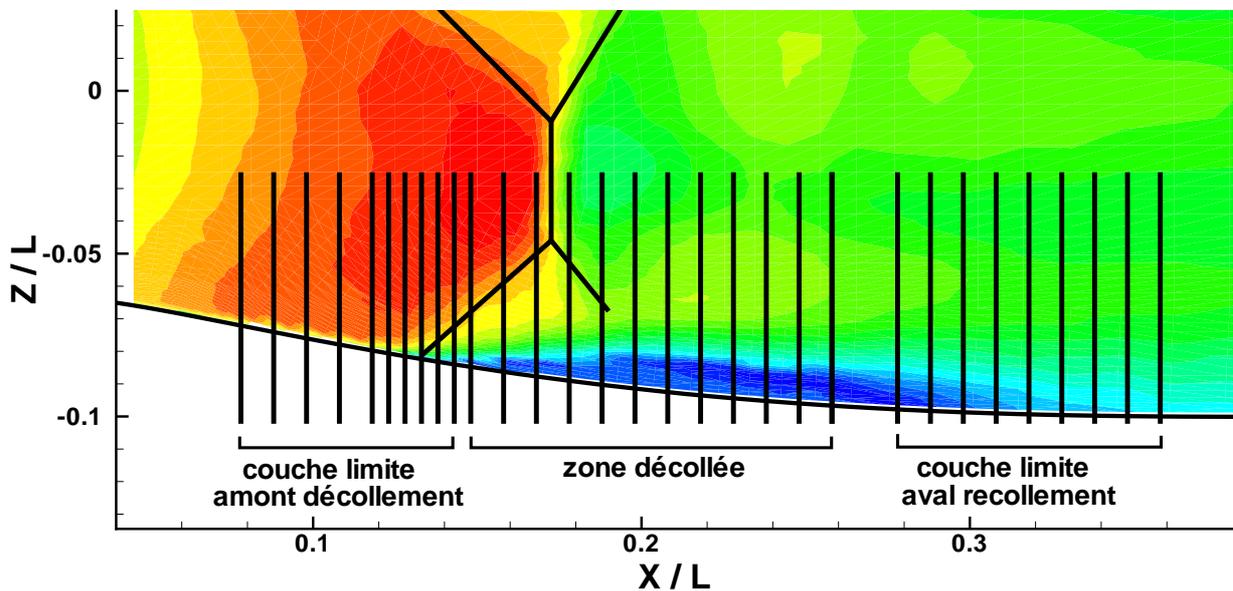


Figure 5-21 – Localisation des 31 profils extraits du champ  rodynamique sur la paroi inférieure dans le plan médian ($Y = 0$).

- Zone en amont du décollement

La figure 5-22 présente les profils de vitesse moyenne longitudinale normalisés par la vitesse extérieure locale \bar{u}_e relative à chaque profil, portés en fonction de l'ordonnée de similitude :

$$\xi = \frac{Z - Z_{\min}}{Z_{\max} - Z_{\min}} \text{ où } Z_{\min} \text{ représente l'ordonnée de la paroi inférieure et } Z_{\max} \text{ l'ordonnée où } \bar{u}_e \text{ est}$$

mesurée. La forme de ces profils est celle d'une couche limite turbulente. Un creusement des profils est perceptible sur la dernière station $X/L = 0,143$: c'est l'amorce du décollement.

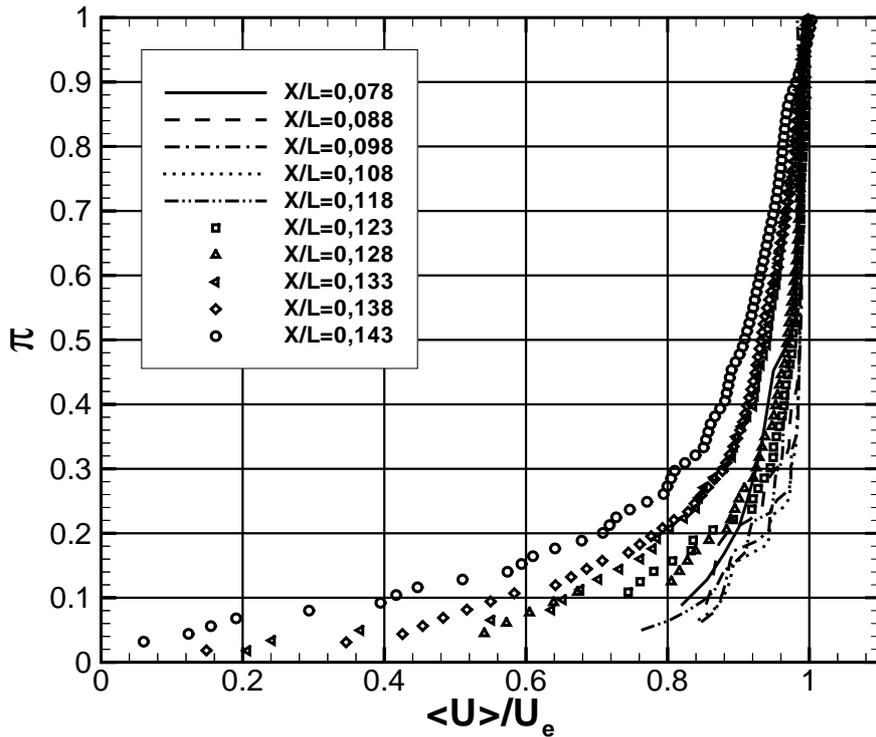


Figure 5-22 – Profils de vitesse moyenne longitudinale \bar{u} / \bar{u}_e dans la couche limite en amont de l'interaction. Paroi inférieure

- Zone de recirculation

Sur la figure 5-23, les profils de vitesse en paramètres de similitude de couche de mélange libre sont présentés avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \eta = \frac{\bar{u} - \bar{u}_m}{\bar{u}_e - \bar{u}_m} \\ \xi = \frac{Z - Z_{\eta=0,5}}{Z_{\eta=0,95} - Z_{\eta=0,5}} \end{array} \right.$$

où \bar{u}_e est la vitesse maximale à l'extérieur de la zone de recirculation et \bar{u}_m la valeur négative maximale de la vitesse dans la zone de recirculation.

On constate que les évolutions des profils situés dans la partie positive de ξ sont en similitude, à l'exception des deux premiers profils correspondant à la zone de décollement naissant où la couche de mélange n'est pas encore développée. Les profils de vitesse pour $\xi < 0$, c'est-à-dire dans la région de proche paroi, s'écartent de la loi de similitude. La paroi influence la forme des profils sur toute la longueur du décollement car la zone de recirculation se développe près de la paroi.

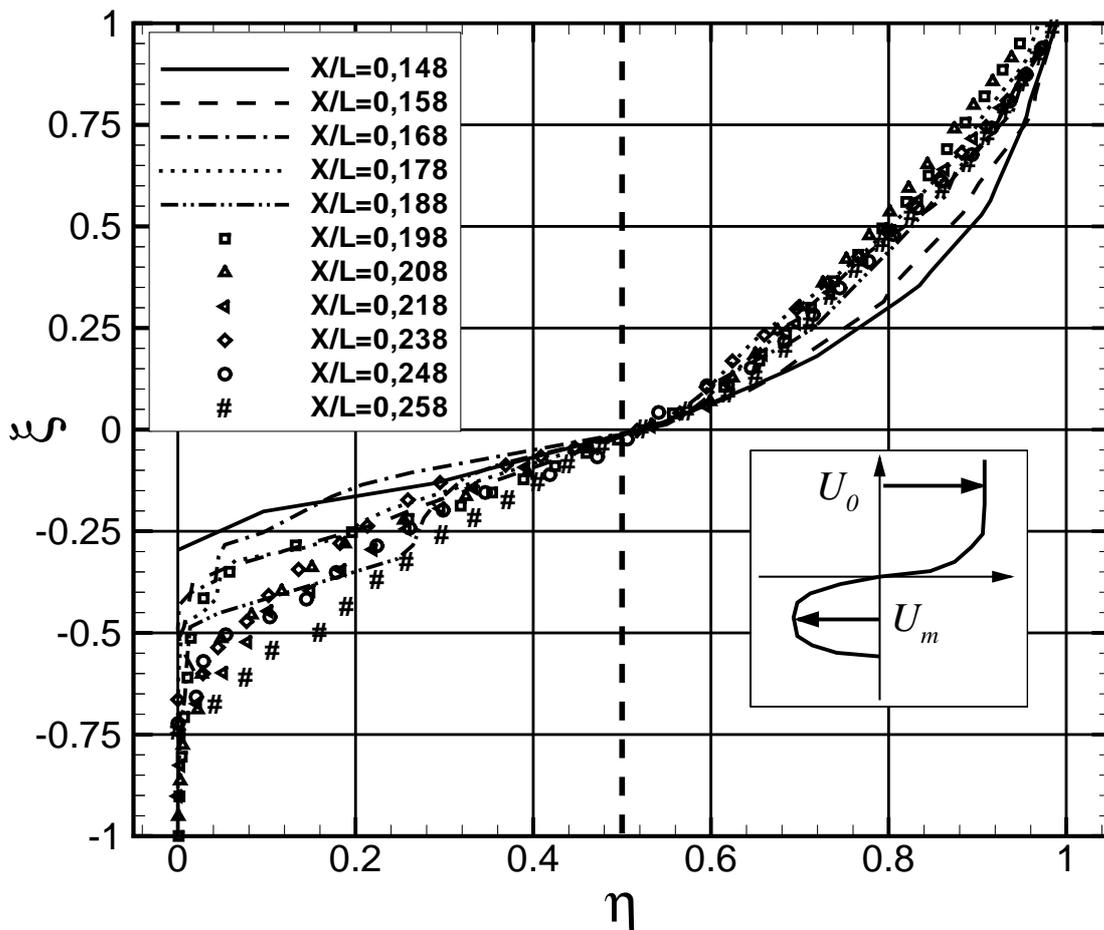


Figure 5-23 – Profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone de recirculation en coordonnées de similitude. Paroi inférieure

- Zone en aval du recollement

La zone de recollement est caractérisée par des profils de vitesse dont les formes d'aspect creusé tendent vers des profils de couche limite turbulente, comme indiqué sur la figure 5-24.

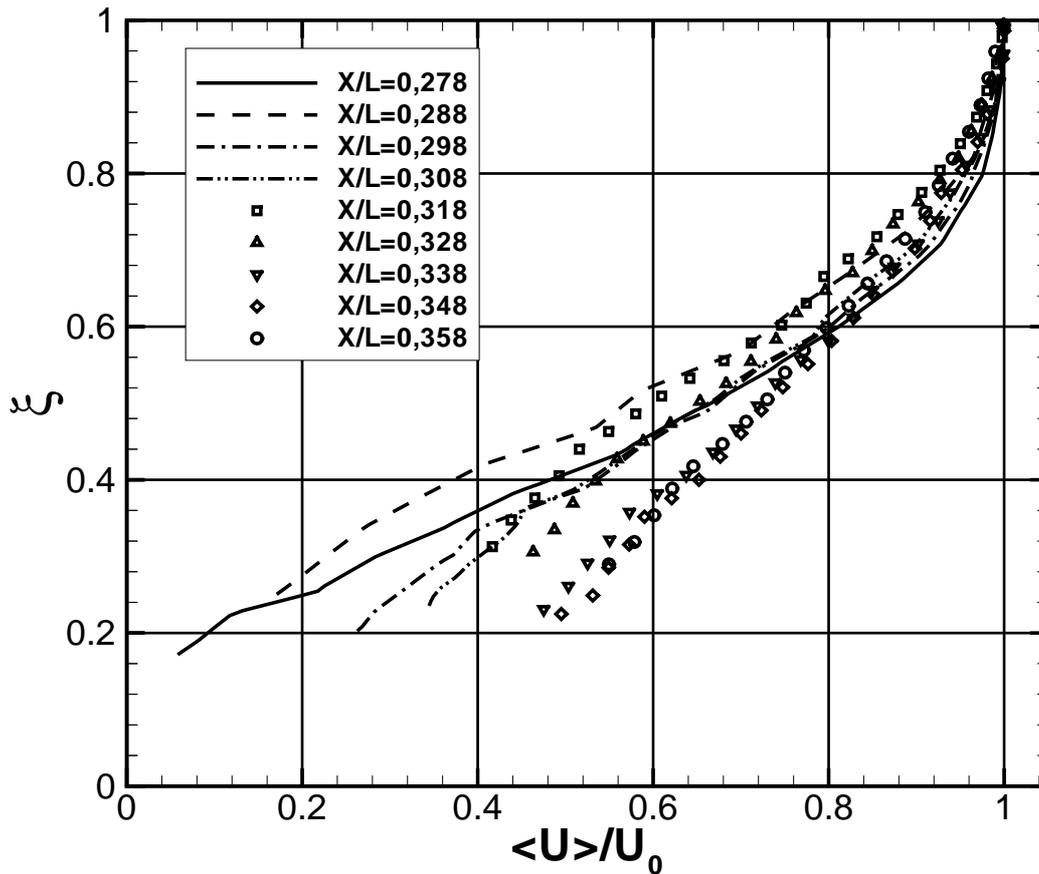


Figure 5-24 – Profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone aval du recollement.
Paroi inférieure

b-) Zone décollée supérieure

Sur la figure 5-25 est tracée l'évolution de l'épaisseur de vorticité en fonction de X/L avec indication de son taux d'expansion moyen. On retrouve les 4 zones définies précedemment : la première zone en amont du décollement ; la deuxième zone constituée par la couche de mélange, où le taux d'expansion est constant ($\delta'_w = 0,033$) ; la troisième zone où se produit la déstructuration de cette couche de mélange, ce qui augmente le niveau de δ'_w jusqu'à $\delta'_w = 0,146$; enfin la quatrième zone après le recollement. Les variations importantes de δ'_w / L sont dues à la nature non uniforme de l'écoulement externe qui contient une succession d'ondes de compression et de détentes modifiant les valeurs des vitesses extérieures.

La figure 5-26 donne la localisation de 22 profils extraits pour la paroi supérieure. Nous ne présenterons que les résultats associés à deux zones de l'écoulement : la couche limite amont et la zone de recirculation car il n'y pas été possible de sonder avec assez de précision la couche limite dans la zone de recollement.

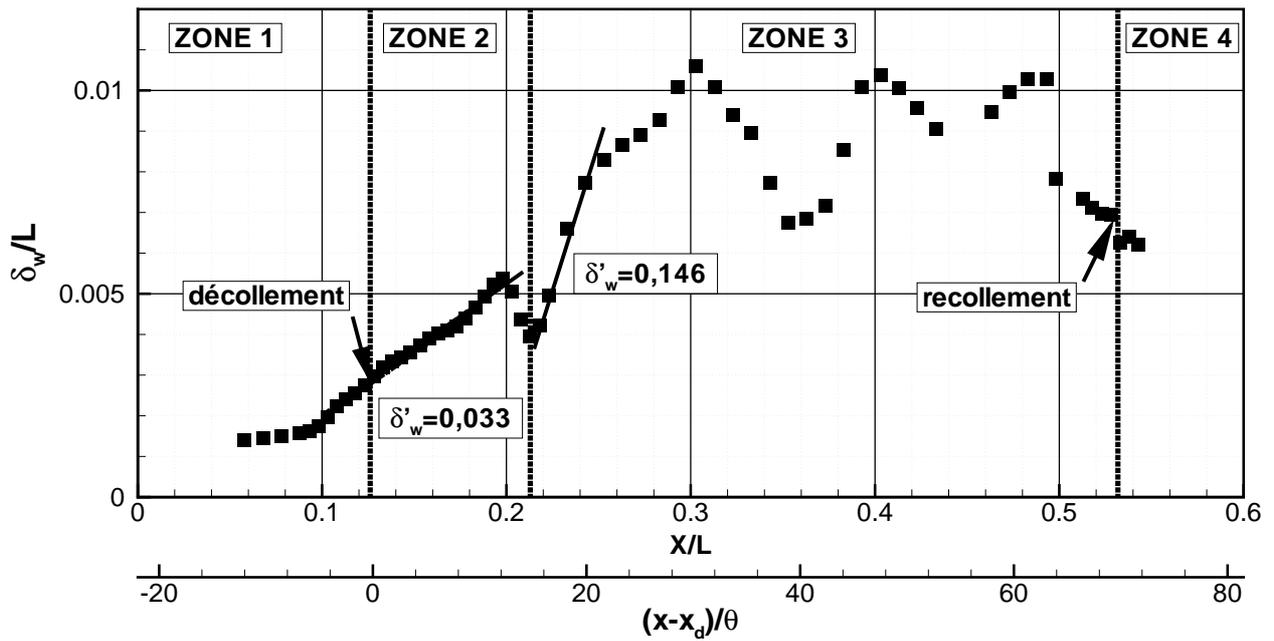


Figure 5-25 – Evolution de l'épaisseur de vortacité en fonction de X/L . Paroi supérieure.

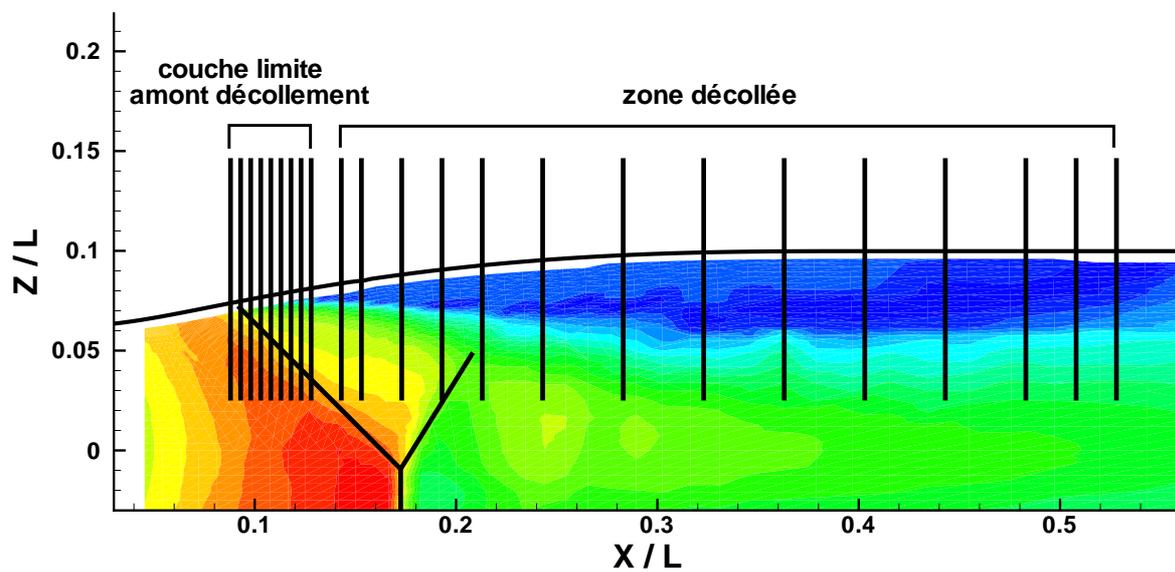


Figure 5-26 – Localisation des 31 profils extraits du champ aérodynamique près de la paroi supérieure dans le plan médian ($Y = 0$).

- Zone en amont du décollement

On voit sur la figure 5-27 les profils de vitesse moyenne longitudinale d'une couche limite turbulente. La présence de l'interaction commence à creuser les profils de vitesse (à $X/L = 0,118$).

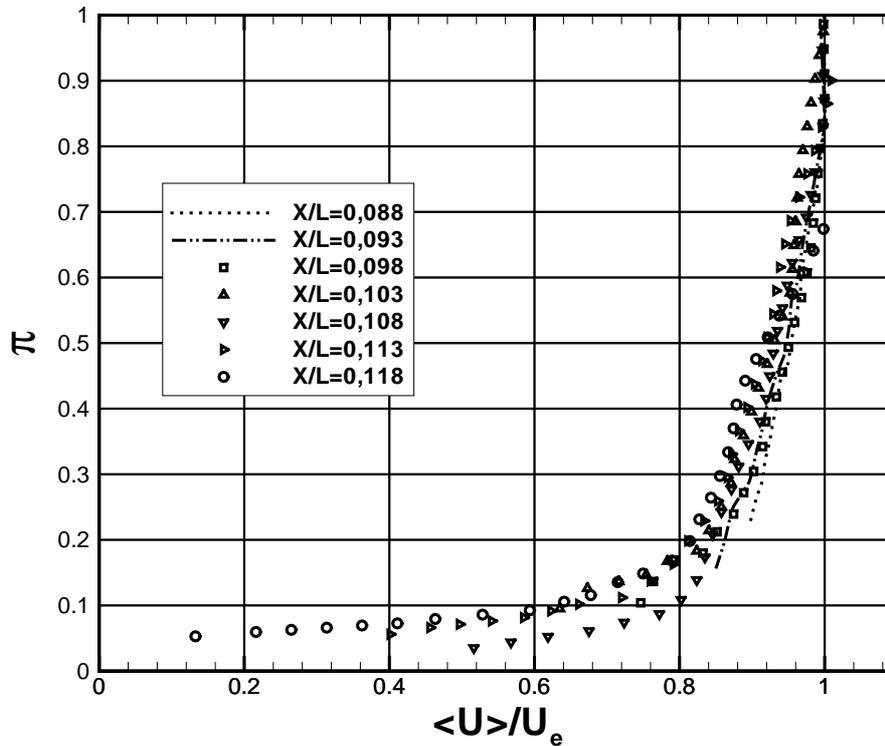


Figure 5-27 – Profils de vitesse moyenne longitudinale dans la couche limite en amont de l'interaction. Paroi supérieure.

- Zone de recirculation

On retrouve dans la zone de recirculation supérieure les mêmes phénomènes que ceux décrits pour la zone de recirculation inférieure. Les trois premiers profils correspondant au développement naissant de la couche de mélange ont des évolutions qui s'écartent de la loi de similitude (voir Fig. 5-28). La proximité de la paroi explique, en particulier, les évolutions obtenues pour les profils situés en-dessous de l'ordonnée $\xi = 0$. Une zone intermédiaire s'étendant sur 4 profils de $X/L = 0,193$ à $X/L = 0,283$, ne présente pas de loi de similitude particulière. Cette dispersion des évolutions est due à l'interaction du choc C2 (voir §4.1.2) avec la couche de mélange et à la présence de la poche de réaccélération supersonique à l'aval. A partir de l'abscisse $X/L=0,323$, les profils suivent une loi de similitude.

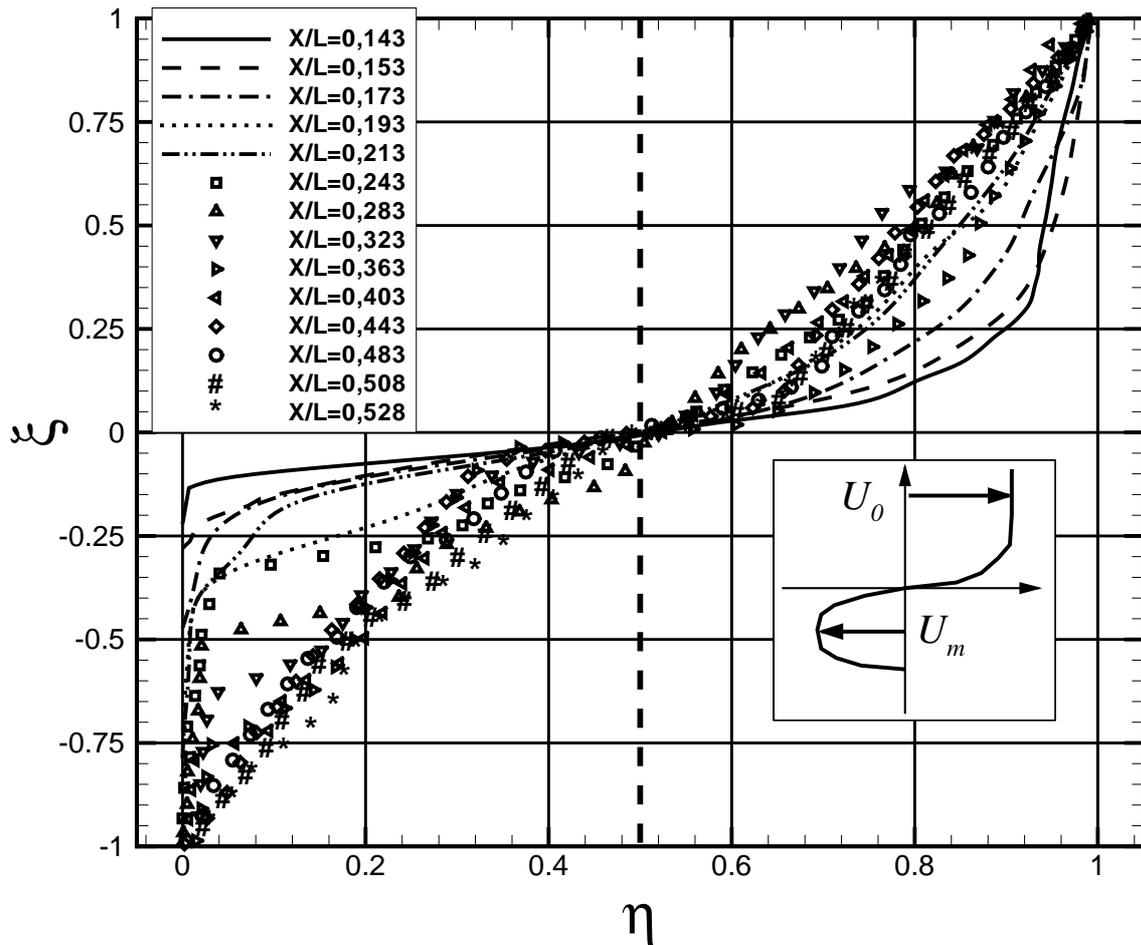


Figure 5-28 – Profils de vitesse moyenne longitudinale dans la zone de recirculation. Paroi supérieure.

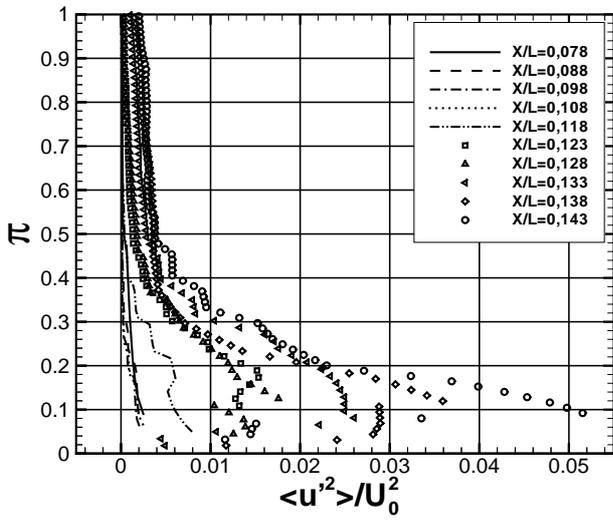
5.1.7 Structure de la turbulence

La première partie de ce paragraphe est consacrée à l'étude des propriétés générales de la turbulence dans chaque zone décollée.

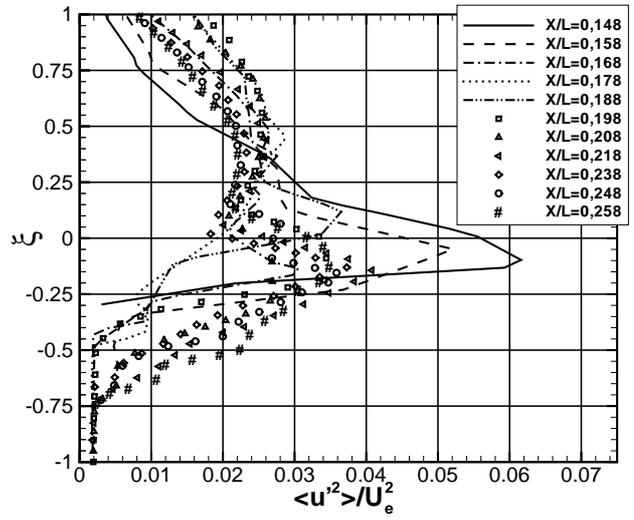
a-) Structure générale de la turbulence

Les deux écoulements décollés sont soumis à de fortes fluctuations de vitesse. Les profils des fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse $\overline{u'^2}/U_0^2$ sont présentés sur les figures 5-29 pour la paroi inférieure et 5-30 pour la paroi supérieure. A l'approche de l'interaction de décollement, les niveaux de $\overline{u'^2}/U_0^2$ augmentent avec la croissance de l'épaisseur de la couche limite (voir Figs. 5-29a et 5-30a). Les niveaux les plus importants de $\overline{u'^2}/U_0^2$ sont atteints à la naissance du décollement près des pieds de choc (voir Figs. 5-29b et 5-30b). Dans les zones

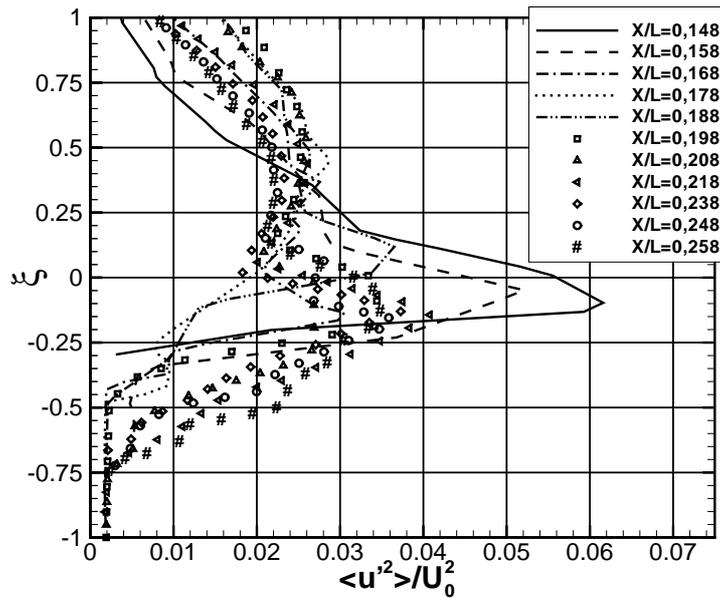
décollées, on constate que ces maximums s'écartent de la paroi pour suivre à peu près la ligne d'ordonnée $\xi = 0$ de la couche limite décollée.



a) couche limite amont

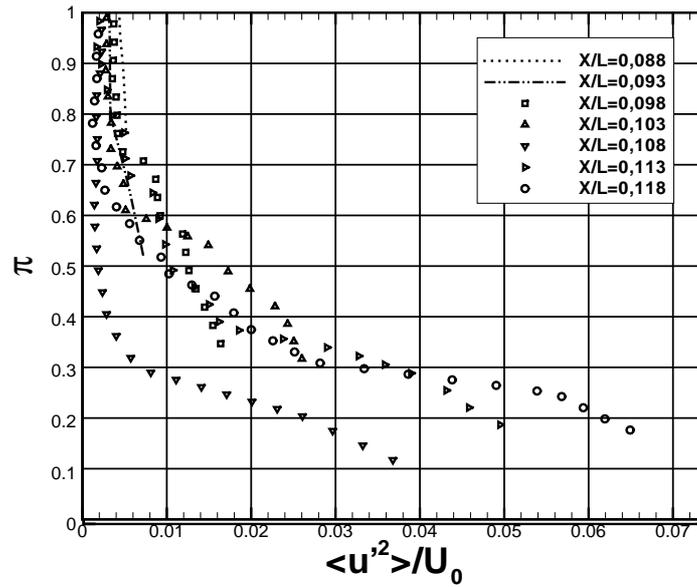


a) Zone de recirculation

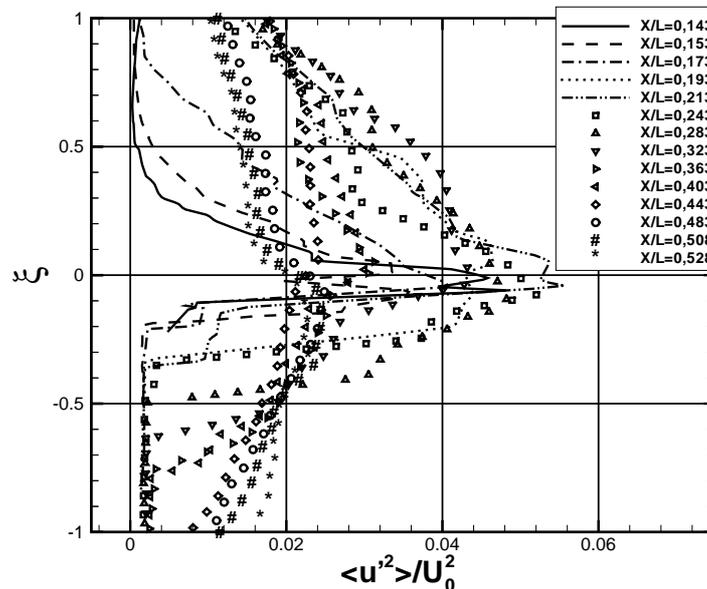


b) Zone de recollement

Figure 5-29 – Profils de la tension normale $\overline{u'^2} / U_0^2$. Paroi inférieure.



a) couche limite amont

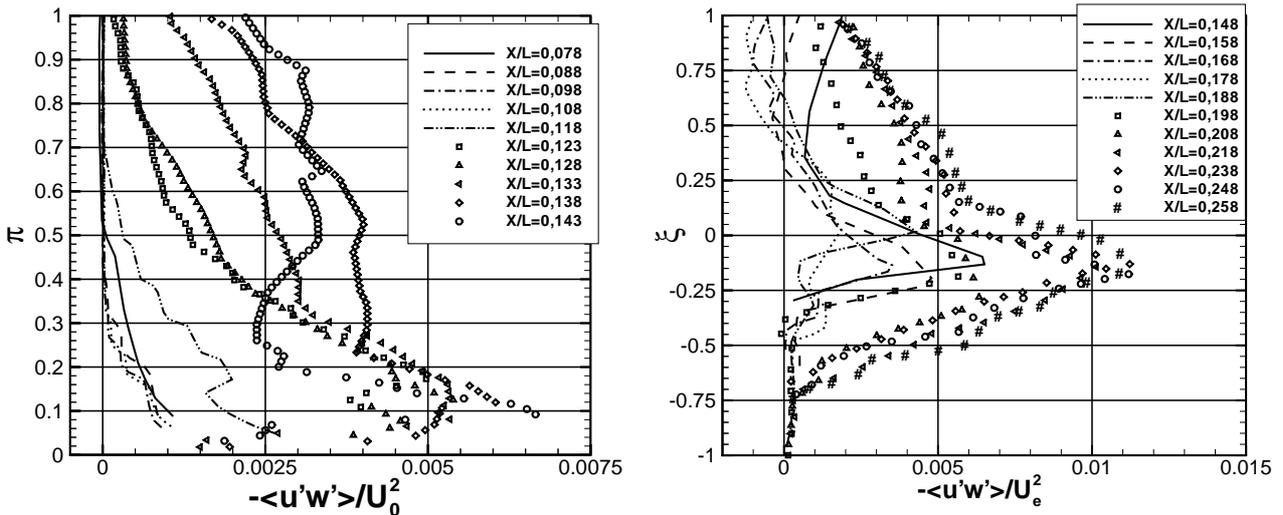


b) zone de recirculation

Figure 5-30 – Profils de la tension normale $\overline{u'^2} / U_0^2$. Paroi supérieure.

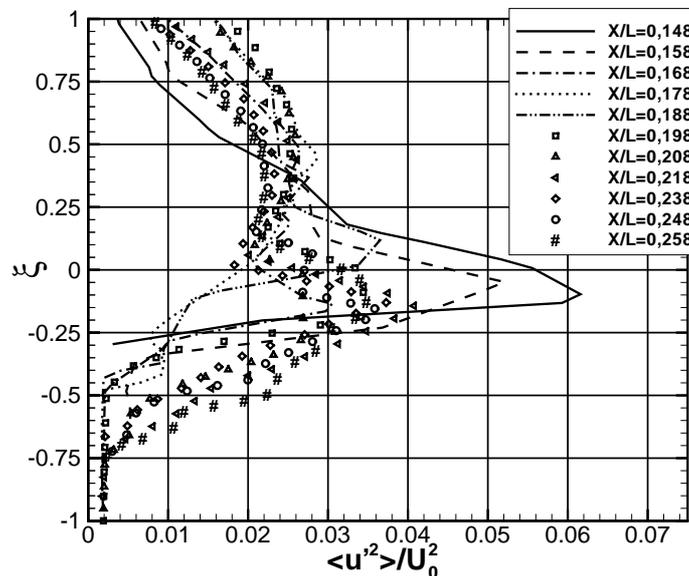
Regardons les évolutions des tensions de cisaillement $-\overline{u'w'} / U_0^2$ présentées sur la figure 5-31. A l'approche du décollement, les niveaux de $-\overline{u'w'} / U_0^2$ augmentent dans la couche limite (voir Fig. 5-31a).

Les valeurs maximums obtenues sont localisées dans la zone décollée inférieure en aval de l'interaction avec le choc oblique (C4) (voir Fig. 5-30b). Les niveaux diminuent lentement après le point de recollement, comme le montre la figure 5-30c.



a) couche limite amont

b) zone de recirculation

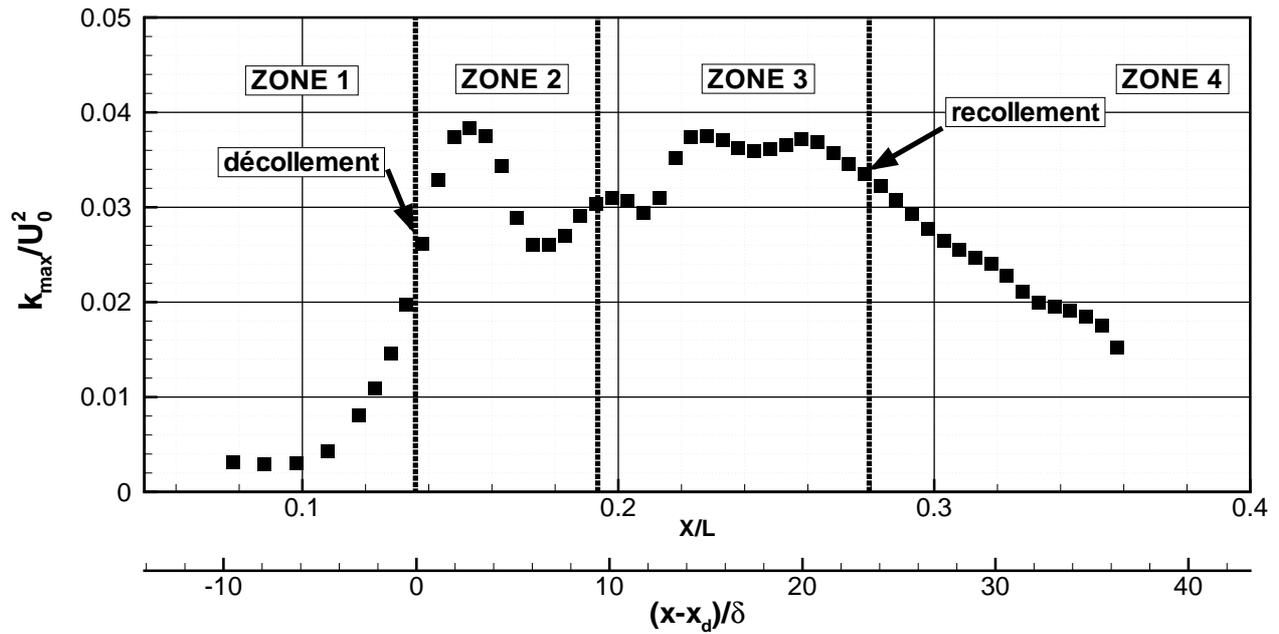


c) zone de recollement

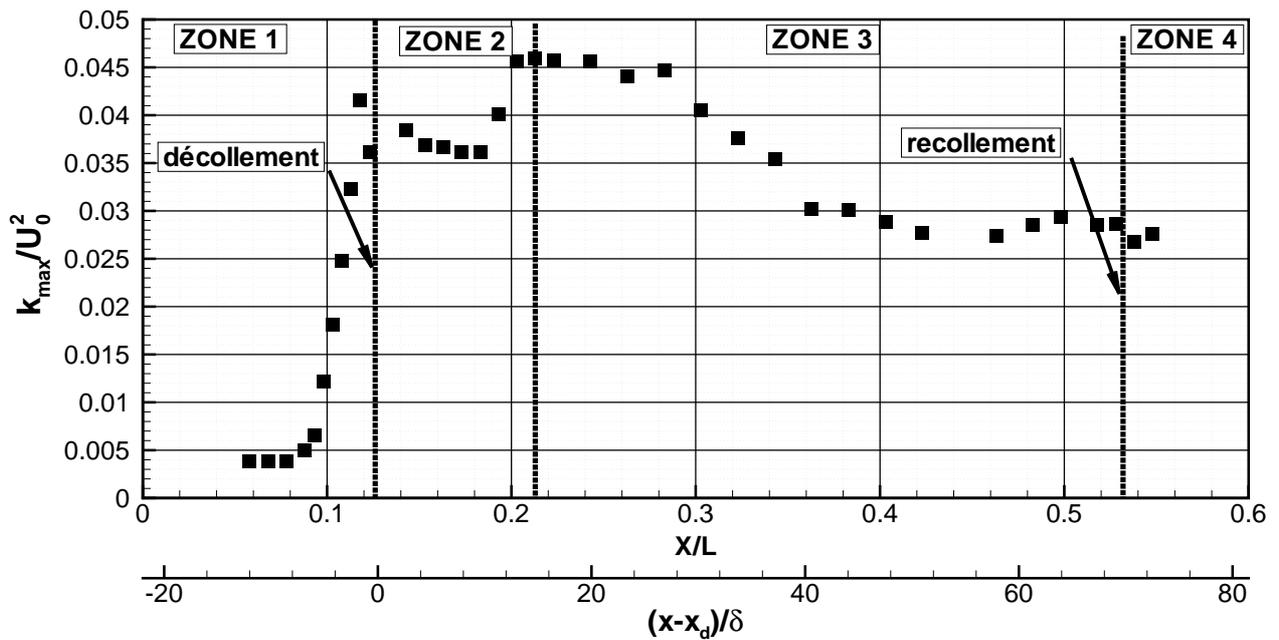
Figure 5-31 – Profils de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}/U_0^2$. Paroi inférieure.

La répartition des maximums d'énergie cinétique turbulente pour les écoulements décollés inférieur et supérieur, présentés sur la figure 5-32, montre que les augmentations de k_{\max} se produisent lors des interactions de décollement et dans les zones d'interaction entre les chocs obliques (C2) et (C4) et les couches limite décollées.

Dans la zone 3 correspondant à un écoulement de couche de mélange pleinement développée, les niveaux de k_{\max} restent globalement constants, puis ils diminuent lentement après le recollement, dans la zone 4, avec une pente constante sur la paroi inférieure.



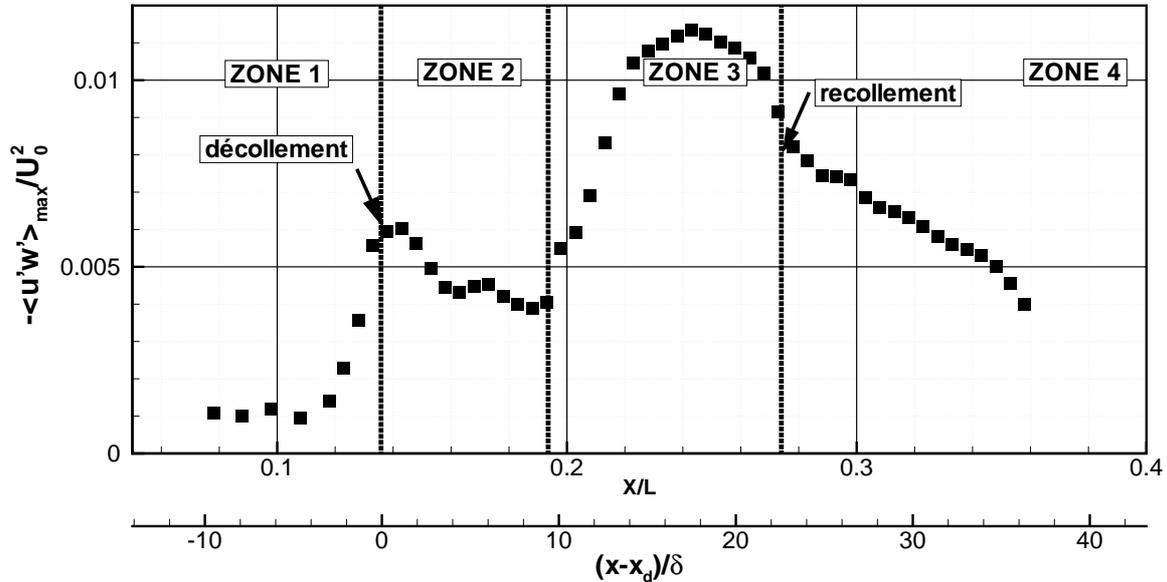
a) paroi inférieure



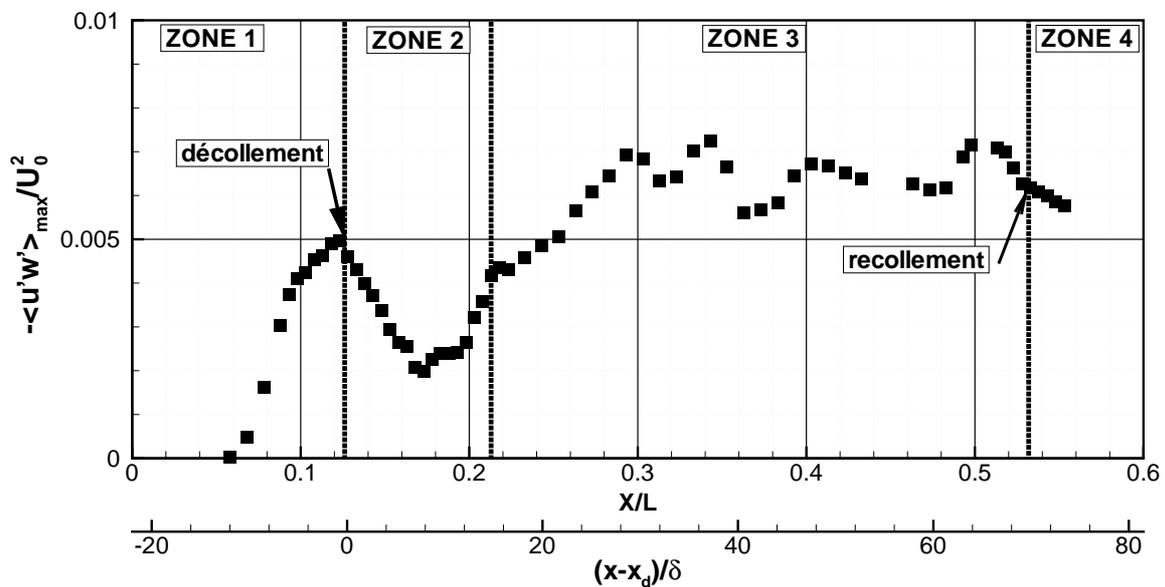
b) paroi supérieure

Figure 5-32 – Evolution du maximum d'énergie cinétique turbulente k_{\max}/U_0^2 en fonction de X/L .

La tension de cisaillement maximale $-\overline{u'w'}_{\max}$ augmente rapidement à l'approche du décollement. Dans la couche décollée, entre les chocs du lambda (zone 2), ces niveaux diminuent pour augmenter dans la zone 3. Notons que le maximum de $-\overline{u'w'}_{\max}$ est obtenu dans la couche de mélange développée inférieure. Puis, $-\overline{u'w'}_{\max}$ diminue après les points de recollement (voir Fig.5-33).



a) paroi inférieure



b) paroi supérieure

Figure 5-33 – Evolution du maximum de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}_{\max}/U_0^2$ en fonction de X/L .

b) Mécanismes de production de la turbulence

Pour préciser le comportement de la turbulence, nous allons considérer le terme de production d'énergie cinétique turbulente écrit sous la forme :

$$P_k = -2\overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$$

où i et j sont des indices d'espace variant de 1 à 3.

A partir des mesures au vélocimètre laser tridirectionnel, nous pouvons évaluer P_k . Les résultats présentés dans la suite de ce paragraphe ont été obtenus pour le plan médian $Y=0\text{mm}$. Afin de pouvoir calculer les dérivées par des différences finies centrées, le champ tridimensionnel de départ, représentant un demi-canal de tuyère, est symétrisé par rapport au plan médian. Le nouveau maillage ainsi constitué comprend 32 points selon l'envergure Y permettant de procéder au calcul des dérivées suivant Y. Toutes les composantes de P_k sont ainsi calculées sans extrapolation.

On peut décomposer P_k en trois termes $P_k(\overline{u'^2})$, $P_k(\overline{v'^2})$, $P_k(\overline{w'^2})$ correspondant à la production de turbulence associée aux trois composante de la vitesse et définis par :

$$\begin{aligned} P_k(\overline{u'^2}) &= -2\overline{u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - 2\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - 2\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ P_k(\overline{v'^2}) &= -2\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - 2\overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - 2\overline{v'^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \\ P_k(\overline{w'^2}) &= -2\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} - 2\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} - 2\overline{w'v'} \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \end{aligned}$$

La figure 5-34 montre la répartition des iso-valeurs de P_k / U_0^3 dans les zones décollées supérieure et inférieure. Les niveaux de P_k / U_0^3 les plus élevés sont obtenus près des points de décollement et dans les couches décollées entre les chocs en lambda.

On peut également séparer P_k en une contribution due aux tensions normales et une contribution due aux tensions de cisaillement.

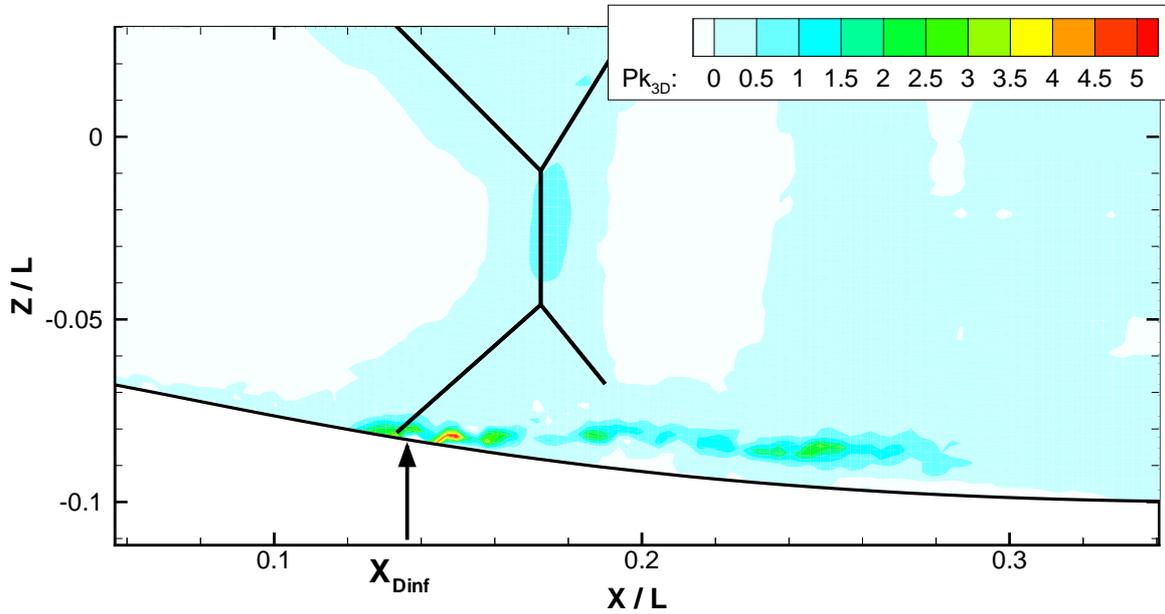
- Production de turbulence due aux tensions normales :

$$P_{kn} = -2\overline{u'^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - 2\overline{v'^2} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} - 2\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{w}}{\partial z}$$

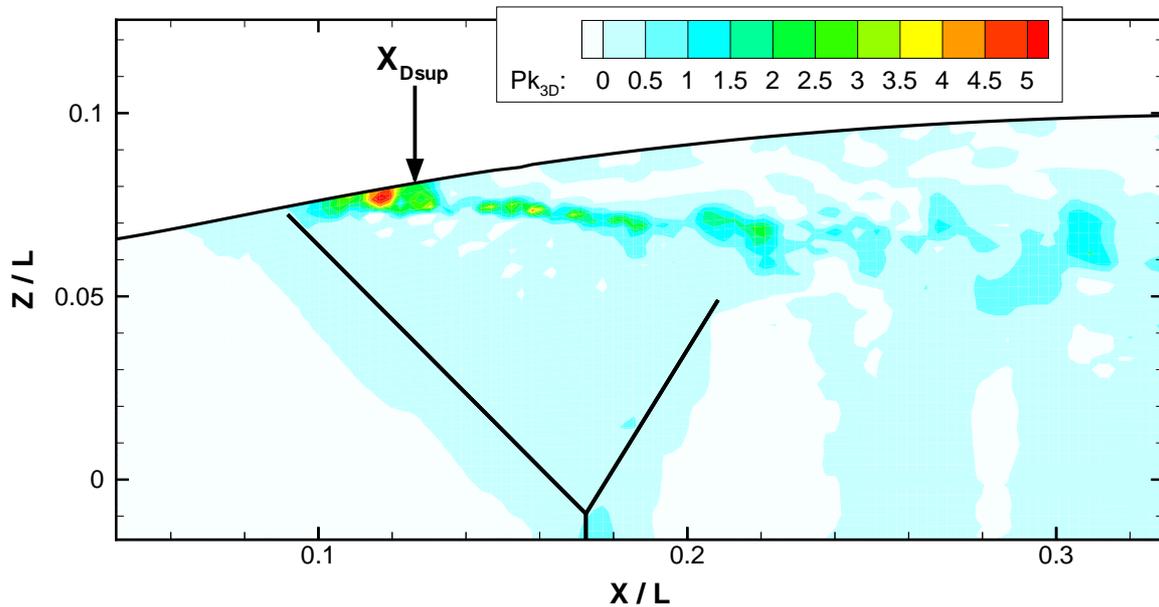
- Production de turbulence due aux tensions de cisaillement:

$$P_{kc} = -2\overline{u'w'} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \right) - 2\overline{u'v'} \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) - 2\overline{v'w'} \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \right)$$

La production due aux tensions normales (P_{kn}) contribue majoritairement à la production P_k totale (voir Fig. 5-34). Les niveaux de P_{kc} , bien que plus faibles, sont concentrés dans la zone décollée inférieure, en particulier près de l'interaction de décollement et dans la couche décollée en aval du choc oblique (C4) (voir Fig. 5-35).

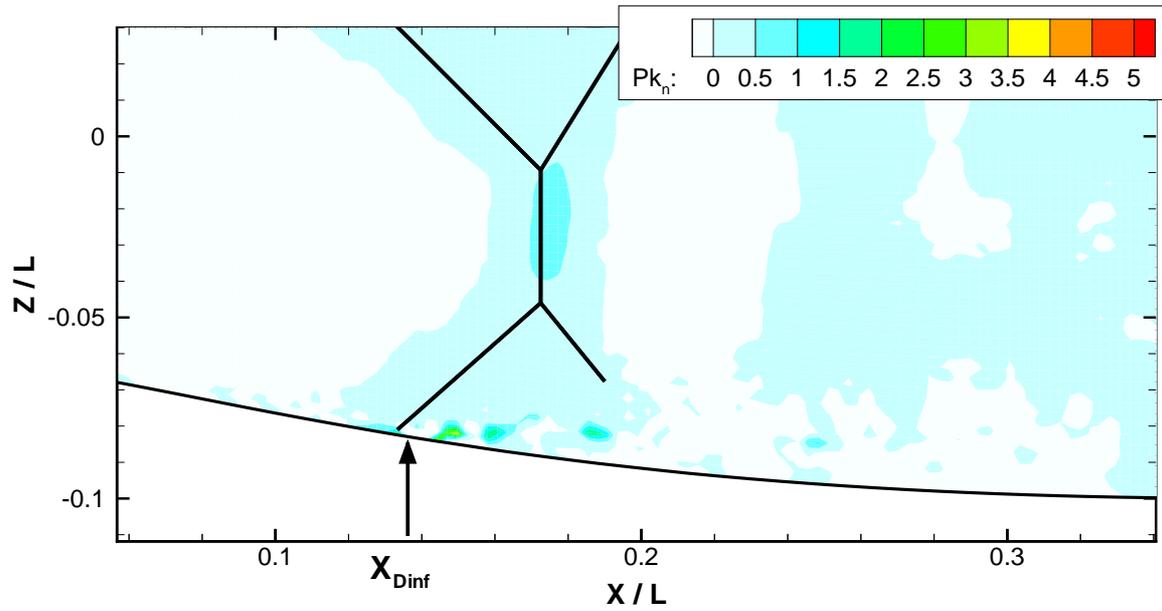


a) zone décollée inférieure

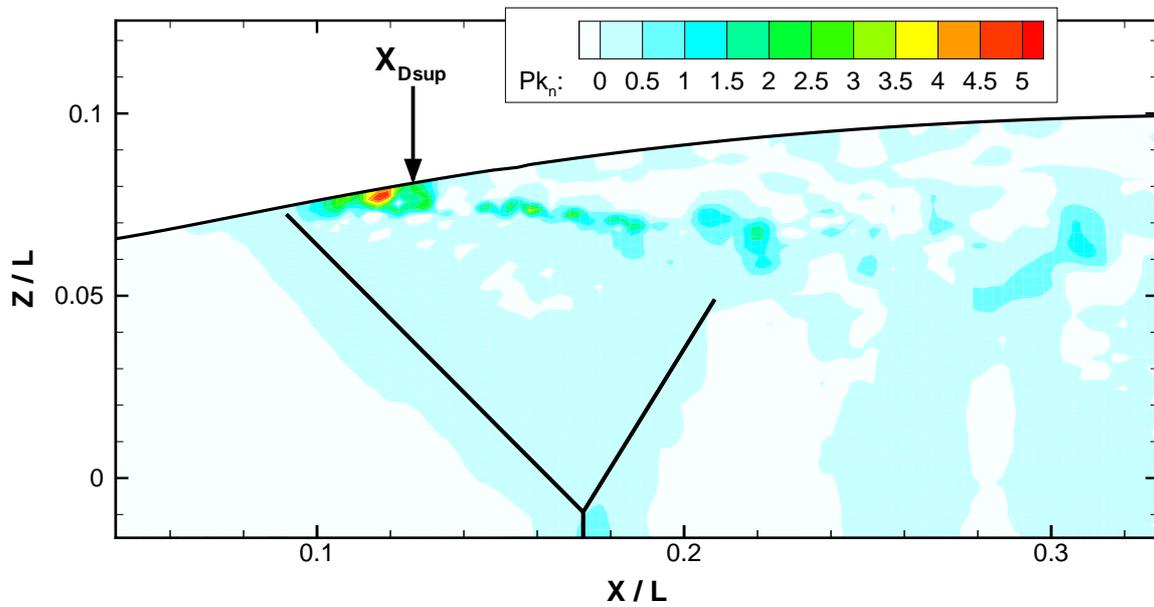


b) zone décollée supérieure

Figure 5-34 – Production d'énergie cinétique de turbulence normalisée P_k/U_0^3 .



a) zone décollée inférieure



b) zone décollée supérieure

Figure 5-35 – Production d'énergie cinétique de turbulence P_{kn} / U_0^3 due aux tensions normales.

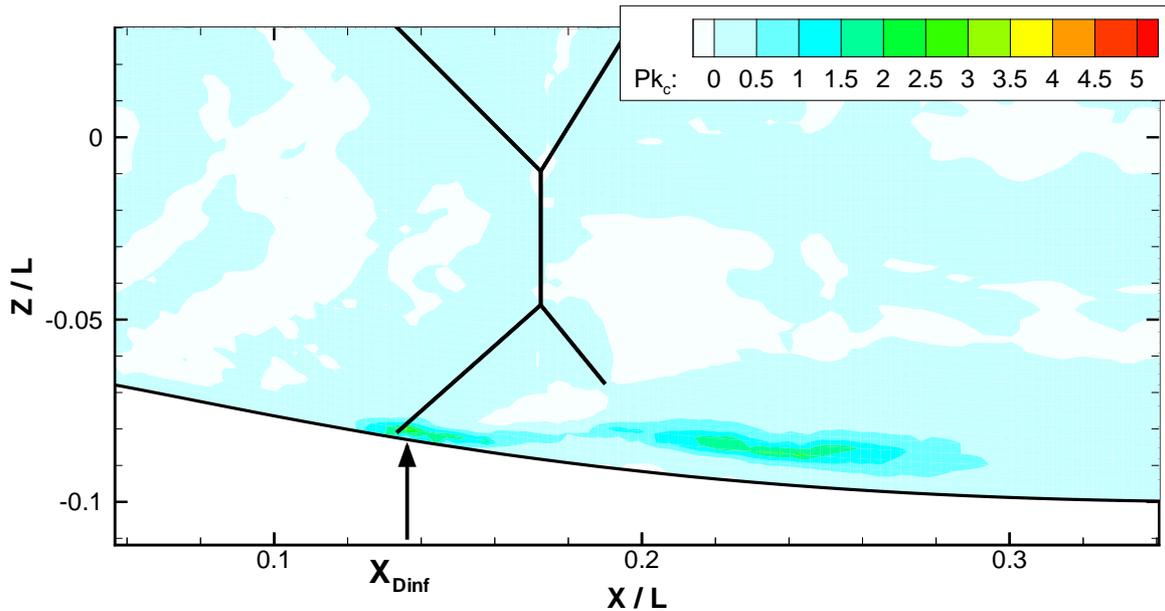


Figure 5-36 – Production d'énergie cinétique de turbulence P_{kc} / U_0^3 due aux tensions de cisaillement. Paroi inférieure.

5.1.8 Organisation tourbillonnaire des écoulements décollés

Les trois composantes du rotationnel sont calculées par une méthode de différence finie sur un maillage tridimensionnel structuré. On rappelle la définition du vecteur rotationnel:

$$\vec{\Omega} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \end{pmatrix}$$

Le rotationnel est normalisé par la quantité h / U_0 où h est la hauteur du canal de section constante, soit $h = 120\text{mm}$. Parmi les trois composantes du rotationnel, la composante transversale (suivant Oy), $\omega_y h / U_0$ est la plus importante en valeur absolue. Les iso-valeurs de $\omega_y h / U_0$ sont représentées sur la figure 5-36. Les niveaux les plus forts de $\omega_y h / U_0$ sont concentrés dans les zones de développement des couches décollées et surtout à la naissance du décollement. Ensuite ces niveaux diminuent rapidement vers l'aval du décollement.

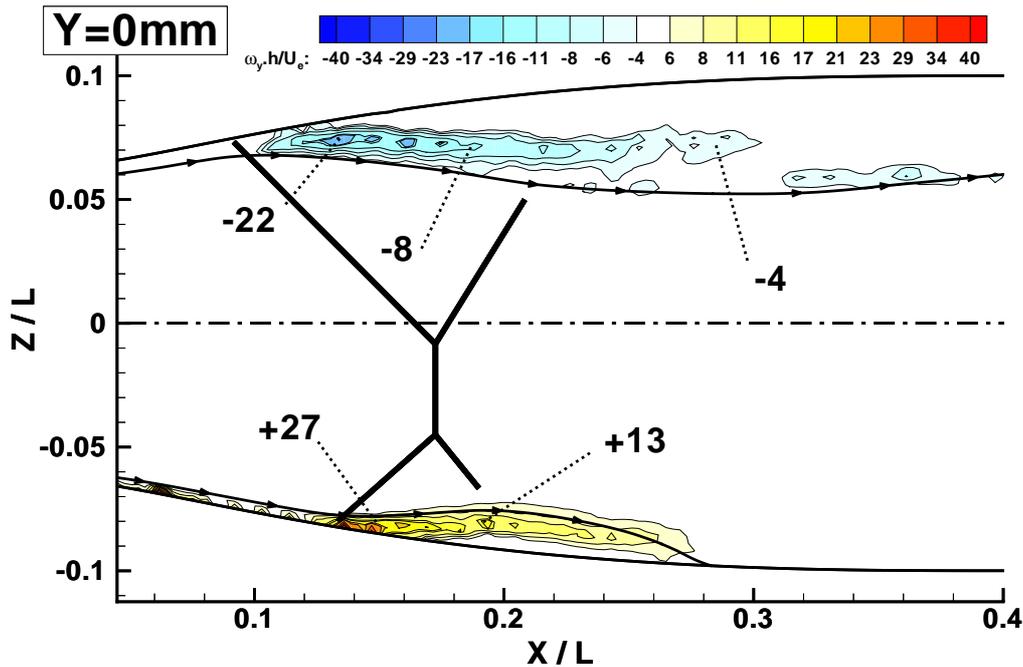


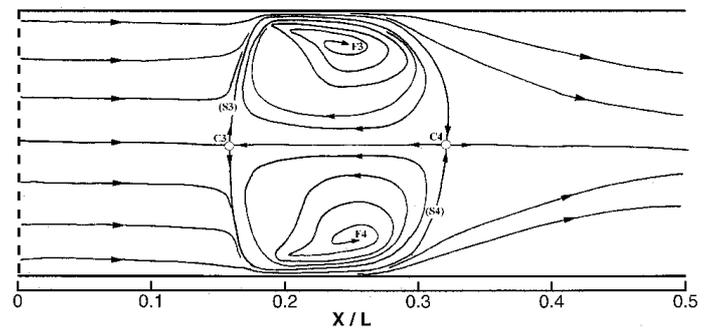
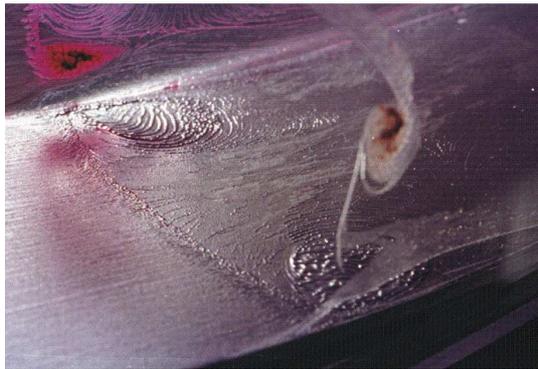
Figure 5-37 – Iso-valeurs de la composante suivant y du rotationnel normalisé $\omega_y h / U_0$.

5.1.9 Écoulement de proche paroi et effets tridimensionnels

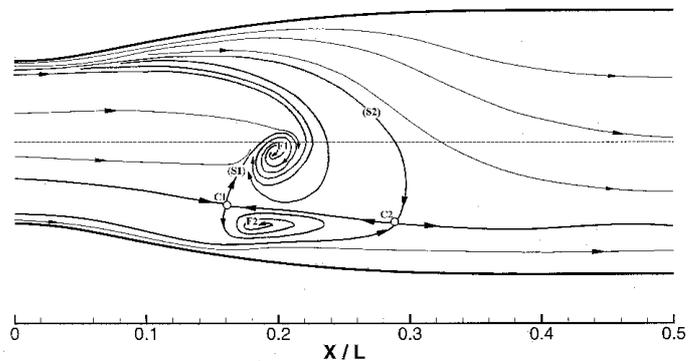
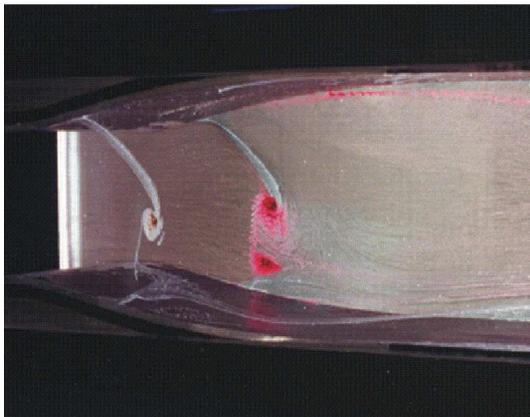
La reconstitution des écoulements pariétaux à partir des clichés des spectres pariétaux relevés sur les quatre parois de la tuyère nécessite des méthodes d'analyses de type topologique. La théorie à la base de ce genre d'analyse s'inspire des travaux de Poincaré sur les points singuliers des systèmes d'équations différentielles [48]. Elle a été adaptée à l'études des écoulements aérodynamiques tridimensionnels par Legendre [49] dont les travaux ont été repris par Lighthill [50] et Délerly [51]. Un examen des spectres pariétaux des parois inférieure, supérieure et latérale montre que les structures pariétales sont assez simples et topologiquement équivalentes. Le spectre pariétal sur une des faces latérales de la veine est représenté Fig. 5-38b. Les deux foyers F1 et F2 autour desquels une ligne séparatrice (S1) vient s'enrouler sont particulièrement bien définis sur la photographie. Cette ligne (S1) passe par le col C1, tandis que la ligne séparatrice (S2) provenant de l'amont de la veine passe par le col C2. Les lignes de frottement venant de l'amont et délimitées par (S2) viennent s'enrouler autour des deux foyers. L'aspect général de cette structure est dissymétrique. La ligne (S1) peut être associée à un décollement du fluide alors que (S2) est une ligne d'attachement. Les enroulements autour des foyers correspondent à des tourbillons trombes s'échappant dans l'écoulement extérieur, la ligne (S1) étant à l'origine d'une nappe s'enroulant autour des axes des structures tourbillonnaires.

La figure 5-38a représente le spectre pariétal de la paroi inférieure. Il contient une ligne de décollement (S3) passant par le col C3, une ligne d'attachement (S4) passant très près des coins formés par les parois latérales et passant aussi par le col C4. Les foyers F3 et F4 sont confinés assez près des coins ; les enroulements qui leur sont associés sont des tourbillons trombes.

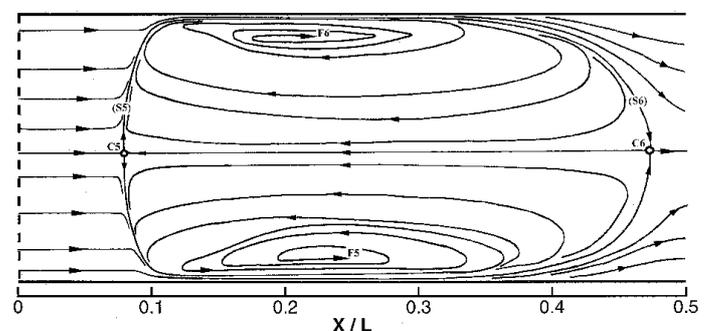
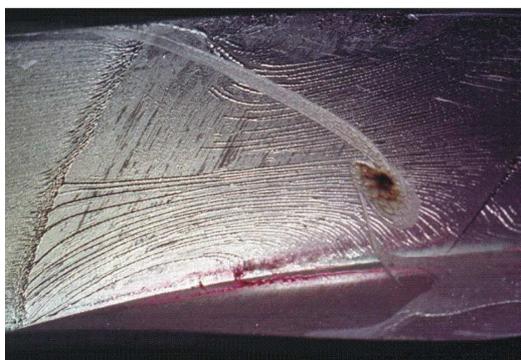
Enfin sur la figure 5-38c, on visualise le spectre pariétal de la paroi supérieure, équivalent topologiquement à celui de la paroi inférieure. La différence essentielle provient de la taille des structures tourbillonnaires s'enroulant autour des foyers F5 et F6 qui est bien supérieure à celle des structures de la paroi inférieure. Ceci s'explique par la plus grande étendue de la zone décollée de la paroi supérieure par comparaison à celle de la paroi inférieure.



a) paroi inférieure



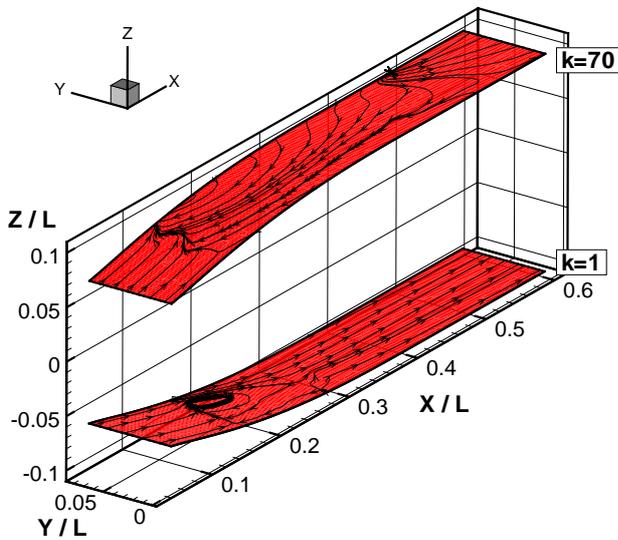
b) paroi latérale



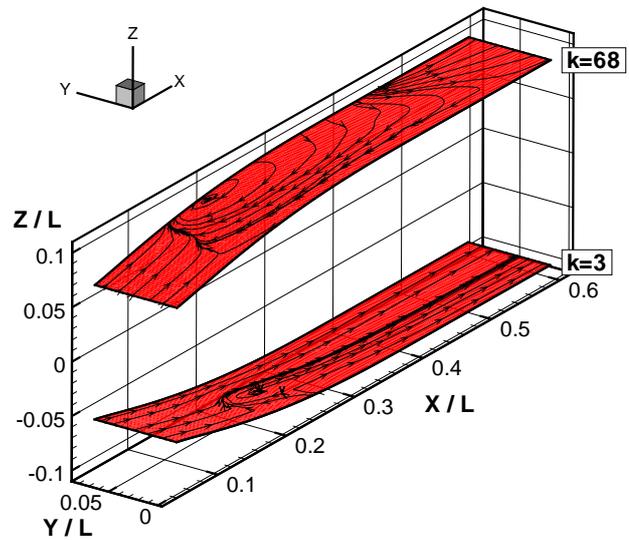
c) paroi supérieure

Figure 5-38 – Spectres pariétaux: photographies à gauche, schémas d'interprétation à droite.

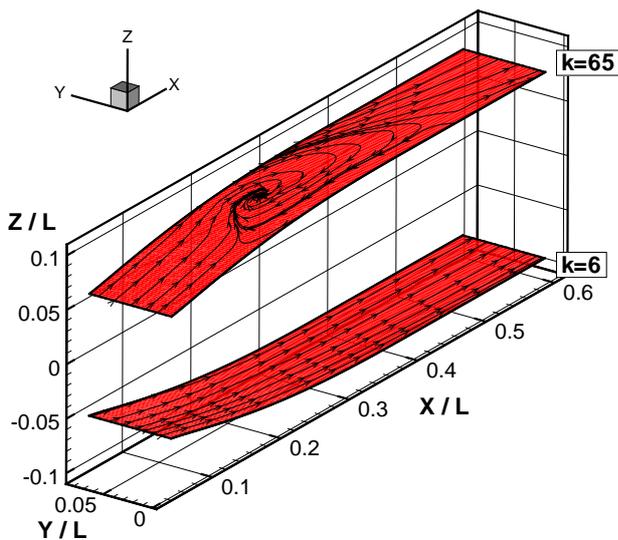
A partir du champ aérodynamique tridimensionnel reconstitué on peut obtenir les lignes de courant moyennes projetées sur les iso-surfaces i, j, k . Une iso-surface k est la surface de maillage passant par tous les $k^{\text{ième}}$ nœuds de ce maillage, l'indice k étant relatif à la direction verticale. La figure 5-39 montre ces iso-surfaces pour 4 altitudes k différentes, allant des iso-surfaces les plus proches de la paroi (Fig. 5-39a) vers les iso-surfaces les plus éloignées (Fig. 5-39d). On remarque la présence de structures tourbillonnaires de proche paroi qui disparaissent rapidement, au fur et à mesure que l'on s'éloigne des parois. Ces structures sont les tourbillons trombes mis en évidence par les spectres pariétaux précédemment analysés.



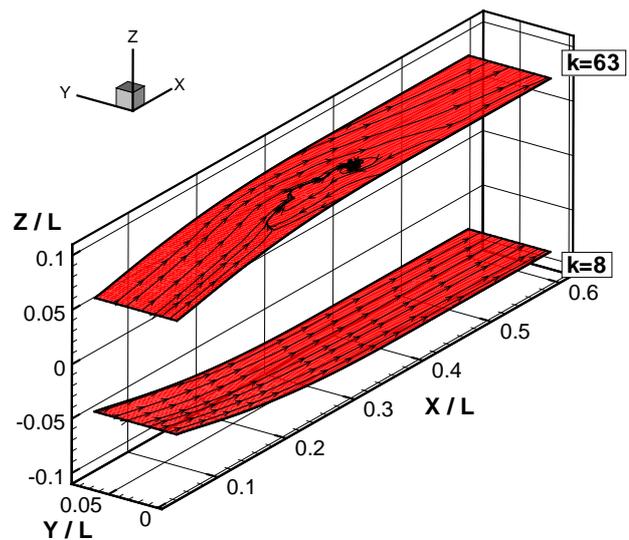
a) iso-surface $k=1$ et $k=70$



b) iso-surface $k=3$ et $k=68$



c) iso-surface $k=6$ et $k=65$



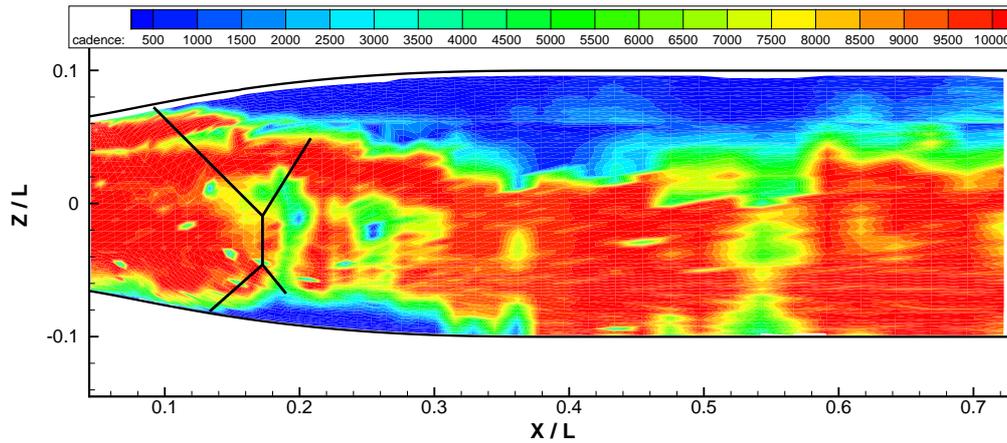
d) iso-surface $k=8$ et $k=63$

Figure 5-39 – Projection des lignes de courant moyennes sur les iso-surfaces k .

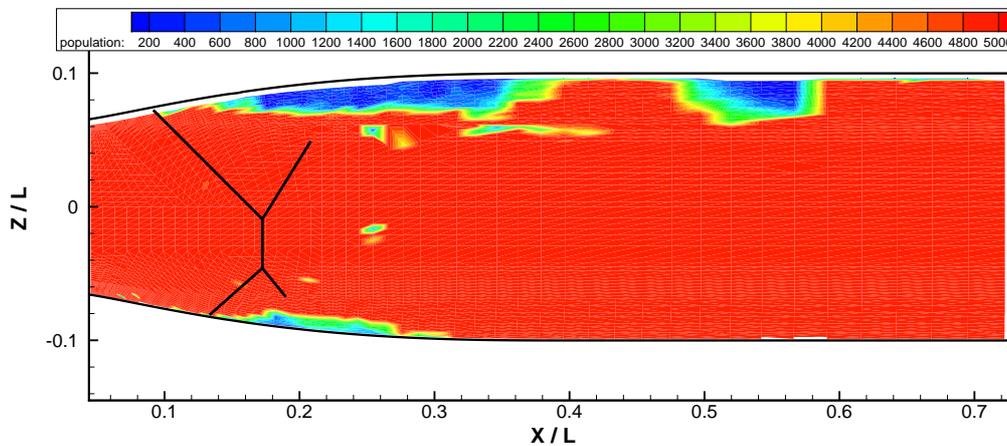
5.1.10 Analyse des biais de mesure

Ce paragraphe est consacré à l'estimation des erreurs et biais de mesure inhérents à la vélocimétrie laser. La qualité de la mesure dépend de la connaissance précise de la position du volume de mesure. On rappelle que le diamètre du volume est de 200 μ m. La position du bâti mécanique, piloté par ordinateur, est repérée par un codeur de position précis à $\pm 0,1$ mm près. Globalement, les positions relatives des bancs variant au plus de 30mm, on estime que l'incertitude sur la position du volume de mesure est de 0,1mm selon les trois axes.

La figure 5-40a présente la cadence d'acquisition des particules pour le plan médian. On constate que les zones de cadence élevée sont les régions supersoniques non visqueuses en amont des chocs alors que les régions de l'écoulement où les cadences sont faibles sont associées aux écoulements de retour, aux couches limites et aux zones en aval des chocs. La figure 5-40b présente la carte de la taille des échantillons acquis également pour le plan $Y = 0$ mm. Les régions où le nombre de particules est faible recouvrent majoritairement les couches limites et les zones de recirculation. Toutefois, on a vérifié que le nombre de particules acquises est suffisant pour faire une moyenne convergée.



a) cadence d'acquisition par seconde



b) taille des échantillons acquis

Figure 5-40 – Iso-valeurs de la cadence d'acquisition et de la taille des échantillons acquis pour le plan médian.

Comportement des particules

Une source d'erreur importante pour la détermination des vitesses par VLF provient du phénomène de traînage des particules qui se manifeste surtout dans les écoulements supersoniques avec présence de forts gradients de vitesse, comme au travers des chocs ou dans les couches cisillées. Ce biais a pour conséquence une valeur de la vitesse moyenne qui peut être faussée et une augmentation anormale de l'écart type qui peut être attribuée à la turbulence. Un moyen de quantifier les principaux effets du traînage de particule consiste à écrire l'équation générale du mouvement d'une particule dans un milieu fluide et d'évaluer l'effet de chacun des termes sur la

vitesse de la particule. Cette équation, assez complexe est détaillée dans [38]; sa forme simplifiée est la suivante :

$$\frac{d\vec{V}_p}{dt} = k(\vec{V}_f - \vec{V}_p)$$

Avec k le coefficient de Stokes évalué par :

$$k = \frac{18\mu}{\rho_p D^2} = \frac{1}{T_p}$$

D est le diamètre de la particule, μ la viscosité du fluide, ρ_p la masse volumique de la particule et T_p une temps caractéristique. L'écoulement a étéensemencé par de l'huile d'olive pulvérisée durant la majeure partie de la campagne, puis par un mélange d'oxyde de magnésium et d'oxyde de silicium pour les sondages près de la paroi supérieure. Le diamètre approximatif d'une gouttelette d'huile est d'environ 0,5mm, sa masse volumique typique est de 1.000kg/m³, ce qui donne pour un écoulement d'air $k=1,2 \times 10^6 \text{s}^{-1}$. Pour estimer sur quelle distance la mesure sera affectée par le traînage en aval d'un choc on se réfère à la figure 1 du document [38]: on en déduit que cette distance se situe entre 2 et 3mm.

Incertitude de mesure spécifique à la vélocimétrie laser tridirectionnelle

Le principal biais spécifique à la VLF tridirectionnelle est le phénomène de particule virtuelle. La mesure simultanée des trois composantes de la vitesse en un même point se fait par superposition de trois volumes de mesure. La façon optimale d'effectuer ces mesures serait d'obtenir directement et indépendamment les composantes u, v, w de la vitesse. Or, si u est en général mesurée directement, les accès optiques ne permettent d'obtenir que des combinaisons des deux autres composantes pour v et w. Si deux particules P_i et P_j différentes satisfont le critère de simultanéité mais avec le traitement du signal suivant :

- pour P_i, u_i est validée alors que C_i combinaison de deux vitesses est rejetée
- pour P_j, u_i est rejetée alors que C_j est validée

le résultat est l'acquisition d'une particule virtuelle ayant pour composante u_i et C_j sans existence physique. Ce qui a pour effet de fausser les moments d'ordre deux, c'est-à-dire les quantités turbulentes. Le phénomène de particules virtuelles dépend du taux d'ensemencement et du critère de simultanéité choisi. Ici la position des optiques a été optimisée pour augmenter au maximum

l'angle entre les volumes de mesure ; en outre la superposition des trois volumes a été soigneusement effectuée.

Influence de la fluctuation du système de choc

L'instationnarité de l'interaction de choc modifie la forme des profils de vitesse et augmente les niveaux des moments d'ordre 2. Les travaux de Blin [52], appliqués à l'étude de l'influence d'une onde de choc droite sur des mesures de quantités turbulentes, ont montré que le biais induit par les fluctuations de choc était jusqu'à 4 fois supérieur au biais dû au traînage des particules. Debiève et Lacharme [53] ont estimé l'ordre de grandeur de la contribution des fluctuations de chocs sur les niveaux des quantités fluctuantes. Les auteurs proposent les valeurs suivantes : pour $\overline{u'^2}$, $\Delta u^2 / 4$ et pour $\overline{w'^2}$, $\Delta w^2 / 4$, où Δu et Δw sont les sauts de u et w à la traversée du choc.

Si on applique ces relations à notre écoulement, on obtient les valeurs ci-dessous, pour le choc normal (N1) :

	$\overline{u'^2}$ (m ² /s ²)	$\Delta u^2 / 4$ (m ² /s ²)	$\Pi_{\overline{u'^2}}$ en %	$\overline{w'^2}$ (m ² /s ²)	$\Delta w^2 / 4$ (m ² /s ²)	$\Pi_{\overline{w'^2}}$ en %
(N1)	16000	14000	87,5	190	70	37

Tableau 5-3 – Incidence de la présence d'un choc sur les valeurs des moments d'ordre 2. Cas du choc normal.

On constate que les niveaux de $\overline{u'^2}$ imputés à la vibration du choc en représentent 87,5%. Quant aux niveaux de $\overline{w'^2}$, ils sont surévalués de 37%. Les effets de la vibration de choc contribuent de manière importante à la sur-évaluation des moments d'ordre 2.

Conclusion

Les incertitudes de mesures, propres à la nature de l'écoulement étudié ainsi qu'au type de mesures effectuées, ont été systématiquement minimisées. L'échantillonnage important a permis d'obtenir des moyennes convergées. La qualité de l'ensemencement a minimisé le phénomène de traînage de particules, mais ce point reste néanmoins une des sources les plus importantes d'erreur. Le phénomène de particules virtuelles spécifique aux mesures tridimensionnelles a été également minimisé même s'il reste difficile encore de quantifier ce biais avec précision. Enfin, les niveaux des fluctuations de vitesse dus aux fluctuations des chocs ont pu être évalués.

5.2 PROPRIETES INSTATIONNAIRES

La seconde partie de ce chapitre est consacrée à l'analyse des propriétés instationnaires de la configuration dissymétrique dont les caractéristiques moyennes et turbulentes viennent d'être présentées. Dans un premier temps, nous allons examiner les fluctuations des pressions pariétales à partir d'une analyse spectrale des signaux enregistrés. Ensuite, nous étudierons les fluctuations de la composante de vitesse longitudinale - u - autour du choc droit en utilisant des sondages au vélocimètre laser monodirectionnel. Enfin, les propriétés des structures cohérentes dans la couche décollée supérieure seront présentées.

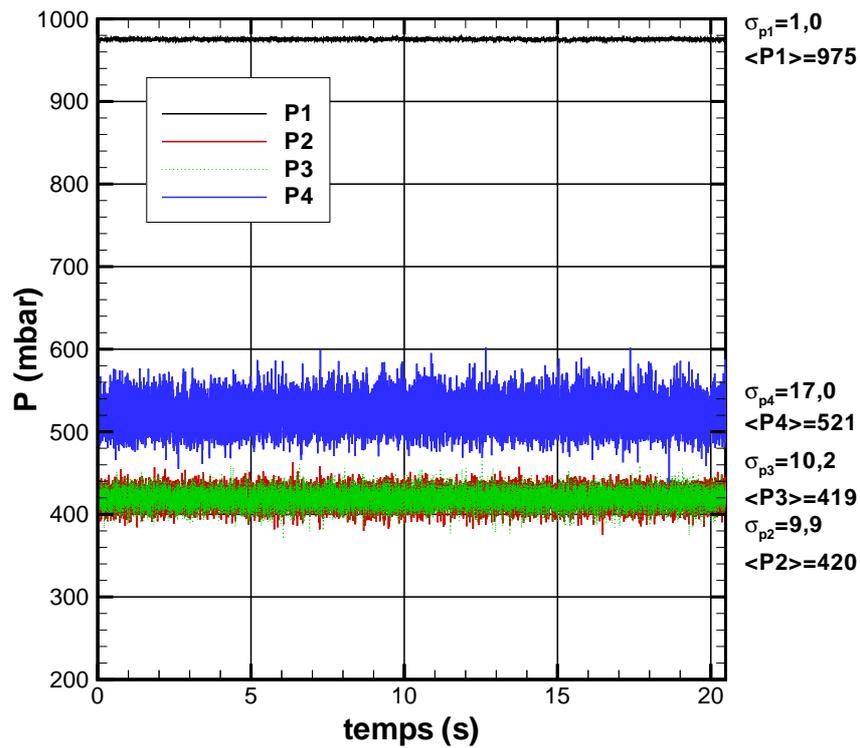
5.2.1 *Caractérisation des fluctuations de pression pariétale*

Les positions des capteurs dont les signaux sont examinés dans ce qui suit sont indiquées sur la figure 3-5. Les fluctuations de pression pariétale sont étudiées grâce à un système électronique d'acquisition permettant l'enregistrement simultané de 8 voies à une fréquence d'échantillonnage maximale de 250kHz. Les phénomènes étant basse fréquence, la fréquence d'échantillonnage choisie pour tous les essais a été de 10kHz. Il n'a pas été effectué de filtrage des signaux. A titre d'exemple, la figure 5-41 montre l'allure des signaux de pression en fonction du temps avec leurs valeurs moyennes et leurs écarts types, pour la configuration dissymétrique 1/2. Les écarts-types les plus importants sont obtenus pour le capteur P4 situés à proximité du point de recollement supérieur et P7 situé en aval du point de recollement inférieur. Les valeurs des écarts-types sont proches pour les capteurs P2 et P3 situés dans la zone de recirculation supérieure ($9,9 \times 10^2 \text{Pa} < \sigma < 10,2 \times 10^2 \text{Pa}$) et pour P5 et P6 situés dans la zone inférieure ($10,2 \times 10^2 \text{Pa} < \sigma < 10,8 \times 10^2 \text{Pa}$). Les fluctuations de pression sont du même ordre dans chaque zone de recirculation.

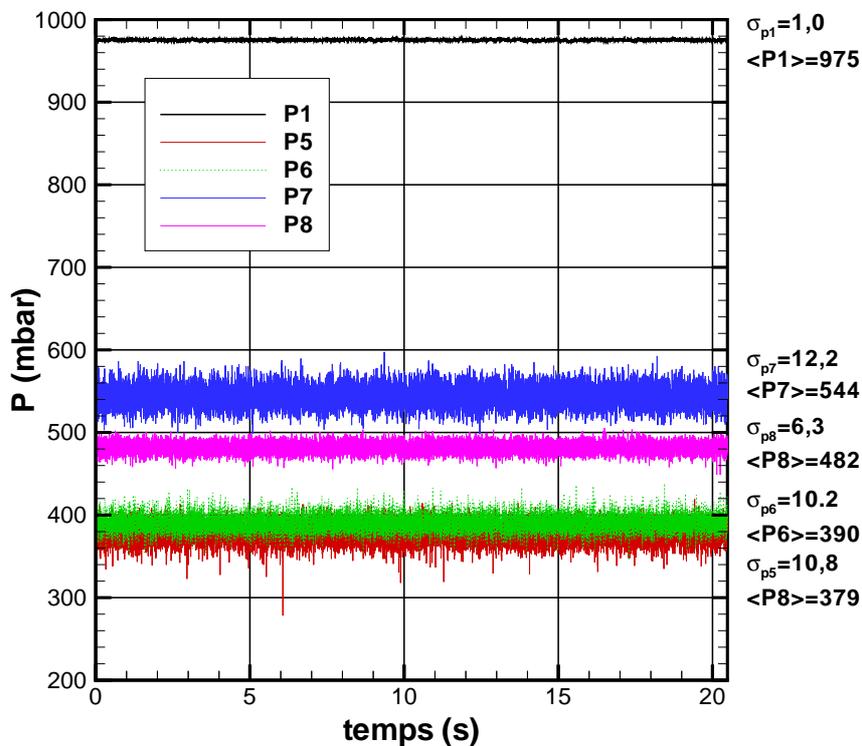
Le tableau 5-4 résume les résultats statistiques : valeur moyenne de la pression, variance et écart-type obtenus pour tous les capteurs de pression dans les configurations dissymétrique 1/2 et symétrique pour le même rapport de contraction τ . Les valeurs des variances et des écarts-types des capteurs P2 et P5 situés à la naissance des décollements de la configuration symétrique sont très importantes par rapport au cas dissymétrique, ce qui traduit une fluctuation importante de la structure de chocs. Cette constatation est en accord avec les visualisations ombroscopiques effectuées : en effet la position symétrique, difficile à obtenir, fluctue fortement par rapport à la position dissymétrique plus stable.

n° du capteur	Pression moyenne $\langle P \rangle$ (10^{-2} Pa ou mbar)		Variance (10^{-2} Pa ou mbar)		Ecart type σ (10^{-2} Pa ou mbar)	
	dissymétrique 1/2	symétrique	dissymétrique 1/2	symétrique	dissymétrique 1/2	symétrique
P1	975,2	975,4	1,0	1,0	1,0	1,0
P2	419,7	299,4	98,4	1198,4	9,9	34,6
P3	419,3	412,8	103,6	147,7	10,2	12,2
P4	521,3	527,6	289,7	151,9	17,0	12,3
P5	378,8	264,8	117,5	2042,7	10,8	45,2
P6	390,3	410,8	104,5	161,4	10,2	12,7
P7	543,8	532,4	148,9	234,0	12,2	15,3
P8	481,9	480,8	39,3	33,8	6,3	5,8

Tableau 5-4 – Pression moyenne, variance et écart-type. Comparaison des configurations symétrique et dissymétrique 1/2.



a) paroi supérieure



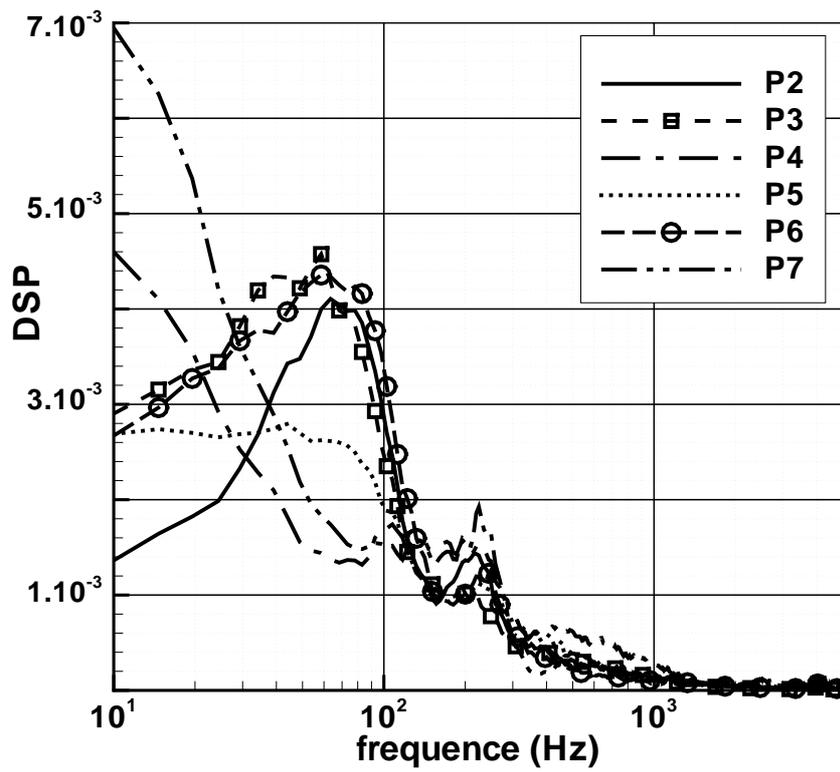
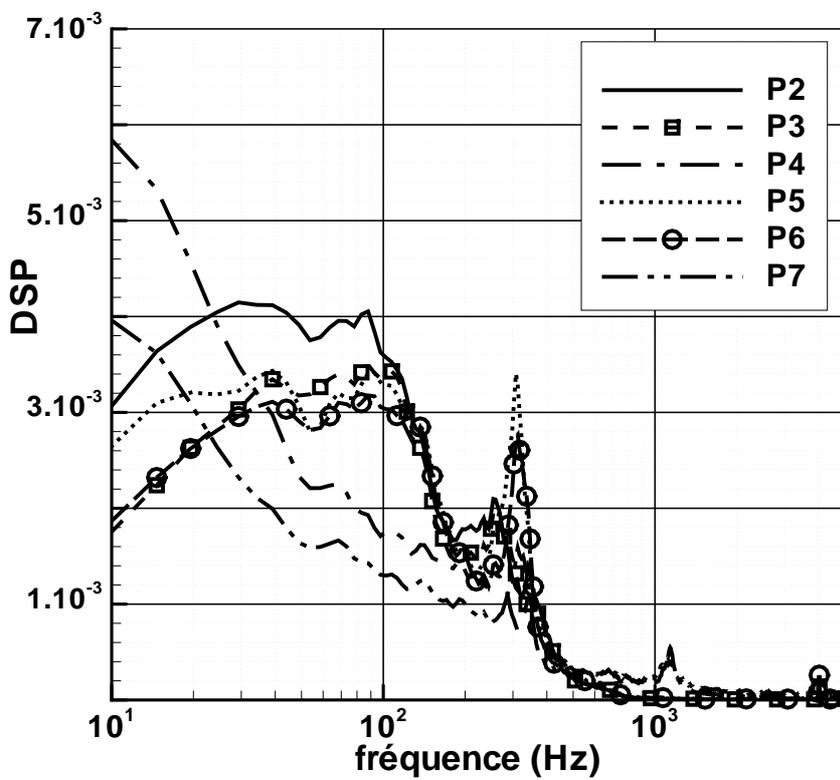
b) paroi inférieure

Figure 5-41 – Evolutions des signaux de pression en fonction du temps. Configuration dissymétrique 1/2.

Les distributions des densités spectrales de puissance des fluctuations de pression ont été obtenues par transformation de Fourier discrète rapide à partir d'un moyennage des spectres calculés sur 100 blocs de 2048 points.

Pour la configuration dissymétrique 1/2, les spectres des capteurs de pression P2 et P3, sur la paroi supérieure, et P6, sur la paroi inférieure, tous situés dans les zones décollées, montrent une large bande d'énergie autour de 60Hz et un pic mieux localisé, mais de plus faible amplitude, autour de 240Hz (voir Fig. 5-42a). Ce dernier pic se retrouve sur les spectres des capteurs P4, P5 et P7, alors que la bande d'énergie à fréquence plus faible a disparu. Des analyses théoriques de fluctuations de choc dans des cas d'interaction sans décollement ont montré que l'on pouvait obtenir un pic d'énergie dans la bande de fréquence 200-300Hz suivant l'intensité du choc et la forme du divergent. Il semble raisonnable de penser que le pic de fréquence à 240Hz soit imputable aux fluctuations intrinsèques du choc. La bande d'énergie autour de 60Hz est associée à la présence de macro-structures tourbillonnaires présentes dans la couche de mélange.

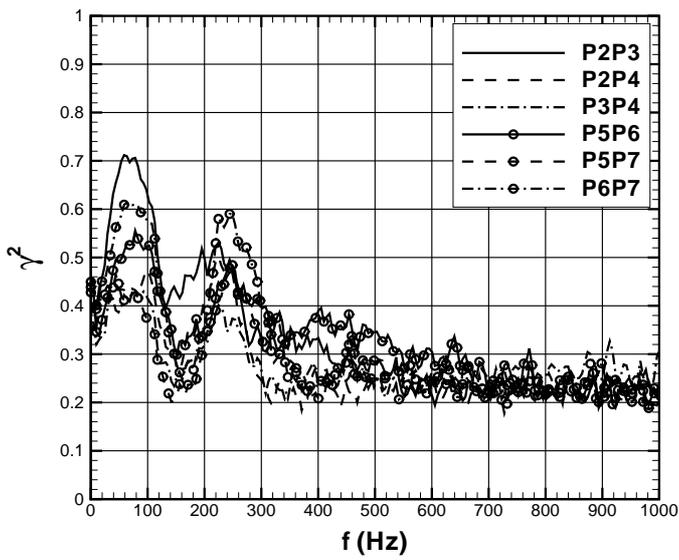
Si nous comparons ces spectres à ceux du cas symétrique obtenus au même rapport de contraction τ (voir Fig. 5-42b), nous retrouvons une large bande d'énergie plus étalée et d'amplitude maximale légèrement plus faible que dans le cas dissymétrique. Dans la deuxième partie du domaine spectral, les pics ne sont plus localisés autour de 240Hz. En effet, les capteurs P5 et P6 dans la zone décollée inférieure exhibent un pic de fréquence important localisé autour de 300Hz.

*a) cas dissymétrique 1/2**b) cas symétrique**Figure 5-42 – Densité spectrale de puissance. Configuration de référence.*

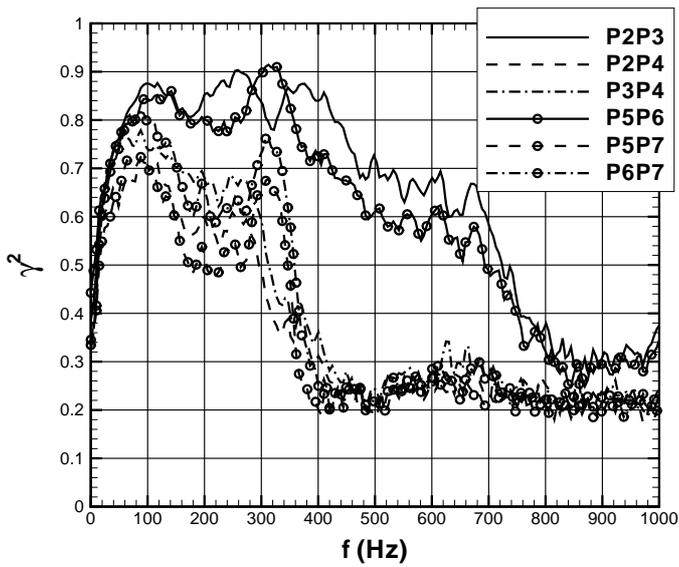
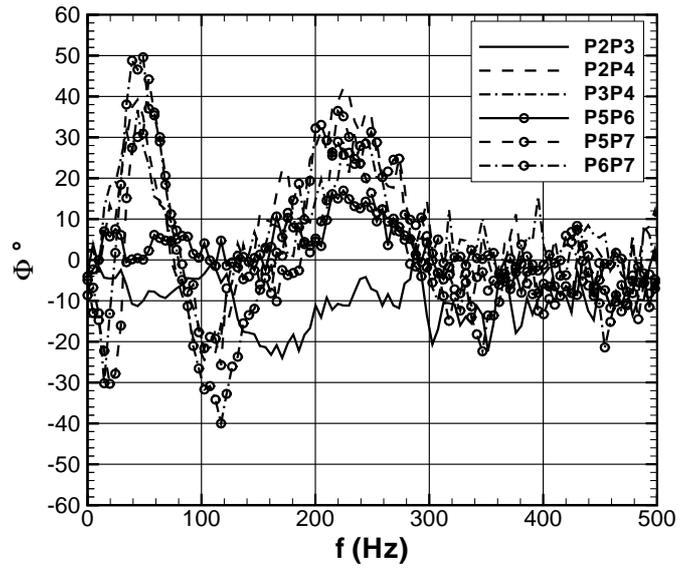
Les intercorrélations longitudinales sur les parois inférieure et supérieure et les intercorrélations verticales des capteurs de pression ont été calculées pour la configuration dissymétrique 1/2 et la configuration symétrique. A partir de ces intercorrélations, les interspectres ont permis de calculer les fonctions de cohérence γ et les déphasages $\Phi(f)$, dont les définitions sont rappelées dans l'annexe B.

Sur la configuration dissymétrique, deux pics de cohérence longitudinale sont visibles aux fréquences de 60Hz et 240Hz, pics déjà mis en évidence sur les DSP (voir Fig. 5-43a). Les valeurs maximales de γ^2 obtenues pour le couple de capteurs P2-P3, dans la zone de recirculation supérieure, sont voisines de 0,7, deux signaux étant totalement cohérents si $\gamma^2 = 1$. Le déphasage $\Phi(f)$ entre les signaux P2-P3, qui sont les plus cohérents, est non nul mais reste faible, proche de 10° comme le montre la figure 5-43a. Pour la configuration symétrique, les cohérences longitudinales ne montrent pas de pics clairement distincts mais une large bande de cohérence entre 100 et 300Hz dont les valeurs sont comprises entre 0,8 et 0,9. Les déphasages associés sont non nuls, compris entre -10 et -15° pour les capteurs P2-P3 et P5-P6 (voir Fig. 5-43b).

Les fonctions de cohérence verticales des capteurs P2-P5 et P3-P6 pour la configuration dissymétrique sont faibles et correspondent aux pics de fréquences caractérisées sur les DSP (voir Fig. 5-44a). La configuration symétrique montre une forte cohérence basse fréquence associée à un déphasage nul (voir Fig. 5-44b).



a) cas dissymétrique 1/2



b) cas symétrique

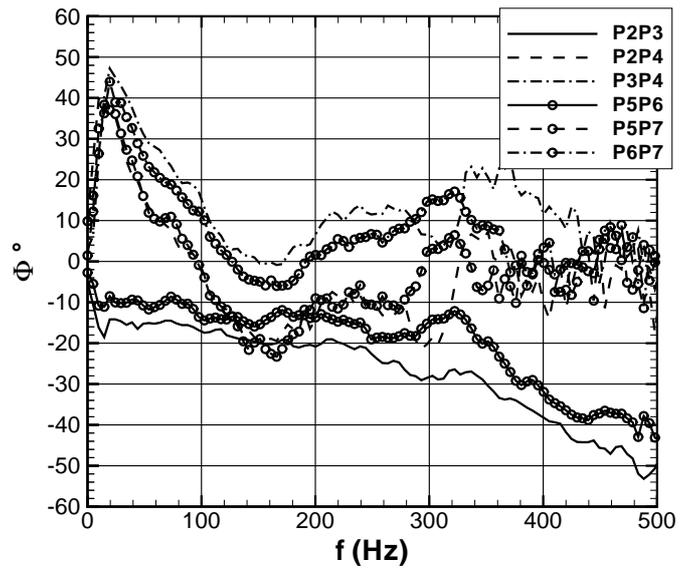
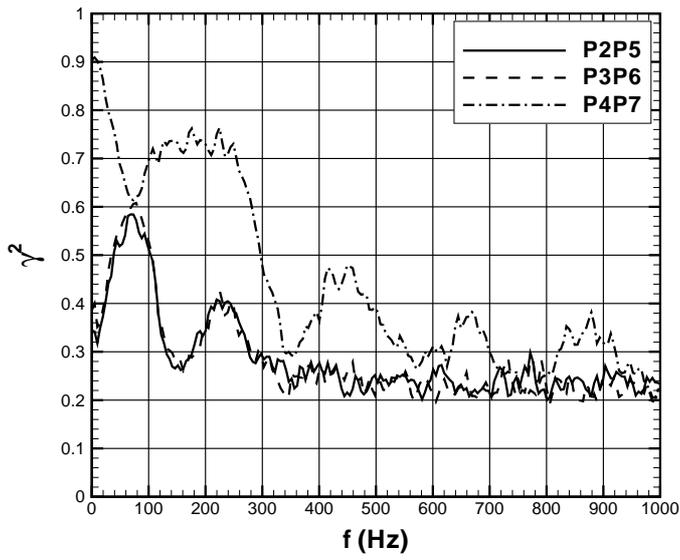
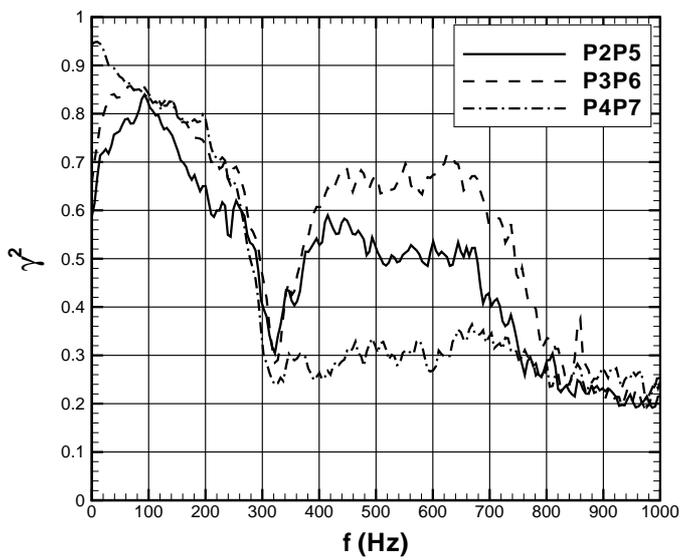
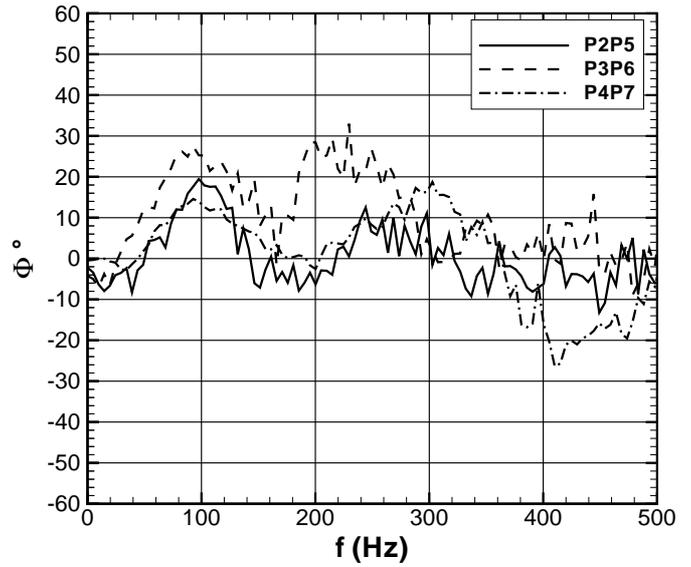


Figure 5-43 – Fonction de cohérence et déphasage des interspectres longitudinaux.



a) cas dissymétrique 1/2



b) cas symétrique

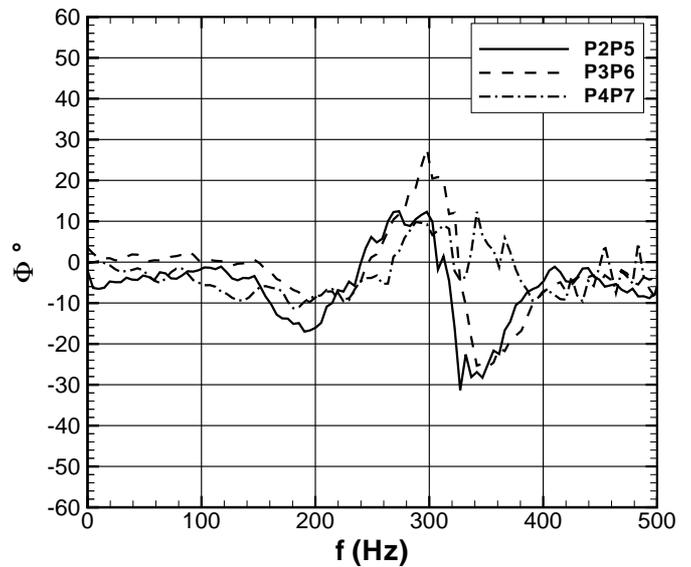


Figure 5-44 – Fonction de cohérence et déphasage des interspectres verticaux.

5.2.2 Caractérisation des fluctuations de vitesse autour du choc droit

Une analyse spectrale de la composante longitudinale u de la vitesse relevée en 101 points à une ordonnée $Z = 45\text{mm}$ autour du choc droit a été effectuée (la localisation de ces relevés de vitesse est présentée sur la figure 5-45).

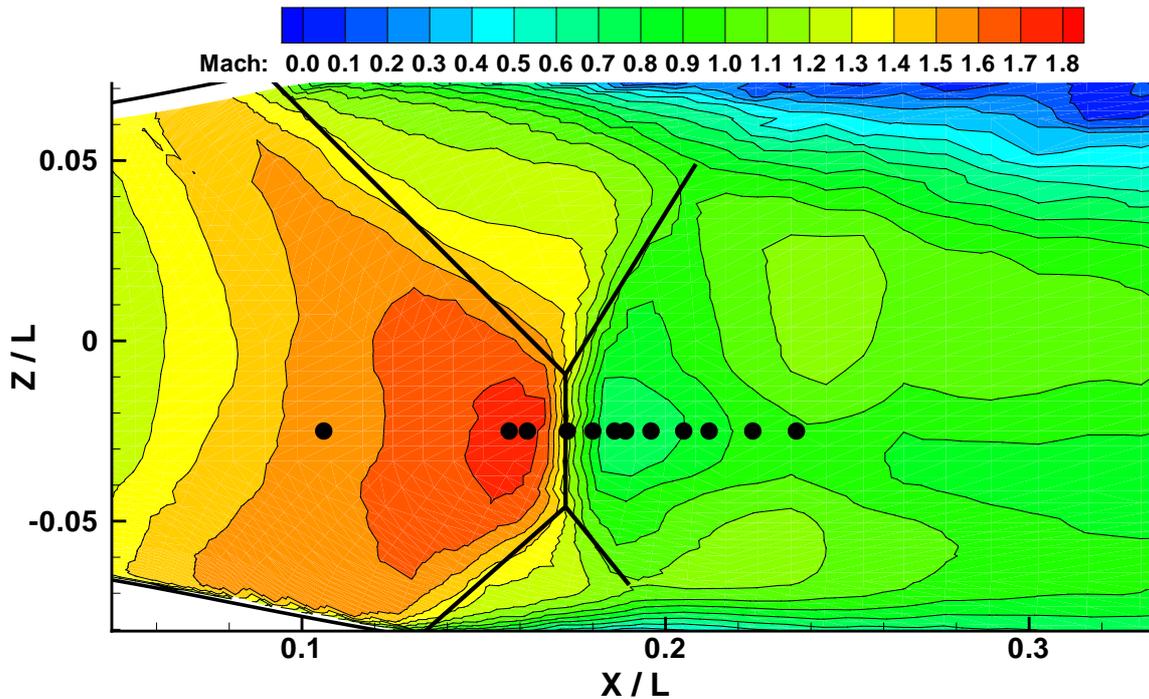


Figure 5-45 – Caractérisation des fluctuations de vitesse autour du choc droit par vélocimétrie laser. Localisation des points de mesure autour du choc.

La figure 5-46 montre les DSP de 12 points parmi les 101, assez représentatifs des zones sondées de l'écoulement. La fenêtre d'estimation est ici de 1024 points. La fréquence d'échantillonnage étant de 10kHz, les spectres obtenus sont convergés sur 50 blocs. La résolution fréquentielle est d'environ 10Hz. On constate un premier pic autour d'une fréquence de 60Hz, suivi d'un deuxième pic plus marqué à une fréquence de 240Hz en moyenne. Ce deuxième pic à 240Hz représente une fréquence d'oscillation du choc droit, car les relevés de position du choc droit effectués par analyses des séries de clichés ombroscopiques par chronoloupe ont montré une fréquence d'oscillation proche de 300Hz. Ces pics de fréquence s'atténuent à la traversée du choc droit, comme le montrent les spectres des 3 dernières stations.

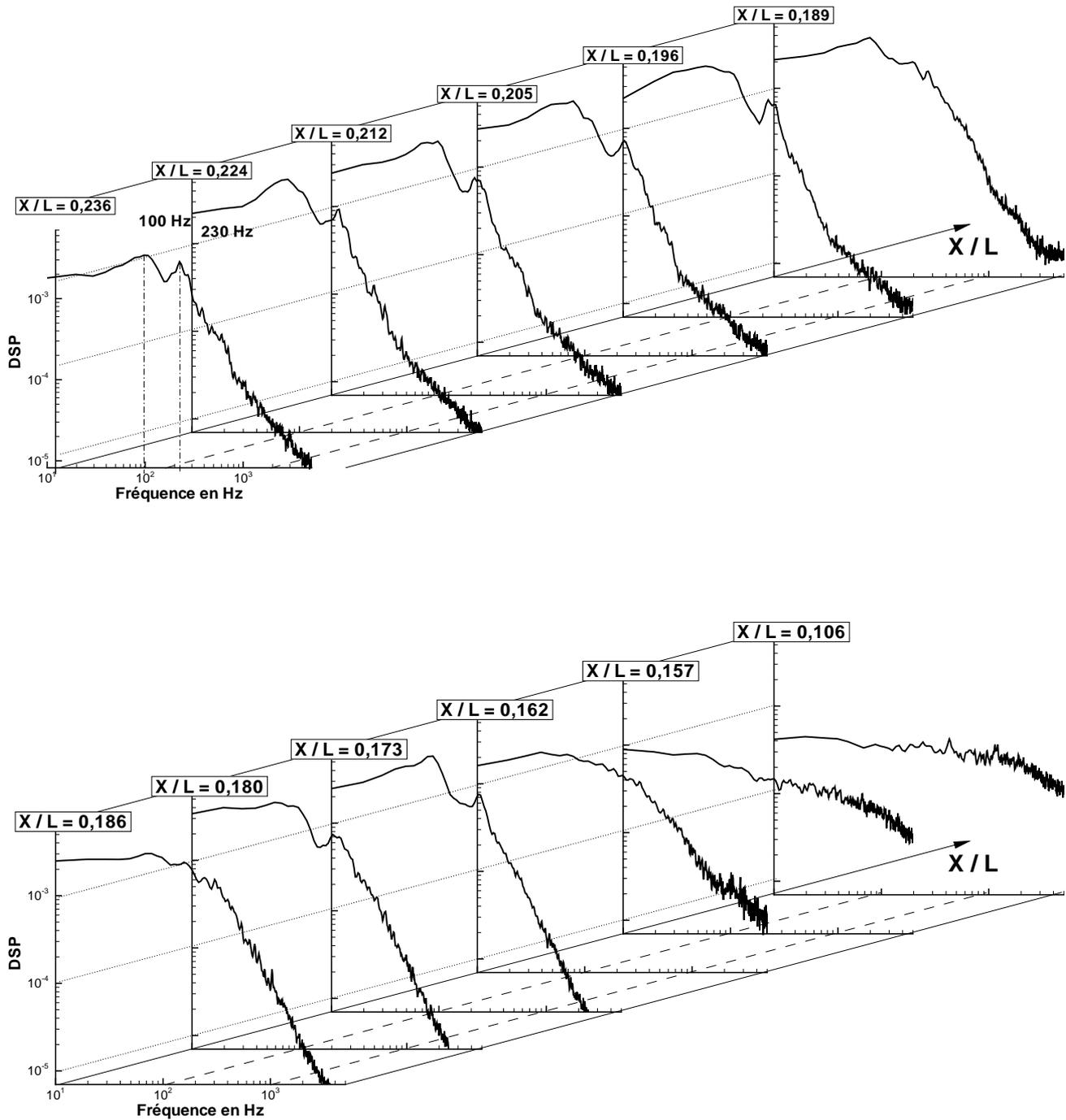


Figure 5-46 – Caractérisation des fluctuations de vitesse autour du choc droit. Modules des autospectres de la vitesse longitudinale u en fonction de la fréquence.

5.2.3 Caractérisation des fluctuations de vitesse dans la couche décollée supérieure

L'objet de ce paragraphe est de présenter des corrélations de mesures de vitesse en deux points dans la couche décollée supérieure.

L'acquisition simultanée au vélocimètre laser de deux signaux de vitesse dans des volumes de mesure différents ne peut s'effectuer avec un échantillonnage à pas constant. Or, le traitement dans l'espace spectral de ces corrélations par des méthodes usuelles ne peut se faire qu'avec des signaux échantillonnés régulièrement. La méthode présentée dans l'annexe B propose une reconstruction des deux signaux à corrélérer par un ré-échantillonnage à pas constant basé sur la fréquence d'échantillonnage des deux signaux. Ensuite, il est possible de calculer, grâce à un algorithme proposé par Bendat et Piersol [54], le module, la fonction de cohérence et la phase de ces corrélations de vitesse longitudinale. La localisation des points de mesure est présentée sur la figure 5-47 avec le point fixe situé dans la couche de mélange au niveau de la zone du choc en lambda. Les points 6 à 9 sont localisés en aval du choc oblique (C2).

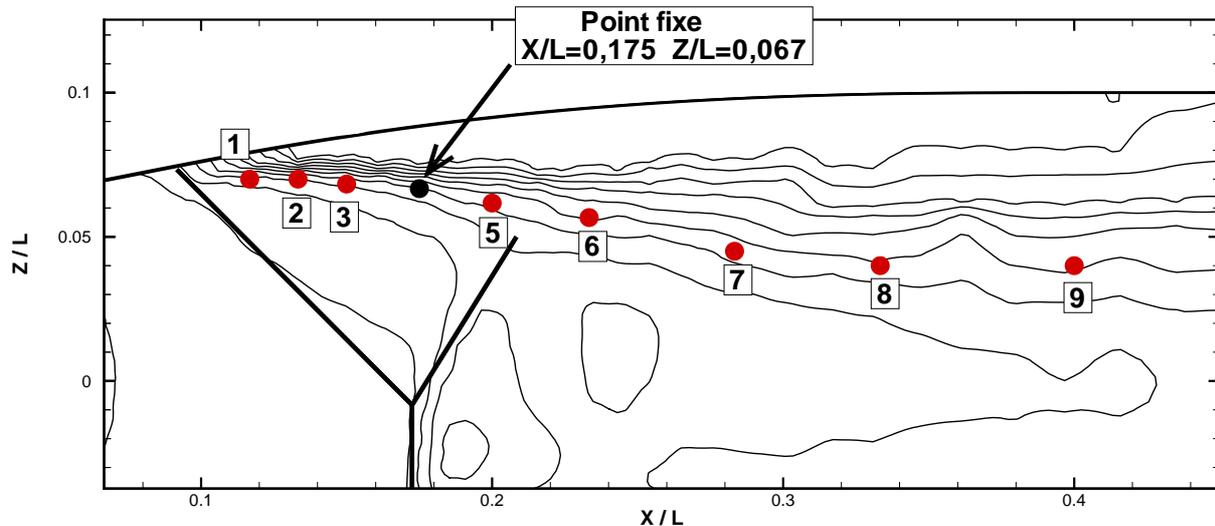


Figure 5-47 – Caractérisation des fluctuations de vitesse dans la couche décollée supérieure.

Localisation des points de mesure en deux points.

Les modules des interspectres de 6 points de mesure parmi 8 sont présentés sur la figure 5-48. Seules les modules des interspectres $\|S_{14}(f)\|/\sigma$ et $\|S_{24}(f)\|/\sigma$ présentent des pics basse fréquence bien marqués. Pour $\|S_{34}(f)\|/\sigma$, le pic basse fréquence s'atténue et pour les points de mesure situés en aval du point 4, désigné comme le point fixe, il n'y a pas de phénomène basse fréquence détecté.

Pour évaluer la vitesse de phase des perturbations correspondant aux fréquences mesurées sur les interspectres, il faut mesurer le déphasage des points de mesure aux fréquences considérées. Ainsi la vitesse de phase est définie par :

$$V_{\Phi}(f) = \frac{2\pi \cdot f \cdot d}{\Phi(f)}$$

où d est la distance entre les points de mesure et $\Phi(f)$ leur différence de phase. On accède uniquement à la vitesse de phase longitudinale des structures bidimensionnelles. Les valeurs obtenues pour les deux interspectres $\|S_{14}(f)\|/\sigma$ et $\|S_{24}(f)\|/\sigma$ ont résumées dans le tableau suivant :

	Points 1_4	Points 2_4
d(m)	0,035	0,025
F(Hz)	98	78
$\Phi(f)$ °	-11°	-6,5°
$V_{\Phi}(f)$ (m.s ⁻¹)	112	108

Tableau 5-5 – Caractérisation des fluctuations de vitesse dans la couche décollée supérieure. Déphasage et vitesse de phase.

Les valeurs négatives obtenues pour le déphasage indiquent que les structures sont convectées de l'amont vers l'aval avec des vitesses de convection voisines de 110m.s⁻¹. Cette vitesse de convection est à peu près égale à 0,7 fois la vitesse à la frontière externe de la couche décollée supérieure qui est quasi constante et égale à 150m.s⁻¹. Cette vitesse est à comparer à la vitesse de convection des structures cohérentes dans un écoulement de cavité en régime compressible qui est égale aux 2/3 de la vitesse extérieure [55].

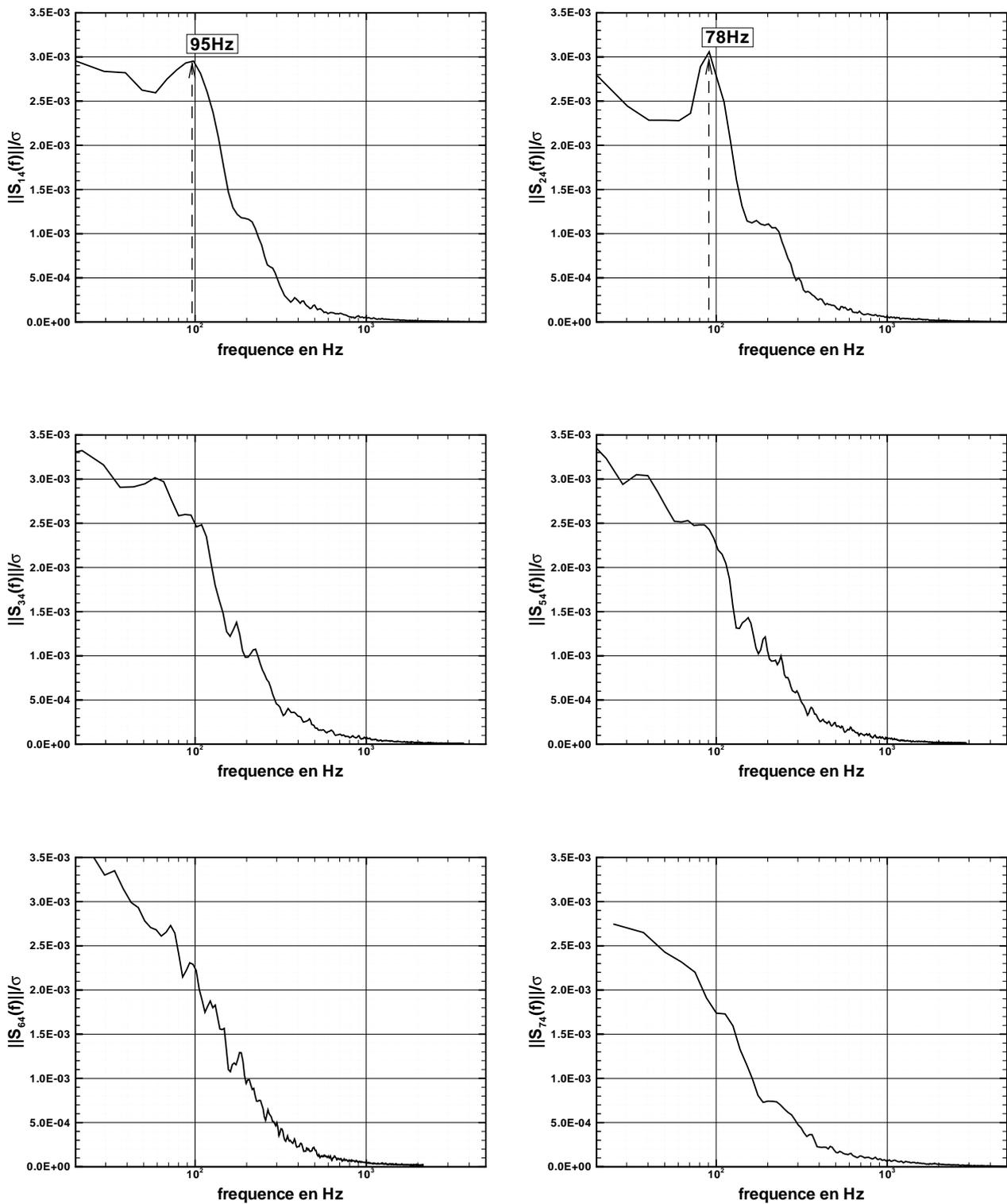


Figure 5-48 – Caractérisation des fluctuations de vitesse dans la couche décollée supérieure.

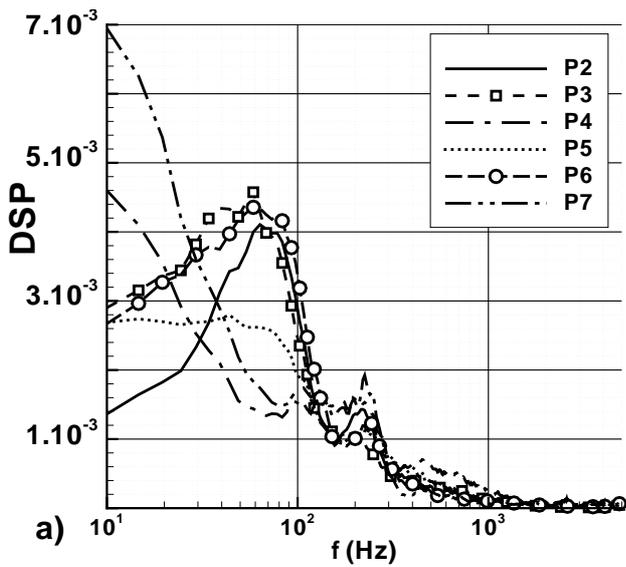
Module des interspectres pour 6 points de mesure.

5.3 INFLUENCE DE L'ETAT DE LA COUCHE LIMITE AMONT

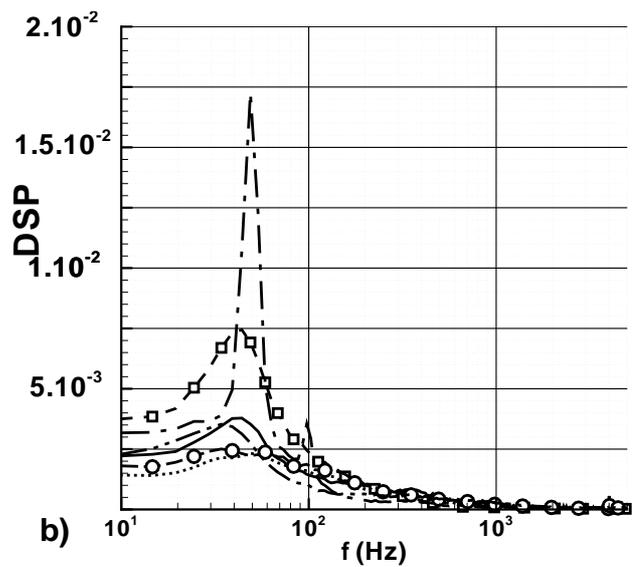
Le basculement d'une configuration symétrique vers une des deux configurations dissymétriques possibles est difficile à expliquer. Nous avons vu que la position du second col ne permet pas d'imposer une configuration dissymétrique donnée. Seule la probabilité d'obtenir une configuration particulière est modifiée. C'est-à-dire que la position du second col sur la paroi supérieure entraîne une probabilité d'obtenir la configuration 1/2 plus importante que la configuration 2/2. L'inverse se produit quand le second col est placé sur la partie inférieure.

Afin de tenter de fixer la dissymétrie, des modifications de la rugosité des parois ont été effectuées. L'application de papier Carborundum sur l'une des deux parois permet de fixer la position de la dissymétrie. Si le papier est sur la paroi inférieure, la dissymétrie se tourne vers la paroi inférieure. Des configurations symétriques sont obtenues si les rugosités des deux parois sont modifiées par le papier Carborundum. La première conséquence de la modification de l'état de surface est d'augmenter fortement les niveaux des fluctuations de pression. La comparaison de DSP des pressions pariétales pour les configurations dissymétrique 1/2 et symétrique, pour les cas avec et sans papier Carborundum, est présentée sur la figure 5-49. Contrairement au cas sans Carborundum, un seul domaine fréquentiel est obtenu. Pour la configuration dissymétrique, le pic de fréquence est nettement marqué autour de 60Hz, le pic le plus important étant obtenu pour le capteur P4 situé sur la paroi supérieure. Pour la configuration symétrique, le pic de fréquence est autour de 40Hz. La taille des zones de recirculation est plus importante avec application du papier Carborundum.

Il y a manifestement une influence sans doute déterminante de l'état de la couche limite amont sur l'établissement de la dissymétrie. La présence du Carborundum augmente la rugosité de la paroi, ce qui provoque un épaissement de la couche limite et une augmentation de son paramètre de forme H_i . En même temps, le frottement pariétal est fortement modifié. Tous ces éléments ont pour conséquence un changement du comportement de la couche limite lorsqu'elle est soumise à l'interaction. Ce point n'a malheureusement pas pu être étudié plus avant lors de ce travail expérimental, faute de temps et de disponibilité de la soufflerie.

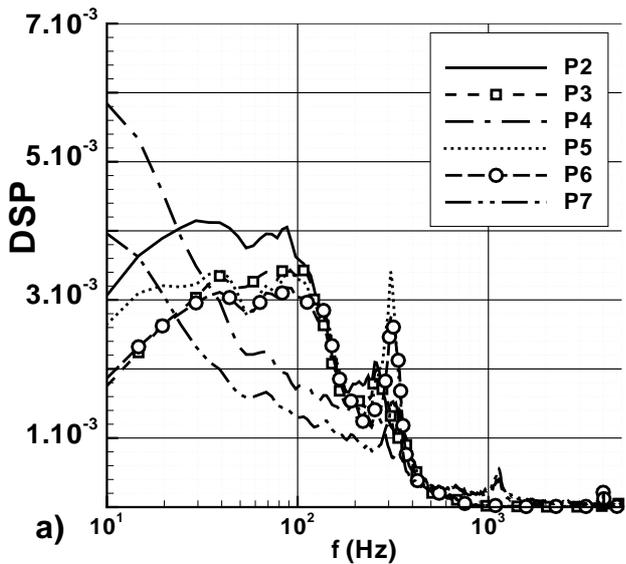


Sans papier Carborundum.

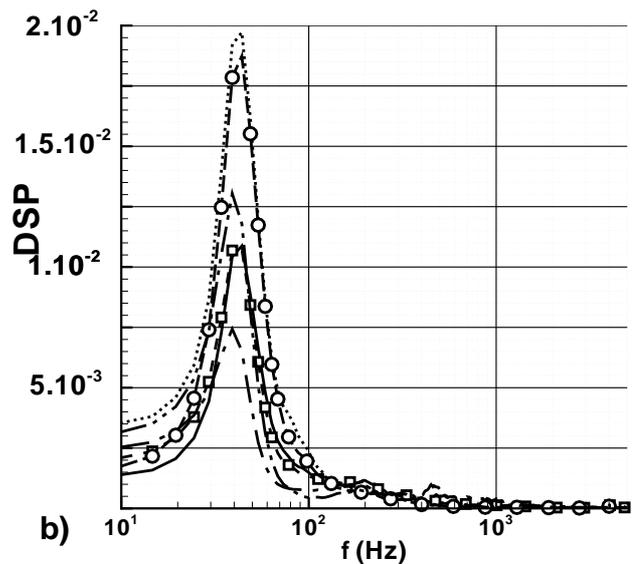


Avec papier Carborundum.

Configuration dissymétrique.



Sans papier Carborundum.



Avec papier Carborundum.

Configuration symétrique.

Figure 5-49 – Influence de l'état de la couche limite amont. Comparaison des densité spectrales de puissance. a) sans Carborundum, b) avec Carborundum.

5.4 CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à la mise en évidence les propriétés du champ aérodynamique moyen, en particulier, les propriétés des zones décollées qui se caractérisent par :

- 1- Une zone en amont des points de décollement, avec la présence d'une couche limite turbulente.
- 2- Une zone entre les chocs en lambda où la couche limite décollée amont et l'écoulement recirculant produit une couche de mélange fortement turbulente dominée par des fluctuations de vitesse longitudinale. Cette couche de mélange n'est pas une couche de mélange libre, elle est influencée par la présence de la paroi de la tuyère. Elle comporte également des structures tourbillonnaires bidimensionnelles.
- 3- Une zone d'écoulement issue de l'interaction entre le second choc en lambda et la couche de mélange bidimensionnelle caractéristique de la zone précédente. Le second lambda a pour effet de structurer cette couche de mélange. Les niveaux des tensions croisées de Reynolds sont les plus élevés dans cette zone.
- 4- La dernière zone est caractérisée par le recollement de la couche décollée et une baisse des niveaux de turbulence.

Certaines propriétés instationnaires ont été révélées. La configuration dissymétrique est moins fluctuante que la configuration symétrique. Dans les zones de recirculation, deux domaines fréquentiels de fluctuation de la pression pariétale ont été mis en évidence. Le premier domaine basse fréquence (50-100Hz) est associé aux fluctuations des structures cohérentes présentes dans la couche de mélange. Des mesures par vélocimétrie laser en deux points ont permis d'évaluer la vitesse de phase de ces structures à environ 0,7 fois la vitesse extérieure. Le deuxième domaine fréquentiel autour de 250-300Hz est associé aux fluctuations intrinsèques de la structure de choc.

6 ETUDES NUMERIQUES D'ÉCOULEMENTS SUPERSONIQUES DECOLLES EN STATIONNAIRE

Pour pouvoir comprendre la nature d'un écoulement supersonique dans une tuyère surdétendue, l'outil numérique peut s'avérer très utile. La complexité de tels écoulements, turbulents, comportant de forts gradients et des zones où cohabitent des vitesses très élevées et très faibles rend délicat toute simulation numérique. Les approches directes qui consistent à résoudre les équations de conservation de l'aérodynamique (Navier-Stokes) sont actuellement irréalisables en raison des échelles très petites que l'on doit résoudre pour obtenir précisément la dynamique complète de l'écoulement, ce qui nécessiterait des maillages et des temps de calcul considérables. Les approches dites de simulation des grandes échelles (SGE ou plus communément LES) résolvent complètement la partie du champ aérodynamique associée à une dynamique de grandes échelles et modélisent les petites échelles. L'avantage de cette approche et de conserver l'approche directe pour les grandes échelles tout en augmentant les tailles de mailles requises pour les micro-structures puisque celles-ci sont modélisées. L'approche LES en régime compressible appliquée à l'étude des écoulements supersoniques de tuyère en est encore au stade du développement [56]. La technique la plus souvent utilisée à l'heure actuelle pour des calculs d'écoulements supersoniques complexes est basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées en temps (approche dite RANS, pour Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations). C'est cette dernière approche qui a été choisie dans cette étude où toutes les échelles de la dynamique sont modélisées.

Les simulations présentées dans ce mémoire ont été réalisées avec un code de calcul interne au département DAFE. Ce code dit de recherche, développé à l'origine pour des études numériques d'arrière-corps de missiles ou d'avions, résout les équations de Navier-Stokes en coordonnées bidimensionnelles planes [57] associées à un modèle de turbulence. La nature de l'écoulement étudié et l'utilisation de l'outil numérique en vue d'une étude paramétrique justifie l'emploi d'un code bidimensionnel malgré une interaction onde de choc-couche limite qui a des caractères tridimensionnels. L'étude de l'influence du modèle de turbulence sur l'organisation générale de l'écoulement est fondamentale pour pouvoir prédire les positions des points de décollement, de recollement et les tailles des zones décollées... Ce chapitre est consacré à l'analyse des simulations effectuées en régime pseudo-instationnaire pour des taux de contractions τ différents avec plusieurs modèles de turbulence sur des maillages structurés.

6.1 METHODES NUMERIQUES

6.1.1 Système d'équations résolu

Les équations de Navier-Stokes moyennées en temps, en coordonnées cartésiennes bidimensionnelles, avec le formalisme de Favre [58] adapté aux écoulements compressibles sont rappelées. Ce système d'équations est écrit pour un écoulement compressible, non pesant et non réactif.

- Equation de conservation de la masse:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_l}{\partial x_l} = 0$$

- Equation de conservation de la quantité de mouvement:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_l}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_l \tilde{U}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p^*}{\partial x_l} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{jl} + \bar{\tau}_{jl}^T)$$

- Equation de conservation de l'énergie:

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e} \tilde{U}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p^* \tilde{U}_j}{\partial x_l} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{\tau}_{jl} + \bar{\tau}_{jl}^T) \tilde{U}_l] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{q}_j + \bar{q}_j^T) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right]$$

avec :

$$p^* = \bar{p} + \frac{2}{3} \bar{\rho} \tilde{k}$$

$$\bar{p} = (\gamma - 1) \bar{\rho} \tilde{i} = (\gamma - 1) \bar{\rho} \left(\tilde{e} - \frac{\tilde{U}_l \tilde{U}_l}{2} - \tilde{k} \right)$$

$$\bar{\tau}_{jl} + \bar{\tau}_{jl}^T = (\mu + \mu_T) \left(\frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_l} + \frac{\partial \tilde{U}_l}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{jl} \frac{\partial \tilde{U}_m}{\partial x_m} \right)$$

$$\bar{q}_j + \bar{q}_j^T = -\gamma \left(\frac{\bar{\mu}}{\text{Pr}} + \frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \right) \frac{\partial \tilde{i}}{\partial x_j} = -\gamma \left(\frac{\bar{\mu}}{\text{Pr}} + \frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \right) \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\tilde{e} - \frac{\tilde{U}_l \tilde{U}_l}{2} - \tilde{k} \right)$$

e est l'énergie interne totale:

$$e = C_V T + \frac{U^2 + V^2}{2}$$

et les nombres de Prandtl laminaire et turbulent suivants: $\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda}$, $\text{Pr}_T = \frac{\mu_T C_p}{\lambda_T}$

Dans ces équations, λ et λ_T sont les conductibilités thermiques laminaire et turbulente. Dans le cadre de ces simulations, les nombres de Prandtl laminaire et turbulent sont pris constants avec les valeurs respectives 0,725 et 0,9. Enfin, l'évolution de la viscosité en fonction de la température suit la loi de Sutherland modifiée:

$$\mu_T = \mu_{273} \left(\frac{T}{273,15} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{110,4 + 273,15}{110,4 + T}$$

où: $\mu_{273} = 17,11 \times 10^{-6} Pa.s$.

Pour les modèles de turbulence à deux équations de transport de type [k- ϵ] dans lesquels la viscosité turbulente μ_T dépend de l'énergie turbulente \tilde{k} et de son taux de dissipation $\tilde{\epsilon}$, il est commode d'introduire les quantités étoilées i^* , T^* et e^* compatibles avec p^* définies par:

$$e^* = i^* + \frac{\tilde{U}_i \tilde{U}_i}{2}, \quad i^* = \frac{rT^*}{\gamma - 1}, \quad T^* = \tilde{T} + \frac{2}{3r} \tilde{k} \quad \text{et} \quad e^* = \tilde{\epsilon} + \left[\frac{2}{3(\gamma - 1)} - 1 \right] \tilde{k}$$

Le système d'équations résolu est le suivant:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{U}_i \tilde{U}_j}{\partial x_j} &= - \frac{\partial p^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ji} + \bar{\tau}_{ji}^T) \\ \frac{\partial \bar{\rho} e^*}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} e^* \tilde{U}_j}{\partial x_j} &= - \frac{\partial p^* \tilde{U}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} [(\bar{\tau}_{ji} + \bar{\tau}_{ji}^T) \tilde{U}_i] - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{q}_j + \bar{q}_j^{*T}) \quad (6-1) \end{aligned}$$

avec :

$$\begin{aligned} e^* &= i^* + \frac{\tilde{U}_i \tilde{U}_i}{2} = \frac{rT^*}{\gamma - 1} + \frac{\tilde{U}_i \tilde{U}_i}{2} \\ p^* &= (\gamma - 1) \bar{\rho} i^* = (\gamma - 1) \bar{\rho} \left(e^* - \frac{\tilde{U}_i \tilde{U}_i}{2} \right) \\ \bar{\tau}_{ji} + \bar{\tau}_{ji}^T &= (\bar{\mu} + \mu_T) \left(\frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ji} \frac{\partial \tilde{U}_m}{\partial x_m} \right) \end{aligned}$$

C'est ce système d'équations qui est discrétisé.

6.1.2 Schémas numériques

La discrétisation utilisée par le code de calcul est de type volumes finis. Ce paragraphe présente le principe de décomposition adoptée. Le système des équations de conservation est écrit sous la forme compacte suivante en coordonnées bidimensionnelles planes x, y (les symboles de moyennes sont omis pour plus de clarté) :

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{F}_c}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}_c}{\partial y} = \frac{\partial \bar{F}_v}{\partial x} + \frac{\partial \bar{G}_v}{\partial y}$$

avec Fc et Gc parties convectives et Fv et Gv parties diffusives du système définies par :

$$\bar{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \end{pmatrix}, \bar{F}_c = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(\rho e + p) \end{pmatrix}, \bar{G}_c = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(\rho e + p) \end{pmatrix}$$

$$\bar{F}_v = (\bar{\mu} + \mu_T) \left(\begin{array}{c} 0 \\ \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \\ u \left(\frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + v \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\gamma}{\bar{\mu} + \mu_T} \left(\frac{\bar{\mu}}{\text{Pr}} + \frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \right) \left(\frac{\partial e}{\partial x} - u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial x} \right) \end{array} \right)$$

$$\bar{F}_v = (\bar{\mu} + \mu_T) \left(\begin{array}{c} 0 \\ \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \\ -\frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \\ u \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) + v \left(-\frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\gamma}{\bar{\mu} + \mu_T} \left(\frac{\bar{\mu}}{\text{Pr}} + \frac{\mu_T}{\text{Pr}_T} \right) \left(\frac{\partial e}{\partial x} - u \frac{\partial u}{\partial y} - v \frac{\partial v}{\partial y} \right) \end{array} \right)$$

et le terme source:

$$S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p + \frac{2}{3} (\mu + \mu_T) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ 0 \end{pmatrix}$$

L'intégration sur l'espace physique nous permet de transformer le système (6-1) en un bilan de flux sur le domaine D :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_D \bar{U} d\tau + \int_{\partial D} (\bar{F}_c - \bar{F}_v) (\vec{n} \cdot \vec{e}_x) dl + \int_{\partial D} (\bar{G}_c - \bar{G}_v) (\vec{n} \cdot \vec{e}_y) dl = 0$$

Le code utilise un solveur de Riemann avec un schéma décentré pour la partie convective, la partie diffusives étant traitée à l'aide de différences centrées. Le schéma de base est à variation totale décroissante (TVD, Total Variation Diminishing). Dans la discrétisation temporelle, due à Beam et Warming [59], un élément de flux s'exprime par:

$$f(u_{n+1}) = f(u_n) + \frac{\partial}{\partial u} \Delta \bar{u}$$

Pour la partie implicite, les matrices jacobiennes des flux convectifs sont décomposées suivant la méthode de Steger et Warming [60] avec utilisation de la moyenne de Roe [61]. Pour la partie explicite, les flux convectifs sont également décomposés par la méthode de Steger et Warming, le schéma utilisé étant une extension du schéma d'Osher et Chakravarthy [62] au cas de maillages à écartement non constant. La précision spatiale est du deuxième ordre.

Dans le cadre de l'étude d'écoulements stationnaires dont les résultats font l'objet de ce chapitre, une méthode de pas de temps local a été utilisée. Elle a pour objectif d'accélérer la convergence temporelle du calcul. La méthode utilisée est celle de Viviand *et al.* [63].

6.1.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites de tous les calculs présentés sont du même type :

- Conditions d'adhérence à la paroi:

$$\rho u = \rho v = \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{\partial T}{\partial n} = 0,$$

- Condition de paroi athermane :

$$\frac{\partial p^*}{\partial n} = 0$$

Le domaine de calcul est constitué de deux parois divergentes de forme évolutive constituant la tuyère supersonique. Elles sont prolongées par des plaques planes formant la partie à section

constante de la veine d'essai . Le deuxième col est modélisé par deux rampes placées sur la paroi supérieure. Enfin, après le deuxième col, une zone à section constante constitue la partie terminale du domaine de calcul. De cette manière, on peut imposer en aval du domaine des conditions de type supersonique, sachant que le deuxième col est normalement amorcé. L'écoulement supersonique en aval n'étant pas influencé par des informations en provenance de l'extérieur du domaine, les variables en sortie sont extrapolées à partir de leurs valeurs à l'intérieure du domaine. Les profils expérimentaux des composantes U et V de la vitesse moyenne sont imposés en amont du domaine, à l'abscisse $X = 40\text{mm}$ en aval du premier col. Les profils des quantités turbulentes k et ϵ sont calculés à partir des mesures des composantes du tenseur de Reynolds. En dehors des couches limite, l'écoulement étant supersonique à cette abscisse, on considère que le profil amont imposé est de type supersonique.

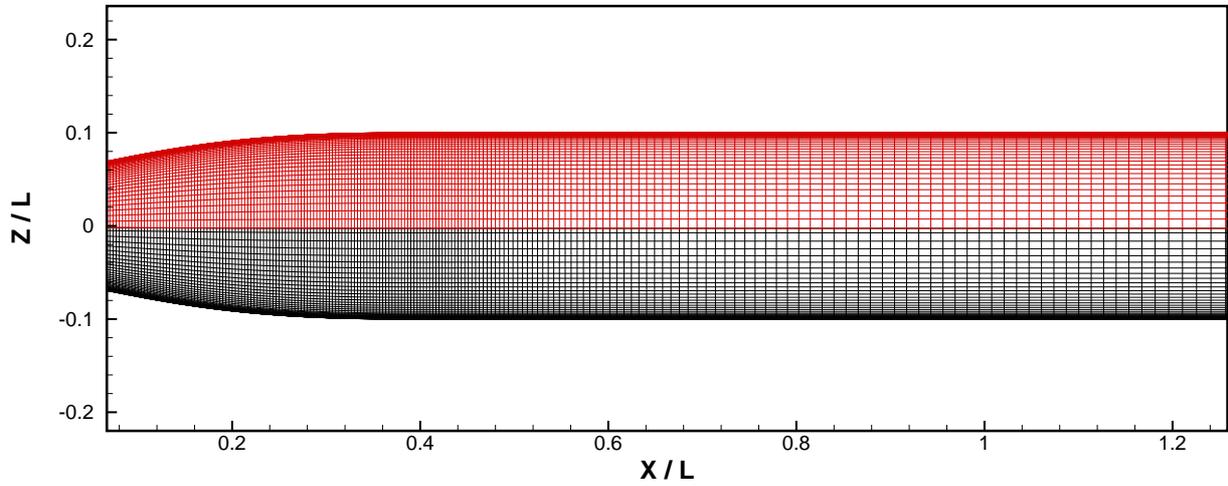
6.2 PROCEDURE DE CALCUL ET INITIALISATION

6.2.1 Maillages

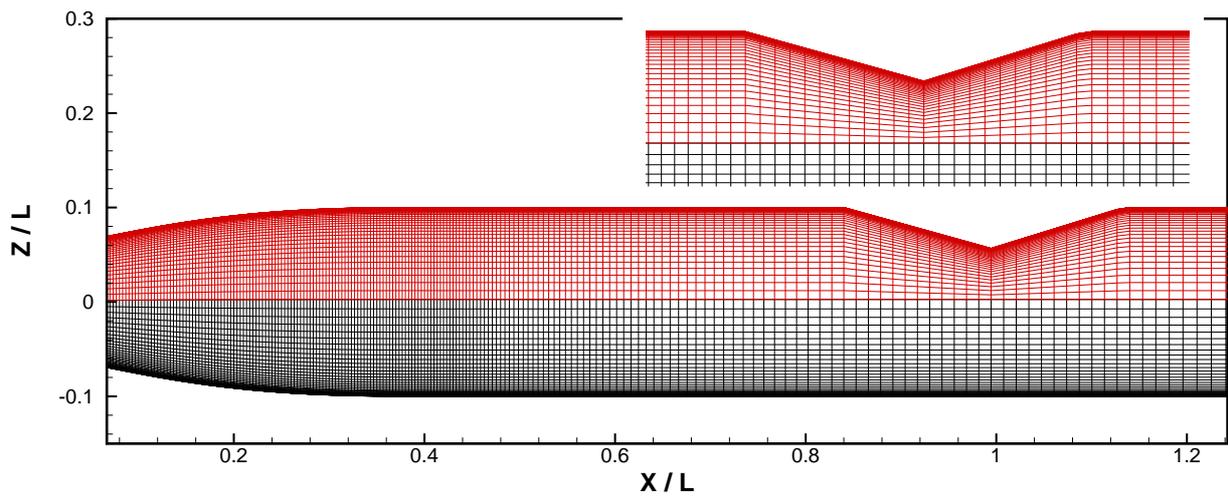
Plusieurs maillages ont été utilisés lors de cette étude. Chaque configuration, obtenue par modification de la hauteur du second col, est calculée à partir d'un champ initial résultant du calcul d'une configuration amorcée (second col ouvert). La convergence en maillage a été vérifiée sur trois maillages structurés différents en faisant uniquement varier la taille de la première maille à la paroi suivant la direction verticale Z, le nombre et la répartition des points suivant la direction longitudinale X ne changeant pas. A titre d'exemple, la figure 6-1a présente le maillage de la configuration amorcée, tandis que la figure 6-1b montre le maillage de la configuration avec le second col fermé à une hauteur $h_2 = 95\text{mm}$ correspondant au cas expérimental de référence étudié au chapitre 5.

Ces deux maillages comportent 400 points dans le sens longitudinal X, dont 261 points espacés de 1mm dans la partie divergente jusqu'à l'abscisse $X/L = 0,435$; les points restants sont répartis suivant une progression géométrique. La répartition verticale s'effectue dans deux demi-domaines symétriques de 2×102 points. Une cinquantaine de points répartis dans une bande de 4mm d'épaisseur sur chacune des parois caractérisent les couches limites. Ces points sont distribués suivant une progression géométrique à partir d'une taille de première maille à la paroi Δy_1 imposée. Puis, une seconde progression géométrique de raison plus grande que la première achève la répartition des 52 points restants. Dans le cas des configurations avec second col, seul le demi

domaine supérieur est modifié localement au niveau du deuxième col comme indiqué sur la figure 6-1b.



a) configuration amorcée



b) configuration $h_2=95\text{mm}$

Figure 6-1 – Exemple de maillages pour deux configurations.

Le tableau ci-dessous résume les principales caractéristiques des maillages utilisés:

maillages	points en X	Points en Y	Δy_1	Δy_{\max}	Δx_{\min}	Δx_{\max}
A	400	192	5 μm	3,12mm	1mm	4,8mm
B	400	204	2 μm	3,1mm	1mm	4,8mm
C	400	210	1,5 μm	3mm	1mm	4,8mm

Tableau 6-1 – Caractéristiques des maillages utilisés.

6.2.2 Initialisation

Pour chaque modèle de turbulence, un champ aérodynamique obtenu sur une configuration amorcée sert de champ d'initialisation pour les configurations avec second col. Ces champs amorcés sont initialisés simplement à partir d'un écoulement par tranche. Le tableau suivant donne les valeurs des constantes et les principales propriétés du fluide :

Constantes	Définition	Valeur
γ	rapport des chaleurs massiques	1,4
μ_0	viscosité de référence	$17,11 \times 10^{-6} \text{Pa.s}$
T_0	température de référence	273K
S	température de Sutherland	110,4K
r	constantes des gaz parfaits pour l'air	$287 \text{J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
Donnée	Définition	Valeur
Me	nombre de Mach amont	1,95
Pie	Pression génératrice	98000Pa
Tie	température génératrice	305K
Caractéristiques de l'écoulement	Définition	Valeur
P_∞	pression amont	13 536Pa
T_∞	Température amont	173,2K
ρ_∞	Masse volumique amont	$0,2722 \text{kg.m}^{-3}$
U_∞	Vitesse amont	$514,4 \text{m.s}^{-1}$
μ_∞	Viscosité amont	$1,1689 \times 10^{-5} \text{Pa.s}$
Re_y	Nombre de Reynolds unitaire	$12 \times 10^6 \text{m}^{-1}$

Tableau 6-2 – Constantes et propriétés du fluide.

6.3 CONFIGURATIONS CALCULEES

Plusieurs modèles de turbulence de type [k-ε] avec des corrections bas-Reynolds ont été employés. Il s'agit d'étudier leurs comportements dans les interactions onde de choc-couche limite à la naissance du décollement et de tester leur capacité à prédire les principales caractéristiques du champ aérodynamique comme les positions des points de décollement et de recollement, la taille des zones décollées et l'aspect des structures de choc. La modélisation bas-Reynolds est très importante pour obtenir une bonne prédiction de l'interaction entre l'onde de choc de décollement

et la couche limite turbulente en provenance de l'amont. Les modèles de Jones et Launder [64], Launder et Sharma [65], Goldberg *et al.* [66] et Chien [67] ont été testés.

Les trois premiers modèles utilisent des corrections bas-Reynolds formulées sans référence explicite à des distances à la paroi, contrairement au dernier modèle. Les modèles de Jones-Launder et Launder-Sharma sont très proches dans leur formulation et sont très fréquemment utilisés dans les simulations numériques. Le modèle plus récent de Goldberg *et al.* propose une formulation bas-Reynolds différente des deux précédents. En annexe A, ces formulations des modèles de turbulence sont rappelées et discutées, ainsi que les hypothèses à l'origine de ces modèles.

Une première série de calculs a consisté à calculer la configuration explorée au vélocimètre laser obtenue avec une hauteur de second col $h_2 = 95\text{mm}$ afin de pouvoir comparer les résultats des calculs pour chaque modèle de turbulence avec le champ expérimental. Des explorations paramétriques autour de $h_2 = 95\text{mm}$ ont été également réalisées dans le but d'évaluer l'influence des conditions aval sur la forme et la position des structures de chocs. Le tableau suivant récapitule les configurations calculées pour différents maillages et modèles de turbulence.

configurations	Modèles de turbulence			
	Jones-Launder	Launder-Sharma	Chien	Goldberg
amorcée	* (A, B, C)	* (A, B, C)	* (A, B, C)	*(A, B, C)
$h_2=90\text{mm}$	* (B)	-	* (B)	*(B)
$h_2=92\text{mm}$	* (B)	* (B)	-	*(B)
$h_2=95\text{mm}$	* (A, B, C)	* (A, B, C)	* (A, B, C)	*(A, B, C)
$h_2=98\text{mm}$	* (B)	-	* (B)	* (B)

Tableau 6-3 – Configurations de calcul (entre parenthèse: maillages utilisés).

A partir des résultats obtenus et présentés dans le paragraphe suivant, une deuxième série de calculs a été entreprise en recalant, pour chaque modèle, la position moyenne du choc droit sur celle obtenue par l'ombroscopie pour la configuration de référence. L'objectif de ce recalage est de comparer la capacité des modèles de prédire les positions relatives des points de décollements des parois inférieure et supérieure, la taille des zones de recirculation et d'une manière générale l'organisation des structures de chocs au prix de la modification des conditions aval. Ce recalage se fait en modifiant la valeur de la hauteur du second col. Les valeurs de ces hauteurs de col sont présentées dans le tableau ci-dessous pour chaque modèle de turbulence.

Modèle	h ₂ (mm)
Jones-Launder	91,2
Launder-Sharma	91,0
Goldberg	91,1

Tableau 6-4 – Valeurs de la hauteur h₂ du second col imposée dans les calculs.

6.3.1 Convergence spatiale et temporelle

La convergence spatiale a été effectuée sur la configuration de référence pour tous les modèles de turbulence en comparant le coefficient de frottement C_f des parois inférieure et supérieure pour trois maillages différents. Les évolutions des C_f présentées sur la figure 6-2 démontrent que la convergence est atteinte, pour tous les modèles, pour le maillage intermédiaire B.

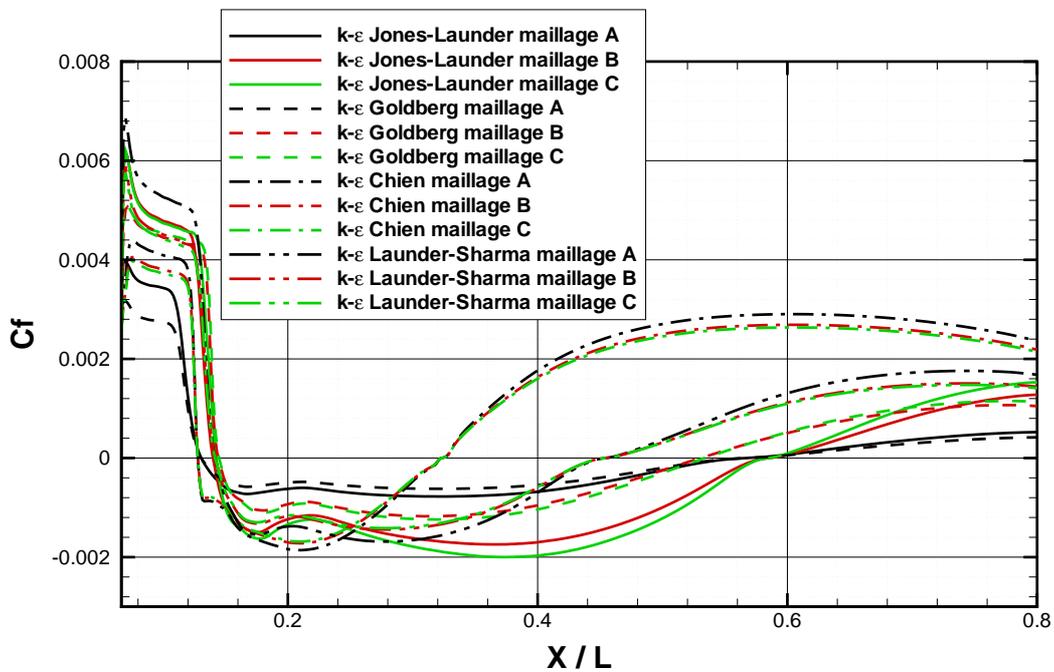


Figure 6-2 – Comparaison pour plusieurs maillages de la répartition du coefficient de frottement C_f sur la paroi supérieure.

La qualité de la simulation de l'interaction onde de choc-couche limite dépend de la précision avec laquelle la couche limite est décrite. Le paramètre couramment utilisé pour évaluer cette précision est la hauteur de la sous couche limite exprimée en variables de paroi, notée y⁺, et définie par :

$$y^+ = \frac{y}{\nu_P} \sqrt{\frac{\tau_P}{\rho_P}}$$

On voit sur la figure 6-3 que les évolutions des y^+ sur la paroi supérieure, sont toutes en-dessous de l'unité pour le maillage intermédiaire B, ce qui est l'indication d'une bonne précision dans la détermination des propriétés de la couche limite.

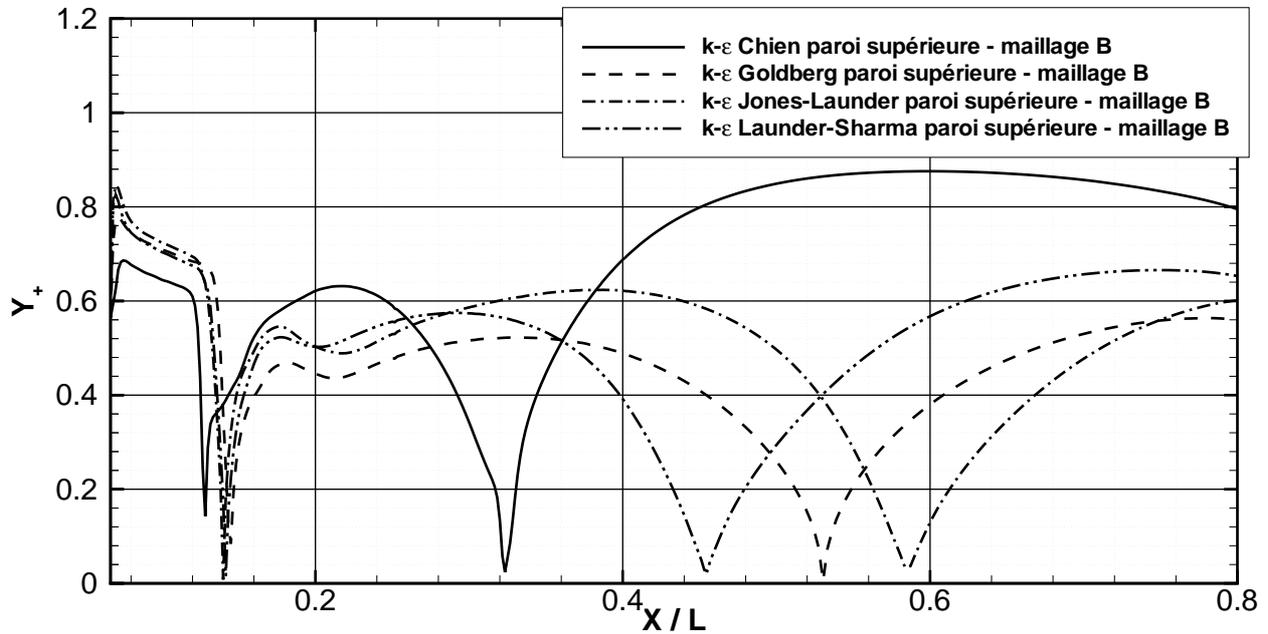


Figure 6-3 – Evolution des y^+ le long de la paroi supérieure pour plusieurs modèles de turbulence.

6.4 RESULTATS

La convergence spatiale ayant été obtenue sur le maillage intermédiaire B, tous les résultats présentés proviennent des simulations effectuées sur ce maillage.

6.4.1 Configuration de référence

Les calculs exécutés sur la configuration de référence montrent des résultats différents suivant les modèles de turbulence (voir Fig.6-4). Les modèles de Jones-Launder, Launder-Sharma et Goldberg donnent tous des configurations de chocs dissymétriques de type 1/2. Le modèle dû à Chien se singularise en donnant une configuration symétrique. Sur la figure 6-4, les iso-nombre de Mach calculées sont comparés à la position de la structure de chocs obtenue par l'ombroscopie et figurée en trait noir. On constate que les trois modèles prédisent une position de la structure de chocs très en aval de la position réelle. Ceci s'explique en partie par le fait que la simulation numérique est bidimensionnelle alors que l'interaction possède un caractère tridimensionnel. Nous avons constaté que les configurations expérimentales étaient très sensibles à la hauteur du deuxième col, une variation de sa hauteur entraînant de forts changements dans la structure des écoulements obtenus. Enfin, l'insuffisance des modèles de type $[k-\epsilon]$ pour simuler les écoulements décollés est bien

connue. Néanmoins, on a pu obtenir les configurations dissymétriques et des zones décollées avec écoulements de retour.

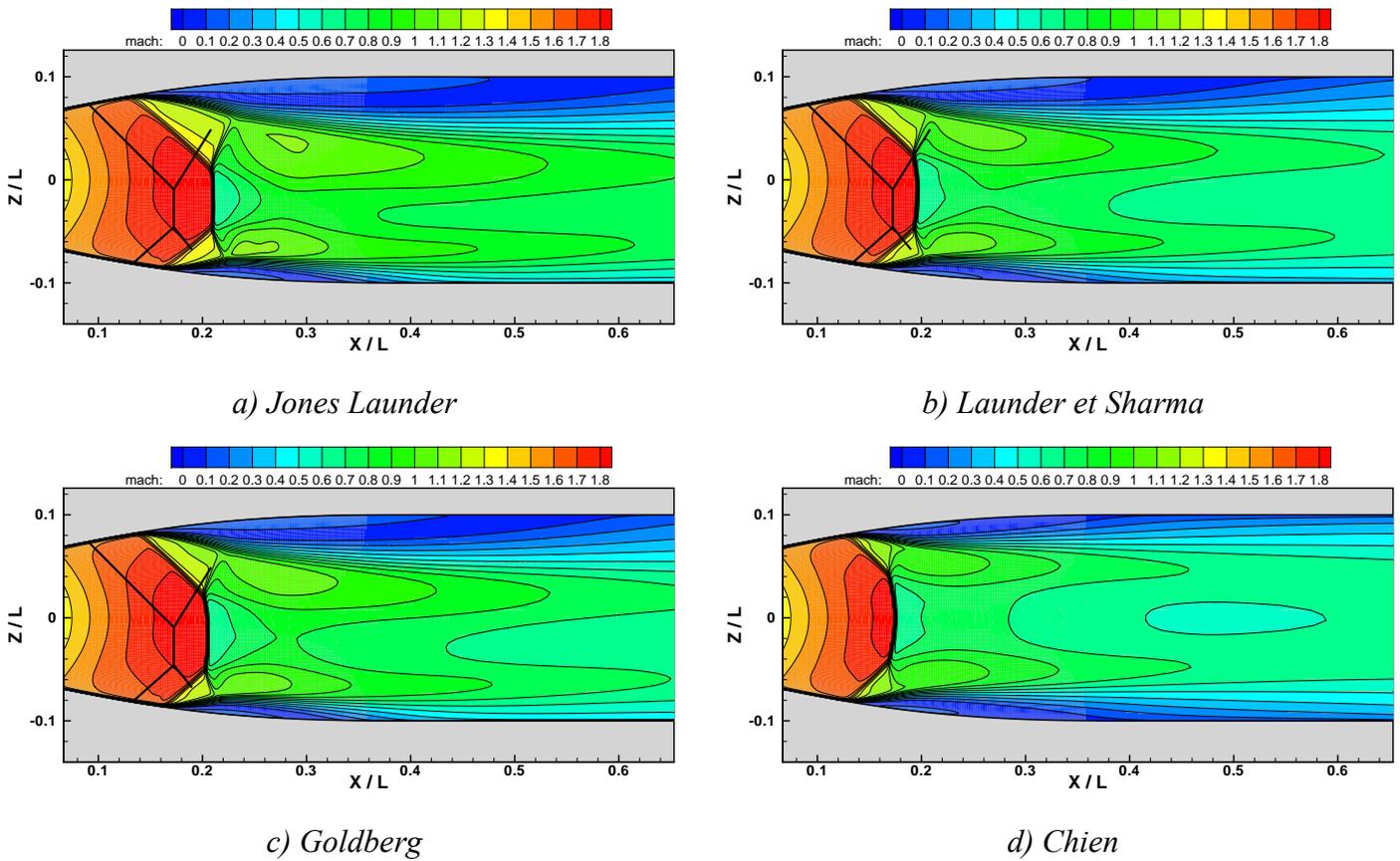


Figure 6-4 – Courbes iso-nombre de Mach pour la configuration de référence. Comparaison de quatre modèles de turbulence.

6.4.2 Autres configurations

Des calculs effectués après modification de la hauteur du second col ont permis de constater que les configurations dissymétriques étaient stables : il n'a jamais été observé de basculement d'une configuration dissymétrique vers une autre configuration dissymétrique ou symétrique. La configuration dissymétrique de type 1/2 a été la seule à avoir été obtenue. Quelle que soit la hauteur du second col, le modèle de Chien a toujours donné des configurations symétriques.

Sur la figure 6-5 deux répartitions des iso-valeurs du nombre de Mach calculées par le modèle de Goldberg ont été présentées pour des hauteurs de col différentes. On constate que les configurations restent dissymétriques. La première configuration pour $h_2 = 90\text{mm}$ montre une structure de chocs

dont le choc droit est placé en amont par rapport à celui obtenu expérimentalement (voir Fig.6-5a). La configuration pour $h_2 = 98\text{mm}$ possède une structure de chocs très en aval.

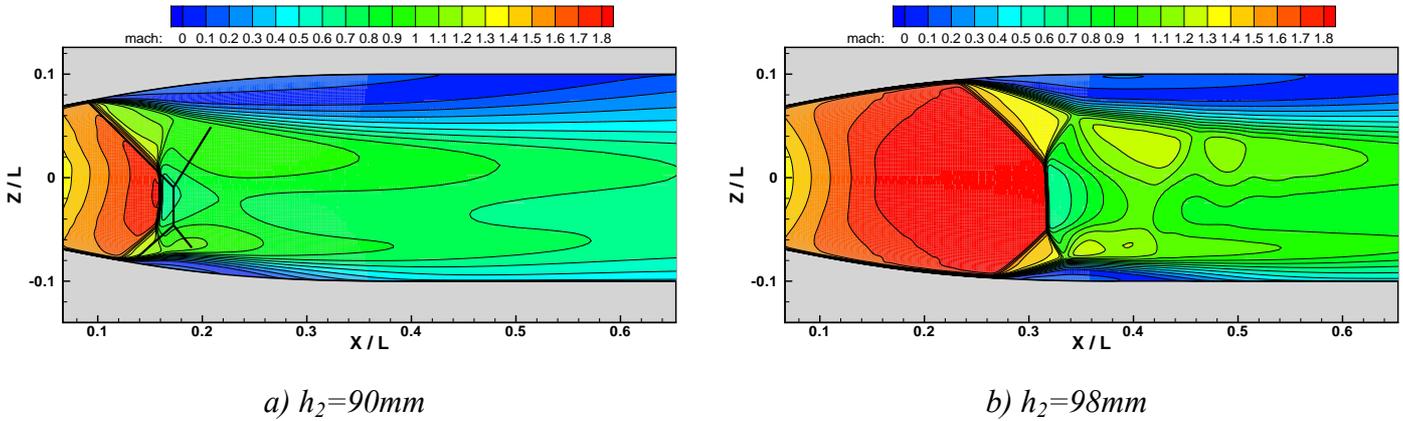


Figure 6-5 – Iso nombre de Mach pour les configurations $h_2 = 90\text{mm}$ et $h_2 = 98\text{mm}$. Modèle de Goldberg *et al.*

6.4.3 Propriétés moyennes des écoulements

Après recalage des chocs droits sur la position du choc droit expérimental, on compare les champs calculés avec le champ issu des mesures effectuées au vélocimètre laser.

La composante longitudinale de la vitesse est présentée pour 12 profils situés à 12 stations X/L , pour les parois inférieure et supérieure. Les figures 6-6 et 6-7 présentent les comparaisons avec les profils expérimentaux. Pour les deux parois, le creusement des profils de vitesse calculés se produit en aval du creusement du profil expérimental dès le premier profil. Les modèles de Jones-Lauder et de Goldberg *et al.* prédisent l'interaction de décollement assez en aval. La vitesse dans les zones de recirculation est plus faible que ne le trouve l'expérience, comme on peut le voir sur les stations allant de $X/L = 0,150$ à $0,283$. En revanche, le processus de recollement est anticipé par le modèle de Launder-Sharma, dès $X/L = 0,467$. Après le recollement, les vitesses calculées sont plus faibles que dans l'expérience.

Les abscisses des points de décollement et de recollement sont données dans le tableau 6-5. On constate que les modèles prédisent des abscisses de décollement situées en amont par rapport au point de décollement expérimental. La position la plus en amont est donnée par le modèle de Jones-Lauder, alors que le modèle de Launder-Sharma donne une valeur plus proche de l'expérience. Le point de recollement supérieur est prédit en aval du point expérimental par les modèles de Jones-Lauder et de Goldberg *et al.*, mais en amont pour le modèle de Launder-Sharma. Si on examine la

paroi inférieure, on constate que les points de décollement sont plutôt bien placés par rapport au point expérimental, à l'exception de la valeur donnée par le modèle de Launder-Sharma. Les points de recollement sont tous situés en amont. La taille des écoulements de retour, exprimée par rapport à l'épaisseur de la couche limite amont, est sur évaluée pour la paroi supérieure par les modèles Jones-Launder et Goldberg *et al.* et est sous évaluée par le Launder-Sharma. La taille de la zone de recirculation inférieure est sous évaluée par tous les modèles.

	X_D/L paroi supérieure	X_R/L paroi supérieure	$(X_R-X_D)/\delta$ supérieure	X_D/L paroi inférieure	X_R/L paroi inférieure	$(X_R-X_D)/\delta$ inférieure
Expérience	0,126	0,532	69,8	0,136	0,274	23,6
Jones-Launder	0,102	0,587	83	0,136	0,263	21,8
Launder-Sharma	0,114	0,479	62,6	0,141	0,255	19,5
Goldberg	0,106	0,556	77	0,137	0,262	21,4

Tableau 6-5 – Comparaison des abscisses des points de décollement et de recollement et de la taille des écoulements de retour exprimée en $(X_R-X_D)/\delta$.

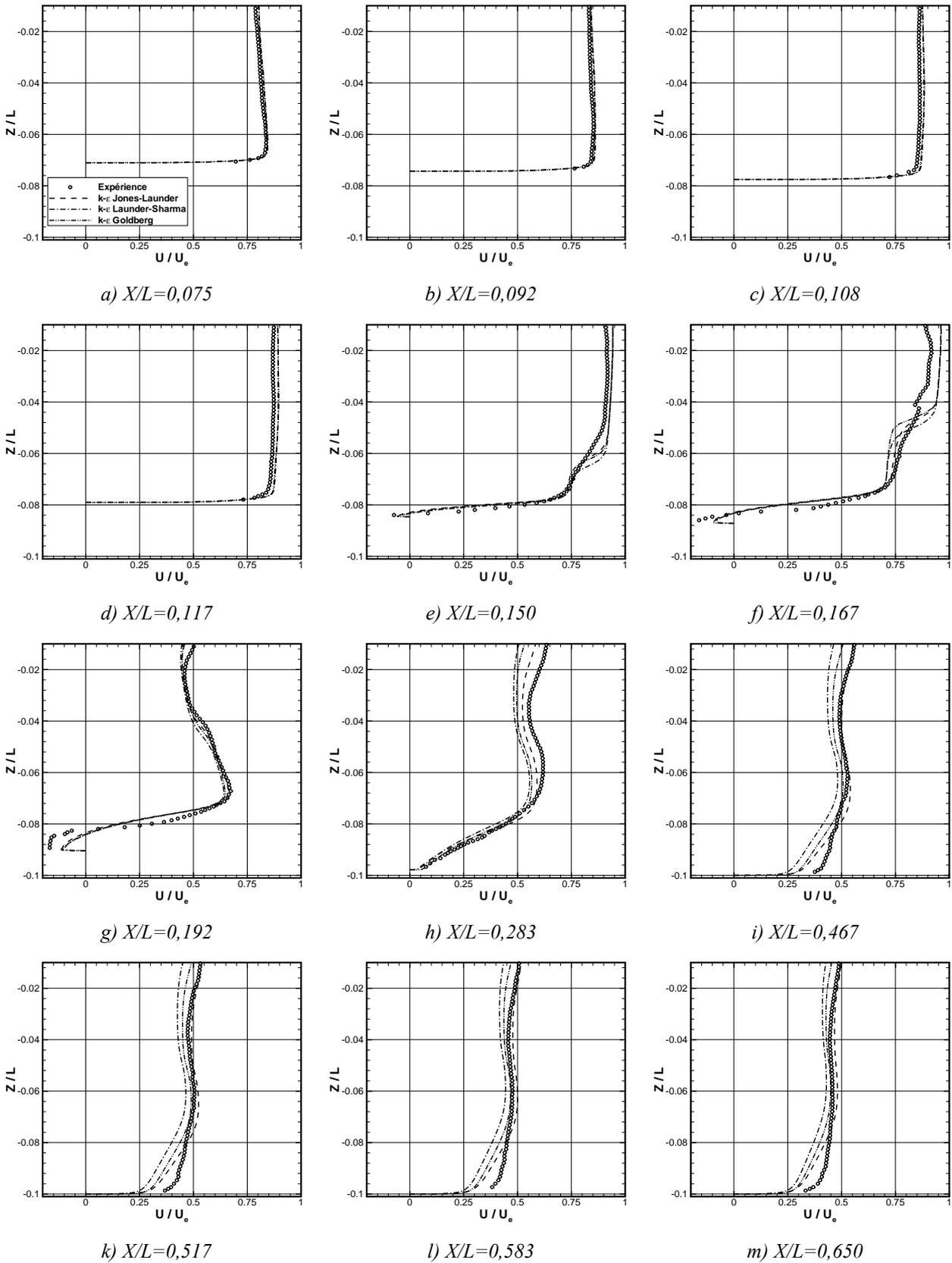


Figure 6-6 – Profils de la composante de vitesse moyenne longitudinale U . Paroi inférieure.

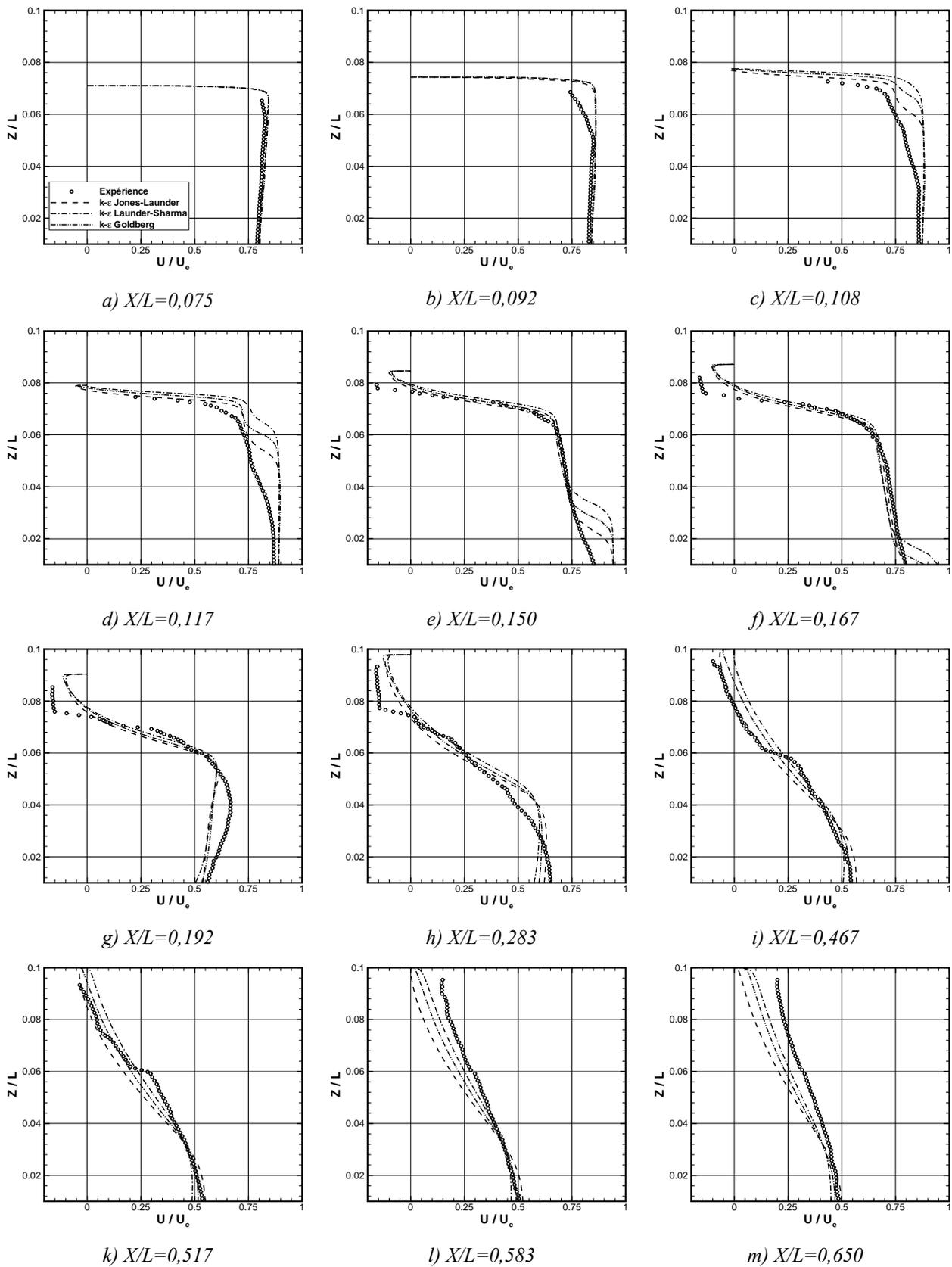


Figure 6-7 – Profils de la composante de vitesse moyenne longitudinale U . Paroi supérieure.

Si on examine les répartitions des pressions pariétales inférieure et supérieure (voir Fig.6-8), on constate que les sauts de pression calculés sont décalés vers l'aval par rapport aux évolutions expérimentales. Les pressions plateau expérimentales sont inférieures à celles calculées quel que soit le modèle employé.

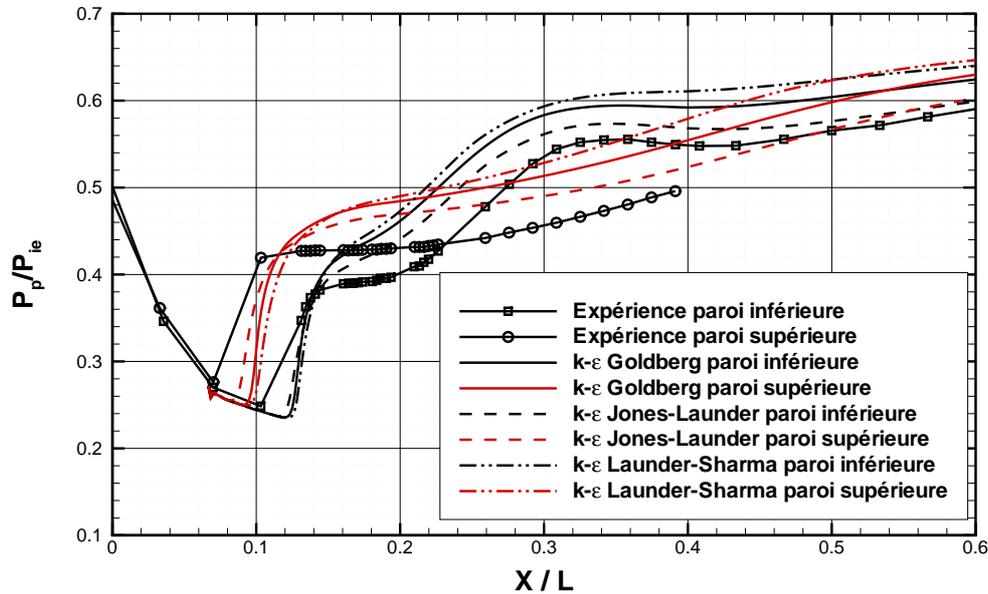


Figure 6-8 – Comparaison calcul-expérience des évolutions des pressions pariétales.

6.4.4 Propriétés des champs fluctuants

A l'approche de l'interaction de décollement, les niveaux de l'énergie cinétique de turbulence k augmentent au fur et à mesure de l'épaississement de la couche limite (voir Figs.6-9 et 6-10). Les niveaux calculés de k avant le décollement (voir Fig.6-10d par exemple) sont plus de 2 fois moins importants que dans l'expérience. Dans la zone de recirculation, les valeurs de k sont sous estimées quel que soit le modèle employé. Les modèles de Launder-Sharma et Goldberg *et al.* donnent des profils de k assez comparables jusqu'à la station $X/L = 0,467$; ensuite le modèle de Launder-Sharma devient comparable à celui de Goldberg *et al.*, le modèle de Jones-Launder donnant un profil de k inférieur aux deux autres. Après le point de recollement, le niveau de k calculé reste élevé mais toujours en-dessous des valeurs prévues par l'expérience.

Les évolutions des profils de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}$ sont montrées sur les figures 6-11 et 6-12. Dès le second profil à $X/L = 0,092$, les niveaux de $-\overline{u'w'}$ calculés pour la paroi supérieure sont sous estimés par rapport à l'expérience (voir Fig.6-12b). Les niveaux de $-\overline{u'w'}$ augmentent dans les couches de mélange des zones de recirculation. Pour la paroi inférieure, les valeurs calculées sont comparables à l'expérience alors que pour la paroi supérieure les tensions de

cisaillement calculées sont plus élevées. Dans la zone de recollement, on obtient une bonne adéquation calculs-expérience.

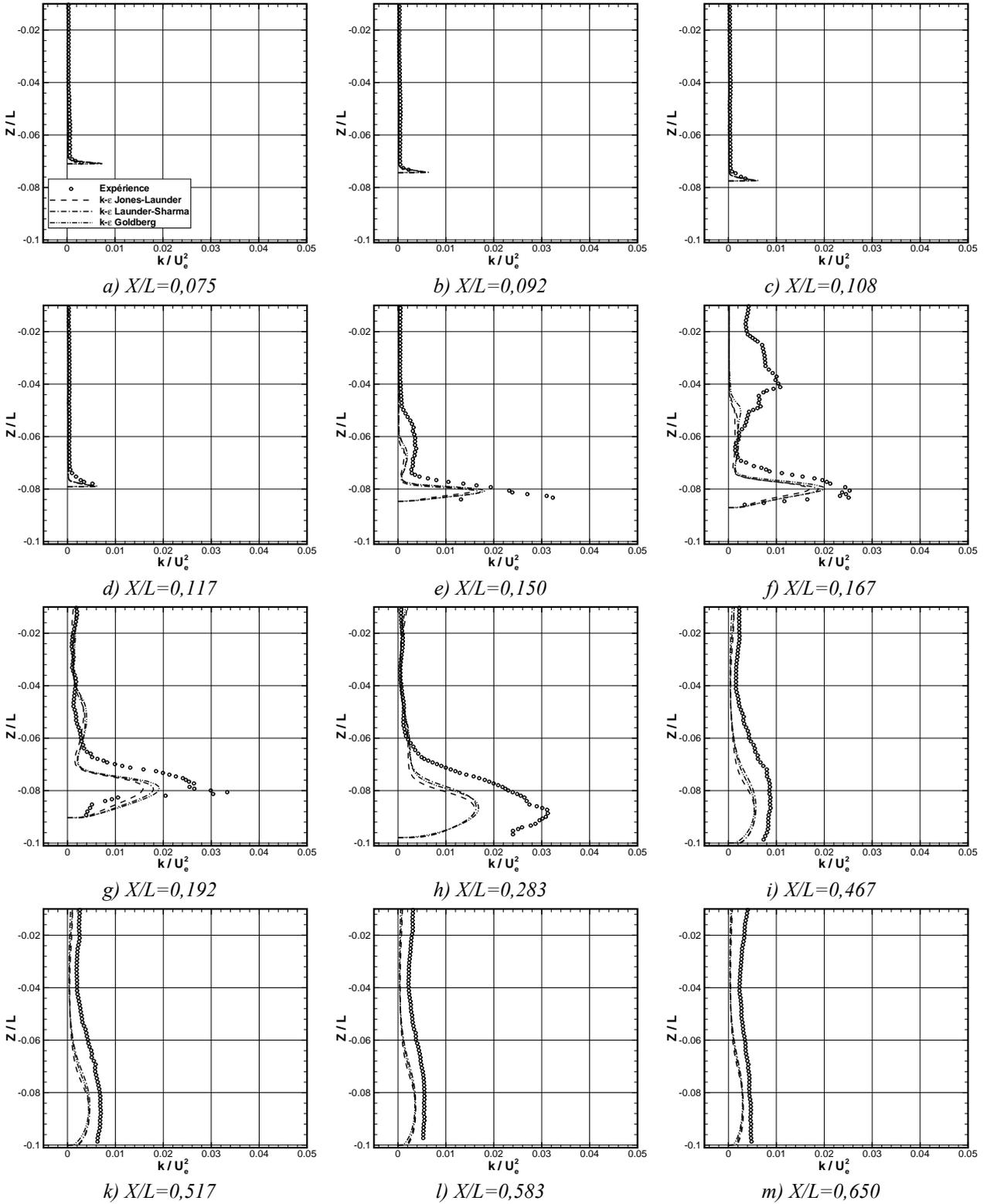


Figure 6-9 – Profils d'énergie cinétique de turbulence k . Paroi inférieure.

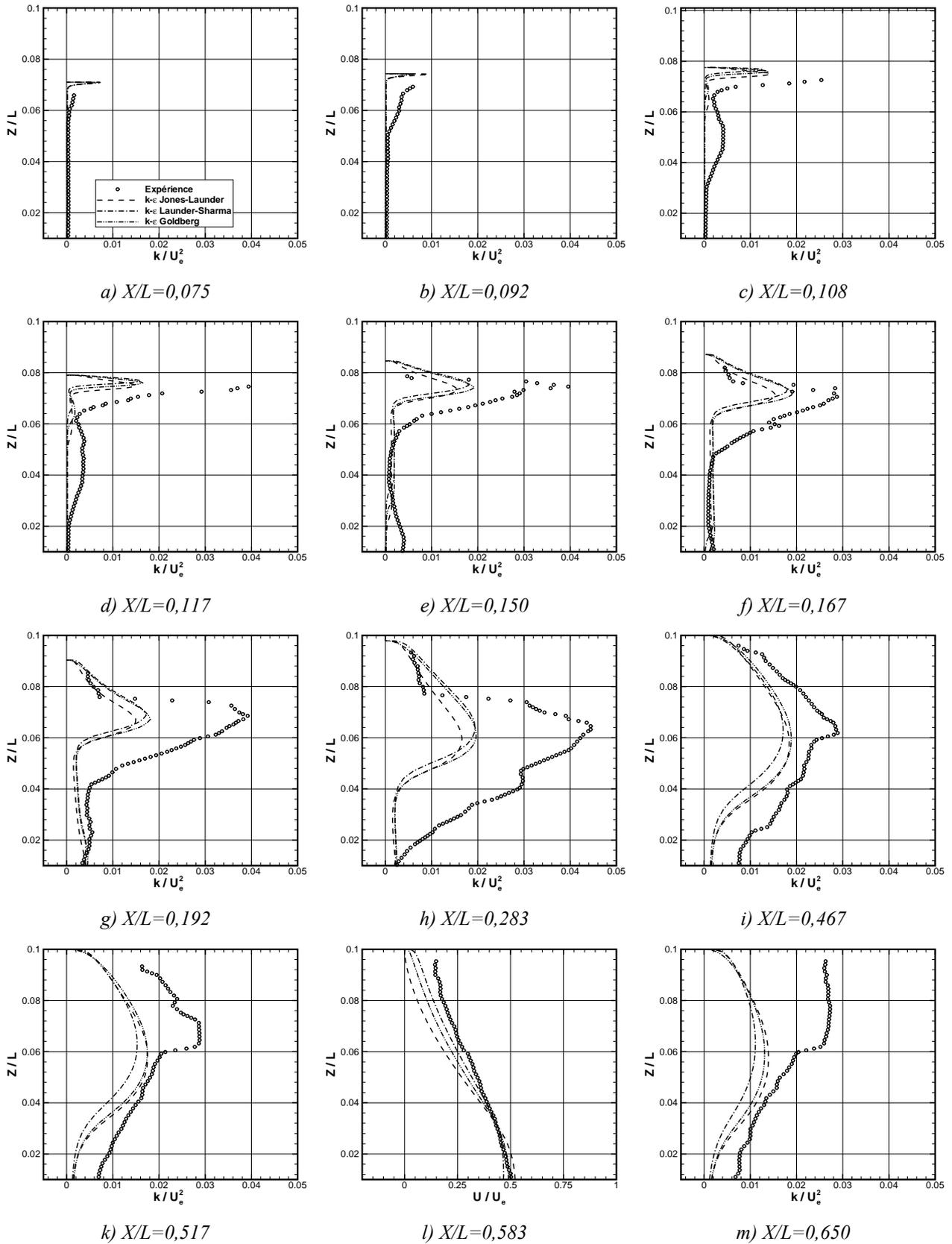
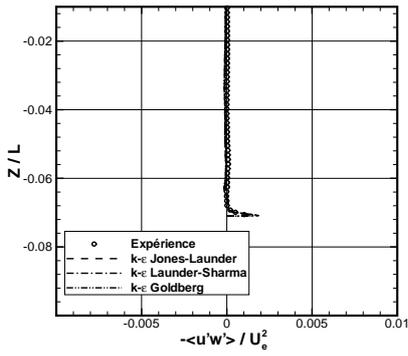
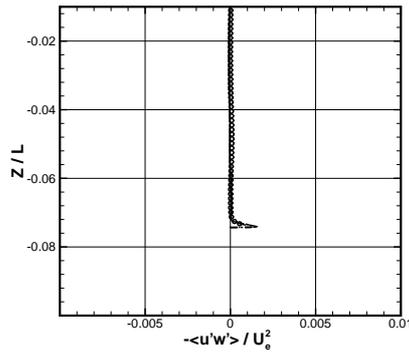


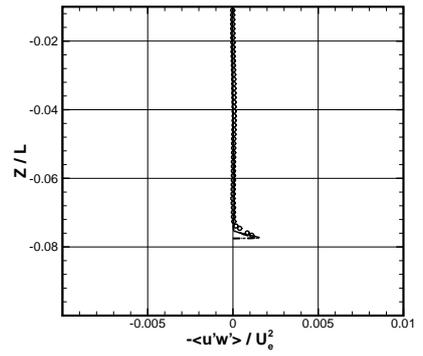
Figure 6-10 – Profils d'énergie cinétique de turbulence k . Paroi supérieure.



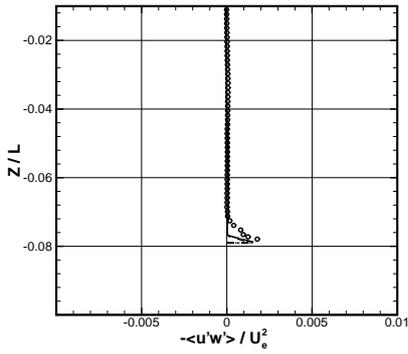
a) $X/L=0,075$



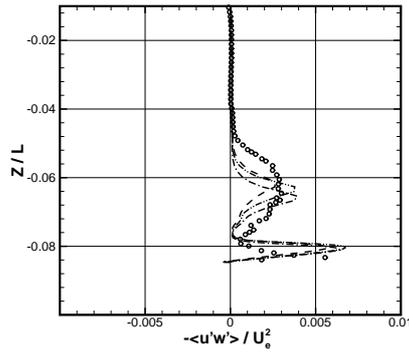
b) $X/L=0,092$



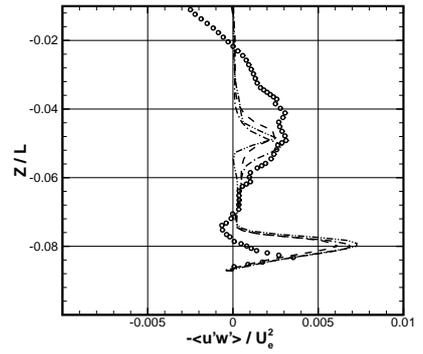
c) $X/L=0,108$



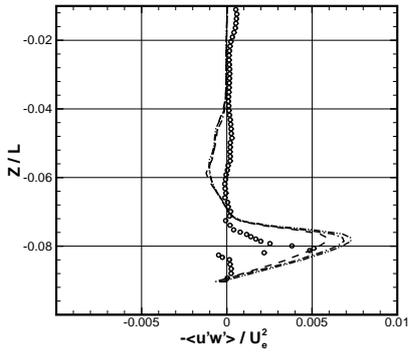
d) $X/L=0,117$



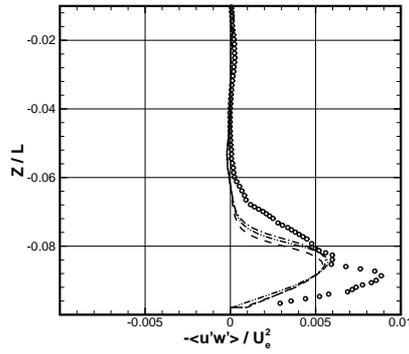
e) $X/L=0,150$



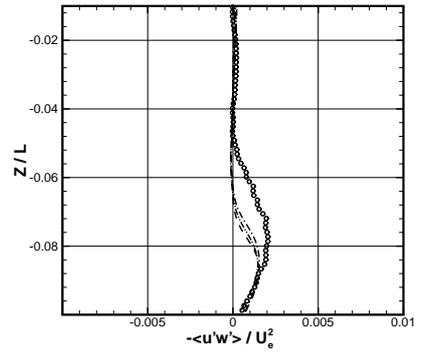
f) $X/L=0,167$



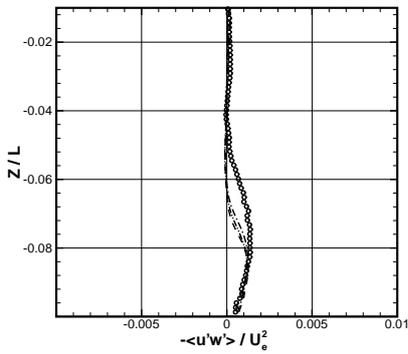
g) $X/L=0,192$



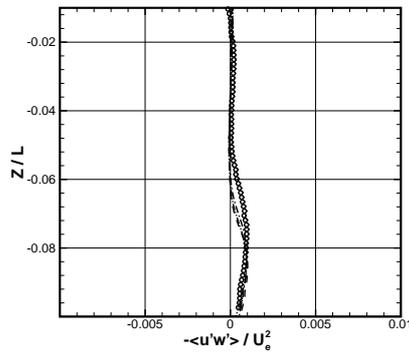
h) $X/L=0,283$



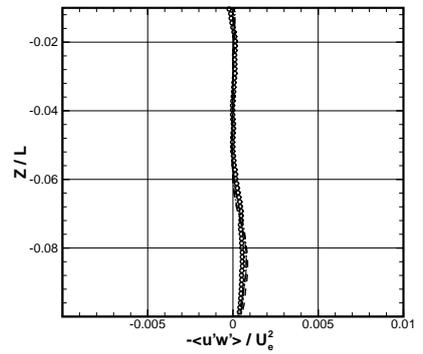
i) $X/L=0,467$



k) $X/L=0,517$



l) $X/L=0,583$



m) $X/L=0,650$

Figure 6-11 – Profils de la tension de cisaillement $-\overline{u'w'}$. Paroi inférieure.

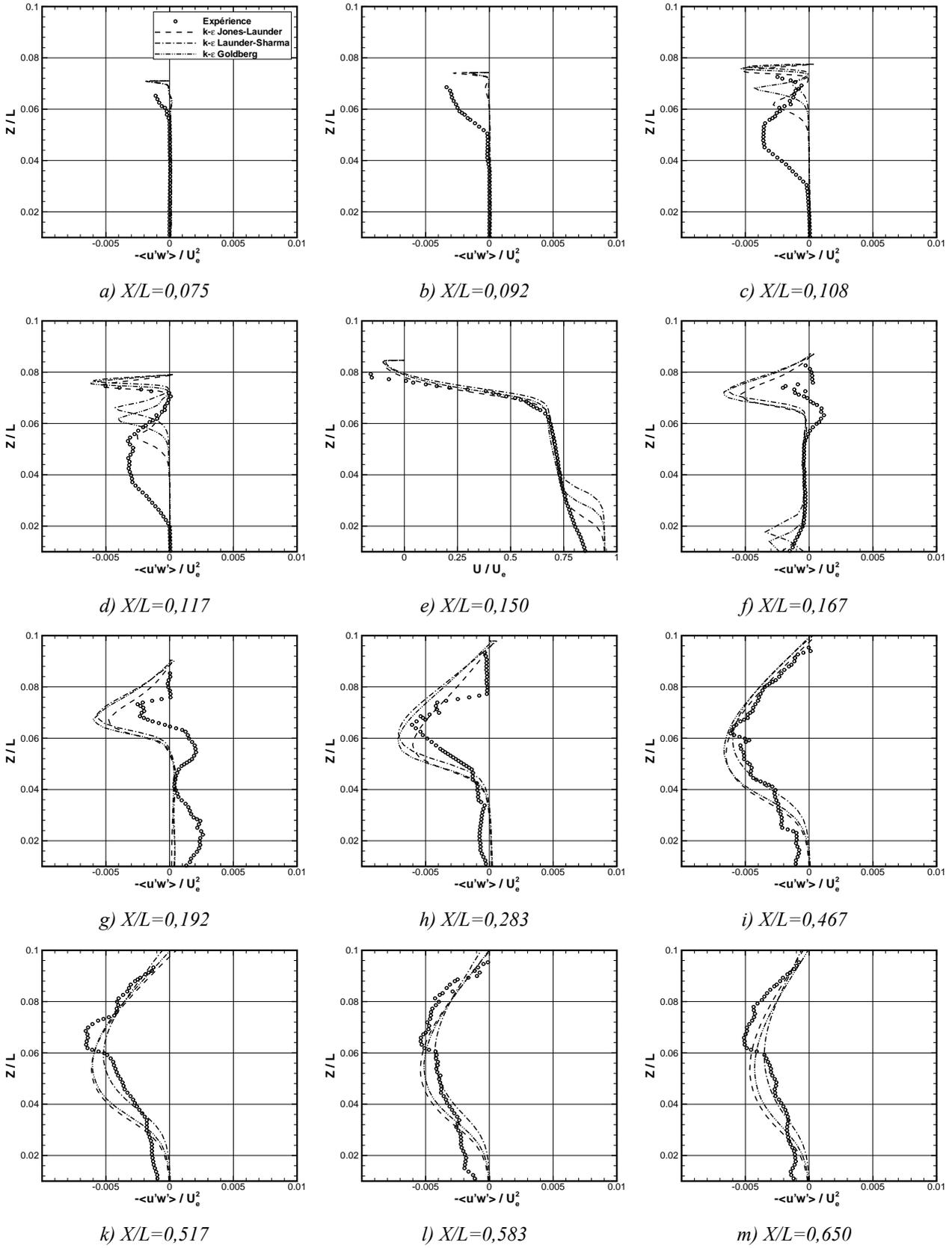


Figure 6-12 – Profils de la tension de cisailment $-\overline{u'w'}$. Paroi supérieure.

6.4.5 Analyse et discussion des résultats

Dans ce paragraphe on se réfère aux modèles de turbulence dont les formulations sont rappelées dans l'annexe A.

La plupart des modèles de turbulence placent la dissymétrie dans le sens de celle obtenue pour le cas dissymétrique expérimental 1/2. La deuxième configuration dissymétrique 2/2 n'a jamais été observée par les calculs, quel que soit le modèle employé. Bien que les modèles de Jones-Launder et Launder-Sharma soient très proches par leur formulation, les résultats obtenus sont assez différents. La dissymétrie, conformément au cas expérimental, est plus accentuée par le modèle Jones-Launder que par le Launder-Sharma. Le modèle de Goldberg *et al.* se comporte globalement comme le modèle de Jones-Launder, alors que leurs approches dans la modélisation de proche paroi sont différentes. Le modèle de Goldberg *et al.* n'améliore pas les résultats obtenus par le Jones-Launder.

Le modèle de Chien se singularise en plaçant la structure de choc dans une position symétrique. La caractéristique de ce modèle est d'utiliser une formulation bas-Reynolds basée sur une distance à la paroi. La géométrie du domaine de calcul dans la zone d'interaction est simplement constituée d'un divergent de faible pente. Il n'y a donc pas d'ambiguïté dans l'évaluation du terme de distance à la paroi $(y-y_p)^2$; ce qui pourrait être le cas pour des domaines comprenant une géométrie complexe. En revanche, les termes de proche paroi **D** et **E** (voir annexe A-3) ont été définis de manière à

éviter de calculer les termes en $\left(\frac{\partial\sqrt{k}}{\partial x_n}\right)^2$ et $\left(\frac{\partial^2\tilde{U}_i}{\partial x_n}\right)^2$ présents dans les modèles Jones-Launder et

Launder-Sharma. L'auteur préfère une formulation proportionnelle à k et ε sans calculer de dérivées. Ainsi, le modèle pourrait atténuer les variations de k et ε provenant de l'amont et engendrant des dissymétries. Ceci peut être une des raisons pour lesquelles ce modèle ne produit que des configurations symétriques.

Si on conserve la hauteur de col du cas expérimental de référence, soit $h_2 = 95\text{mm}$, les configurations calculées placent les interactions de décollement, et par conséquent les structures de chocs, très en aval par rapport à l'expérience. Les effets tridimensionnels jouent un rôle non négligeable dans la position du point de décollement mais ne peuvent expliquer complètement ces décalages importants. On a constaté que de légères variations de la hauteur du second col

modifiaient de manière importante la position des structures de chocs. Si on analyse en détail la géométrie du second col, on constate que les deux rampes forment une sorte de cavité dont la forme influence l'écoulement à proximité du col. On peut ajouter l'incertitude due à la mesure de la valeur de h_2 et expliquer en partie ces écarts.

Le recalage de la structure de chocs complète par rapport au cas expérimental n'a pas été possible car les modèles donnaient des structures différentes. Mais, le recalage de tous les modèles par rapport à la position du choc droit a été effectué. Les valeurs de h_2 après recalage sont proches pour tous les modèles ($h_2 \cong 91\text{mm}$). Les calculs sous-estiment les vitesses longitudinales dans les zones de recirculation, ceci étant particulièrement vrai pour la paroi supérieure où la vitesse de recirculation expérimentale est la plus importante. Les niveaux d'énergie cinétique de turbulence dans les couches de mélange sont aussi sous évalués alors que les tensions de cisaillement sont légèrement supérieures aux valeurs expérimentales.

L'obtention d'une dissymétrie de la structure de chocs est probablement définie par le transitoire d'amorçage de la tuyère, or la méthode d'intégration temporelle employée lors de ces simulations ne permettait pas d'étudier le transitoire d'amorçage puisqu'il s'agissait de calculs en pas de temps local. Dans le chapitre suivant, un calcul du transitoire d'amorçage de la tuyère est décrit et analysé.

7 ETUDE DU TRANSITOIRE D'AMORÇAGE D'UNE TUYERE PLANE

7.1 INTRODUCTION

Le transitoire d'amorçage d'une tuyère a été étudié par plusieurs auteurs, tels que Smith en 1966 [68] sur une tuyère hypersonique, Amann en 1969 [69], Jacobs en 1991 [70] (étude expérimentale et numérique), ou plus récemment Saito en 1998 [71] (étude expérimentale et numérique) sur une tuyère bidimensionnelle diédrique.

Nous allons dans un premier temps, nous intéresser aux travaux de Saito et *al* [71]. L'écoulement étudié est un écoulement de transitoire d'amorçage d'une tuyère diédrique. Les auteurs comparent des résultats de calculs effectués avec différents codes de type Navier-Stokes et une séquence d'amorçage de tuyère visualisée expérimentalement. Les résultats expérimentaux ont été obtenus au moyen d'une installation de type tube à choc où une différence de conditions génératrices entre l'amont et l'aval provoque la propagation d'une onde de choc à $Mach=2,5$. Les visualisations expérimentales montrent qu'une onde de choc incidente plane arrive dans la région du col, puis se propage dans le divergent. L'amorçage du col génère deux ondes de choc transverses dues à la géométrie particulière du col et du divergent de cette tuyère. Par interactions successives avec les couches limites, ces ondes de chocs transverses produisent une structure de chocs de décollement avec deux chocs en forme de lambda et des zones de recirculation. La figure 7-1 présente un interférogramme où on peut observer les principales caractéristiques de cet écoulement.

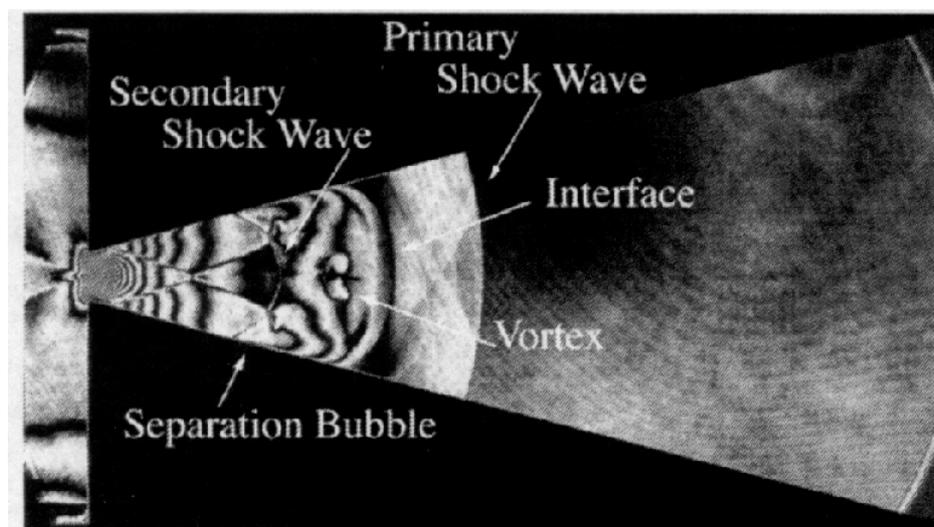


Figure 7-1 – Interférogramme de l'interaction de choc produite par l'amorçage d'une tuyère diédrique à Mach 2,5 [71].

Ce chapitre est consacré à l'étude du transitoire d'amorçage de la tuyère S8Ch suivi de son désamorçage partiel dû à la présence du second col en position abaissée, l'objectif étant de visualiser le plus précisément possible la formation de la structure de chocs et de capter une éventuelle dissymétrie. Pour cela, le code de calcul présenté au chapitre précédent a été adapté pour effectuer des calculs instationnaires vrais avec un schéma temporel précis à l'ordre deux.

7.2 METHODES NUMERIQUES - PROCEDURES DE CALCUL

7.2.1 Schéma temporel et conditions aux limites

Le schéma temporel utilisé est précis à l'ordre 2. Pour un élément de flux f quelconque, le schéma nécessite deux évaluations de f par pas de temps. Si ΔU est la variation de la variable U entre les instants t et un instant $(n+1)\Delta t$, on écrit :

$$U_{n+1} = U_n + \Delta t \cdot f(\bar{t}, \bar{U})$$

$$\bar{U} = U_n + \frac{\Delta t}{2} f(\bar{t}, \bar{U}) \text{ avec } \bar{t} = t_n + \frac{\Delta t}{2}$$

Les conditions aux limites utilisées dans ces simulations, pour des écoulements subsoniques, sont dues à Yee [72]. En amont du domaine de calcul, une pression statique correspondant aux conditions réelles de pression chambre est imposée. Un niveau de turbulence est également imposé, il correspond au niveau expérimental admis $k/U_e^2=0,1\%$ dans la soufflerie S8Ch.

L'amorçage de la tuyère s'effectue grâce à un rapport de pression imposé à l'initialisation de 7,2. Dans la section amont, on impose une pression de 97000Pa et dans la section de maillage suivante la pression aval. En outre, on impose dans tout le domaine aval une condition de vitesse nulle. Un basculement de condition subsonique/supersonique est prévu à l'aval du domaine afin de pouvoir effectuer la transition du passage de l'onde de choc d'amorçage. Le modèle de turbulence utilisé est celui de Goldberg *et al.* [66].

Le tableau 7-1 résume les conditions génératrices amont et aval imposées :

	Amont	Aval
Pression (kPa)	97,0	13,5
Température (K)	305	173

Tableau 7-1 – Calcul du transitoire d’amorçage de la tuyère S8Ch. Conditions initiales imposées en amont et en aval du choc incident

7.2.2 Maillage et procédures de calcul

Le domaine de calcul est constitué d’un convergent suivi d’un divergent, d’un canal de section constante et du deuxième col constitué de deux rampes placées sur la paroi supérieure. Le maillage utilisé comporte 540 points suivant la direction longitudinale et 204 points suivant la direction normale, comme le montre la figure 7-3. Les progressions géométriques dans la direction normale sont analogues à celles du maillage intermédiaire B défini au chapitre précédent. La répartition de 88 points longitudinaux dans le convergent suit une progression géométrique jusqu’au premier col où la taille de maille atteint 1mm. Les points restants sont répartis suivant les mêmes progressions géométriques que le maillage B.

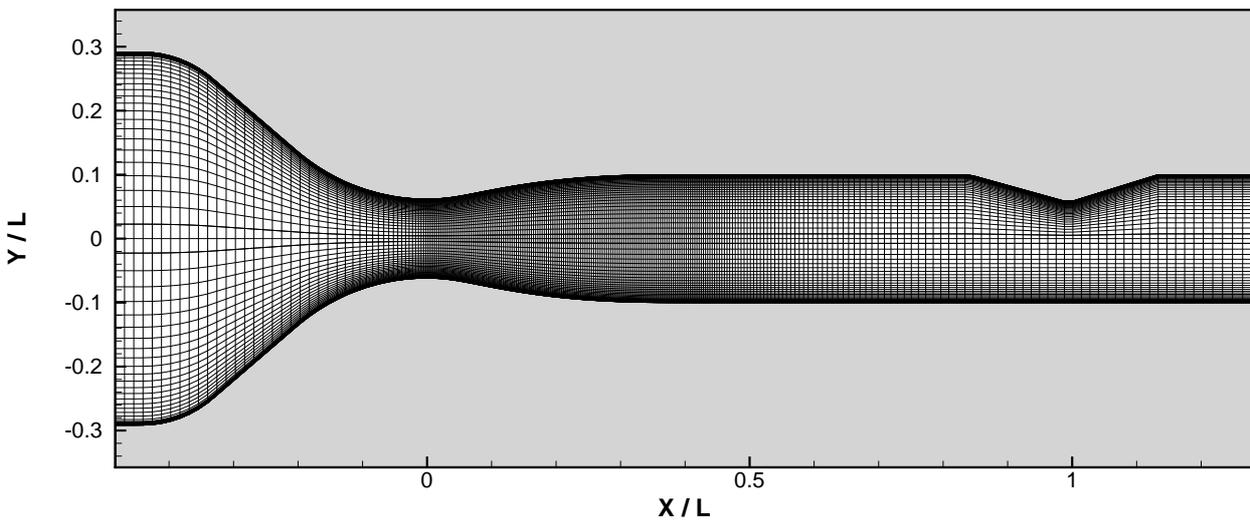


Figure 7-2 – Maillage du domaine de calcul pour le transitoire d’amorçage

7.3 RESULTATS

7.3.1 Séquence d'amorçage – désamorçage

Les résultats du calcul sont présentés sous forme d'ombroscopies numériques sur les figures 7-3 à 7-6.

A $t = 0$, le choc incident est à l'amont du domaine et on déclenche le calcul. Un choc droit se propage dans le convergent de la tuyère puis franchit le premier col. L'écoulement s'accélère en aval du choc droit (partie amont de la tuyère) placé dans le divergent (voir Fig.7-3-2). Le choc droit continu à se propager dans le canal plan, l'écoulement en aval de ce choc s'accélérait pour atteindre le régime de blocage : le premier col s'amorce.

Entre le premier choc droit et le col, une succession d'ondes de compression se forme. Ces ondes se focalisent dans le divergent (Fig.7-2-4) en un choc qui interagit avec les couches limites pour produire une structure de chocs formée de deux chocs en lambda reliés par un choc droit. En aval de cette structure, le choc primaire s'est propagé au travers du second col pour provoquer un écoulement complexe. L'amorçage du second col se produit tandis qu'une succession d'ondes de chocs et de détente modifie la structure du choc placé dans le divergent de la tuyère. A partir de $t = 6\text{ms}$ (Fig. 7-2-7), le second col est totalement amorcé et la structure de chocs du divergent se stabilise dans une configuration symétrique.

L'organisation de l'écoulement en aval de cette structure permet la formation d'un second choc qui interagit avec les écoulements décollés et qui se propage vers l'amont. La structure de chocs accompagnée d'un train de choc et de détente en aval migre vers l'amont de la tuyère.

Les chocs secondaires s'évanouissent et ne sont plus visibles à partir de $t = 16,2\text{ms}$. On note aussi une diminution de la dimension des chocs en lambda. A partir de $t = 16,2\text{ms}$, on constate que la structure de choc bascule vers une configuration dissymétrique de type 1/2. Les deux dernières ombroscopies confirment la présence de cette dissymétrie qui se stabilise à $t = 21\text{ms}$.

Des essais avec plusieurs hauteurs de cols différentes ont donné des résultats similaires. On part d'une configuration symétrique placée dans le divergent ; cette structure remonte l'écoulement vers l'amont et bascule progressivement vers la configuration dissymétrique 1/2.

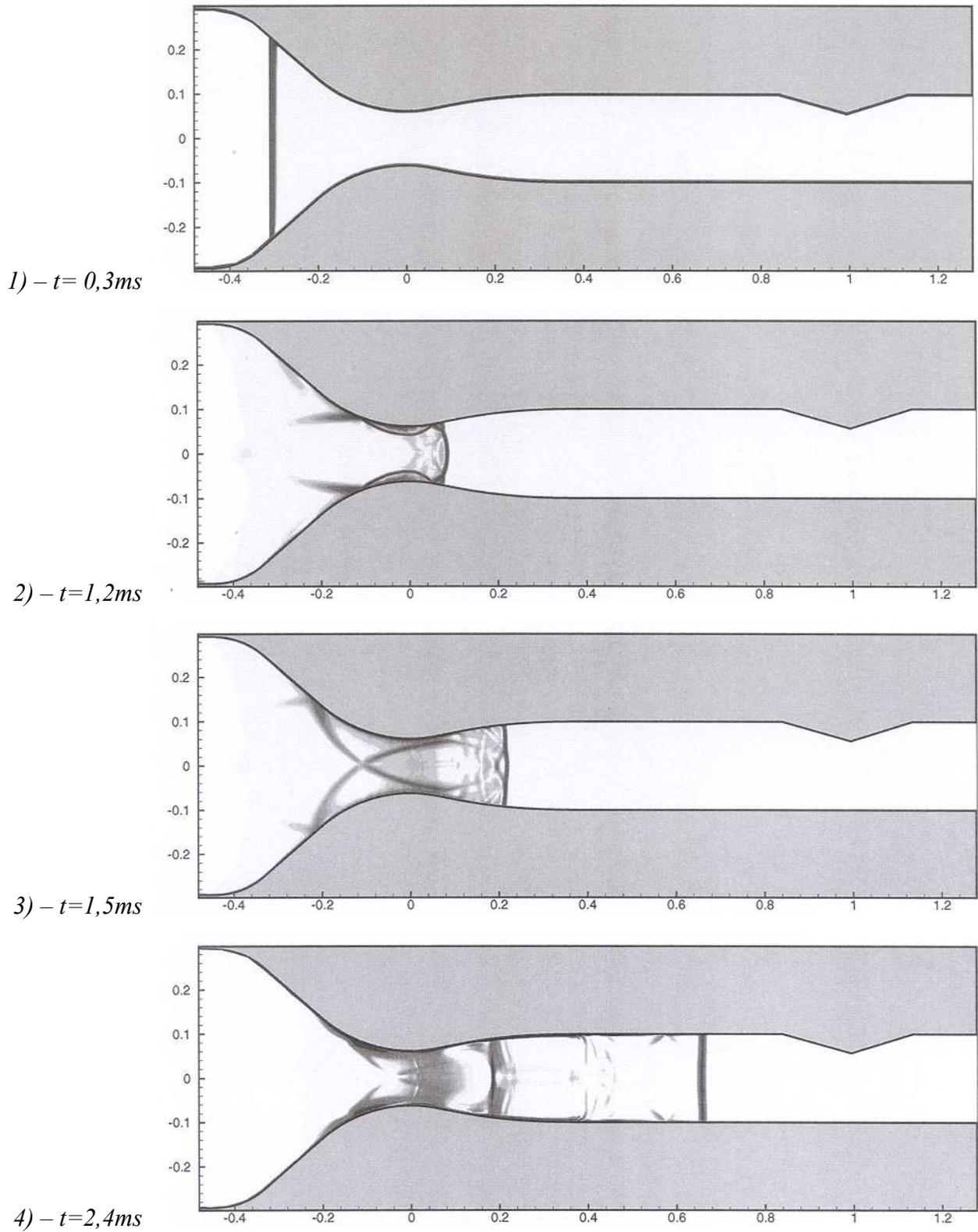


Figure 7-3 – Séquence du transitoire d'amorçage-désamorçage de la tuyère S8Ch. Ombroscopie numérique 1/4.

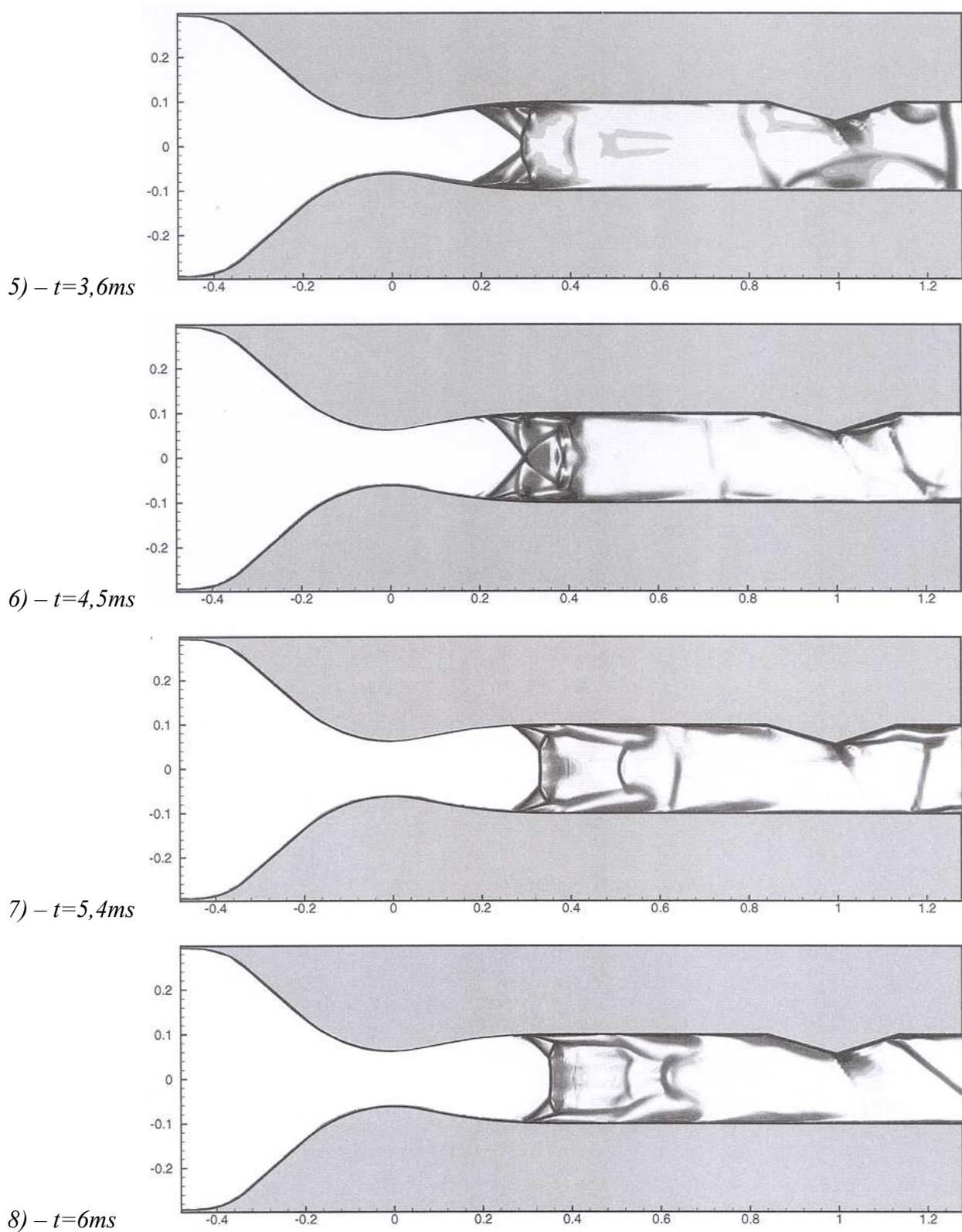
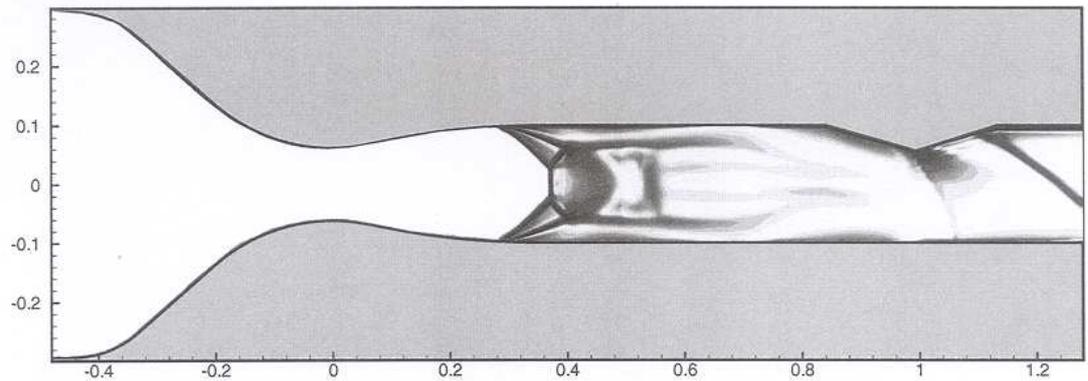
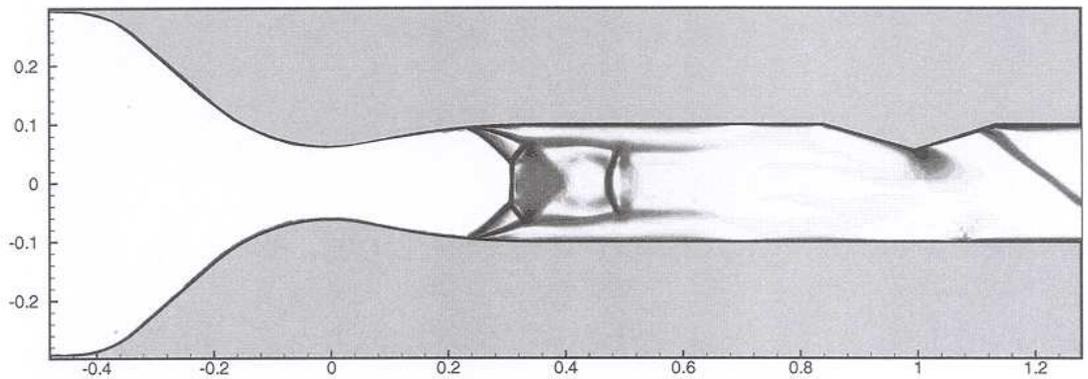


Figure 7-4 – Séquence du transitoire d'amorçage-désamorçage de la tuyère S8Ch. Ombroscopie numérique 2/4.

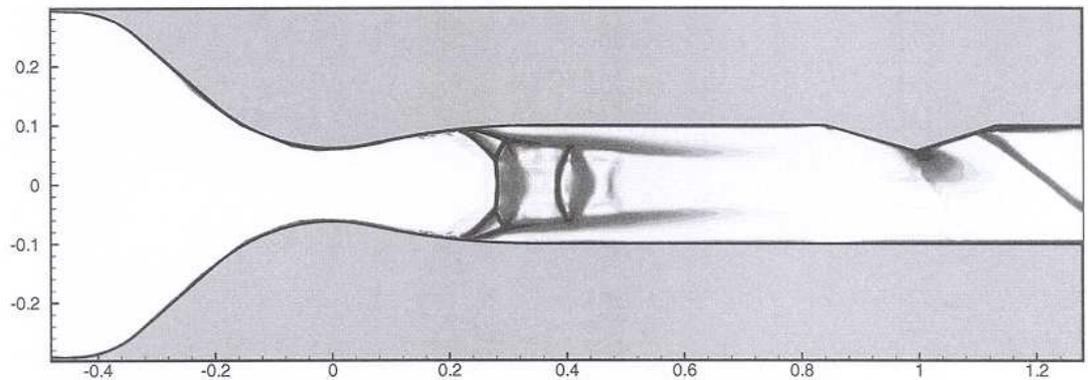
9) - $t=7,5ms$



10) - $t=8,4ms$



11) - $t=9,6ms$



12) - $t=11,4ms$

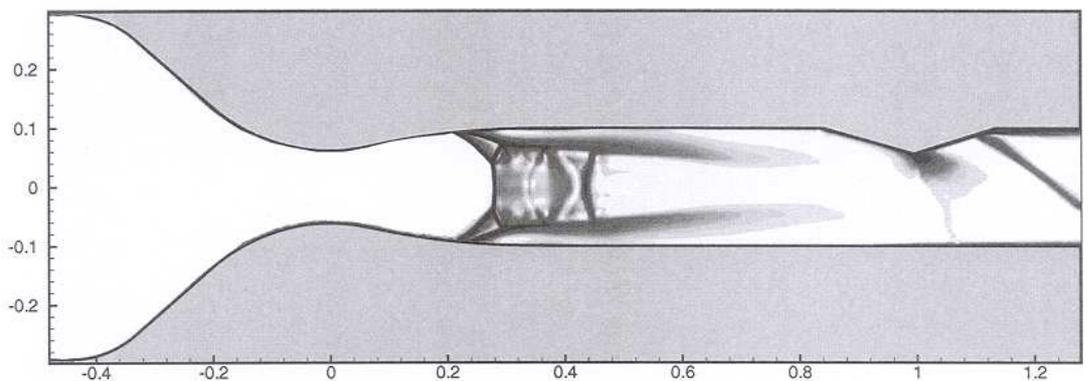


Figure 7-5 – Séquence du transitoire d'amorçage-désamorçage de la tuyère S8Ch. Ombroscopie numérique 3/4.

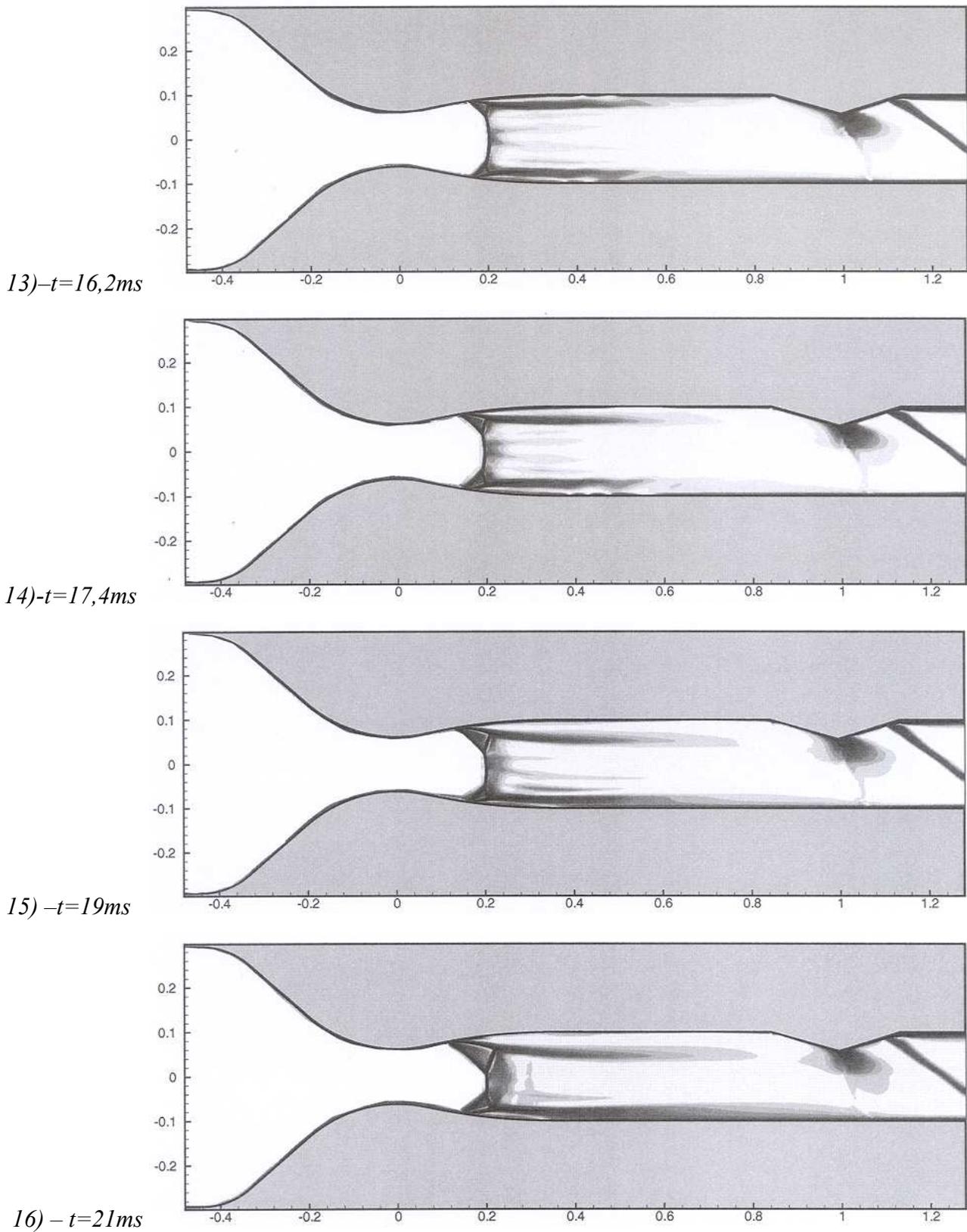


Figure 7-6 – Séquence du transitoire d'amorçage-désamorçage de la tuyère S8Ch. Ombroscopie numérique 4/4.

7.3.2 Propriétés des pressions pariétales

La figure 7-7 présente l'évolution du rapport de pression p_p/p_{i0} sur la paroi inférieure pendant le passage dans la tuyère de l'onde de choc primaire. On peut suivre le passage du choc par les sauts de pression qu'il produit. La pression commence à augmenter d'abord dans le convergent. Dans la région du col un pic de pression est observé en aval du col à $t = 1,2\text{ms}$; en même temps, la vitesse de l'écoulement au col augmente. Le col commence à s'amorcer entre 1,2 et 1,5ms. A $t = 2,1\text{ms}$, le choc primaire est à $X/L=0,5$, dans le canal plan, et une interaction due à des ondes de pression prend naissance dans le divergent faisant augmenter le rapport de pression entre $X/L = 0,1$ et $0,25$. Cette interaction donne naissance à une structure de chocs en forme de lambda caractérisée par un saut de pression d'amplitude élevée ($t = 2,7\text{ms}$). Cette structure de chocs se déplace vers l'aval, comme le montrent les trois dernières évolutions à $t = 3\text{ms}$, $3,3\text{ms}$ et $3,6\text{ms}$.

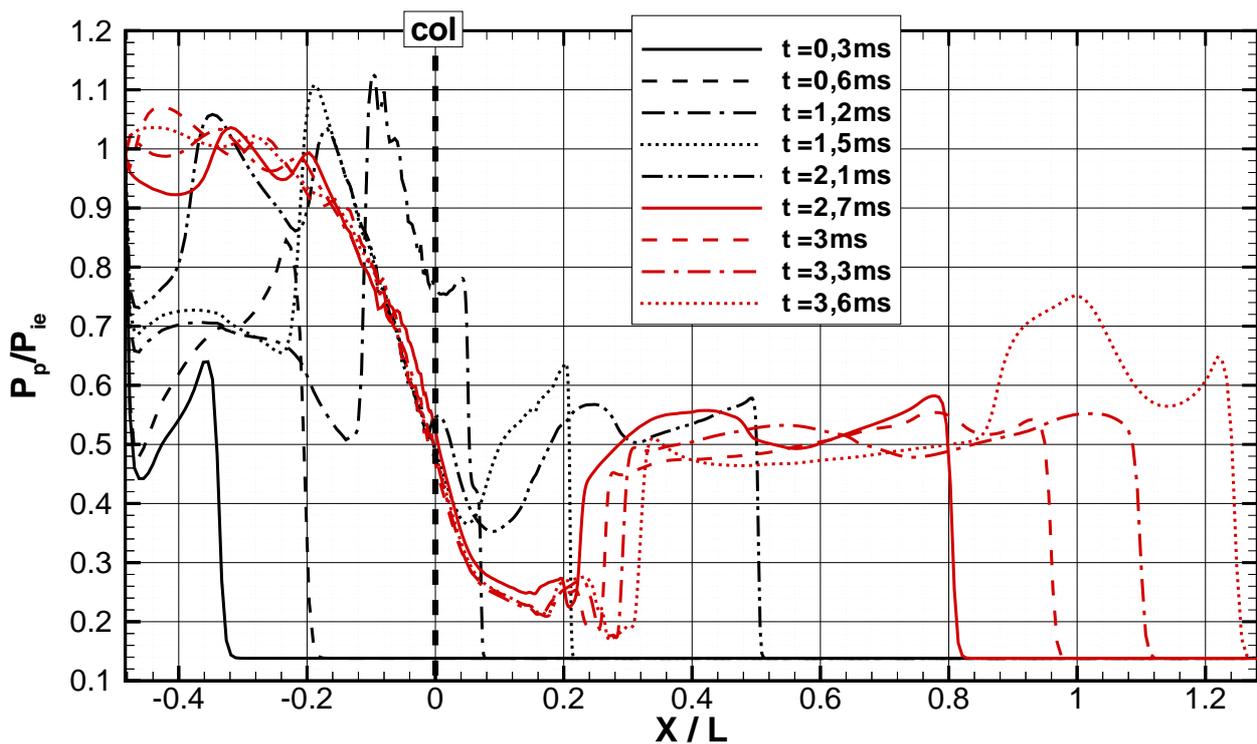


Figure 7-7 – Evolution de la pression sur la paroi inférieure pendant la propagation de l'onde de choc d'amorçage.

Intéressons nous maintenant à l'évolution de la pression dans le divergent et le canal de la tuyère. Sur la figure 7-8 sont tracées les évolutions des rapports p_p / p_{i0} pour les parois inférieure et supérieure. A $t = 6\text{ms}$, les points de décollements sont localisés à la même abscisse comme le montrent les évolutions de pressions qui sont confondues jusqu'au milieu du canal ($X/L = 0,5$) ; des différences dans ces évolutions apparaissent ensuite à l'approche du second col. On commence à voir de légères différences entre les deux parois à partir de $t = 13,2\text{ms}$; celles-ci s'accroissent à 15ms . Au temps final de 21ms , les évolutions de pression sont clairement dissymétriques. La structure de chocs et les pressions ne varient plus ultérieurement.

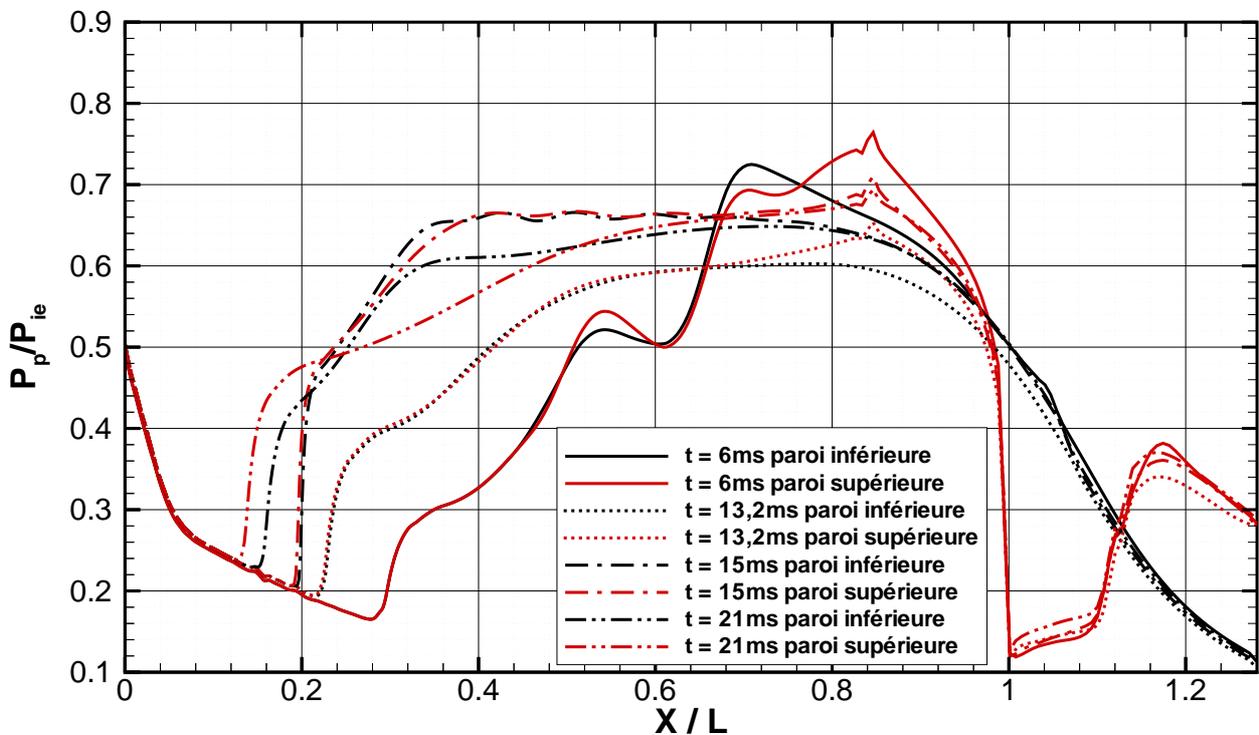


Figure 7-8 – Evolution des pressions pariétales durant la remontée de la structure de chocs. Parois inférieure et supérieure.

7.4 CONCLUSION

Ces études de transitoires ont permis d'obtenir une seule configuration finale dissymétrique. On a constaté que l'amorçage de la tuyère avec second col ouvert provoquait le passage d'une onde de choc droite de forte intensité. En amont de cette onde de choc, des ondes de compression interagissent avec les couches limites. Ces ondes de compression se focalisent pour produire une structure de chocs typique d'une interaction onde de choc - couche limite. Des décollements naissent de cette interaction. La structure de chocs obtenue dans le divergent garde un aspect symétrique. Cette structure remonte dans le divergent suivie d'un train d'ondes de choc et de détente. Le basculement de la structure se produit lors de cette remontée vers 15ms environ et est certainement provoqué par des dissymétries de propagations d'ondes de pression provenant de la région du deuxième col. Cette dissymétrie se maintient jusqu'à l'obtention d'une configuration stable.

8 CONCLUSION ET PERSPECTIVES

La compréhension des mécanismes physiques à la source des écoulements décollés turbulents et dissymétriques en régime supersonique constitue un enjeu majeur pour le développement de codes de simulations numériques, outils importants pour la conception de tuyères de lanceurs. La méconnaissance de la structure détaillée des écoulements décollés dissymétriques a motivé la constitution d'une base de données pour ce type d'écoulement. Notre choix s'est porté sur l'étude d'écoulements décollés obtenus dans la veine d'une soufflerie supersonique de section carrée partiellement désamorçée. Parmi les différentes configurations d'écoulements obtenues, celle ayant donnée une structure de choc dissymétrique a été étudiée en détail.

Ce travail de thèse avait trois objectifs. Le premier était de constituer une base de donnée détaillée pour la validation des codes de calcul en régime stationnaire et fournir des résultats instationnaires sur la dynamique des zones décollées. Le second objectif était d'identifier et d'analyser les propriétés fondamentales de ces écoulements supersoniques décollés. On s'est plus particulièrement intéressé à un cas dissymétrique. Le dernier objectif était de tester quelques modèles de turbulence parmi les plus utilisés pour la simulation numérique en vue d'effectuer des simulations numérique du transitoire d'amorçage d'une tuyère supersonique.

8.1 BASE DE DONNEES

La variation de la hauteur d'un second col placé en aval de la veine d'essais a permis d'obtenir différentes configurations de chocs.

Ces configurations ont été visualisées grâce à un banc stioscopique utilisé en mode ombroscopique où les principales caractéristiques de la structure de l'écoulement ont pu être identifiées. Grâce à un système dénommé Chronoloupe permettant d'obtenir une série de 24 ombroscopies séparées par un pas de temps fixe, les évolutions temporelles des points caractéristiques des structures de chocs ont été restituées.

Ce système a également permis de capturer un changement de configuration d'une structure symétrique vers une dissymétrique. La limitation du nombre de clichés n'a pas permis de déterminer des phénomènes physiques de fréquence inférieure à 100Hz.

Des capteurs de pression stationnaires disposés sur les parois dans le plan médian du divergent de la veine ont permis d'obtenir les évolutions des pressions pariétales des configurations symétriques et dissymétriques.

Le deuxième volet de cette campagne expérimentale a été d'étudier une configuration dissymétrique particulière. La technique de la vélocimétrie laser à frange a été utilisée en mode tridirectionnel pour l'exploration du champ aérodynamique tridimensionnel. Le domaine exploré est constitué de 6 plans de mesure longitudinaux parallèles incluant le plan médian et le plan parallèle situé à 10mm de la paroi de tuyère. Le domaine est suffisamment étendu pour capturer l'ensemble des deux zones de recirculation. Les champs moyen et fluctuant ont été reconstitués à partir de ces mesures. Le maillage est suffisamment raffiné pour pouvoir calculer le rotationnel et la production d'énergie cinétique de turbulence. Utilisé en mode bidimensionnel, le vélocimètre laser a permis d'obtenir le profil des couches limites, en amont de l'interaction, avec une bonne précision. Ce profil a servi pour initialiser les calculs présentés dans cette thèse. L'examen du champ aérodynamique tridimensionnel et des spectres des lignes de frottement pariétales a permis de reconstituer la structure de l'écoulement moyen de proche paroi.

La base de données est également constituée de mesures instationnaires. Des capteurs KuliteTM implantés sur les parois inférieure et supérieure de la veine ont permis de caractériser les fluctuations de pression dans les zones décollées et en aval du recollement. Les fluctuations de la composante longitudinale de la vitesse ont été caractérisées par des mesures effectuées au vélocimètre laser utilisé en mode monodirectionnel. L'utilisation du vélocimètre laser en mode monodirectionnel avec deux volumes de mesure a permis de faire des mesures de la vitesse longitudinale en deux points pour caractériser la vitesse de convection des structures cohérentes présentes dans la couche décollée supérieure. L'acquisition simultanée de mesures en deux points avec un échantillonnage à pas constant n'est pas possible si on veut conserver un nombre d'échantillons suffisant pour valider nos mesures. Il a donc fallu reconstruire ces signaux par interpolation linéaire pour pouvoir effectuer une analyse spectrale de ces mesures. Cette méthode a donnée des résultats satisfaisants.

Les biais de mesure induits par l'utilisation de la vélocimétrie laser ont été identifiés et quantifiés pour certains. Le mouvement de la structure de chocs induit des niveaux élevés des moments

d'ordre 2 et, ainsi, accroît anormalement les tensions de Reynolds. Ces accroissements, localisés autour de la structure de chocs, sont aisément identifiables.

Une expérience consistant à forcer la dissymétrie des décollements en modifiant les couches limites en amont de l'interaction de décollement par application de papier Carborundum sur les parois a été effectuée. Des comparaisons des fluctuations de pressions avec des cas de référence sans papier Carborundum ont été faites.

8.2 ANALYSE PHYSIQUE

Malgré la configuration géométrique dissymétrique de la veine d'essai en présence du second col abaissé, on obtient des configurations d'aspects symétriques pour la plupart des ouvertures de second col testées. Une hauteur de col particulière a permis d'obtenir deux configurations dissymétriques opposées. Les configurations symétriques montrent des mouvements longitudinaux oscillant entre 250-300Hz. Leurs principaux points caractéristiques se déplacent en phase. Les configurations dissymétriques montrent des mouvements longitudinaux et verticaux d'amplitude comparable, il n'y a pas de mouvement périodique particulier décelé par le système de Chronoloupe.

L'analyse du champ aérodynamique tridimensionnel de l'écoulement dissymétrique obtenu par sondage au vélocimètre laser montre la présence de deux zones de recirculation de dimension importante comparée à l'épaisseur de la couche limite amont. Les structures de chocs en lambda sont de tailles très différentes. Les couches décollées issues de l'interaction entre la structure de chocs et les couches limites présentent plusieurs caractéristiques. A l'aval immédiat du point de décollement, une zone de mélange constituée par la confluence de l'écoulement amont à forte vitesse et de l'écoulement de retour à vitesse plus faible produit une couche de mélange qui se développe près de la paroi. Cette couche de mélange est caractérisée par la présence de structures cohérentes bidimensionnelles et par un niveau élevé de la composante selon l'envergure du rotationnel moyen. La vitesse de convection de ces structures, pour la paroi supérieure, a été estimée à environ $110\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ soit 0,7 fois la vitesse extérieure. L'énergie cinétique de turbulence de cette couche de mélange est due principalement aux fluctuations de la vitesse longitudinale. L'épaisseur de vorticité croît linéairement avec des pentes assez proches de $\delta'_w = 0,033$ pour la paroi supérieure et $\delta'_w = 0,039$ pour la paroi inférieure.

L'examen des profils de la vitesse moyenne longitudinale tracée en coordonnées de similitude montre que cette couche de mélange n'est pas assimilable à une couche de mélange libre isobare.

L'interaction entre cette couche de mélange structurée bidimensionnelle et le deuxième choc du lambda provoque une augmentation importante du taux d'expansion δ'_w . Cette interaction produit un accroissement important de la tension de cisaillement. La structuration bidimensionnelle de l'écoulement disparaît au fur et à mesure que l'on se rapproche du point de recollement.

L'analyse spectrale des fluctuations des pressions instationnaires a révélée deux phénomènes dans des plages de fréquence distinctes. Le phénomène le plus énergétique est situé dans une large bande de fréquence 50-100Hz, suivant les configurations. Il est associé aux fluctuations des structures cohérentes présentes dans la couche décollée. Le deuxième phénomène associée aux fluctuations de la structure de chocs est moins énergétique mais mieux localisé en fréquence dans la bande 250-300Hz.

8.3 SIMULATIONS NUMERIQUES

Ce deuxième volet de la thèse consistait à reproduire, par des simulations numériques, l'écoulement moyen pour les configurations de chocs obtenues expérimentalement. Le modèle de turbulence influence la configuration de l'écoulement moyen obtenu. Hormis pour le modèle de Chien qui a donné des configurations symétriques, quel que soit la hauteur de second col, les modèles de turbulences étudiés ont donnés des configurations dissymétriques proches de la configuration expérimentale étudiée au chapitre 5. Compte tenu de l'utilisation d'un code de calcul bidimensionnel et du recalage de la position du choc droit, les interactions avec décollement sont assez bien prédites. La deuxième configuration dissymétrique 2/2 (voir chapitre 4) n'a jamais été obtenue au cours des calculs.

Le modèle de Goldberg mis au point pour traiter les écoulements soumis à des gradients de pression adverses importants en régime supersonique n'a pas donné des résultats très différents du modèle de Jones-Launder. On constate également que les modèles prédisent bien l'interaction inférieure mais surestiment l'étendue de la zone décollée supérieure.

Nous avons constaté que la dynamique des couches décollées était dominée par la présence de structures cohérentes bidimensionnelles dans la zone de l'écoulement située entre les deux chocs formant la structure en lambda associée à ce type d'interaction. La simulation d'un tel écoulement nécessite de pouvoir reproduire la dynamique de ces structures. Les simulations de type LES pour

les écoulements compressibles sont en cours de développement. Nous avons donc utilisés des formulations de type RANS pour effectuer ces études paramétriques.

L'étude numérique du transitoire d'amorçage de la tuyère supersonique a été réalisée avec le modèle de Goldberg. Durant ce transitoire d'amorçage une onde de choc primaire se propage dans la veine d'essai. Des ondes de compression secondaires interagissent avec les couches limites pour former une structure de chocs engendrant des décollements. Cette structure de chocs d'aspect symétrique lors de sa remonté dans le divergent de la tuyère bascule vers une structure dissymétrique stable.

La base de donnée constituée et analysée pendant ce travail de thèse va contribuer à progresser dans la validation des codes de calcul existants ou en cours de développement. Les résultats sur les moments d'ordre 2 devraient permettre de faire progresser la modélisation de la turbulence. La dynamique des structures cohérentes dans les couches de mélange a été déterminée. Ces résultats pourront servir à valider les modèles de type SGE (ou LES) où la dynamique de ces structures est déterminée.

REFERENCES

- [1] **Délery, J.**
Aérodynamique interne – Tuyères et arrières corps.
Cours ENSAE, Edition 1998.
- [2] **Foster, C.R. and Cowles, F.B.**
Experimental study of gas flow separation in over-expanded exhaust nozzles for rocket motors.
Jet Propulsion Laboratory, Technical Report N°4-103, 1949.
- [3] **Green, L.**
Flow separation in rocket nozzle.
ARS Journal, Vol. 1, N°23, pp. 14-18, Jan.-Feb. 1953.
- [4] **Scheller, K. and Bierlen J.A.**
Some experiments of the flow separation in rocket nozzles.
ARS Journal, Vol. 1, N°23, pp. 28-32, Jan.-Feb. 1953.
- [5] **Summerfield, M., Foster, C. and Swan, W.**
Flow separation in overexpanded supersonic exhaust nozzles.
Jet Propulsion Laboratory, Technical Report N°24-103, Sept. 1954.
- [6] **Chapman, D., Kuehn, D. and Larson, H.**
Investigations on separated flows in supersonic and subsonic streams with emphasis on the effect of transition.
NACA, TN N°1356, 1958.
- [7] **Délery, J. and Marvin, J.G.**
Shock-wave boundary layer interactions.
AGARDograph, AG-280, 1986.
- [8] **Aupoix, B., Casalis, G., Regard, D., Reijasse, Ph. et Veillot, J.-P.**
Etude des phénomènes de décollement et des efforts latéraux dans les tuyères surdétendues.
Onera, Rapport Technique N° RT 64/5005.70, 1994.
- [9] **Aupoix, B., Casalis, G., Jouet, C., Regard, D. et Reijasse, Ph.**
Etude des phénomènes de décollement et des efforts latéraux dans les tuyères surdétendues.
Onera, Rapport Technique N° RT 76/5005.70, 1995.
- [10] **Lawrence, R.A.**
Symmetrical and unsymmetrical separation in supersonic nozzles.
PhD Dissertation, Southern Methodist University, April 1967.
- [11] **Edney, B.**
Anomalous heat transfert and pressure distributions on blunt bodies at hypersonic speeds in the presence of impinging shock.
FFA, Technical Report N°115, 1968.
- [12] **Girard, S.**
Etude des charges latérales dans une tuyère supersonique surdétendue.
Mémoire de thèse, Université de Poitiers, Décembre 1999.
- [13] **Herbert, M.V. and Herd, R.J.**
Boundary layer separation in supersonic propelling nozzles.
ARC, R&M N°3421, Aug. 1964.
- [14] **Carrière, P., Sireix, M. and Solignac, J.L.**
Similarity properties of the laminar and turbulent separation phenomena in a non-uniform supersonic flow.
12th International Congress of Applied Mechanics, Springer Verlag, 1968.

- [15] **Schmucker, R.H.**
Status of flow separation prediction in liquid propellant rocket nozzles.
NASA RT N°X-64890, Nov. 1974.
- [16] **Dolling, D.S.**
Fluctuating loads in shock-waves/turbulent boundary layer interaction : tutorial and update.
AIAA Paper 93-0284, Jan. 1993.
- [17] **Kistler, A.L.**
Fluctuating wall pressure under a separated supersonic flow.
Journal of the Acoustical Society of America, N°36, pp. 543-550, March 1964.
- [18] **Gramman, R.A.**
Dynamics of separation and reattachment in a Mach 5 unswept compression ramp flow.
PhD Dissertation, The University of Texas at Austin, Dec. 1989.
- [19] **Gramman, R.A. and Dolling, D.S.**
Detection of turbulent boundary layer separation using fluctuating wall pressure signal.
AIAA 26th Joint Propulsion Conference, AIAA Paper 88-4676, July 1988.
- [20] **Erengil, M.E. and Dolling, D.S.**
Effects of sweepback on unsteady separation in Mach 5 compression ramp interaction.
AIAA Journal, Vol. 31, N° 2, pp. 302-311, 1993.
- [21] **Dussauge, J.P., Debiève, J.F., and Smits, A.J.**
Rapidly distorted compressible boundary-layer.
AGARDograph, AG-315, 1987.
- [22] **Selig, M.S. and Smits, A.J., Muck, K.C. and, Dussauge J.P.**
Turbulence structure in a shock wave/turbulence boundary layer interaction.
AIAA Journal, Vol. 27, n°7, pp. 862-869, 1989.
- [23] **Sajben, M. and Kroutil, J.C.**
Effects of approach boundary-layer thickness on oscillating transonic diffuser flows including a shock.
AIAA 18th Aerospace Science Meeting and exhibit, AIAA Paper 80-0347, Jan. 1980.
- [24] **Sajben, M. and Bogar, T.J.**
Unsteady transonic flow in a two-dimensional diffuser : interpretation of experimental results.
Technical Report MDC n°Q0779, Mac Donnel Douglas Corp., March 1982.
- [25] **Sajben, M., Bogar, T.J. and Kroutil, J.C.**
Characteristic frequency and length scales in transonic diffuser flow oscillation.
AIAA 19th Aerospace Science Meeting and Exhibit, AIAA Paper 81-1291, Jan. 1981.
- [26] **Salmon, J.T., Bogar, T.J. and Sajben, M.**
Laser velocimeter measurements in unsteady separated transonic diffuser flows.
AIAA 14th Fluid and Plasma Dynamics Conference, AIAA Paper 81-1197, June 1981.
- [27] **Strickland, J.H., Simpson R.L. and Barr, P.W.**
Features of separating turbulent boundary layer in the vicinity of separation.
Journal of Fluid Mechanics, N°79, pp. 553-594, 1977.
- [28] **Simpson, R.L.**
Aspects of turbulent boundary-layer separation.
Progress in Aerospace Science, N°0376-0421, pp. 457-521, 1996.
- [29] **Simpson, R.L.**
A review of some phenomena in turbulent flow separation.
J. of Fluid eng, ASME, N°102, pp. 520-533, 1981.

- [30] **Driver, D.M.**
Reynolds shear stress measurements in separated boundary layer flow.
AIAA 22nd Fluids Dynamics, Plasma Dynamics and Laser Conference, AIAA Paper 91-1787, 1991.
- [31] **Délery, J.**
Recherches sur l'interaction onde de choc/couche limite turbulente.
La Recherche Aéronautique, N°6, pp. 337-348, novembre-décembre 1977.
- [32] **Délery, J.**
Analyse du décollement résultant d'une interaction choc/couche limite turbulente en transsonique.
La Recherche Aéronautique, N°6, pp. 305-320, novembre-décembre 1978.
- [33] **Schlichting, H.**
Boundary-layer theory.
Mc Graw Hill, 1968.
- [34] **Boutier, A., Philbert, M., Surget, J. et Véret, C.**
Visualisation et procédés optiques de mesure en aérodynamique.
Extrait de la collection « Techniques de l'ingénieur », 1978.
- [35] **Desse, J.M. et Bourez, J.P.**
Visualisations ombroscopiques ultra-rapides dans la soufflerie S8 de Chalais-Meudon.
Rapport Technique Onera-IMFL N° RT 96381, 1996.
- [36] **Girardot, L., Losfeld, G., Micheli, F., Perroto, M., Soares, R. et Soulevant, D.**
Mise en œuvre de la vélocimétrie laser à franges au département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale.
Onera, Rapport Technique N° RT 193/1865, 1999.
- [37] **Elena, M.**
La vélocimétrie laser – Les problèmes de biais, erreurs, corrections, précisions des mesures.
Association Francophone de Vélocimétrie Laser, Ecole d'automne, 19-24 Septembre 1999.
- [38] **Boutier, A.**
Caractérisation de la turbulence par vélocimétrie laser.
35^{ème} Colloque d'Aérodynamique Appliquée de l'AAAF, 22-24 mars 1999, Lille, France.
- [39] **McLaughlin, D.K. and Tiederman W.G.**
Biassing correction for individual realisation of laser and anemometer measurements in turbulent flows.
Physics of Fluids, N°16, pp. 2082-2088, 1973.
- [40] **Edwards, R.W.**
Report of the special panel on statistical bias problems in laser anemometry.
J. Fluid Eng., N°109, pp. 89-93, 1987.
- [41] **Reijasse, Ph., Corbel, B. and Soulevant D.**
Unsteadiness and asymmetry of shock-induced separation in a planar two-dimensional nozzle.
AIAA 30th Fluids Dynamics Conference, AIAA Paper 99-3694, June 1999.
- [42] **Culick, F.C. and Rogers, T.**
The response of normal shocks in diffusers.
AIAA Journal, N°10, Oct. 1983.
- [43] **Hurrell, H.G.**
Analysis of shock motion in ducts during disturbances in downstream pressure.
NACA TR N°4090, September 1957.
- [44] **Kantrowitz, H.G.**
The formation and stability of normal shock waves in channel flows.
NACA TR N°1225, March 1947.

- [45] **Bourgoing, A. and Reijasse, Ph.**
Experimental investigation of an unsteady and asymmetrical supersonic separated flow.
CASI, 8th Aerodynamics Session Symposium , Toronto, Canada, 29 April-2 May 2001.
- [46] **Bourgoing, A. and Reijasse, Ph.**
Experimental analysis of unsteady separated flow in a planar nozzle.
International Symposium on Shock Wave (ISSW 23), The University of Texas Forth Worth, Texas, 22-27 July 2001.
- [47] **Clauser, F.H.**
The turbulent boundary layer.
Advances Applied Mechanics, Vol. 4, 1956.
- [48] **Poincaré, H.**
Les points singuliers dans les équations différentielles.
Compte Rendu de l'Académie des Sciences, février 1891.
- [49] **Legendre, R.**
Lignes de courant d'un écoulement permanent. Décollement et séparation.
La Recherche Aérospatiale, N° 6, 1977.
- [50] **Lighthill, M.J.**
Attachment and separation in three dimensionnal flows.
Laminar Boundary Layer Theory, pp. 72-82, Oxford University Press, 1963.
- [51] **Délery, J.**
Topologie des écoulements tridimensionnels décollés stationnaires : points singuliers, séparatrices et structures tourbillonnaires.
Onera, Rapport Technique N° RT 121/7078 DAFE/N, 1999.
- [52] **Blin, E.**
Etude expérimentale de l'interaction entre une turbulence libre et une onde de choc.
Mémoire de thèse, Université Pierre et Marie Curie, 1993.
- [53] **Debiève, J.F. and Lacharme, J.P.**
A shock wave/free interaction.
Symposium on Turbulent Shear Layer/Shock Wave Interactions, pp.393-403, Springer Verlag, 1985.
- [54] **Bendat, J.-S. and Piersol, A.-G.**
RANDOM DATA : Analysis and Measurement Procedures.
Edition Wiley-Intersciences, first edition, 1971.
- [55] **Forestier, N.**
Etude expérimentale d'une couche cisailée au-dessus d'une cavité en régime transsonique.
Mémoire de thèse, Ecole Centrale de Lyon, 2000.
- [56] **Cocquart, L.**
Simulation des grandes échelles de l'écoulement instationnaire turbulent dans une tuyère 3D transsonique.
Mémoire de thèse, Université Pierre et Marie Curie, 2001.
- [57] **Benay, R. et Servel, P.**
Application d'un code Navier-Stokes au calcul d'écoulement d'arrière-corps de missiles ou d'avions.
La Recherche Aérospatiale, n° 6, pp405-426, 1995.
- [58] **Favre, A.**
Equations des gaz turbulents compressibles. II Méthodes des vitesses moyennes, méthodes des vitesses moyennes pondérées par la masse volumique.
Journal de Mécanique, Vol. 4, 1965.

- [59] **Warming, R. and Beam, R.**
On the construction and application of implicit factored schemes for conservation laws.
SIAM-AMS Proceedings, Vol. 11, 1978.
- [60] **Steger, J. and Warming, R.**
Flux vector splitting of the inviscid gas dynamics equations with application to finite difference methods.
Journal of Computational Physics, N° 40, pp. 263-293, 1981.
- [61] **Roe, P.L.**
Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes.
Journal of computational physics, N°43, pp. 357-372, 1981.
- [62] **Osher, S. and Chakravarthy S.**
Very high order accurate TVD schemes.
NACA-ICASE TR N° 84-44, September 1984.
- [63] **Viviand, H. and Veuillot, J.P.**
A pseudo-unsteady method for the computation of transonic potential flows.
AIAA 11st Fluid and Plasma Dynamics Conference, AIAA Paper 78-1150, July 1978.
- [64] **Jones, W.P. and Launder, B.E.**
The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence.
Journal of Heat and Mass Transfert, N°15, Vol. 1, pp. 301-314, 1973.
- [65] **Launder, B.E. and Sharma, B.I.**
Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disk.
Letter in Heat and Mass transfer, N°20, Vol. 1, pp. 34-38, 1982.
- [66] **Goldberg, U., Perroomian, O. and Chakravarthy, S.**
A wall-distance-free $k-\epsilon$ model with enhanced near-wall treatment.
ASME, Journal of Fluids Engineering, N°120, pp. 457-462, Sept. 1998.
- [67] **Chien, Y.S.**
Prediction of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds turbulence model.
AIAA Journal, Vol. 20, N° 1, pp. 34-38, 1982.
- [68] **Smith, C.E.**
The starting process in a hypersonic nozzle.
Journal of Fluid Mechanic, N°24, Vol. 4, pp. 625-640, 1966.
- [69] **Amann, H.O.**
Experimental study of the starting process in a reflection nozzle.
Physics of Fluids Supplement, N°1, pp. 153-155, 1969.
- [70] **Jacobs, P.A.**
Transient hypervelocity flow in an axisymmetric nozzle.
AIAA 29th Aerospace Sciences Meeting, AIAA Paper 91-0295, January 1991.
- [71] **Saito, T., Timofeev, E.V., Sun, M. and Takayama, K.**
Numerical and experimental study of 2D nozzle starting process.
22nd International Symposium on Shock Wave (ISSW22), N°4090, Imperial College, London, 18-23 July 1999.
- [72] **Yee, H., Warming, R. and Beam, R.**
Boundary approximation for implicit schemes for one dimensional inviscid equations of gas dynamics.
AIAA Journal, Vol. 20, pp. 1203-1211, 1982.
- [73] **Durbin, P.A.**
Near-wall turbulence closure modeling without damping function.
Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Vol. 3, pp. 1-13, 1991.

[74] Launder, B.E.

On the computation of convective heat transfert in complex turbulent flows.
ASME Journal of Heat Transfert, Vol. 110, pp. 1112-1128, 1988.

[75] Max, J.

Methodes et techniques de traitement du signal et application aux mesures physiques. Tome 2.
Masson, 1987.

ANNEXE A - MODELES DE TURBULENCE

Cette annexe a pour fonction de rappeler les hypothèses à l'origine de la formulation des équations de transport de la turbulence utilisées dans cette étude. Un bref rappel du contexte dans lequel ces modèles ont été conçu est donné. Les modèles de turbulence utilisés comportent tous deux équations de transport appartenant à la famille des modèles bien connus k-ε. Ces modèles utilisent tous l'hypothèse de Boussinesq.

A – 1 MODELE K-ε DE JONES ET LAUNDER (1972)

Il s'agit de l'un des premier modèle bas-Reynolds de la famille des k-ε [64]. Ce modèle est très employé par les numériciens, il est donc intéressant de rappeler brièvement les hypothèses qui ont conduit à sa formulation.

- Définition de la viscosité turbulente :

$$\mu_T = 0,09 f_\mu \bar{\rho} \frac{\bar{k}^2}{\tilde{\epsilon}}$$

où f_μ est la fonction d'amortissement définie par :

$$f_\mu = \exp\left(-\frac{2,5}{1 + \frac{R_T}{50}}\right)$$

et R_T le nombre de Reynolds turbulent : $R_T = \frac{\bar{\rho} \bar{k}^2}{\mu \tilde{\epsilon}}$

- Equation pour k :

Pour modéliser l'écoulement dans la sous-couche visqueuse où le viscosité laminaire intervient dans le processus de production, destruction et transport de la turbulence, un terme source supplémentaire **D** est ajouté à l'équation de transport de k sous la forme :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{k} \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_i} \right] - P_k + \bar{\rho} \tilde{\epsilon} + \underbrace{2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_n} \right)^2}_{\mathbf{D}} = 0$$

où : $\lim_{y \rightarrow 0} \bar{\rho} \tilde{\epsilon} = 2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_n} \right)^2$

avec $\sigma_k=1$, et $P_k = \left[\mu_T \left(\frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{k} \delta_{ij} \right] \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_j}$ avec l'hypothèse de Boussinesq.

- Equation pour ε :

Le terme supplémentaire **E** est justifié pour rendre compte du comportement expérimental du pic de k obtenu expérimentalement. Une fonction de correction f_2 est introduite pour tenir compte de la diminution de la valeur de la dissipation à l'approche de la paroi. Elle dépend du nombre de Reynolds turbulent R_T .

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_i} \right] - C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P_k + C_{\varepsilon 2} f_2 \bar{\rho} \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} - \underbrace{2 \frac{\mu \mu_T}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \tilde{U}_i}{\partial^2 x_n} \right)^2}_{\mathbf{E}} = 0$$

avec $\sigma_\varepsilon=1,3$, $C_{\varepsilon 1} = 1,55$, $C_{\varepsilon 2} = 2,0$, $f_2 = 1 - 0,3 \exp(-R_T^2)$

- Conditions aux limites :

$$k_p = 0$$

$$\varepsilon_p = 0$$

A – 2 MODELE K-ε DE LAUNDER ET SHARMA (1974)

Il s'agit d'une variante du modèle précédent. La formulation des équations de transport est identique, seules quelques constantes changent [65]. La fonction d'amortissement présente dans l'expression de la viscosité turbulente est modifiée. Les termes sources **D** et **E** restent identiques au modèle précédent ; les constantes $C_{\varepsilon 1}$ et $C_{\varepsilon 2}$ sont modifiées. Il s'agit de faire une étude de sensibilité sur les coefficients du modèle sur les résultats tout en conservant la formulation précédente.

- Définition de la viscosité turbulente :

$$\mu_T = 0,09 f_\mu \bar{\rho} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}}$$

où f_μ est la fonction d'amortissement définie par :

$$f_\mu = \exp\left(-\frac{3,4}{\left(1 + \frac{R_T}{50}\right)^2}\right)$$

$$\text{et : } R_T = \frac{\bar{\rho} \bar{k}^2}{\mu \bar{\varepsilon}}$$

- Equation pour k :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{k} \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_i} \right] - P_k + \bar{\rho} \bar{\varepsilon} + \underbrace{2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{\bar{k}}}{\partial x_n} \right)^2}_{\text{D}} = 0$$

avec $\sigma_k=1$.

- Equation pour ε :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{\varepsilon} \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \bar{\varepsilon}}{\partial x_i} \right] - C_{\varepsilon 1} \frac{\bar{\varepsilon}}{k} P_k + C_{\varepsilon 2} f_2 \bar{\rho} \frac{\bar{\varepsilon}^2}{k} - \underbrace{2 \frac{\mu \mu_T}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \tilde{U}_i}{\partial^2 x_n} \right)^2}_{\text{E}} = 0$$

avec $\sigma_\varepsilon=1,3$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, $f_2 = 1 - 0,3 \exp(-R_T^2)$

- Conditions aux limites :

$$k_p = 0$$

$$\varepsilon_p = 0$$

A – 3 MODELE K-ε DE GOLDBERG ET AL (1998)

Le choix d'implémenter ce type de modèles provient de la volonté de tester une formulation des équations de transports différentes des deux cas précédents très proches l'un de l'autre.

Ce modèle, développé dans [66], est adapté selon les auteurs aux écoulements comportant des gradients de pression adverses. C'est la raison pour laquelle il a été utilisé dans les calculs présentés dans ce rapport. L'effet de gradient de pression adverse est modélisé par l'introduction d'un terme source supplémentaire E dans l'équation de transport de ε et a pour effet d'accroître les niveaux de ε. Ce modèle comporte également une échelle de temps caractéristique (« realizable time scale ») qui est définie dans la suite de ce paragraphe.

- Définition de la viscosité turbulente :

$$\mu_T = C_\mu f_\mu \rho \frac{\bar{k}^2}{\tilde{\varepsilon}}$$

où f_μ est la fonction d'amortissement définie par :

$$f_\mu = \frac{1 - e^{-A_\mu R_t}}{1 - e^{-\sqrt{R_t}}} \max\{1, \xi^{-1}\}$$

et : $C_\mu = 0,09$, les autres variables seront explicitées dans la suite.

- Equation pour k :

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} k \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_i} \right] - P_k + \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} = 0$$

avec $\sigma_k = 1$.

- Equation pour ε :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_i} \right] - (C_{\varepsilon 2} \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} - C_{\varepsilon 1} P_k - E) \cdot T_t^{-1} = 0$$

avec $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$

Les autres variables sont définies par :

$$E = A_E \rho V \sqrt{\varepsilon R_T} \Psi$$

$$\Psi = \max \left\{ k^{\frac{1}{2}}, (v\varepsilon)^{\frac{1}{4}} \right\}$$

$$V = \max \left\{ \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_i}, \frac{\partial \tau}{\partial x_i}, 0 \right\}$$

$$\xi = \frac{\sqrt{R_T}}{C_\tau}$$

$$C_\tau = \sqrt{2}$$

$$A_u = 0,01$$

$$A_E = 0,15$$

Ce modèle comporte une échelle de temps caractéristique (« realizable time scale ») T_t proposé par Durbin [73] pour différencier l'échelle de temps caractéristique de la turbulence k/ε et l'échelle de temps de Kolmogorov. Ainsi, si R_T est suffisamment grand alors $T_t = k/\varepsilon$ et si $R_T \ll 1$ alors $T_t = C_\tau \sqrt{v/\varepsilon}$.

Le terme source supplémentaire E a été modélisé pour accroître le niveau de ε dans les régions de non équilibre d'un écoulement comme les écoulements soumis à des gradients de pression adverses, ce concept est repris d'une formulation de Launder [74]. Ce terme est actif uniquement pour les écoulements de proche paroi quand $\Psi > 0$. Le terme de vitesse V limite l'influence de E uniquement dans la sous couche visqueuse de la couche limite.

- Conditions aux limites :

La condition aux limites pour k est simplement : $k_p = 0$. Pour ε , elle est basée sur son comportement asymptotique à l'approche de la paroi : $\varepsilon_p = 2\nu_1 \frac{k_1}{y_1^2}$. « 1 » est relatif à la première maille à la paroi.

A – 4 MODELE K-ε DE CHIEN (1982)

La particularité majeure de ce modèle est d'incorporer un terme de distance à la paroi, dans l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente et dans l'équation de transport de la dissipation sous forme d'un terme source en $1/(y-y_p)^2$ et de y^+ [67]. Le facteur d'amortissement annulant la turbulence à la paroi dépend de y , le modèle est donc sensible, a priori, au maillage à proximité des parois. Les variables k et ε tendent asymptotiquement vers 0 à la paroi.

- Définition de la viscosité turbulente :

$$\mu_T = 0,09 f_\mu \bar{\rho} \frac{\bar{k}^2}{\bar{\varepsilon}}$$

où f_μ est la fonction d'amortissement définie par :

$$f_\mu = 1 - \exp(-0,0115y^+)$$

$$\text{et : } y^+ = (y - y_p) \frac{\sqrt{\bar{\rho}_p \bar{\tau}_p}}{\mu_p}$$

- Equation pour k :

Le choix d'inclure une formulation de **D** et **E** contenant une distance à la paroi est justifié par l'auteur pour simplifier l'expression de **D** par rapport aux modèles incluant des dérivées secondes.

$$\frac{\partial \bar{\rho} \bar{k}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \bar{k} \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial x_i} \right] - P_k + \bar{\rho} \bar{\varepsilon} + \underbrace{2 \frac{\mu \bar{k}}{(y - y_p)^2}}_{\text{D}} = 0$$

avec $\sigma_k=1$.

- Equation pour ε :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{\varepsilon} \tilde{U}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_i} \right] - C_{\varepsilon 1} \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} P_k + C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\tilde{\varepsilon}^2}{k} + \underbrace{2 \frac{\mu \tilde{\varepsilon}}{(y - y_p)^2} e^{-0,5y^+}}_{\text{E}} = 0$$

avec $\sigma_\varepsilon=1,3$, $C_{\varepsilon 1} = 1,35$, $C_{\varepsilon 2} = 1,8$

$$\text{et : } f_2 = 1 - \frac{2}{9} \exp\left(-\frac{R_T^2}{36}\right)$$

- Conditions aux limites :

$$k_p = 0$$

$$\varepsilon_p = 0$$

ANNEXE B - ELEMENTS D'ANALYSE SPECTRALE

B – 1 DEFINITIONS

Définition 1

On définit la fonction d'autocorrélation $R_{11}(\tau)$ d'un signal temporel $s_1(t)$ par la relation :

$$R_{11}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} s(t) \cdot s(t + \tau) dt$$

Sa transformée dans l'espace de Fourier, appelée densité spectrale de puissance (DSP) a pour définition :

Définition 2

$$S_{11}(f) = TF(R_{11}(\tau))$$

On considère deux signaux temporels $s_1(t, x)$ mesuré en x et $s_2(t + \tau, x + \chi)$ mesuré en $x + \chi$. La fonction d'intercorrélacion entre ces deux signaux est définie par :

Définition 3

$$R_{12}(\tau, \chi) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} s_1(t, x) \cdot s_2(t + \tau, x + \chi) dt$$

Sa transformée de Fourier, appelée interspectre est définie par :

Définition 4

$$S_{12}(f) = TF(R_{12}(\tau, \chi))$$

C'est une fonction, en général, complexe que l'on peut écrire sous la forme :

$$S_{12}(f) = C_{12}(f) + iQ_{12}(f) = \|S_{12}(f)\| \cdot e^{-i\Phi(f)}$$

où $\|S_{12}(f)\|$ est le module de $S_{12}(f)$, $\Phi(f)$ le déphasage entre les deux signaux, $C_{12}(f)$ le cospectre et $Q_{12}(f)$ le quadspectre de $S_{12}(f)$.

La fonction de cohérence $\gamma(f)$ permet de savoir si deux signaux sont statistiquement liés pour une fréquence f particulière. Elle est définie par la relation suivante :

Définition 5

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

avec $\forall f : 0 \leq \gamma(f) \leq 1$

Si $\gamma(f)=1$, les deux signaux sont parfaitement cohérents.

Le déphasage entre les deux signaux est évalué par la fonction :

Définition 6

$$\Phi(f) = \tan^{-1} \left[\frac{Q_{12}(f)}{C_{12}(f)} \right]$$

B – 2 TRANSFORMEE DE FOURIER DISCRETE

En pratique, on mesure un signal temporel discret ayant un nombre limité de points. Si l'échantillonnage de ce signal s'effectue à pas constant avec une fréquence d'échantillonnage égale à $f_e = 1/T_e$ alors on peut représenter le signal discret, fini de N échantillons, par [75]:

Définition 7

$$s(t, N) = \sum_{k=0}^{N-1} x(kT_e) \cdot \delta(t - kT_e)$$

On appelle Transformée de Fourier numérique TFN des N échantillons d'un signal discret $s(t, N)$, la fonction définie par :

Définition 8

$$TFN[s(t, N)] = \sum_{k=0}^{N-1} x(kT_e) \cdot e^{-2\pi j k T_e}$$

La Transformée de Fourier Discrète TFD d'un signal défini par N échantillons, $\{s_k\}_N$, s'écrit :

Définition 9

$$TFD[\{s_k\}_N] = \sum_{k=0}^{N-1} s_k \cdot e^{-\frac{2\pi j k l}{N}} \quad \text{avec } k \text{ et } l \text{ variant de } 0 \text{ à } N-1.$$

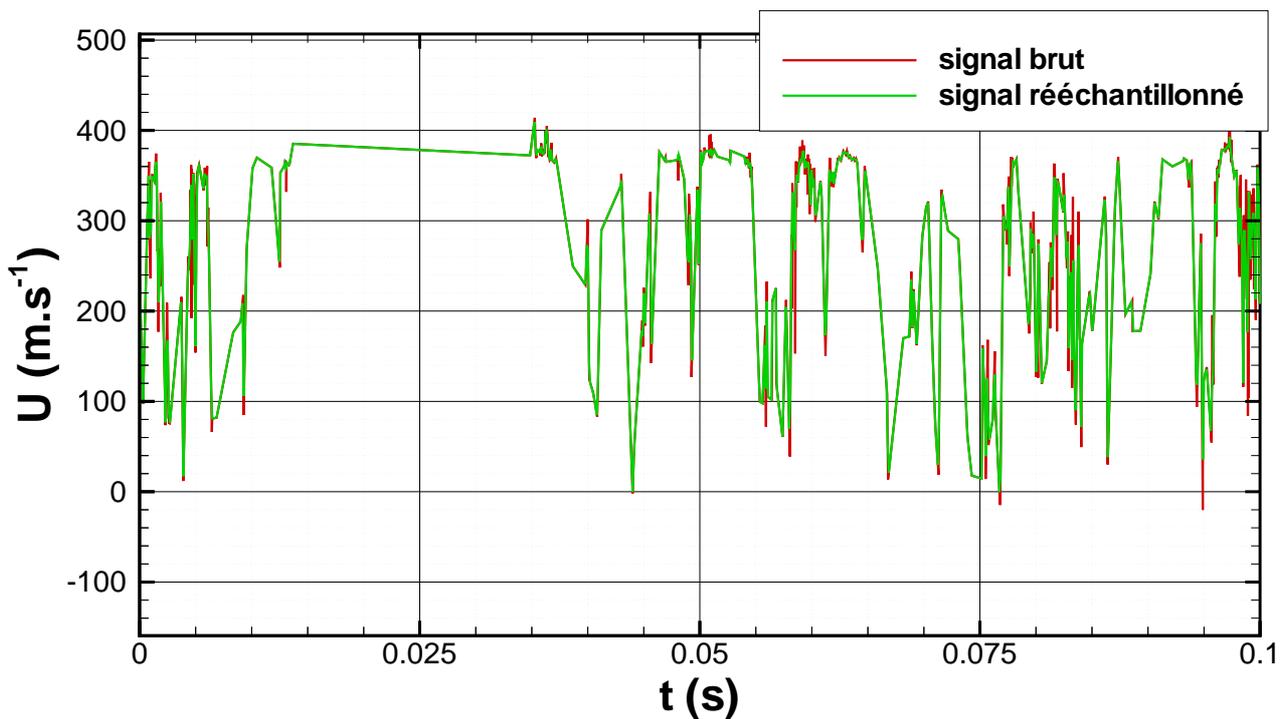
La transformé discrète est la transformée de Fourier numérique échantillonnée avec un pas en fréquence égale à f_e/N . Si N s'exprime sous la forme d'une puissance de 2, alors il existe des algorithmes qui diminuent considérablement les temps de calcul appelés FFT (Fast Fourier Transform) que nous avons utilisés.

B – 3 METHODE DE CALCUL D'INTERSPECTRES DE SIGNAUX NON ECHANTILLONNES A PAS CONSTANT

Considérons deux signaux temporels discrets non échantillonnés à pas constant $s_1(n)$ et $s_2(n)$ mais ayant une même base temporelle de N échantillons ($n=0,1..N-1$). Si on veut obtenir les interspectres de ces signaux ainsi que leur déphasage par les méthodes de calcul de transformées de Fourier discrètes rapides, il est nécessaire de rééchantillonner les deux signaux à pas constant. La démarche de reconstitution des signaux est détaillée ici :

- On calcule la fréquence d'échantillonnage moyenne $\langle f_e \rangle$ des deux signaux
- On interpole linéairement les deux signaux avec un pas constant égal à $1/\langle f_e \rangle$.

Sur la figure suivante on peut voir la différence entre le signal interpolé linéairement et le signal brut sur une séquence limitée. On constate que le signal reconstruit est assez proche du signal original. Cette méthode n'est valable que si le signal de départ est échantillonné avec un pas proche de $1/\langle f_e \rangle$ et a pour conséquence de lisser le signal original donc d'effectuer un filtrage passe-bas [75].



On peut maintenant calculer les interspectres par une méthode tirée de [54] (pp.314-316).

- On calcule la corrélation discrète entre les deux signaux $s_1(n)$ et $s_2(n)$ de N échantillons échantillonnés à pas constant $h=1/\langle f_e \rangle$ normalisés par leurs écarts-types :

$$R_{12}(k) = \frac{1}{N-k} \sum_{n=1}^{N-k} \frac{s_1(n) \cdot s_2(n)}{(s_1(n) - \bar{s}_1) \cdot (s_2(n) - \bar{s}_2)} \text{ avec } k = 0, 1, \dots, N-1$$

- Pour limiter les effets dus à la troncature des signaux, on applique un filtre passe-bas sur la corrélation obtenue. Le plus simple des filtres passe-bas, la fenêtre triangulaire, a été choisie.

- On applique un algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT) sur le signal ce qui nécessite d'avoir des corrélations de 2^q points, avec q entier. Pour éviter le phénomène de repliement de spectre, on se place à la fréquence de Shannon $\langle f_e \rangle / 2$. La fréquence d'échantillonnage moyenne a été de 10kHz pour quasiment tous les points mesurés, ceci implique que les FFT ont été effectuées à une fréquence d'environ 5kHz.
- On obtient par cet algorithme : le module, la fonction de cohérence et la phase de l'interspectre des deux signaux.

On a pris trois valeurs de q pour obtenir la convergence des spectres. Ainsi pour $q = 10, 11, 12$ on a en moyenne, respectivement : 48 fenêtres de 1024 points par fenêtre, 24 fenêtres à 2048 points par fenêtre, 12 fenêtres à 4096 points par fenêtre. Les résultats présentés sont obtenus après convergence des spectres sur 48 fenêtres.